等离子体破裂期间逃逸电流平台的研究*

竹锦霞** 涂 朴 李 强 李林芯

(四川文理学院智能制造学院, 四川 达州 635000)

摘要:研究 HL-2A 装置等离子体破裂期间逃逸电流平台形成特性, 利用 2 种不同的数值模拟方法研究等离子体破裂后逃逸电流平台, 拟合结果表明 2 种方法下逃逸电流平台形成趋势相同. 利用诊断系统观察到持续时间为 120 ms 的电流平台, 等离子体破裂期间欧姆电流转化为逃逸电流的转换率高达 72%.

关键词:等离子体破裂;逃逸电子;逃逸电流

中图分类号:O53 **DOI**:10. 19789/j. 1004-9398. 2020. 06. 004

0 引 言

托卡马克中等离子体破裂是常见的快速失控事件. 逃逸电子、晕电流和热沉积是等离子体破裂的 3 种危害源. 逃逸电子是指等离子体中速度大的热电子或者快电子受到环形电场的加速力大于粒子间的碰撞阻力后与本底等离子体解耦, 自身处于一个稳定的约束状态的电子[1]. 大量气体注入和弹丸注入等破裂缓解手段能有效地缓解热沉积和晕电流, 但目前仍无法全部抑制逃逸电子的产生. 等离子体破裂电流淬灭阶段产生的逃逸电子及之后形成的逃逸电流是逃逸电子在等离子体中存在的主要阶段. 如何避免逃逸电子的产生以及探索有效的等离子体破裂期间逃逸抑制方案, 避免逃逸电子轰击装置对第一壁的损害, 是目前托卡马克中研究的物理重点[2]. 因此等离子体破裂期间逃逸电子产生以及逃逸电流形成的研究成为聚变领域的重要课题之一[3-6]. 近几年,研究者利用各个装置从理论和实验 2 个方面对破裂期间产生的逃逸电子以及逃逸电流进行了研究[7-13]. 目前,使用 HL-2A 装置对等离子体破裂期间逃逸电子行为进行了相关研究[14-15], 但对逃逸电子形成的逃逸电流特性研究甚少. 本文基于 HL-2A 装置, 利用不同模型拟合研究逃逸电流平台形成的特性, 并从实验诊断角度分析了逃逸电流平台的特征.

1 逃逸产生机制

初级、次级以及热尾产生机制是托卡马克中逃逸电子产生的 3 种主要机制. 初级产生机制也称 Dreicer 机制, 是电子受到的环形电场力大于粒子之间的碰撞阻力而产生逃逸. 电子逃逸的阈值能量关系式为

$$W_{\mathrm{crit}} = \frac{1}{2}m_0 v_{\mathrm{crit}}^2 = \frac{e^3 n_e \ln\Lambda (2 + Z_{\mathrm{eff}})}{8\pi\varepsilon_0^2 E} = 2.2(2 + Z_{\mathrm{eff}})\frac{n_e}{E}, \quad (1)$$

式中 m_0 为电子的静止质量, e 为电子电荷, n_e 为电子密度, $\ln\Lambda$ 为库仑对数, Z_{eff} 为有效电荷数, ε_0 为真空介电常数, E 为电场强度.

初级产生机制只要环向电场大于临界电场就会发生. 托卡马克装置在一定条件下,根据 Fokker-Planck 方程可得到逃逸电子的初级产生率[16]

$$\frac{\mathrm{d}n_{r,\mathrm{pr}}}{\mathrm{d}t} = \lambda \nu_e n_e, \quad (2)$$

式中 ν_e 是电子的碰撞频率, λ 是逃逸电子产生的速率因子.

次级产生机制是指等离子体中能量大约在 10 ~ 20 MeV 的逃逸电子和本底电子发生近距离库仑碰撞, 使其获得高于逃逸阈值的能量而成为逃逸电子[17]. 这种最初产生的雪崩“种子”电子又和本底热电子发生近体库伦碰撞, 逃逸数目呈现指数性增长, 雪崩模式产生更多的逃逸电子. 逃逸电子的次级产生率[15]为

收稿日期:2019-10-21

* 四川省教育厅重点科研项目(18ZA0417); 四川文理学院创新训练项目(201810644074)

** 通信作者:zjxlfg@ 126. com

$$\frac{\partial n_r}{\partial t} = n_r \frac{E_{/\!/}/E_c - 1}{\ln\Lambda\tau}\sqrt{\frac{\pi\varphi}{3(Z_{\text{eff}}+5)}}\cdot \left[1 - E_c/E_{/\!/} + \frac{4\pi(Z_{\text{eff}}+1)^2}{3\varphi(Z_{\text{eff}}+5)(E_{/\!/}^2/E_c^2 + 4/\varphi^2 - 1)}\right]^{-1/2}, \tag{3}$$

式中 $E_{/\!/}$ 和 E_c 分别为平行于磁力线的环向电场和绝对临界电场,$\varphi = (1 + 1.46\varepsilon^{1/2} + 1.72\varepsilon)^{-1}$,$\varepsilon = r/R$,$r$ 和 R 分别为小环半径和大环半径,τ 为相对论电子碰撞时间.

中型托卡马克装置上可用大量注入气体的方式来缓解等离子体破裂带来的 3 种危害[18-19]. 大量气体的注入会产生快速冷却的效果,但快速冷却的结果只能冷却电子分布函数中的低能部分,高能部分的电子来不及被低能电子碰撞冷却,电子分布中的高能电子尾部被留下. 等离子体破裂电流淬灭阶段,电流迅速衰减感应出比外加电场要强的电场,在感应电场作用下高能尾部电子将会转化为逃逸电子,这就是热尾产生机制[20].

2　模拟结果以及实验现象分析

等离子体破裂期间温度降低,能量损失,等离子体破裂的典型特性如图 1 所示. 等离子体电流的快速下降引起高的感应环电压,逃逸电子在高环电场的加速下通量和能量都急剧增加,并形成逃逸电流.

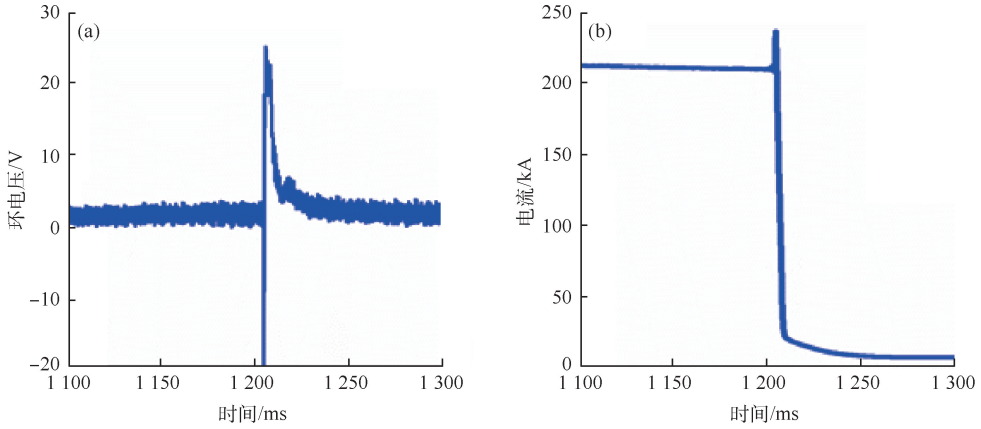


图 1　等离子体破裂的典型特征波形

(a)等离子体环电压;(b)等离子体电流

HL-2A 托卡马克装置是我国第一个偏虑器实验装置(大半径 $R = 1.65$ m,小半径 $r = 0.40$ m,环向磁场 $B_t = 2.8$ T),根据装置参数以及设定初始时刻密度为 $n_e = 2.0 \times 10^{19}$ m^{-3},拟合逃逸电流如图 2 所示. 可知,等离子体破裂过程中逃逸电流的形成过程呈指数增长,这是由于建立模型过程中不仅考虑到初级产生机制,雪崩过程也是逃逸电子形成的重要过程.

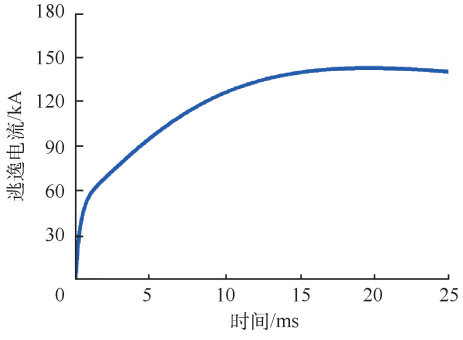


图 2　模拟逃逸电流波形

模拟过程对研究等离子体破裂过程很重要,这是由于等离子体破裂过程非常快,通过实验测定参数很难确定. 为了多角度分析,根据式(2)和(3)采用有限差分的方法结合物理模型,利用麦克斯韦方程组以及逃逸电子初级和次级产生机制模拟等离子体破裂过程(图 3). 显示从等离子体破裂时刻开始,逃逸电流在 1 ~ 2 ms 内迅速急增至 40.0 kA 左右. 与图 2 结果相似,等离子体破裂过程中逃逸电流的

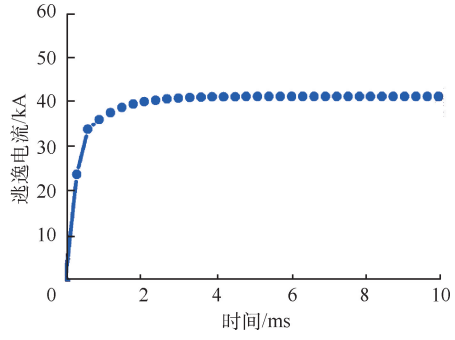


图 3　等离子体破裂期间逃逸电流演化

形成过程也呈指数增长. 此模拟过程与前面不同的是方法上利用有限差分法来进行拟合运算.

图 4 是等离子体破裂期间电流随时间演化曲线,在等离子体破裂过程中都形成了逃逸电流平台. 图 4(a)是破裂前等离子体电流为 185.0 kA 的放电波形图, 在放电到达 548 ms 时等离子体破裂, 等离子体电流信号出现正脉冲后等离子电流骤然下降. 破裂之后等离子体电流没有迅速衰减为零, 而是出现持续时间为 25 ms 的 135.0 kA 电流平台, 欧姆电流转化为逃逸电流的转换率高达 72%. 从图4(b)可以得出,破裂大概是从 930 ms 开始, 破裂前等离子电流为 162.5 kA, 与图 4(a)中电流信号相似,电流在破裂后几毫秒内急剧衰减, 形成了 50.0 kA 的逃逸电流平台, 尽管欧姆电流转化为逃逸电流的转换率仅为 30%. 但本次放电逃逸电流平台持续的时间长达 120 ms 左右.

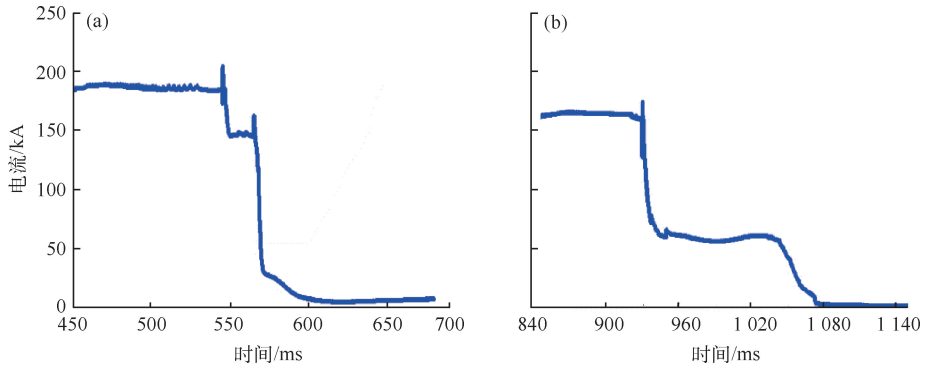


图 4 等离子体破裂期间等离子体电流的时间演化

(a)破裂前等离子体电流为 185.0 kA;(b)破裂前等离子体电流为 162.5 kA

3 结 论

等离子体大破裂时, 被环向电场持续加速的高通量、高能量逃逸电子会对装置的第一壁等材料造成严重的威胁, 因此理论和实验上都需要对逃逸电子的产生机制以及逃逸抑制手段进行深入的研究. 本文从理论上采用不同的方法模拟了逃逸电流演化过程, 尽管拟合模型过程不同, 但得出的电流平台形成趋势相同. 实验上通过诊断研究了等离子体破裂期间逃逸电流平台的特性, 为寻求抑制逃逸电子的产生提供基础.

参 考 文 献

[1] 竹锦霞. 提高等离子体密度对不同放电条件下逃逸电子行为对比分析[J]. 首都师范大学学报(自然科学版), 2018, 39(2):39 – 42.

[2] 竹锦霞, 涂朴. 低杂波电流驱动下快电子慢化时间的实验研究[J]. 首都师范大学学报(自然科学版), 2017, 38(3):33 – 36.

[3] LOARTE A, RICCARDO V, MARTIN-SOLÍS J R, et al. Magnetic energy flows during the current quench and termination of disruptions with runaway current plateau formation in JET and implications for ITER[J]. Nuclear Fusion, 2011, 51(7):073004.

[4] PLYUSNIN V, RICCARDO V, JASPERS R J E, et al. Study of runaway electron generation during major disruptions in JET[J]. Nuclear Fusion, 2006, 46(2):277 – 284.

[5] ESPOSITO B, GRANUCCI G, SMEULDERS P, et al. Disruption avoidance in the Frascati Tokamak upgrade by means of magnetohydrodynamic mode stabilization using electron-cyclotron-resonance heating[J]. Physical Review Letters, 2008, 100(4):045006.

[6] GILL R D, ALPER B, EDWARDS A W, et al. Direct observations of runaway electrons during disruptions in the JET tokamak[J]. Nuclear Fusion, 2000, 40(2):163 – 174.

[7] SMITH H M,FEHER T B, FÜLÖP T,et al. Runaway electron generation in tokamak disruptions[J]. Plasma Physics and Controlled Fusion,2009,51(12):124008.

[8] TAMAI H, YOSHINO R, TOKUDA S, et al. Runaway current termination in JT-60U[J]. Nuclear Fusion, 2002, 42(3):290 – 294.

[9] SMITH H M, HELANDER P, ERIKSSON L G, et al. Runaway electrons and the evolution of the plasma current in tokamak disruptions[J]. Physics of Plasmas, 2006, 13(10):102502.

[10] ERIKSSON L G, HELANDER P, ANDERSSON F, et al. Current dynamics during disruptions in large Tokamaks[J]. Physical Review Letters, 2004, 92(20):205004.

[11] CHEN Z Y, KIM W C, YU Y W, et al. Study of runaway current generation following disruptions in KSTAR[J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2013, 55(3): 035007.

[12] YOSHINO R, TOKUDA S, KAWANO Y. Generation and termination of runaway electrons at major disruptions in JT-60U[J]. Nuclear Fusion, 1999, 39(2):151 – 161.

[13] FINKEN K H, MANK G, KRÄMER-FLECKEN A, et al. Mitigation of disruptions by fast helium puffs[J]. Nuclear Fusion, 2001, 41(11):1651 – 1661.

[14] ZHANG Y P, LIU Y, YUAN G L, et al. Observation of the generation and evolution of long-lived runaway electron beams during major disruptions in the HuanLiuqi-2A Tokamak[J]. Physics of Plasmas, 2012, 19(3):032510.

[15] 吴娜,王中天,桑超峰,等. HL-2A 等离子体破裂期间逃逸电子演化模拟[J]. 核聚变与等离子体物理, 2013(4): 297 – 303.

[16] ENTROP I. Confinement of relativistic runaway electrons in Tokamak plasma[D]. Netherlands:Technische Universiteit Eindhoven, 1999.

[17] BOZHENKOV S A, LEHNEN M, FINKEN K H, et al. Generation and suppression of runaway electrons in disruption mitigation experiments in TEXTOR[J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2008, 50(10):105007.

[18] ZHU J X, ZHANG Y B, DONG Y B, et al. Characterization of plasma current quench during disruptions at HL-2A[J]. Plasma Science and Technology,2017, 19(5): 055101.

[19] ZHANG Y, CHEN Z Y, FANG D, et al. Characteristics of current quenches during disruptions in the J-TEXT Tokamak [J]. Physica Scripta, 2012, 86(2):25501.

[20] SMITH H M, VERWICHTE E. Hot tail runaway electron generation in Tokamak disruptions[J]. Physics of Plasmas, 2008,15(7):072502.

Study on Runaway Current Platform During Plasma Disruptions

ZHU Jinxia TU Pu LI Qiang LI Linxin

(School of Intelligent Manufacturing, Sichuan University of Arts and Science, Dazhou Sichuan 635000)

Abstract: The characteristics of the formation of the escape current platform during plasma rupture in the HL-2A device were analyzed. Two different numerical simulation methods were used to investigate the runaway current platform after the plasma disruption, and the fitting results showed that the forming trends of runaway current platform were the same. A current platform with a duration of 120 ms was observed by using the diagnostic system, and the conversion rate of Ohmic current to runaway current was as high as 72%.

Keywords: plasma disruption; runaway electron; runaway current