

# 磁化等离子体的并行三维 JEC-FDTD 算法及其应用

李 毅<sup>1,2</sup>, 徐利军<sup>2</sup>, 袁乃昌<sup>2</sup>

(1. 海军工程大学电力电子技术研究所, 湖北武汉 430033; 2. 国防科技大学四院微波中心, 湖南长沙 410073)

**摘 要:** 给出了三维磁化等离子体的电流密度卷积-时域有限差分(JEC-FDTD)算法的迭代公式, 指出该算法与一般 FDTD 算法实现并行时的不同: 增加了电流密度的迭代, 以及并行计算时在子域交界面上增加了一些数据的交换, 并实现了基于 MPI (Message Passing Interface) 的并行 JEC-FDTD 算法. 然后用计算涂覆等离子体的金属球的雷达散射截面(RCS)的算例验证了并程序序的可靠性, 并测试了并行程序在某集群上的并行效率. 最后计算了涂敷磁化等离子体的全尺寸飞机的单站 RCS. 结果表明并行 JEC-FDTD 算法是可靠的, 而且并行效率高, 能计算各向异性磁化等离子体的电大尺寸目标的散射.

**关键词:** 并行; 时域有限差分; 磁化等离子体; 雷达散射截面

**中图分类号:** TN011 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2008) 06-1119-05

## The Parallel JEC-FDTD Algorithm for Magnetized Plasmas and Its Applications

LI Yi<sup>1,2</sup>, XU Li-jun<sup>2</sup>, YUAN Nai-chang<sup>2</sup>

(1. Research Institute of Power Electronic Technique, Navy University of Engineering, Wuhan, Hubei 430033, China;

2. Microwave Center, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China)

**Abstract:** Iterative formulas of JE convolution finite difference time domain (JEC-FDTD) algorithm for 3 dimension anisotropic magnetized plasmas were proposed. It had been pointed out that the difference of the parallel JEC-FDTD algorithm and the general parallel FDTD algorithm. The current density iteration has been added, and more many datum have been exchanged in the common boundaries. And the parallel program of JEC-FDTD algorithm had been gotten based on the MPI. Parallel JEC-FDTD program was reliable by the example that RCS (radar cross section) of conduct sphere coated plasma had been calculated, and parallel efficiency of parallel program was tested in one cluster. Finally the back RCS of one airplane coated the magnetized plasmas was calculated by the parallel JEC-FDTD. The results indicate that the parallel JEC-FDTD is reliable; its parallel efficiency is high; and it has ability of deal with the scattering characteristics of the electrically large magnetized plasma targets.

**Key words:** parallel; FDTD; magnetized plasma; RCS

## 1 引言

电磁波在磁化等离子体中的传播和吸收一直是热门的研究领域<sup>[1]</sup>. 它在电离层等离子体物理、等离子体隐身、微波通信等领域有着非常诱人的前景. FDTD 方法直观易懂, 通用性强, 成为数值计算等离子体中电波传播和等离子体目标和等离子体涂敷目标电磁散射特性的主要选择. 计算磁化等离子体散射的 FDTD 算法中, 适用于计算各向异性色散介质的主要有 Hunsberger 等人提出推广的(RC)法<sup>[2]</sup>、Young 氏直接积分(DI)法<sup>[3]</sup>、以及由国内学者刘少斌等提出的将有较高计算效率和计算精度的 JEC 算法推广到各向异性色散介质<sup>[4-6]</sup>等.

用数值方法计算电大尺寸目标的电磁散射特性需要很多的计算资源, 因此电大尺寸目标的散射计算一直是计算电磁学领域的一个挑战性课题. 快速有效的计算电大尺寸目标散射的最有效最有前途的方法就是并行计算. 随着计算机技术的发展, 计算机集群变得越来越高效和便宜, 在集群上进行并行计算也越来越平民化了. FDTD 方法具有天然的并行性, 易于并行实现. 本文在前人的基础上实现基于 MPI 的 JEC-FDTD 算法的并行.

## 2 磁化等离子体中的并行三维 JEC-FDTD 算法

### 2.1 JEC-FDTD 算法的迭代公式<sup>[6]</sup>

对于各向异性磁化等离子体, Maxwell 和等离子体

的关联方程为:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} + \mathbf{J} = \varepsilon_0 \omega_p^2 \mathbf{E} + \omega_b \times \mathbf{J} \quad (3)$$

式(1)~(3)中,  $\mathbf{E}$  是电场强度,  $\mathbf{H}$  是磁场强度,  $\mathbf{J}$  是电流密度,  $\varepsilon_0$ ,  $\mu_0$  分别是真空中的介电常数和磁导率,  $\nu$  是等离子体碰撞频率,  $\omega_p$  是等离子体角频率,  $\omega_b = eB_0/m$  是电子回旋频率,  $e$ 、 $m$  分别是电子的电量和质量,  $B_0$  是外磁场强度. 现在考虑一般的情况, 设外磁场为任意方向,  $\omega_b = \hat{x}\omega_x + \hat{y}\omega_y + \hat{z}\omega_z$ .

为了便于采用 FDTD 迭代, 我们令电流密度分量空间节点和电场分量空间节点位于同一节点, 而且电流密度分量位于半时间步, 由此我们对式(1)采用中心差分近似代替微商, 可以得到电场 FDTD 迭代方程:

$$\begin{aligned} E_x \Big|_{i+1/2, j, k}^{n+1} \\ = E_x \Big|_{i+1/2, j, k}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} \left( \frac{H_z \Big|_{i+1/2, j+1/2, k}^{n+1/2} - H_z \Big|_{i+1/2, j-1/2, k}^{n+1/2}}{\Delta y} \right) \\ - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} \left( \frac{H_y \Big|_{i+1/2, j, k+1/2}^{n+1/2} - H_y \Big|_{i+1/2, j, k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta z} \right) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} J_x \Big|_{i+1/2, j, k}^{n+1/2} \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} E_y \Big|_{i, j+1/2, k}^{n+1} \\ = E_y \Big|_{i, j+1/2, k}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} \left( \frac{H_x \Big|_{i, j+1/2, k+1/2}^{n+1/2} - H_x \Big|_{i, j+1/2, k-1/2}^{n+1/2}}{\Delta z} \right) \\ - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} \left( \frac{H_z \Big|_{i+1/2, j+1/2, k}^{n+1/2} - H_z \Big|_{i-1/2, j+1/2, k}^{n+1/2}}{\Delta x} \right) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} J_y \Big|_{i, j+1/2, k}^{n+1/2} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} E_z \Big|_{i, j, k+1/2}^{n+1} \\ = E_z \Big|_{i, j, k+1/2}^n + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} \left( \frac{H_y \Big|_{i+1/2, j, k+1/2}^{n+1/2} - H_y \Big|_{i-1/2, j, k+1/2}^{n+1/2}}{\Delta x} \right) \\ - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} \left( \frac{H_x \Big|_{i, j+1/2, k+1/2}^{n+1/2} - H_x \Big|_{i, j-1/2, k+1/2}^{n+1/2}}{\Delta y} \right) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} J_z \Big|_{i, j, k+1/2}^{n+1/2} \end{aligned} \quad (6)$$

磁场的迭代格式与真空中迭代格式相同, 可参考文献<sup>[7]</sup>. 式(4)~(6)中  $J_x^{n+1/2}$ 、 $J_y^{n+1/2}$  和  $J_z^{n+1/2}$  的迭代格式如下:

$$\begin{aligned} J_x^{n+1/2} = \frac{1}{C_1} \\ \left[ 1 - \frac{\omega_y^2 \Delta t^2}{4} + \left( \frac{\omega_x \omega_y \Delta t^2}{4} - \frac{\Delta t \omega_z}{2} \right) \left( \frac{\omega_z \Delta t}{2C_0} + \frac{\omega_x \omega_y \Delta t^2}{4C_0} \right) \right] e^{-\nu \Delta t} J_x^{n-1/2} \\ + \frac{1}{C_1} \varepsilon_0 \omega_p^2 \Delta t e^{-\nu \Delta t/2} E_x^n + \frac{1}{C_1 C_0} \left( \frac{\omega_x \omega_y \Delta t^2}{4} - \frac{\Delta t \omega_z}{2} \right) \varepsilon_0 \omega_p^2 \Delta t e^{-\nu \Delta t/2} E_y^n \\ + \frac{1}{C_1} \left[ \frac{\omega_x \Delta t^2 \varepsilon_0 \omega_p^2 e^{-\nu \Delta t/2}}{2} - \frac{\omega_x \Delta t \varepsilon_0 \omega_p^2 \Delta t e^{-\nu \Delta t/2}}{2C_0} \left( \frac{\omega_x \omega_y \Delta t^2}{4} - \frac{\Delta t \omega_z}{2} \right) \right] \\ E_z^n + \frac{1}{C_1} \left( \frac{\omega_x \omega_y \Delta t^2}{4} - \frac{\Delta t \omega_z}{2} \right) \left( 1 + \frac{1}{C_0} - \frac{\omega_x^2 \Delta t^2}{4C_0} \right) e^{-\nu \Delta t} J_y^{n-1/2} + \frac{1}{C_1} \end{aligned}$$

$$\left[ \omega_y \Delta t - \frac{\omega_x \Delta t}{C_0} \left( \frac{\omega_x \omega_y \Delta t^2}{4} - \frac{\Delta t \omega_z}{2} \right) \right] e^{-\nu \Delta t} J_z^{n-1/2} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} J_y^{n+1/2} = \frac{1}{C_0} \left( 1 - \frac{\omega_x^2 \Delta t^2}{4} \right) e^{-\nu \Delta t} J_y^{n-1/2} + \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2 \Delta t}{C_0} e^{-\nu \Delta t/2} E_y^n - \frac{\omega_x \Delta t}{2C_0} \\ \varepsilon_0 \omega_p^2 \Delta t e^{-\nu \Delta t/2} E_z^n + \left( \frac{\Delta t \omega_z}{2C_0} + \frac{\omega_x \omega_y \Delta t^2}{4C_0} \right) (e^{-\nu \Delta t} J_x^{n-1/2} + \\ J_x^{n+1/2}) - \frac{\Delta t \omega_x}{C_0} e^{-\nu \Delta t} J_z^{n-1/2} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} J_z^{n+1/2} = e^{-\nu \Delta t} J_z^{n-1/2} + \varepsilon_0 \omega_p^2 \Delta t e^{-\nu \Delta t/2} E_z^n + \frac{1}{2} \Delta t \omega_x (e^{-\nu \Delta t} J_y^{n-1/2} \\ + J_y^{n+1/2}) - \frac{1}{2} \Delta t \omega_y (e^{-\nu \Delta t} J_x^{n-1/2} + J_x^{n+1/2}) \end{aligned} \quad (9)$$

上三式中,

$$\begin{aligned} C_1 = 1 + \frac{\omega_y^2 \Delta t^2}{4} - \left( \frac{\omega_x \omega_y \Delta t^2}{4} - \frac{\Delta t \omega_z}{2} \right) \left( \frac{\omega_z \Delta t}{2C_0} + \frac{\omega_x \omega_y \Delta t^2}{4C_0} \right), \\ C_0 = 1 + \frac{\omega_x^2 \Delta t^2}{4}. \end{aligned}$$

前面提到为了便于采用 FDTD 迭代, 电流密度分量空间节点和电场分量空间节点位于同一节点. 因此式(7)中,  $J_x^{n+1/2}$  空间节点为  $(i+1/2, j, k)$ , 要想得到  $J_x \Big|_{i+1/2, j, k}^{n+1/2}$  的值需要用到  $E_y \Big|_{i+1/2, j, k}^n$ 、 $J_y \Big|_{i+1/2, j, k}^{n-1/2}$ 、 $E_z \Big|_{i+1/2, j, k}^n$  和  $J_z \Big|_{i+1/2, j, k}^{n-1/2}$  的值, 而这些值均不在 Yee 元胞中相应分量的节点位置, 这时需按照 Yee 元胞中场分量节点位置应用空间插值:

$$\begin{aligned} E_y \Big|_{i+1/2, j, k}^n = \frac{1}{4} (E_y \Big|_{i, j-1/2, k}^n + E_y \Big|_{i, j+1/2, k}^n + E_y \Big|_{i+1, j-1/2, k}^n \\ + E_y \Big|_{i+1, j+1/2, k}^n) \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} J_y \Big|_{i+1/2, j, k}^{n-1/2} = \frac{1}{4} (J_y \Big|_{i, j-1/2, k}^{n-1/2} + J_y \Big|_{i, j+1/2, k}^{n-1/2} + J_y \Big|_{i+1, j-1/2, k}^{n-1/2} \\ + J_y \Big|_{i+1, j+1/2, k}^{n-1/2}) \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} E_z \Big|_{i+1/2, j, k}^n = \frac{1}{4} (E_z \Big|_{i, j, k-1/2}^n + E_z \Big|_{i, j, k+1/2}^n + E_z \Big|_{i+1, j, k-1/2}^n \\ + E_z \Big|_{i+1, j, k+1/2}^n) \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} J_z \Big|_{i+1/2, j, k}^{n-1/2} = \frac{1}{4} (J_z \Big|_{i, j, k-1/2}^{n-1/2} + J_z \Big|_{i, j, k+1/2}^{n-1/2} + J_z \Big|_{i+1, j, k-1/2}^{n-1/2} \\ + J_z \Big|_{i+1, j, k+1/2}^{n-1/2}) \end{aligned} \quad (13)$$

同样对于  $J_y^{n+1/2}$  的迭代方程式(8),  $J_z^{n+1/2}$  的迭代方程式(9), 也需按照 Yee 元胞中场分量节点位置应用空间插值. 这样可以得到适合用于三维磁化等离子体电磁散射计算的 FDTD 迭代公式. 显然,  $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{H}$  和  $\mathbf{J}$  均未出现复数变量, 这种迭代方式概念清晰, 计算方便. 从上面的公式可见, 一般 FDTD 算法只需电场和磁场进行迭代, 而 JEC-FDTD 算法中还需要电流密度的迭代.

值得注意的是, 当  $\omega_b = 0$  时, 上面的公式就可以计算非磁化等离子体的电磁散射.

## 2.2 并行 JEC FDTD 算法中的区域分割与数据交换

并行时域有限差分法要将计算区域分解成多个子区域. 子区域的分解个数由可用的处理器个数决定. 区域的分解可在—维、二维及三维方向上分解<sup>[8,9]</sup>. 本文

中在三个方向上都区域分解, 图 1 是三维并行结构示意图. 这种结构的计算效率要高于其他两种并行结构<sup>[9]</sup>.

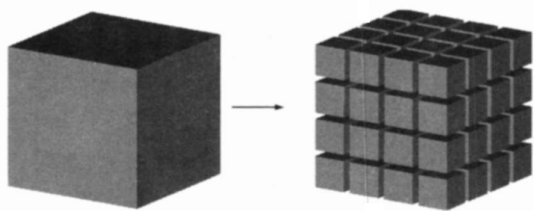


图 1 三维并行结构

时域有限差分法的电磁场的递推仅需要周围网格场的信息. 每个子区域内部电磁场的递推并不需要借助其他区域场的信息. 因此, 它是一种天然并行方法, 并且很容易用 MPI 将一个完整的任务分配到多个处理器上运行. 在并行计算的区域分解中, 为了避免不必要的数值插值, 子区域交界面通常与时域有限差分法的网格重合. 在并行计算中, MPI 函数用于 2 个子区域交界面上场的信息交换. 与一般 FDTD 算法的数据交换不同的是, 并行 JEC-FDTD 算法还需交换相邻子域相应的电流密度数据和电场数据.

在交界面上的  $J_x, J_y, J_z$  的迭代与相邻子域的相应电流密度数据和电场数据交换联系在一起的. 从式(10)~(13)可知,  $E_y, E_z, J_x, J_y, J_z$  在空间插值时, 要用到它们同一平面内周围的四个场分量. 当  $E_y, E_z, J_x, J_y, J_z$  位于两个区域的交界面时, 如果它们周围用来插值的四个场量所确定的平面垂直两子域的交界面, 则需要对方子域的相应场量来插值, 这时需要数据交换. 例如, 图 2 是式(11)中  $J_y$  的在交界面上插值情况的二维示意图. 要得到  $J_y|_{i+1/2,j,k}^{n-1/2}$  值, 需要其同一平面内周围的四个场量. 当  $J_y|_{i+1/2,j,k}^{n-1/2}$  在 A 区中迭代时, 要用到 B 区中的场量  $J_y|_{i+1,j-1/2,k}^{n-1/2}, J_y|_{i+1,j+1/2,k}^{n-1/2}$ . 在 B 区中迭代时, 要用到 A 区中的  $J_y|_{i,j-1/2,k}^{n-1/2}, J_y|_{i,j+1/2,k}^{n-1/2}$ . 因此, 要完成整个

空间的迭代计算, 还必须在在相邻子区域的交界面上交换用于插值计算的相应场量.

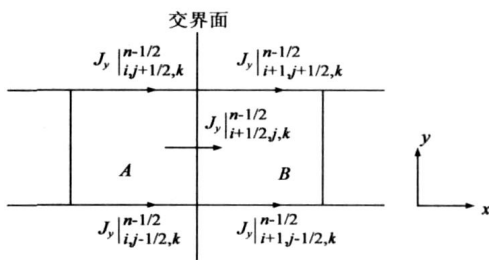


图 2 交界面上电流密度的插值

### 3 并行 JEC-FDTD 算法验证及并行效率分析

#### 3.1 并行 JEC-FDTD 算法验证

这一部分我们将给出一些算例, 来证实算法的可靠性及其并行效率.

本文所有并行计算的结果, 并行加速因子和并行效率的测试都是在下面介绍的集群上进行的.

结点数: 8; 处理器个数: 16; 每个 CPU 采用超线程, 共有 32 个进程可用.

计算机类型: Dell PowerEdge 1750

CPU 类型: Xeon 3.06G

单个节点内存: 4G

网络: 千兆以太网

操作系统: Redhat Linux AS 3.0

为了便于比较, 选用文献[6]中同样的算例: 等离子体涂覆金属球的后向散射特性. 金属球半径为  $a = 0.1\text{m}$ , 等离子体厚度  $d = 0.025\text{m}$ , Courant 系数为 0.5, 外磁场为  $z$  方向, 等离子体碰撞频率  $\nu = 10\text{GHz}$ , 等离子体角频率  $\omega_p = 2\pi \times 2 \times 10^9 \text{rad/s}$ . 研究了外磁场  $\omega_b = 0$  (非磁化等离子体) 及  $\omega_b = 20 \times 10^9 \text{rad/s}$  (磁化等离子体) 情况下, 涂敷等离子体后金属球的单站 RCS.

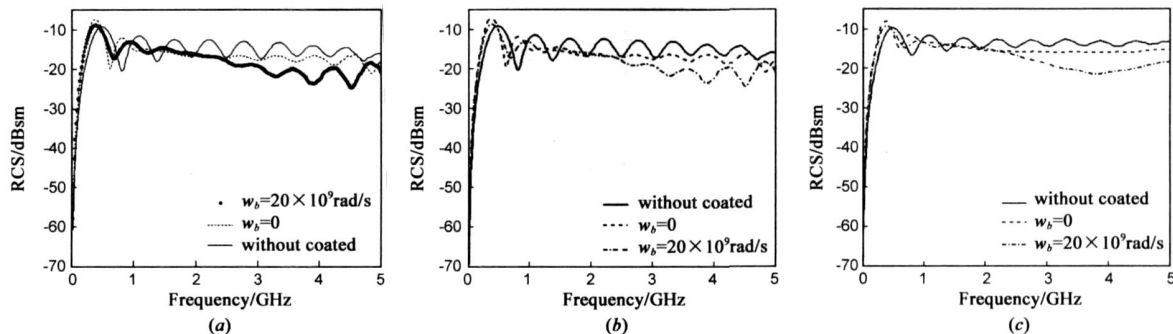


图 3 等离子体涂敷金属球单站 RCS

文献[6]中, 空间步长  $\delta = 0.005\text{m}$ , 结果如图 3(a). 图 3(b) 是用同样空间步长, 8 个进程并行计算的结果. 图 3(c) 是用步长  $\delta = 0.0025\text{m}$ , 8 个进程并行计算的结果. 并程序中用 10 层不分裂场的完全匹配层<sup>[10]</sup>作为

吸收边界. 图 3(b) 与图 3(a) 结果几乎一致. 证实并行程序是可靠的. 图 3.2(c) 用更小步长后, RCS 曲线值有一定变化: 小于 2.5GHz 的曲线段与图 3(a)、(b) 基本一致, 但后半段曲线波动较小, 比图 3(a)、(b) 中的后半段

更平滑. 其原因是 5mm 的步长对于光滑的球体, 仿真频率小于 2.5GHz 电磁散射满足要求, 但对更高频率时步长太大, 模拟光滑目标不够精确.

另外, 从图3可看到, 在1~5GHz 频率范围内, 涂敷等离子体后金属球后向 RCS 有较大的缩减, 而且磁化等离子体比非磁化等离子体能更有效得减少目标的 RCS.

### 3.2 并行 JEC-FDTD 算法程序效率测试

并行计算效率不仅依赖并程序本身, 也强烈的依赖于计算机硬件和网络设备. 这里用传统评估方法来计算并行时域有限差分程序的加速比和效率. 并行计算的加速因子定义为:

$$S = \frac{T_1}{T_n} \quad (14)$$

其中,  $T_1$  是使用单一计算机模拟整个问题时所用时间,  $T_n$  是并行计算中最慢的处理器所用的时间.

并行计算的效率定义为:

$$E = \frac{S}{n} \quad (15)$$

其中,  $n$  为并行计算机系统中参与并行计算的处理器个数.

我们在前面介绍的集群上进行了三维并行 JEC-FDTD 算法程序的加速因子和效率的测试. 测试的例子是在金属球上涂敷 3 层磁化等离子体, FDTD 网格空间为  $160 \times 160 \times 160$ . 得到的并行测试数据见表 1.

在同一集群里计算同一问题, 因受同时运行的其他任务或机器和网络设备状态的影响, 所花费的时间是不恒定的, 所以并程序的效率是不稳定的. 因此, 这里得到的加速比和计算效率只是参考值. 表 1 中, 并行效率都在 74% 以上, 因此该集群中运行并行 JEC-FDTD 程序的加速因子和效率还是比较高的.

在并程序运行过程中, 发现各进程计算有快有慢, 说明分配任务的均衡性方面还可以改进. 另外, 测试并行效率的算例的网格空间较小, 因此任务分配的不平衡容易被放大. 如果用较大网格空间的实例来测试, 并行效率会更高一些.

表 1 (等离子体涂敷金属球) 并行加速因子和并行效率测试结果

CPU 数	1	8	12	16	18	24	27	32
时间/s	3265.99	451.512	327.451	258.342	218.491	183.016	163.125	133.641
加速因子	1	7.233	9.974	12.642	14.948	17.845	20.021	24.439
并行效率	100%	90.4%	83.1%	79.0%	83.0%	74.4%	74.2%	76.4%

### 4 涂覆磁化等离子体的电大尺寸目标计算实例

将算法并行化, 就是为了处理电大尺寸问题. 这里我们用并行 JEC-FDTD 算法计算了涂覆磁化等离子体的某型全尺寸金属飞机的电磁散射. 飞机模型的长宽

高分别为 20.40m、13.20m、2.40m, 空间步长为 2.0cm, 吸收边界是 10 层不分裂场的完全匹配层, 高斯脉冲(HH 极化)从鼻锥向入射. 外面涂敷 3 层磁化等离子体, 磁场方向是正  $z$  向, 磁场  $\omega_b = 0.1 \times 10^9 \text{ rad/s}$ . 涂覆 3 层等离子体, 等离子体频率: 第一层(最靠近目标的一层):  $2\pi \times 2.5 \times 10^9 \text{ rad/s}$ , 第二层:  $2\pi \times 1.5 \times 10^9 \text{ rad/s}$ , 第三层:  $2\pi \times 0.5 \times 10^9 \text{ rad/s}$ . 等离子体碰撞频率  $\nu$  满足式

$$\nu = 2.3 \times 10^{-14} \omega_p^2 T \quad (16)$$

式(16)中,  $T$  为等离子体温度, 单位为开尔文(K). 这里取等离子体温度为 400K. 图 4 是计算的飞机的单站 RCS 曲线.

FDTD 计算空间的网格数高达  $1060 \times 700 \times 160$ , 这样的规模在一般的个人计算机是无法计算的. 文中结果是在 8 台机器上开 32 个进程计算出来的. 从这个算例表明, 通过集群并行计算, 可以处理电大尺寸问题. 图 4 中, 在 100MHz 以下和 700MHz 以上, 涂敷磁化等离子体后没有明显的减小 RCS; 但在 100~700MHz, 涂敷磁化等离子体后的 RCS 明显减小. 这说明, 涂敷磁化等离子能使三维复杂军事目标的 RCS 在较宽频带内有较大幅度的减缩.

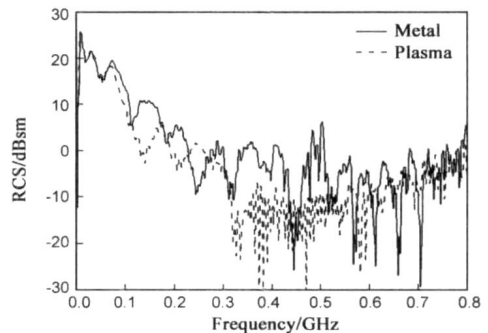


图 4 涂覆磁化等离子体某飞机的单站 RCS(HH 极化)

### 5 结论

本文从 JEC-FDTD 算法的迭代公式出发, 首次实现了基于 MPI 的并行 JEC-FDTD 算法程序. 通过计算等离子体涂覆金属球的散射证实了 JEC-FDTD 程序的可靠性; 并行效率测试结果表明, JEC-FDTD 程序的并行效率较高. 最后用三维并行 JEC-FDTD 算法计算了涂敷磁化等离子体的全尺寸飞机的单站 RCS, 证实了并行 JEC-FDTD 算法能计算电大目标的散射. 计算结果也表明, 涂敷磁化等离子体的三维复杂目标能在较宽频带内较大幅度的减缩 RCS, 是一种值得期待的雷达目标隐身技术.

参考文献:

- [1] 庄钊文, 袁乃昌, 刘少斌, 莫锦军. 等离子体隐身技术[M]. 北京: 科学出版社, 2005. 45.

- [2] F Hunsberger, R Luebbers, K Kunz. Finite difference time domain analysis of gyrotronic media I: Magnetized plasma[J]. IEEE Trans Antennas Propagat, 1992, 40(12): 1489–1495.
- [3] J L Young. A full finite difference time domain implementation for radio wave propagation in a plasma[J]. Radio Science, 1994, 29(6): 1513–1522.
- [4] 刘少斌, 莫锦军, 袁乃昌. 各向异性磁化等离子体的 JEC-FDTD 算法[J]. 物理学报, 2004, 53(3): 783–787.  
Liu Shao bin, Mo Jin jun, Yuan Nai chang. A JEC-FDTD implementation for anisotropic magnetized plasmas[J]. Acta Physica Sinica, 2004, 53(3): 783–787. (in Chinese)
- [5] 徐利军, 刘少斌, 莫锦军, 袁乃昌. 各向异性磁化等离子体涂覆三维导体目标 FDTD 分析[J]. 物理学报, 2006, 55(7): 3470–3474.  
XU Li Jun, LIU Shao Bin, MO Jin Jun, YUAN Nai Chang. FDTD analysis of 3D conducting target coated by anisotropic magnetized plasma[J]. Acta Physica Sinica, 2006, 55(7): 3470–3474. (in Chinese)
- [6] 徐利军. 复杂目标等离子体涂层的散射特性算法研究[D]. 长沙: 国防科技大学, 2006. 107–112.
- [7] 葛德彪, 闫玉波. 电磁波时域有限差分方法[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2002. 10–14.
- [8] 余文华, 苏涛, Raj Mittra, 刘永峻. 并行时域有限差分[M]. 北京: 中国传媒大学出版社, 2005. 32–38.

- [9] 张玉, 李斌, 梁昌洪. PC 集群系统中 MPI 并行 FDTD 性能研究[J]. 电子学报, 2005, 33(9): 1694–1697.  
Zhang Yu, Li Bin, Liang Chang hong. Study on performance of MPI based parallel FDTD on PC clusters[J]. Acta Electronica Sinica, 2005, 33(9): 1694–1697. (in Chinese)
- [10] Gedney S D. An anisotropic perfectly matched layer-absorbing medium for the truncation of FDTD lattices[J]. IEEE Trans Antennas Propagat, 1995, 44(12): 1630–1639.

#### 作者简介:



李 毅 男, 1977 年出生于湖南益阳, 博士, 现为海军工程大学电力电子技术研究所讲师. 从事电磁兼容, 计算电磁学及等离子体隐身技术等方面研究工作. E-mail: liyihny@sina.com

徐利军 男, 1977 年生于河南漯河, 2006 年获国防科技大学电磁场与微波专业博士学位, 主要从事电磁散射等研究工作.

袁乃昌 男, 1965 年生于安徽无为, 现为国防科技大学教授、博士生导师, 中国电子学会高级会员, 中国电子学会雷达分会天线专委会委员. 主要研究方向为目标与环境特性、超宽带雷达、光子晶体等, 目前已发表论文 100 多篇, 专著 4 部.