

喷气式 Z 簧缩等离子体发射离子束能谱的研究 *

邹晓兵[†] 王新新 罗承沐 韩 昱

(清华大学电机工程系 北京 100084)

(2004 年 7 月 29 日收到, 2004 年 11 月 10 日收到修改稿)

使用紧凑型汤姆生离子谱仪对喷气式 Z 簧缩 (Z-pinch) 等离子体发射的离子束能谱进行了实验研究。紧凑型汤姆生离子谱仪由入射窗、偏转电磁场、后置针孔及 CR-39 探测板组成。等离子体发射的离子束经前置针孔、谱仪入射窗准直后进入偏转电磁场偏转, 由后置针孔射出轰击探测板形成可分辨的抛物线簇。对抛物线簇进行分析处理, 得到了等离子体辐射的离子束能谱及能谱随簧缩状况的变化趋势。

关键词: Z 簧缩等离子体, 紧凑型汤姆生谱仪, 离子束能谱

PACC: 5225P, 5270, 5225

1. 引 言

利用 Z 簧缩等离子体是实现受控核聚变的可能方法之一, 同时该等离子体还是强 x 射线脉冲源和强中子源, 目前它已成为世界上的一个研究热点^[1-5]。

汤姆生 (Thomson) 离子谱仪是对离子束进行诊断的简单而有力的工具, 它可以同时获得有关离子的能量、动量、荷质比以及局部热动平衡下等离子体的离子温度等信息。这些信息有助于理解在等离子体中发生的动力学过程, 如各种等离子体成分之间的能量分配、离子的速度函数等。国外有学者曾在激光等离子体、集体离子加速器和等离子体焦点等离子源装置上使用汤姆生离子谱仪作过带电粒子束能谱的研究^[6,7]。本文将紧凑型汤姆生离子谱仪^[8]引入 Z 簧缩等离子体诊断领域, 研究喷气式 Z 簧缩等离子体发射的离子束能谱, 以加深对 Z 簧缩等离子体物理过程的理解。而当把 Z 簧缩等离子体作为脉冲 x 射线源应用时, 如 x 射线光刻术和 x 射线显微术, 研究发射离子束能谱还能为 x 射线源的净化(采用偏转或气吹等措施将伴随 x 射线发射的带电粒子束清除) 提供理论根据。

使用紧凑型汤姆生离子谱仪, 分别测量获得了

Z 簧缩氖气及氩气等离子体发射离子束形成的偏转抛物线簇。从 CR-39 蚀刻图上可以较容易地分辨出氖气及氩气的一至四价正离子的抛物线轨迹, 对测量结果处理后得到了等离子体的发射离子束能谱曲线及能谱随簧缩状况的变化趋势, 并知道单位能量区间单位立体角上发射的离子个数与离子能量之间大约成 -2 次幂的关系。

2. 实验装置

2.1. 喷气式 Z 簧缩装置

喷气式 Z 簧缩装置的驱动源由四个电容器并联组成, 总电容为 $16\mu\text{F}$ 。为减小回路总电感, 四个电容器围绕负载排列成圆环状。装置的充电电压为 22.5kV, 放电电流峰值为 210kA, 上升时间为 $2.4\mu\text{s}$ 。负载采用喷气式负载, 由超声速喷嘴喷射到放电腔中的空心圆环状气流层构成。喷气为非定常过程, 气流负载线密度将随时间从 0 往上增长至平顶, 即有一条负载线密度随时间的变化曲线^[9]。

图 1 为喷气式 Z 簧缩装置示意图。

Z 簧缩装置工作过程: 超声速喷嘴阀门开启喷出气流, 经过一定时延后, 触发脉冲触发主控开关, 电容器组对气流负载放电产生 Z 方向脉冲大电流,

* 国家自然科学基金(批准号: 10035030 和 19975029), IAEA 研究基金(批准号: 12409/RBF), 及中国博士后科学基金(批准号: 2004035002) 资助的课题。

† E-mail: juxb@mail.tsinghua.edu.cn

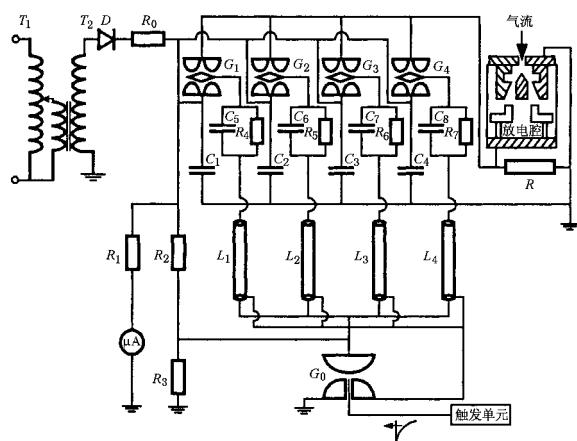


图 1 喷气式 Z 缩放装置示意图. T_1 : 调压器, T_2 : 高压变压器, D : 高压硅堆, R_0 : 限流电阻, R_1 : 测量电阻, mA : 微安表, R_2 , R_3 : 高压分压器, R : 负载并联电阻, G_0 : 主控开关, G_1 — G_4 : 场畸变开关, L_1 — L_4 : 触发电缆, C_1 — C_4 : 储能电容, R_4 — R_7 : 耦合电阻, C_5 — C_8 : 耦合电容

此电流通过气流层形成空心圆柱等离子体, 等离子体的电流在环向磁场所产生的洛伦兹力的作用下, 将等离子体向心压缩, 最后在轴心处形成高温、高密度的聚焦细柱, 并发射出粒子束及 x 射线. 通过调整喷嘴阀门开启与主放电回路触发脉冲之间的放电时延能调整聚焦时刻点.

装置的缩放聚焦状况及聚焦时刻点通过 di/dt 线圈监测, 图 2 是 di/dt 线圈测量到的典型缩放放电波形.

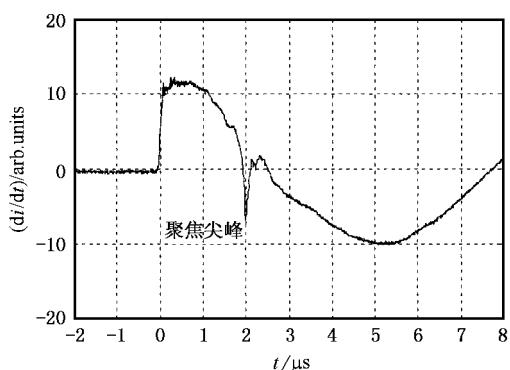


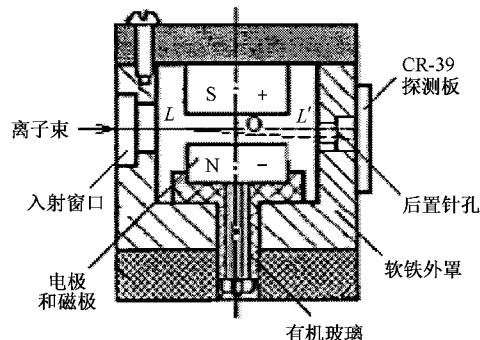
图 2 缩放放电的 di/dt 波形

在图 2 的 di/dt 波形上, 可以看到一个明显的下凹尖峰, 出现此尖峰的原因 Z 缩放是一个欠阻尼 $R-L-C$ 放电装置, 其电流波形大体上是一个衰减的正弦波, 在缩放阶段, 等离子体壳层的阻抗并不是常数, 它随电流壳层的压缩而增大, 在聚焦时由于等离

子体被压缩成一根细柱, 其阻抗突增, 放电电流突然下降, 导致对电流变化非常敏感的 di/dt 产生一个下凹尖峰, 所以这个尖峰是缩放聚焦点形成的特征, 尖峰的大小可以反映缩放聚焦的好坏.

2.2. 紧凑型汤姆生离子谱仪

紧凑型汤姆生离子谱仪采用封闭式的偏转电磁场, 它具有偏转图尺寸小, 抗电磁干扰能力强等特点. 图 3 为我们研制的紧凑型汤姆生离子谱仪结构图.



前置针孔置于辐射源与汤姆生谱仪之间. 发射粒子束经前置针孔及汤姆生谱仪的入射窗口准直后进入偏转电磁场, 偏转后由后置针孔射出并维持出射方向去轰击 CR-39 探测底片. 汤姆生谱仪的偏转电磁场由一对圆柱形平行电极(同时也兼作磁极)组成, 速度为 v_0 、质量为 m 、电荷量为 q 的带电粒子垂直于电场 E 和磁场 B 入射, 在电磁场作用下将产生偏转, 有下面著名的偏转公式^[10]

$$\theta_e = q(\mathcal{L}mv_0^2) \int Edl, \quad (1)$$

$$\theta_m = (q/mv_0) \int Bdl, \quad (2)$$

$$\theta_m^2/\theta_e^2 = \frac{q^2 \int Bdl}{m \int Edl}, \quad (3)$$

式中 θ_e 和 θ_m 分别为电场偏转角和磁场偏转角, l 为偏转场域的尺寸, 对应图 3 为线段 $L-L'$ 的长度. 如果分别以 θ_e 和 θ_m 为 x 轴和 y 轴, 则(3)式表示具有同一荷质比的带电粒子经偏转后将处于同一条抛物线上.

由(1)式知

$$T = q \int Edl / 2\theta_e. \quad (4)$$

这样,只要知道偏转场的 $\int Edl$ 值,再读出探测板上的偏转量后,通过(4)式就可计算出离子能量。我们使用 Ansoft 商用软件包计算图 3 中偏转场的 $\int Edl$ 值。图 3 中 S 极加正电压 4000V, N 极接地 0V; N-S 极间距 4.5mm; N-S 极端面直径 25mm。粒子在电场中飞行距离 $L-L'$ 34mm, 采用二维旋转轴对称模型进行计算,结果为

$$\int_L^L Edl = 2.486 \times 10^4 \text{ (V)}. \quad (5)$$

同理,在测定出偏转场的 $\int Bdl$ 后,离子动量可根据(2)式确定。

采用图 3 所示紧凑型汤姆生谱仪,分别测量在不同放电时延(即喷嘴阀门开启与主放电回路触发脉冲之间的时延)、不同后置针孔直径 d_2 、及不同工作气体下的离子束偏转图。实验时使用 di/dt 线圈监测 Z 装置的聚焦状况。

3. 实验结果与分析

被粒子轰击过的 CR-39 探测靶片经强碱蚀刻后,在铁谱仪显微镜(Ferroscope-III)下可清晰观察到离子束形成的抛物线簇。图 4 至图 7 分别为在不同实验条件下得到的典型的偏转抛物线簇图,图中每个黑点都代表一个离子的破坏点。



图 4 离子束形成的抛物线簇(工作气体为氖气, $d_2 = 70\mu\text{m}$, 放电时延 $t_d = 860\mu\text{s}$, di/dt 波形上聚焦尖峰较浅)

从实验所获得的偏转图来看,我们得到了比较满意的带电粒子形成的直线(纵轴仅有磁场作用时的结果)和抛物线(电、磁场同时作用结果)以及中性粒子原点的轨迹。偏转图中可分辨的几条抛物线从下到上分别为氖气(图 4 至图 6)或氩气(图 7)的一至四价正离子偏转形成。而在四条抛物线上方还有



图 5 离子束形成的抛物线簇(工作气体为氖气, $d_2 = 70\mu\text{m}$, 放电时延 $t_d = 800\mu\text{s}$, di/dt 波形上聚焦尖峰较深)



图 6 离子束形成的抛物线簇(工作气体为氖气, $d_2 = 40\mu\text{m}$, 放电时延 $t_d = 800\mu\text{s}$, di/dt 波形上聚焦尖峰较深)



图 7 离子束形成的抛物线簇(工作气体为氩气, $d_2 = 40\mu\text{m}$, 放电时延 $t_d = 800\mu\text{s}$, di/dt 波形上聚焦尖峰较深)

一些粒子蚀刻痕迹,应该是更高价的氖离子或氩离子。由于辐射离子在飞行过程中可能因俘获到自由电子而发生复合,高价离子俘获自由电子的机会大,而变成低价或中性粒子,所以偏转图中的高价离子数目少。实际上,在聚焦等离子体柱中应该还有更多的高价离子。从图 4 至图 7 还可知,随着针孔 2 直径的减小(从 $70\mu\text{m}$ 减为 $40\mu\text{m}$)偏转图线宽也大为缩减,即减小针孔 2 的直径能对提高图谱分辨率起关键作用。

比较图 4 和图 5, 在图 4 中抛物线轨迹整体离原点要稍远, 相应的 di/dt 波形上聚焦尖峰也较浅, 即箍缩状况较差. 这可从气流负载的初始位形来理解: 超声速喷嘴喷出的气流层沿 Z 轴方向前进的同时, 将径向(r 方向)扩散. 这使得气流层呈喇叭形状, 即喷嘴端气流层薄且半径小, 与喷嘴相对的另一电极端气流层厚且半径大, 并且气流在撞击对应电极后将加剧喇叭状的张开和破坏气流层的轴对称分布. 在负载线密度随时间的变化曲线上^[9]时延在 $800\mu\text{s}$ 和 $860\mu\text{s}$ 时均处于平顶处, 即负载线密度相等, 但气流层形状不同, 时延为 $860\mu\text{s}$ 时喇叭状气流扩散更大, 分布也更加偏离轴对称. Z 箍缩对这种喇叭状的气体负载放电时, 将使得等离子体箍缩轴向不同步, 这种现象被称为“拉锁效应”(zippering effect)^[11]. “拉锁效应”以及气流分布的非轴对称将会引发等离子体箍缩的不稳定性, 导致等离子体聚焦差, 聚焦柱温度低, 从而影响 Z 箍缩的最佳 X 射线辐射. 温度低的辐射源发射的离子能量也相应小, 故探测到的离子轨迹离原点也就远(离子能量越大偏离角越小, 离子轨迹就越靠近原点), 离子束能谱向低能量方向整体移动. 实验表明要获得温度高的辐射源, 就必须设计气流线密度上升快的喷气系统, 以缩短放电时延改善气流负载的初始位形.

由(1)式和(2)式可知, 当 q 一定时, 对同样的偏转 θ_e , θ_m 将随 m 增大而减小; 而对同样的偏转 θ_m , θ_e 则随 m 增大而增大. 图 6 和图 7 正反映了这种关系.

由(1)式和(2)式还可知, 当 m 一定时, 对同样的偏转 θ_e , θ_m 与离子电荷数的平方根成正比, 即有 $1:\sqrt{2}:\sqrt{3}\dots$. 在图 4 至图 7 中, 这种关系也得到了证实.

对图 6、图 7 进行读图处理后, 我们得到对应的离子束能谱曲线分别如图 8、图 9 所示. 图中 N 为粒子数, E 为能量, ω 为立体角, 氖离子及氩离子的最高能量值分别约为 1.3MeV 和 1.1MeV.

图 8、图 9 在编程中采用了直线拟合, 而这些直线方程可表示为

$$\lg(dN/dE/d\omega) = K \lg E + b, \quad (6)$$

即

$$\lg(dN/dE/d\omega) = \lg(10^b \cdot E^k). \quad (7)$$

令 $10^b = C$, 则有

$$dN/dE/d\omega = CE^k. \quad (8)$$

图 8 中各直线的斜率 K 分别为, $\text{Ne}^+ : K =$

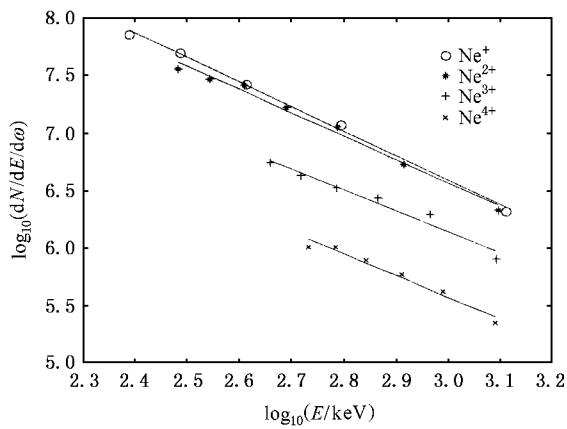


图 8 Z 箍缩氖气等离子体的发射离子束能谱曲线

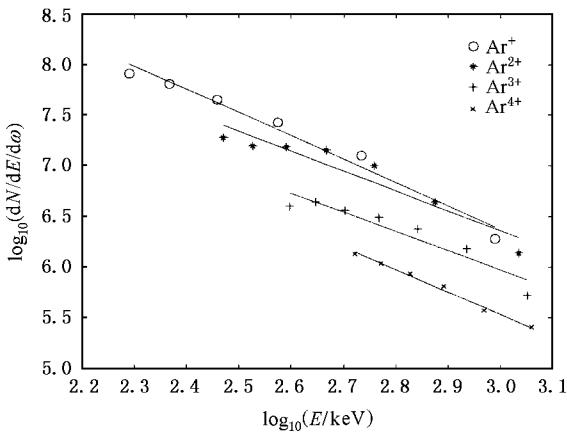


图 9 Z 箍缩氩气等离子体的发射离子束能谱曲线

-2.13 ; $\text{Ne}^{2+} : K = -2.02$; $\text{Ne}^{3+} : K = -1.80$; $\text{Ne}^{4+} : K = -1.89$. 而图 9 中 K 分别为, $\text{Ar}^+ : K = -2.30$; $\text{Ar}^{2+} : K = -1.96$; $\text{Ar}^{3+} : K = -1.89$; $\text{Ar}^{4+} : K = -2.20$. 这表明单位能量区间单位立体角上氖气及氩气的一至四价正离子的个数与离子能量之间大约都成(-2)次幂的关系. 曲线呈能量越高粒子数越少的趋势.

4. 结 论

本文将紧凑型汤姆生离子谱仪引入 Z 箍缩等离子体诊断领域, 研究喷气式 Z 箍缩等离子体发射的离子束能谱. 通过实验分别得到了 Z 箍缩氖气及氩气等离子体的发射离子束所形成的偏转抛物线簇. 从蚀刻图上可以很容易地分辨出氖气及氩气的一至四价正离子形成的抛物线轨迹, 另外在四条抛物线上方还有一些高价离子的痕迹. 对偏转抛物线簇进行分析处理后, 得到了等离子体的发射离子束能谱

曲线,并知道单位能量区间单位立体角上氖气及氩气的一至四价正离子的个数与离子能量之间大约都成 (-2) 次幂的关系.通过系统的研究后还发现“拉锁效应”及气流负载的非对称性将严重影响 Z 缩等离子体的聚焦及其辐射特性.当 di/dt 波形上的

聚焦尖峰很深时(即聚焦良好时),Z 缩等离子体发射的离子最大能量大于聚焦尖峰浅时(即聚焦较差时)的最大能量.聚焦尖峰浅时整个离子能谱有向低能量方向移动的趋势.

- [1] Pereira N R and Davis J 1988 *J. Appl. Phys.* **64** R1
- [2] Commissio R J *et al* 1998 *IEEE Trans. on Plasma Science* **26** 1068
- [3] Wang X X , Zou X B , Liu Z , Han M , Luo C M and Ma R L 2003 *Rev. Sci. Instrum.* **74** 1328
- [4] Ning C , Yang Z H and Ding N 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 415 (in Chinese) 宁 成、杨震华、丁 宁 2003 *物理学报* **52** 415]
- [5] Ning C , Li Z H , Hua X S , Xu R K and Song F J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2244 (in Chinese) 宁 成、李正宏、华欣生、徐荣昆、
- [6] Destler W W and Cremer J T 1983 *J. Appl. Phys.* **54** 636
- [7] Herold H , Mozer A , Sadowski M and Schmidt H 1981 *Rev. Sci. Instrum.* **52** 24
- [8] Rhee M J 1984 *Rev. Sci. Instrum.* **55** 1229
- [9] Zou X B , Wang X X , Luo C M and Han M 2002 *IEEE Transactions on Plasma Science* **30** 482
- [10] Schneider R F , Luo C M and Rhee M J 1985 *J. Appl. Phys.* **57** 1

Energy spectra of ion beams from gas-puff Z-pinch plasma^{*}

Zou Xiao-Bing[†] Wang Xin-Xin Luo Cheng-Mu Han Min

(Department of Electrical Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

(Received 29 July 2004; revised manuscript received 10 November 2004)

Abstract

The energy spectra of ion beams emitted from gas-puff Z-pinch plasma was experimentally studied with a compact Thomson spectrometer, which is composed of an input window, deflecting electromagnetic fields, a rear pinhole, and a CR-39 track detector. Ion beams were collimated by a front pinhole and the input window of Thomson spectrometer and deflected in the electromagnetic fields, and then they passed through the rear pinhole to hit the CR-39 detector. Based on the detected pictures of parabolas, we have calculated the energy spectra of ion beams and found that the energy spectra move toward the direction of lower energy for a bad Z-pinch shot. A “bad Z-pinch shot” here means a shallower dip on the di/dt signal, which is the time derivative of Z-pinch current.

Keywords : Z-pinch plasma, compact Thomson spectrometer, energy spectra of ion beams

PACC : 5225P, 5270, 5225

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10035030 and 19975029), and the IAEA under Research Contract (Grant No. 12409/RBF), and by China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2004035002).

[†] E-mail: juxb@mail.tsinghua.edu.cn