

CNIC-01351

SIP-0110

中国核科技报告

CHINA NUCLEAR SCIENCE AND TECHNOLOGY REPORT

HL-1M 装置反磁测量和能量约束特性

DIAMAGNETIC MEASUREMENT AND
THE FEATURES OF ENERGY CONFINEMENT
IN HL-1M TOKAMAK

(In Chinese)



中国核情报中心
原子能出版社

China Nuclear Information Centre
Atomic Energy Press

图书在版编目 (CIP) 数据

中国核科技报告 CNIC-01351, SIP-0110: HL-1M 装置反磁测量和能量约束特性/崔正英等著. —北京: 原子能出版社, 1999. 3

ISBN 7-5022-1988-9

I. 中… II. 崔… III. 核技术-研究报告-中国 IV. TL-

2

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (1999) 第 04845 号

HL-1M 装置反磁测量和能量约束特性

崔正英等著

©原子能出版社, 1999

原子能出版社出版发行

责任编辑: 孙凤春

社址: 北京市海淀区阜成路 43 号 邮政编码: 100037

中国核科技报告编辑部排版

核科学技术情报研究所印刷

开本 787×1092 1/16 · 印张 1 · 字数 22 千字

1999 年 6 月北京第一版 · 1999 年 6 月北京第一次印刷

定价: 5.00 元



崔正英：核工业西南物理研究院副研究员。1985 年毕业于四川大学物理系核物理专业。

CUI Zhengying: Associate professor of Southwestern Institute of Physics. Graduated from the Department of Physics of Sichuan University in 1985, majoring in nuclear physics.

CNIC-01351

SIP-0110

HL-1M 装置反磁测量和能量约束特性

崔正英 杨青巍 刘莉 毛维成 秦运文 姚良骅 邓中朝

(核工业西南物理研究院, 成都 610041)

摘 要

详细描述了 HL-1M 装置反磁磁通测量系统, 介绍了各种杂散场的补偿方法和测试结果, 以及 1995 和 1996 年有关改善能量约束实验的反磁测量结果。比较了相同放电条件下欧姆放电和此类放电的能量约束特性, 发现此类放电能量约束时间明显增加, 等离子体电流分布剖面发生明显变化, 给出了 L 模能量约束时间随密度的定标关系。

Diamagnetic Measurement and the Features of Energy Confinement in HL-1M Tokamak

(In Chinese)

CUI Zhengying YANG Qingwei LIU Li MAO Weicheng
QIN Yunwen YAO Lianghua DENG Zhongchao
(Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041)

ABSTRACT

The diamagnetic measurement and the compensation of all the stray magnetic fields in HL-1M Tokamak are described in detail. Some experiments in which energy confinement are improved are reported. These experiments include bias voltage, the pellet injection, the molecular beam injection and LHCD. The scaling of the global energy confinement time in L-mode is given. The scaling parameter electron density is investigated.

引 言

在磁约束等离子体内部,电子和离子围绕磁力线作拉莫尔运动,该运动使得等离子体内部磁通发生变化,产生了一种相对于纵向磁通 Φ 的极小量 $\Delta\Phi$,这就是反磁磁通,其定义为:

$$\Delta\Phi = -\pi a^2 [\langle B_z(o) - B_z(i) \rangle] \quad (1)$$

其中 a 为等离子体小半径, $B_z(o)$ 是等离子体外表面的纵向磁场, $B_z(i)$ 为等离子体内的纵向磁场,符号 $\langle \rangle$ 表示在等离子体小截面内取平均。由于 $\Delta\Phi/\Phi \approx 10^{-4}$,在放电期间,很小的杂散磁场、测量线圈的位移及杂散电流产生的磁场均能影响反磁信号的测量^[1]。所以反磁测量是一项非常精细的诊断。通过测量托卡马克等离子体反磁磁通,可得到等离子体极向比压 β_p 、横向能量和能量约束时间等等离子体最基本的参数,因而反磁测量成为等离子体诊断中最重要的诊断之一。

HL-1M 是一个中型托卡马克装置,其大半径 $R_0 = 102$ cm,小半径 $a = 26$ cm。在该装置上,我们精心安装了两套测量反磁磁通的线圈,并分别对垂直、水平、极向、环向磁场和欧姆电流产生的磁场进行了补偿,建立了一套完整的电子线路补偿系统和计算机程序补偿系统。实现了相关参数的实时显示。

从 1995 年起,在 HL-1M 装置上作了旨在改善等离子体约束状态的实验。分别利用偏压电极诱发类 H 模、弹丸注入加料和分子束送气来改善等离子体能量约束状态。在偏压电极实验中,分别研究了在电极上加正、负偏压对等离子体的影响,也研究了纵场与等离子体电流方向相同或相反时,偏压对等离子体的作用。

在弹丸注入和分子束送气实验中,均观察到等离子体密度增加和总能量增加,与相同放电条件的欧姆放电相比,能量约束时间增加明显,等离子体电流密度分布边缘变陡,内部趋于平坦。

在低杂波电流驱动期间,我们观测到等离子体总储能增加,反磁磁通发生变化,等离子体电流密度分布也受到影响。

1 测量原理

在托卡马克位形中,极向比压定义为:等离子体的动力压强 $\langle p \rangle$ 与边缘极向磁压强 $\frac{B_\theta^2(a)}{2\mu_0}$ 之比^[2]

$$\beta_p = \frac{\langle p \rangle}{B_\theta^2(a)/2\mu_0} \quad (2)$$

其中

$$\langle p \rangle = \frac{1}{\pi a^2} \int_{r=0}^{r=a} k [n_e(r) \cdot T_e(r) + n_i(r) \cdot T_i(r)] \cdot 2\pi r \cdot dr \quad (3)$$

利用等离子体电流 I_p 和它产生的极向磁场之间的关系

$$B_\theta(a) = \frac{\mu_0 I_p}{2\pi a} \quad (4)$$

方程 (2) 可以改写成:

$$\beta_p = \frac{8\pi^2 a^2}{\mu_0 I_p^2} \langle p \rangle \quad (5)$$

忽略装置的环形效应, 压力平衡方程可改写为如下形式:

$$\langle p \rangle = \frac{1}{2\mu_0} \{ B_i^2(a) - [\langle B_i^2(i) \rangle - \langle B_i^2(o) \rangle] \} \quad (6)$$

对给定的等离子体电流 I_p 和动力压强 $\langle p \rangle$, $\langle B_i^2(i) \rangle$ 与 $\langle B_i^2(o) \rangle$ 之差用以保证压力平衡方程的成立。在托卡马克中 $\langle B_i(i) \rangle / \langle B_i(o) \rangle \approx 1$, 因而:

$$\beta_p = 1 - 2 \frac{B_i(o) \Delta \Phi}{B_i^2(a) \pi a^2} = 1 - 8\pi \frac{B_i(o)}{(\mu_0 I_p)^2} \Delta \Phi \quad (7)$$

在各向同性条件下, 等离子体总储能为:

$$W_p = \frac{3}{8} \mu_0 R I_p^2 \beta_p \quad (8)$$

等离子体能量约束时间为:

$$\tau_E = \frac{W_p}{P_n + P_{add}} \quad (9)$$

其中 P_n 为欧姆加热功率, P_{add} 为辅助加热功率。如果等离子体沿大半径 R 方向水平位移 Δ_h , $\beta_p - 1$ 应用 Δ_h/R_0 修正, 即式 (7) 中的 $B_i(o)$ 应为位移后的等离子体中心处, 只由纵场线圈提供的纵向磁场, 式中的 $I_p, \Delta \Phi, B_i(a)$ 可由实验测定。

利用垂直磁场 $B_\perp$ 和 β_p , 我们可以得到表征等离子体电流分布形状 of 的等离子体内电感 l_i ,

$$\overline{B_\perp} = \frac{I_p}{CR} \left(L_n \frac{8R}{a} + \beta_p + \frac{l_i - 3}{2} \right) \quad (10)$$

从式 (10) 可得到 l_i 。

2 HL-1M 反磁测量系统

理论上, 反磁测量系统可这样安排, 由安装在等离子体小截面上的反磁线圈系统测到。反磁线圈系统包括两套线圈, 第一套线圈包含整个等离子体小截面, 测量由等离子体反磁磁通 $\Delta \Phi$ 和纵向磁场产生的纵向磁通 Φ_i , 即 $\Phi = \Delta \Phi + \Phi_i$ 确定, 第二套线圈为补偿线圈, 测量只由纵向磁场产生的纵向磁通 Φ_i , 两线圈信号之差得到^[3]:

$$\Delta \Phi = \Phi - \Phi_i \quad (11)$$

如图 1 所示。

2.1 反磁线圈设计

HL-1M 装置是一个小截面为圆形的托卡马克装置, 真空室由厚 2.5 cm 的不锈钢构成。在环向的对称位置处有两段厚 0.1 cm 的波纹管, 用以增加第一壁的电阻。在波纹管外侧是不锈钢护套, 护套通过法兰盘与真空室相接, 在护套与波纹管之间有宽 2~3 cm 的窄缝, 反磁线圈固定在半径为 34.5 cm 护套的内侧, 如图 2 所示。

我们将图 1 中的线圈 1、线圈 2 合并绕制在由 D304 层压板做成的一个骨架上。为了便于安装, 我们将骨架分成 180° 的两个弧段。绕制线圈用的是多股聚四氟乙烯导线, 绕成后用聚四氟乙烯薄膜绝缘, 再用无碱纤维丝带扎紧成型。线圈宽 18 mm, 厚 18 mm, 用矩形不锈钢卡子固定在护套内壁上。成型后的线圈 1 有 1 匝, 线圈 2 有 20 匝。

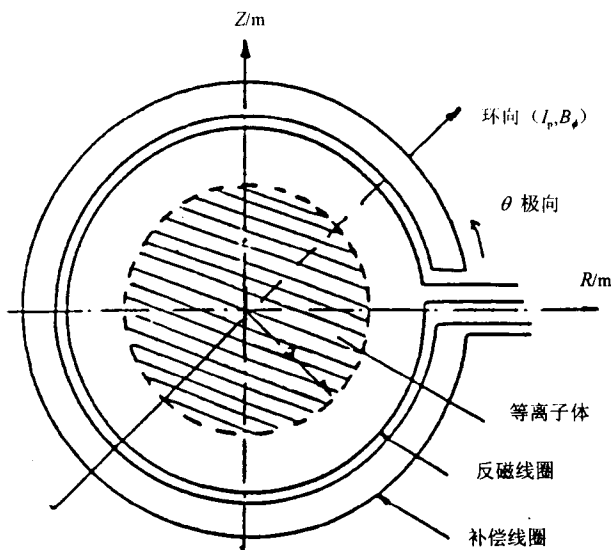


图 1 反磁线圈和补偿线圈

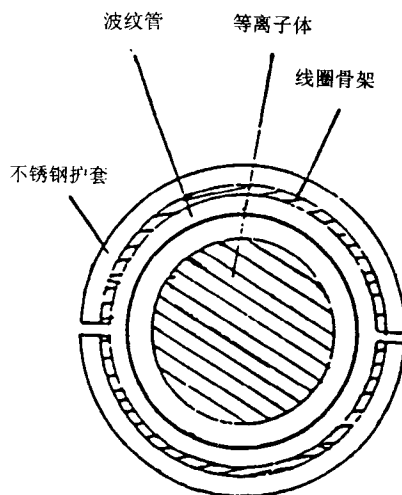


图 2 反磁线圈位置示意图

2.2 数据采集系统

HL-1M 的数据采集系统如图 3 所示,反磁线圈和补偿线圈分别指图 1 中的第一套和第二套线圈。将补偿线圈所测信号分成两路,一路通过延迟处理,另一路不延迟,调整信号延迟系数和放大倍数,使得在没有等离子体的空放电条件下,这两路信号之和 Φ_{i2} 尽量与反磁线圈所测得的 Φ_{i1} 相同。再通过一减法积分器,将 Φ_{i2} 减去,余下信号通过一 AD 变换存入计算机。

另外我们分别从纵场、垂直场、水平场、欧姆场线圈的母线上用罗科夫斯基线圈取得电流信号,通过有源积分器和 AD 变换,存入计算机,用计算机程序对该信号作进一步的精细补偿,使得空放电条件下反磁磁通信号为零。

2.3 计算机处理软件

我们用的数据采集器,采样频率为 25k,数据存储长度为 16k。各道信号进入计算机后先显示于屏幕上,根据放电的好坏决定信号的存储。

各道信号以某种数据格式存入硬盘,利用一转换文件,将各道信号转换成 ASCII 码,送入信号处理程序计算出所需的各参量:等离子体的极向比压 β_p 、能量约束时间 τ_E 、总能量 W_p 、反磁磁通 $\Delta\Phi$ 、等离子体内电感 L_i 等,再通过转换程序将数据转换成可显示的数据文件格式,通过显示控制文件回放于屏幕上,其计算机处理流程图如图 4 所示。

2.4 杂散场的补偿

在欧姆放电之前,我们通过单独给纵场、水平场、垂直场、欧姆场线圈母线供电来观察各场在反磁线圈和补偿线圈中的波形。单独放某种场时,调整补偿信号中延迟器的信号延迟系数和放大器的信号放大倍数,使得反磁线圈和补偿线圈信号之差最小,将这差信号和相应的磁场电流信号成对存入计算机,再通过一补偿程序使得在没有等离子体放电的情

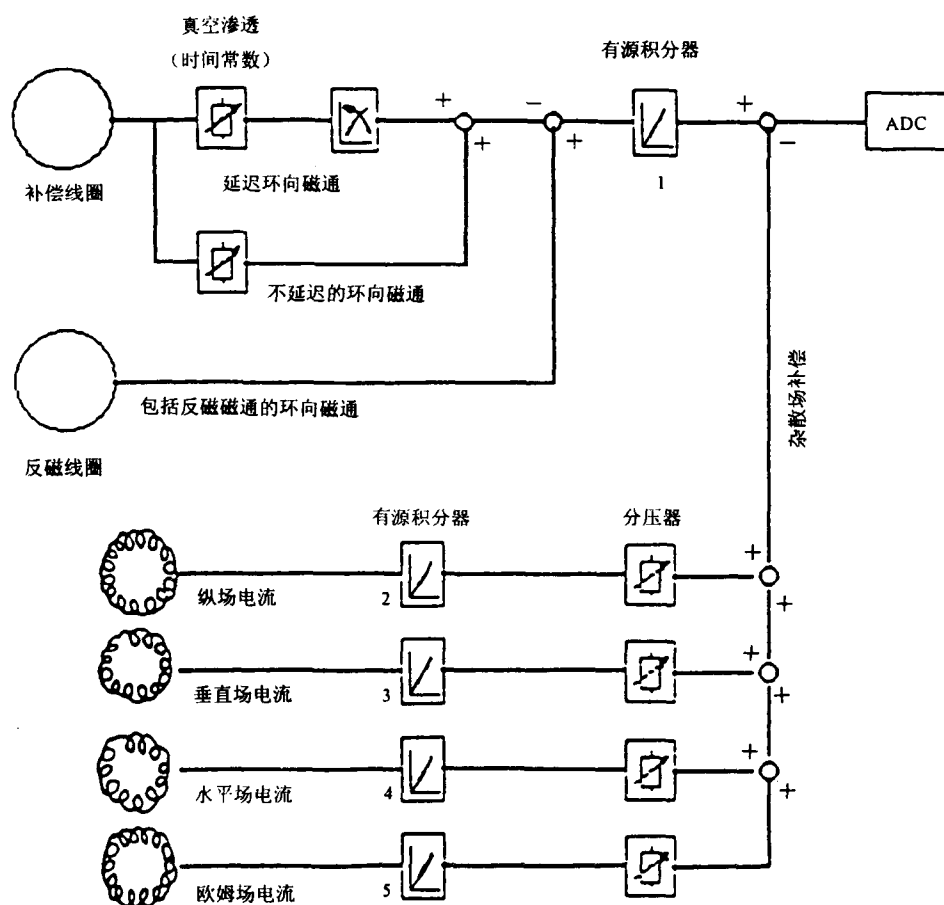


图3 电子线路补偿系统

况下，反磁磁通为零。通过这种硬件补偿，我们完全扣除水平场和垂直场的杂散信号，并扣除了大部分的纵场磁通，使得这时所得的反磁信号与 $\Delta\Phi$ 同量级。

计算机补偿程序的物理过程与电子线路补偿原理一致。例如，对装置空放纵场，通过电子线路补偿后，反磁信号为 $\Delta\Phi$ ，此信号与利用罗氏圈从纵场线圈母线上得到的纵场电流波形 I_L 相似。我们将信号 I_L 整形（放大、缩小、形变），使其与 $\Delta\Phi$ 波形相同。这样，当反磁信号再减去整形后的信号，结果是在单独对纵场放电的情况下，反磁磁通输出为零。我们对其它杂散场也作了同样的处理，最后使得在空放电条件下，反磁磁通为零。如图5所示，第2314次放电，此炮为空放电，我们通过电子线路和计算机程序补偿扣

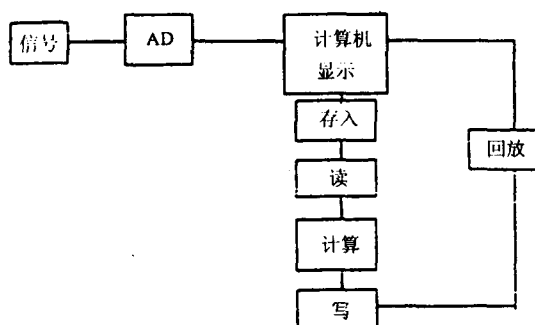


图4 信号处理计算机流程图

除一切杂散场，最后得到反磁磁通如图所示为零，且一直保持此值达 400 ms 以上。

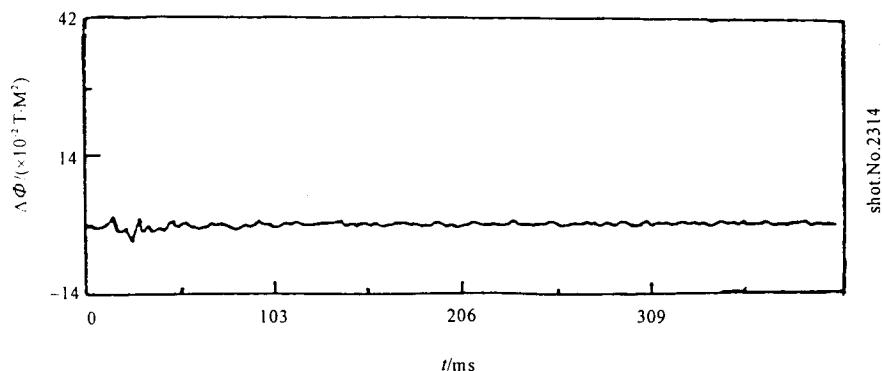


图 5 空放电的反磁磁通

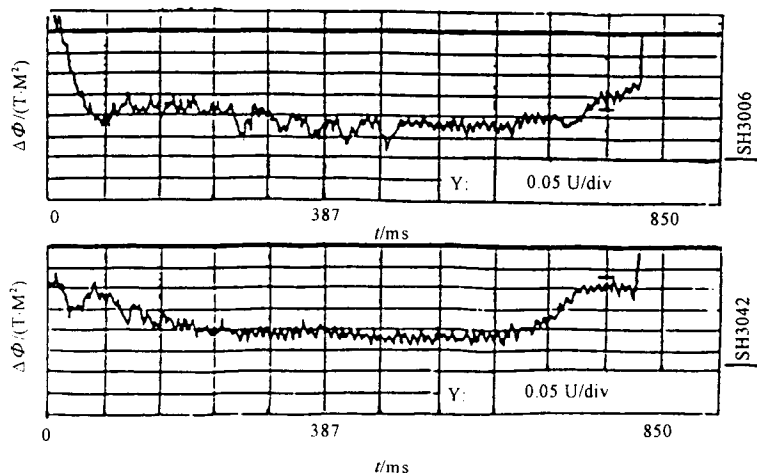


图 6 纵场反向前后反磁磁通比较

在这些补偿中，还没有考虑等离子体电流产生的极向磁场对反磁磁通信号的影响。为此，根据反磁电流产生的磁场总是与纵场方向相反的原理，我们通过改变纵场方向，反磁磁通也跟着反向来考虑对等离子体电流产生的杂散磁场进行补偿。比较两炮纵场方向相反，其它等离子体宏观参数相同的放电，第 3006 次放电为纵场反前的放电，其等离子体电流为 143 kA，环电压为 1.8 V，等离子体电流存在时间为 920 ms，纵场为 2.1 T。第 3042 次放电为纵场反后的放电，等离子体电流为 143 kA，环电压为 1.8 V，纵场为 2.0 T，等离子体电流存在时间为 806 ms。两炮的电子密度均在 $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 附近，如果整个测量系统和硬、软件补偿系统是正确的，那么用两炮的信号计算出来的反磁磁通应该大小相等，方向相反。如图 6 所示，两炮的反磁磁通大小是一致的（为了便于比较，我们将其中之一倒转了方向）。

3 改善能量约束的实验结果

3.1 偏压实验中能量约束特性

在偏压电极实验中, 我们研究了在电极上加正负偏压对等离子体的影响及诱发的类 H 模的异同。观察到正偏压易于激发类 H 模, 能量约束改善较大, 能量约束时间增加明显。也

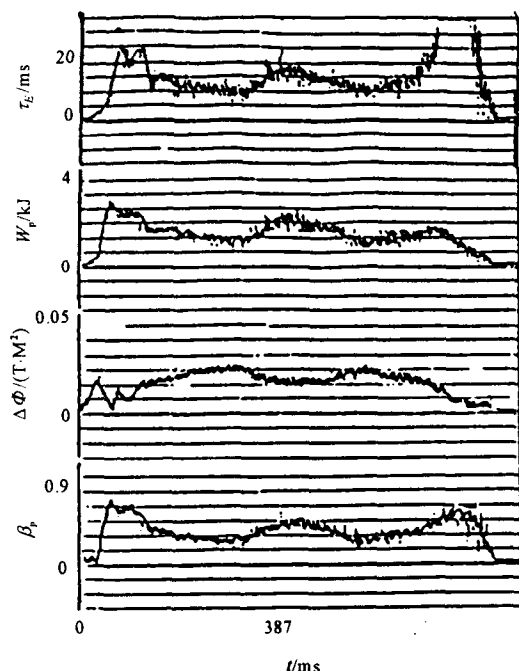


图 7 $\tau_E, W_p, \Delta\Phi, \beta_p$ 随时间的变化

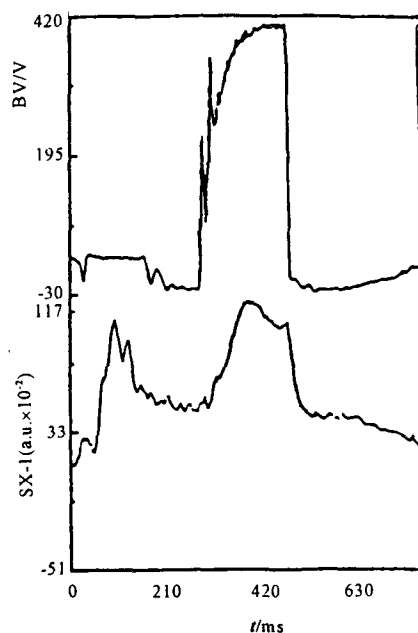


图 8 加正偏压中心道软 X 射线辐射强度

研究了纵场与等离子体电流方向相同或相反时, 偏压对等离子体的作用, 观察到纵场与等离子体电流方向反向时较易建立类 H 模约束状态, 能量约束改善较明显。

图 7 所示为第 3178 次放电的电极偏压 BV 和装置中心道软 X 射线辐射强度 SX-1 随时间的变化曲线, 该炮等离子体电流为 106 kA, 环电压为 1.8 V, 等离子体存在时间为 810 ms, 纵场强度为 2 T。图 8 是能量约束时间 τ_E 、等离子体储能 W_p 、反磁通 $\Delta\Phi$ 、极向比压 β_p 随时间的变化。图 9 是等离子体电子密度随时间的变化。从这三幅图中可看出, 从 277 ms 到 480 ms 加偏压, $\tau_E, W_p, \beta_p, n_e$ 和 SX-1 均增加。在 HL-1M 装置上反磁效应表现为顺磁, 故 $\Delta\Phi$ 减少。从这些曲线的上升时间来看, 虽然在 277 ms 处加偏压, 但 n_e 和 SX-1 迟后到 300 ms 才开始上升, τ_E 紧跟着上升。软 X 射线辐射强度于 378 ms 先到峰顶, 电子密度与能量约束时间于 390 ms 同时到达峰顶。电子密度保持约 80 ms 的平顶, 到 515 ms 下降到本底密度。与电子密度和温度有关的软 X 射线辐射强度上升到峰顶后, 缓慢下降, 当偏压结束后, 快速下降到本底辐射强度。能量约束时间反映的是等离子体总储能变化情况,

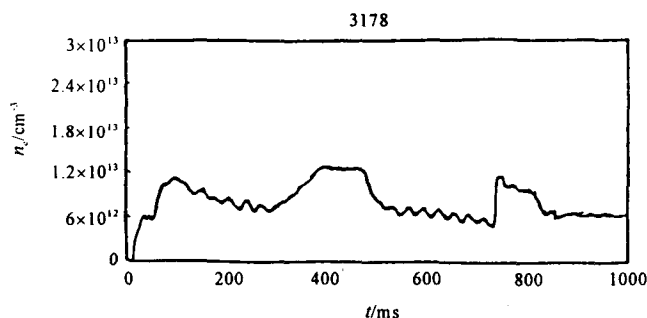


图 9 电子密度随时间的变化

与电子密度和软 X 射线辐射强度相似，上升到峰顶后在密度的影响下保持了约 20 ms 左右的平顶，但受到中心温度的降低而缓慢下降至偏压结束。以上现象说明：能量约束时间确实能反映等离子体内部能量约束特性，且能量约束时间的增加有一滞后时间。这进一步说明加偏压能改善等离子体边缘粒子约束，从而激发类 H 模改善等离子体能量约束性能。

该炮能量约束时间从 10 ms 上升到 15 ms，但同时电子密度从 $0.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 上升到 $1.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 。电子密度的上升也会引起能量约束时间的上升。图 10 是偏压电极诱发类 H 模能量约束时间净增加的情况（扣除电子密度升高的影响）。加偏压和不加偏压两种放电的放电条件是相同的，等离子体电流范围是 110~130 kA，纵场范围是 1.8~2 T。从图中看出，在相同的密度条件下，加偏压后能量约束时间比不加偏压的欧姆放电能量约束时间平均增加了约 30%~50%，也就是说，加偏压确实改善了等离子体能量约束性能。

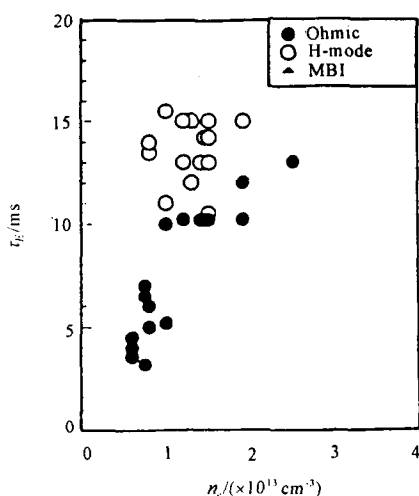


图 10 欧姆放电和电极加正偏压放电 τ_E 的比较

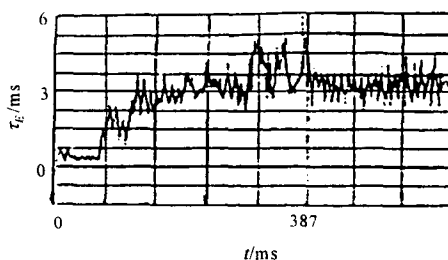


图 11 纵场与等离子体电流同向时加正偏压能量约束时间随时间的变化

在 HL-1M 装置上, 偏压诱发类 H 模与纵场方向等离子体电流方向相同或相反有关。上面讨论的均是纵场方向与等离子体电流方向相反的实验结果。当纵场方向与等离子体电流方向相同时, 能量约束时间只略有增加, 且不稳定。如图 11 所示, 在加正偏压期间能量约束时间从 4 ms 只增加到约 5 ms, 中间还有回到 L 模约束状态的情况。此次放电的其它等离子体参数均与 3178 次放电相似, 只有本底电子密度为 $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 比 3178 次放电的电子密度高约 $0.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 。

3.2 弹丸注入实验中能量约束特性

在 HL-1M 装置上, 新建了一套能连续发射 8 发弹丸, 弹丸速度、大小、间隔时间连续可调的多发弹丸注入系统^[4]。实验观察到, 弹丸注入后引起密度上升, 温度下降, 环电压上出现正尖峰。如图 12 第 3955 次放电所示, 该炮等离子体电流为 137 kA, 环电压为 1.8 V, 纵场为 2.4 T, 存在时间为 600 ms, 本底密度为 $1.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 。在 200 ms 处发射单丸, 环电压上出现一个正尖峰, W_p , τ_E 和 β_p 均明显增加, 增加的时间略后于弹丸注入时间 20 ms。 W_p 从 1 kJ 增加到 3 kJ, τ_E 从 6 ms 上升到 20 ms, β_p 从 0.12 上升到 0.32。从等离子体内感 L_i 随时间的变化看出, 弹丸注入后, 随着等离子体总储能增加, L_i 明显减少, 从 0.9 下降到 0.6, 说明弹丸注入后等离子体电流密度分布发生了变化, 边缘变陡, 中心变平, 从近抛物线形分布变成近直线形分布, 减少了峰化, 边缘的电流密度加强。

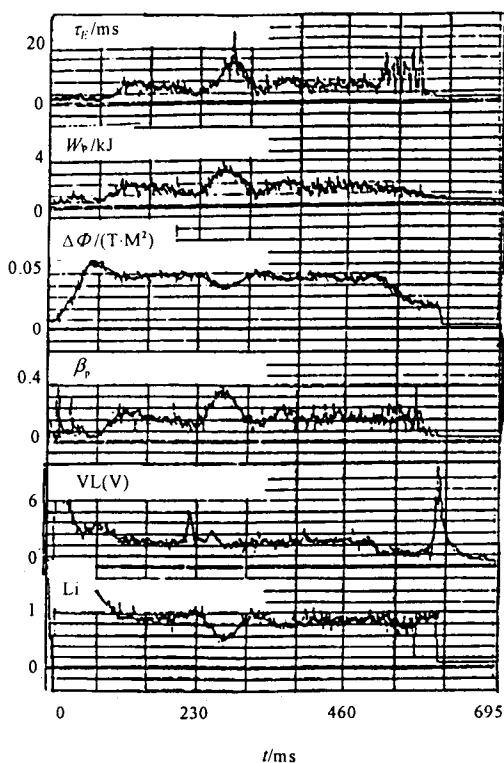


图 12 第 3955 次放电波形

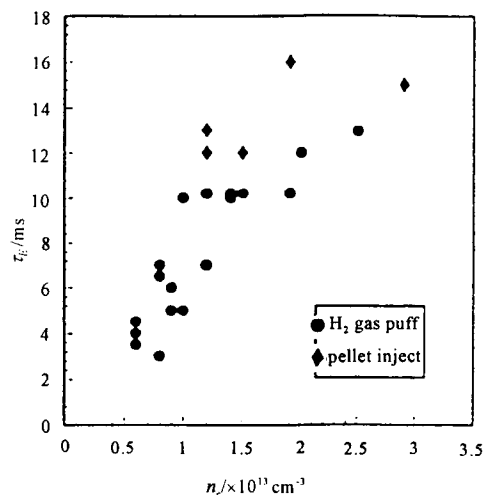


图 13 弹丸注入和欧姆放电 τ_E 的比较

弹丸注入后, 能量约束时间增加, 与相同放电条件的欧姆放电相比, 弹丸注入后等离子体能量约束时间增加了约 30%。如图 13 所示。此类放电参数范围是: 等离子体环电流为 110 ~ 130 kA, 纵场为 1.9 ~ 2.3 T, 弹丸注入后能量约束时间明显高于欧姆放电时能量约束时间。因此可以说弹丸注入改善了等离子体能量约束特性, 增加了能量约束时间。

3.3 分子束送气实验中能量约束特性

在 HL-1M 装置上, 安装了一套利用气压差和一特殊喷嘴产生一束高速气体进入等离子体内的系统^[5], 中性气体在等离子体中被电离起到加料作用。

实验中观察到, 器壁用锂化处理后, 再循环系数很小。对于氢等离子体, 通过喷嘴送入氦气比通过喷嘴送入氢气实验效果好。即送入氦气后, 等离子体不易破裂, 放电易于控制, 电子密度增加很多。如图 14 所示, 在第 4116 次放电中, 该炮等离子体环电流为 118 kA, 环电压为 1.8 V, 纵场为 2.34 T, 存在时间为 770 ms, 本底密度为 $0.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 。在 160 ms 时喷嘴打开, 密度逐渐上升至平顶 $5.6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 爬升时间约 160 ms, 前 80 ms 上升较快。图 15 给出了 τ_E , W_p , $\Delta\Phi$ 和 β_p 随时间的变化。可看出, 该炮的本底能量很低约 0.5 kJ, 能量约束时间约为 2 ms, 高速分子束进入等离子体后, 总能量从 0.5 kJ 一下上升到 3 kJ, 后缓慢上升至 5 kJ。能量约束时间从 2 ms 上升到 15 ms, 又逐渐上升到平顶 26 ms。总储能与能量约束时间的上升时间均约 160 ms, 与密度上升时间是一致的。

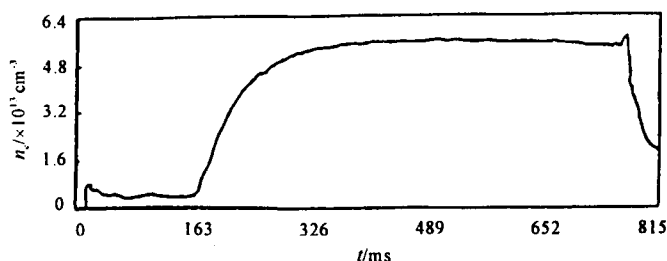


图 14 分子束送气密度的变化

在相同的放电条件下, 我们比较了从特殊喷嘴送入氦气分子束和从普通送气口送入氦气和氢气的混合气体进入氢等离子体的两种实验的差异。第 4159 次放电为从普通送气口送入混合气体的放电, 该炮等离子体环电流为 147 kA, 环电压为 1.6 V, 纵场为 2.3 T, 存在时间为 770 ms。图 16 给出了电子密度随时间的变化。从 170 ms 开始补充送气, 电子密度从 $1.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 逐渐上升至 $4.9 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 总储能及能量约束时间如图 17 所示, 于 220 ms 处总能量从 2.5 kJ 上升至 6.5 kJ, 能量约束时间从 8 ms 上升至 25 ms。与第 4116 次放电相比, 两次放电的存在时间是相同的, 两种送气口打开时间也相似, 分子束送气时本底密度很低为 $0.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 混合气体补充送气的本底密度较高为 $1.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 。用分子束送气, 密度上升快, 且有一长达 400 ms 的平顶, 而补充送气, 密度逐渐上升至峰值后缓慢下降, 几乎没平顶。从等离子体极向比压来看, 分子束送气比普通送气 β_p 改变较大, 即等离子体增加的能量较大。

从这两种放电还可看出, 总储能和能量约束时间的增加都迟于密度的增加, 也就是说

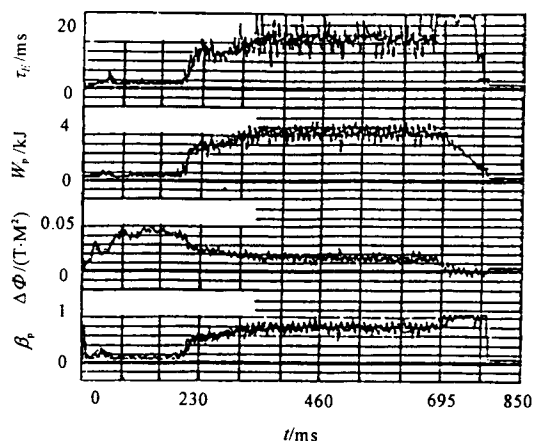


图 15 第 4116 次放电波形

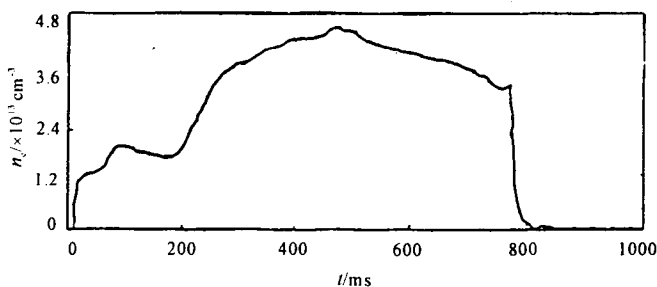


图 16 补充送氦气放电电子密度的变化

加料首先是引起密度的增加, 然后储能增加, 在输入功率不变的情况下, 能量约束时间增加。图 18 为能量约束时间 τ_E 随电子密度 n_e 的变化情况。图中所示放电参数范围是: 等离子体环电流为 110~130 kA, 纵场为 1.9~2.3 T。图中表明, 用分子束送气后, 能量约束时间随密度的变化呈线性上升趋势, 在密度为 $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 时, 没出现通常欧姆放电条件下的饱和现象。从普通送气口送入氦气和氢气的混合气体后, 能量约束时间随密度的变化不呈直线上升趋势, 而是稍微偏下, 但仍具有随密度继续上升的趋势, 只是没有分子束送气后能量约束时间增加的多。这也说明补充送氦进入氢等离子体, 确实能改善等离子体能量约束状态, 提高能量约束时间, 进入 IOC 约束状态^[6]。而利用特殊喷嘴送入高速分子束比普通送气方式能进一步改善等离子体能量约束状态, 提高能量约束时间。

3.4 能量约束定标关系

在 HL-1M 装置上, 通过一系列欧姆放电, 我们得到了能量约束时间随电子密度的定标关系。此类放电参数范围是: 纵场 1.9~2.1 T, 等离子体电流 190~220 kA, 我们得到如

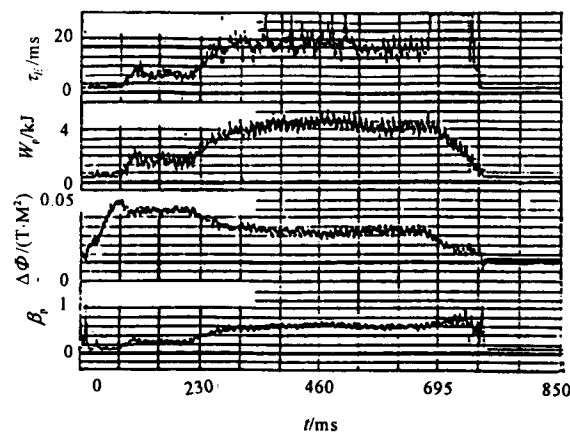


图 17 第 4159 次放电波形

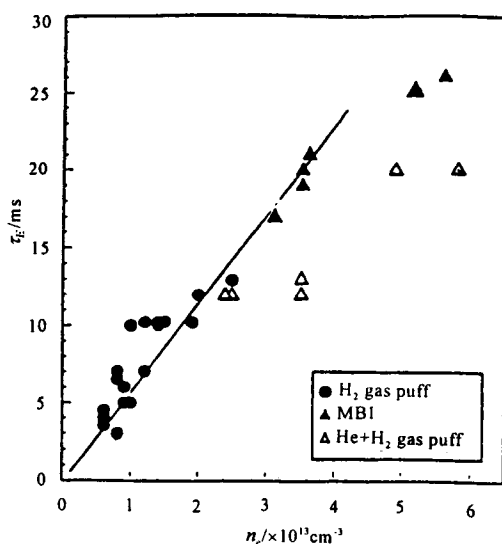


图 18 分子束送氮、普通送氮和
欧姆放电 τ_E 的比较

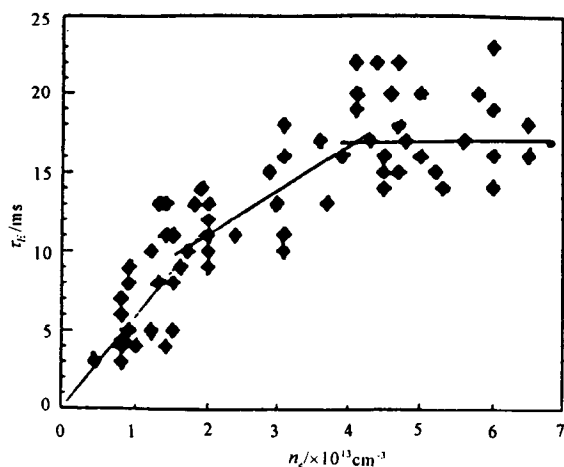


图 19 L 模 τ_E 随 n_e 的变化

图 19 所示的关系曲线。

从图中看出, 电子密度小于 $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 能量约束时间与电子密度成线性关系。当电子密度小于 $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, τ_E 随 n_e 的增加较快。当电子密度大于 $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 但小于 $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, τ_E 随 n_e 的增加较慢。当电子密度大于 $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 出现了饱和现象, 能量约束时间不再随密度的增加而增加, 这是饱和区。 $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3} < n_e < 4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 区域是 τ_E 随 n_e 从线性区到饱和区之间的过渡区。与 ASDEX 装置上的结果相比^[7], 在 HL-1M 装置上出现了一个过渡区。从图中还可看出, HL-1M 装置的能量约束时间出现饱和是在 τ_E 等于 18

ms 附近。

我们比较了 HL-1M 定标和现在国际上通用的几个定标之间的关系, 如 Neo-Alcator 定标、ITERL-89P 定标和 Kaye-Goldston 定标 (如图 20 所示)。可看出低密度下 ($n_e < 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), HL-1M 定标与 Neo-Alcator 定标一致, 当 $n_e > 4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 时, 与另两个定标的变化趋势一致, 而与 Neo-Alcator 定标相去甚远, 这与 Neo-Alcator 定标是一个较早的定标有关, 当时还没有观察到能量约束时间随密度的变化会出现饱和现象。在低密度下, 与 ITERL-89P 定标不一致, 这可能是 HL-1M 装置尺寸偏小的原因。

3.5 低杂波电流驱动对能量约束的影响

在低杂波注入期间, 我们观察到等离子体反磁磁通减少, 总能量增加, 极向比压增加, 内电感减少。如图 21 所示, 第 4026 次放电, 该炮等离子体环电流为 148 kA, 环电压为 1.5 V, 纵场为 2.4 T, 加波时的电子密度为 $2.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 低杂波功率为 577 kW。当波于 345 ms 注入后, 环电压下降到 0.9 V, 反磁磁通从 0.05 下降到 0.04 Wb, β_p 从 0.2 上升到 0.3, 说明等离子体内能 W_p 增加。从 W_p 的变化也可看出, W_p 从 2.4 kJ 上升到 3.2 kJ。波注入后 l_i 先有所上升, 然后才明显下降, 波结束后, l_i 又回到加波前的值。这说明低杂波注入后, 改变了等离子体电流分布剖面, 使得电流分布形状变平, 当波结束后, 电流分布形状又恢复到加波前的形状。

低杂波注入期间, 电流密度分布也有峰化的情况, 如图 22 所示, 第 4027 次放电, 该炮等离子体环电流、环电压与第 4026 次放电相同, 纵场仍为 2.4 T, 加波时的电子密度为 $0.9 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 波功率为 632 kW, 当波于 354 ms 注入后, 环电压明显下降, 反磁磁通从 0.05 增加到 0.06 Wb, β_p 从 0.1 上升到 0.2, l_i 从 0.8 上升到 0.9, 波结束后回到 0.7。这表面低杂波使等离子体电流分布更峰化。

比较两炮的实验条件, 似乎是由于等离子体电子密度的不同而使得低杂波对电流密度分布的影响不同^[8]。

本文曾得到王恩耀研究员、冉利波研究员、肖正贵研究员、郭干城研究员、董贾福研究员、陈燎原付研究员的指导, 受益匪浅; 并得到张宝珠付研究员、张军助理研究员、李广生助理研究员的帮助, 在此表示深深的感谢。

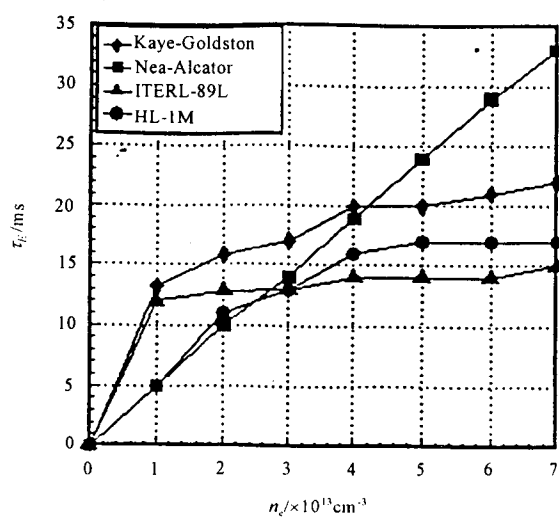


图 20 几种定标关系的比较