

HT-7 托卡马克 slide-away 放电充气对 等离子体行为的影响*

卢洪伟^{1)†} 查学军¹⁾ 胡立群²⁾ 林士耀²⁾ 周瑞杰²⁾ 罗家融¹⁾ 钟方川¹⁾

1) (东华大学应用物理系, 磁约束核聚变教育部研究中心 (东华大学), 上海 201620)

2) (中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

(2010 年 11 月 30 日收到; 2011 年 6 月 22 日收到修改稿)

本文研究了 slide-away 放电条件下的等离子体约束性能; 分析了充气对等离子体约束性能以及反常多普勒共振不稳定性的影响. 研究了等离子体密度的提升对 slide-away 放电过程中逃逸电子辐射行为的影响. 研究发现: slide-away 放电充气可以抑制逃逸电子反常多普勒不稳定性, 但是使得等离子体约束状态变差, 逃逸电子辐射增强.

关键词: 托卡马克, slide-away 放电, 充气, 逃逸电子

PACS: 52.25.Fi, 52.35.Hr, 52.55.Dy

1 引言

在托卡马克等离子体中, 电子受到的碰撞阻力 $F_d = m_e v v_{\text{coll}}(v)$, 其中 m_e 是电子的静止质量, v 是电子的运动速度, v_{coll} 是电子的库仑碰撞频率: $v_{\text{coll}}(v) = \frac{e^4 n_e \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_e^2 v^3} (2 + Z_{\text{eff}})$, 其中 e 是电子电荷, n_e 是电子密度, $\ln \Lambda$ 是库仑对数, ϵ_0 是真空介电常数, Z_{eff} 是离子的有效电荷数. 由碰撞阻力公式可以看出, 它和速度的二次方成反比, 电子能量的增加将导致电子受到碰撞阻力的减小. 但是电子受到的电场力与电子的运动速度无关, 可以认为是基本不变的. 当电子的能量超过一定的阈值的时候, 电子受到的库仑阻力将小于电子受到的电场加速作用, 电子将在托卡马克环向电场的作用下被持续的加速, 成为逃逸电子^[1].

逃逸电子和波的相互作用常常和逃逸电子的不稳定性是联系在一起的. 虽然相对论的逃逸电子和背景等离子体是解耦的, 但是它仍然和背景等离子体的集体震荡发生相互作用. 对于频率为 ω_k 的谐波, 当下面条件满足的时候, 谐波将和电子发生

共振相互作用^[2],

$$\omega_k - n\omega_{ce} = k_{//}v_{//},$$

其中 $v_{//}$ 是平行于磁场的速度分量, $k_{//}$ 是平行于磁场的波数, ω_{ce} 是电子回旋频率, n 是谐波的阶数.

当 $n = 0$ 时, 相互作用称为切连科夫共振 (Cherenkov resonance). 此时如果电子速度分布函数的斜率大于零 ($df(v)/dv > 0$), 能量在共振电子和波之间转移, 波变的不稳定; 如果电子速度分布函数的斜率小于零 ($df(v)/dv < 0$), 波通过朗道阻尼将能量传递给共振电子, 波的能量降低.

当 $n < 0$ 时, 将发生反常多普勒共振 (anomalous Doppler resonance). 此时逃逸电子的平行能量向垂直能量转移, 平行能量减小, 垂直能量增加. 这可以用量子机理来考虑: 假设一个电子辐射一个能量为 $h\omega_k$, 动量为 $hk_{//}$ 的电磁波. 电子能量的变化可以用公式表示为

$$\delta W = \delta W_{//} + \delta W_{\perp} = -h\omega_k$$

根据电子的动量守恒 $\delta W_{//} = -v_{//}hk_{//}$, 由此我们

* 东华大学校基金 (批准号 109-10-0044030), 东华大学中央高校基本科研业务费专项资金 (批准号 11D10908), 国家自然科学基金 (批准号: 10775030, 11175045) 和科技部 ITER 计划专项 (国内配套研究)(批准号: 2009GB107006, 2010GB108004, 2009GB106002) 资助的课题.

† E-mail: hwlu@dhu.edu.cn

可以得到

$$\delta W_{\perp} = -h(\omega_k - v_{//}k_{//}).$$

由于当 $n < 0$ 时 $(\omega_k - v_{//}k_{//}) < 0$, 因此, 由于反常多普勒共振相互作用使得 $\delta W_{\perp} > 0$.

当 $n > 0$ 时波与电子的相互作用称为多普勒共振 (normal Doppler resonance). 此时这些高频的波 ($\omega_k > \omega_{ce}$) 将逃逸电子的垂直能量转化为平行能量, 但是由于逃逸电子的垂直能量远小于平行能量, 因此这种共振基本上不会发生.

非麦克斯韦分布的逃逸电子会激发一些等离子体不稳定性, 等离子体密度的降低会引起电子等离子体频率 $\omega_{pe} = \left(\frac{ne^2}{\epsilon_0 m_e}\right)^{1/2}$ 的降低, 而电子回旋频率 $\omega_{ce} = \frac{eB}{m_e}$ 不变, 当等离子体密度的降低使 ω_{pe}/ω_{ce} 的值小于一定阈值时, 一些电子等离子体频率附近的波被激发, 反常多普勒不稳定性发生, 放电将进入 slide-away 放电状态.

逃逸电子由于反常多普勒效应, 可以激发一种波 [3], 这种波的相速度小于逃逸电子的相速度, 相对于逃逸电子来说, 这种波具有”负“的能量. 因此, 逃逸电子可以激发这种波, 而逃逸电子的垂直速度因此而增加, 平行速度因此而减小, 逃逸电子的同步辐射增强 [4,5]. 在这种放电状态下, 由于等离子体电流是由主要由超热电子携带, 此时维持等离子体电流所需要的欧姆加热场减小, 与逃逸放电相比, slide-away 放电等离子体中超热电子的约束状态变好, 等离子体中电子的超热成分增多, 电子回旋辐射增强 [6]. 逃逸电子对国际热核聚变实验堆 (ITER) 来说是一个与装置运行安全密切相关的一个课题. 国际热核聚变实验堆上的逃逸电子能量更高, 数量更大, 对装置的损伤也更严重; 因此, 与逃逸电子相关的一些不稳定性的研究 (比如反常多普勒共振不稳定性)、逃逸电子抑制方法的研究、逃逸电子物理行为的研究都是与国际热核聚变实验堆相关的热门研究领域之一 [7-9]. 在国内托卡马克 HL-2A [10], EAST [11,12] 和 HT-7 [13,14] 上都对逃逸电子行为、逃逸电子不稳定性研究和逃逸电子抑制方法中的物理过程进行了相关的研究.

在 HT-7 上成功实现了欧姆放电和低杂波条件下的 slide-away 放电, 研究了不同等离子体电流条件下 slide-away 放电的密度阈值, 放电进入 slide-away 放电时刻的 ω_{pe}/ω_{ce} 的取值范围, 以及 slide-

away 放电条件下的逃逸电子行为. HT-7 上的等离子体电流压缩在较高密度条件下实现了 slide-away 放电, 并通过红外热像仪监测了等离子体进入 slide-away 放电时刻逃逸电子同步辐射的时间演化等. 本文研究了 slide-away 放电期间增加充气量, 产生密度提升, 对等离子体约束性能以及反常多普勒不稳定性的影响. 同时分析了 slide-away 放电期间以及密度提升条件下逃逸电子辐射行为.

2 结果与分析

如图 1 所示, #108429 和 #108433 分别在 0.39 s 和 0.33 s 达到了 slide-away 放电状态. 明显的标志是等离子体中超热电子迅速增加, 电子回旋辐射 (ECE) 出现急剧台阶式的增长; 此时等离子体电流主要由超热电子携带, 驱动等离子体电流所需要的环电压降低; 等离子体约束变好, H_{α} 辐射减弱, 杂质减少, 可见韧致辐射减弱.

在 #108433 放电过程中对等离子体进行了额外的充气, 增加的这些中性放电气体通过和超热电子的碰撞发生电离, 致使等离子体密度增长, 超热电子回旋辐射减弱, 同时中性氢的线辐射 H_{α} 信号增强, 杂质辐射也增强. 此外, 从图 1 的硬 X 射线可以看出: 充气也导致了逃逸电子厚靶韧致辐射的增强.

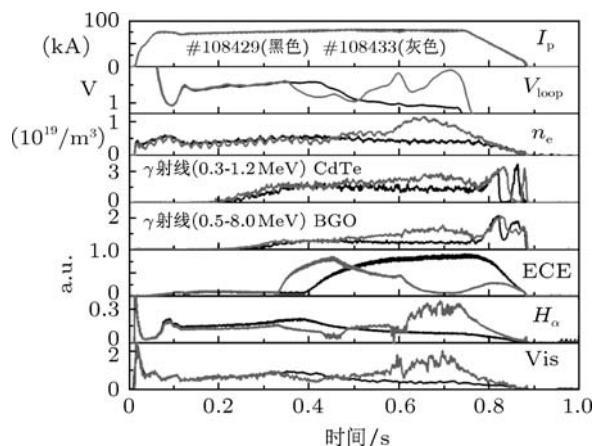


图 1 #108429 和 #108433 放电波形图 (I_p) 等离子体电流, (V_{loop}) 等离子体环电压, (n_e) 等离子体中心弦平均密度, (GM-CdTe) 低能 (0.3—1.2 MeV) 逃逸电子辐射通量, (GM-BGO) 高能 (0.5—8.0 MeV) 逃逸电子辐射通量, (ECE) 电子回旋辐射强度, (H_{α}) H_{α} 线辐射强度, (Vis) 可见韧致辐射信号

图 2 和图 3 分别给出了 slide-away 放电以及 slide-away 放电充气条件下等离子体约束性能情况. 由图 2 可以看出, 随着放电进入 slide-away 放电状态, 计算出的代表等离子体约束性能的 (n_e/H_{α})

有逐渐增长的趋势, (n_e/H_α) 的基本趋势和 ECE 信号比较一致. 而从图 3 可以看出, 虽然#108433 等离子体约束性能在 0.33s 由于进入 slide-away 放电而有所增加, 但是 0.40—0.45 s 和 0.55—0.60 s 的额外充气破坏了这种状态, 因此计算出的 (n_e/H_α) 的值在充气以后出现了两次减小的趋势. 于是可以看出, slide-away 放电中的额外充气使等离子体约束性能变差. 同时也可以从图 1 中可见韧致辐射的增强, 杂质的增加得出相同的结论.

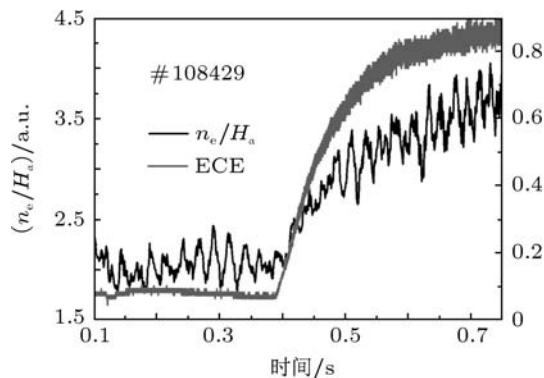


图 2 #108429 放电过程中的等离子体约束状态 (n_e/H_α) 估计

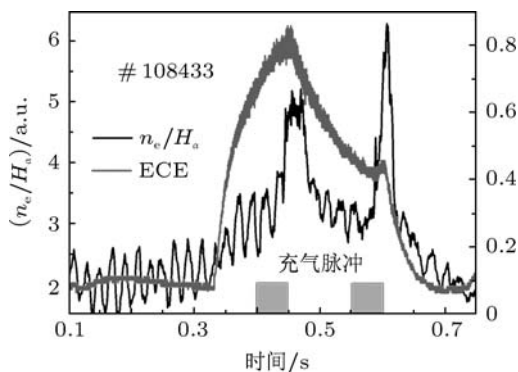


图 3 #108433 放电过程中的等离子体约束状态 (n_e/H_α) 估计

图 4 给出了 slide-away 放电的密度提升对逃逸电子反常多普勒不稳定性的影响. 从图中可以看出, 放电进入 slide-away 放电以后, 反常多普勒不稳定性出现, ECE 信号出现了台阶式的增长, 这些高频的小幅震荡周期一般在 1 ms 到 2 ms 之间, 随着等离子体环电压的不同而变化. 随着等离子体密度的提升, ECE 信号的减弱, 超热电子的减少, 最终导致反常多普勒不稳定性的消失.

具体的物理过程是, 由于 ω_{pe}/ω_{ce} 和等离子体密度成正比, 随着等离子体密度的减小, ω_{pe}/ω_{ce} 随之减小, 当 ω_{pe}/ω_{ce} 小于一定值的时候, 不稳定性进

一步增长. 在这种条件下, 这种不稳定性激发起宽谱的等离子体波, 当波的频率和逃逸电子的平行速度满足一定的共振条件 $[\omega_k - n\omega_{ce} = k_{\parallel}/v_{\parallel}]$ 的时候, 波和逃逸电子发生共振相互作用. 导致逃逸电子的平行能量减小, 垂直能量增加 $^{[15]}$. 垂直能量的增加使逃逸电子的同步辐射增强, 逃逸电子能量降低. 这些相对低能的逃逸电子再一次的在环电压的作用下被加速. 因此, 在理想的情况下, 逃逸电子的自由能就这样在环电压的加速和同步辐射的慢化中达到平衡 $^{[16]}$. 这个过程在放电过程中被持续的重复, 直到等离子体密度增加到较高的水平, 等离子体中超热电子减少, 不稳定性的条件被打破, 不稳定性被抑制.

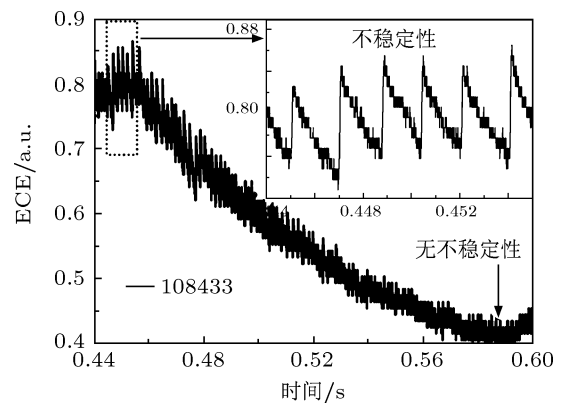


图 4 密度提升对反常多普勒共振不稳定性的影响

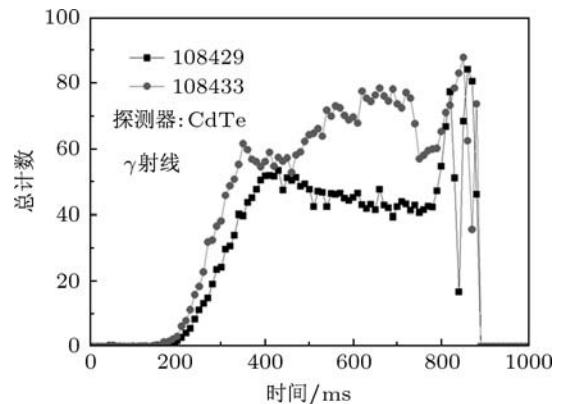


图 5 #108429 和#108433 放电过程中低能 (0.3—1.2 MeV) 逃逸电子总计数比较

图 5 和图 6 表示了#108429 和#108433 放电过程中低能 (0.3—1.2 MeV) 和高能 (0.5—8.0 MeV) 逃逸电子总计数随时间的变化趋势. 从图中可以看出: 随着#108429 和#108433 分别在 0.39 s 和 0.33 s 达到了 slide-away 放电状态, 低能和高能的逃逸电子总计数都有减少的趋势. 分析其原因是由于放电

进入 slide-away 放电状态, 逃逸电子的反常多普勒不稳定性是由于激发了比较宽谱的等离子体波, 逃逸电子和这些波发生共振相互作用, 在这些波的作用下, 逃逸电子的平行能量向垂直能量转化, 从而使得逃逸电子 pinch 角增加, 在逃逸电子能量不变的前提下, 逃逸电子的同步辐射随逃逸电子 pinch 角的增大而增大, 由于逃逸电子同步辐射的增强, 使得逃逸电子的能量减小. 因此等离子体中存在大量的低能的逃逸电子 (也可以称作超热电子), 这些超热电子可以有效携带等离子体电流, 因此驱动一定的等离子体电流所需要的环电压减小, 从而更进一步减轻了环电压对超热电子的加速作用, 阻止了超热电子能量的进一步增加. 但是由于#108433 等离子体密度的增加, slide-away 放电状态被打破, 从图 5 和图 6 中#108433 放电过程中的逃逸电子总计数可以看出, #108433 放电中的逃逸电子总计数在 0.45 s 开始增加.

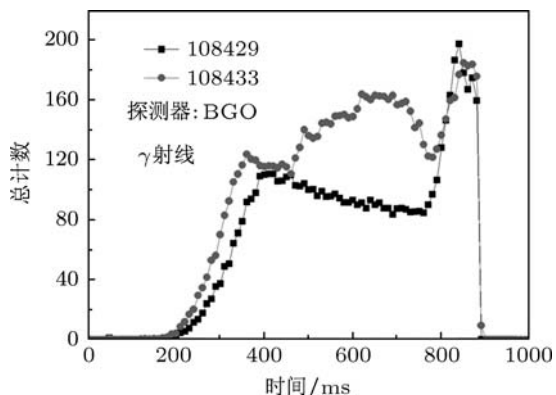


图 6 #108429 和#108433 放电过程中高能 (0.5—8.0 MeV) 逃逸电子总计数比较

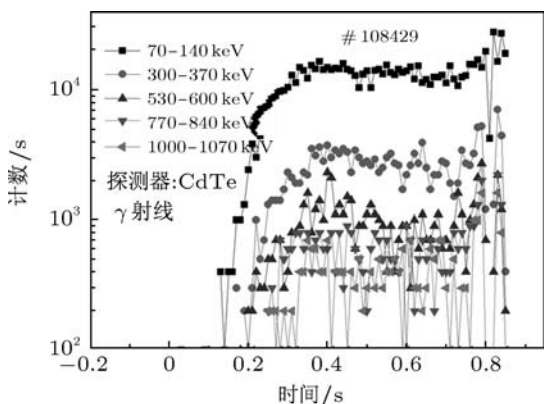


图 7 #108429 放电过程中 (0.3—1.2 MeV) 范围内不同能量段逃逸电子计数

从图 7 和图 8 中#108429 放电过程不同能量范围内逃逸电子计数可以看出, 各个能量范围内的逃

逸电子计数在放电进入 slide-away 放电状态以后都有减少的趋势.

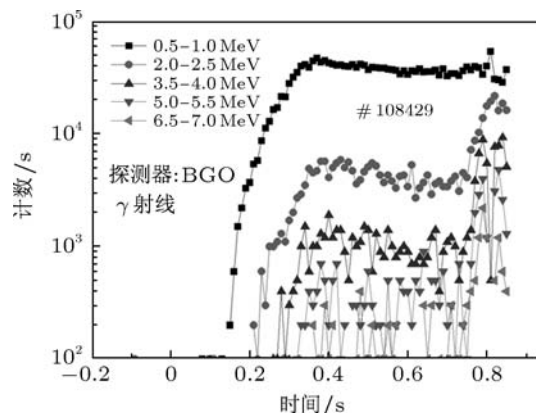


图 8 #108429 放电过程中 (0.5—8.0 MeV) 范围内不同能量段逃逸电子计数

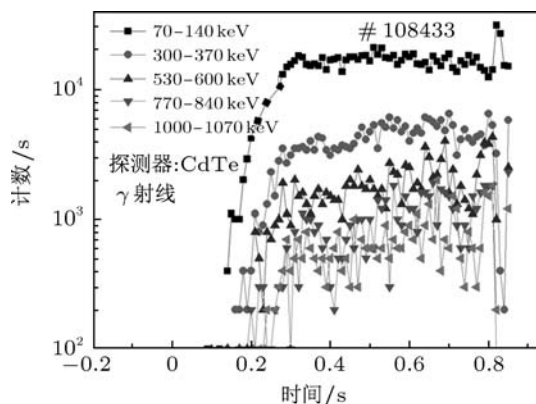


图 9 #108433 放电过程中 (0.3—1.2 MeV) 范围内不同能量段逃逸电子计数

而从图 9 和图 10 中#108433 放电过程不同能量范围内的逃逸电子计数可以看出, 低能逃逸电子在放电过程中由于进入 slide-away 放电有一个短暂的减少趋势. 但是由于#108433 进入 slide-away 放电的时间是 0.33 s, 此时高能逃逸电子还没有发展起来, 因此在高能逃逸电子计数上面看不到明显的减弱趋势. 但是从图 9 和图 10 可以得到, 由于 slide-away 放电的充气, 等离子体密度的增加, 导致了放电过程中逃逸电子计数的增强, 而且, 高能部分增长比较迅速, 低能部分增长比较缓慢. 但从图 9 和图 10 可看出, 尽管多数能量段的计数增强, 但两图中最高的能量段的计数均未随密度的增加而增强, 其原因是由于探测器对最高能量段的计数率比较低, 而且放电过程中产生的高能逃逸电子数目本身就比低能逃逸电子数目少, 因此统计涨落比较大. 基于以上两个原因, 最高的能量段的计数随

密度的增加变化趋势不像低能逃逸电子计数那么明显,但是总体的趋势还是有的.从图5和图6的逃逸电子总计数可以看出,总计数是增长的.

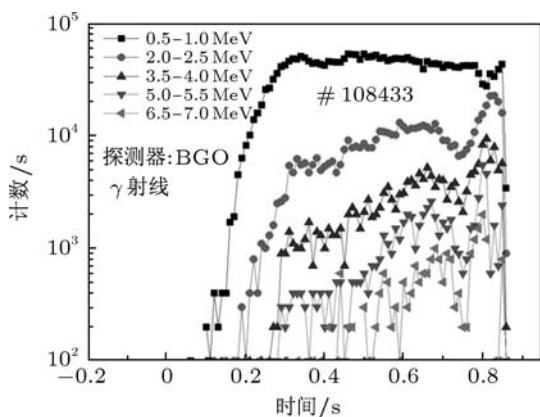


图10 #108433 放电过程中 (0.5—8.0 MeV) 范围内不同能量段逃逸电子计数

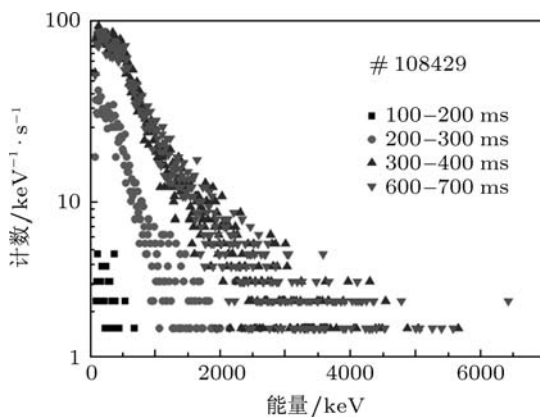


图11 #108429 放电过程中逃逸电子能谱

图11和图12给出了#108429和#108433放电过程中不同时间范围内的逃逸电子能谱.可以看出,由于#108429在0.39 s进入slide-away放电状态,环电压降低,减弱了环电压对电子的加速作用;而且,由于反常多普勒不稳定性,逃逸电子pinch角的增加,同步辐射在增强.因此,图11中100—200 ms, 200—300 ms, 300—400 ms的逃逸电子能谱中高能 and 低能部分都逐渐增强;而300—400 ms和600—700 ms逃逸电子的能谱没有明显的变化.

从图12则可以看出,在100—200 ms, 200—300 ms, 300—400 ms的逃逸电子能谱的变化趋势和图11中表示的变化趋势类似.随着放电的进行,低能和高能逃逸电子都有逐渐增强的趋势.但是300—400 ms和600—700 ms逃逸电子能谱相比,600—700 ms时间内的低能逃逸电子减少了,而

逃逸电子的高能部分增加了.分析其主要原因是由于等离子体密度的增加,逃逸电子和波的反常多普勒相互作用消失,同时也抑制了逃逸电子的pinch角的增加,因此也抑制了逃逸电子的同步辐射损失.同时,由于等离子体密度的增加,等离子体电阻率的增加,因此维持一定的等离子体电流所需要的环电压增强.于是,低能的逃逸电子在低的同步辐射强度和高环电压加速的共同作用下,由低能逃逸电子加速到了高能逃逸电子.因此我们在图12中可以看到:600—700 ms时间内和300—400 ms相比低能逃逸电子减少,而高能逃逸电子辐射增强.

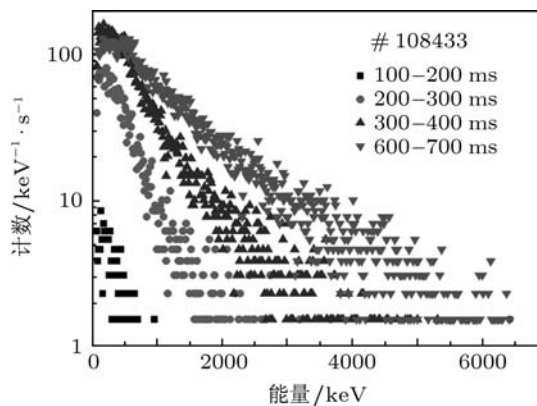


图12 #108433 放电过程中逃逸电子能谱

3 结论

本文研究了slide-away放电以及slide-away放电充气条件下等离子体的约束状态;slide-away放电条件下反常多普勒不稳定性的强度随等离子体密度的变化趋势;分析了slide-away放电过程中充气导致密度提升对逃逸电子辐射行为的影响.研究发现:slide-away放电可以使等离子体的约束状态变好,约束时间变长;而slide-away放电的充气、密度提升导致等离子体的约束状态由好变差.通过对反常多普勒不稳定性强度的研究发现:slide-away放电的充气可以使逃逸电子反常多普勒不稳定性的强度减弱.通过逃逸电子能谱分析slide-away放电过程中的逃逸电子辐射行为发现:slide-away放电可以使逃逸电子的辐射强度维持在一个比较稳定、比较低的水平.而slide-away放电的充气、密度提升则导致逃逸电子辐射的增强,更多的低能逃逸电子被加速到高能逃逸电子,从而高能逃逸电子辐射增强.通过本文的研

究结果可以尝试利用 slide-away 放电中约束时间较长的逃逸电子维持破裂后的等离子体电流, 减缓破裂条件下等离子体电流的下降率. 破裂以后如果可以形成短暂的 slide-away 放电等离子体, 则可以在破裂后的 slide-away 放电等离子体中, 借助一些必要的辅助加热手段用充气来重建等离

子体的可能性. 本文则研究了 slide-away 放电充气条件下的逃逸电子行为, 为这种可能性的实现提供了一定的实验依据.

作者感谢中国科学院等离子体物理研究所 HT-7 全体实验人员的帮助.

-
- [1] Sizyuk V, Hassanein A 2009 *Nucl. Fusion* **49** 095003
 - [2] Jaspers R J E 1995 *Ph D. Thesis* (Eindhoven University of Technology, Netherlands)
 - [3] Einat M, Jerby E 1997 *Phys. Rev. E* **56** 5996
 - [4] Gill R D, Alper B, Edwards A W 2000 *Nucl. Fusion* **40** 163
 - [5] Chen Z Y, Wan B N, Lin S Y 2006 *Phys. Lett. A* **351** 413
 - [6] Lu H W, Hu L Q, Lin S Y, Zhong G Q, Zhou R J, Zhang J Z 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5596 (in Chinese) [卢洪伟, 胡立群, 林士耀, 钟国强, 周瑞杰, 张继宗 2010 物理学报 **59** 5596]
 - [7] Kurzan B, Steuer K H, Fussmann G 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4626
 - [8] Esposito B 1996 *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 2035
 - [9] Nishimura E 1983 *Japan. J. Appl. Phys.* **22** 1182
 - [10] Zhang Y P, Yang J W, Liu Y 2009 *Chin. Phys. B* **18** 5385
 - [11] Lu H W, Hu L Q, Chen Z Y J 2008 *Plasma Phys.* **74** 445
 - [12] Lu H W, Hu L Q, Li Y D, Zhong G Q, Lin S Y, Xu P 2010 *Chin. Phys. B* **19** 125201
 - [13] Lu H W, Hu L Q, Zhou R J, Xu P, Zhong G Q, Lin S Y, Wang S F 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7175 (in Chinese) [卢洪伟, 胡立群, 周瑞杰, 许平, 钟国强, 林士耀, 王少锋 2010 物理学报 **59** 7175]
 - [14] Lu H W, Hu L Q, Zhou R J, Lin S Y, Zhong G Q, Wang S F, Chen K Y, Xu P, Zhang J Z, Ling B L, Mao S T, Duan Y M 2010 *Chin. Phys. B* **19** 065201
 - [15] Chen Z Y, Wan B N, Ling B L 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 3195
 - [16] Laurent L, Rax J M 1990 *Europhys. Lett.* **11** 219

The effect of gas puffing on plasma during slide-away discharge in the HT-7 tokamak*

Lu Hong-Wei^{1)†} Zha Xue-Jun¹⁾ Hu Li-Qun²⁾ Lin Shi-Yao²⁾ Zhou Rui-Jie²⁾
Luo Jia-Rong¹⁾ Zhong Fang-Chuan¹⁾

1) (*Department of Applied Physics, Donghua University, Magnetic Confinement Fusion Research Center (Donghua University), Ministry of Education, Shanghai 201620, China*)

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

(Received 30 November 2010; revised manuscript received 22 June 2011)

Abstract

In tokamak plasma, the discharge will turn into “runaway” discharge from normal discharge if the plasma density becomes very low. The discharge will enter into “slide-away” discharge if the density decays to a critical one, in which the confinement of plasma (exactly super thermal electrons) is better than that in normal discharge. The confinement of plasma and the anomalous Doppler instability during slide-away discharge gas puffing are investigated. The effect of gas puffing on runaway electrons during slide-away discharge is also studied in this paper. It is found that the anomalous Doppler instability can be suppressed by the gas puffing during slide-away discharge, while the confinement of plasma becomes poor, and many high energy runaway electrons occur during gas puffing.

Keywords: tokamak, slide-away discharge, gas puffing, runaway electron

PACS: 52.25.Fi, 52.35.Hr, 52.55.Dy

* Project supported by the School Foundation of Donghua University (Grant No. 109-10-0044030), the Fundamental Research Funds for the Central Universities (Grant No.11D10908), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10775030, 11175045), and the National Science and Technology Major Project of the Ministry of Science and Technology of China (Grant Nos. 2009GB107006, 2010GB108004, 2009GB106002).

† E-mail: hwlu@dhu.edu.cn