

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2016.04.07

磁约束等离子体的若干辐射磁流体力学 问题研究概述

蔡辉山

(中国科学技术大学 物理学院, 合肥 230026)

摘要: 在磁约束聚变等离子体中, 等离子体辐射是其中的一个重要问题。当等离子体辐射功率达到一定比例时, 会引起不稳定性, 甚至导致等离子体破裂。在磁约束等离子体中, 辐射磁流体力学主要涉及到的是由辐射引起的磁流体不稳定性, 及其对等离子体约束的影响。目前仍存在一些关键性的问题, 如密度极限、等离子体破裂过程中的辐射损失等, 并且磁约束聚变等离子体中还没有完整的辐射磁流体力学的数值模拟工作, 因此, 从事这方面的工作有望走在国际前沿。

关键词: 等离子体辐射; 磁约束等离子体; 密度极限; 破裂

中图分类号: O0532⁺.11

文献标识码: A

1 引 言

辐射磁流体力学数值模拟在天文及磁约束等离子体研究中发挥着越来越重要的作用^[1]。本文主要介绍磁约束等离子体中辐射磁流体力学的若干问题。能源的可持续是人类社会面临的一个迫切的问题。聚变能是一种无限、清洁的资源, 是人类未来能源的主导形式之一。实现和平利用核聚变能是解决未来能源问题的途径之一。磁约束核聚变是利用磁场约束带电粒子的特性来实现可控核聚变。目前国际上在建的国际热核聚变实验堆 (ITER) 计划的目标是对和平利用核聚变能量的科学和技术可能性的一个展示。热核聚变的功率平衡要求输入的功率和产生的功率要大于损失的功率。根据这个功率平衡条件, 可以推断点火条件需要满足劳森判据^[2], 即高温等离子体的约束时间、温度、密度需要满足一定的条件。而功率损失的途径主要是辐射引起的能量损失、粒子热传导和扩散引起的能量损失等。辐射能量损失是很重要的能量损失通道之一, 主要是由等离子体的各种粒子之间的相互作用引起的, 主要包括韧致辐射、杂质线辐射等。一般认为辐射的危害表现为当辐射功率达到一定的比例时, 辐射冷

收稿日期: 2016-08-31; 修回日期: 2016-09-30

资助项目: 国家磁约束核聚变能发展研究专项; 国家自然科学基金 (2014GB106004, 2013GB111000, 11375189, 11075161 11275260); 中国科学院青年促进会

通讯作者: 蔡辉山, hscail@mail.ustc.edu.cn

却会使等离子体电流剖面收缩并引发不稳定性, 甚至导致等离子体破裂。但是, 为了减小偏滤器靶板的热负荷, 又需要在等离子体边界和偏滤器区保持高的辐射损失。根据 ITER 的参数设计, 为不超过在稳态运行时第一壁材料所能承受的热负荷, 要求辐射损失比例达到 75% 的水平, 其中偏滤器区的辐射至少要占到总辐射的 50%^[3]。但是边界和偏滤器区的辐射损失容易引起辐射不稳定性, 如 MARFE 不稳定性等, 从而引起边界的冷却和电流分布收缩, 并且触发低模数的磁流体不稳定性, 最终导致大的破裂。另外, 到了“燃烧”等离子体阶段, 等离子体芯部温度很高, 芯部辐射损失就会变得更加重要, 特别是高 Z 杂质聚芯导致的辐射会降低芯部等离子体温度, 从而会影响芯部磁流体不稳定性的行为, 进一步影响到“燃烧”等离子体的维持。因而, 在磁约束聚变等离子体中, 等离子体辐射是其中的一个重要问题, 有必要进行研究。而辐射磁流体力学主要涉及到的是由辐射引起的磁流体不稳定性, 及其对等离子体约束的影响。目前, 仍存在一些关键性的问题, 如: (1) 密度极限; (2) 等离子体破裂过程中的辐射损失等。本文主要就这两个问题做一些简单介绍。

本文第 2 章介绍磁约束等离子体中与辐射磁流体相关的主要物理问题; 第 3 章介绍国内外的进展; 第 4 章进行简单的总结与展望。

2 磁约束等离子体中与辐射磁流体相关的主要物理问题

由热核聚变点火条件的劳森判据可以知道, 高密度对于磁约束聚变是有利的。未来的托卡马克反应堆需要在高密度等离子体的条件下运行。而托卡马克实验发现托卡马克等离子体运行存在一个密度极限, 即超过这个密度, 等离子体粒子约束变坏, 等离子体会发生破裂。Greenwald 等人对此作了一定的解释, 并提出了 Greenwald 密度极限^[4], $\bar{n}_e = \kappa \bar{J}$, 其中 \bar{n}_e 为电子线平均密度, κ 是等离子体拉长比, \bar{J} 是等离子体平均电流密度。图 1—4 是不同实验装置的数据, 验证了这个公式。图 1—4 需要与图 5 做比较, 图 1—4 中密度与标度参数 κJ 的关系, 与图 5 同组数据。

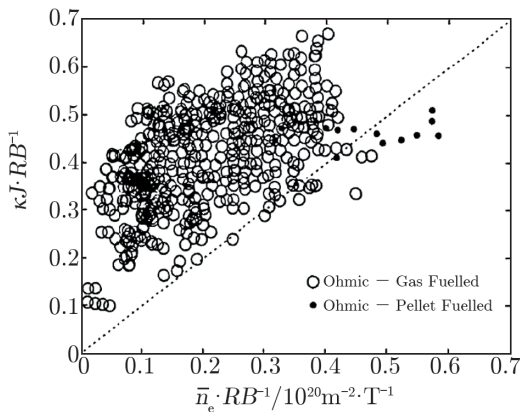


图 1 Alcator C 的密度极限^[4]

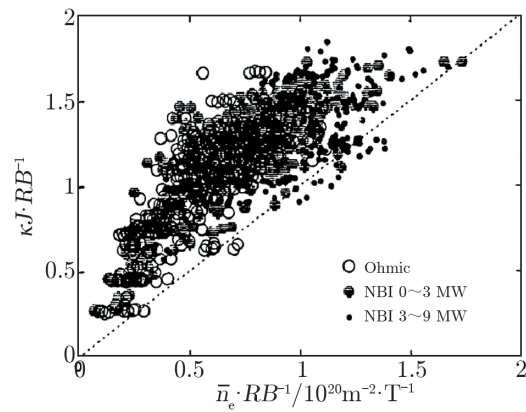
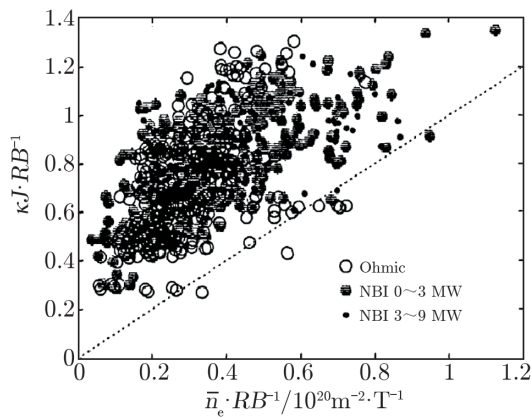
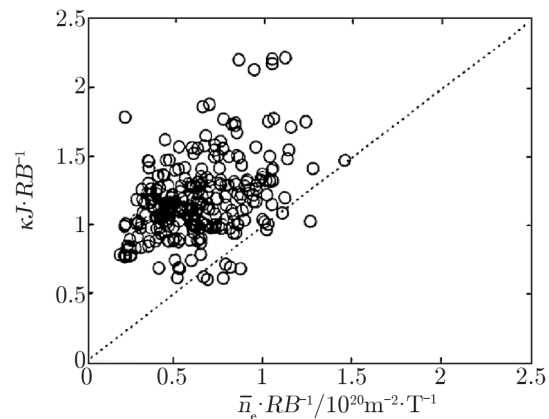
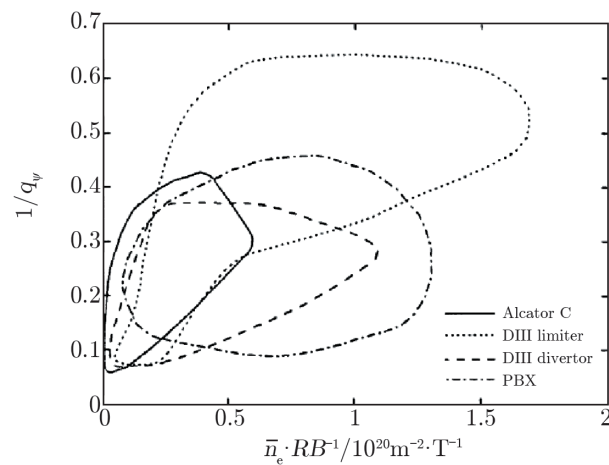


图 2 DIII (限制器) 的密度极限^[4]

物理上认为此密度极限主要与辐射相关。由于辐射冷却, 引起等离子体电流剖面收缩,

图3 DIII (偏滤器) 的密度极限^[4]图4 PBX 的密度极限^[4]图5 Alcator C, DIII 和 PBX 三个装置数据比较^[4]

从而引起低模数的磁流体不稳定性，最终导致等离子体破裂。如 Greenwald 等人^[4]认为边界辐射的增加引起的 MARFE 不稳定性，会使边界温度进一步降低，引起等离子体电流收缩，从而导致低模数不稳定性 (如撕裂模不稳定性)，产生一个或多个磁岛，最终导致等离子体破裂。其中 MARFE 是出现在边界等离子体中高密度、低温、环向对称、极向不对称的一种辐射不稳定性。它是辐射冷却造成的，通常在达到密度极限的 60%~80% 出现，被认为是粒子约束破坏的一种先兆。Greenwald 密度极限是一个实验经验公式，其物理机制目前还不清楚。事实上，如果通过大量的气体靶丸的注入，可以超过 Greenwald 密度极限的 20%~50%^[4]。这也就意味着 Greenwald 密度极限并不是一个基本的密度极限，因此，热核约束聚变的一个关键性问题——密度极限远远没有解决。

目前认为磁约束等离子体破裂不可避免。目前实验统计认为，大部分等离子体破裂都是由磁流体不稳定性造成的^[5]。在磁流体不稳定性发生过程中，伴随着大量的热能量损失。此热能的损失与造成等离子体破裂的磁流体不稳定性的种类相关。而目前还没有能够完全描述

磁流体不稳定性引起等离子体破裂的程序。另一方面,近年来,国际上最大的托卡马克 JET 在第一壁材料上使用部分铍和部分钨为材料(类似于 ITER 第一壁材料),统计 2011—2012 年的实验后发现,46% 以上的破裂都是由于芯部的强辐射造成的,见表 1^[6]。使用这种全金属材料后,芯部高 Z 杂质的辐射加强,由于芯部温度的降低,使得芯部电流位型展平,从而激发一些磁流体不稳定性,最终导致等离子体破裂。因而,建立描述磁流体不稳定性引起等离子体破裂的模型和程序对于理解等离子体破裂的物理机制是至关重要的,其中辐射是比较重要的因素,需要加以考虑,即需要建立辐射磁流体数值模拟程序,才能更好地理解等离子体破裂的机制。等离子体破裂过程中,首先温度会迅速地降低(典型时间尺度为 100 μs ,这个过程与磁流体不稳定性相关),随之,等离子体电流也会迅速降低,伴随着垂直不稳定性产生(中等尺度托卡马克的典型时间尺度为 5 ms),在等离子体电流迅速降低的过程中,会有大量的逃逸电子产生,部分等离子体电流会转化为逃逸电子电流。这些过程会产生大量电磁辐射、热辐射和逃逸电子等,并会对面向等离子体的部件产生极大的危害,从而提高对面向等离子体部件的材料的要求。因此,如何避免这些阶段的电磁辐射、热辐射和逃逸电子等面向等离子体部件的损害就至关重要,如逃逸电子的问题。如果逃逸电子会大量产生,那么我们需要破坏逃逸电子的约束,即让逃逸电子的能量逐渐损失,而不是集中损失。如果集中损失的话,会极大地损害等离子体第一壁材料。如注入高 Z 杂质能提高逃逸电子的韧致辐射,使逃逸电流衰减率提高,从而使逃逸电子的能量在碰到第一壁材料前逐渐损失;也可以利用磁流体不稳定性破坏逃逸电子的约束等。因此,在等离子体破裂问题上,需要建立辐射磁流体力学模拟程序来描述等离子体破裂的过程,以期更好地了解其物理机制;另外,在减免等离子体破裂产物对面向等离子体部件的损害上,也需要建立辐射磁流体力学模拟程序,以期找到更好的办法来减小等离子体破裂产物对第一壁材料的损害。

从数值模拟的角度来看,上述所提到的磁约束等离子体聚变的两个关键问题——密度极限和等离子体破裂,都与磁流体不稳定性及辐射相关。目前认为密度极限是由于辐射冷却引起等离子体电流剖面收缩,从而引起磁流体不稳定性,最终导致等离子体破裂。但是 Greenwald 密度极限并不是一个基本的极限。因而,突破 Greenwald 密度极限对于磁约束聚变就很有意义,但这方面的物理机制尚不清晰。对于等离子体破裂,目前认为主要由磁流体不稳定性造成,但这个过程还没有得到解决。另外,如何减少等离子体破裂对等离子体第一壁材料的损害,也与磁流体不稳定性及辐射密切相关。因此,对于上述提到的这两个问题,都与磁流体不稳定性及辐射密切相关,因而需要建立辐射磁流体力学数值模拟,以期能更好地了解其物理机制,并预言新的结果,对实验工作提供帮助。

3 国内外相关研究进展

首先介绍密度极限的发展。从 20 世纪 70 年代起,一系列不同装置的实验^[4, 8-12]都发现了密度极限的经验定标。在 Greenwald 等人初步解释密度极限的物理机制之后,提出 Greenwald 密度极限。通常认为是由于辐射冷却引起电流剖面收缩,激发低模数的电阻磁流

表 1 电流大于 1 MA 的 JET 上不同因素导致破裂的比较^[6]

JET 破裂因素	破裂概率/(%)		
	2000—2010	2007—2009	2011—2012
Impurity (control problems)	1.39	0.91	1.63
Density control problems	1.16	1.36	0.99
Auxiliary power shut-down (H-L)	0.74	0.41	0.07
Too strong core radiation			4.60
Fast emergency shut-down	0.71	0.38	0.11
Neo-classical tearing mode	0.61	0.39	0.50
Shape control problems	0.45	0.20	0.11
Current ramp-up	0.44	0.19	0.11
(Low density) Error field mode	0.42	0.43	0.81
Strong internal transport barrier	0.38	0.14	0.00
Vertical stability control problem	0.34	0.52	0.04
Greenwald limit	0.18	0.10	0.00
No clear classification	0.62	0.23	0.39

注：第二栏是统计 2000—2010 年期间，22 243 次放电，1 654 破裂（第一壁材料是石墨）；第三栏是 2007—2009 年期间，6 907 次放电，364 次破裂，（第一壁材料是石墨）；第四栏是 2011—2012 年期间，2 824 次放电，273 次破裂（第一壁材料是钨和钨）。

体不稳定性，产生一个或多个磁岛，从而导致等离子体破裂。但关于密度极限还有些问题没有解决^[14]，如：(1) 这个实验定标是普适的，认为与辐射相关，但是以量子力学的观点，杂质的线辐射非常复杂；(2) 如果与辐射相关，为什么实验定标与加热功率弱相关；(3) 为什么与杂质的有效电荷弱相关；(4) 如果与磁岛的触发相关，为什么 Greenwald 密度极限定标与等离子体位型或安全因子弱相关（它们会影响磁流体不稳定性）；(5) 为什么仿星器中密度极限与功率的关系与托卡马克中的不同；(6) 为什么辐射冷却与撕裂模相关。从 Greenwald 密度极限提出，利用辐射和磁岛相关的解释已经做了一些实验和理论工作^[14-17]。如最近 Gates 的工作^[16]认为，由辐射驱动磁岛的不稳定性阈值关系，并结合柱几何模型下的托卡马克电流通道行为，可以解释 Greenwald 密度极限。辐射驱动磁岛的不稳定性判据为：

$$P_{\text{rad}} < \eta J^2, \quad (1)$$

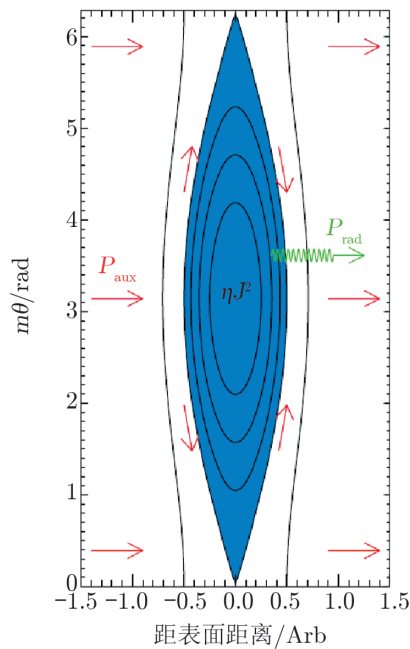
其中 P_{rad} 为辐射损失功率， η 为电阻率， J 是等离子体电流密度。该公式可以进一步写为：

$$E_{\text{eff}} (\nu_{\text{ez}})_{\text{eff}} n_e < \frac{m_e \nu_{\text{ei}}}{e^2 n_e} J^2, \quad (2)$$

其中 E_{eff} 为沿辐射线的平均每次有效碰撞的能量损失， $(\nu_{\text{ez}})_{\text{eff}}$ 为辐射碰撞的碰撞频率， n_e 是电子密度， m_e 为电子质量， ν_{ei} 是电子离子碰撞频率。这个表达式可以重新改写为：

$$n_e < \sqrt{\frac{m_e}{e^2 E_{\text{eff}}} \frac{\nu_{\text{ei}}}{(\nu_{\text{ez}})_{\text{eff}}}} J, \quad (3)$$

这就是可以解释 Greenwald 的密度极限的经验公式。上述过程可以由图 6 展示。



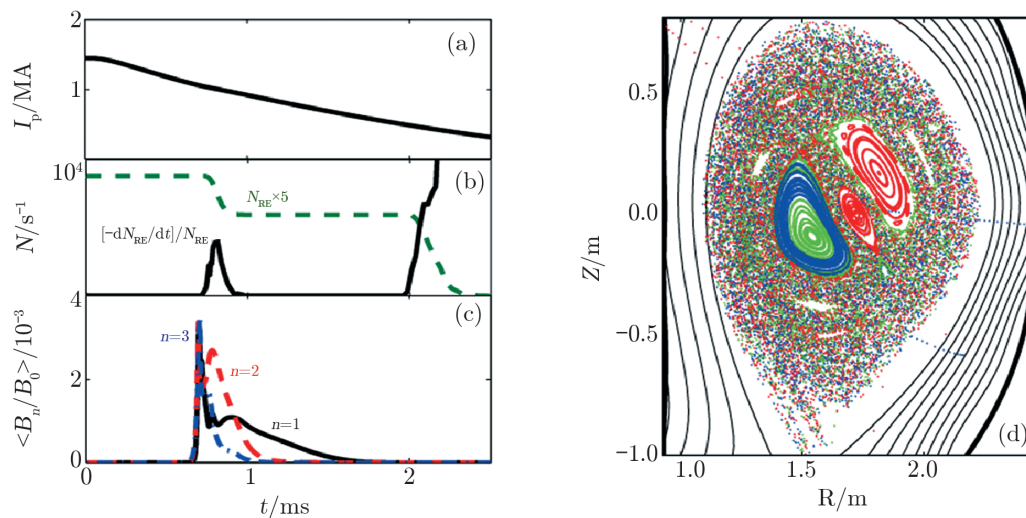
注: 红色箭头表示辅助加热沿着磁岛的流动, 蓝色区域表示磁岛内部的欧姆加热, 绿色箭头表示磁岛内向外的辐射损失。 m 是磁岛的极向模式数, θ 是极向角。 P_{aux} 是辅助加热功率 (假设沉积在等离子体中心), P_{rad} 代表磁岛内的辐射损失功率。

图 6 单个磁岛附近热量流动示意图^[16]

但这些工作都只是定性上的解释, 没有系统地利用辐射磁流体力学程序去进行数值模拟。因而, 这方面的工作迫切需要辐射磁流体力学数值模拟程序进行验证和分析, 同时预言新的结果。同样, 其他问题的解释也需要辐射磁流体力学数值模拟程序, 如边界辐射磁流体不稳定性 MARFE。另外, 部分实验^[4]表明 Greenwald 密度极限是可以超过的, 它不是基本的密度极限。如果未来托卡马克反应堆能运行在 Greenwald 密度极限之上, 更为有利于磁约束等离子体聚变。

等离子体破裂问题是目前国际上的前沿和关心的热点问题。在实验上和理论上都有不少的工作。这里, 我们主要介绍等离子体破裂机制和逃逸电子相关的数值模拟工作。目前认为等离子体破裂主要是由磁流体不稳定性造成的。但是引起破裂的磁流体不稳定性有多种, 如撕裂模 (包括新经典撕裂模)、电阻壁模、气球模等。如利用数值建模的办法研究非线性气球模的演化^[18, 19], NIMROD code 模拟高 β 下等离子体的破裂^[20]。而在逃逸电子问题上, 主要集中在研究逃逸电子的产生及约束上。目前, 已有一些理论和实验研究逃逸电子的损失机制, 探索控制逃逸电子输运的方法^[21-28], 但这方面的研究刚刚起步, 仍然存在不少的问题需要解决。如 DIII-D 装置实验利用注入靶丸来引起等离子体破裂产生逃逸电子的方法, 研究了逃逸电子的输运和控制^[21-23]。在 Textor 实验中^[24], 探针测量了逃逸电子的损失, 发现了逃逸电子爆发式的损失, 认为可能是由于撕裂模或扭曲模引起的。另一方面, 在理论上对逃逸电子的输运也做了一定的研究^[24-28]。Helander 等人^[25]研究了径向输运对逃逸电子的雪崩式产生

机制的影响,认为当磁场扰动达到一定幅度时,逃逸电子的雪崩式产生会被抑制;Papp 等人^[26]研究了共振螺旋场对逃逸电子运输的影响。最近,Smith 等人^[27]提出了一种被动的方法来抑制逃逸电子,见图 7。这种方法不依赖于破裂的产生方式,利用破裂中产生的电场在壁驱动电流,从而引起磁场的扰动,引起 MHD 不稳定性,而造成逃逸电子的损失。Izzo 等人^[28]利用磁流体数值模拟程序(NIMROD)模拟主动注入气体引起等离子体破裂过程中逃逸电子的损失,但在模拟中,逃逸电子只是作为测试粒子引入,并没有自洽地与磁流体结合。但在上述的理论模拟工作中,都没有把逃逸电子以及杂质的辐射和磁流体相互结合。而已有部分实验研究表明,高 Z 杂质的注入会提高逃逸电子的韧致辐射,使逃逸电流的衰减率提高。因此,在逃逸电子约束的研究上,有必要把辐射和磁流体力学结合,建立自洽的磁流体力学数值模拟程序。国际上已有的 code 如 NIMROD^[29],M3D^[30]等都是磁约束等离子体中较为有名的磁流体模拟程序,这些程序基本上都包含了单流体模型和双流体模型,其中 M3D 还包含了动力学模块。模拟方法由于环形几何的复杂性,空间上都采用了有限元的方法,时间上用半隐式格式。但这些程序目前都还没有自洽地加入辐射这一模块。辐射主要涉及到等离子体运输和动力学行为,目前主要包含在一些研究运输的程序中。磁流体力学描述的不稳定性的时间尺度与辐射的时间尺度相差较大,在模拟计算中很难将两者自洽地耦合在一起,通常用一些简化的模型,如上述提到的 NIMROD 磁流体力学数值模拟程序。而辐射的修正影响结果的大小与研究的问题有关。比如文章中提到的密度极限和等离子体破裂问题,如果不考虑辐射,很难得到较好和让人信服的结果。



注: (a) 等离子体电流; (b) 逃逸电子数目($\times 5$, 虚线)和逃逸电子损失率(实线); (c) $n = 1, 2, 3$ 模相对于 $n = 0$ 模的幅度; (d) 0.8 ms 时磁场拓扑的庞加莱图。

图 7 偏滤器位型的 DIII-D 装置的模拟^[27]

目前,国内几乎没有人从事磁约束聚变等离子体中辐射磁流体力学这个领域。跟辐射有关的研究基本上主要是用来做等离子体诊断的研究。国内已有的自主开发的磁流体数值模拟

程序是最近刚发展的 CLT code, 其他的基本上都是从国际上引进的, 如 M3D, NIMROD。但这些 code 除了 NIMROD 有描述杂质辐射运输的模块外, 其他的都没有辐射的模块。同时, 这些程序也基本无法描述等离子体破裂的问题, 因此, 国内磁约束聚变等离子体中辐射磁流体力学这个领域基本上是空白。

因此, 磁约束聚变等离子体中, 辐射磁流体力学的研究还没有得到大力的拓展。

4 总结与展望

鉴于目前磁约束聚变等离子体中辐射磁流体力学数值模拟的研究缺乏, 我们有必要开展相关的研究。

具体的, 我们可以借助现有的磁流体数值模拟程序, 包括国外引进的程序 (M3D, NIMROD)、自主开发的程序 (CLT)^[31], 根据我们想要研究的物理机制, 通过对物理问题的简化, 提出一些简化的模型, 在程序中加入简单的辐射模拟模块, 来进行一些初步的研究工作。获得一定经验后, 再考虑发展自洽的辐射磁流体数值模拟来研究辐射相关的物理问题。另外, 目前磁约束聚变等离子体研究中还没有完整的辐射磁流体动力学的数值模拟工作, 因此, 从事这方面的工作有望走在国际前沿。

致谢

感谢汪景琇、马志为两位老师给予的建议。

参考文献:

- [1] 汪景琇, 袁峰, 陈鹏飞, 等. 天文学进展, 2016, 34: 365
- [2] Lawson J D. Proceedings of Physical Society, 1957, B70: 6
- [3] Federici G, et al. J Nucl Mater, 2003, 11: 313
- [4] Greenwald M, Terry J L, Wolfe S m, et al. Nucl Fusion, 1988, 28: 2199
- [5] Hender T C, et al. Nucl Fusion, 2007, 47: S128
- [6] Vries P C de, et al. Phys Plasmas, 2014, 21: 6101
- [7] Lang P T, et al. Phys Rev Lett, 1997, 79: 1487
- [8] Murakami M, Callen J D, Berry L A. Nucl Fusion, 1976, 16: 347
- [9] Fielding S J, Hugill J, McCracken G M, et al. Nucl Fusion, 1977, 17: 1382
- [10] Greenwald M. Plasma Phys Controlled Fusion, 2002, 44: R27
- [11] Granetz R S. Phys Rev Lett, 1982, 49: 658
- [12] Marmor E S, Rice J E, Terry J L, et al. Nucl Fusion, 1982, 22: 1567
- [13] Rebut P H, Hugon M. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1984: Proc 10th Int Conf London, 1984 (IAEA, Vienna, 1985), 2: 1
- [14] Suttrop W, Buchl K, Fuchs J C, et al. Fusion, 1997, 37: 119
- [15] Salzedas F, Schuller F C, Oomens A A M, et al. Phys Rev Lett, 2002, 88: 075002
- [16] Gates D A, Delgado-Aparicio L. Phys Rev Lett, 2012, 108: 165004
- [17] White R B, Gates D A, Brennan D P. Phys Plasmas, 2015, 22: 022514

- [18] Mirnov S V, et al. Phys Plasmas, 1998, 5: 3950
- [19] Mirnov S V. Proc 28th EPS Conf on Controlled Fusion and Plasma Physics (Funchal, Portugal, 2001), 2001, 25A(ECA): 1473
- [20] Kruger S E, et al. Computer Phys Commun, 2004, 164: 34
- [21] Hollmann E M, et al. Nucl Fusion, 2011, 51: 103026
- [22] Eidietis N W, et al. Phys Plasmas, 2012, 19: 056019
- [23] Hollmann E M, et al. Nucl Fusion, 2013, 53: 083004
- [24] Forster M, et al. Phys Plasmas, 2012, 19: 092513
- [25] Helander P, et al. Phys Plasmas, 2000, 7: 4106
- [26] Papp G, et al. Nucl Fusion, 2011, 51: 043004
- [27] Smith H M, et al. Phys Plasma, 2013, 20: 072505
- [28] Izzo V A, Hollmann E M, James A N, et al. Nucl Fusion, 2011, 51: 063032
- [29] Sovinec C R, et al. Journal of Computational Physics, 2004, 195: 355
- [30] Park W, Belova E V, Fu G Y, et al. Phys Plasmas, 1999, 6: 1796
- [31] Wang S, Ma Z W. Phys Plasmas 2015, 22: 122504

A Review of some Radiation Magnetohydrodynamics Problems in Magnetically Confined Plasma

CAI Hui-shan

(School of Physical Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

Abstract: Plasma radiation is one of the key issues in the magnetically confined plasma. When the plasma radiation energy power exceeds some ratio, it will cause some instabilities, even lead to the plasma disruption. In the magnetically confined plasma, radiation magnetohydrodynamics mainly deals with magnetohydrodynamics instabilities due to the radiation, and their impact on the plasma confinement. There are still some critical problems on debate, such as density limit, the radiation loss during plasma disruption, and so on. So far, there is still not complete radiation magnetohydrodynamics simulation in the magnetically confined plasma. Hence, it is possible to get important achievements in this field.

Key words: plasma radiation; magnetically confined plasmas; density limit; disruption