

专题: 低温等离子体非平衡输运与主动调控

电子束注入对于偶极磁场约束等离子体的影响*

潘宇浩¹⁾ 王志斌^{1)†} 陈坚¹⁾ 叶卓晖¹⁾ 易祖宁¹⁾肖青梅²⁾ 毛傲华²⁾ 张仲麟²⁾ 聂秋月³⁾

1) (中山大学, 中法核工程与技术学院, 珠海 519082)

2) (哈尔滨工业大学, 空间环境与物质作用全国重点实验室, 哈尔滨 150001)

3) (哈尔滨工业大学, 电气工程及自动化学院, 哈尔滨 150001)

(2025年9月28日收到; 2025年12月1日收到修改稿)

偶极磁场约束等离子体特性及其与带电粒子束的相互作用研究是近地空间磁层等离子体研究领域关心的一类重要问题. 本研究采用粒子模拟 (particle in cell, PIC) 方法, 通过开源的 Smilei 程序, 研究了电子束注入偶极磁场约束等离子体的三维动力学演化行为. 模拟了不同注入角度电子束对等离子体的影响, 给出了电子束及等离子体的时空演化过程和行为解释. 结果显示, 偶极磁场中的等离子体沿磁场线形成“新月形”壳结构分布, 壳中形成内外相反方向的环形电流. 当电子束的注入角度与磁场方向的夹角过大 (超过 20°), 且漂移速度方向未对准偶极场中心时, 大多数电子束粒子将在偶极磁场中漂移, 散射并弹出模拟区域, 无法与偶极磁场约束的等离子体发生相互作用. 未来我国的偶极磁场约束等离子体研究装置在开展电子束与等离子体相互作用的实验时, 有必要选择适当的电子束入射方向, 以确保电子束能够进入偶极磁场的核心区域并与原来约束的等离子体进行相互作用. 同时模拟结果显示电子束注入会使得等离子体环形电流在环向上变得不均匀. 本研究有助于深入了解偶极磁场中的等离子体动力学行为特性, 对于保障我国空间等离子体研究装置完成预期科学目标具有实际价值.

关键词: 等离子体, 电子束, 偶极磁场, 粒子模拟**PACS:** 52.40.Mj, 52.65.-y, 94.05.-a, 95.55.-n**CSTR:** 32037.14.aps.74.20251337**DOI:** 10.7498/aps.74.20251337

1 引言

近地空间等离子体处于地球磁场的约束范围内, 地球磁场可以近似看成是一个偶极磁场, 这种磁场位型可以视为一种两极磁场强、中间赤道面磁场弱的“磁镜”, 对于在该电磁场中的等离子体具有很好的约束效果^[1-3]. 近地空间等离子体环境中存在多种类型的波动现象, 典型的波动现象包括阿尔芬波 (Alfvén wave)、磁声波 (magnetosonic wave)、哨声波 (whistler wave)、离子回旋波 (ion cyclotron

wave) 等电磁波, 以及朗缪尔波 (Langmuir wave)、离子声波 (ion acoustic wave)、静电离子回旋波 (electrostatic ion cyclotron wave) 等静电波^[4-8]. 当这些波动现象的频率与电子某种绝热运动的频率相耦合时电子便会与之发生共振等相互作用, 破坏相应的绝热不变量, 引起径向扩散运动、投掷角散射等, 由此导致电子的加速、减速、沉降损失等物理现象^[9-11].

以电子束为代表的带电粒子束注入到磁场约束的等离子体中会与等离子体发生相互作用, 从而对等离子体的动力学特性产生影响. 例如, van

* 国家自然科学基金 (批准号: 12175322, 12305223) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangzhib8@sysu.edu.cn

Compernelle 等^[12]于 2015 年在加州大学洛杉矶分校的 LAPD (large plasma device) 装置中, 通过将电子束注入磁场约束的等离子体中激发不稳定性, 获得了上声调、下降调、钩子状的哨声波合声模, 以及等离子体嘶声等. 再如, Chen 等^[13]发现在轴向磁场约束下, 电子束等离子体可以自发形成的一种全新三维螺旋形旋转结构. Nishio 等^[14]报道了在电离层等离子体中电子束传播特性的 PIC (particle-in-cell) 模拟研究. 结果表明电离层等离子体中的电子会影响电子束, 导致其发生抑制、振荡和分裂现象. 在针对偶极磁场约束的等离子体装置方面, 哈尔滨工业大学、中国科学技术大学、中山大学等单位开展了一系列的工作, 他们的研究结果显示, 偶极磁场约束的空间等离子体研究装置中可以激发出合声模哨声波和嘶声, 并且出现啁啾现象^[15,16].

目前, 我国已经建成或者正在建设多套偶极磁场约束等离子体研究装置, 包括我国“空间环境地面模拟装置”国家重大科技基础设施的空间等离子体研究装置 (space plasma environment research facility, SPERF)^[17]、东华理工大学正在设计建设的磁悬浮偶极场装置“天环一号”(China Astro-Torus 1, CAT-1)^[18]等. 此外, 多个研究机构还建设了与之拓扑结构类似的线性装置, 如中国科学技术大学的串列磁镜装置 (KMAX)^[19]、北京大学等离子体联合实验装置 (PPT)^[20]、大连理工大学直线等离子体实验装置 (MPS-LD)^[21]、哈尔滨工业大学等离子体与物质作用研究平台 (HIT-PSI) 等^[22]. 国际上已建成的偶极磁场约束装置有哥伦比亚大学 CTX 装置 (Collisionless Terrella eXperiment)、麻省理工学院 LDX 装置 (Levitated Dipole eXperiment)、东京大学 RT-1 装置 (Ring Trap-1) 等^[23-26].

空间等离子体研究中大量数据依赖卫星观测. 由于卫星观测难以得到事件的时空分布与演化规律全貌, 极大限制了我们对于关键空间等离子体物理过程的认识和深入研究, 给相关模型的验证、拓展和理论分析工作带来了极大困难. 因此, 通过地面实验和数值模拟的方式探索地球偶极磁场约束等离子体的分布与演化规律成为空间物理领域重要的研究课题之一.

Von der Linden 等^[27,28]研究了在偶极磁场中注入电子束及正电子束的实验过程. 他们的工作中讨论了漂移注入和边界直接注入两种注入情形, 并实现了低能电子与正电子高效注入, 长时间俘获以

及建立了相应的诊断方法. 但这些研究并未涉及电子束与偶极磁场约束等离子体相互作用.

深入研究电子束注入对于偶极磁场约束等离子体动力学特性的影响规律, 将有助于揭示偶极磁场约束等离子体中不同类型粒子间的相互作用机制, 确定激发等离子体波动行为的关键参数, 对于保障我国空间等离子体研究装置完成预期科学目标具有重要的应用价值. 同时, 电子束注入偶极磁场的物理过程研究对于近地空间太阳风等离子体与地磁场相互作用研究具有一定的借鉴意义, 其中带电粒子以不同投掷角注入情况下的粒子沉积效应也可供 Z 箍缩、 θ 箍缩等类似磁场拓扑结构的等离子体与电磁场相互作用研究所借鉴.

目前在 LDX, RT-1, LAPD 等装置上开展了大量偶极磁场约束等离子体的实验, 这些实验给出了等离子体空间分布的情况, 但鲜见结合动力学模拟, 以及关于电子束注入偶极磁场约束等离子体的实验和三维数值模拟报道. 相比偶极磁场约束装置的实验研究, 数值模拟可以给出更为全面的时空诊断数据, 本文通过粒子模拟 (PIC) 的方法, 系统地研究了电子束注入偶极磁场约束等离子体, 并与等离子体相互作用的时空演化特性.

2 模型与模拟方法

2.1 物理模型与模拟程序

采用三维全相对论的 PIC 方法模拟了电子束注入偶极磁场约束等离子体的演化过程. 模拟使用 Smilei 程序, 该程序是一个基于 PIC 方法的开源高性能等离子体模拟程序, 广泛应用于激光等离子体和空间等离子体模拟领域^[29]. PIC 方法的原理是将包含大量粒子的集合视为宏观粒子 (或超粒子). 每种粒子的分布函数 f_s 由大量宏观粒子的空间和速度分布 f_p 叠加表示:

$$f_s = \sum_{p=1}^{N_s} \omega_p f_p, \quad (1)$$

$$f_p = \frac{1}{V_c} S(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0) \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_0), \quad (2)$$

其中, S 和 δ 分别是宏观粒子的空间形状函数和速度形状函数, 通常分别取 B 样条函数和 δ -Drac 函数. 宏观粒子的运动方程采用相对论 Boris 方案进行推进:

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_p^{n+1/2} &= \mathbf{u}_p^{n-1/2} + r_s \Delta t \\ &\times \left[\mathbf{E}_p^{(n)} + \frac{\mathbf{v}_p^{(n+1/2)} + \mathbf{v}_p^{(n-1/2)}}{2} \times \mathbf{B}_p^{(n)} \right], \\ \mathbf{x}_p^{n+1} &= \mathbf{x}_p^n + \Delta t \frac{\mathbf{u}_p^{n+1/2}}{\gamma_p}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中, \mathbf{x}_p , \mathbf{v}_p , \mathbf{u}_p 分别为宏粒子的位置, 速度以及动量, γ_p 为相对论洛伦兹因子. 基于宏观粒子的位置和速度, 通过形状函数加权获得电流密度 ρ 和电荷密度 \mathbf{J} :

$$\begin{aligned} \rho(t, \mathbf{x}) &= \sum_s q_s \int d^3 \mathbf{p} f_s(t, \mathbf{x}, \mathbf{p}), \\ \mathbf{J}(t, \mathbf{x}) &= \sum_s q_s \int d^3 \mathbf{p} \mathbf{v} f_s(t, \mathbf{x}, \mathbf{p}). \end{aligned} \quad (4)$$

使用基于 Yee 交错网格的时域有限差分法更新电磁场 \mathbf{E} 和 \mathbf{B} . 电场和电流密度的每个分量都定义在相应网格线的中点. 磁场的每个分量都定义在相应网格面的中心. 电荷密度在网格点处定义. 电磁场根据以下方程式更新:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{(n+1)} &= \mathbf{E}^{(n)} + \Delta t \left[(\nabla \times \mathbf{B})^{(n+1/2)} - \mathbf{J}^{(n+1/2)} \right], \\ \mathbf{B}^{(n+3/2)} &= \mathbf{B}^{(n+1/2)} - \Delta t (\nabla \times \mathbf{E})^{(n+1)}. \end{aligned} \quad (5)$$

2.2 数值模拟设置

图 1 给出了数值模拟的计算域. 计算域是一个三维立方体, 采用 $256 \times 256 \times 256$ 的均匀网格, 每个网格单元在各维度的长度 Δx , Δy , Δz 为 $0.05 \lambda_{De}$ (λ_{De} 为电子德拜长度), 是电子在磁场强度为 6000 G (模拟中的最大磁场强度, $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$), 温度为 100 eV 时的回旋半径的 0.93 倍, 以确保足够解析电子的回旋运动. 模拟中使用的等离子体仅包含电子和离子, 忽略粒子之间的碰撞.

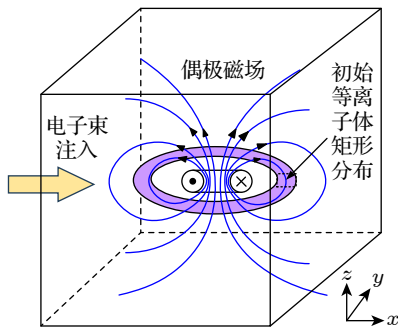


图 1 计算域示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the simulation domain.

等离子体的初始分布是一个围绕计算域中心的矩形环, 密度 $n_0 = 1 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 100 \text{ eV}$. 为了加速模拟, 离子与电子的质量比设定为 100, 文献 [30] 中详细讨论了缩小离子质量的影响. 每个格子中宏粒子数量为 100. 模拟的时间步长 Δt 为 0.95 倍的 CFL 时间步长 (网格单元长度/光速), 是电子回旋周期 (对应于 6000 G 磁场) 的 0.005 倍. 模拟总步数为 20000. 模拟中粒子采用的开放边界, 即粒子进入边界后被移除, 不再回到模拟域; Maxwell 方程组的边界条件为 Silver-Müller 边界条件, 在边界上把电磁场设置成“正在往外传播的平面波”, 从而减少回波的影响. 数值模拟中使用的偶极磁场由开源 Python 库 Magpylib^[31] 基于 Biot-Savart 定律自洽计算一个理想电流环对应的静磁场. Magpylib 计算 Smilei 中 Yee 交错网格中与磁场每个分量对应位置处的磁场分量. 这个预设的磁场不参与麦克斯韦方程组的求解, 而是对粒子施加洛伦兹力. 模拟中使用的理想电流环的尺寸为网格长度的 $1/8$. 电流大小为 $4 \times 10^3 \text{ A}$, 产生的最大磁场强度约为 6000 G.

模拟工况中, 等离子体的等离子体频率与回旋频率之比 ω_{pe}/ω_{ce} 范围在 $5.3 \times 10^{-4} - 3.2$, 等离子体比压 β 的范围在 $2.24 \times 10^{-10} - 8 \times 10^{-3}$. 由于真实的实验装置的尺寸较大, 造成 PIC 模拟成本很高. 本文采用的模拟工况并非真实装置的工况. 模拟的结果在保持无量纲参数 ω_{pe}/ω_{ce} 及 β 的取值范围时, 对不同尺寸和等离子体密度的结果仍具有参考价值.

3 研究结果与讨论

在本研究中, 为了探究电子束在偶极磁场不同位置入射中的漂移运动, 电子束注入的速度设置为 $1 \times 10^7 \text{ m/s}$ (对应于 284 eV 的入射能量). 在模拟中, 电子束从模拟域最小 x 坐标所在处的 $y-z$ 平面中心处的一个长度为 124 个网格格子, 高度为 56 个网格格子的矩形区域注入. 电子束温度为 10 eV, 速度分布为一个麦克斯韦分布叠加一个大小为 $1 \times 10^7 \text{ m/s}$ 漂移速度. 注入的电子束密度为 $n_0 = 1 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$. 电子束采用多个不同的入射角 (入射速度与 x 轴正向的夹角), 分别为 0° , 30° , 60° , 以探索不同入射角的电子束对偶极磁场约束等离子体的影响.

3.1 入射角为 0°

图 2 和图 3 显示了当电子束的注入角为 0° 时, 电子束注入偶极磁场等离子体中的电荷分布情况. 从图 3(俯视图) 可以看出, 大多数注入偶极磁场的电子束粒子集中在一个狭窄的区域内. 由于偶极磁场的作用, 电子束被磁力线排开后从两极注入到强磁场区域. 电子束粒子积累引起的负电荷积累主要位于模拟域右上角的一小片区域. 即电子束粒子沿着 z 方向的磁场线集中在一个较小的体积内, 这表明偶极磁场对电子束粒子具有很强的约束作用. 偶极磁场是一种两极磁场强度大, 赤道面磁场强度小的“磁镜”型磁场结构, 且其磁力线弯曲形成“南瓜”

状. 磁场约束的带电粒子在赤道面附近动能大、磁能小; 在从赤道面向 N-S 两极运动的过程中, 随着磁场强度的增大, 动能逐渐转化为磁能, 直至动能减小为零并反向运动. 如此周而复始, 在 N-S 两极之间沿着“南瓜”形状的磁力线往复弹跳运动, 并与漂移运动相结合, 构成新月形壳结构电流环. 图中的色条范围限制在 $-n_0$ — n_0 之间, 其中负号代表带负电荷的电子. 电子束积累引起的负电荷密度的绝对值可达初始密度 n_0 的 6 倍.

从图 3 可知, 电子束主要沿着 $x + y = 256\Delta x$ 的对角线平面进入等离子体区域, 从较大的 x, y 移动到较小值的区域. 因此, 预计在 $x + y = 256\Delta x$ 的对角线平面上会有明显的磁场与电场扰动. 图 4

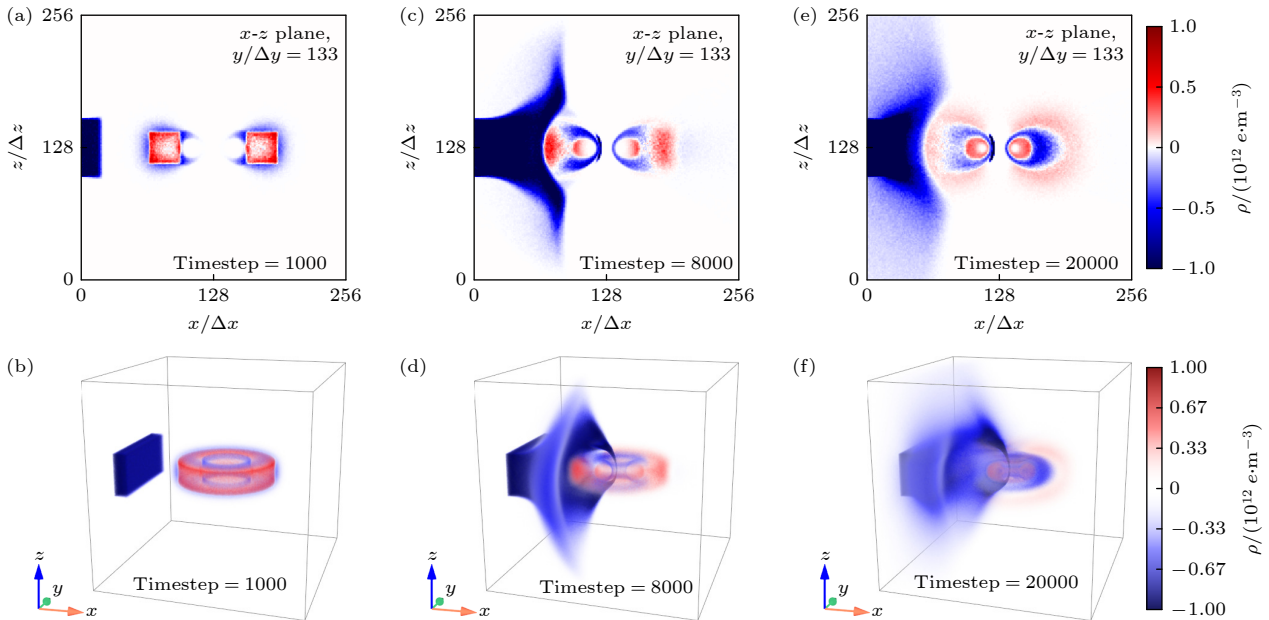


图 2 注入角度为 0° 的电子束作用下等离子体的电荷密度分布 (a), (c), (e) 分别为 1000 步、8000 步和 20000 步时刻的二维分布; (b), (d), (f) 分别为 1000 步、8000 步和 20000 步时刻的三维分布

Fig. 2. Charge number density distribution of the plasma under beam injection with an injection angle of 0° : (a), (c), (e) Two-dimensional distributions at 1000 steps, 8000 steps, and 20000 steps, respectively; (b), (d), (f) three-dimensional distributions at 1000 steps, 8000 steps, and 20000 steps, respectively.

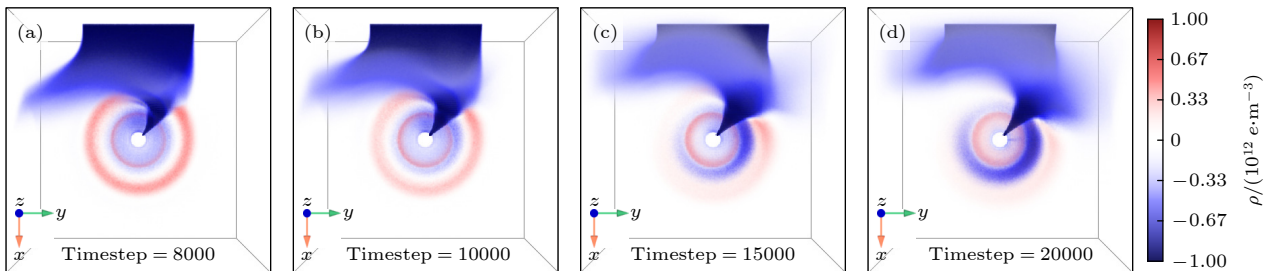


图 3 注入角度为 0° 的电子束作用下不同时刻的三维电荷密度分布俯视图 (a) $t = 8000\Delta t$; (b) $t = 10000\Delta t$; (c) $t = 15000\Delta t$; (d) $t = 20000\Delta t$

Fig. 3. Top view of the three-dimensional charge number density distribution at different moments under beam injection with an injection angle of 0° : (a) $t = 8000\Delta t$; (b) $t = 10000\Delta t$; (c) $t = 15000\Delta t$; (d) $t = 20000\Delta t$.

显示了 $x + y = 256\Delta x$ 的对角线平面上扰动磁场的流线和强度分布情况. 对于没有电子束注入的情况, 该系统是方位对称的 (如图 5 所示), 穿过计算域中心的 $x-z$ 平面的性质与 $x + y = 256\Delta x$ 对角线

平面的性质相同. 当注入电子束时, 最大磁场扰动约为 6.8×10^{-4} G, 比没有注入电子束的情况强 1 个数量级. 这表明电子束注入的扰动磁场对于原偶极磁场不产生实质性影响.

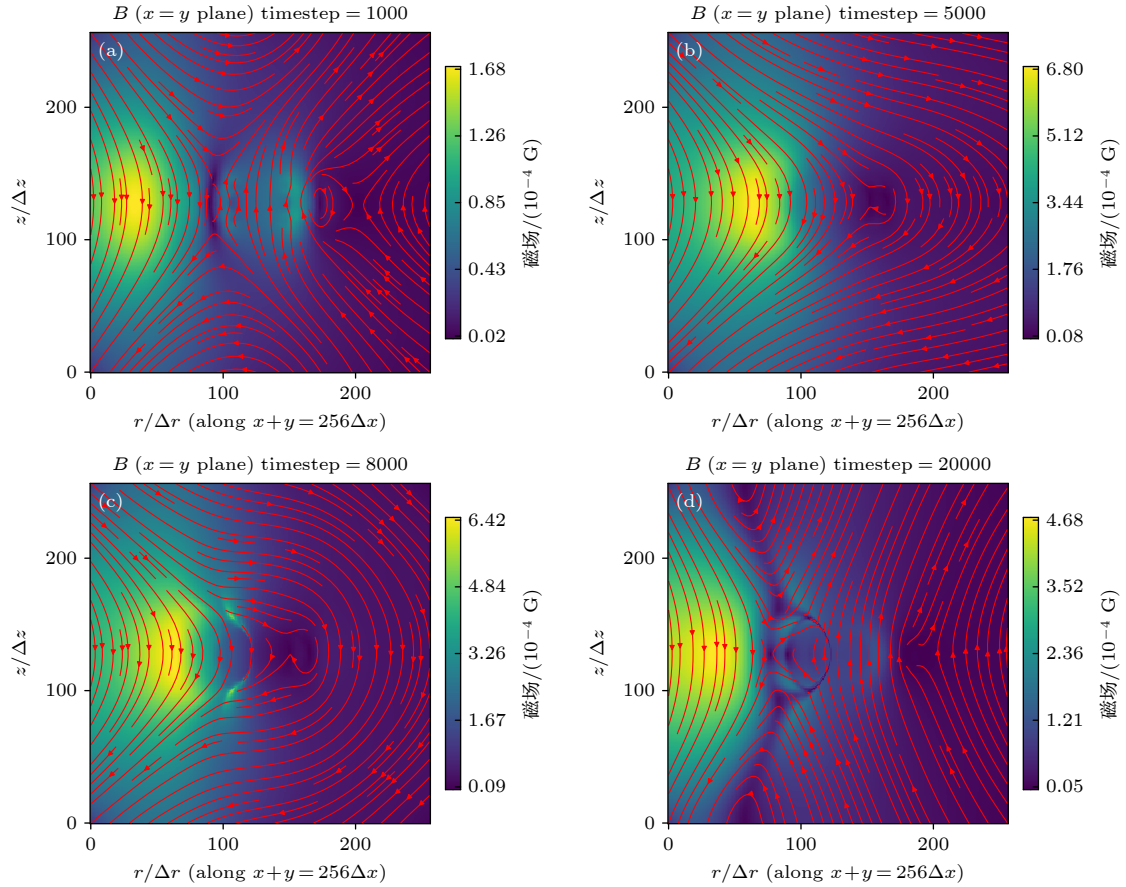


图 4 注入角度为 0° 的电子束作用下不同时间步长网格对角线平面 ($x + y = 256\Delta x$ 平面) 处扰动磁场的流线和分布 (a) $t = 1000\Delta t$; (b) $t = 5000\Delta t$; (c) $t = 8000\Delta t$; (d) $t = 20000\Delta t$

Fig. 4. Streamlines and distributions of the disturbed magnetic field on the grid diagonal plane ($x + y = 256\Delta x$ plane) with 0° injection angle at different time steps: (a) $t = 1000\Delta t$; (b) $t = 5000\Delta t$; (c) $t = 8000\Delta t$; (d) $t = 20000\Delta t$.

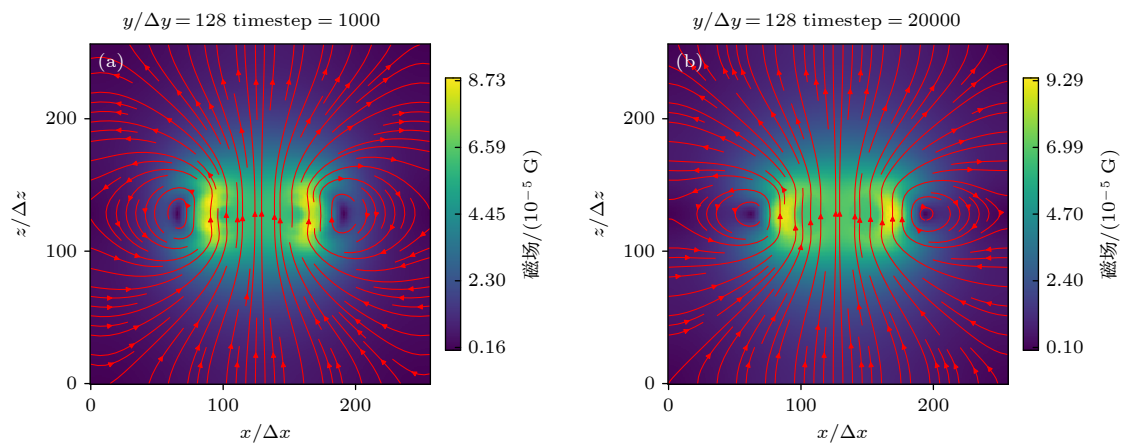


图 5 无电子束注入时网格 $x-z$ 平面处扰动磁场的流线和分布 (a) $t = 1000\Delta t$; (b) $t = 20000\Delta t$

Fig. 5. Streamline and distribution of the disturbed magnetic field in the $x-z$ plane of the grid when injected without electron beam: (a) $t = 1000\Delta t$; (b) $t = 20000\Delta t$.

图 6 给出了无电子束注入时, 赤道面 (经过模拟域中心的 x - y 平面) 上过中心线的电流密度分量 J_x 和 J_y 在不同时间步长的剖面. 等离子体在偶极磁场由于磁场梯度漂移和曲率漂移的影响, 形成了一个环形分布的电流, 其中电流密度的峰值约为 200 mA/m^2 .

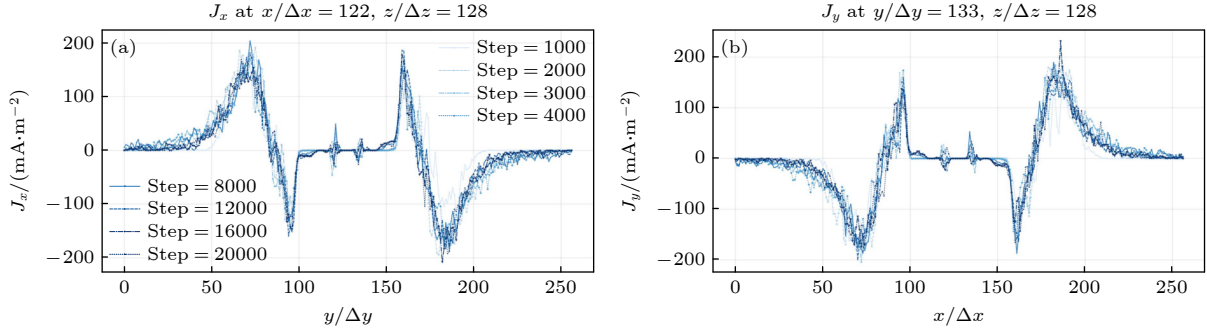


图 6 无电子束注入时不同时刻的电流密度分量剖面图 (a) J_x 沿穿过赤道平面中心的 y 方向线; (b) J_y 沿着穿过赤道平面中心的 x 方向线

Fig. 6. Profiles of the current density components at different time steps in the case without beam injection: (a) J_x along the y -direction line through the center of the equatorial plane; (b) J_y follows the line of x through the center of the equatorial plane.

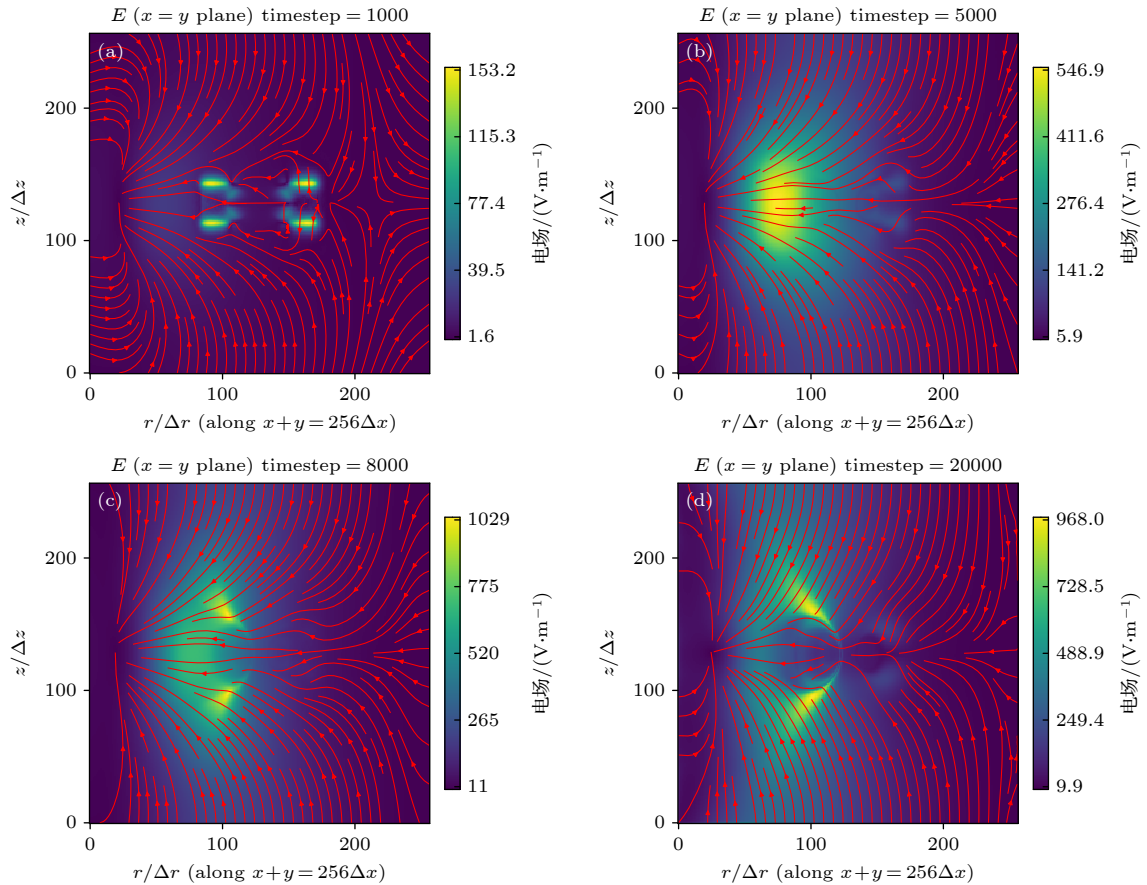


图 7 注入角度为 0° 的电子束作用下不同时间步长网格对角线平面 ($x + y = 256\Delta x$ 平面) 电场的流线和分布 (a) $t = 1000\Delta t$; (b) $t = 5000\Delta t$; (c) $t = 8000\Delta t$; (d) $t = 20000\Delta t$

Fig. 7. Streamlines and distributions of the electric field on the grid diagonal plane ($x + y = 256\Delta x$ plane) with 0° injection angle at different time steps: (a) $t = 1000\Delta t$; (b) $t = 5000\Delta t$; (c) $t = 8000\Delta t$; (d) $t = 20000\Delta t$.

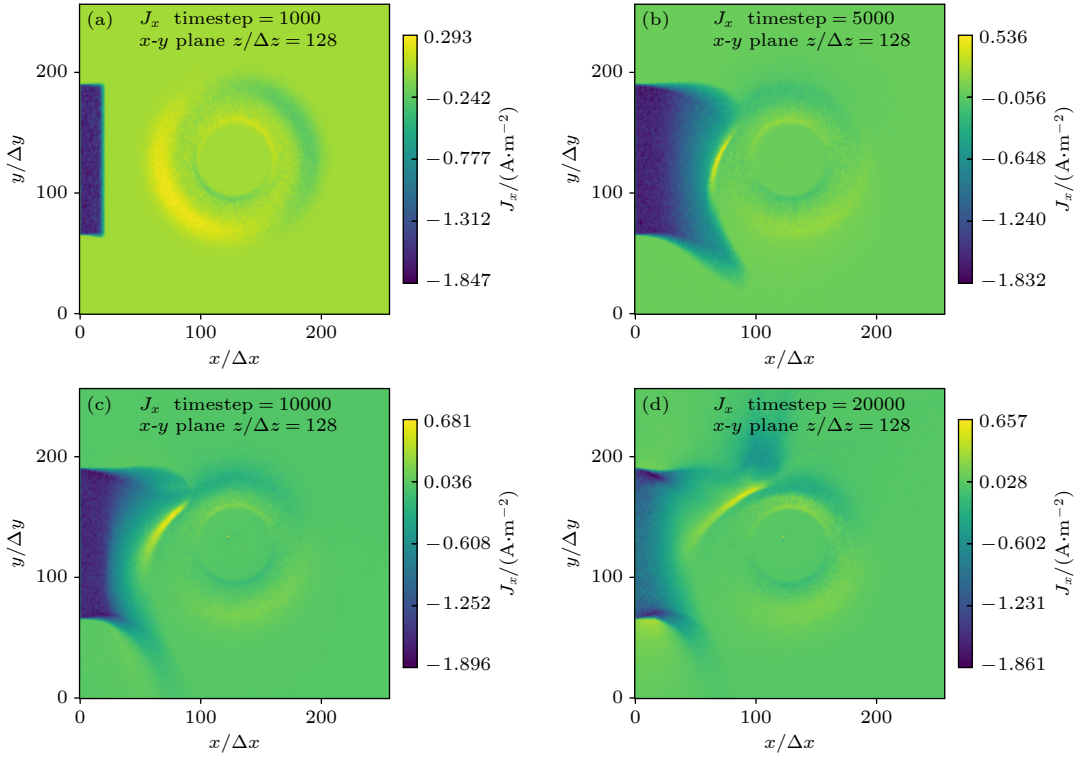


图 8 注入角度为 0° 的电子束作用下, 穿过网格中心的 x - y 平面上的 J_x 分布 (a) $t = 1000\Delta t$; (b) $t = 5000\Delta t$; (c) $t = 10000\Delta t$; (d) $t = 20000\Delta t$

Fig. 8. J_x distribution on the x - y plane through the center of the grid with 0° injection angle at different time steps: (a) $t = 1000\Delta t$; (b) $t = 5000\Delta t$; (c) $t = 10000\Delta t$; (d) $t = 20000\Delta t$.

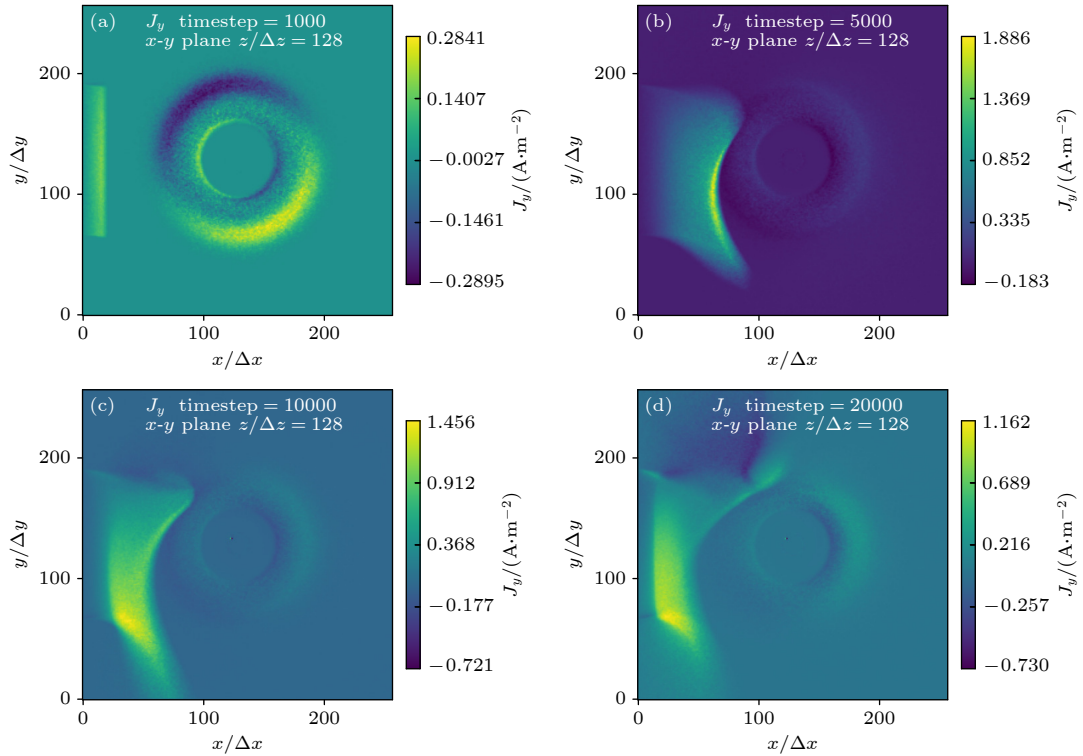


图 9 注入角度为 0° 的电子束作用下通过网格中心的 x - y 平面上的 J_y 分布 (a) $t = 1000\Delta t$; (b) $t = 5000\Delta t$; (c) $t = 10000\Delta t$; (d) $t = 20000\Delta t$

Fig. 9. J_y distribution on the x - y plane through the center of the grid with 0° injection angle at different time steps: (a) $t = 1000\Delta t$; (b) $t = 5000\Delta t$; (c) $t = 10000\Delta t$; (d) $t = 20000\Delta t$.

的电子束也受到磁场梯度漂移和曲率漂移的影响, 导致逆时针方位角漂移. 电子束将向负 y 方向和负 x 方向上漂移. 同时, 由于电子束在正 x 方向上的动量较大, 与没有电子束注入的情况相比, 电子束在整体漂移之前会由于惯性首先沿 x 方向移动一段时间, 并伴随着强烈的漂移电流.

图 10 给出了 J_x 和 J_y 不同时刻分别在通过赤道平面中心沿 x 方向和 y 方向的剖面. 与没有电子束注入相比, 电子束的漂移运动形成的电流最大值可达约 1000 mA/m^2 . 并且电子束对主等离子体形

成的环形电流也有较大影响, 电子束的存在使得核心区等离子体形成的环形电流在不同方位角处的大小变得不同, 局部位置的环形电流密度得到增强 (对应于图 10(a) 中的 $175 < y/\Delta y < 200$ 和图 10(b) 中的 $0 < x/\Delta x < 75$).

3.2 注入角度为 30°

当电子束的入射速度保持恒定, 但入射角为 30° 时的模拟结果如图 11 所示. 在模拟中, 对于 z 坐标大于网格中心 z 坐标的电子束, 入射速度角

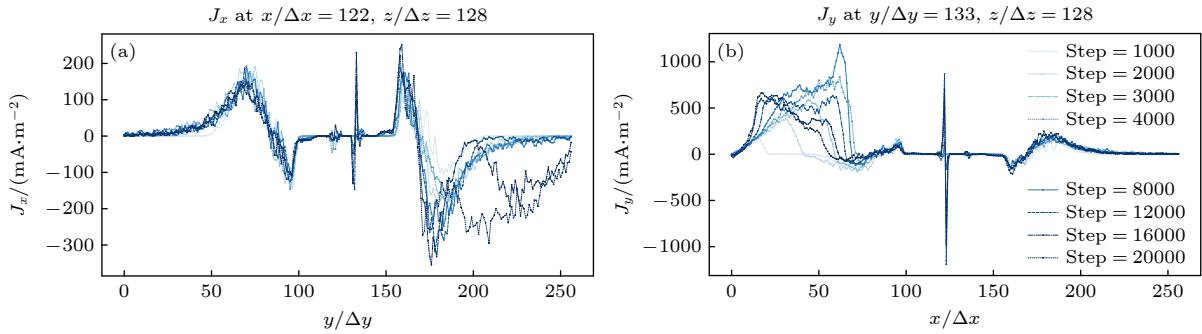


图 10 注入角度为 0° 的电子束作用下不同时刻的电流密度分量剖面图 (a) J_x 沿穿过赤道平面中心的 y 方向线; (b) J_y 沿着穿过赤道平面中心的 x 方向线

Fig. 10. Profiles of current density components at different time steps under beam injection with an injection angle of 0° : (a) J_x along the y -direction line through the center of the equatorial plane; (b) J_y along the x -direction line through the center of the equatorial plane.

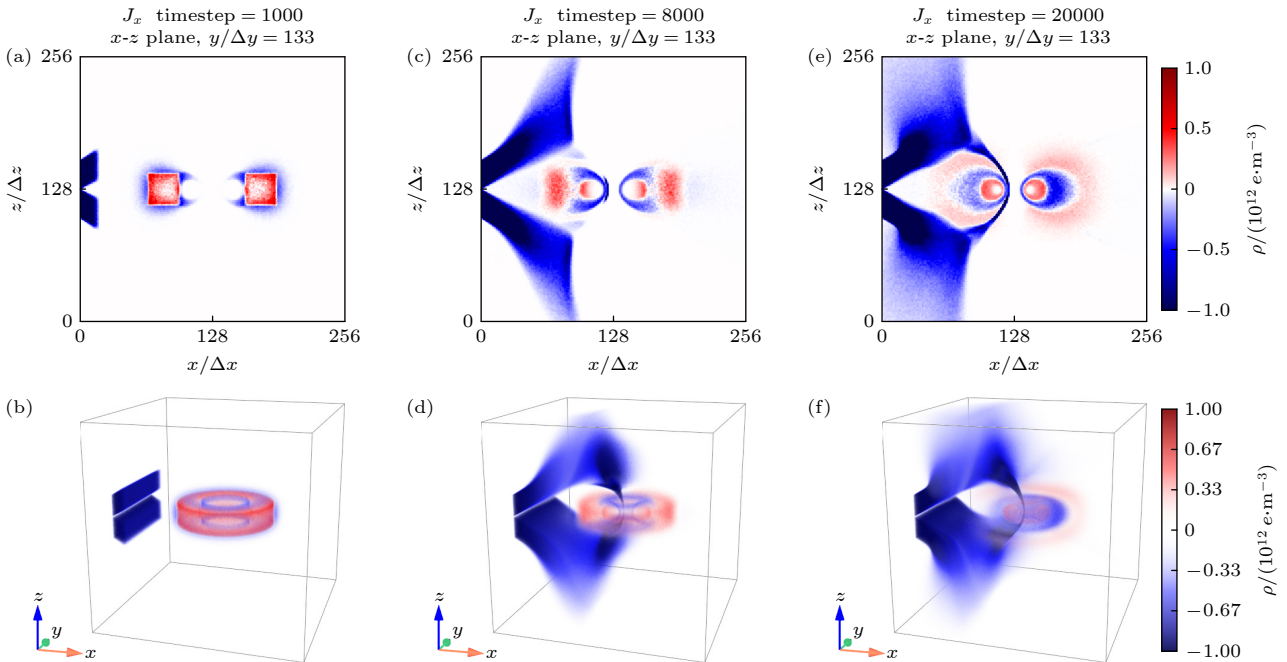


图 11 注入角度为 30° 的电子束作用下等离子体的电荷密度分布 (a), (c), (e) 分别为 $t = 1000\Delta t$, $t = 8000\Delta t$ 和 $t = 20000\Delta t$ 时的二维空间分布; (b), (d), (f) 分别为 $t = 1000\Delta t$, $t = 8000\Delta t$ 和 $t = 20000\Delta t$ 时的三维空间分布

Fig. 11. The charge number density distribution of plasma under electron beam injection with an injection angle of 30° : (a), (c), (e) The two-dimensional spatial distribution of $t = 1000\Delta t$; $t = 8000\Delta t$ and $t = 20000\Delta t$; respectively; (b), (d), (f) the three-dimensional spatial distributions at $t = 1000\Delta t$, $t = 8000\Delta t$ and $t = 20000\Delta t$, respectively.

为 $+30^\circ$, 即电子束与 x 正方向成 30° 夹角沿 z 轴正方向入射, 而对于 z 坐标小于网格中心 z 坐标的电子束来说, 速度角为 -30° , 即电子束与 x 正方向成 30° 夹角沿 z 轴负方向入射.

从图 11 中的电荷密度分布可以看出, 尽管电子束以一定角度入射, 但它仍然受到偶极磁场的限制, 类似于速度角为 0° 时的行为. 图 12 和图 13 分别给出了当注入角为 30° 时, $x + y = 256\Delta x$ 对角线上不同时刻的扰动磁场和电场的流线与强度分布情况. 模拟结果显示磁场的流线和分布与注入角度为 0° 时类似, 表明注入角的微小变化不会影响电子束引起的磁场扰动. 然而, 由于电子束的漂移运动不同, 电场表现出一定程度的差异.

图 14(a), (b) 分别给出了 J_x 和 J_y 在不同时刻通过赤道平面中心沿 x 方向和 y 方向的剖面. 由图可知电子束对赤道平面上电流密度的扰动较小. 由于注入角度不同, 大多数电子束粒子不会进入赤道平面, 从而减少了电子束对赤道平面上等离子体的

直接干扰.

3.3 注入角度为 60°

电子束的入射角为 60° 时的数值模拟结果如图 15 所示. 图 15 显示, 在这个角度下, 几乎所有的电子束粒子在进入等离子体核心区域之前, 都会在偶极磁场的影响下漂移出模拟域. 此时电子束不能直接与等离子体相互作用. 分析该条件下等离子体中的电流密度、磁场扰动和电场扰动, 可知其与没有电子束注入的情况几乎相同. 因此, 过大的人射角度将使得电子束无法进入偶极磁场约束等离子体的核心区域并与之发生相互作用.

3.4 不同注入角度的综合影响

对比分析有无电子束注入情形下, 不同入射角的电子束对偶极约束等离子体产生的环形电流分布的影响, 重点分析赤道面处的环电流分布, 结果如图 16 所示. 图中显示的电流密度是由等离子体

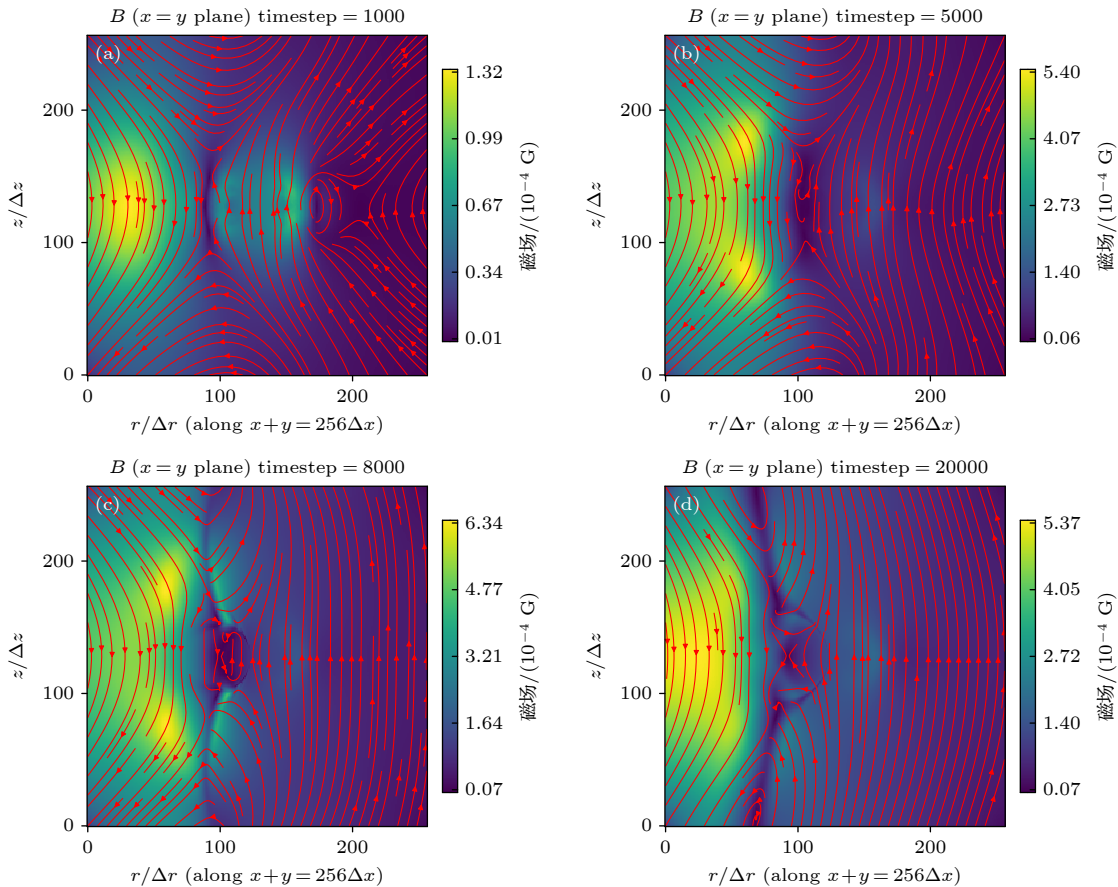


图 12 注入角度为 30° 的电子束作用下不同时刻网格对角线平面 ($x + y = 256\Delta x$ 平面) 处扰动磁场的流线和分布 (a) $t = 1000\Delta t$; (b) $t = 5000\Delta t$; (c) $t = 8000\Delta t$; (d) $t = 20000\Delta t$

Fig. 12. Streamlines and distributions of the disturbed magnetic field on the diagonal plane ($x + y = 256\Delta x$ plane) with 30° injection angle at different time steps: (a) $t = 1000\Delta t$; (b) $t = 5000\Delta t$; (c) $t = 8000\Delta t$; (d) $t = 20000\Delta t$.

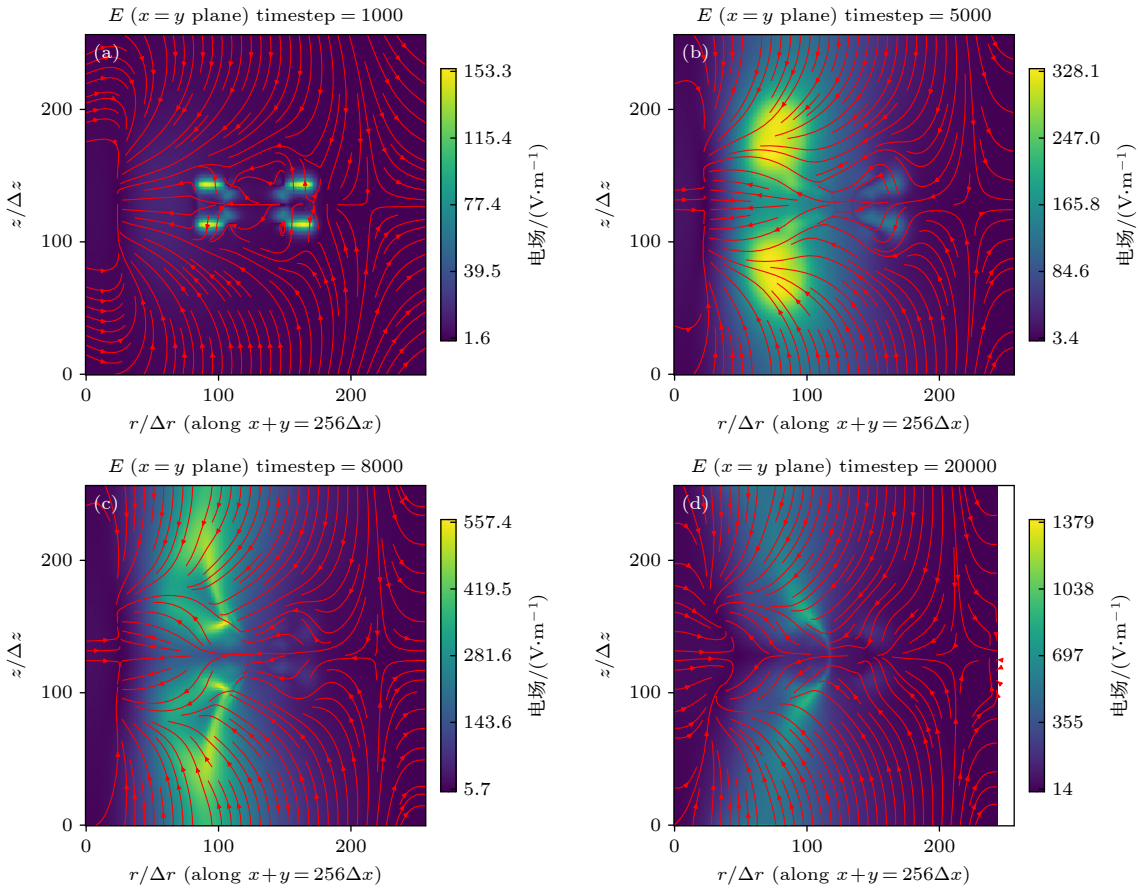


图 13 注入角度为 30° 的电子束作用下不同时刻网格对角线平面 ($x + y = 256\Delta x$ 平面) 上的电场流线和分布 (a) $t = 1000\Delta t$; (b) $t = 5000\Delta t$; (c) $t = 8000\Delta t$; (d) $t = 20000\Delta t$

Fig. 13. Streamlines and distributions of the electric field on the diagonal plane ($x + y = 256\Delta x$ plane) with 30° injection angle at different time steps: (a) $t = 1000\Delta t$; (b) $t = 5000\Delta t$; (c) $t = 8000\Delta t$; (d) $t = 20000\Delta t$.

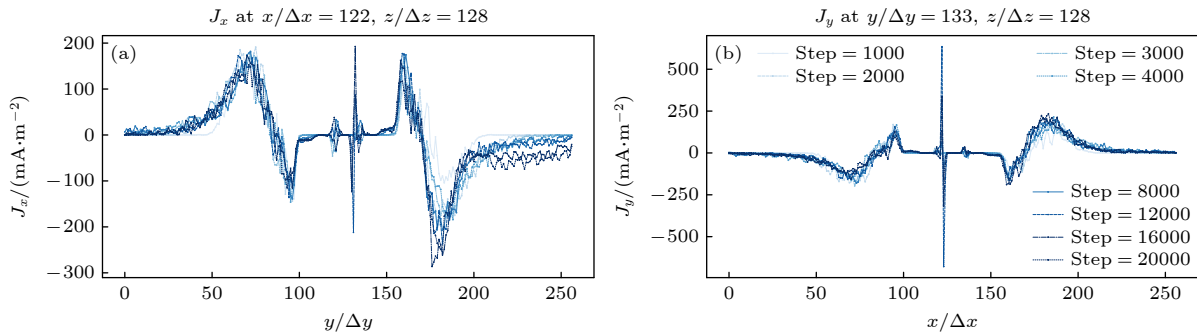


图 14 注入角度为 30° 的电子束作用下不同时刻电流密度分量剖面图 (a) J_x 沿穿过赤道平面中心的 y 方向线; (b) J_y 沿着穿过赤道平面中心的 x 方向线

Fig. 14. Profiles of current density components at different time steps under beam injection with an injection angle of 30° : (a) J_x along the y -direction line through the center of the equatorial plane; (b) J_y along the x -direction line through the center of the equatorial plane.

贡献的。在模拟中电子束粒子、背景等离子体中的电子与离子设置了不同的标记, 因此模拟结果可以给出不同粒子各自贡献的电流密度数据。在图中显示仅由等离子体粒子贡献的环形电流, 与无电子束注入情形下的结果进行对比, 以显示电子束对等离子体环电流的影响。由于电子束在偶极磁场中的漂

移运动, 使得电子束在赤道面 (尤其是赤道面中心) 环电流强度较大 (超过 0.1 倍峰值电流密度大小) 的区域, 注入的电子数密度相比等离子体自身的电子数密度要小得多, 忽略电子束对电流密度的贡献不会对背景等离子体环电流的整体结构造成太大影响。

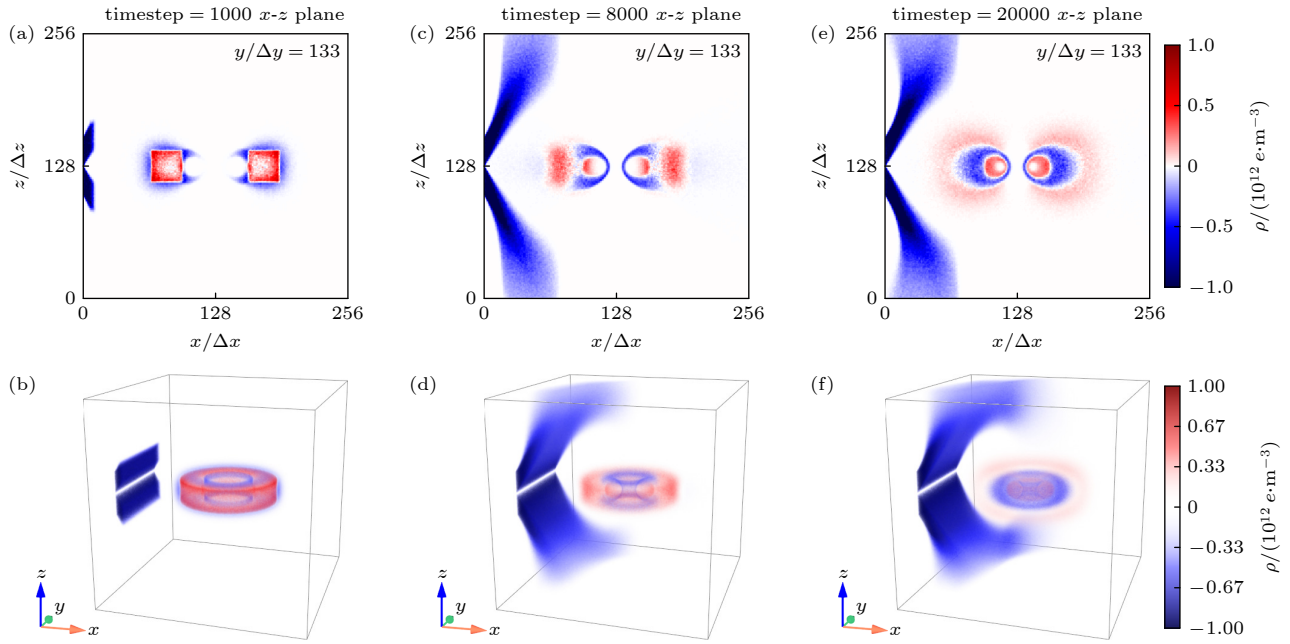


图 15 注入角度为 60° 的电子束作用下等离子体的电荷密度分布 (a), (c), (e) 分别为 $t = 1000\Delta t$, $t = 8000\Delta t$ 和 $t = 20000\Delta t$ 时的二维空间分布; (b), (d), (f) 分别为 $t = 1000\Delta t$, $t = 8000\Delta t$ 和 $t = 20000\Delta t$ 时的三维空间分布

Fig. 15. The charge number density distribution of plasma under electron beam injection with an injection angle of 60° : (a), (c), (e) The two-dimensional spatial distribution of $t = 1000\Delta t$, $t = 8000\Delta t$ and $t = 20000\Delta t$, respectively; (b), (d), (f) the three-dimensional spatial distributions at $t = 1000\Delta t$, $t = 8000\Delta t$ and $t = 20000\Delta t$, respectively.

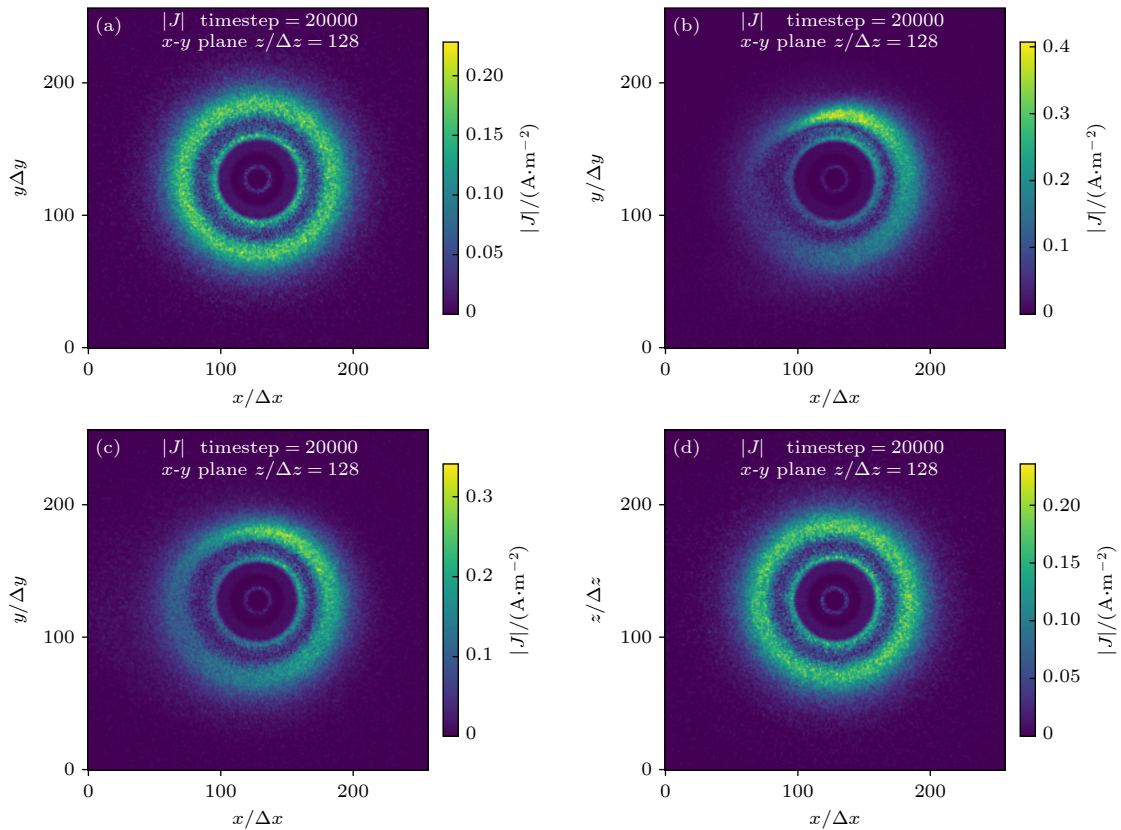


图 16 不同电子束注入情形下, 赤道面处主等离子体形成的环形电流分布 (a) 无电子束注入; (b) 以 0° 入射角入射; (c) 以 30° 入射角入射; (d) 以 60° 入射角入射

Fig. 16. The annular current distribution formed by the main plasma at the equatorial plane under different electron beam injection conditions: (a) Without electron beam injection; (b) incident at an angle of 0° ; (c) incident at an angle of 30° ; (d) incident at an angle of 60° .

从图 16 可以看出, 相比没有电子束注入的结果, 有电子束注入时赤道面环电流在环向上变得不均匀, 出现局部强度增强的情形. 在电子束以 0° 和 30° 入射角入射时, 赤道面环电流在右上角区域增强, 并在左下角处变弱, 最大的环电流密度分别为 0.4 和 0.3 A/m^2 . 环电流的角向均匀性受到电子束影响而变差. 当注入角度较大时 (例如 60°), 电子束注入核心等离子体区域较少, 对于核心区的背景等离子体扰动很小.

4 结 论

本文研究了电子束注入对于偶极磁场中等离子体特性的影响. 研究发现, 偶极磁场中的等离子体沿磁场线形成“新月形”壳结构, 壳中形成相反内外方向的电流环. 当电子束的注入角度与磁场方向的夹角过大 (超过 20°), 且漂移速度未对准偶极场的中心时, 大多数电子束粒子将在偶极磁场中漂移、散射并弹出模拟域, 无法与偶极磁场约束的等离子体发生相互作用. 此时偶极磁场损耗锥以外的少量电子束粒子将沿着磁力线进入偶极磁场的南北磁极, 并沿着磁力线在磁极之间进行弹跳运动, 从而被偶极磁场约束并累积粒子, 与原来约束的等离子体发生相互作用并对背景电磁场造成扰动. 在数值模拟中, 当漂移速度方向与磁场方向相近时, 电子束粒子进入偶极磁场中心的数目是最大的. 因此, 在开展电子束与等离子体相互作用的实验时, 有必要选择电子束入射方向尽可能在边界沿场线方向入射 (夹角小于 20°), 以确保电子束能够进入偶极磁场的核心区域并与原来约束的等离子体进行相互作用. 本研究可为未来空间环境地面模拟装置开展电子束注入偶极磁场约束等离子体实验时电子束注入位置选择提供参考. 同时本文模拟结果显示电子束也会影响主等离子体中环电流的分布, 造成环电流局部增强和减弱. 此外, 由于电子束激发的等离子体波动现象受到关注, 未来的工作将选择适当的模拟参数来研究电子束注入对偶极磁场中电磁波激发过程的影响.

参考文献

- [1] Levitt B, Maslovsky D, Mauel M E 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 175002
- [2] Baitha A R, Kumar A, Bhattacharjee S 2018 *Rev. Sci. Instrum.* **89** 23503
- [3] Saitoh H, Yoshida Z, Morikawa J, Yano Y, Hayashi H, Mizushima T, Kawai Y, Kobayashi M, Mikami H 2010 *Phys. Plasmas* **17** 112111
- [4] Wang Z J, Ma X, Xiang Z, Gu X D, Jiao L H, Lei L J, Ni B B 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 229401 (in Chinese) [王敬之, 马新, 项正, 顾旭东, 焦鹿怀, 雷良建, 倪彬彬 2022 物理学报 **71** 229401]
- [5] Zhu Q, Ma X, Cao X, Ni B B, Xiang Z, Fu S, Gu X D, Zhang Y N 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 051101 (in Chinese) [朱琪, 马新, 曹兴, 倪彬彬, 项正, 付松, 顾旭东, 张援农 2022 物理学报 **71** 051101]
- [6] Chang S S, Ni B B, Zhao Z Y, Wang F, Li J X, Zhao J J, Gu X D, Zhou C 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 069401 (in Chinese) [常珊珊, 倪彬彬, 赵正予, 汪枫, 李金星, 赵晶晶, 顾旭东, 周晨 2014 物理学报 **63** 069401]
- [7] Ni B B, Zhao Z Y, Gu X D, Wang F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7937 (in Chinese) [倪彬彬, 赵正予, 顾旭东, 汪枫 2008 物理学报 **57** 7937]
- [8] Gu X D, Zhao Z Y, Ni B B, Wang X, Deng F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6673 (in Chinese) [顾旭东, 赵正予, 倪彬彬, 王翔, 邓峰 2008 物理学报 **57** 6673]
- [9] Korotova G I, Sibeck D G, Tahakashi K, Dai L, Spence H E, Kletzing C A, Wygant J R, Manweiler J W, Moya P S, Hwang K J, Redmon R J 2015 *Ann. Geophys.* **33** 955
- [10] Zong Q G, Hao Y Q, Wang Y F 2009 *Sci. China Ser. E-Technol. Sci.* **52** 3698
- [11] Zong Q G, Wang Y F, Yang B, Fu S Y, Pu Z Y, Xie L, Fritz T A 2008 *Sci. China Ser. E-Technol. Sci.* **51** 1620
- [12] Van Compernelle B, An X, Bortnik J, Thorne R M, Pribyl P, Gekelman W 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 245002
- [13] Chen J, Powis A T, Kaganovich I D, Wang Z B, Yu Y 2025 *Phys. Rev. Lett.* **135** 45301
- [14] Nishio K, Mori K, Alpert H S 2025 *AIAA Scitech Forum AIAA* 2025
- [15] Huang H, Wang Z B, Wang X G, Tao X 2018 *Chin. Phys. B* **27** 015201
- [16] Huang H, Wang Z B, Wang X G, Tao X. 2019 *Phys. Plasmas* **26** 022106
- [17] Xiao Q M, Wang Z B, Wang X G, Xiao C J, Yang X Y, Zheng J X 2017 *Plasma Sci. Technol.* **19** 35301
- [18] Liu T, Zhang G S, Du J J, Yang Q X, Huang S L, Liu Y H 2022 *Nucl. Fusion Plasma Phys.* **42** 271 (in Chinese) [刘腾, 张国书, 杜俊杰, 杨庆喜, 黄淑龙, 刘云辉 2022 核聚变与等离子体物理 **42** 271]
- [19] Sun X, Liu M, Xie J L, Yu Y, Lin M N, Zhang Q 2014 *J. Univ. Sci. Technol. China* **44** 374 (in Chinese) [孙玄, 刘明, 谢锦林, 余羿, 林木楠, 张情 2014 中国科学技术大学学报 **44** 374]
- [20] Xiao C J, Chen Y H, Yang X Y, Xu T C, Wang L, Xu M, Guo D, Yu Y, Lin C 2016 *Rev. Sci. Instrum.* **87** 11D610
- [21] Sun C J, Sang C F, Ye H, Wang Q, Liu H, Wang Z H, Wang H J, Ke R, Wang Y, Zhang Y J, Wang D Z 2021 *Fusion Eng. Des.* **162** 112074
- [22] Wang Z B, Shen Y, Yu Y, Chen J 2024 *Southern Energy Construction* **11** 1 (in Chinese) [王志斌, 沈焯, 余羿, 陈坚 2024 南方能源建设 **11** 1]
- [23] Zhukovsky A, Michael P C, Schultz J H, Smith B A, Minervini J V, Kesner J, Radovinsky A, Garnier D, Mauel M 2005 *Fusion Eng. Des.* **75-79** 29
- [24] Saitoh H, Yoshida Z, Morikawa J, Furukawa M, Yano Y, Kawai Y, Kobayashi M, Vogel G, Mikami H 2011 *Phys. Plasmas* **18** 056102
- [25] Barnes C W, Jarboe T R, Henins I, Sherwood A R, Knox S O, Gribble R, Hoida H W, Klingner P L, Lilliequist C G,

- Linford R K, Platts D A, Spencer R L, Tuszewski M 1984 *Nucl. Fusion* **24** 267
- [26] Yoshida Z, Ogawa Y, Morikawa J, Watanabe S, Yano Y, Mizumaki S, Tosaka T, Ohtani Y, Hayakawa A, Shibui M 2006 *Plasma Fusion Res.* **1** 8
- [27] von der Linden J, Nissl S, Deller A, Singer M, Belmore N, Hugenschmidt C P, Pedersen T S, Saitoh H, Stenson E V 2024 *Eur. Phys. J. D* **78** 146
- [28] Deller A, von der Linden J, Ni Ss L S, Michishio K, Oshima N, Higaki H, Stenson E V 2024 *Phys. Rev. E* **110** L23201
- [29] Derouillat J, Beck A, Pérez F, Vinci T, Chiaramello M, Grassi A, Flé M, Bouchard G, Plotnikov I, Aunai N, Dargent J, Riconda C, Grech M 2018 *Comput. Phys. Commun.* **222** 351
- [30] Sun J, Gao X, Chen L, Lu Q, Tao X, Wang S 2016 *Phys. Plasmas* **23** 22901
- [31] Ortner M, Bandeira L G C 2020 *SoftwareX* **11** 100466

SPECIAL TOPIC—Non-equilibrium transport and active control strategy in low-temperature plasmas

Effect of electron beam injection on dipole magnetic field confined plasma*

PAN Yuhao¹⁾ WANG Zhibin^{1)†} CHEN Jian¹⁾ YE Zhuohui¹⁾ YI Zuning¹⁾
XIAO Qingmei²⁾ MAO Aohua²⁾ ZHANG Zhonglin²⁾ NIE Qiuyue³⁾

1) (*Sino-French Institute of Nuclear Engineering and Technology, Sun Yat-sen University, Zhuhai 519082, China*)

2) (*State Key Laboratory of Space Environment Interaction with Matters, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China*)

3) (*School of Electrical Engineering and Automation, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China*)

(Received 28 September 2025; revised manuscript received 1 December 2025)

Abstract

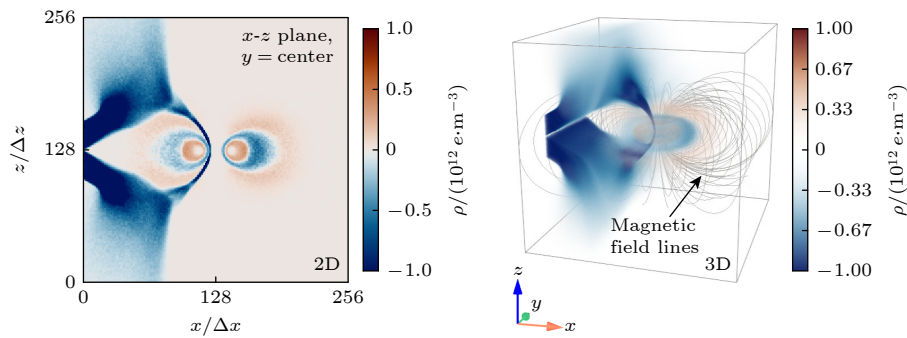
Research into the characteristics of dipole magnetic field-confined plasmas and their interaction with charged particle beams is critical for understanding near-Earth magnetospheric plasma. In this paper, a fully relativistic electromagnetic particle-in-cell (PIC) method, implemented with the open-source code Smilei, is used to perform three-dimensional kinetic simulations of the evolution of electron beams injected into the dipole magnetic field confined plasmas. The simulation adopts a uniform grid with 256 cells in each spatial direction, neglects collisional effects, and considers a plasma consisting only of electrons and ions. The initial plasma with a number density of $1 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ is configured as a rectangular toroidal structure with a square cross-section. An externally prescribed dipole magnetic field is applied to the simulation domain. This field is generated by an ideal current loop centered in the grid's x - y plane, with a loop radius of $1/8$ the grid length a current magnitude of 4000 A, and a maximum magnetic field strength of 6000 G. Under these conditions, the ratio of electron plasma frequency to gyrofrequency ranges from 5.3×10^{-4} to 3.2, and the plasma beta varies from 2.24×10^{-10} to 8×10^{-3} . The grid cell size is set to 0.05 times the electron Debye length, and the time step is 0.95 times the CFL time step. The simulation runs for a total of 20000 steps to achieve a quasi-steady state. The electron beams with a temperature of 10 eV and a drift velocity of $1 \times 10^7 \text{ m/s}$ are injected from the x -min boundary of the grid at angles of 0° , 30° , and 60° relative to the positive x -axis, to explore the influence of electron beams with varying injection angles on the dipole magnetic field confined plasma.

The simulation results demonstrate the spatiotemporal evolution and behavior of the electron beam and plasma. Specifically, the plasma confined by a dipole magnetic field forms a crescent-shaped shell structure that aligns with magnetic field lines, with toroidal currents of opposite directions generated inside and outside the

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12175322, 12305223).

† Corresponding author. E-mail: wangzhib8@sysu.edu.cn

shell. When the electron beam is injected at incident angles of 0° and 30° , drift effects cause most of beam particles to concentrate along a specific magnetic field line on the $x + y = 250\Delta x$ plane. Additionally, the drift current induced by electron beam injection changes the distribution of the central toroidal current in the main plasma, resulting in localized enhancement and attenuation of the toroidal current. In contrast, at an injection angle of 60° , the vast majority of beam particles are scattered by the dipole magnetic field, and fail to reach the central region to interact with the main plasma. Simulation findings further indicate that when the electron beam's injection angle relative to the magnetic field direction exceeds 20° and its drift velocity is misaligned with the dipole field center, most of beam particles scatter and are ejected from the simulation domain, precluding interaction with the dipole-confined plasma. For future experimental devices studying the interactions between electron beam and plasma in dipole magnetic field confinement systems, choosing an appropriate beam injection direction is critical to ensure that the electrons can reach the core region of the dipole field and interact with the confined plasma. This study offers valuable insights into the dynamic behavior of plasma in dipole magnetic fields, aiding space plasma research facilities in achieving their designed scientific objectives.



Keywords: plasma, electron beam, dipole magnetic field, particle-in-cell

PACS: 52.40.Mj, 52.65.-y, 94.05.-a, 95.55.-n

DOI: [10.7498/aps.74.20251337](https://doi.org/10.7498/aps.74.20251337)

CSTR: [32037.14.aps.74.20251337](https://cstr.net.cn/detail/32037.14.aps.74.20251337)

电子束注入对于偶极磁场约束等离子体的影响

潘宇浩 王志斌 陈坚 叶卓晖 易祖宁 肖青梅 毛傲华 张仲麟 聂秋月

Effect of electron beam injection on dipole magnetic field confined plasma

PAN Yuhao WANG Zhibin CHEN Jian YE Zhuohui YI Zuning XIAO Qingmei MAO Aohua
ZHANG Zhonglin NIE Qiuyue

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 235218 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20251337

CSTR: 32037.14.aps.74.20251337

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251337>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

电子束透射氮化硅薄膜窗产生低密度等离子体

Low-density plasmas generated by electron beams passing through silicon nitride window

物理学报. 2024, 73(14): 144102 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240302>

超宽带等离子体相对论微波噪声放大器的物理分析和数值模拟

Physical analysis and numerical simulations of ultra wideband plasma relativistic microwave noise amplifier

物理学报. 2023, 72(5): 058401 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222061>

用单发电子束探测激光等离子体内电磁场演化实验研究

A single long electron bunch detect electromagnetic field evolution in laser plasma

物理学报. 2022, 71(1): 012901 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211374>

2 cm电子回旋共振离子推力器离子源中磁场对等离子体特性与壁面电流影响的数值模拟

Numerical simulation of influence of magnetic field on plasma characteristics and surface current of ion source of 2-cm electron cyclotron resonance ion thruster

物理学报. 2021, 70(7): 075204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201667>

外磁场作用下的磁等离子体动力学过程仿真

Simulation of magnetoplasma dynamic process with applied magnetic field

物理学报. 2022, 71(5): 055204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211383>

电四极跃迁对电子束离子阱等离子体中离子能级布居的影响

Effects of electric quadrupole transitions on ion energy-level populations of in electron beam ion trap plasma

物理学报. 2022, 71(19): 195201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220489>