

文章编号: 1671-0576(2024)04-0039-08

基于粒子网格模拟的涡旋电磁波与等离子体的联合建模方法

朱世琛¹, 王 鹏^{2,3}, 史 琰¹, 陈亚南^{2,3}, 廖 意^{2,3}

(1. 西安电子科技大学工程学院, 陕西 西安 710071; 2. 上海市航空航天器电磁环境效应重点实验室, 上海 200438; 3. 散射辐射全国重点实验室, 上海 200438)

摘 要: 针对高超声速目标的涡旋电磁波探测需求, 提出了一种基于粒子网格模拟方法的涡旋电磁波与等离子体的联合建模方法。利用总场/散射场技术实现任意模态涡旋电磁波的激励, 采用粒子网格模拟方法进行等离子体的物理特性建模, 结合时域间断伽辽金方法建立高效电磁求解器, 完成了涡旋电磁波与等离子体的联合动态建模。三维等离子体与涡旋电磁波相互作用仿真实例验证了所提建模方法的高计算精度和强稳定性。该方法为揭示等离子体对涡旋电磁波目标探测的影响规律提供了技术支持。

关键词: 高超声速目标; 等离子体; 涡旋电磁波; 粒子网格模拟方法

中图分类号: TN955

文献标志码: A

DOI: 10.3969/j.issn.1671-0576.2024.04.007

Co-modeling Method of Vortex Electromagnetic Wave and Plasma Based on Particle-in-cell

ZHU Shichen¹, WANG Peng^{2,3}, SHI Yan¹, CHEN Yanan^{2,3}, LIAO Yi^{2,3}

(1. School of Electronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710071, Shaanxi, China; 2. Shanghai Key Laboratory of Electromagnetic Environmental Effects for Aerospace Vehicle, Shanghai 200438, China; 3. National Key Laboratory of Scattering and Radiation, Shanghai 200438, China)

Abstract: Aiming at the vortex electromagnetic wave detection requirements for hypersonic targets, a co-modeling method of vortex electromagnetic wave and plasma based on particle-in-cell (PIC) was proposed. The total field/scatter field technology was used for exciting arbitrarily mode vortex electromagnetic waves, the PIC was used for modeling the physical characteristics of plasma. Combined with the discontinuous Galerkin time domain (DGTD), the efficient electromagnetic solver was established to achieve the dynamic co-modeling of vortex electromagnetic wave and plasma. Several 3D plasma-vortex

收稿日期: 2023-11-28

基金项目: 国家自然科学基金(62371355); 上海市“科技创新行动计划”启明星项目扬帆专项(23YF1445000); 重点实验室基金(2022-JCJQ-LB-016-07-01)

作者简介: 朱世琛(1996—), 男, 博士研究生, 主要从事计算电磁学研究。

electromagnetic wave interaction simulation examples are given to demonstrate high calculation accuracy and strong stability of the proposed modeling method. This method provides technical support for revealing the influence law of plasma on the targets detection of vortex electromagnetic wave.

Key words: hypersonic target; plasma; vortex electromagnetic wave; particle-in-cell (PIC)

0 引言

在临近空间高超声速飞行器飞行过程中,空气与飞行器表面摩擦会产生极高的温度和压强,并且会在飞行器表面形成激波。在激波区域内,由于高温和高压的作用,空气分子会发生一系列的反应,经过离解、电离过程,产生的等离子体被称为等离子体鞘套^[1-2]。等离子体鞘套的存在会改变高超声速飞行器的电磁散射特性,增加高超声速目标探测的难度。涡旋电磁波^[3-4]携带轨道角动量信息,其波前相位呈螺旋规律分布。涡旋电磁波具有更为丰富的调制自由度,因此有望成为高超声速目标探测的有效手段之一。为有效支撑基于涡旋电磁波的高超声速目标探测,需要对涡旋电磁波与等离子体的相互作用规律开展充分研究。

对电磁波与等离子体相互作用的建模目前主要集中在等离子体对电磁波传输特性和散射特性的影响建模方面。目前主流的建模方法均是等将等离子体宏观等效为均匀或非均匀分布的介电媒质,忽略了电磁波对等离子体参数分布的影响。主要的计算方法有温采尔-克劳迈斯-勃立鲁英方法(Wenzel-Claumais-Brierouing, WKB)^[5-6]、散射矩阵方法(scatter matrix method, SMM)^[7]、时域有限差分算法(finite difference time domain, FDTD)^[8]、时域间断伽辽金方法(discontinuous Galerkin time domain, DGTD)^[9]等。比如, KALLURI 等^[5]采用 WKB 研究了右旋圆极化电磁波与时变磁化等离子体的相互作用。刘少斌等^[6]采用 WKB 计算了任意角度入射的电磁波在非均匀等离子体中的衰减,研究了非均匀非磁化等离子体对目标隐身能力的影响。HU 等^[7]采用

SMM 和分层模型研究了非均匀等离子体平板的反射、传输和吸收特性,分析了电子密度、等离子体振荡频率等因素对双曲型和指数型电子密度分布的等离子体平板传输特性的影响。杨宏伟等^[8]采用移位算子时域有限差分方法(shift operator finite difference time domain, SO-FDTD)对电磁波与非磁化等离子体的相互作用进行建模,研究了不同的电磁波频率和等离子体参数对雷达散射截面积(RCS)的影响。杨谦等^[9]采用 DGTD 提升计算精度,研究了三维弱电离尘埃等离子体的电磁特性。

采用 Drude、Debye 等宏观等效介电媒质模型进行等离子体建模,可以有效仿真在电小信号下等离子体对电磁场的影响,然而这些模型却无法反映高强度电磁波信号对等离子体参数分布的影响,也无法反映等离子体参数分布的变化与电磁波信号的耦合效应。粒子模型是通过求解描述粒子运动的牛顿-洛伦兹方程和与之耦合的自洽电磁场麦克斯韦(Maxwell)方程组,仿真数量相对较少的计算粒子(也称宏粒子),来考察等离子体中带电粒子的集体行为,模拟各种粒子的动力学特性,从而完成等离子体与电磁波耦合效应的建模。该方法通常被称为粒子网格模拟方法(particle-in-cell, PIC)^[10-12]。涡旋电磁波由于具有螺旋分布的波前相位面,对带电粒子的作用规律将有别于平面电磁波。本文提出一种基于 PIC 的涡旋电磁波与等离子体的联合建模方法。利用总场/散射场技术实现任意模态涡旋电磁波的激励,采用 PIC 进行等离子体的物理特性建模,结合 DGTD 建立高效的电磁求解器,完成对涡旋电磁波与等离子体的联合动态建模,并通过三维等离子体与涡旋电磁波相互作用仿真实例,验证所提出的联合建模方法的计算精度和稳定性。

1 基于 PIC 的涡旋电磁波与等离子体联合建模方法

1.1 约束方程

在空间和时间域中,粒子运动与分布由 Vlasov 方程描述,其表达式为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_x + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \nabla_v\right) f = 0 \quad (1)$$

式中: \mathbf{x}, \mathbf{v} 分别为粒子的位置矢量与速度矢量; ∇_x, ∇_v 分别为关于粒子的位置与速度的哈密顿算子; \mathbf{F} 是质量为 m 、电荷量为 q 的粒子所受的力; $f = f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ 为概率密度函数,用于描述 t 时刻粒子在六维相空间 (\mathbf{x}, \mathbf{v}) 中的密度。若不考虑粒子的相互碰撞,在一个自洽的电磁系统里, \mathbf{F} 为洛伦兹力,可以表示为

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E}^0 + \mathbf{v} \times \mathbf{B}^0) \quad (2)$$

式中: $\mathbf{E}^0, \mathbf{B}^0$ 为电场强度矢量与磁感应强度矢量。

在空间和时间域中,电磁场可以由 Maxwell 方程组进行描述,其表达式为

$$\begin{cases} \partial \mathbf{E}^0 / \partial t = c_0^2 \nabla \times \mathbf{B}^0 - \mathbf{J}^0 / \epsilon_0 \\ \partial \mathbf{B}^0 / \partial t = -\nabla \times \mathbf{E}^0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B}^0 = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{E}^0 = \rho^0 / \epsilon_0 \end{cases} \quad (3)$$

式中: $c_0 = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ 为真空中的光速,其中 μ_0, ϵ_0 分别为真空中的磁导率与介电常数; ∇ 为哈密顿算子; \mathbf{J}^0 为电流密度; ρ^0 为电荷密度。电荷密度 ρ^0 与电流密度 \mathbf{J}^0 的表达式分别为

$$\rho^0 = q \int_{R^3} f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) dV \quad (4)$$

$$\mathbf{J}^0 = q \int_{R^3} \mathbf{v} f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) dV \quad (5)$$

式中: R^3 表示半径为 R 的球形积分区域; dV 为体积分微元。可见,电荷密度与电流密度均与概率密度函数 $f = f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ 相关。

式(1)~式(5)共同构成了 Vlasov-Maxwell 方程组,该方程组可以描述一个无碰撞的自洽电磁与带电粒子系统,可用于无碰撞等离子体的建模仿真。

PIC 是求解非线性 Vlasov-Maxwell 方程组的有效方法之一。Vlasov 方程组中的概率密度

函数 $f = f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$ 可以使用拉格朗日算子在粒子的相空间 (\mathbf{x}, \mathbf{v}) 中进行离散。根据式(2)的洛伦兹力方程,可以得到粒子的运动方程,即

$$\begin{cases} d(m\gamma\mathbf{v})/dt = q(\mathbf{E}^0 + \mathbf{v} \times \mathbf{B}^0) \\ d\mathbf{x}/dt = \mathbf{v} \end{cases} \quad (6)$$

式中: $\gamma = \sqrt{1 - |\mathbf{v}|^2/c_0^2}$ 为相对论系数,其中 $|\cdot|$ 为取模运算符。联立式(2)~式(6),即构成一个基于 PIC 的 Vlasov-Maxwell 方程组求解系统。

1.2 引入散度清零过程的结点型 DGTD 电磁求解器

在仿真电磁场中带电粒子的自洽运动时,由于是对粒子运动和电荷分布进行了近似求解,电荷守恒难以得到有效保证,因此两个高斯定理方程的误差不可忽略。若不对该误差进行处理,则误差在计算过程中会被逐渐累积,造成求解系统的不准确,甚至发散,这将最终导致仿真失败。因此需要在原来的求解系统中,引入一个散度清零过程,以保证求解的电场和磁场均满足各自的高斯定理方程。

本文运用阻尼-纯双曲清零技术,对 Maxwell 方程组进行修正,得到的归一化阻尼-纯双曲 Maxwell 方程组为

$$\begin{cases} \mu_r \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -c_0 \nabla \times \mathbf{E} - \kappa c_0 \nabla Q \\ \epsilon_r \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = c_0 (\nabla \times \mathbf{H} - \mathbf{J}) - \chi c_0 \nabla P \\ \frac{\partial P}{\partial t} = -\chi c_0 (\nabla \cdot \mathbf{D} - \rho) - 4\pi f_0 \zeta \chi P \\ \frac{\partial Q}{\partial t} = -\kappa c_0 \nabla \cdot \mathbf{B} - 4\pi f_0 \xi \kappa P \end{cases} \quad (7)$$

式中: μ_r, ϵ_r 为相对磁导率和相对介电常数; \mathbf{H}, \mathbf{E} 为归一化的磁场强度矢量和电场强度矢量; κ, χ 为常数,代表耦合强度; \mathbf{J}, ρ 为归一化的电流密度与电荷密度; P, Q 为添加的修正耦合项,是标量; ζ, ξ 为常数,分别代表 P 和 Q 的阻尼系数; \mathbf{D}, \mathbf{B} 为归一化的电位移矢量和磁感应强度矢量; f_0 为电磁波中心频率。与散度误差相关的未知量 P, Q 会分别以速度 $\chi c_0, \kappa c_0$ 传播出计算区域,并且会在传播过程中衰减,其衰减情况由 f_0, ζ, ξ 共同决定。

式(7)中的各归一化量的计算公式为

$$\begin{cases} \mathbf{E} = \mathbf{E}^0 \\ \mathbf{H} = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \mathbf{H}^0 \end{cases} \quad (8)$$

$$\begin{cases} \mathbf{D} = \mathbf{D}^0/\epsilon_0 \\ \mathbf{B} = c_0 \mathbf{B}^0 \end{cases} \quad (9)$$

$$\begin{cases} \mathbf{J} = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \mathbf{J}^0 \\ \rho = \rho^0/\epsilon_0 \end{cases} \quad (10)$$

式中: \mathbf{H}^0 为磁场强度矢量; \mathbf{D}^0 为电位移矢量。

将式(7)中的各未知量均使用结点型基函数进行展开,并采用 DGTD 进行求解。经过推导,可以得到式(7)的 DGTD 求解形式在第 k 个多面体单元 Ω_k 上的系统约束方程,即

$$\begin{cases} c_0 \int_{\partial\Omega_k} (\hat{\mathbf{n}}_k \times (\mathbf{E}_k^* - \mathbf{E}_k)) \cdot \Phi_k^i dS + c_0 \int_{\Omega_k} (\nabla \times \mathbf{E}_k) \cdot \Phi_k^i dV + \\ \kappa c_0 \int_{\Omega_k} \hat{\mathbf{n}}_k \cdot (Q_k^* - Q_k) \cdot \Phi_k^i dV + \kappa c_0 \int_{\Omega_k} (\nabla Q_k) \cdot \Phi_k^i dV = - \int_{\Omega_k} \mu_{r,k} \frac{\partial \mathbf{H}_k}{\partial t} \cdot \Phi_k^i dV \\ c_0 \int_{\partial\Omega_k} (\hat{\mathbf{n}}_k \times (\mathbf{H}_k^* - \mathbf{H}_k)) \cdot \Phi_k^i dS + c_0 \int_{\Omega_k} (\nabla \times \mathbf{H}_k) \cdot \Phi_k^i dV - \int_{\Omega_k} \mathbf{J} \cdot \Phi_k^i dV - \partial\Omega_k \\ \chi c_0 \int_{\Omega_k} \hat{\mathbf{n}}_k \cdot (P_k^* - P_k) \cdot \Phi_k^i dV + \chi c_0 \int_{\Omega_k} (\nabla P_k) \cdot \Phi_k^i dV = \int_{\Omega_k} \epsilon_{r,k} \frac{\partial \mathbf{E}_k}{\partial t} \cdot \Phi_k^i dV \end{cases} \quad (11)$$

$$\begin{cases} \int_{\partial\Omega_k} \hat{\mathbf{n}}_k \cdot (\mathbf{D}_k^* - \mathbf{D}_k) l_k^i dS + \int_{\Omega_k} \nabla \cdot \mathbf{D}_k l_k^i dV + \frac{4\pi f_0 \zeta}{c_0} \int_{\Omega_k} P_k \cdot l_k^i dV - \int_{\Omega_k} \rho_k \cdot l_k^i dV = - \frac{1}{\chi c_0} \int_{\Omega_k} \frac{\partial P_k}{\partial t} \cdot l_k^i dV \\ \int_{\partial\Omega_k} \hat{\mathbf{n}}_k \cdot (\mathbf{B}_k^* - \mathbf{B}_k) l_k^i dS + \int_{\Omega_k} \nabla \cdot \mathbf{B}_k l_k^i dV + \frac{4\pi f_0 \xi}{c_0} \int_{\Omega_k} Q_k \cdot l_k^i dV = - \frac{1}{\kappa c_0} \int_{\Omega_k} \frac{\partial Q_k}{\partial t} \cdot l_k^i dV \end{cases} \quad (12)$$

式中: $\partial\Omega_k$ 为单元 Ω_k 的表面区域; $\hat{\mathbf{n}}_k$ 为单元表面的外法向矢量; 上标“*”为数值流项标识; $\Phi_k^i = (\hat{x}l_k^i, \hat{y}l_k^i, \hat{z}l_k^i)$ 为由 l_k^i 组成的矢量基函数, 其中 \hat{x} , \hat{y} , \hat{z} 分别为 x, y, z 方向的单位矢量, l_k^i 为第 k 个单元上的第 i 个拉格朗日插值基函数;

dS 为面积分微元。电场强度和磁场强度的数值流采用迎风流,与经典 Maxwell 方程的 DGTD 中的相同,详细内容可以参考文献[13-14]。

式(12)中的未知量 P_k 和 Q_k 的数值流项为

$$\begin{cases} P_k^* |^{f_a} = (P_{k^+}^{f_a} + P_k^{f_a})/2 - \hat{\mathbf{n}}_k^a \cdot (\mathbf{D}_{k^+}^{f_a} - \mathbf{D}_k^{f_a})/2 \\ Q_k^* |^{f_a} = (Q_{k^+}^{f_a} + Q_k^{f_a})/2 - \hat{\mathbf{n}}_k^a \cdot (\mathbf{B}_{k^+}^{f_a} - \mathbf{B}_k^{f_a})/2 \end{cases} \quad (13)$$

式中:上标“ f_a ”为多面体单元的面编号;下标“ k^+ ”为相邻单元的编号。第 k 个单元的电位移

矢量和磁感应强度矢量的数值流项满足

$$\begin{cases} \hat{\mathbf{n}}_k \cdot \mathbf{D}_k^* |^{f_a} = \hat{\mathbf{n}}_k^a \cdot (\mathbf{D}_{k^+}^{f_a} + \mathbf{D}_k^{f_a})/2 - (P_{k^+}^{f_a} - P_k^{f_a})/2 \\ \hat{\mathbf{n}}_k \cdot \mathbf{B}_k^* |^{f_a} = \hat{\mathbf{n}}_k^a \cdot (\mathbf{B}_{k^+}^{f_a} + \mathbf{B}_k^{f_a})/2 - (Q_{k^+}^{f_a} - Q_k^{f_a})/2 \end{cases} \quad (14)$$

将数值流项和各未知量的结点基函数展开式代入式(11)和式(12),经过运算可以得到电磁场系统的半离散约束方程。进一步采用低存储龙格-库塔(Runge-Kutta)方法进行时间离散求解,即可求得耦合系统电磁场的解。

用低存储龙格-库塔方法进行求解。引入粒子动量 $\mathbf{p} = m\gamma\mathbf{v}$ 作为辅助变量,则式(6)可以改写为

$$\begin{cases} d\mathbf{p}/dt = q(\mathbf{E}^0 + \mathbf{v} \times \mathbf{B}^0) \\ \mathbf{v} = \frac{\mathbf{p}}{\sqrt{m^2 + |\mathbf{p}|^2/c_0^2}} \\ d\mathbf{x}/dt = \mathbf{v} \end{cases} \quad (15)$$

1.3 粒子运动求解器

由于式(6)所示的粒子运动方程组中的第一个方程两侧均存在未知量 \mathbf{v} ,其无法直接应

在插值得到粒子位置处的归一化电场强度矢量 \mathbf{E} 和归一化磁感应强度矢量 \mathbf{B} 后,可以直接应用低存储龙格-库塔方法对式(15)进行时间离散,

进而实现对粒子运动的求解。

1.4 粒子电荷在网格单元上的分配

为了实现粒子运动和电磁场的耦合,粒子的电荷将被分配到网格单元上。在采用 PIC 仿真时,本文不直接求解粒子的概率密度函数,而是通过求解每一个带电粒子的位置来间接得到电荷的分布规律。此时,式(4)和式(5)可以被改写为

$$\rho^0 = \sum_{i=1}^N q_i S(|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}|) \quad (16)$$

$$\mathbf{J}^0 = \sum_{i=1}^N q_i \mathbf{v}_i S(|\mathbf{x}_i - \mathbf{x}|) \quad (17)$$

式中: N 为粒子数; $S(\cdot)$ 为形状函数,用于描述一个粒子的电荷在局部网格区域上的分布; q_i 为

$$\mathbf{E}^{0, \text{inc}} = \int_0^\sigma dK E^0(K) \exp(jn\phi) \exp(j\sqrt{\sigma^2 - K^2}z) \times$$

$$\left\{ (\chi \hat{\mathbf{x}} + \beta \hat{\mathbf{y}}) \mathbf{J}_n(Kd) + \hat{\mathbf{z}} \frac{K}{2\sqrt{\sigma^2 - K^2}} [(j\chi - \beta) \exp(-j\phi) \mathbf{J}_{n-1}(Kd) - (j\chi + \beta) \exp(j\phi) \mathbf{J}_{n+1}(Kd)] \right\} \quad (19)$$

其中

$$E^0(K) = \exp\left(-\frac{\sigma K^2 z_R}{2(\sigma^2 - K^2)}\right) \left(\frac{K^2}{\sigma^2 - K^2}\right)^{(2p+n+1)/2} \left(\frac{\sigma^2}{\sigma^2 - K^2}\right)^{1/2} \quad (20)$$

式中: K 为被积分量; σ 为波数; $E^0(\cdot)$ 为电场强度的幅度分布函数; n 为波束的轨道角动量模态数,也是贝塞尔函数阶数; $\mathbf{J}_n(\cdot)$ 为 n 阶贝塞尔函数; ϕ, d 为极坐标系下的角度和半径; z 为空间点坐标在 z 方向的分量; χ 和 β 为电场强度在 x 和 y 方向上的幅度权重; $\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{z}}$ 为直角坐标系 x, y, z 方向的单位向量; $z_R = \pi\omega_0^2/\lambda$ 为瑞利距

$$\left\{ \begin{aligned} \hat{\mathbf{n}}_k \times (\mathbf{E}_k^* - \mathbf{E}_k) \Big|_{\text{TF}} &= \eta^{f_a} [\hat{\mathbf{n}}_k^{f_a} \times (\mathbf{E}_{k^+}^{f_a} - \mathbf{E}_k^{f_a})] + \nu^{f_a} \{ \hat{\mathbf{n}}_k^{f_a} \times [\hat{\mathbf{n}}_k^{f_a} \times (\mathbf{H}_{k^+}^{f_a} - \mathbf{H}_k^{f_a})] \} + \hat{\mathbf{n}}_k \times \mathbf{E}_k^{\text{inc}} \\ \hat{\mathbf{n}}_{k^+} \times (\mathbf{E}_{k^+}^* - \mathbf{E}_{k^+}) \Big|_{\text{SF}} &= \eta^{f_a} [\hat{\mathbf{n}}_{k^+}^{f_a} \times (\mathbf{E}_k^{f_a} - \mathbf{E}_{k^+}^{f_a})] + \nu^{f_a} \{ \hat{\mathbf{n}}_{k^+}^{f_a} \times [\hat{\mathbf{n}}_{k^+}^{f_a} \times (\mathbf{H}_k^{f_a} - \mathbf{H}_{k^+}^{f_a})] \} - \hat{\mathbf{n}}_k \times \mathbf{E}_k^{\text{inc}} \end{aligned} \right. \quad (21)$$

式中: $\mathbf{E}_k^{\text{inc}}$ 为第 k 个单元的约束电场;下标“TF”,“SF”分别表示总场区域和散射场区域; η^{f_a}, ν^{f_a} 为数值流系数,具体形式可参考文献[13-14]。

由于式(21)中仅施加了磁流源,该激励源将同时产生两束传播方向相反的涡旋电磁波束,因此需要在不关注的方向施加 Silver-Muller 边界条件,完成该方向涡旋电磁波束的吸收。

第 i 个粒子的电荷量; \mathbf{x}_i 为第 i 个粒子的中心位置矢量; \mathbf{v}_i 为第 i 个粒子的速度矢量。为了避免由于电荷密度分布曲线不光滑而产生的吉布斯(Gibbs)现象,采用形状函数

$$S(r) = \frac{\alpha + 1}{4\pi R^3} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^3 \right]^\alpha \quad (18)$$

式中: $r = |\mathbf{x}_i - \mathbf{x}|$ 为到第 i 个粒子中心位置的距离; α 为常数,其值越大,粒子的电荷分布越集中。 R 在这里表示粒子的影响半径,在大于影响半径的区域范围,粒子的形状函数的取值为 0。

1.5 涡旋电磁激励源

本文采用非旁轴近似的拉盖尔-高斯波束建立入射涡旋电磁波束,约束电场

离,其中 ω_0 为波束的束腰半径, λ 为电磁波波长; p 为波束的径向模式阶数。

根据惠更斯原理,本文采用类似总场/散射场的技术在激励源单元表面施加拉盖尔-高斯波束的约束电场 $\mathbf{E}^{0, \text{inc}}$ 。在 DGT D 中,可以通过修改第 k 个单元激励面上的数值流,完成等效磁流源的施加,其表达式为

2 数值算例与分析

2.1 小信号 0 模态拉盖尔-高斯波束入射等离子体仿真

为了验证上述电磁场与带电粒子基于 PIC 联合仿真方法的正确性和有效性,本文对 0 模态

拉盖尔-高斯涡旋电磁波束在等离子体中的传输特性进行仿真。等离子体仿真模型如图 1 所示。等离子体的区域尺寸为 $2.0\lambda \times 2.0\lambda \times 0.5\lambda$; 激励面位于 xoy 平面上, 到等离子体的距离为 0.3λ ; 整体计算区域尺寸为 $2.0\lambda \times 2.0\lambda \times 1.2\lambda$, 使用 Silver-Muller 边界条件进行截断。设等离子体的电子密度为 $4.96 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$, 相应的等离子体的频率为 2 GHz , 入射电磁波频率为 2.45 GHz 。

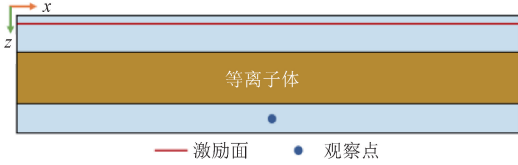


图 1 等离子体仿真模型

在小信号入射的情况下, 等离子体的电磁特性可以使用 Drude 模型进行等效建模。忽略偏置磁场与碰撞, 等离子体的相对介电常数

$$\epsilon_r(\omega) = 1 - (\omega_p/\omega)^2 \quad (22)$$

式中: ω, ω_p 为入射电磁波和等离子体的角频率。

在激励面上施加一个沿 $+z$ 方向传播、频率为 2.45 GHz 的单色、径向 0 阶、0 模态拉盖尔-高斯波束。分别采用 PIC 和 Drude 模型进行仿真, 在距离等离子体后表面中心 0.15λ 处放置观察点, 记录该位置处的电场极化 x 方向分量的值。

基于 PIC 与 Drude 模型的等离子体 0 模态拉盖尔-高斯涡旋电磁波束传输特性仿真结果对比情况如图 2 所示。

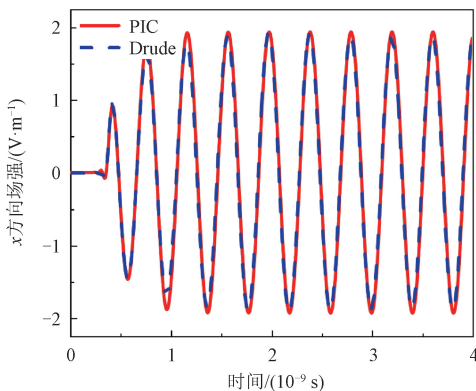


图 2 基于 PIC 与 Drude 模型的等离子体的 0 模态拉盖尔-高斯涡旋电磁波束传输特性仿真结果

由图 2 可以看出: 基于 PIC 计算得到的电场

强度曲线与基于 Drude 模型仿真得到的电场强度曲线吻合良好, 说明本文所提的基于 PIC 的仿真方法可以实现电磁波在等离子体中的传输特性的正确建模。

2.2 高模态拉盖尔-高斯波束入射等离子体仿真

利用前述基于 DGTD 的 PIC, 对 $0 \sim 2$ 模态拉盖尔-高斯涡旋电磁波束在等离子体中的传输特性进行仿真, 其径向模式保持为 0 阶。设置仿真参数: 等离子体的频率为 2.45 GHz ; 入射的拉盖尔-高斯涡旋电磁波束的频率为 2 GHz , 主极化沿 x 方向, 调制的高斯波形信号的频率范围为 $0.1 \sim 3.9 \text{ GHz}$, 沿 $+z$ 方向传播; 仿真时间为 $3.1495 \times 10^{-9} \text{ s}$ 。此时, 拉盖尔-高斯涡旋电磁波束的频率小于等离子体频率, 入射波在等离子体表面发生反射的同时, 也在等离子体内被衰减。

等离子体仿真模型中的观察面如图 3 所示。等离子体的区域尺寸为 $4.0\lambda \times 4.0\lambda \times 0.5\lambda$, 激励面位于 xoy 平面上, 到等离子体的距离为 0.3λ , 在 $yo z$ 平面上设置观察面 1, 在距等离子体前表面 0.15λ 处设置观察面 2。整体计算区域尺寸为 $2.0\lambda \times 2.0\lambda \times 1.2\lambda$, 使用 ABC 边界条件进行截断。对应 2.45 GHz 的等离子体频率, 等离子体的电子密度为 $7.446 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ 。

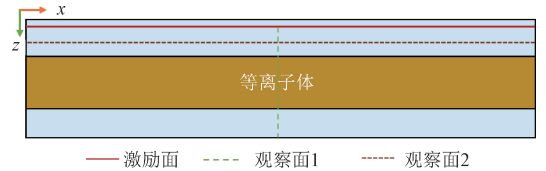
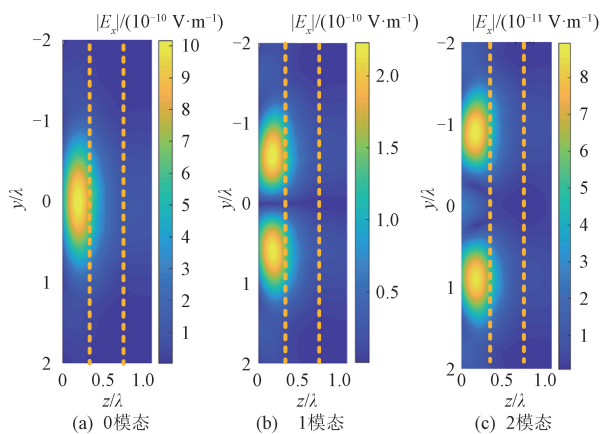
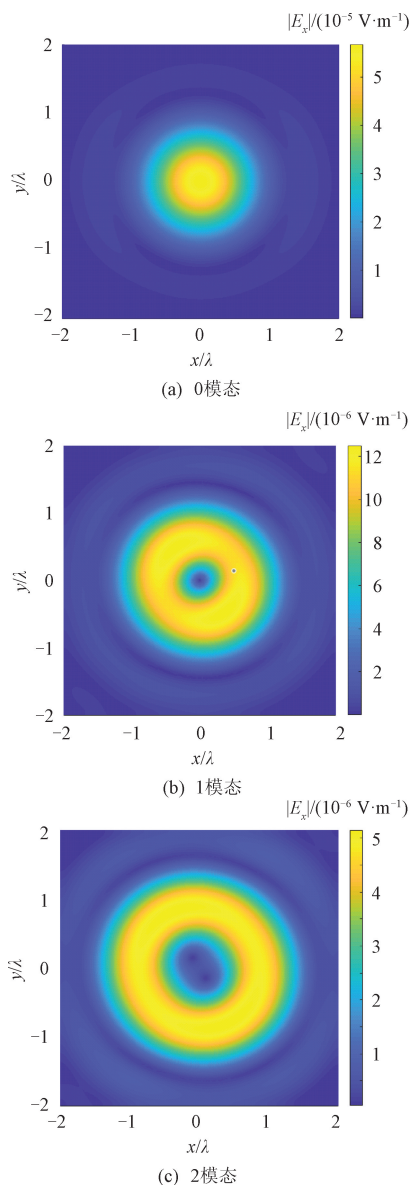


图 3 等离子体仿真模型中的观察面示意图

采用电场极化为 x 方向的小信号进行仿真, 设式(19)中的 $\chi=1, \beta=0$ 。各模态的涡旋电磁波束入射到等离子体时, 仿真得到的观察面 1 和观察面 2 上的 x 方向的电场强度 $|E_x|$ 分布分别如图 4 和图 5 所示, 图 4 中黄色虚线内区域为等离子体区域。

由图 4 可以发现, 激励面产生的拉盖尔-高斯涡旋电磁波束入射到等离子体后会出现反射和透射现象, 但由于等离子体的衰减效应, 穿透等离子体区域的波的电场强度变得很小。由图 5 可以看出, 高模态的场相对于低模态的场发散得更快。

在小信号入射条件下, 等离子体内的带电粒

图4 观察面1上 x 方向的电场强度分布图图5 观察面2上 x 方向的电场强度分布图

子所受的洛伦兹力很小,其引起的位移可以忽略不计。为展示涡旋电磁波入射对等离子体内部电子分布的影响,本文仿真了大信号涡旋电磁波束入射等离子体时电子的位移情况。设式(19)中 $\chi = 10^5, \beta = 0$, 仿真结果如图6所示。可以发现:由于0模式的拉盖尔-高斯涡旋电磁波束的入射电场最大值较大,相应的拉盖尔-高斯涡旋电磁波束入射下的粒子各方向位移也最大,在 x, y, z 方向的最大位移分别达到 $6 \times 10^{-4}\lambda$ 、 $-2 \times 10^{-4}\lambda$ 和 $2 \times 10^{-4}\lambda$;与0模式相比,1模式和2模式拉盖尔-高斯涡旋电磁波束的入射电场最大值依次减小,对应的粒子各方向的位移也依次减小。

3 结论

本文基于粒子网格模拟方法,结合时域间断伽辽金方法建立了高效的电磁求解器,实现了涡旋电磁波与等离子体的联合动态建模,并采用该模型仿真分析了等离子体对涡旋电磁波束传输特性的影响以及涡旋电磁波束对等离子体电子分布状态的影响。这为揭示等离子体对涡旋电磁波目标探测的影响规律提供了技术支撑。

参考文献

- [1] 吕春静,韩一平. 高超声速湍流等离子体鞘套中的高斯光束漂移特性[J]. 现代应用物理, 2019, 10(2): 020303.
- [2] 吴巍,刘方,钟建林,等. 临近空间高超声速目标 RCS 模拟技术研究[J]. 电波科学学报, 2019, 34(5): 610-621.
- [3] 许强,谢跃雷. 基于圆形阵列的涡旋电磁波束产生系统设计与实现[J]. 电讯技术, 2022, 62(10): 1399-1406.
- [4] 张超,王元赫. 论涡旋电磁波轨道角动量传输新维度[J]. 通信学报, 2022, 43(6): 211-222.
- [5] KALLURI D K, GOTETI V R, SESSLER A M. WKB solution for wave propagation in a time-varying magnetoplasma medium: longitudinal propagation[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1993, 21(1): 70-76.
- [6] 刘少斌,袁乃昌,莫锦军,等. 斜入射到非磁化等离子体的电磁波的吸收[J]. 系统工程与电子技术, 2003, 25(11): 1347-1350.

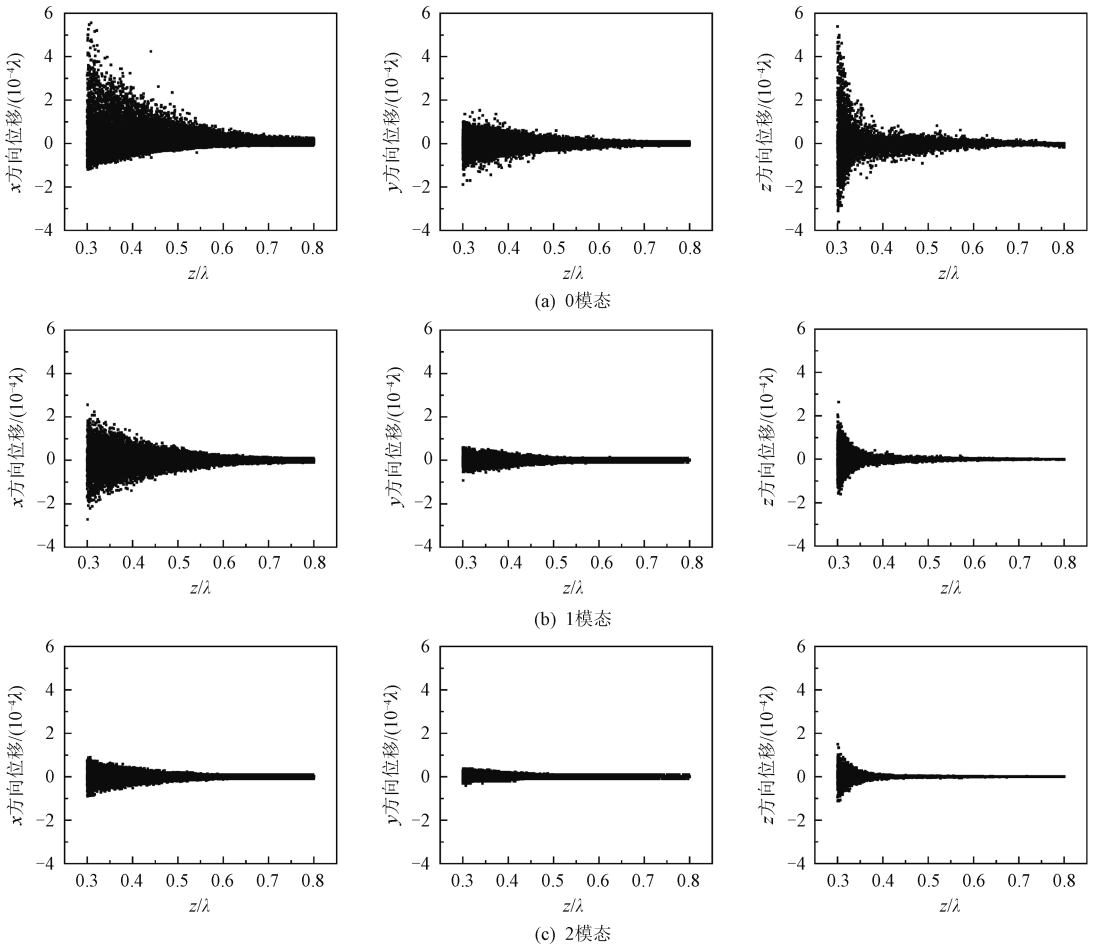


图 6 粒子位移统计

- [7] HU B J, WEI G, LAI S L. SMM analysis of reflection, absorption, and transmission from nonuniform magnetized plasma slab [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1999, 27(4): 1131-1136.
- [8] 杨宏伟, 陈如山, 张云. 等离子体的 SO-FDTD 算法和对电磁波反射系数的计算分析[J]. 物理学报, 2006, 55(7): 3464-3469.
- [9] CHANG Q, MA Y P, LIU J, et al. Simulation of electromagnetic waves in plasma by subdomain-level nonconformal DGTD method [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2022, 50(11): 4775-4781.
- [10] DEROULLAT J, BECK A, PEREZ F, et al. SMILEI: a collaborative, open-source, multi-purpose particle-in-cell code for plasma simulation [J]. Computer Physics Communications, 2018, 222: 351-373.
- [11] LIFSCHITZ A F, DAVOINE X, LEFEBVRE E,

et al. Particle-in-cell modelling of laser-plasma interaction using Fourier decomposition [J]. Journal of Computational Physics, 2009, 228(5): 1803-1814.

- [12] PUKHOV A. Particle-in-cell codes for plasma-based particle acceleration [EB/OL]. arXiv preprint: 1510.01071(2015-11-05) [2023-11-28]. <https://arxiv.org/abs/1510.01071>.
- [13] SHI Y, WANG P, ZHU S C, et al. An hp-adaptive scheme of discontinuous Galerkin time-domain method with fast error estimation [J]. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2022, 70(8): 3776-3788.
- [14] BAN Z G, SHI Y, WANG P. Advanced parallelism of DGTD method with local time stepping based on novel MPI + MPI unified parallel algorithm [J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2022, 70(5): 3916-3921.