

文章编号: 1001-4322(2001)04-0446-05

低密度等离子体融断开关的粒子模拟研究

卓红斌, 常文蔚, 徐 涵, 马燕云

(国防科技大学 理学院 应用物理系, 湖南 长沙 410073)

摘 要: 采用 2.5 维柱坐标粒子模拟程序研究了低密度等离子体融断开关(PEOS)工作过程中的物理现象, 介绍了计算模型的建立和复杂边界的算法处理。模拟结果表明: 在 PEOS 导通电流的过程中, 电流通道最初在等离子体的发生器端形成, 随着导通时间的增大而向负载端漂移, 离子的空间分布并没有明显的变化; 当 PEOS 发生断路时, 等离子体离子的密度会迅速降低, 并最终导致 PEOS 阴极附近的等离子体的密度接近为零, 此时阴极电子完全受磁场箍缩作用而不能到达阳极, PEOS 完全断开。

关键词: 粒子模拟; 融断开关; 电流通道

中图分类号: TM 836 **文献标识码:** A

等离子体融断开关(简称 PEOS)是电感储能脉冲功率装置的关键部件, 其工作性能决定了脉冲功率装置的功能和效率^[1, 2]。典型的等离子体融断开关成同轴传输线结构^[3], 如图 1 所示, 内筒为阴极金属导体, 外筒为金属阳极栅网, 融断开关左端通过同轴传输线与脉冲发生器相连, 右端通过脉冲传输线与负载相连。在 PEOS 工作之前, 通常采用等离子体枪作为等离子体源, 通过阳极栅栏向开关内部阴阳极间注入等离子体, 当开关内部的等离子体到达一定密度($10^{12} \sim 10^{13}/\text{cm}^3$)后, 左端发生器开始点火并发射电流上升波。在 PEOS 的工作初期, 由于等离子体的良导电性, 融断开关阻抗几乎为零, 此时电流完全从开关流回, 负载端电流为零。随后, 当电流上升到某一阈值时, 开关阻抗迅速增大, 并在远小于传导电流时间尺度内的时间完全断开, 此时, 电流迅速流向负载, 负载上获得理想的高功率脉冲输出。

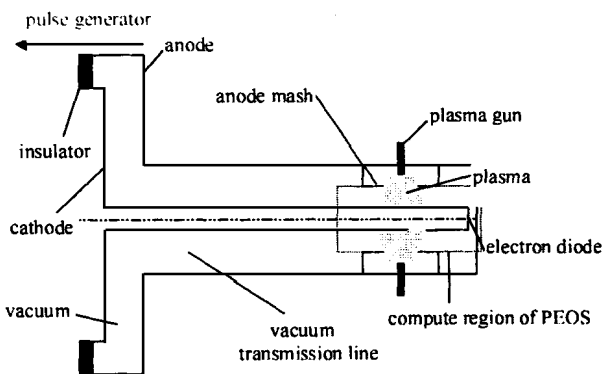


Fig 1 PEOS setup on the inductive energy storage system

图 1 电感储能装置及 PEOS 的结构示意图

在融断开关导通电流至最终断开的过程中, 开关内的等离子体展现出很多复杂的物理现象, 如阴极边界附近的融蚀现象^[4]、等离子体内部明显的磁场渗透现象^[5]、等离子体中电流通道的形成和漂移现象^[6], 这些物理现象均涉及到复杂的等离子体和阴极发射电子的动力学行为, 因此通过简单的流体理论并不能对其进行合理的分析和解释。等离子体粒子模拟方法通过跟踪带电粒子的微观运动, 可以有效地反映出等离子体的宏观物理现象, 是研究等离子体融断开关复杂物理行为的理想工具。但是, 由于融断开关的轴对称几何形状, 并且涉及到大量复杂的物理边界, 因此合理的建立融断开关的计算模型, 以及复杂边界的算法实现是 PEOS 粒子模拟研究工作的一个难点问题。本文利用自行研制的 2.5 维全电磁柱坐标粒子模拟程序对融断开关的工作过程进行了模拟研究, 详细地介绍了计算模型的建立和复杂边界的算法处理, 并对模拟结果进行了细致的分析和合理的解释。

1 计算模型及边界条件

PEOS 工作过程的粒子模拟研究采用我们自行研制的 2.5 维全电磁柱坐标粒子模拟程序

收稿日期: 2001-02-11; 修订日期: 2001-04-24

基金项目: 国家自然科学基金(10085002, 19885008); 国家 863 惯性约束聚变领域资助课题(863-416-1)

作者简介: 卓红斌(1973-), 男, 在读博士。

ABLE2D, 程序的具体算法及实现见文献^[5,7]。为了减小模拟计算的工作量, 同时考虑到模拟工作的重点是 PEOS 中注入等离子体和阴极发射电子的动力学行为, 因此我们选择有限的区域作为模拟区域, 建立 PEOS 的计算模型如图 2 所示, 整个系统由四个边界组成, 下边界为阴极良导体, 上边界为阳极良导体, 左边界为等效电流源, 右边界为等效负载边界。其中, 等效电流源边界代表传输线右向传输的电流波, 忽略 PEOS 带来的反射, 左端边界上的电磁场分量满足等式

$$E_r(z = 0, r_k, t) + B_\varphi(z = 0, r_k, t) = 2B_0(r_k, t) \quad (1)$$

$B_0(r_k, t)$ 为入射电流生成的感生磁场强度, $B_0(r_k, t) = \mu_0 I(t) / 2\pi r_k$, $I(t)$ 为电流波强度, r_k 为网格点 $(0, k)$ 的径向坐标。将 (1) 式代入 Maxwell 方程组的差分形式很容易得到左边界电场 E_r 的差分形式^[8], 其余分量均可由 E_r 求得。等效负载端采用电子发射二极管边界条件, 负载的大小可以通过调整二极管阴阳极间距来改变。由于实验诊断结果表明阴极表面在工作过程中发生了爆炸电子发射^[9], 因此我们选择阴极边界为爆炸电子发射边界。当阴极表面场强低于击穿阈值时, 它呈现良导体特性, 当阴极表面场强超过击穿阈值时, 阴极表面迅速覆盖等离子体, 此时阴极表面电场法向分量维持为零, 阴极发射电子的电流值满足柴尔德-朗缪尔定律。阳极边界存在等离子体的注入, 每一个时间步长 Δt 注入的模拟粒子数目 N 可以由注入等离子体的密度 n_p 和速度 v_p 的乘积对于注入面积 S 的积分求得

$$N = \frac{1}{N_c} n_p v_p \Delta t dS = \frac{2n_p v_p \pi r_a l \Delta t}{N_c} \quad (2)$$

N_c 为模拟粒子包含真实粒子的数目; l 为注入区域的长度。这样, 在粒子模拟计算的每个时刻, 将每一个时间步长 Δt 生成的模拟粒子随机均匀的分布在注入区域中 $r_a - v_p \Delta t < r < r_a$ 之间的区域, 粒子速度等于注入速度 v_{p0} 。另外, 除打在对称轴边界上的粒子被边界反射外, 打在其余边界上的粒子均被吸收。

下面给出模拟计算的具体参数: 电流源电流峰值为 100kA, 上升时间为 10ns, 阴极半径 $r_c = 2.5\text{cm}$, 阳极半径 $r_a = 5.0\text{cm}$, 二极管阴阳极间距为 2cm, 注入等离子体的种类为氢等离子体, 密度 $n_p = 10^{12}/\text{cm}^3$, 注入速度 $v_p = 11.6 \times 10^8 \text{cm/s}$, 注入区域为 $4\text{cm} < z < 9\text{cm}$ 。整个模拟区域大小为 $15\text{cm} \times 5\text{cm}$, 划分为 300×100 个网格, 网格间距 $\Delta r = 0.05\text{cm}$ 和 $\Delta z = 0.02\text{cm}$, 时间步长 $\Delta t = 1\text{ps}$ 。选取 50 000 个模拟电子和 50 000 个模拟离子, 模拟粒子的放置位置 $r_i(z_i, r_i)$ 满足

$$z_i = z_1 + \xi_i(z_2 - z_1), \quad r_i = \sqrt{r_c^2 + \zeta_i(r_a^2 - r_c^2)} \quad (3)$$

i 代表第 i 个模拟粒子, ξ, ζ 均为 0 到 1 之间的随机数。可以证明上述放置方法保证了等离子体密度均匀分布。等离子体温度选取实验测量温度 5eV, 大约在 1ns 的时间内, 网格噪声引起的非物理加热会使等离子体的电子温度上升至 5keV。划分更多的网格, 等离子体电子温度控制在 2keV, 整个模拟结果没有明显的改变, 这表明模拟初期的数字加热不会影响最后的计算结果。

2 模拟结果与分析

图 3 给出了发生器电流和负载电流的模拟计算结果。图中明显显示了 PEOS 的脉冲压缩特性, 对应参数下 PEOS 的导通时间约为 6ns, 断路时间约为 3ns。图 4 给出了不同时刻等离子体中电子空间分布的模拟结果。下面我们根据模拟结果具体地分析融断开关导通和断路过程。在 PEOS 导通电流初期, 等离子体中的电子受入射电流波电场的加速作用而向阳极运动, 由于离子的质量远大于电子质量, 在相应的时间尺度内运动基本为零, 因此必然会造成等离子体局部的空间电荷分离。当空间电荷分离在阴极表面生成的电场强度超过金属表面的击穿阈值时, 阴极表面就会发生爆炸电子发射现象。图 4(a) 显示了 $t = 2\text{ns}$ 时刻阴极左端的爆炸电子发射的现象。PEOS 的实验测量表明^[6], 在 PEOS 导通电流的过程中, PEOS 的等离子体中会形成一定宽度的电流通路, 并且, 随着导通电流的不断增大, 电流通路会向负载端漂移。当电流通路到达等离子体的负载端后, 负载上会出现电流, 电流迅速增大, PEOS 迅速断开。从

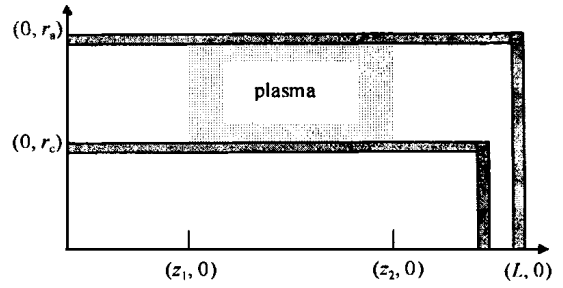


Fig. 2 Schematic diagram of simulation region

图 2 融断开关模拟区域计算模型

模拟结果图 4(a, b, c) 中, 我们可以明显的观察到电流通道的形成和向负载端漂移的过程。其中, 阳极附近电流通道漂移的速度最快, 阴极附近电流通道漂移速度最慢。分析电流通道的漂移机制, 可以发现由于等离子体离子的质量远大于电子质量, 在小的时间尺度里离子运动不足以跟上电子的轴向漂移, 这样在电流通道的左端就形成了一定宽度的裸露离子层。电流通道中的电子同时受到通道左边裸露离子层生成的静电场 E_z 和 $v \times B$ 的作用, $v \times B$ 作用推动电子进一步向负载端漂移, 而电子漂移又会加剧左边离子层的裸露宽度, 从而增强静电场, 将电子向发生器端回拉。在 $t = 2\text{--}5\text{ ns}$ 这段时间内, 这两种作用基本上维持平衡状态, 此时电流通道中的电子可以认为是以 $E \times B$ 径向漂移的形式完成从阴极到阳极的穿越。电流通道中的电子运动到达阳极附近后, 由于阳极表面切向电场为零, 因此不能再以 $E \times B$ 的漂移形式最终到达阳极, 这时, 一部分电子受 $v \times B$ 的作用向右端运动, 直至最终到达阳极。另一部分电子受离子层静电场的作用向左端运动, 并试图中和裸露离子层中的正电荷。受这部分电子中和的影响, 离子层产生的静电场削弱, 为了维持电流通道中电子的 $E \times B$ 漂移, 电流通道不断向负载端漂移以裸露足够的离子, 提供电子 $E \times B$ 漂移所需的 E_z 。

大约在 $t = 6.0\text{ ns}$ 时刻, 如图 4(c) 所示, 电流通道到达等离子体的负载端, 此时电流通道中的电子大部分运动到达阳极, 同时也有少量电子运动进入等离子体和负载之间的真空区域。由于真空区域并没有离子来提供电子径向漂移所需的电场, 因此这部分电子以类似弹道轨迹的路径运动。其中有一部分电子最终到达负载, 并形成了最初的负载电流。负载电流生成的磁场会进一步抑制电子运动到达阳极, 从而使更多的电子到达负载, 迅速提高负载电流, 在此后的时间里 PEOS 迅速发生断路现象并最终完全断开。图 3 显示当 $t > 6.0\text{ ns}$, 负载电流几乎是在 3 ns 的时间内从零上升至 60 kA 。图 4(d, e) 中的电子分布也显示了 PEOS 发生断路后负载电流生成的磁场对阴极发射电子的箍缩作用。

图 5 和图 6 分别给出了 $t = 2.0, 4.0, 6.0\text{ ns}$ 三个时刻磁场空间分布和离子空间分布的模拟结果。图 5 显示在 $0\text{ ns} < t < 6\text{ ns}$ 时间内, 磁场以很快的速度向等离子体内部渗透, 其中阳极附近渗透得最快, 阴极附近渗透得最慢; 当阴极附近的磁场渗透到达等离子体负载端时, 约 $t = 6\text{ ns}$ 时刻, PEOS 发生断路现象, 这说明 PEOS 导通电流的时间是由磁场渗透的速度来决定的。对比图 5 和图 4 结果, 可以发现磁场渗透过程与电流通道向负载端的漂移过程是基本上同步的。在 PEOS 导通电流的大部分时间里 ($0\text{--}4\text{ ns}$), 如图 6(a, b) 所示, 等离子体离子的分布并没有发生明显的变化, 这也说明离子的运动对于 PEOS 导通初期磁场渗透的影响是很小的。当 PEOS 发生断路后 ($t > 6\text{ ns}$), 负载上出现电压, 负载电压作用在 PEOS 上, 使得等离子体离子加速向阴极运动, 从而导致离子的密度迅速降低, 如图 6(c) 所示, 离子密度的降低会加剧阴极电子的磁箍缩现象, 使得负载电流进一步的增大。当 PEOS 完全断开时, PEOS 阴极附近的等离子体的密度几乎接近为零, 阴极电子受磁场箍缩作用不能到达阳极, 此时的负载

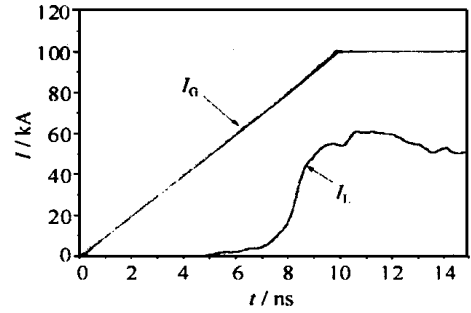


Fig 3 Generator and load currents

图 3 发生器电流和负载电流波形图

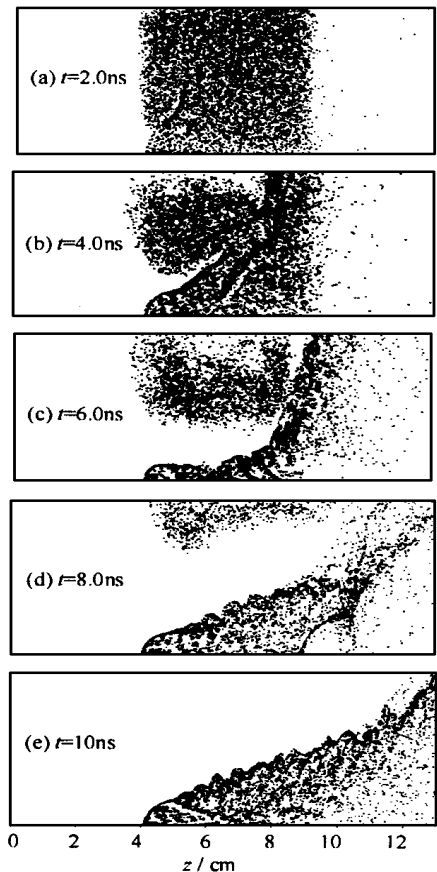


Fig 4 Electron particles plots

图 4 电子空间分布图

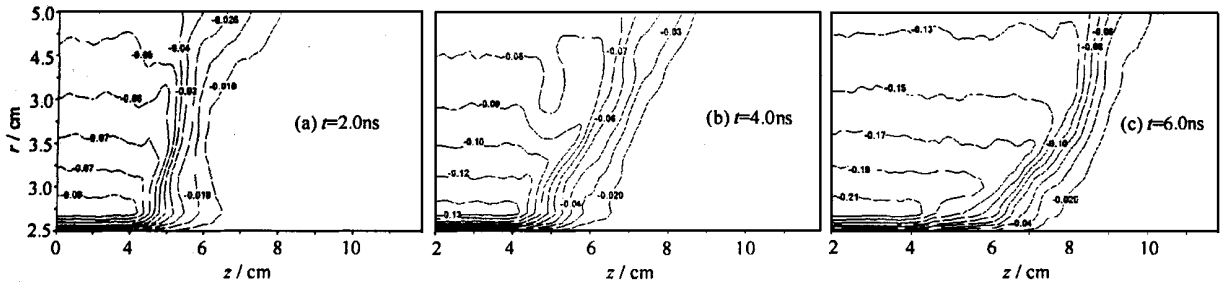


Fig 5 Magnetic field contour plots

图5 融断开关磁场分布图

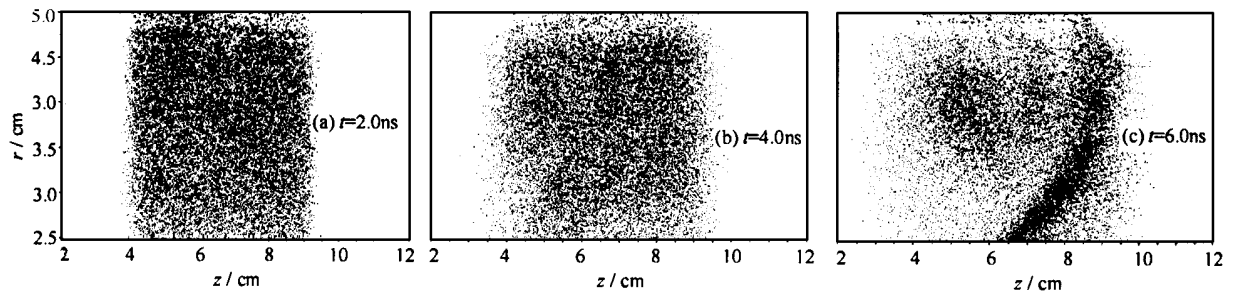


Fig 6 ln particles plots

图6 离子空间分布图

电流已到达最大值。

4 结论

本文采用二维半柱坐标粒子模拟程序成功地模拟了等离子体融断开关工作过程中等离子体和阴极电子的动力学行为。模拟结果清晰地显示了PEOS导通过程中阴极表面爆炸电子发射的形成、等离子体中电流通道的形成及漂移、磁场的异常渗透以及PEOS断路过程中等离子体密度迅速下降等实验已测量发现的物理现象。模拟结果分析表明:低密度等离子体融断开关的导通过程主要是受电流通道的漂移和磁场异常渗透机制的影响,而断路过程主要是受等离子体离子密度的迅速下降以及阴极电子的磁箍缩作用的影响。

参考文献:

- [1] Medel C W, Goldstein S A. A fast-penning switch for use in REB diode experiments[J]. *J Appl Phys*, 1977, **48**: 1004—1006
- [2] Stringeraw at R, Schneider R, Cenuario R D, et al Plasma erosion switches with high imploding plasma loads on a multiterawatt pulsed power generators[J]. *Appl Phys*, 1981, **52**(3): 1728—1284
- [3] Weber B V, Commisso R J, Cooperstein G, et al Plasma erosion opening switch research at NRL [J]. *IEEE Trans Plasma Sci*, 1987, **15**(6): 635—648
- [4] Ottinger P F, Goldstein S A, Meger R A. Theoretical modeling of the plasma erosion opening switch for inductive storage applications[J]. *J Appl Phys*, 1984, **56**(3): 629—641.
- [5] 卓红斌, 常文蔚, 马燕云, 等. 融断开关等离子体中磁场的异常渗透[J]. *强激光与粒子束*, 2000, **12**(5): 605—609. (Zhuo H B, Chang W W, Ma Y Y, et al Nonlinear magnetic field penetration in erosion opening switch plasma. *High power laser and particle beams*, 2000, **12**(5): 605—609)
- [6] Weber B V, Commisso R J, Meger R A, et al Current distribution in a plasma erosion opening switch[J]. *Appl Phys Lett*, 1984, **45**(10): 1043—1045
- [7] 卓红斌, 常文蔚, 卓红春. 面向对象柱坐标粒子模拟程序[J]. *国防科技大学学报*, 2001, **23**(2): 103—106. (Zhuo H B, Chang W W, Zhuo H C. The object-orient plasma simulation code in cylindrical coordinates. *Journal of National University of Defense Technology*, 2001, **23**(2): 103—106)
- [8] 曹莉华. 激光等离子体相互作用的二维粒子模拟研究[D]. 长沙: 国防科技大学研究生院, 1996. (Cao L H. Two-dimensional particle simulation of laser-plasma interactions. Changsha: National University of Defense Technology, 1996)

- [9] Sun F J, Zeng Z Z, Qiu A C. Influence of cathode materials on opening performance of plasma opening switch[J]. *Plasma Science & Technology*, 2000, 2(3): 273—277.

Particle simulation of a plasma erosion opening switch

ZHUO Hong-bin, CHANG Wen-wei, XU Han, MA Yan-yun

(Department of Applied Physics, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract A 2-1/2D cylindrical full electromagnetic particle-in-cell code ABLE2D is used to simulate conducting and opening procession of a low-density plasma erosion opening switch. The building of computing model and complex boundaries has been introduced in detail. In simulation results, current channel forms at the generator side of the plasma at first and migrates to the load side of the plasma with current increase. The electrons in the current channel move across plasma from cathode to anode by $E \times B$ drift, the magnetic field is advected with the electron flow as a frozen-in field tied to the electrons. The ion density is almost unchanged in the conduction procession of PEOS, but become lower quickly in the opening procession. When PEOS is entirely opening, ion density near cathode is close to zero. Cathode emitting electrons have been insulated by magnetic field and can not move to the anode.

Key words: particle-in-cell code; plasma erosion switch; current channel