

基于等离子体粒子模拟的喷气Z箍缩过程物理研究*

丰志兴¹⁾ 宁成^{2)†} 薛创²⁾ 李百文²⁾

1)(中国工程物理研究院北京研究生部, 北京 100088)

2)(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2014年2月28日收到; 2014年4月30日收到修改稿)

给出了喷气Z箍缩动力学过程在二维柱坐标系下的等离子体粒子模拟物理模型, 编写了相应的程序. 对低电流驱动下的稀薄喷气Z箍缩动力学过程进行了验证性的等离子体粒子模拟, 得到了许多微观的Z箍缩物理信息, 如负载中的电流(密度)、电磁场、粒子位置和密度的时空演化, 以及总的Z箍缩拖尾质量和拖尾电流等信息. 发现在Z箍缩过程中, 模拟得到的等离子体电流随时间的变化反映出了等离子体箍缩到心和反弹的过程特征, 磁场随径向的变化与长直导线电流给出的磁场很接近; 电子所受到的电场力和磁场力(洛伦兹力)是相当的, 而离子所受到的力主要是电场力; 电子首先在 z 方向加速, 然后在自身运动产生电流的磁场的作用下向轴心箍缩, 而离子是在电子和离子电荷分离所产生的电场力的作用下向轴心运动; 在压缩到轴心附近时, 电子首先因静电排斥而飞散, 而离子则在惯性的作用下继续向轴心箍缩, 而后滞止飞散. Z箍缩等离子体的拖尾质量在20%左右, 拖尾电流最大时在7%左右.

关键词: 喷气Z箍缩, 二维电磁粒子模拟, 粒子受力, 拖尾等离子体

PACS: 52.65.Rr, 52.58.Lq, 52.35.Hr

DOI: 10.7498/aps.63.185203

1 引言

Z箍缩是负载中的轴向电流产生的磁场作用于自身等离子体上, 使其受洛伦兹力而向轴心运动的自箍缩过程. 它的研究开始于20世纪50年代, 是一种产生强X射线源和中子源的有效途径, 其在惯性约束聚变(ICF)、高能量密度物理和武器物理等诸多研究领域有着广泛的应用前景^[1]. 鉴于此, 国内开展了很多这方面的研究工作, 在“强光一号”和PTS等脉冲功率装置上做了大量的实验研究^[2-5]. 近年来Z箍缩研究取得了巨大的进展, 在美国Sandia实验室的Z装置上进行的实验, 产生了峰值功率280 TW、能量1.8 MJ、脉宽5—6 ns的X射线脉冲, 其能量转换效率高达15%^[6-8]. 为了得

到最强的X射线辐射, 对于不同的脉冲功率源必须选择与之匹配的负载半径和线质量, 通常希望箍缩电流达到峰值后等离子体能被压缩至最小半径^[9].

喷气Z箍缩装置最早于1978年在美国加利福尼亚大学建成^[10]. 超音速喷气Z箍缩装置的出现使得Z箍缩的研究更多元化. 喷气负载由于单位长度上的线质量较小(约几十到上百微克/cm), 能在几百千安培量级的驱动电流作用下实现有效的Z箍缩, 从而成为研究Z箍缩物理、磁瑞利-泰勒(Magneto Rayleigh-Taylor, MRT)不稳定性发展和抑制、X射线能谱等的重要手段^[11]. 此外, 喷气Z箍缩的负载更换比丝阵方便, 有利于实现Z箍缩的重复频率运行. 当喷气为氙气或氙氙混合气时, 它的Z箍缩等离子体还可成为聚变中子源. 在美国Sandia国家实验室的Z装置上, 通过喷氙气的Z箍

* 国家自然科学基金(批准号: 11135007, 10775021, 11375032)、国家重点基础研究发展计划(批准号: 61319403)和中国工程物理研究院科学技术基金(批准号: 2011A0102008)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: ning_cheng@iapcm.ac.cn

缩实验产生了 3.9×10^{13} 个聚变中子 [12].

在数值模拟方面, 通常是把 Z 箍缩等离子体作为宏观磁流体来处理 [13-15]. 磁流体模型能很好地模拟出宏观的 Z 箍缩过程, 但不能有效地解释 Z 箍缩过程的微观机制. 最近, Welch 等 [16-18] 对在 Z 装置上的氘喷气 Z 箍缩过程实现了完全动力学理论下的电磁粒子模拟, 它能区分热核中子和束靶中子, 从而为解析中子的产生机制提供了新的理论手段.

本文采用电磁粒子模拟方法, 对喷气 Z 箍缩动力学过程进行数值模拟研究. 根据喷气 Z 箍缩的特点, 建立了二维柱坐标下的粒子模拟物理模型, 并且编制了相应的程序, 对低电流 (433 A) 驱动下的稀薄喷气 Z 箍缩动力学过程进行了验证性的等离子体粒子模拟, 得到了许多微观意义上的动力学结果, 如负载中的电流 (密度)、电磁场、粒子位置和密度的时空分布和变化, 以及箍缩等离子体的拖尾质量和拖尾电流等信息. 这些信息能够深化我们对 Z 箍缩动力学过程的物理解.

2 粒子模拟模型和计算方法

2.1 喷气 Z 箍缩粒子模拟模型

喷气 Z 箍缩的负载是由安装于阴极上的超音速喷嘴喷出的, 在阴、阳极板之间形成的中空气体柱. 加速器对喷气负载放电后, 负载气体被阴阳极板间的高电压击穿、导电, 而形成载流等离子体, 其中的强电流所产生的强磁场作用在自身的载流等离子体上使其向轴心箍缩内爆. 喷嘴喷出的超声速气体流过阴阳极板的时间一般在毫秒量级, 而 Z 箍缩内爆的时间通常是亚微秒量级, 因此在内爆过程中可以认为气体柱是静止的.

本文暂不考虑喷气 Z 箍缩过程中的粒子碰撞和电离、X 射线辐射和核反应等过程, 仅对其动力学过程进行模拟研究. 由此建立了喷气 Z 箍缩过程的二维柱坐标系下的粒子模拟模型, 如图 1 所示. 模拟区域为从轴线到右边界, 一开始气体已在强脉冲的作用下完全电离, 分布在图中阴影区域. 图 1 中, z 轴为负载的对称轴; z_c, z_a 分别是系统的阴阳极板位置; r_{in}, r_{out} 分别为喷嘴的内外半径; r_b 为模型的右边界; r_{out} 到 r_b 之间的区域是考虑到粒子向外扩散而加入的. 电磁波由右边界垂直入射进入系统, 其大小由驱动电流确定.

等离子体的粒子模拟是通过跟踪大量带电粒子在自洽和外加电磁场中的运动, 来研究粒子系统和自洽波场之间的相互作用及时间演化过程. 实现粒子模拟所需要的方程 (高斯单位制下) 如下.

1) 电磁场演化方程:

$$\begin{cases} \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \\ \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{B} - \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} \end{cases}, \quad (1)$$

其中, \mathbf{E} 是电场, \mathbf{B} 是磁场, c 是光速, t 是时间, \mathbf{J} 是电流密度.

2) 粒子运动方程:

$$m \frac{d}{dt}(\gamma \mathbf{v}) = q \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \right), \quad (2)$$

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{v}, \quad (3)$$

其中, m 和 q 分别是粒子的质量和电荷; \mathbf{v} 是粒子速度; 相对论因子 $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$; \mathbf{x} 是粒子的位置矢量, $\mathbf{x} = \mathbf{x}(r, \theta, z)$, 其中 r, θ 和 z 是某位置的柱坐标.

3) 电流密度计算:

$$\mathbf{J}(\mathbf{x}) = \sum_j q_j \mathbf{v}_j S(\mathbf{x} - \mathbf{x}_j), \quad (4)$$

其中, q_j, \mathbf{v}_j 和 S 分别为第 j 类粒子的电荷、速度、与位置有关的权重因子.

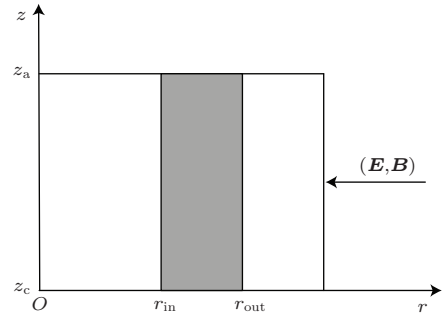


图 1 粒子模拟的二维柱坐标模型

2.2 初始条件和边界条件

初始不加扰动, 电磁场的初始值为零, 即

$$E_r(r, z, t = 0) = 0,$$

$$B_r(r, z, t = 0) = 0,$$

$$E_\theta(r, z, t = 0) = 0,$$

$$B_\theta(r, z, t = 0) = 0,$$

$$E_z(r, z, t = 0) = 0,$$

$$B_z(r, z, t = 0) = 0. \quad (5)$$

在阴影区域, 粒子的初始位置按随机分布, 速度按 Maxwell 分布抽样获得. 对于均匀分布的情况, 各个粒子初始放置的位置 (r_i, z_i) 的表达式为

$$\begin{aligned} r_i &= \sqrt{r_{in}^2 + \xi_i(r_{out}^2 - r_{in}^2)}, \\ z_i &= z_c + \varsigma_i(z_a - z_c), \end{aligned} \quad (6)$$

其中 ξ_i 和 ς_i 为随机数. 初始离子和电子位置重合, 网格电荷密度为零, 满足 Poisson 方程.

模型上下边界为良导体边界, 其场量满足以下条件:

$$\begin{aligned} E_r(r, z = z_c, t) &= E_r(r, z = z_a, t) = 0, \\ E_\theta(r, z = z_c, t) &= E_\theta(r, z = z_a, t) = 0, \\ B_z(r, z = z_c, t) &= B_z(r, z = z_a, t) = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

并且此边界上的粒子取周期边界条件.

模型的左边界为对称轴, 根据轴对称的特性可以得到

$$\begin{aligned} E_r(r = 0, z, t) &= 0, \\ E_\theta(r = 0, z, t) &= 0, \\ B_r(r = 0, z, t) &= 0, \\ B_\theta(r = 0, z, t) &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

而对于轴线上的电场 E_z , 根据安培环路定理, 在轴线处有:

$$\begin{aligned} \frac{1}{c} \int_S \left(\frac{\partial E_z}{\partial t} + 4\pi J_z \right) \cdot dS \\ = \oint_L B_\theta \cdot dl. \end{aligned} \quad (9)$$

轴线上磁场 B_z , 根据法拉第电磁感应定律, 在轴线处有:

$$\frac{1}{c} \int_S \frac{\partial B_z}{\partial t} dS = - \oint_L E_\theta \cdot dl. \quad (10)$$

由 (9) 和 (10) 两式就可以计算轴线上 z 方向的电磁场. 粒子在对称轴边界上取反射边界条件.

模型的右边界上取入射电流波边界^[19], 考虑电磁波由右边界入射进入系统, 并且近似认为反射波完全被右边界吸收, 则边界处的电磁场满足以下关系

$$\begin{aligned} E_z(r = r_b, z, t) + B_\theta(r = r_b, z, t) \\ = g(r = r_b, z, t), \end{aligned} \quad (11)$$

其中

$$g(r = r_b, z, t) = \frac{2I(t)}{cr},$$

E_z, B_θ 为边界处所加电磁场, 这里 E_z 远小于 B_θ, g 为入射电磁波强度.

2.3 粒子模拟算法介绍

计算模拟需要跟踪计算区域内带电粒子在电磁场作用下的运动, 然而等离子体中的带电粒子非常多, 如果全部跟踪, 即使利用现今最先进的计算机也无法胜任. 通常是利用数量相对较少的超粒子来等效地模拟有超大量粒子的系统, 如 Z 箍缩等离子体, 使用有限大小的超粒子模型来减小粒子近距离碰撞作用的影响^[20]. 电磁场计算则采用时域有限差分方法, 使用二维 r - z 柱坐标下的 Yee 网格对计算区域进行网格剖分^[21]. 粒子的推进也在此网格上, 采用 Boris 方法推进^[21]. 电流密度的计算则采用 Villasenor 和 Buneman^[22,23] 提出的有效电流分配方法. 按这种分配方案求出的电流密度, 无须再通过求解 Poisson 方程进行修正, 就可以得到满足散度方程的电磁场. 再结合粒子和场的初边值条件, 使用 Fortran 语言编写了 Z 箍缩动力学过程在柱坐标系下的二维粒子模拟程序.

3 模拟结果分析

本文模拟的喷气 Z 箍缩系统的粒子区域大小为 $r \times z = 1.5 \text{ cm} \times 1.0 \text{ cm}$, 划分为 150×100 个网格, 模拟的时间步长为 10^{-13} s , 模拟的粒子数为电子、离子各 100 万个 (超粒子). 为了使程序能够在单 CPU 的台式机上计算, 而采用幅度较低、脉冲较短的驱动电流以及与之匹配的稀薄喷气负载. 电流和喷气负载线质量的选取, 首先使用喷气 Z 箍缩的雪耙模型对它们进行匹配和优化, 再根据实际模拟进行调整^[24,25]. 本文中电流幅值取为 $I_0 = 433 \text{ A}$, 电流上升到峰值的时间为 $T_0 = 50 \text{ ns}$, 电流随时间变化假设为函数 $I(t) = I_0 \sin^4(2\pi t/4T_0)$ 所描述. 喷气负载气体为氙气, 线质量为 $1 \times 10^{-12} \text{ g}\cdot\text{cm}^{-1}$, 其电子、离子数目均为 3.011×10^{11} 个, 初始分布范围为: 内半径 0.6 cm, 外半径 1.0 cm.

图 2(a) 是模拟得到的负载等离子体电流随时间的变化, 各个时刻的电流值是对 z 方向求平均后得到的, 电流波形与实验测量到的 Z 箍缩负载曲型电流波形相似, 它反映了 Z 箍缩动力学过程的特点, 即电流峰值过后, 等离子体箍缩到心时因电感变得极大, 而电流达到极小值, 此后等离子体反弹飞散,

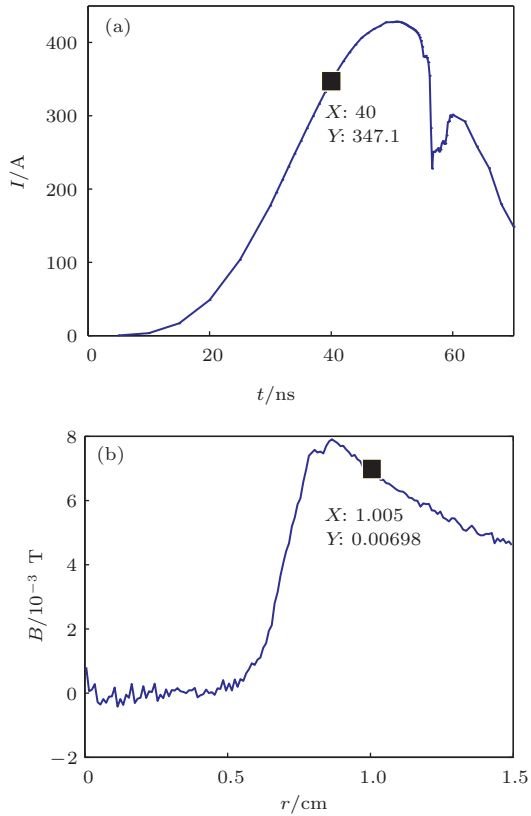


图2 (a) 负载电流随时间的变化; (b) $t = 40$ ns 时刻, $z = 0.5$ cm 处 θ 方向磁场径向分布 图 中所标注的数值是曲线上黑色游标处的纵、横坐标值

电感变小, 而电流发生较小幅度的增加. 图 2(b) 是 $t = 40$ ns 时刻角向磁场的径向分布. 图中标出了该时刻的电流 I 、半径 r 和磁场 B , 由长直导线电流所计算得到的磁场值为 $B = 0.006907$ T, 与图 2(b) 中 $r = 1.005$ cm 处的磁场值相符, 说明负载主体外的磁场分布基本上满足公式 $B = \mu_0 I / 2\pi r$ 给出的变化规律. 这说明粒子模拟的磁场结果符合基本的物理规律, 是合理的.

图 3 所示是粒子在不同时刻的位置分布, 图中蓝色表示电子, 红色表示离子. 从图中可以比较直观地看出 Z 箍缩的动力学过程. 粒子的初始分布如图 3(a) 所示, 随着负载中电流的增大, 外层粒子首先向内运动, 在 44 ns 时刻被箍缩成薄壳层, 如图 3(b) 所示; 图 3(c) 则表示接近轴线处时粒子的空间分布, 同图 3(b) 相比, 粒子空间分布比较散且 z 方向上也不均匀; 在图 3(d) 中电子因静电排斥而飞散, 离子则依靠惯性继续向轴心运动, 并且两端的等离子体先运动到轴心, 而中间部分的等离子体则稍滞后一些. 轴方向上的等离子体运动到轴心是不同步的, 有一部分等离子体被滞留在主体之外, 类似于在外边界上发生的等离子体流体不稳定性现象.

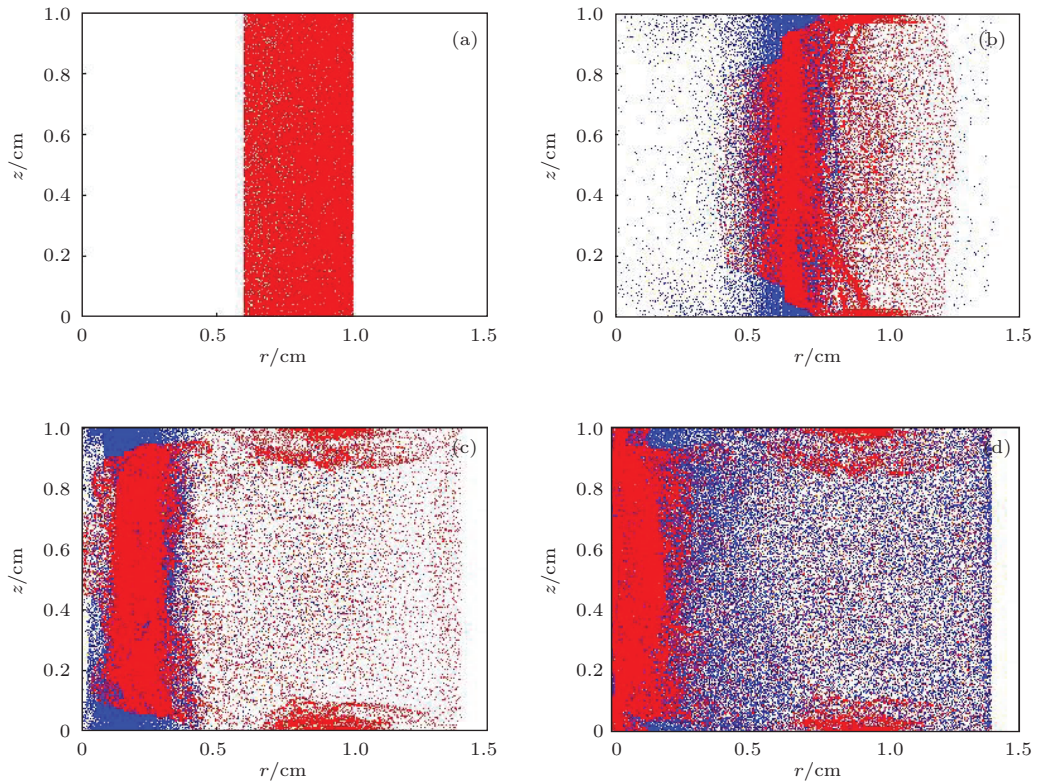


图3 (网刊彩色) 不同时刻粒子位置的分布 (蓝色为电子, 红色为离子) (a) $t = 0$ ns; (b) $t = 44$ ns; (c) $t = 55$ ns; (d) $t = 57$ ns

下面从粒子受力来详细地分析Z箍缩动力学过程. 在Z箍缩动力学过程中, 带电粒子主要是在电磁力的作用下向轴心运动, 其受力为 $F = qE + qv \times B$, 而在 r 方向受力为

$$F^r = F_E^r + F_B^r = qE_r + (-qv_z B_\theta).$$

分别对离子和电子的速度在网格内做平均, 再结合所在网格处的电磁场, 可以得到系统中各个空间网格位置处离子和电子的受力, 进而得到箍缩动力学过程的微观机制. 以图3中 $t = 44$ ns 时刻粒子空间分布为例, 分析粒子 r 方向的受力, 结果如图4所示, 是 $t = 44$ ns 时刻, $z = 0.5$ cm 处粒子 r 方向受力沿径向的分布, 此时等离子体主体在 $r = 0.55 - 0.75$ cm 之间. 图4(a)所示为离子受力, F_E 表示离子所受电场力, F_B 表示离子所受磁场力; 图4(b)所示为电子受力, F_E 表示电场力, F_B 表示磁场力, F 表示电场力和磁场力的合力. 从图中可以看出, 离子所受磁场力很小, 可以忽略, 也就是说离子主要是在电场力 $F_E^r = qE_r$ 作用下向轴心运动. 而电子所受磁场力和电场力在同一量级上, 它是在电场力和磁场力的合力作用下运动; 并且在主体靠外部分的电子受力指向轴心, 在靠前部分受力

则相反, 这也使得电子在径向上速度与离子速度相当, 并且共同向轴心运动.

从图3的不同时刻粒子空间分布图中可以看到, 有一部分粒子被滞留在初始分布的位置上, 并且在箍缩过程中离子在 z 方向上的分布长度要稍短于阴阳极板距离. 由图4的分析知推动离子向心运动的力主要是电场力 $F_E^r = qE_r$, 而电极良导体边界处有 $E_r(z = z_c, z_a) = 0$, 以及场的连续性使得初始时刻极板附近离子所受 r 方向电场力趋向于零, 所以会有一些离子滞留在极板附近. 而之后的离子在 z 方向的分布稍短于阴阳极板距离也可从极板附近的受力情况看出原因. 图5所示是 $t = 44$ ns 时刻极板附近离子在 z 方向的受力沿 r 方向的分布, F_E 表示电场力, F_B 表示磁场力(远小于电场力). 由图5(a)和(b)可以看出, 在主体位置约 $r = 0.6$ cm 处极板附近离子受力均指向负载等离子体的内部, 这也就导致了离子无法达到极板, 从而使得负载长度要短于极板间距. 但随着等离子体箍缩到心, 部分离子被挤压到了两端电极处.

对各个时刻负载等离子体中离子的密度做了统计计算, 结果如图6所示, 这里给出了两个时刻的离子密度分布图. 从图中可以比较直观地看到离

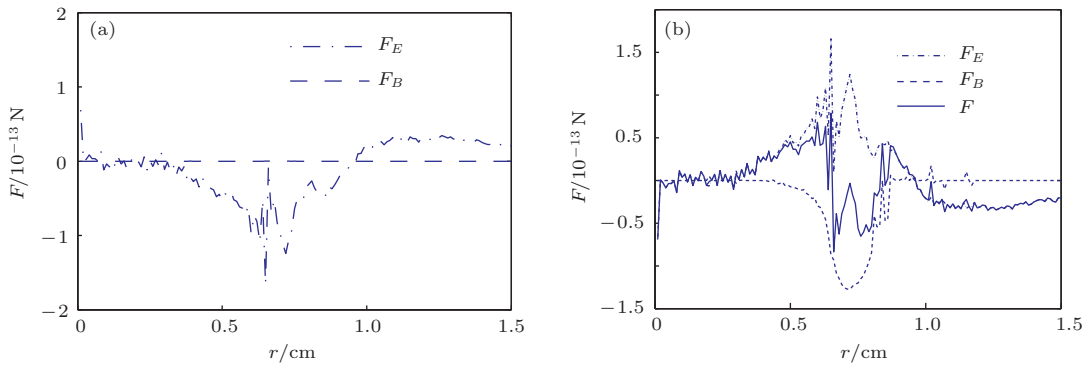


图4 粒子受力分析 (a) $z = 0.5$ cm 处离子受径向力沿径向的分布; (b) $z = 0.5$ cm 处电子受径向力沿径向的分布

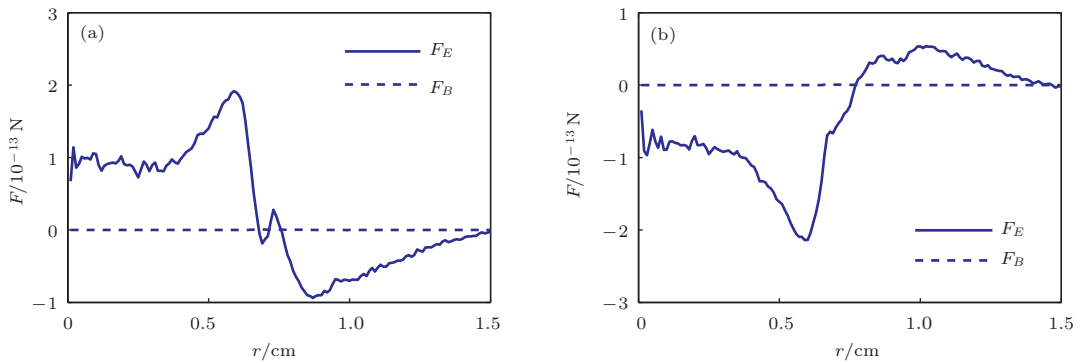


图5 $t = 44$ ns 时极板附近离子沿 z 方向的受力分析 (a) $z = 0.05$ cm 处离子受力沿 r 方向分布; (b) $z = 0.95$ cm 处离子受力沿 r 方向分布

子的密度(相当于等离子体密度)分布情况,在44 ns 时负载等离子体被压缩得比较薄,主体等离子体分布相对比较均匀,但有等离子体被滞留和类似于等离子体不稳定性的发展;而在53 ns 时负载等离子体被箍缩到了轴心附近,但等离子体层变得比较宽了. 结果还发现,当箍缩继续进行时,在中心轴上将出现密度很高的离散点状区域. 它类似于Z箍缩中出现的热点.

另外还对拖尾质量和拖尾电流进行了计算,结果如图7所示,图中给出了两种拖尾定义下的拖尾质量和拖尾电流随时间的变化. 在这里对拖尾部分的定义是,首先在 r 方向上按计算网格长度划分若干区域,再统计每一个区域内的离子数目,径向上最大离子数目10% 的地方为负载等离子体主体边界,此边界之后的区域即定义为箍缩等离子体

的拖尾部分. 图7中给出了拖尾部分质量和电流随时间的变化曲线,其中虚线是以10% 为标准统计的结果,此外我们还以5% 为标准进行了另一次统计,其结果如图7中的实线所示. 图7(a)中拖尾质量从44 ns 左右开始明显增大,最大时接近30%,在 $t = 57$ ns时刻离子箍缩到轴,拖尾质量约占总质量的20%. 图7(b)中是拖尾电流的变化,在 $t = 46$ ns 时达到极大值,它约占总电流的7%. 由于 $t = 57$ ns 后电子已向外飞散,因此,在这里 $t = 57$ ns 以后的结果不能称之为拖尾电流. 负载等离子体在57 ns 左右运动到轴心附近,电子首先因静电排斥而迅速飞散了,此时电流不再集中在主体离子附近而是分散到整个模拟区域,故在57 ns 后主体等离子体外部的电流开始快速上升,Z箍缩将不能维持而坍塌.

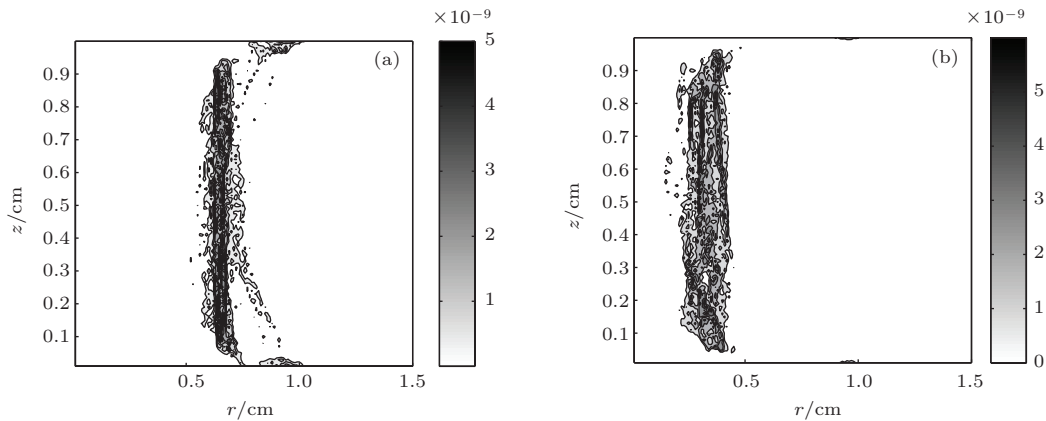


图6 负载等离子体密度分布 (a) $t = 44$ ns; (b) $t = 53$ ns

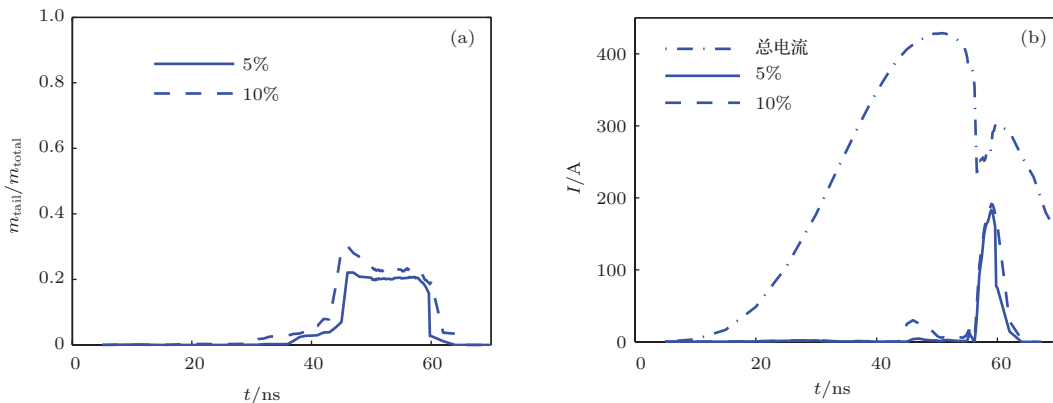


图7 拖尾质量和电流随时间变化 (a) 拖尾质量; (b) 拖尾电流

4 结 论

本文首先建立了喷气Z箍缩动力学过程的二维柱坐标系下的粒子模拟模型,接着简单介绍了粒

子模拟的算法. 由此编写了二维柱坐标系下的喷气Z箍缩等离子体粒子模拟程序,并利用该程序对低电流稀薄喷气Z箍缩动力学过程进行了验证性的等离子体粒子模拟. 得到了比较可靠的结果,如负载中电流、磁场、粒子位置和密度的时空分布,以

及箍缩等离子体拖尾质量和拖尾电流的时空变化等信息. 这些微观信息能够帮助我们更好地理解Z箍缩动力学过程的细致物理机制. 对粒子模拟(动力学)下对Z箍缩动力学过程可以描述为: 随着脉冲电流的增大, 负载中电子首先在 z 方向加速, 获得较大的 v_z , 直到它所受到的径向磁场力超过其径向电场力而向轴心方向运动, 并产生电荷分离; 此时离子在电荷分离所产生的强大静电场的作用下, 跟随电子向轴心运动; 在箍缩到轴心时, 电子首先因静电排斥而飞散, 而离子仍然依靠惯性继续向轴心运动, 最后因滞止而飞散. 由于电极良导体表面和附近的径向电场较小, 而导致一部分离子被滞留主体等离子体外面, 此外在主体等离子体中也有一部分等离子体被滞留在后面(可能是不稳定性发展引起的), 而形成Z箍缩等离子体的拖尾质量和电流. 粒子模拟表明, 在箍缩到心时大约有20%的质量和1%—2%的电流被滞留在主体等离子体之外. 这些结果与我们以前的认识和估计是基本上相符的.

虽然程序已初步完成, 能够对低电流下稀薄等离子体的Z箍缩过程进行初步的等离子体粒子模拟, 也得到了一些基本合理并且很有意义的结果, 但受程序和计算机方面的限制, 还无法对较高密度和较大驱动电流下的实际Z箍缩过程进行等离子体粒子模拟. 因此, 今后要进一步完善算法(如采用全隐格式)并且实现程序的并行化, 以在大型计算机上对真实的Z箍缩动力学过程进行全电磁粒子模拟研究, 开辟Z箍缩数值模拟研究的新手段.

感谢北京应用物理与计算数学研究所的郑春阳研究员、曹莉华研究员和董焯硕士的有益讨论和帮助; 感谢国防科学技术大学卓红斌博士的有益讨论.

参考文献

- [1] Matzen M K 1997 *Phys. Plasmas* **4** 1519
- [2] Dan J K, Ren X D, Huang X B, Zhang S Q, Zhou S T, Duan S C, Ouyang K, Cai H C, Wei B, Ji C, He A, Xia M H, Feng S P, Wang M, Xie W P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 245201 (in Chinese) [但加坤, 任晓东, 黄显宾, 张思群, 周少彤, 段书超, 欧阳凯, 蔡红春, 卫兵, 计策, 何安, 夏明鹤, 丰树平, 王勳, 谢卫平 2013 物理学报 **62** 245201]
- [3] Sheng L, Li Y, Yuan Y, Peng B D, Li M, Zhang M, Zhao J Z, Wei F L, Wang L P, Hei D W, Qiu A C 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 055201 (in Chinese) [盛亮, 李阳, 袁媛, 彭博栋, 李沫, 张美, 赵吉祯, 魏福利, 王亮平, 黑东炜, 邱爱慈 2014 物理学报 **63** 055201]
- [4] Huang X B, Yang L B, Li J, Zhou S T, Ren X D, Zhang S Q, Dan J K, Cai H C, Duan S C, Chen G H, Zhang Z W, Ouyang K, Li J, Zhang Z H, Zhou R G, Wang G L 2012 *Chin. Phys. B* **21** 055206
- [5] Wu G, Qiu A C, Wang L P, Lü M, Qiu M T, Cong P T 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 015203 (in Chinese) [吴刚, 邱爱慈, 王亮平, 吕敏, 邱孟通, 丛培天 2011 物理学报 **60** 015203]
- [6] Deeney C, Nash T J, Spielman R B, Seaman J F, Chandler G C, Struve K W, Porter J L, Stygar W A, McGurn J S, Jobe D O, Gilliland T L, Torres J A, Vargas M F, Ruggles L E, Breeze S, Mock R C, Douglas M R, Fehl D L, McDaniel D H, Matzen M K, Peterson D L, Matuska W, Roderick N F, MacFarlane J J 1997 *Phys. Rev. E* **56** 5945
- [7] Spielman R B, Deeney C, Chandler G A, Douglas M R, Fehl D L, Matzen M K, McDaniel D H, Nash T J, Porter J L, Sanford T W L, Seaman J F, Stygar W A, Struve K W, Breeze S P, McGurn J S, Torres J A, Zagar D M, Gilliland T L, Jobe D O, McKenney J L, Mock R C, Vargas M, Wangoner T, Peterson D L 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2105
- [8] Stygar W A, Ives H C, Fehl D L, Fehl D L, Cuneo M E, Mazarakis M G, Bailey J E, Bennett G R, Bliss D E, Chandler G A, Leeper R J, Matzen M K, McDaniel D H, McGurn J S, McKenney J L, Mix L P, Muron D J, Porter J L, Ramirez J S, Ruggles L E, Seaman J F, Simpson W W, Speas C S, Spielman R B, Struve K W, Torres J A, Vesey R A 2004 *Phys. Rev. E* **69** 046403
- [9] Commisso R J, Apruzese J P, Black D C, Boller J R, Moosman B, Mosher D, Stephanakis S J, Weber B V, Young F C 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 1068
- [10] Shiloh J A, Fisher A, Rostoker N 1978 *Phys. Rev. Lett.* **40** 515
- [11] Jiang S Q, Chen F X, Xia G X, Ning J M, Xue F B, Li L B, Ye F, Yang J L, Pan Y J 2013 *High Power Laser and Particle Beams* **25** 3069 (in Chinese) [蒋树庆, 陈法新, 夏广新, 甯家敏, 薛飞彪, 李林波, 叶繁, 杨建伦, 潘英俊 2013 强激光与粒子束 **25** 3069]
- [12] Coverdale C A, Deeney C, Velikovich A L, Clark R W, Chong Y K, Davis J, Chittenden J, Ruiz C L, Cooper G W, Nelson A J, Franklin J, LePell P D, Apruzese J P, Levine J, Banister J, Qi N 2007 *Phys. Plasmas* **14** 022706
- [13] Duan Y Y, Guo Y H, Wang W S, Qiu A C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2654 (in Chinese) [段耀勇, 郭永辉, 王文生, 邱爱慈 2004 物理学报 **53** 2654]
- [14] Ning C, Ding N, Liu Q, Yang Z H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3488 (in Chinese) [宁成, 丁宁, 刘全, 杨振华 2006 物理学报 **55** 3488]
- [15] Ning C, Yang Z H, Ding N 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1650 (in Chinese) [宁成, 杨震华, 丁宁 2003 物理学报 **52** 1650]
- [16] Welch D R, Rose D V, Clark R E, Mostrom C B, Stygar W A, Leeper R J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 255002
- [17] Welch D R, Rose D V, Thoma C, Clark R E, Mostrom C B, Stygar W A, Leeper R J 2010 *Phys. Plasmas* **17** 072702

- [18] Welch D R, Rose D V, Thoma C, Clark R E, Mostrom C B, Stygar W A, Leeper R J 2011 *Phys. Plasmas* **18** 056303
- [19] Zhuo H B 2002 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [卓红斌 2002 博士学位论文 (长沙: 国防科技大学)]
- [20] Langdon A B, Birdsall C K 1970 *Phys. Fluids* **13** 2115
- [21] Birdsall C K 1985 *Plasma Physics via Computer Simulation* (New York: McGraw-Hill Book Company) p-p365-366
- [22] Villasenor J, Buneman O 1992 *Comput. Phys. Commun.* **69** 306
- [23] Yin Y, Chang W W, Xu H, Zhuo H B, Ma Y Y 2007 *CJCP* **24** 655 (in Chinese) [银燕, 常文蔚, 徐涵, 卓红斌, 马燕云 2007 计算物理 **24** 655]
- [24] Ning C 2001 *Nuclear Fusion and Plasma Physics* **21** 43 (in Chinese) [宁成 2001 核聚变与等离子体物理 **21** 43]
- [25] Yang Z H, Liu Q, Ding N 2004 *High Power Laser and Particle Beams* **16** 469 (in Chinese) [杨震华, 刘全, 丁宁 2004 强激光与粒子束 **16** 469]

Physical investigation of dynamic process of the gas-puff Z-pinch through particle-in-cell simulation*

Feng Zhi-Xing¹⁾ Ning Cheng^{2)†} Xue Chuang²⁾ Li Bai-Wen²⁾

1) (Beijing Graduate School of China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China)

2) (Beijing Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China)

(Received 28 February 2014; revised manuscript received 30 April 2014)

Abstract

In this paper the physical model and numerical algorithm of particle-in-cell (PIC) simulation for gas-puff Z-pinch in two-dimensional cylindrical coordinates are briefly introduced. The code is also developed according to the model and algorithm. The rarefied gas-puff Z-pinch driven by a low current is simulated through the code, and some reasonable results are obtained. The results include the spatiotemporal distributions of current, electromagnetic field, particle positions and density, as well as the trailing mass and current. It is found that the simulated current reflects the plasma Z-pinch characteristics, i.e., the plasma current arrives at a minimum when the plasma enters into stagnation, and it begins to increase after the plasma has moved outwards. The simulated magnetic field agrees well with the theoretic value. The electric field force and magnetic field force experienced by electron are almost the same in magnitude, while the force acting on ion is mainly the electric field force. Firstly the electron is accelerated in the z direction and reaches a velocity, then it moves inward the axis in the same time by the Lorentz force. That causes the separation between electron and ion, and a strong electric field is produced. The produced electric field attracts the ion inward the electron. When the electrons arrive at the axis, they move inversely due to the static repellency among them, while the ions continue to move initially inwards, and later enter into stagnation, and finally collapse. The trailing mass is about 20% of the total Z-pinch plasma, and the maximum trailing current is about 7% of the driven current. In the future the code needs to develop further and realize parallel computation in order to simulate the practical Z-pinch processes by PIC simulation.

Keywords: gas-puff Z-pinch, 2D electromagnetic PIC simulation, forces of particle, trailing plasma

PACS: 52.65.Rr, 52.58.Lq, 52.35.Hr

DOI: 10.7498/aps.63.185203

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11135007, 10775021, 11375032), the National Basic Research Program of China (Grant No. 61319403), and the Science and Technology Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 2011A0102008).

† Corresponding author. E-mail: ning_cheng@iapcm.ac.cn