

CNIC-00256

SIP-0029

CN7000183

中国核科技报告

CHINA NUCLEAR SCIENCE & TECHNOLOGY REPORT

MM-4聚变装置中等离子体电位分布试验

THE MEASUREMENT OF POTENTIAL
DISTRIBUTION OF PLASMA IN MM 4
FUSION DEVICE

(In Chinese)



原子能出版社

中国核情报中心

China Nuclear Information Centre

CNIC-00256

(SIP-0029)

MM-4聚变装置中等离子体电位分布实验

THE MEASUREMENT OF POTENTIAL
DISTRIBUTION OF PLASMA IN MM-4
FUSION DEVICE

(In Chinese)

田忠玉 明林洲 冯晓珍 冯春堂

尹猷钧 王继海 刘奕华

(西南物理研究所, 四川)

中国核情报中心

原子能出版社

北京·1988·11

摘 要

本文描述了用静电探针测量探针悬浮电位的方法, 给出 MM-4 中电位分布的实验结果。结果表明轴向电位分布不对称, 径向分布对称; 在等离子体中沿轴向和径向存在双离子位阱; 最深位阱深度随注入电流和磁场增加而加深; 最深位阱的位置随注入能量的增加渐渐向系统中心移动。此结果不同于其它国家同类装置的结果, 文中对这些结果做了详细分析和讨论, 对产生的机制和结果的重要意义进行了探讨。本文还给出了五种不同方法同时标定等离子体电位的初步结果。

关键词 电位分布 位阱 悬浮电位

THE MEASUREMENT OF POTENTIAL DISTRIBUTION OF PLASMA IN MM-4 FUSION DEVICE

Tian Zhongyu Ming Linzhou Feng Xiaozhen
Feng Chuntang Yin Youjun Wang Jihai
Liu Yihua

(Southwest Institute of physics, Sichuan)

ABSTRACT

Some experimental results of the potential distribution in MM-4 fusion device are presented by measuring the floating potential of probe. The results showed that the distribution of axial potential is asymmetrical, but the radial potential is symmetrical. There are double ion potential wells in the plasma. The depth of the deepest potential well become deeper as the strength of the magnetic field and injection current are increasing. The location of the deepest well is moved towards the device center along with the increasing of injection energy. This is different from others results. The mechanism of causing this distribution is also discussed.

一、引言

等离子体电位是受控聚变等离子体的重要参数,在各种形态的受控聚变装置中,它对等离子体的平衡、约束、稳定具有重要作用。例如在环形装置中它影响径向输运¹,在开端系统中它影响径向和轴向约束²,尤其是在串联磁镜中,等离子体电位和所形成的约束形态是关系到此概念的成败及约束性能优劣的关键³。在当今串级磁镜的研究中探索新的约束电位形态的产生机制和改善约束的方法是一个非常意义的研究课题,因为每当约束形态有所改善时,串级磁镜的研究就会有较大的发展。例如热垒概念的提出,它有效地解决了端室与中心室的电子热接触,提高了中心室的密度,大大地减小端室的输入功率⁴。理论已证明负电位串级磁镜比正电位串级磁镜优越⁵。但是,众所周知,在目前串级磁镜的研究中,要建立有应用价值的热垒和产生负电位约束形态是十分困难的。然而在静电堵漏会切装置中却很容易获得负电位等离子体⁶,在MM-4装置中可以很容易得到类似“热垒”的电位形态。因此在我们的装置中详细研究电位及分布是很有意义的。

二、实验安排与诊断

我们的静电堵漏会切装置“MM-4”在早些时候有过描述⁷。本次实验的安排在图1a中说明。采用的诊断技术有静电探针,发射探针,电容探针,多瓣能量分析器。它们被用来测量探针悬浮电位、等离子体电位、离子能谱和阳极区电位降。因为利用静电探针测量悬浮电位比较方便,所以我们用静电探针测量轴向和径向电位分布,沿系统轴排列8个,在中心平面沿直径排列6个,然后利用其它几种技术进行校准和定标。

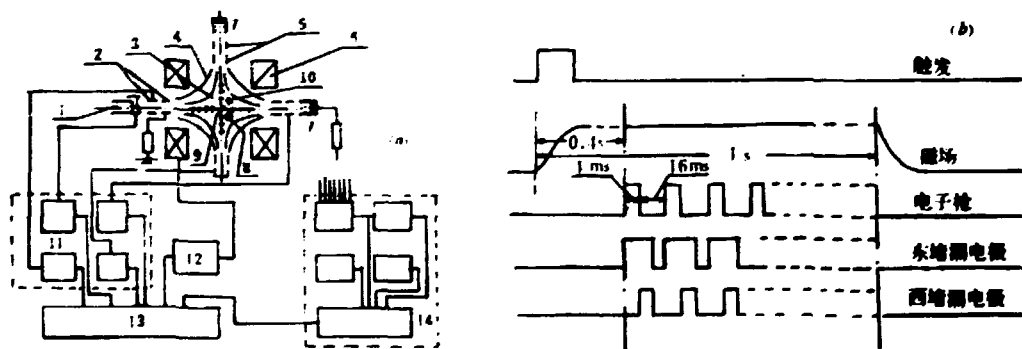


图1 实验安排 (a) 和程控时序 (b)

1——电子枪; 2——东端漏电极; 3——等离子体; 4——导线; 5——环堵漏电极; 6——磁体; 7——多瓣能量分析器; 8——发射探针; 9——静电探针; 10——电容探针; 11——四台高压电源; 12——磁场供电电源; 13——程序控制器。

实验数据通过4道数据采集器并由APPLE-II计算机获取和处理。程控时序在图1b中给出。

三、实验结果

静电探针是直径为0.25mm长度为5mm的钨丝，其它部分用陶瓷绝缘，将探针通过2MΩ电阻接地直接测量探针的悬浮电位，用此方法测量的轴向和径向电位分布在图2中给出，实验条件为磁场 $B=0.38\text{T}$ ，电子枪引出电压 $V_e=1\text{kV}$ ，堵漏电压 $V_s=2\text{kV}$ ，气体压强 $p=1\times 10^{-6}\text{Pa}$ 。由于等离子体电位与探针悬浮电位有确定关系，所以此分布定性地反映出等离子体电位分布。图2a是轴向分布，图2b是径向分布，图2c是阳极附近的电位分布。从图中不难看出，轴向分布相对装置中心是不对称的，较深位阱偏离中心，处在注入电子一侧，径向分布是对称的；结果明显地表示出沿轴向和径向等离子体存在双离子位阱。

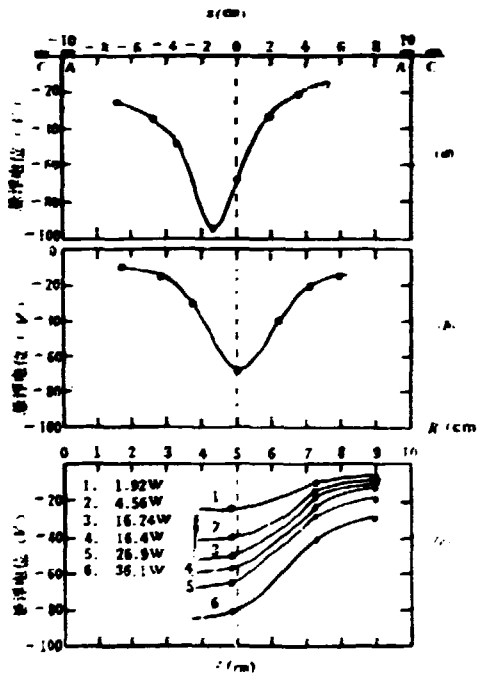


图2 轴向和径向电位分布

图3a是在相同条件下得到的不同时刻的轴向电位分布。 $t=0$ 对应注入开始时刻， $t=4\text{ms}$ 对应停止注入时刻。图3b是注入电子流，悬浮电位和电子饱和流信号波形图，在注入初始阶段，电位随等离子体密度的积累而增加，然后保持恒定，直到注入停止后，等离子体处于衰减阶段，电位也迅速下降。从图3a可以看出在大约1~4ms范围内电位分布形态保持稳定。

为弄清此种分布的形成机制和确定影响位阱深度的诸因素，分别测量了分布随工程参数的变化。在 $B=0.37\text{T}$ ， $V_e=2\text{kV}$ ， $V_s=4\text{kV}$ ， $p=1\times 10^{-6}\text{Pa}$ 的条件下测得的不同注入电流时的轴向分布示于图4。可以发现，随注入电流的增加，位阱深度越来越深，较深位阱的位置保持不变。

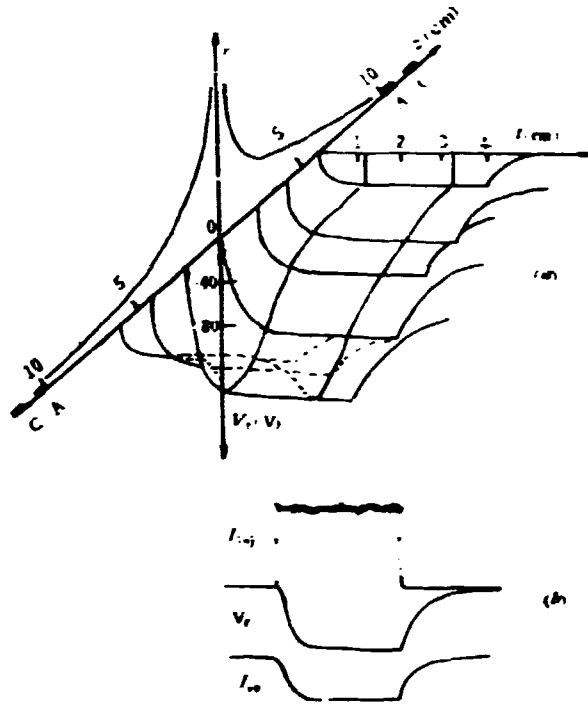


图3 不同时刻的轴向电位分布

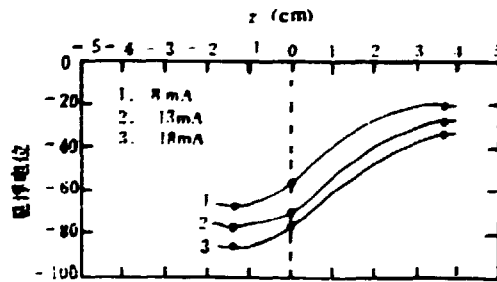


图4 电位分布随注入电流的变化

图5是分布随注入功率变化的实验结果，它是在 $B=9.376\text{T}$, $V_s=4\text{kV}$, $p=1\times 10^{-4}\text{Pa}$ 条件下测得的。从图中可以清楚地看到位阱的深度随注入功率增加而加深，较深位阱的位置随注入功率渐渐向中心移动，当移到中心后就不再继续移动。比较图4和图5的结果，有理由认为位阱位置的移动应归因于注入能量的增加而与注入电流无关。

在 $V_s=2\text{kV}$, $V_p=4\text{kV}$, $p=1\times 10^{-4}\text{Pa}$ 的条件下，我们也得到了电位分布随磁场变化的实验结果（见图6）。结果指出位阱深度也随磁场增加而加深。在实验中我们也观测了电位分布随堵漏电压的变化，结果证明，当堵漏电压在 $2\text{kV}\sim 5\text{kV}$ 范围内，位阱深度和位置基本保持不变。

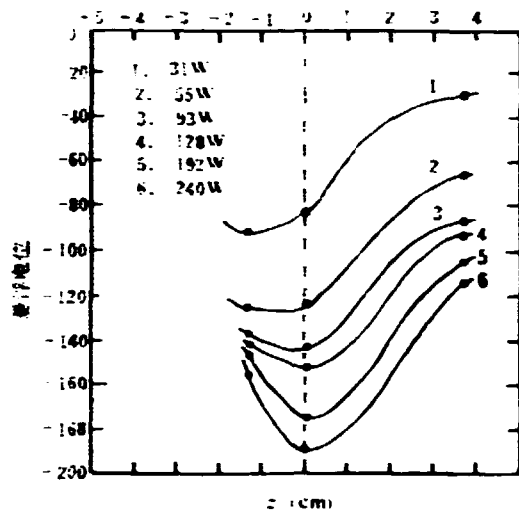


图5 不同输入功率下的电位分布

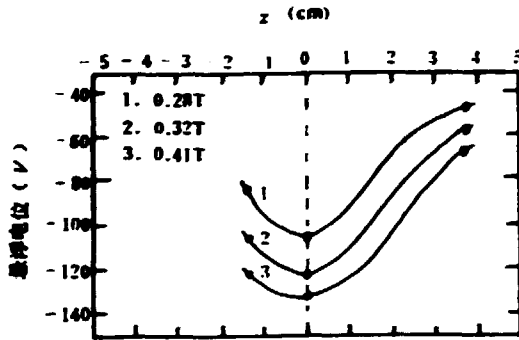


图6 不同磁场下的电位分布

为了便于比较和分析，我们借助静电探针的电子和离子饱和流的测量分别测量了电子和离子密度的轴向分布，结果在图7中给出，实验条件是 $B=0.38\text{T}$ ， $V_a=2\text{kV}$ ， $V_p=4\text{kV}$ ， $p=1 \times 10^{-4}\text{Pa}$ 。图7a是电子密度分布，图7b是离子密度分布，

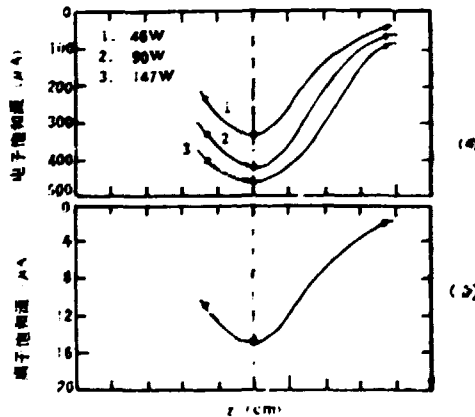


图7 电子密度 (a) 和离子密度 (b) 分布

上面给出的全部电位测量结果都是探针的悬浮电位,为了得到等离子体电位,我们分别利用静电探针,发射探针,电容探针和多极能量分析器测量悬浮电位和等离子体电位,确定它们之间的标定系数。由计算机接获下表的各种探针信号的波形在图8中给出,实验条件为 $B=0.35\text{T}$, $U_e=2\text{kV}$, $U_p=4\text{kV}$, $p=1\times 10^{-4}\text{Pa}$, 图中a是锯齿波, b是电探针的悬浮电位波形, c是电探针特性曲线, d是发射探针特性曲线, e是电容探针波形。用电探针测得的悬浮电位 $U_f=-95\pm 21\text{V}$, 根据探针特性曲线测量的悬浮电位 $U_f=-141\pm 10\text{V}$, 等离子体电位 $U_p=-99\pm 10\text{V}$, 由发射探针给出的悬浮电位 $U_f=-122\pm 12\text{V}$, 用电容探针测得的等离子体电位 $U_p=-81.5\pm 9\text{V}$ (测量原理和实验结果详见另一篇报告^[3]) 最后实验得到的等离子体电位与悬浮电位的比例系数为0.58~0.86, 实验测得的等离子体电位的最大值在225~333V范围内。

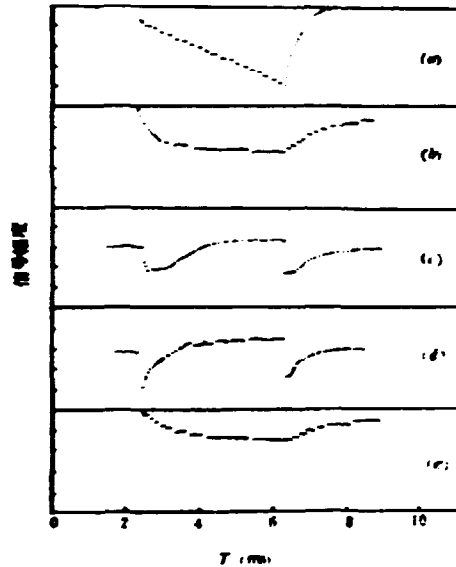


图8 各种探针信号的波形图

四、结果解释和讨论

综上所述,我们得到如下结论:

1. 轴向电位分布相对于系统中心为非对称, 径向分布相对中心对称,
2. 在等离子体中沿轴向和径向都存在双离子位阱。在轴向分布中, 较深位阱偏离中心, 位于注入电子一侧, 并随注入能量的增加向中心移动。位阱深度随注入电流和磁场的增加而加深。
3. 在系统中心等离子体电位与悬浮电位的比例系数为0.58~0.86。

对于在我们装置中得到这样新结果, 首先我们要证明此结果的真实性和可靠性。比较图5中的曲线3和图7, 它们的实验条件相同, 我们可以发现, 电位分布, 电子密度和离子密度分布具有相同的分布形态。这意味着由于积累较高电子密度, 产生较多空间电荷, 形成较深的离子位阱, 而按照该系统的约束原理, 即等离子体的离子成分受纯静电约束在位阱中, 所以位阱的加深使约束的离子密度增加。这是必然结果。

我们再分析一下图9和图10，它们分别是仪器测得的电位和该处的电子密度与磁场的平方关系的实验结果，正如已经证明的那样²，图10表示该装置的定标关系。我们考虑一个简化模型，从泊松方程的一维解得到电位与电子密度关系，电子密度分布假定为洛伦兹型¹¹，即 $n_e(r) = n_{e0} / [1 + (r/b)^2]$ ， b 为可调参数，且 $r_0/b \ll 1$ ， r_0 为等离子体半径，泊松方程解为

$$\phi = \frac{\pi n_{e0} \epsilon_0 \rho_e r_0}{2\epsilon_0} \left[1 - \frac{2\rho_e}{\pi r_0} \ln\left(\frac{r_0}{\rho_e}\right) \right] = a n_{e0} \quad (1)$$

所以，正如图9表示的那样，电位与磁场的平方成正比的实验结果进一步说明较深位阱是约束的等离子体电子的大量积累而产生，不是直接由注入电子流形成。

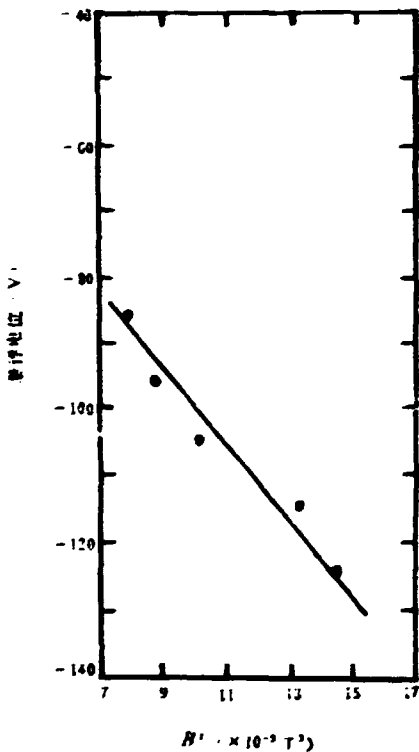


图9 电位与磁场平方关系

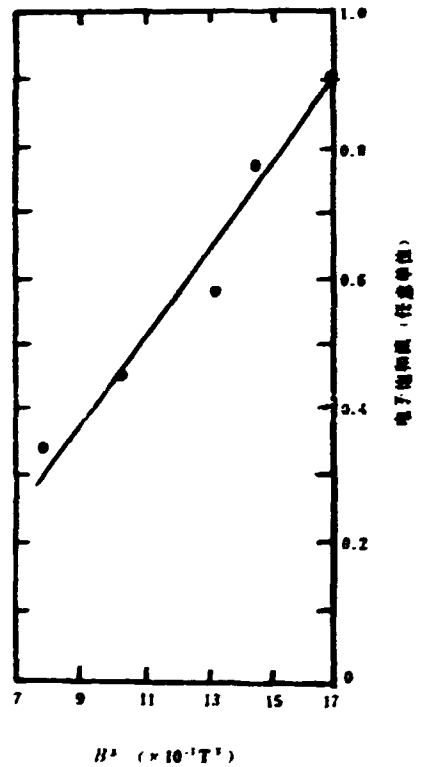


图10 电子密度与磁场平方关系

另一方面我们已经证明，在我们的实验条件下等离子体具有双离子温度²，它是双位阱存在的真实性的有力证据，因为这是符合该系统的约束原理，所以双位阱和双离子温度互相作为证据。

在整个实验中获取了大量数据且具有较好的重复性，综上所述，我们有充分地认为，在我们的实验条件下，等离子体电位具有此种性质是确定无疑的，是真实可靠的。

下面我们对这种分布形态的形成机制进行初步探讨。首先我们用单粒子模型考查带电粒子在简单会切场中的运动。

在圆柱坐标系中从一般的带电粒子运动方程很容易得到

$$r'' - r'^2 = -2rz\theta' \quad (2)$$

$$-r^2\dot{\theta} + r^2\dot{z} = \text{常数} = P_z \quad (3)$$

$$\dot{z} = -r^2\dot{\theta} \quad (4)$$

消去 $\dot{\theta}$ ，做适当推演得到

$$z = \frac{1}{2} \left(\frac{P_z}{r} - rz \right)^2 \quad (5)$$

z 通常称为斯托末 (Stormer) 常数， P_z 为广义角动量，能量为 $\frac{1}{2}mv^2$ 的粒子的轨道范围是

$$\left(\frac{P_z}{r} - rz \right)^2 = 2E^2 \quad (6)$$

即这些粒子被约束在如图1所示阴影区域，通常称为斯托末区，式中 E^2 为归一化能量，在环缝注入也有同样的结果。在图中还给出另外两种粒子轨道，当注入半径 $r_0 > \delta$ 时，这样的粒子直接从环缝跑出，当注入半径 $r_0 < 0.7\rho$ 时，粒子不反射，由另一端跑出，这里 δ 是磁孔的捕获半径 ρ 。图中 Z_m 是约束区扩展的最远点，很容易得到

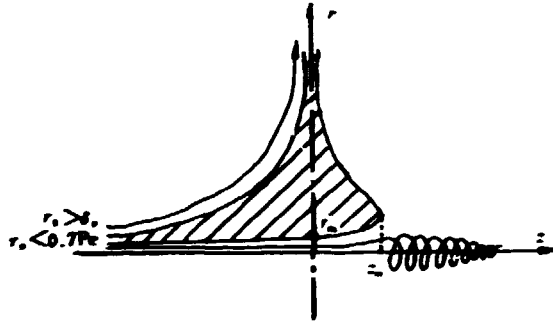


图1 带电粒子在会切场中运动图解

$$Z_m = \frac{E^2}{4(r_0^2 + r_0^2 k^2)} \quad (7)$$

当存在堵漏电场时，沿环缝跑出的带电粒子被反射回来，此时相当于在环缝注入，则在注入的另一侧也会形成斯托末区，结果等离子体充满整个会切约束空间。由于在整个注入期间注入电子流始终保持较大值，也就是说在注入一侧一直存在斯托末区，此区叠加在主等离子体上，造成较高的电子积累，结果产生较高的负空间电位，使电位分布不对称，建立更深的离子位阱，约束的离子密度增加，这样的分析与实验结果是一致的。由于系统是轴对称，所以根据此理论也可以解释径向电位分布是对称的和存在双位阱的实验结果。

从公式(7)可以看出， Z_m 点随注入能量向远处延伸，即整个斯托末区的重心向注入的另一侧移动，所以图5中的结果是必然的，即随注入能量的增加最深位阱的位置向中心移动。

根据以上分析，我们初步认为此种电位分布形态的形成机制可归因于斯托末区的存在。

我们的实验结果不同于其它国家同类装置上的结果，至少我们目前尚未见到有关这种结果的报道。我们以装置规模较大，参数较好的苏联 Jupiter-1M^[2]为例进行比较分析。不难发现，在两个装置中注入电流是不同的，在MM-4中，在整个注入期间注入电流保持恒定，而 Jupiter-1M中，在注入开始时注入电流达到很大值，在电离特征时间后电流迅速下降到较低

值并在以后的注入时间内保持不变,电位的变化也有这种趋势。我们认为两个装置中的结果不同主要由于采用的工作方式不同。在Jupiter-1M中电子枪的发射极和引出极分别作为堵漏阴极和阳极,由于在注入开始时引出极电位没有变化,可以引出很强的电子流。但是根据约束原理,阳极区将有电子积累,引起阳极区的电位下降,即电子枪的引出电压减小,使引出的电子流大大降低。此过程是很快的,最后达到动态平衡。在以后的注入时间内保持较小电子流用以弥补等离子体的损失。这样小的电子流所形成的斯托米区对等离子体空间电荷贡献不大,所以在它们的装置中不可能观测到双位阱。在MM-4中,电子枪与堵漏电极是分开,引出的电子枪流不受等离子体电位的影响。

在采用与我们的工作方式相同的装置中,有的没有测量电位分布,有的只测量中心和阳极区的电位,所以与他们的结果无法做比较。

五、结束语

虽然我们用带电粒子在会切场中运动的单粒子模型理论比较圆满地解释我们的实验结果,但是这毕竟还是定性的,我们希望理论家们帮助我们进行详细的理论处理和计算。

另外我们认为在测量方面还存在许多问题,比如,同时插入这么多的探针对于等离子体的扰动是很大的;电子束的存在对探针测量有较大影响^[14];电容和发射探针的测量技术有待进一步发展。

我们认为这个新结果在受控核聚变研究中具有一定科学价值和实用意义,因为它提供一个建立负等离子体电位的简单方法,很容易产生一个类热余的形态,为轴对称串级磁镜提供一较好的端塞。下一步我们将要建造这样的串级磁镜,对这种端塞进行详细研究。

感谢尚振奎,顾彪,王恩跃,赵长林同志参加讨论。参加本工作的还有代培根,黄俊荣,王海霞。

参 考 文 献

- [1] Taylor R J, *et al.*, In plasma physics and controlled nuclear fusion research, 1982. (Proceeding 9th international conference, Baltimore, 1982) Vol III, IAEA Vienna (1983) 251.
- [2] Hooper E B, *et al.*, *Phy. Fluids* 28 (1985) 3609.
- [3] J. Kesner, *et al.*, Plasma Fusion Center Massachusetts Institute of Technology, 1983, PFC/RR-83-35.
- [4] P. Poulsen, *et al.*, 1982, UCID-19341
- [5] 田忠玉, 明林洲, 国外核聚变, 4 (1983) 13
- [6] 田忠玉, 核聚变与等离子体物理, 5, 2 (1985) 108.
- [7] 冯晓珍等, “电容探针和发射探针实验” (内部报告)。
- [8] 明林洲等, “MM-4中离子能谱测量” 内部报告
- [9] 田忠玉等, 核聚变与等离子体物理, 7, 2 (1987) 92.
- [10] T. J. Dolan, 1976, UCRL-52142
- [11] W. Schuurman, *Plasma Phys. (J. Nucl. Energy Part C)* Vol 7, 3 (1965) 245
- [12] Harold Grad, *Phys Reiv Lett*, Vol 4, 5 (1960) 222
- [13] Ю. С. Азовский, О. А. Лаврентьев, *Украинский Физический журнал*, Том 28, 2 (1983) .213
- [14] A. J. Babaricij, *Beitrage aus der plasma-physik*, Vol 22, 1 (1982) 181.



P.O.Box 2103

书号, 15175-00256

Beijing, China