

利用低杂波改善约束的实验研究*

李建刚 罗家融 万宝年 刘岳修 龚先祖 李多传 揭银先 李智秀 徐 东

(中国科学院等离子体物理研究所,合肥 230031)

(2000 年 3 月 22 日收到,2000 年 6 月 4 日收到修改稿)

介绍了在 HT-6M 托卡马克上,利用双低杂波的组合,成功地实现了准稳态的高约束模式运行.能量约束时间提高两倍以上,粒子的约束在较高密度下依然改善 3 倍以上.通过应用波扩散及电流径向扩散方程计算低杂波电流传播的方法,对一组典型的数据进行数值模拟.计算表明,在 HT-6M 低杂波实验中,由于纵场较低,密度较高,低杂波的能量沉积在离磁轴较远的位置,使等离子体电流密度分布成为反剪切位形,内部输运垒地形成,大大提高了等离子体的约束状况.实验数据也给出了反剪切的证据.

关键词:托卡马克,低杂波,约束改善

PACC:5255,5235

1 引 言

为了实现托卡马克聚变堆的长脉冲和准稳态运行,发展非感电流驱动已成为国际聚变界的主要研究方向之一.利用电流驱动来控制电流分布,实现高约束模式,已被 JET^[1],Tore Supra^[2],DIII-D 和 JT-60U^[3,4]等一系列的实验所验证.这些实验表明,中空电流分布的反剪切位形,大大地改善等离子体的稳定和约束,优于传统的峰化电流分布,从而使得研究电流分布对先进托卡马克运行模式的影响成为极富挑战性的重大前沿课题.

低杂波电流驱动(LHCD)在目前被认为是驱动电流和控制电流分布的最有效方法之一.在日本 JT-60 装置上,7 MW 的低杂波已能驱动出 3.6 MA 的电流,使得电流分布变宽,驱动效率随等离子体温度升高而增大.同时 JT-60U 用低杂波实现了长达 7 s 中空电流分布的反剪切位形等离子体,约束大大改善并相对稳定^[5].在法国的超导装置 Tore Supra 上,用大于 2.5 MW 的低杂波,实现了数秒的反剪切位形,Q 分布被拉平并反转,约束得到了改善^[6].在欧共体的 JET 装置上,4 MW 的低杂波驱动出 1.8 MA 的电流,占总电流的 90%,与少数粒子的离子回旋共振加热联合进行,可在电流上升段获得中空电流分布^[7].HT-7 超导托卡马克成功地实现长达 3

s 的低杂波全波驱动,并且观测到约束改善^[8,9].

由于驱动效率随着密度上升而下降,低杂波能否穿透到等离子体中心仍存在问题.边缘的吸收和驱动的机理也需要进一步讨论.虽然低杂波的驱动效率及实验结果令人鼓舞,但它的驱动效率依然比建堆所需的指标差一个量级,如何在高密度下提高驱动效率是一个十分有挑战的前沿课题.针对这一课题,我们利用多支低杂波对等离子体电流分布进行有效控制,在 HT-6M 托卡马克上进行了较为细致的实验研究,实现了在较高密度下利用低杂波改善约束,使 H 模的存在时间大于 10 倍的能量约束时间.本文就是介绍在 HT-6M 托卡马克上低杂波实验的结果,以及利用波扩散与电流径向扩散方法对我们的结果所作的数值模拟.

2 实验装置

HT-6M 为一小型托卡马克^[10],其参量为:大半径为 $R = 65$ cm,小半径为 $a = 18.5$ cm,纵场为 $B_T = 1.0$ T,等离子体电流为 $I_p = 60-80$ kA,中心电子温度为 $T_{e0} = 0.5-0.7$ keV,圆形截面.近 20 种诊断为各类物理实验提供了大量的实验数据.在低杂波实验中特别重要的诊断为 7 道远红外干涉仪测密度分布、软 X 射线能谱测电子温度、边界静电探针测边界参量和涨落、软 X 射线阵列测辐射分布和光

*国家自然科学基金(批准号:19885005)资助的课题.

谱阵列测 H_{α} 分布、杂质行为等^[1].

两套独立的低杂波系统即可用作加热,也可用作电流驱动.每套波源均由单支回旋管提供最大为 150 kW 的波功率,频率为 2.45 GHz,脉宽最大可达 100 ms.双套低杂波天线分别从两个水平窗口馈入,它们在大环方向相距 90° .第一套天线由八个子波导构成,主要用于驱动电流,因而每个子波导的相位固定在 130° 形成 N_{\parallel} 为 3.0 ± 0.6 的驱动谱.另一套天线由 12 个子波导构成,天线的多节波导阵结构提供了相位可任意改变,既可预设为对称的加热谱,也可设为单方向驱动谱.我们知道,好的低杂波实验取决于两个重要的条件:有效的波与等离子体耦合以及良好的壁状况.实验结果表明在天线端面与等离子体最外磁面之间的距离控制在 0.5—1.5 cm 时,耦合达到最佳状态.为了实现约束的改善,对装置的第一壁要求很高,即较低杂质,较小的再循环.为此,装置进行有效的射频辅助辉光无碳膜硼化处理,并进行长时间的氦辉光清洗以除去硼膜的大量氢含量,从而使杂质有效电荷数 Z_{eff} 降至 2 以下,氢的再循环系数接近 0.5.在大数情况下,天线与等离子体之间的距离设在 0.5 cm,等离子体电流设在 65—80 kA,边界和中心的电子温度分别为 20 和 500 eV.

3 实验结果

在此基础上,我们成功地利用低杂波进行了单

波加热、单波驱动,在密度为 $1-1.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 条件下,均实现了高约束模式(H 模)放电,并利用两支低杂波的有效组合,在等离子体密度为 $3.0 \times 10^9 \text{ m}^{-3}$ 条件下(60% Greenwald 密度极限),实现了准稳态,可控的 H 模,大大拓宽了低杂波可运行的范围.

图 1 为此类双低杂波实验的典型实验曲线,在等离子体电流的上升段($t = 15 \text{ ms}$),投入发射谱为对称分布(调节多节波导阵各子波导的相位为 180°),中心波长 $N_{\parallel} = 2.4$ 的低杂波对等离子体进行加热(LHH),使之产生一离轴的电子加热分布.高的本底电子温度更加有利低杂波的驱动(LHCD).在等离子体电流达到平顶时,投入($t = 22 \text{ ms}$)另一支 $N_{\parallel} = 3$ 的低杂波用于电流驱动.图 1 中左边的四条波形分别为等离子体电流 I_p 、中心弦平均密度 n_e 、边界 H_{α} 辐射和中心弦软 X 射线辐射强度.右侧四幅波形是用四探针测出的边界电子密度、电子温度、探针的离子饱和流和悬浮电位.从 H_{α} 辐射中可以明确的看出,随着低杂波加热的投入, H_{α} 大大地降低,粒子约束得到改善.在第二支低杂波驱动作用下, H_{α} 辐射进一步降低至最低点.边界电子温度在低杂波的作用下温度开始从 7 上升至 10 eV.从离子饱和流(正比于边界密度)来看,边界的密度涨落也逐渐减弱.与此同时,边界的悬浮电位静电涨落被大大地抑制,达到一个十分微弱的程度.等离子体密度在上升,约束在改善,即等离子体约束进入 H 模阶段.随着波的不断注入,扩散,边界的密度

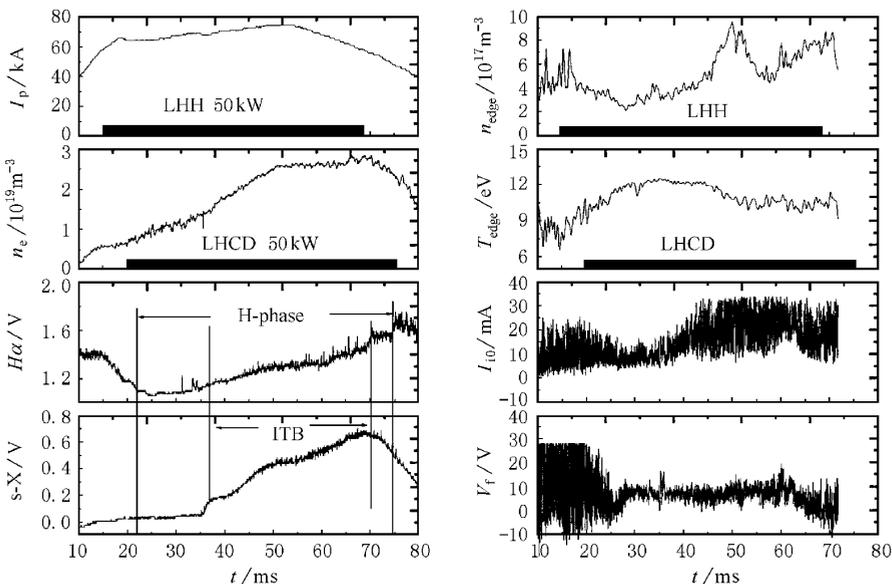


图 1 HT-6M 上双低杂波改善约束的典型波形图 $B_T = 0.96 \text{ T}$; $N_{\parallel \text{LHH}} = 2.4$; $N_{\parallel \text{LHCD}} = 3.0$, $f = 2.45 \text{ GHz}$; $T_{e0} = 0.5 \text{ keV}$

下降,电子温度上升,从而进一步增强了低杂波与等离子体的耦合.在 $t = 37 \text{ ms}$,形成了一个非常明显的中心输运垒(ITB),软 X 辐射信号表明等离子体的内能大大增加,等离子体中心弦平均密度以更陡的斜率上升,平进入平顶,稳定在 $2.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.计算表明,此时能量约束时间增大两倍,粒子约束时间在这么高的密度下依然改善 3 倍以上.随着低杂波加热的撤出, $H\alpha$ 辐射有所增加,边界湍流绕动有所增强,中心电子温度降低,因而 ITB 消失.当关闭第二支低杂波驱动后,等离子体约束返回低约束的状态,整个 H 模的维持时间长 52 ms,是能量约束时间的 10 倍以上.特别是在高密度的持续时间达 26 ms,超过能量约束的 5 倍以上,实现了高密度可控的准稳态 H 模.这一运行模式大大扩展了低杂波的运行密度极限,对朝着高密度全波稳态运行的反应堆模式大大地前进了一步.

图 2 中显示了电子温度分布变化的实验数据.由于在低杂波实验中存在一定数量的超热电子,因此常规用电子回旋辐射测量电子温度的方法无法给出具体的电子温度.图 2 是用软 X 能谱进行逐炮扫描空间分布得到的.它的时间分辨率为 10 ms.每个空间点是重复三次放电的平均结果.从图 2 中可以看出,电子温度在低杂波投入的初期(10 ms),由于 LH 加热的作用,在 $r/a = 0.25$ 附近有所上升,随耦合的加强,密度的增加,波沉积区域的外移,使电子温度增加的区域位于 7 到 9 cm 的位置.这也与由软 X 阵列测出的在 9—11.5 cm 处有较陡的分布(即 ITB 形成的位置)相符合.因此我们有理由推断,正是由于低杂波能量的离轴沉积,改变了电流分布,使

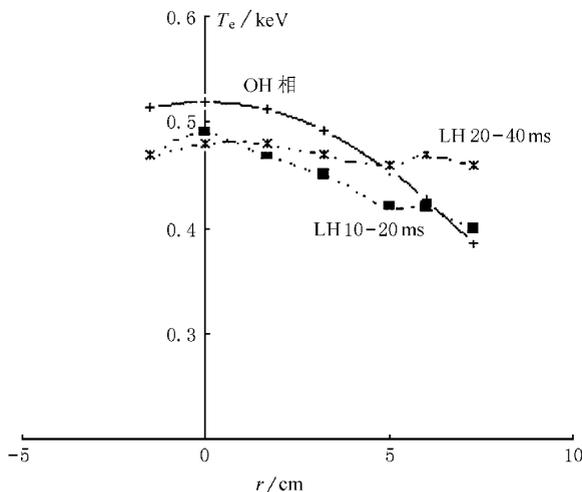


图 2 双低杂波实验中,电子温度分布的测量曲线

之不再是抛物分布,低杂波对边界湍流的抑制,减少了中心和边界输运,使能量约束得到大大的改善.

4 数值模拟

下面我们利用数值模拟对实验结果进行计算.常用的方法为福克-普朗克方程^[12].但由于该方法的一些局限性,我们采用用波扩散-福克-普朗克(WD/FP)方法,对这一结果进行数值模拟和更深入的分析.

大家知道,描述相空间波场能量密度 $U(x, k, t)$ 的波动力学方程为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + x \frac{\partial}{\partial x} + k \frac{\partial}{\partial k} \right) U + 2\gamma_c(x, k)U = S(x, k, t), \quad (1)$$

γ_c 为阻尼项,与 $\frac{\partial f_c}{\partial v_{\parallel}}$ 及色散关系有关. $S(x, k, t)$ 为源项.

射线轨迹的固有随机行为导致了波能量在随机层的扩散流,它可以用统计方法表示的相空间中的扩散方程来表示.在弱朗道阻尼情况下,低杂波在传播区将被多次反射.在多次反射吸收的模式下,初始的 N_{\parallel} 谱被展宽和上移,直到 N_{\parallel} 变得足够大使其能量能被完全吸收.考虑到多次吸收模式, U 沿着 (r, k_r) 表示的整个射线轨迹

$$\left(\tau \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial n} D_{\text{wave}} \frac{\partial}{\partial n} + 2\tau \gamma \right) U = \tau S \quad (2)$$

上是均匀的,波动力学方程对波轨迹求平均,可以得到下面的关于 $U(m, t)$ 的扩散方程,这里 $---$ 代表轨道平均.

这里 D_{wave} 为电磁能量的谱扩散系数.原项 S 可用 δ 函数来表示, $S \propto \delta(m)$.这个电磁能量的一维扩散方程很容易在传播区解出.方程解的区域为 $m_a < m < m_b$,其中 m_a 取为传播区的最下限,边界条件取为 $\partial U / \partial m = 0$; m_b 取适当的值,以保证在 m_b 上 $U = 0$.因为阻尼率依赖于电子分布函数 f_c , $\gamma \propto \partial F_c / \partial v_{\parallel}$,这里 F_c 是 f_c 对垂直速率分量积分的结果.

驱动电流的径向扩散效应是非常重要的一个现象,我们对含空间项的福克-普朗克方程进行积分和简化可以得到下列的一维电流径向扩散方程

$$\frac{dJ_{\text{rf}}}{dt} = -v_M J_{\text{rf}} - v_M J_{\text{rf}0} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} D_{\text{rr}} r \frac{\partial}{\partial r} J_{\text{rf}} = 0, \quad (3)$$

其中 $v_M = (2 + Z_i)v_E$, v_E 为快粒子的慢化率 $v_E = v_0/2u^3$, 而 $v_0 = \omega_p^4 \ln \Lambda / 2\pi n_e v_{te}^3$, $u = v/v_{te}$, v 是共振电子的速度, v_{te} 为电子的热速度, Z_i 为离子荷数, ω_p 为等离子体频率, D_π 为空间扩散系数, 主要与磁扰动有关, 可取为 $D_\pi = D_m q(r)v/v_{te}$. 在计算中我们取 $D_m = 0.5 \text{ m}^2/\text{s}$. J_{r10} 为没有考虑扩散情况下的驱动电流, 它可以用上述的 WD/FP 方法求出. 方程 (3) 与 (2) 一起构成解 LHCD 的波扩散及电流径向扩散方程组. 低杂波的能量沉积剖面直接与波的传播区有关. 计算表明当波的相速度小于 3.5 倍的电子热速度时, 波将被等离子体强烈吸收^[13]. 相应的计算可知, 当 $N_{//}$ 满足条件 $N_{//} T_e^{1/2} [\text{keV}] \geq 6.5$ 时, 波被等离子体强烈吸收. 波的传播区与强电子朗道阻尼吸收线 (ELD absorption) 的交汇处就决定低杂波能量沉积的区域. 图 3(b) 显示了当纵场强度 $B_T = 1.0 \text{ T}$ 时波的传播区与波的强吸收线. 从图 3 中可以看出, 对于选定的 HT-6M 参量, 它们交会的空间位置为 $r/a = 0.2$. 我们用 WD/FP 方法计算的低杂波能量沉积剖面图 (图 3(a)) 也进一步证实了上述的推断. 为了进一步显示纵场能量沉积的影

响, 在图 2 中还画出了 $B_T = 2.0 \text{ T}$ 时 (其他参量与前同) 波的传播区及能量沉积区. 这时能量沉积在 $r/a = 0.1$ 处. 可以看出, 由于 HT-6M 的纵场较低, LHW 能量沉积的区域偏离等离子体的中心.

我们分别取三个阶段的参量用波扩散及磁扩散方程组进行模拟计算, 弦平均电子密度 \bar{n}_e 分别取实验值 1.0×10^{13} , 1.6×10^{13} 和 $2.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 分别对应 $t = 25, 38$ 和 60 ms . 考虑到时间的演化, 我们计算驱动电流时, $q(r)$ 值分别取前一段的值. 即第一阶段由于刚投入低杂波不久, $q(r)$ 值取为前一阶段欧姆放电的 $q(r)$ 值 (正剪切形式); 第二阶段的 $q(r)$ 值取第一阶段通过数值模拟得到的 $q(r)$ 值; 而第三阶段的 $q(r)$ 值则用第二阶段得到的结果. 图 4 显示了三个阶段的低杂波能量沉积剖面 (a), 总的电流密度分布 (驱动电流加入欧姆电流) (b), 及 $q(r)$ 值的分布 (c). 可以看出, 第一阶段低杂波能量沉积的最大值在 $r/a = 0.2$ 附近. 这时由于电子密度较低, 驱动电流较大 (占总电流的份额的 46%), 这时在 $r/a \leq 0.3$ 的区域内形成一个很强的负剪切区, 使等离子体约束得到改善. 进入第二阶段后, 低

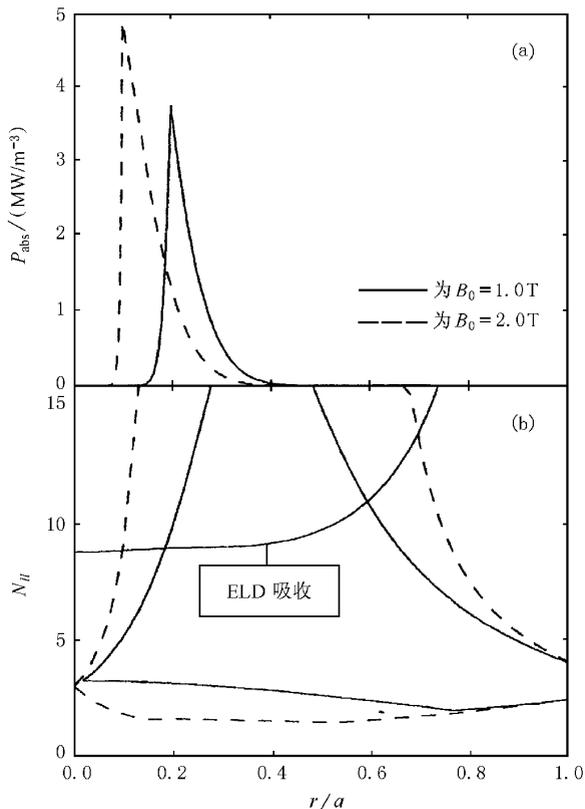


图 3 低杂波的传播区 (a) 为低杂波能量沉积分布 (b) 为对应的低杂波传播区及强 ELD 吸收线; $R = 65 \text{ cm}$; $a = 18.5 \text{ cm}$; $f = 2.45 \text{ GHz}$; $N_{//} = 2.4$; $T_{e0} = 0.55 \text{ keV}$; $N_{e0} = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$

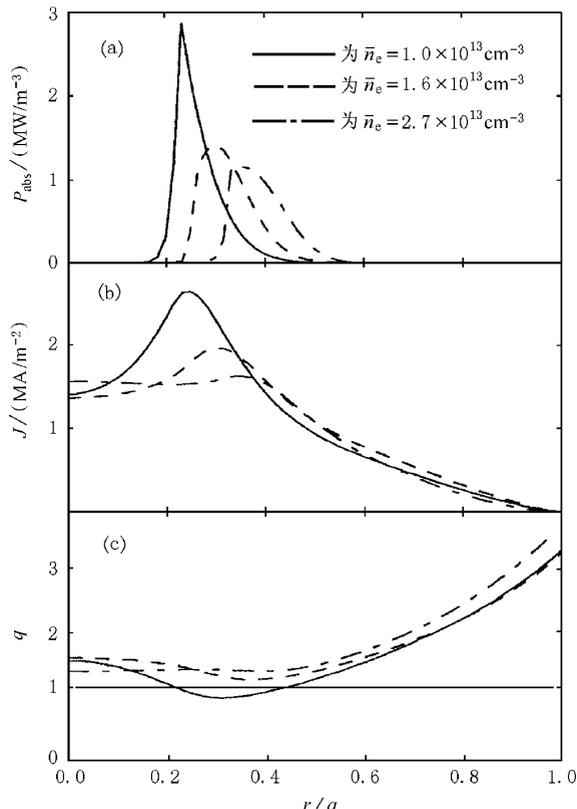


图 4 对图 1 的数值模拟计算结果 (a) 为低杂波能量沉积区域; (b) 为总电流密度的分布 (欧姆 + 驱动电流); (c) 为安全因子 $q(r)$ 分布

杂波能量沉积的位置继续外移,负剪切区进一步加大(负剪切区为 $r/a < 0.4$),等离子体约束也就进一步变好,内部输运垒(ITB)形成,进入ITB阶段.最后由于电子密度继续升高,驱动电流减少,负剪切位形消失,ITB消失,等离子体约束又回到了H模状态.

图2中显示了电子温度分布变化的实验数据,也进一步证实了我们的计算.从图2中可以看出,电子温度在低杂波投入的初期(10 ms),由于LH加热的作用,在 $r/a = 0.25$ 附近有所上升,随耦合的加强,密度的增加,波沉积区域的外移,使电子温度增加的区域位于 $r/a = 0.3$ 到0.4的位置.这与我们计算的低杂波能量沉积的位置是相一致的.温度是向外逐渐升高的,这也与上述我们的分析相一致.

5 讨 论

安全因子的剖面 $q(r)$ 对低杂波能量沉积剖面也有很大的影响.图5显示了 $q(r)$ 靠近中心部分值分别为正剪切、平顶、负剪切三种情况下,低杂波能

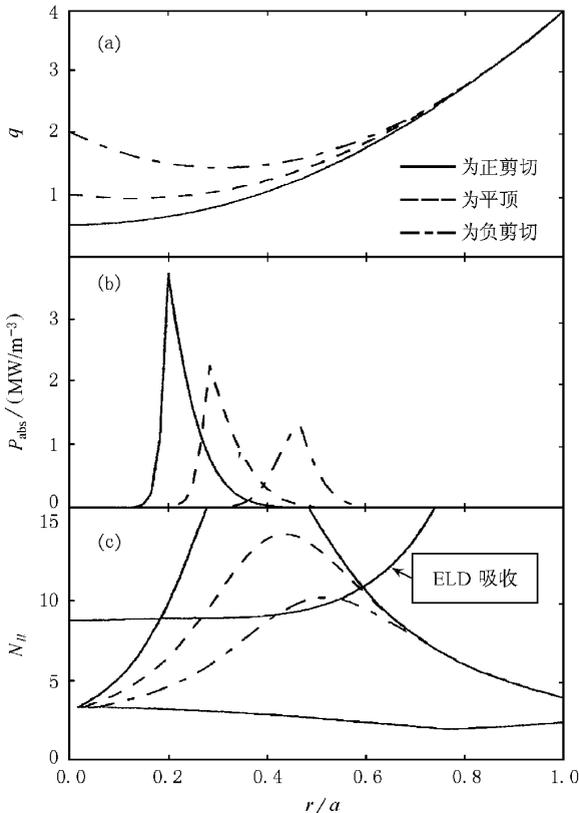


图5 $q(r)$ 分布与低杂波能量沉积区域关系图 (a)为三种不同的 q 分布 (b)为对应的能量沉积分布;(c)为对应的低杂波传播区及强ELD吸收线; $B_0 = 1.0\text{T}$; $n_{e0} = 2.0 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$; $T_{e0} = 0.55\text{ keV}$; $n_{||} = 2.4$

量沉积的剖面.我们看到当靠近等离子体的 q 值升高后,能量沉积的位置向边缘移动(图5(b)).这种移动同样可以由低杂波的传播区的变化来解释(图5(c)),当靠近等离子体中心区的安全因子值升高时,传播区的内截止面($k_r = 0$)将向外移动.由于能量沉积最大值的位置处于内截止面与强电子朗道阻尼线($N_{||} = 6.5 T_e^{1/2}$)交汇处,因此对一定的温度剖面,提高中心区的安全因子进一步阻碍了波向中心的传播.最终的结果是,当驱动电流占总电流份额较大时,低杂波的能量沉积剖面将与等离子体的平衡位形 $q(r)$ 发生强烈相互作用,驱动电流大大地改变了总电流的剖面,也就是改变了 $q(r)$ 的分布,而 $q(r)$ 反过来又改变了波的吸收状况.在实验上我们正是首先进行在等离子体的芯部进行离轴加热,使等离子体中心位置的 $q(r)$ 值提高,修正后的等离子体形 $q(r)$ 将会维持或使能量沉积位置更向外移.由于双低杂波的作用,使得约束在 $q(r)$ 由正剪切、弱剪切到反剪切的变换过程中得到不断的改善. $q(0)$ 值也从小于1发展到大于1,特别是在反剪切的位形下,有两个 $q=1$ 面同时出现.理论和实验都证明,在这种情况下,应该有双撕裂模型的锯齿振荡出现.

图6为分辨率为1 cm的软X射线阵列所测出的这种双撕裂模结构.由图6可见,在 $x = 9\text{ cm}$ 附近,清晰的双锯齿对应两个 $q=1$ 面附近的振荡行为.而在 $x = 6\text{ cm}$ 以内,则是标准的 $q < 1$ 的锯齿振荡结构.随着加热的不断进行,密度的增高和约束的改善, $q=1$ 面消失,即 q 最小值大于1,对应图6中 $t = 37\text{ ms}$ 时刻,软X信号的锯齿振荡消失,标志着 q_{\min} 值大于1,这也是图1中软X信号突跳到一个平

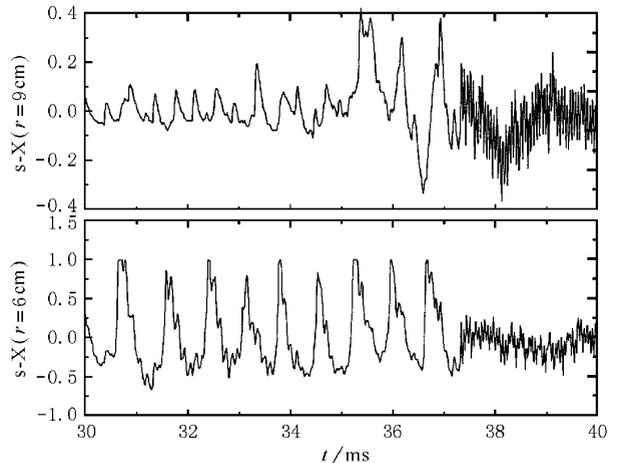


图6 软X射线阵列所测得的锯齿行为.9 cm处是双锯齿,表明两个 $q=1$ 面;在37 ms以后,锯齿消失,表明 q 大于1

台 即 ITB 形成的时刻. 实验的数据与我们的数值模拟达到较好的符合.

6 结 论

利用低杂波改善等离子体的约束是一个十分有效的方法, 通过有效的硼化和壁处理, 改变低杂波的发射谱, 并辅以适当的等离子体参量选择, 我们成功

的利用双低杂波在 HT-6M 托卡马克上成功地实现了高密度, 可控的准稳态 H 模运行. 利用 WD/FP 方法对实验结果的模拟和分析, 给出了较为清晰的物理图象. 离轴的低杂波加热和驱动, 改变了等离子体的分布, 实现了电流的反剪切位形, 改善了约束. 实验数据也给出了电子的离轴加热和双锯齿软 X 射线振荡的直接证据, 有力地支持了理论模型的合理性.

- [1] M. Hugon *et al.*, *Nucl. Fusion* **32**(1992), 33.
 [2] X. Litaudon *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **38**(1996), 1603.
 [3] E. A. Lazarus *et al.*, *Phys. Fluids* **B3**(1991), 2220.
 [4] S. Ide *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **38**(1996), 1645.
 [5] K. Ushigusa *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **32**(1990), 853.
 [6] G. T. Hong *et al.*, *Nucl. Fusion* **38**(1998), 117.
 [7] A. Ekedahl *et al.*, *Nucl. Fusion* **38**(1998), 1397.
 [8] G. L. Kuang *et al.*, *Nucl. Fusion* **39**(1999), 1769.
 [9] G. L. Kuang and HT-7 team, *Plas. Sci. Tech.* **1**(1999), 7.
 [10] J. Li *et al.*, *Nucl. Fusion* **39**(1999), 973.
 [11] W. Xu, B. N. Wan, *Acta Physica Sinica*, **47**(1998), 1804 (in Chinese) [徐 伟, 万宝年, *物理学报* **47**(1998), 1804].
 [12] X. G. Zhu, G. L. Kuang, Y. P. Zhao, Y. Y. Li, J. K. Xie, *Acta Physica Sinica*, **47**(1998), 1137 (in Chinese) [朱学光, 匡光力, 赵燕平, 李有宜, 谢继康, *物理学报* **47**(1998), 1137].
 [13] K. Kupfer, D. Moreau, *Nucl. Fusion* **32**(1992), 1845.

IMPROVEMENT OF CONFINEMENT BY LOWER HYBRID WAVES*

LI JIAN-GANG LUO JIA-RONG WAN BAO-NIAN LIU YUE-XIU GONG XIAN-ZU

LI DUO-CHUAN JIE YIN-XIAN LI ZHI-XIU XU XIANG-DONG

(*Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China*)

(Received 22 March 2000; revised manuscript received 4 June 2000)

ABSTRACT

Quasi-steady-state H-mode has been achieved by combination of two lower hybrid waves in HT-6M tokamak. Plasma energy confinement time increases by two times and the particle confinement time increases by a factor of three under a high plasma density condition. The wave diffusion and current radial diffusion code is used to simulate the experimental data on HT-6M. The calculated results show that the off-axis power deposition of lower hybrid wave is formed due to the low toroidal magnetic field and high plasma density. Reversed sheared (RS) configuration of the plasma current density is formed during H-mode phase. The RS configuration and internal transport barrier are attributed to the enhanced confinement improvement. The experimental data also gives the evidence for the reversed shear formation.

Keywords : tokamak, lower hybrid wave, confinement improvement

PACC : 5225, 5235