

## 面向 ATR 的平面隙缝阵列天线电磁散射特性研究

程永强 秦玉亮 王宏强 黎湘  
(国防科技大学电子科学与工程学院 长沙 410073)

**摘要:** 该文针对主动雷达导引头对防空导弹武器系统制导雷达的检测与识别需求, 通过对制导雷达平面隙缝阵列天线电磁散射机理的分析, 建立了天线的电磁散射模型, 研究了天线 RCS 的计算方法, 结合仿真计算结果, 给出了天线尺寸、隙缝数目及入射波频率等因素对天线 RCS 的影响规律。仿真结果表明, 雷达天线 RCS 较大且具有明显的周期性, 其幅度特征和周期特征可以作为识别的重要依据, 为主动雷达导引头对地面雷达站的检测与识别奠定了基础。

**关键词:** 阵列天线; 电磁散射; 目标散射特性; 雷达散射截面; 目标识别

中图分类号: TN957.2

文献标识码: A

文章编号: 1009-5896(2008)10-2343-04

## Study on ATR-Oriented EM Scattering from Planar Slotted Array Antenna

Cheng Yong-qiang Qin Yu-liang Wang Hong-qiang Li Xiang

(School of Electronic Sci. and Eng., National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

**Abstract:** In order to satisfy some special demands for detection and recognition to the guiding radar of Air Defense Missile Weapon System (ADMWS) using an active radar seeker, an analysis method of planar slotted array antennal RCS is stressly studied based on the theory of the antennal electromagnetic scattering mechanism. An electromagnetic scattering model of the antennas is established, and it introduces the detailed calculation procedure. The influences to antennas' RCS of factors such as antenna size, frequency and quantity of slot etc are detailedly discussed. The simulation result shows that RCS of radar antenna is biggish and possesses obvious periodicity, and the range characteristic and period characteristic can be regarded the important basis of recognition. The work is meaningful for the research on detection and recognition algorithm for ground-based radar stations.

**Key words:** Array antenna; EM scattering; Target scattering characteristics; RCS; ATR

### 1 引言

主被动复合反辐射导弹是打击地空导弹阵地制导雷达、预警雷达等目标的有效手段, 防空导弹制导雷达大部分采用的是平面隙缝阵列天线(Planar Slotted Array Antenna, PSAA), PSAA 在某些视角范围内会产生很大的雷达截面贡献<sup>[1]</sup>。因此, 研究 PSAA 的电磁散射特性, 对研究强地杂波背景下及多目标环境中主动导引头对制导雷达的检测与识别具有重要意义。

天线是导行波和自由空间波的换能器, 它的散射机理比普通散射体要复杂得多<sup>[2]</sup>。几十年来, 国内外许多学者对天线的电磁散射问题进行了大量的研究<sup>[2-5]</sup>。文献[2]用发射天线  $T$ , 散射天线  $S$  和接收天线  $R$  构成的线性三端口网络系统来描述天线的散射过程, 通过网络分析的方法导出  $R$  处散射场  $E^s$  的表达式, 并把天线的散射分为结构项散射场和模式项散射场两部分; 文献[3-5]分别研究了矩形波导阵列天线、

柱形阵列天线和高增益圆形波导阵列天线的 RCS 计算方法。目前, 对天线散射特性的研究主要是为了缩减雷达天线的散射截面以满足隐身的需要, 对其检测与识别的研究较少。

本文从天线的电磁散射机理出发, 研究了利用矩量法计算隙缝阵列天线模式项散射场和利用物理光学法计算平板结构项散射场的方法; 针对自动目标识别的需要, 结合仿真计算结果, 考察了天线 RCS 随平板尺寸、隙缝数目和入射波频段的变化规律, 为雷达站的检测与识别研究提供了基本依据。

### 2 天线的电磁散射机理

天线的散射通常包括两部分: 一部分是与散射天线负载情况无关的结构项散射场, 它是天线接匹配负载时的散射场, 其散射机理与普通散射体相同; 另一部分则是随天线负载情况变化的天线模式项散射场, 它是由于负载与天线不匹配而反射的功率经天线再辐射而产生的散射场, 这是天线作为一个加载散射体而特有的散射场<sup>[6]</sup>。天线的两部分散射场经相位叠加后构成天线的总散射场。

### 3 平面隙缝阵列天线RCS的计算方法

#### 3.1 电磁散射模型

考虑如图1所示的平面隙缝阵列天线,其缝隙为矩形波导宽边开缝。设入射方向位于 $yo$ z平面,入射磁场平行于 $x$ 方向,沿 $x$ 方向有 $M$ 个全长为 $2l$ 的裂缝振子,相邻裂缝端点间距为 $\Delta x$ ,缝宽为 $w$ ;沿 $y$ 方向有 $N$ 个振子,振子间距为 $\Delta y$ 。平面隙缝阵列天线的RCS由隙缝的模式项散射场和平板的结构项散射场两部分贡献经相位相加而成,可分别采用矩量法和物理光学法进行计算。

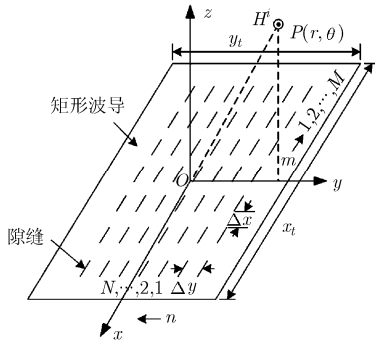


图1 平面隙缝阵列几何结构模型

#### 3.2 基于矩量法的隙缝阵列模式项散射场计算方法

在分析平板裂缝阵的模式项散射场时,可近似地把平板视为无限大。当电磁波入射到天线上时,很大一部分能量将被导体平板反射到镜面方向,一小部分被缝隙散射到所有方向,剩下的部分通过缝隙进入到波导中<sup>[7]</sup>。根据场的等效原理,设缝隙处为闭合的,在原缝隙的内外表面各引入一等效磁流 $\mathbf{M}_I$  ( $I = (m-1)N + n$ ),  $m = 1, 2, \dots, M$ ;  $n = 1, 2, \dots, N$ ,以保证缝隙上切向电场的连续性,内外等效磁流方向相反,此时平板内外表面两个区域的场将保持不变。

设第 $I$ 个缝隙上的等效磁流为

$$\mathbf{M}_I = \hat{n} \times \mathbf{E}_s \quad (1)$$

其中 $\mathbf{E}_s$ 为缝隙上的电场。

在平板外表面区域的场是入射场及所有等效磁流 $\mathbf{M}_I$ 在半无限空间内产生的场之和:

$$\mathbf{H}^a = \mathbf{H}^i + \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \mathbf{H}^a(\mathbf{M}_I) \quad (2)$$

在平板内表面区域的场则是所有等效磁流 $-\mathbf{M}_I$ 在半无限空间内产生的场之和:

$$\begin{aligned} \mathbf{H}^b &= \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \mathbf{H}^b(-\mathbf{M}_I) = -\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \mathbf{H}^b(\mathbf{M}_I) \\ &= -\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \mathbf{H}^a(\mathbf{M}_I) \end{aligned} \quad (3)$$

由表面磁场的连续性,建立等效磁流满足的表面积分方程为

$$\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \mathbf{H}^a(\mathbf{M}_I) = -\mathbf{H}^i / 2 \quad (4)$$

磁场与表面磁流之间的关系为

$$\mathbf{H}^a(\mathbf{r}) = -j\omega\epsilon_0 \iint_S \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{M}(\mathbf{r}') d\mathbf{s}' \quad (5)$$

其中 $\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 为自由空间的并矢格林函数。

对于大多数的应用来说,缝的宽度很窄,因此假设缝上电场只有沿宽度方向的分量,且沿宽度方向大小不变,从而磁流只有 $x$ 分量。

隙缝等效磁流分布如图2所示。为了求解缝隙上的磁流,将等效磁流用全域正弦基函数展开如下:

$$\mathbf{M}_I = x\mathbf{M}_I = x \sum_{k=-k_0}^{k_0} V(m, n, k) s_k \quad (6)$$

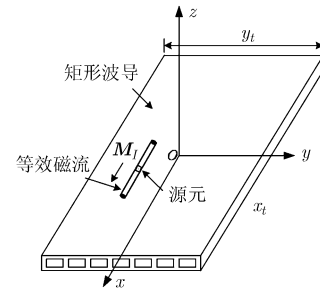


图2 隙缝等效磁流分布

采用伽略金(Galerkin)法<sup>[8]</sup>,可将等效磁流的表面积分方程(4)转化为如下的矩阵方程(匹配方程):

$$\begin{aligned} \sum_{m'=1}^M \sum_{n'=1}^N \sum_{k'=-k_0}^{k_0} Y(m, n, k; m', n', k') V(m', n', k') &= I(m, n, k) \\ (m = 1, 2, \dots, M; n = 1, 2, \dots, N; k = -k_0, \dots, k_0) \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $Y(m, n, k; m', n', k')$ 为分段场元 $(m, n, k)$ 与分段源元 $(m', n', k')$ 之间的广义导纳元素, $I(m, n, k)$ 为分段场元 $(m, n, k)$ 的广义电流元素。以上各元素的计算方法可参考文献[4]。

应用矩量法求解式(7)所示的匹配方程,可得到每个隙缝振子上的磁流分布。对任意的散射方位角 $(\theta_s, \varphi_s)$ ,由等效磁流产生的远区散射场为<sup>[7]</sup>

$$\mathbf{H}^s(\mathbf{r}) = -j\omega\epsilon_0 \frac{\exp(-jkr)}{2\pi r} (\hat{\theta}_s \hat{\theta}_s + \hat{\varphi}_s \hat{\varphi}_s) \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \iint_S \mathbf{M}_I e^{jk_s \mathbf{r}'} d\mathbf{s} \quad (8)$$

其中 $\mathbf{k}_s = k \sin \theta_s (\cos \varphi_s \hat{x} + \sin \varphi_s \hat{y}) + \cos \theta_s \hat{z}$ 。

当入射面与阵平面垂直且电矢量垂直于隙缝时,远区散射场的计算可简化。设 $yo$ z面上的远区观察点为 $P(r, \theta)$ ,隙缝阵列在 $P$ 点处的辐射磁场可根据单个分段正弦磁流产生磁场的公式求和,由此求得等效磁流产生的远区散射场为

$$\mathbf{H}^s(1) = x\mathbf{H}_x^s(1) = x \sum_{m'=1}^M \sum_{n'=1}^N \sum_{k'=-k_0}^{k_0} H_1 \quad (9)$$

$$\left. \begin{aligned}
 H_1 &= \frac{wV(m, n, k)}{j2\pi\eta_0} (c_1 + c_2 - c_3), \eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}, \beta = 2\pi/\lambda \\
 c_1 &= \exp(-j\beta R_1)/R_1, c_2 = \exp(-j\beta R_2)/R_2, \\
 c_3 &= \exp(-j\beta R_0) \frac{2\cos(\beta\Delta l)}{R_0 \sin\theta_{mnk}} \\
 \theta_{mnk} &= \arccos(x_p/R_0) \\
 R_0 &= \sqrt{x_p^2 + y_p^2 + z_p^2}, R_1 = \sqrt{(x_p - \Delta l)^2 + y_p^2 + z_p^2}, \\
 R_2 &= \sqrt{(x_p + \Delta l)^2 + y_p^2 + z_p^2} \\
 \text{水平极化: } x_p &= r \sin\theta - x_i, y_p = -y_n, z_p = r \cos\theta - z_k \\
 \text{垂直极化: } x_p &= -x_i, y_p = r \sin\theta - y_n, z_p = r \cos\theta - z_k \\
 x_i &= (M-1)(l + \Delta l/2) - (m-1)(\Delta x + 2l) - k\Delta l, \\
 y_n &= \frac{N-2n+1}{2}(\Delta y + w), z_k = 0
 \end{aligned} \right\} (10)$$

3.3 基于物理光学法的平板结构项散射场计算方法

当孔径被导电板封闭并以等效磁流  $M_T$  代替其位置时,若导电板边长为有限大(仍远大于波长),采用物理光学法求得平板在任意方向的结构项散射场为

$$\mathbf{H}_2^s(\mathbf{r}) = \mathbf{x}H_0 \frac{\exp(-j\beta r)}{r} \frac{ab \sin(\beta a \sin\theta \cos\varphi) \sin(\beta b \sin\theta \sin\varphi)}{\lambda \beta a \sin\theta \cos\varphi \beta b \sin\theta \sin\varphi} \quad (11)$$

式中  $\theta$  为入射角,即入射线与平板法线的夹角;  $\varphi$  为方位角,即入射线在平板上的投影与平板长轴的夹角;  $a = x_t/2$ ,  $b = y_t/2$ ,  $x_t$  和  $y_t$  分别为平板沿  $x$  和  $y$  方向的总长。

当入射面与阵平面垂直且电矢量垂直于隙缝时,平板的结构项散射场可简化为

$$\mathbf{H}^s(2) = \mathbf{x}H_x^s(2) = \mathbf{x}H_0 \frac{\exp(-j\beta r)}{r} \frac{ab \sin(\beta b \sin\theta)}{\lambda \beta b \sin\theta} \quad (12)$$

3.4 总散射场

由式(9)和式(12)可得平面隙缝阵列天线的总散射场为

$$\mathbf{H}^s = \mathbf{x}[H_x^s(1) + H_x^s(2)] \quad (13)$$

将式(13)代入雷达截面的理论定义式(14)即可求得天线的 RCS。

$$\sigma = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 \frac{|H^s|^2}{|H^i|^2} \quad (14)$$

4 仿真计算与特性分析

为了分析天线尺寸、入射波频率及隙缝数目等因素对天线 RCS 的影响,应用上述方法进行 3 组仿真计算。同时,为了方便计算和对天线 RCS 变化规律的分析,本文只给出当入射面与阵平面垂直且电矢量垂直于隙缝时的计算结果,任意视角及任意极化方向的 RCS 可以此作参考。

各组仿真中波导的内尺寸长宽均为  $21.2 \times 5.22\text{mm}$ , 相邻波导中心线的间距为  $23\text{mm}$ , 共 8 个波导,波导壁为理想导体。同一波导上的隙缝沿波导宽边纵向开缝,隙缝离波导宽边中心线的偏置为  $0.25\lambda$ , 所有的隙缝都为窄缝,即满足  $2l/w > 10$ 。仿真中不考虑波导的壁厚。

仿真 1 不同平板尺寸的阵列天线 RCS。

仿真参数:入射波波长  $\lambda = 3.2\text{cm}$ , 缝宽  $w = 0.0125\lambda$ ,  $x$  方向端点间距  $\Delta x = 0.5\lambda$ ,  $y$  方向端点间距  $\Delta y = 0.5\lambda$ , 半波长裂缝数目  $M = 4$ ,  $N = 8$ 。

仿真结果:图 3,图 4 分别给出了平板尺寸分别为  $x_t \times y_t = 4.0625\lambda \times 10\lambda$ ,  $x_t \times y_t = 1\text{m} \times 1\text{m}$  时阵列天线的 RCS 计算结果。

以下每组仿真结果中,(a)图均为阵列天线水平极化 RCS,(b)图均为阵列天线垂直极化 RCS,且(b)图各线型的图例均与(a)图相同。

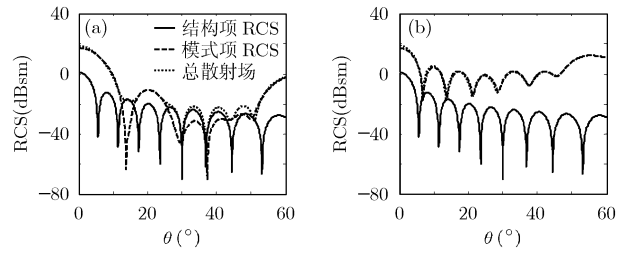


图 3 平板尺寸为  $4.0625\lambda \times 10\lambda$  时阵列天线 RCS 计算结果

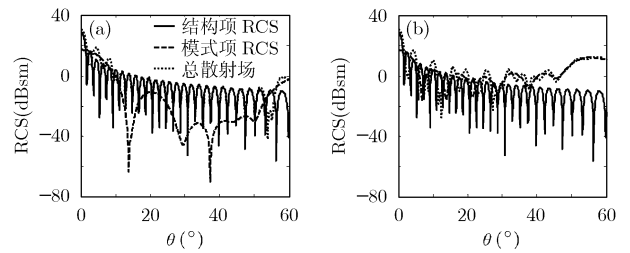


图 4 平板尺寸为  $1\text{m} \times 1\text{m}$  时阵列天线 RCS 计算结果

仿真 2 不同入射波频率下阵列天线的 RCS。

仿真参数:缝宽  $w = 0.0125\lambda$ , 相邻裂缝  $x$  方向端点间距  $\Delta x = 0.5\lambda$ ,  $y$  方向端点间距  $\Delta y = 0.5\lambda$ , 半波长裂缝数目  $M = 6$ ,  $N = 8$ , 平板尺寸为  $x_t \times y_t = 1\text{m} \times 1\text{m}$ 。

仿真结果:图 5,图 6 分别给出了入射波波长为  $\lambda = 3.2\text{cm}$ ,  $\lambda = 8\text{mm}$  时阵列天线的 RCS 计算结果。

仿真 3 不同裂缝数目的阵列天线 RCS。

仿真参数:入射波波长  $\lambda = 8\text{mm}$ , 缝宽  $w = 0.0125\lambda$ , 相邻裂缝  $x$  方向端点间距  $\Delta x = 0.5\lambda$ ,  $y$  方向端点间距  $\Delta y = 0.5\lambda$ , 平板尺寸为  $x_t \times y_t = 1\text{m} \times 1\text{m}$ 。

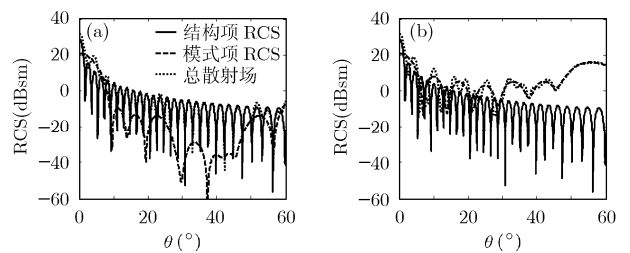


图 5 入射波波长为  $\lambda = 3.2\text{cm}$  时阵列天线 RCS 计算结果

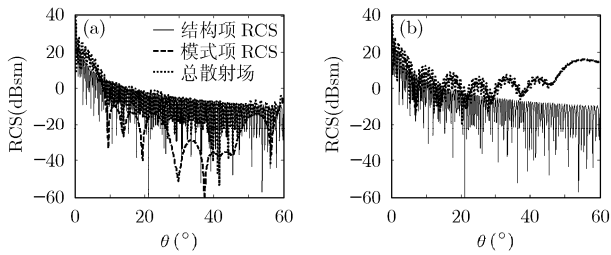


图6 入射波波长为  $\lambda = 8\text{mm}$  时阵列天线 RCS 计算结果

仿真结果: 图7, 图8分别给出了半波长裂缝数目为  $M = 4, N = 6$ ,  $M = 8, N = 8$  时阵列天线的 RCS 计算结果。

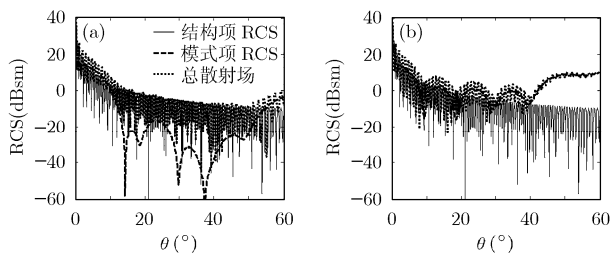


图7 裂缝数目为  $M = 4, N = 6$  时阵列天线 RCS 计算结果

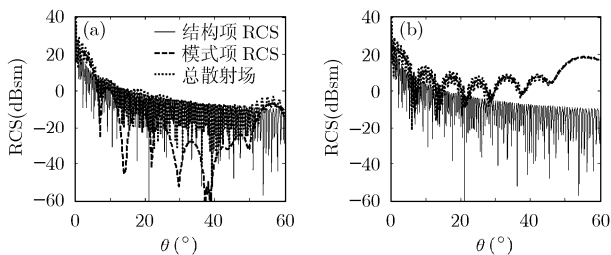


图8 裂缝数目为  $M = 8, N = 8$  时阵列天线 RCS 计算结果

由以上3组仿真计算结果, 可以得出以下几点结论:

(1) 平面隙缝阵列天线的 RCS 与平板的尺寸、入射波频率及隙缝数目等因素密切相关;

(2) 对于天线结构项 RCS: 从幅度特性来看, 平板尺寸越大、入射波频率越高, 其 RCS 越大。由式(12)可知最大值(垂直入射方向)为  $10\lg[\pi(S/\lambda)^2/4]$  dBsm, 其中  $S$  为平板面积;

从振荡特性来看, 结构项 RCS 具有较明显的周期性, 近似为 sinc 函数。由式(12)可知振荡周期约为  $(180\lambda/(\pi y_t))^\circ$ 。

(3) 对于天线模式项 RCS: 从幅度特性来看, 隙缝的数目越大、入射波频率越高, 其 RCS 越大;

从振荡特性来看, 也具有某种近似的周期特性, 且隙缝的数目越大, 周期性越明显。

(4) 对于天线总 RCS: 从幅度特性来看, 在某些视角范围内其 RCS 值很大, 峰值通常可以达到 30~40dBsm, 且天线的散射具有很强的方向性, 在垂直于平板入射方向上 RCS 最大, 随着观察视线偏离该方向, 天线的 RCS 迅速下降, 且其包络具有较平滑的变化(增大或减小)趋势;

从振荡特性来看, 当天线尺寸较大时, 总 RCS 主要由结构项 RCS 决定, 按结构项 RCS 呈现明显的周期性。

## 5 结束语

本文通过对平面隙缝阵列天线电磁散射机理的分析, 建立了天线的电磁散射模型, 研究了天线 RCS 的计算方法, 并给出了典型的计算结果, 然后详细讨论了平板尺寸、入射波频率及隙缝数目等因素对 RCS 的影响规律。

本文的仿真计算表明, 平面隙缝阵列天线在法线方向具有很大的 RCS, 据此可实现主动雷达对雷达站的检测; 而天线的 RCS 具有明显的周期振荡特性, 同时其包络具有较平滑的变化趋势, 基于该特性提取相应的特征, 可实现在多目标中对雷达站的识别。

本文所做工作不仅为雷达站的目标检测与识别研究提供了数据, 而且还为检测和识别算法的设计奠定了重要的基础。

## 参考文献

- [1] 贺秀莲. 阵列天线 RCS 研究. [硕士论文], 西安电子科技大学, 2002.
  - [2] 阮颖铮. 雷达截面与隐身技术. 北京: 国防工业出版社, 1998: 183-186.
  - [3] Rengarajan S R. Scattering characteristics of a centre-inclined slot in a broad wall of a rectangular waveguide. *IEE Proceedings*, 1990, 137(6): 343-348.
  - [4] Fan Guo-xin and Jin Jian-ming. Scattering from a cylindrically conformal slotted waveguide array antenna. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 1997, 45(7): 1150-1159.
  - [5] Li Bin, Wu Bian, and Liang Chang-hong. A study on high gain circular waveguide array antenna using metamaterial structure. 2006 IEEE International Workshop on Antenna Technology, IWAT 2006-Small Antennas and Novel Metamaterials, White Plains in United States, Mar 6-8 2006: 249-252.
  - [6] 刘英, 龚书喜, 傅德民. 天线散射理论研究. *电子学报*, 2005, 33(9): 1611-1613.
  - [7] 张民, 吴振森. 缝隙天线阵双站电磁散射的混合法. *电波科学学报*, 1999, 14(1): 78-84.
  - [8] 张守贵. 一类变分问题的 Galerkin 解法. *西华大学学报(自然科学版)*, 2006, 25(3): 88-89.
- Zhang Shou-gui. Galerkin solution to a variational problem. *Journal of Xihua University (Natural Science Edition)*, 2006, 25(3): 88-89.

程永强: 男, 1982年生, 硕士生, 研究方向为精确制导、目标识别等。

秦玉亮: 男, 1980年生, 博士生, 研究方向为精确制导、数据融合、目标识别等。

王宏强: 男, 1970年生, 副教授, 硕士生导师, 主要研究方向为模式识别、多传感器数据融合、目标跟踪等。

黎湘: 男, 1967年生, 教授, 博士生导师, 主要研究方向为精确制导、信息融合、非线性信号处理等。