

第一卷 磁约束 (下册)

JU
BIAN

聚变

JU BIAN

〔美〕爱德华·泰勒 编

原子能出版社

J3.8158

105

V.1

聚 变

第 一 卷

磁 约 束

(下 册)

[美]爱德华·泰勒 编

胥兵 汤大荣 译

李长和 王维良 张英光 校

原 子 能 出 版 社

8810410

内 容 简 介

本书是《聚变》这套书的第一卷《磁约束》的第二部分(下册)。本书各章的编写者都是等离子体物理学和聚变研究领域里的权威人士和著名学者,他们把丰富的知识和经验都写在这套书里。

本书共收九章,各章内容分别为:直线磁聚变系统,高 β 仿星器,快衬筒压缩聚变系统,ELMO 波纹环,中性束注入,磁约束等离子体的射频加热,磁约束聚变堆,聚变-裂变燃料工厂,先进聚变堆。各章内容丰富,精炼,可靠。

本册书是从事等离子体物理学及受控核聚变研究的学者、科技人员和大专院校有关专业的师生必备的重要参考书。

Fusion

Volume I

Magnetic Confinement

Part B

Edited by EDWARD TELLER

New York London Toronto Sydney San Francisco

1981

· 聚 变

· 第 一 卷

磁约束(下册)

〔美〕爱德华·泰勒 编

胥兵 汤大荣 译

李长和 王维良 张英光 校

原子能出版社出版

(北京2108信箱)

北京燕山印刷厂印刷

新华书店总店科技发行所发行·新华书店经售

☆

开本787×1092 1/16·印张22.75·字数552千字

1988年2月北京第一版·1988年2月北京第一次印刷

印数1—1,000

统一书号, 15175·848 定价, 5.80 元

ISBN 7-5022-0054-1/TL·20

作 者 表

括弧里的数字表示作者所写文章的起始页码。

康恩 (Robert W. Conn) (120), 加利福尼亚州, 洛杉矶, 加利福尼亚大学工程和应用科学学院等离子体物理和聚变工程中心90024

丹德尔 (R.A. Dandi) (50), 加利福尼亚州, 恩西尼塔斯应用微波等离子体概念有限公司 92024

道森 (John M. Dowson) (280), 加利福尼亚州, 洛杉矶, 加利福尼亚大学物理系 90024

格斯特 (G.E. Guest) (50), 加利福尼亚州, 恩西尼塔斯应用微波等离子体概念有限公司 92024

孔克尔 (W.B. Kunkel) (65), 加利福尼亚州, 伯克利, 加利福尼亚大学物理系和劳伦斯伯克利实验室 94720

莫伊尔 (R.W. Moir) (254), 加利福尼亚州, 利弗莫尔, 加利福尼亚大学国立劳伦斯·利弗莫尔实验室 94550

波科拉布 (Miklos Porkolab) (95), 马萨诸塞州, 坎布里奇, 麻省理工学院物理系和等离子体聚变中心 02139

奎因 (W.E. Quinn) (1), 新墨西哥州, 洛斯阿拉莫斯, 国立洛斯阿拉莫斯实验室 87545

里贝 (F.L. Ribe) (24), 华盛顿州, 西雅图, 华盛顿大学核工程系 98195

舍伍德 (A.R. Sherwood) (37), 新墨西哥州, 洛斯阿拉莫斯, 国立洛斯阿拉莫斯实验室 87545

西蒙 (R.E. Siemon) (1), 新墨西哥州, 洛斯阿拉莫斯, 国立洛斯阿拉莫斯实验室 87545

说 明

本书中所用的计量单位, 大部分为国际单位制单位, 与我国法定计量单位一致, 只有少数单位为等离子体物理学和受控核聚变研究领域所惯用, 现将它们与法定单位的关系列于下表。

物 理 量	书 中 所 用 单 位	与 法 定 单 位 的 关 系
温 度	eV	相应于 $1.16 \times 10^4 \text{K}$
磁 感 应 强 度	G	$1\text{G} = 10^{-4}\text{T}$
磁 场 强 度	Oe	$1\text{Oe} = 79.5575\text{A/m}$
能 量	erg	$1\text{erg} = 10^{-7}\text{J}$
功 率	erg/s	$1\text{erg/s} = 0.1\mu\text{W}$
气 体 压 强	Torr	$1\text{Torr} = 133.3224\text{Pa}$
电 场 强 度	V/cm	$1\text{V/cm} = 10^3\text{V/m}$
电 阻 率	$\Omega \cdot \text{cm}$	$1\Omega \cdot \text{cm} = 10^{-3}\Omega \cdot \text{m}$

下 册 目 录

第8章 直线磁聚变系统

奎因 (W.E.Quinn) 西蒙 (R.E.Simon)

I. 引言	(2)
II. 加热方法	(3)
III. 平衡和稳定性	(7)
IV. 输运	(9)
V. 杂质	(11)
VI. LMF装置的定标律	(12)
VII. 端堵漏方法	(16)
VIII. 聚变堆考虑	(19)
参考文献	(21)

第9章 高 β 仿星器

里贝 (F.L.Ribe)

I. 引言	(24)
II. 对环形 θ 箍缩的基本考虑	(25)
III. 高 β 仿星器平衡	(26)
IV. $l=1$ 等离子体柱的稳定性	(28)
V. 反馈致稳	(29)
VI. 把反馈致稳外推到环形聚变堆系统	(33)
VII. 最近有关低 β 仿星器的理论工作	(34)
VIII. 结论	(34)
参考文献	(34)

第10章 快衬筒压缩聚变系统

里贝 (F.L.Ribe) 舍伍德 (A.R.Sherwood)

I. 引言	(37)
II. 概念的发展	(38)
III. 快衬筒压缩动力学	(38)
IV. 等离子体损失	(43)
V. 快衬筒实验	(44)
VI. 快衬筒聚变堆	(46)
参考文献	(49)

第11章 ELMO 波纹环

丹德尔 (R.A.Dandl) 格斯特 (G.E.Guest)

I. 引言	(50)
II. 波纹环中单个粒子的约束	(51)
III. 波纹环的交换稳定性判据	(52)
IV. 微波加热的热电子等离子体	(53)
V. EBT-I实验	(55)

VI. EBT 中的输运过程	(59)
参考文献	(63)

第 12 章 中性束注入

孔克尔 (W.B.Kunkel)

I. 引言	(65)
II. 中性注入要求	(66)
III. 中性束注入系统	(74)
IV. 束形成元件	(76)
V. 高性能离子源	(83)
VI. 效率的提高	(89)
参考文献	(92)

第 13 章 磁约束等离子体的射频加热

波科拉布 (Miklos Porkolab)

I. 引言	(95)
II. 射频加热有意义的范围	(97)
III. 电子回旋共振加热	(98)
IV. 低混杂频率范围	(103)
V. 离子回旋频率范围 (ICRF)	(109)
VI. 阿尔文波加热	(113)
VII. 飞行时间磁抽运 (TTMP)	(115)
VIII. 甚低频加热	(116)
IX. 聚变堆应用和工艺	(116)
参考文献	(117)

第 14 章 磁约束聚变堆

康恩 (Robert W. Conn)

I. 引言	(121)
II. 聚变燃料和基本的等离子体性能要求	(122)
III. 磁约束聚变堆的基本部件	(123)
IV. 聚变堆功率平衡	(130)
V. 聚变堆等离子体的燃烧循环和燃烧模式	(134)
VI. 超导及磁体设计	(152)
VII. 聚变堆包层设计	(161)
VIII. 聚变堆中材料的辐射效应	(178)
IX. 聚变堆中的氚	(189)
X. 聚变堆设计——部件的组合	(203)
参考文献	(244)

第 15 章 聚变-裂变燃料工厂

莫伊尔 (R.W. Moir)

I. 引言	(254)
II. 基本过程	(257)
III. 混合堆设计	(264)
IV. 铀需求和资源估计	(274)

V. 聚变-裂变燃料工厂与其它概念的比较	(275)
VI. 小结	(277)
参考文献	(277)
第 16 章 先进聚变堆	
道森 (John M. Dawson)	
I. 引言	(280)
II. 某些可能的先进燃料	(282)
III. 对先进燃料堆的某些基本考虑	(286)
IV. 从受控热核堆中有效地回收能量以及回收能量在先进装置中的应用	(299)
V. 先进燃料反应的某些实例	(305)
VI. 作为可能的先进燃料磁约束系统的多极器	(308)
参考文献	(312)
附录: 英汉名词对照	(314)

第8章 直线磁聚变系统

奎因(W.E.Quinn) 西蒙(R.E.Siemon)

(新墨西哥州, 洛斯阿拉莫斯, 国立洛斯阿拉莫斯实验室)

I. 引言

II. 加热方法

- A. 爆聚加热
- B. 激光加热
- C. 相对论电子束 (REB) 加热
- D. 辅助加热

III. 平衡和稳定性

- A. 旋转不稳定性
- B. 曲率引起的不稳定性
- C. 撕裂模

IV. 输运

- A. 轴向粒子损失
- B. 轴向热损失
- C. 径向粒子扩散
- D. 径向热扩散

V. 杂质

VI. LMF 装置的定标律

- A. 粒子端损失
- B. 电子热传导
- C. 径向输运
- D. 总的等离子体能量

VII. 端堵漏方法

- A. 物质端塞
- B. 磁场端堵塞技术
- C. 凹腔端塞

VIII. 聚变堆考虑

- A. 直线 θ 箍缩聚变堆 (LTPR)
- B. 激光加热螺线管聚变堆 (EBHSR)
- C. 电子束加热螺线管聚变堆 (EBHSR)
- D. 稳态螺线管聚变 (SSF) 系统

参考文献

8810410

I. 引言

直线磁聚变 (LMF) 系统是这样一类系统: 其等离子体、包层以及基本上由准静态磁场和开端磁力线提供横向约束的约束系统都具有直线圆柱几何形态。因为 LMF 系统较简单, 所以它们是一种吸引人的研制聚变堆系统的途径。LMF 系统的基本优点包括磁流体动力学 (MHD) 稳定性好、等离子体 β 值高、杂质问题不太严重及加料简单。人们已经证明 θ 箍缩能有效地将等离子体加热到聚变温度。此外, 还有几种可以利用的加热方法, 并且对于由适中尺寸的相同的直圆柱部件构成的组件系统而言, 聚变堆的工程和维修可能都较简单。

所有 LMF 系统最严重的问题是开端磁力线的几何形态, 以及为了在聚变堆燃烧时间内维持等离子体所需要的足够长度。粒子通过两个开端的损失和电子沿磁场的热传导引起的经典热损失对粒子约束时间和能量约束时间有个基本限制, 这意味着聚变堆系统的长度为几十公里^[1]。人们发现, 这样的系统产生的功率高得不可接受, 除非其长度至少缩短一个量级, 否则它们是不吸引人的。长度要求是 LMF 聚变堆系统唯一的一大缺点, 这个要求大大促使人们去寻找合适的端堵塞方法。为了借助于端堵塞来缩短系统长度, 已经提出了几种方法, 它们在某些情况下已得到了验证。这些方法包括物质端塞、多磁镜、会切、等离子体注入、rf 堵塞、静电捕获、场反向以及“凹腔”端塞(拉长跑道)。(“凹腔”端堵塞系统由两个长的直线系统组成。这两个系统在两端用半圆形段连接, 以形成拉得很长的跑道。)场反向和凹腔系统都使得磁力线闭合, 以防止粒子损失和电子热传导引起的热损失。人们期望闭合磁力线系统的聚变堆是好的, 不过现在对更复杂的磁场位形的物理学了解得很肤浅, 还不能作评价。

在 LMF 系统中, 等离子体被轴向磁场径向约束。人们完全证实, 在直磁力线位形中等离子体是平衡的。理论预言, 在磁力线没有弯曲和等离子体没有旋转的情况下, LMF 等离子体是自然稳定的。在存在磁力线曲率或等离子体旋转的情况下, 有限拉莫尔半径 (FLR) 效应能使 $m \geq 2$ 的扰动稳定^[2-5], 磁力线弯曲或等离子体旋转可以由磁场误差、边界条件或者端堵塞技术引起。如果磁力线有不利的曲率或者如果整个等离子体旋转超出某些界限, 那么就可能发生不稳定的 $m = 1$ 运动。实验已经证明, 在端效应传播到等离子体中心区域之前, 等离子体约束是稳定的。在从两端开始经过阿尔芬渡越时间之后, 观测到 $m = 1$ 的颤动不稳定性, 这种不稳定性在幅度不很大时就达到饱和。驱动这种不稳定性的旋转很可能与径向电场的短路和两端的边界条件有关。

迄今为止, 所有的 LMF 实验结果看来都是与粒子和能量在径向和轴向的经典输运相一致, 不过轴向损失的时间尺度限制了径向损失测量的精确度。经典径向损失对聚变堆参数提供了很有利的定标关系。在 θ 箍缩中进行加热, 也就是迅速地增强磁场, 从而使磁力线携带的等离子体爆聚时, 由于平行于磁力线的热传导, 电子能量几乎立刻损失。因此, 由于粒子的端损失, 主要能量损失变成对流的。 θ 箍缩是一种由激波爆聚加热产生的无电极放电。在激波爆聚加热后, 接着是轴向磁场中的绝热压缩。轴向磁场是由图 1 所示的一个螺线管线圈中流动的方位电流即 θ 电流产生的。 θ 箍缩与 Z 箍缩不同, 在 Z 箍缩中, 磁场垂直于 θ 箍缩中的磁场。

用物质端塞得到的结果^[8-8]表明,自由流动的粒子损失可大大减小,留下的唯一问题是电子热传导引起的能量损失。在采用多级磁镜的低 β 直线系统中也已演示了等离子体约束^[9]。在高密度($\sim 10^{16}\text{cm}^{-3}$)和高 β ($\sim 0.5-0.9$)下端堵塞技术的研究处在初始阶段:尚未在预计端塞技术是有效的条件下试验端塞技术;有些端塞技术根本没有试验过;从而没有哪个实验把几种端塞技术结合起来使用过。在磁镜规划中,人们正在研究低等离子体密度下一些稍稍有关的概念(参看第6章);在等离子体密度较低时,双极鞘有效地减小电子热传导效应。

LMF 中等离子体加热是一个分阶段的过程:开始由一种主要加热源进行快速加热,随后是绝热压缩。人们已经研究了三种主要加热源:快速增强轴向磁场引起的爆聚加热;激光加热;较次要的相对论电子束加热。激波爆聚加热是一种已经证明能够获得千电子伏离子温度,并在很多 θ 箍缩实验中已经应用了的技术。这种技术直接加热离子。实验已经证明在中等温度($\sim 100\text{eV}$)的等离子体柱中激光和电子束能有效地将能量耦合给等离子体。激光加热通过逆轆致吸收发生,并对高密度等离子体($\sim 10^{17}\text{cm}^{-3}$)最为有效。电子束的能量耦合过程是异常强烈的,看来对密度范围为 10^{16}cm^{-3} 的等离子体是有效的。根据经典碰撞过程,相对论电子束(REB)应能通过等离子体,而不会损失很多能量,但是通过 REB 和等离子体中的电子之间的双流不稳定性耦合出现反常效应,结果能量集体沉积在等离子体中。激光和电子束都是加热电子而不是加热离子。也可用辅助加热技术来补充主要加热源,从而降低主要加热源的工程要求。

LMF聚变堆必须做得很长,以便在达到净能量得失相当所要求的时间内维持等离子体密度和能量,而不受端损失的影响。对于聚变动力堆来说,长度过长的缺点限制了 LMF 系统作为一个有力的竞争者。为了开发一种可行的聚变堆概念,解决轴向约束问题是至关重要的。LMF系统的聚变堆技术要求可能包括强场磁体、有效的能量转换和储存系统、高的第一壁负载^[10]。直线几何形态是简单的,并且磁体可以建造成组件式的。在无等离子体的脉冲间隔期间,容易进行换料。

人们已对直线 θ 箍缩装置进行了广泛研究。这种装置是典型的 LMF 系统。弗赖德伯格(Freidberg)等评述了直线 θ 箍缩概念^[11]。对在1977年 LMF 讨论会上所讨论的 LMF 课题曾作过一个总结,总结中评述了 LMF 物理与技术^[12]。欣里克(Hinrich)曾对开端磁约束系统的端塞技术作了综述^[13]。

II. 加 热 方 法

LMF 系统至少采用两种等离子体加热技术:一种是能使等离子体达到1—2 keV 的主要加热源,随后是绝热压缩;可能还要用一种能将等离子体温度提高到点火的辅助加热源。主要加热源通常在微秒时间尺度内传输其能量,并要求昂贵的高质量的能量储存器,有效的传

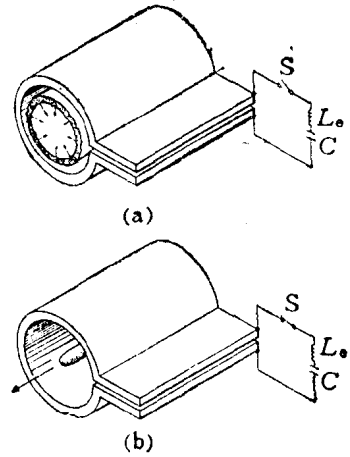


图1 θ 箍缩的简化示意图:(a)以不可逆的激波加热为特征的爆聚加热动力学阶段;(b)开始是激波加热等离子体的绝热压缩,随后是平静阶段和等离子体约束。

输以及快速地将电能转换为等离子体能量。绝热压缩即二次加热通常在长得多的时间尺度(一般在毫秒范围)内。二次加热源一般要求能量比主要加热的高得多,不过较长的脉冲时间允许较廉价的能量储存,例如快放电单极发电机。采用附加的辅助加热源可降低对主要加热源的工程要求。

主要的等离子体加热可以借助于在 θ 箍缩中的爆聚加热来实现,或者通过从轴向的激光或电子束吸收能量来实现。二次加热可以由缓慢地增强磁场通过绝热压缩来实现。辅助加热可以采用磁声加热、ICRH、阿尔文波加热、磁泵或中性束注入。

A. 爆聚加热

爆聚加热或激波加热是一种已经证明能将等离子体加热到热核状态的方法。其优点是直接加热离子,已经在 10^{14} — 10^{15}cm^{-3} 的等离子体密度范围内得到数千伏的离子温度。爆聚加热要求快速地增大磁场强度($\tau/4 \sim 0.5\mu\text{s}$, $B \sim 10\text{kG}$),因此要求高质量的能量贮存器。在 θ 箍缩中,爆聚阶段之后是缓慢的磁压缩。爆聚电路适用于预电离的等离子体。在爆聚的初始阶段,相当一部分磁场嵌入在等离子体中。当等离子体电流鞘的厚度变为几个离子拉莫尔半径时,磁场扩散变慢。在充气压强低(~ 3 — 10mTorr)的情况下,密度分布近似于高斯分布, β 的峰值大,但小于1。在充气压强较高的情况下,爆聚能形成平顶密度分布, β 值(等离子体与外磁场压强之比)接近1。

θ 箍缩爆聚加热阶段已经在大参数范围内研究过了,并在实验上和理论上为人们所了解。国际上为了解爆聚加热阶段中的无碰撞激波所作的工作集中于低密度爆聚现象^[14-22]。初始充气压强为5— 10mTorr 的较高密度时的实验获得了离子能量为1.6keV的等离子体^[23],这样的密度代表了聚变堆所要求的一个条件。爆聚加热所达到的这个温度,在与压缩阶段相结合时便相当接近于 θ 箍缩堆中加热的要求。 θ 箍缩的爆聚加热阶段是通过迅速地增强轴向磁场来实现的。迅速增强的轴向磁场在外部等离子体区域感应出方位电场。该电场驱动圆柱等离子体鞘中的方位电流,等离子体鞘因轴向磁场压强逐渐增大而向轴爆聚。此非绝热加热过程或者用“回跳”模型^[24, 25]或者用“雪锄”模型^[26]来描述,视实验的参数而定。回跳模型已用来描述无碰撞等离子体中的爆聚过程。在这种模型中,无碰撞等离子体离子从迅速向内运动的等离子体鞘反射,其速度两倍于爆聚鞘速度。快速的径向爆聚离子通过非绝热湍流过程热化。然后,冷电子通过与离子的碰撞平衡被加热。对高密度的碰撞等离子体,“雪锄”模型可描述爆聚过程。当等离子体鞘被“磁活塞”向内驱动时,便把它碰到的所有带电粒子都扫走。等离子体离子在爆聚鞘前头被推走,而不是被反射,因为它们与其它粒子的碰撞和湍流阻止它们返回。由于等离子体动量变化率与外磁场压强相平衡,因此可求出作为时间函数的等离子体鞘向内运动的速度。

为了描述在爆聚加热阶段观测到的宽鞘、扩散分布及磁场扩散,有必要援引非经典效应,尤其是反常电阻率。现在,数值方法提供了了解爆聚加热阶段的最好手段。斯格罗(Sgro)和尼尔桑(Nielson)^[27]的混合编码使用了动力学离子和无质量的流体电子;在欧姆定律中补充了合适的反常电阻率系数。模拟实验已经证明,这种编码及其它类似的编码^[28-30]都能精确地再现现象磁场、密度和温度分布这样一些总的实验特性,也能再现现象中子发射、法拉第旋转和等离子体旋转这样一些更为精细的效应。

分级 θ 箍缩实验已成功地证明了将爆聚加热和绝热压缩的功能分开的分级概念^[31]。人

们已经得到了等离子体半径与壁半径之比为 ~ 0.5 的“粗”等离子体,其离子温度超过 1keV 。爆聚加热电路使用高电压,并有昂贵的储能器。然而,所用的能量还较小,因为所需要的磁场强度低。高能量强场慢压缩系统采用廉价的低电压能量储存器。一般来说,用慢压缩阶段可将等离子体温度和密度提高2—4倍。

爆聚加热的 θ 箍缩聚变堆的具体实现有苛刻的但不是不能克服的技术问题。这些技术问题包括爆聚加热线圈、第一壁电绝缘体以及有效的能量储存器与转换系统^[10]。

B. 激光加热

用激光加热长的磁约束等离子体柱首先是由道森(Dawson)等^[32]人提出的。激光加热的优点是能将等离子体加热源与约束系统基本上分开。激光加热也允许采用更适合于强磁场的小直径系统。波长为 $10.6\mu\text{m}$ 的大型、长脉冲 CO_2 激光器的研制成功提供了吸收长度合适的激光束,即吸收长度大体上与在高密度和强磁场条件下能充分约束等离子体的LMF装置所要求的长度相匹配。威斯康星大学、西北数学科学公司、普林斯顿等离子体物理实验室、洛斯阿拉莫斯实验室以及其它实验室已经研究了激光加热螺线管。激光加热螺旋管概念已由弗拉塞斯(Vlases)作了评述^[33]。

只要激光束直径小于等离子体柱直径,激光束能量就能通过逆韧致辐射过程直接被电子吸收。逆韧致辐射是电子-离子碰撞使激波受到电阻阻尼的结果。因为碰撞频率随 $kT_e^{-3/2}$ 变化,韧致辐射过程随 n^2 变化,所以激光辐射的吸收系数随 $n^2 kT_e^{-3/2}$ 变化。

欠稠密氢等离子体 $[n_e < 1.1 \times 10^{21}/\lambda^2]$ 对于激光辐射是不透明的,在这种等离子体中经典逆韧致吸收长度 l_i 近似为^[34]

$$l_i \approx 3.6 \times 10^{33} T_e^{3/2} / n^2 \lambda^2, \quad (1)$$

式中 l_i 的单位为米; n_e 是以 cm^{-3} 为单位的电子密度; T_e 是以 keV 为单位的电子温度, λ 是以 μm 为单位的激光波长。由于激光辐射的逆韧致吸收系数随 $n^2 T_e^{-3/2}$ 变化,因此热传播波前的特性看来是类波的,而不是类扩散的。当传播速度大大超过加热气体中的声速时,所引起的轴向运动便小得可以忽略不计。这种波称为“漂白”波,首先由雷恩(Rehn)^[34]以及斯坦豪尔(Steinhauer)和阿尔斯特罗姆(Ahlstrom)^[35]作过解析处理。吸收过程发生在几乎不运动的等离子体中,在波前附近温度梯度陡。为了捕获激光束,并防止激光束被等离子体柱折射出去,要求电子密度在等离子体的轴上最低^[33]。只要激光束的直径小于等离子体柱的直径,等离子体加热和由此产生的膨胀往往产生捕获位形。由于激光加热最适用于密度高于 10^{17}cm^{-3} 的聚变等离子体^[33]。例如,道森等^[32]已经证明,劳逊(Lawson)能量得失相当条件所要求的激光螺线管聚变系统的长度在磁场强度为400—500kG的情况下为几百米。这个长度近似等于温度为9keV和 $n_e \approx 3 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ 的等离子体的逆韧致吸收长度^[33]。因此,激光能量将在劳逊长度的装置中被有效地吸收。这使得吸收长度与LMF系统的实际聚变堆长度相符。激光加热效率取决于束捕获、所吸收的激光能量的份额,也取决于激光器本身的效率。估计长脉冲 CO_2 激光器的最高效率为25%。

激光加热的磁约束等离子体实验已经证明,束捕获和强激光加热大约相应于经典逆韧致吸收。在长达50cm的等离子体柱中,在密度为 $10^{17}—10^{18}\text{cm}^{-3}$ 时已经观测到等离子体电子温度达到约200eV。然而,大量物理问题还需要加以研究。在千电子伏等离子体温度和大的长度与直径之比的情况下,会存在激光与等离子体相互作用的稳定性和有效的束捕获吗?也许

会出现困难,例如束丝和密度分布,后者对于有效的束捕获是太平直了。增加激光束吸收会导致更吸引人的聚变堆设计。已经提出几种技术来增加这种吸收,其中包括多束通过、通过非线性参数过程来实现激发反常吸收、研制较长波长的激光器。西北数学科学研究所开始进行大型激光螺线管实验^[37]。该实验正向着在密度为 10^{18}cm^{-3} 、长度为3m以及长度与直径比为1000的等离子体中达到千电子伏离子温度这个目标迈进。

大型重复脉冲 CO_2 激光器得到了充分的发展。主要受限制的技术问题是入射在窗口的能量密度。这个限制可以用多组件激光系统和增大窗的总面积来克服。激光加热具有把加热源与等离子体约束区域隔开来加热LMF等离子体的优点,并有可能采用多组件系统。多组件系统由位于包层和超导螺线管内的几个单独的小孔径等离子体室组成。这样的多等离子体室逐个地加上激光脉冲。使用多等离子体室的优点是能降低按时间平均的第一壁负载,以及入射在窗口的激光能量密度。实验已经小规模地演示了基本物理原理,但是有关堆规模和堆温度的等离子体的加热物理仍然有待研究。

C. 相对论电子束(REB)加热

高功率REB发生器的发展以及能有效地将电能转换为REB能量,已经激励人们用REB加热等离子体。REB通过反常的无碰撞过程加热等离子体电子。需要磁场来使电子束相对于内部自箍缩是稳定的。REB加热的磁约束等离子体已经证明束能量的反常吸收,并且一种流模型已经获得了令人满意的与大多数实验的相关性^[38,39]。强电子束的能量通过诸如双流不稳定性或感应的返回电流的集体过程耦合入磁约束等离子体。双流不稳定性^[38]被束和等离子体电子之间的相对漂移所驱动。束激发一种不稳定性,而等离子体电子直接与饱和时存在的大幅度波相互作用。用这种方式,束将其能量传输给波,波又将能量传给等离子体。磁约束等离子体的电子束加热实验^[39]表明,等离子体密度为 $5 \times 10^{13} - 10^{15}\text{cm}^{-3}$ 、束与等离子体之密度比在 $10^{-4} - 10^{-2}$ 范围时,能量耦合效率为(2—7)%。在迄今所做的大多数实验中,束-等离子体能量耦合机制看来是电子-电子双流不稳定性。

宏观相互作用过程包括强电子束感应的等离子体返回电流。当束被注入等离子体时,在束前面被增大的束流感应的电场驱动等离子体电流沿束通道回流^[40]。所感应的等离子体电流从束通道扩散出,并对等离子体电子进行欧姆加热。为了补偿欧姆加热所消耗的能量,能量从束电子感应地传给等离子体电子。在等离子体密度为 $4 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$ 的情况下,实验^[39]表明,等离子体加热可以用束感应的返回电流的经典阻尼来解释。

至于以弱耦合为特征的所谓动力学状态,几乎没有什么实验数据,人们以为弱耦合是适用于聚变堆的。理论预示的束-等离子体耦合长度取决于所假定的非线性阻尼机制。这种关系一般表明耦合距离随密度的增加而缩短。对于几百米长的等离子体柱,预计有足够的耦合。第二个物理问题是,由于粒子-粒子和波-粒子的相互作用,REB有从等离子体柱散射出去的倾向。迄今的实验还不能满意地探索这个散射问题。理论估算预言,在聚变堆条件下,从无规分布的波包中散射的粒子所引起的束扩散将在可接受的限度内。

有待研究的聚变用的REB加热方面的另外两个物理问题是束的压缩和稳定性。也许必须将束从大面积的二极管压缩入小截面的等离子体柱。这种压缩也许会削弱束或者反射一大部分束电子。已经得到的压缩比为2—5,但是对于聚变堆则要求束压缩比为10或更大。第二个问题是束对内部细丝的稳定性问题。如果在导向磁场幅度为一定时束电流密度太高,束就

分裂为细丝,并导致整个束的破裂。特别是发现,当把密度为 n_b 的相对论电子束注入密度 $n_p \gg n_b$ 的磁化等离子体时,如果 $\omega_{pb} > 2\Omega_e$,束就破裂成细丝^[41],这里 $\omega_{pb} = (4\pi n_b e^2 / m\gamma)^{1/2}$ 是束-等离子体频率; $\Omega_e = eB/mc\gamma$ 是束电子回旋频率,其中 $\gamma = (1 - u_b^2/c^2)^{-1/2}$ 是相对论因子; u_b 是束中的电子速度; c 是光速。束细丝在磁场较强时受抑制,不过随着束能量的增加只稍受影响。如果在RCB加热阶段要求初始致稳导向磁场较强,那么随后用绝热压缩进行的辅助加热将受限制,因为压缩磁场也必须压缩初始导向磁场。需要进行研究,以确定束细丝不稳定性开始的条件和束细丝的后果。

强脉冲REB所要求的技术(包括马克斯发生器、开关和二极管)已发展到了相当完善的阶段。也许能把REB发生器外推到聚变应用所需要的100MJ规模。有关REB用于等离子体加热的另一些技术问题还需要研究。导向磁场把环形REB二极管与约束磁体交连起来。必须把导向磁场安排得使端损失等离子体不损害二极管表面。为了确保稳定性,为了避免电子温度比离子温度高得多,对于强流发生器必须把二极管脉冲宽度增加到几微秒。所要求的脉冲重复率也许是个问题。

D. 辅助加热

在LMF系统中,在主要加热后通常是慢磁压缩。附加的辅助加热可以用来大大降低对主要加热源的要求,例如爆聚加热中电场的强度和激光加热中的吸收问题。辅助加热的主要要求是高的耦合效率、加热时间小于能量约束时间、在约束磁场扰动最小情况下能有效加热。可能的辅助加热方法包括磁声加热、离子回旋共振加热(ICRH)、阿尔文波加热以及离子-离子混杂波加热(参见第13章射频加热)。

可以用磁场的振荡抽运来进行0.1—5MHz的磁声加热。一般来说,如果存在着合适的耗散机制,这个方法能优先加热离子。当共振频率与离子-离子碰撞频率之比较小时,经典电阻率和离子粘滞性提供上述机制^[42]。在较高离子温度的情况下,当共振频率比离子-离子碰撞频率高得多时,经典耗散不再能充分地解释实验上所观测到的加热效应^[43, 44]。最近的理论结果表明,由离子温度各向异性驱动的电离离子回旋微观不稳定性提供产生耗散的 $T_\perp$ 和 $T_\parallel$ 之间的弛豫耦合^[45]。对于随 Z 变化的场,离子朗道阻尼^[46]通过无碰撞粒子-波相互作用加热离子。在分级 θ 箍缩实验中已经证实了磁声加热^[44]。

也已证明1—30MHz的阿尔文波能够将能量耦合入等离子体中^[46-49]。在阿尔文波加热中,外加一个与轴向约束磁场相垂直的振荡电场。离子的惯性使离子对外加电场的响应过分滞后于电子。极化漂移导致一个电流及相应的 $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ 力。该力使振荡永不间断^[46],能量通过电磁方式传输给等离子体。

离子回旋共振加热和低混杂加热要求较高的频率,这在技术上变复杂了。然而,高频源正在取得进展。这种rf加热大有希望,不过还处于了解和发展的早期阶段。一般而言,辅助加热提供了大大降低对LMF系统中主要加热源的要求的可能性。

III. 平衡和稳定性

在许多LMF实验中已经观测到平衡的存在。特别是,直线 θ 箍缩实验已证实了稠密的热等离子体在随遇稳定平衡状态中的约束^[10-32]。LMF系统有一个人们所希望的特性,即甚至

在 β 值很高的情况下也具有好的宏观稳定性。线性理论表明,一个静止(非旋转)的、无限长LMF装置对最坏的 $k=0$ 扰动是随遇稳定的,而对有限 k 扰动是正稳定的^[53,54]。可能使 k 量子化的有限几何效应使得系统是正稳定的。直磁力线LMF等离子体对腊肠($m=0$)不稳定性是稳定的,而类槽型($m \geq 2$)不稳定性往往被有限离子拉莫尔半径(FLR)效应稳定。长波长类扭曲型($m=1$)不稳定性是随遇稳定的,并且对磁力线的坏曲率引起的去稳定作用是很敏感的。

A. 旋转不稳定性

理想MHD理论预言,在没有等离子体旋转的情况下,LMF装置中直磁力线位形是随遇稳定的。人们在大多数实验中,都可观测到旋转及导致的不稳定性,而在理论上对旋转效应有相当充分的了解。最重要的是长波长 $m=1$ 的模,它是在直线 θ 箍缩中观测到的仅有的整体不稳定性。一般来说,这种模的1—2个波长相应于装置长度。在实验室坐标系中,模同时振荡和增长,也就是说 ω 是复数。定性来看,等离子体运动类似于跳绳用的绳子的运动,并且这种模已经称为颤动不稳定性。在迄今的所有实验中,观测到颤动运动非线性地稳定在有限振幅。

实验上已证明^[55~56],颤动开始时间约等于 $L/2v_A$,其中 L 为线圈长度; v_A 为阿尔文速度,即低频等离子体扰动在约束磁场内传播的速度。可能有几种引起等离子体旋转的原因,包括磁场有缺陷、径向电场在端壁处短路^[56~56]、在 θ 箍缩爆聚之初离子与壁之间进行动量传递、具有一定方向的角动量的等离子体离子优先从端部损失。开始时间的延迟和对 θ 箍缩线圈之外的两个端部区域中短路电流的实验测量表明,所观测到的旋转是径向电场短路的结果^[56,56]。在初始非旋转等离子体中的平衡要求径向电场。由于该径向电场在两端短路,等离子体的抗磁电流便从电子转移给离子。当重离子携带抗磁电流时,它们的角动量确定了等离子体柱的净旋转。

理想MHD理论表明, $m=1, n=0$ 模对于任何等离子体旋转是不稳定的,虽然存在着增长最大的非零波长。然而,最近用一个包括FLR效应(即只要离子回旋半径 r_i 与等离子体半径相比不是太小,就势必会消除等离子体扰动的离子回旋半径效应)在内的精确模型的研究表明,在存在旋转情况下,此模是稳定的还是不稳定的,要视相对于等离子体抗磁旋转的旋转大小而定^[60,61]。

从等离子体半径与壁半径比约为0.5的分级 θ 箍缩实验得到的结果^[31]表明,没有 $m=1$ 颤动不稳定性的迹象。在等离子体与壁的半径之比为 ~ 0.2 的5米Scylla IV- $P\theta$ 箍缩实验(图2)中,颤动不稳定性发展,并在幅值约为等离子体半径时达到饱和。在同一装置中,在有固体端塞的情况下,颤动不稳定性以较小的幅度达到饱和,并迅速阻尼^[6,7,56]。因此, $m=1$ 的模在实验上不总是出现的,而且即使出现,它对等离子体约束似乎不是有害的。此外,最近对实验结果的大多数解释^[65]认为,这种不稳定性仅在与阿尔芬波阻尼有关的渡越时间尺度出现,这里所指的阿尔芬波阻尼是由端短路过程引起的。

B. 曲率驱动不稳定性

LMF装置的电磁端堵漏安排,例如多磁镜,都能导致由磁力线坏曲率驱动的MHD不稳定性。坏曲率引起的整体移动的 $m=1$ 增长率约为 $\gamma \simeq 2\pi v_A/R$,其中 R 为磁力线的曲率半

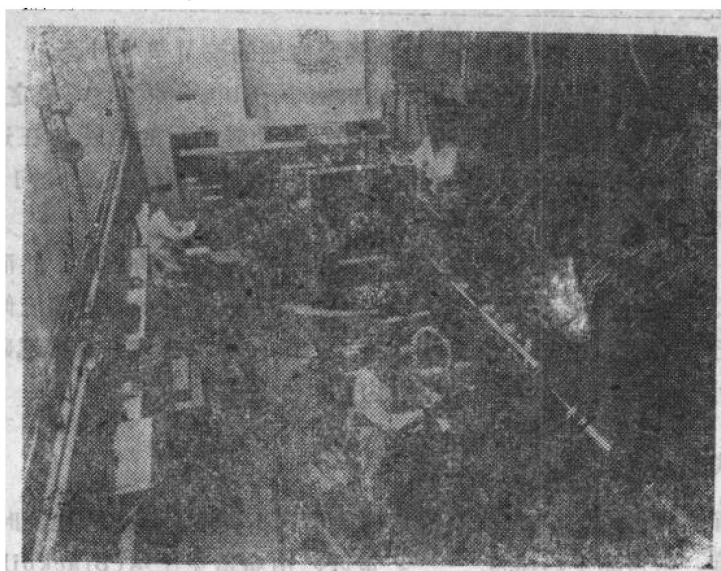


图2 5米长Seylla IV-P0箍缩实验装置照片

径^[11]。可以预料到，有限拉莫尔半径能稳定 $m \geq 2$ 的模。已经观测到端区域的线结对直到几米长的等离子体的稳定性有很大影响。采用会切端磁场能将有利曲率引入LMF等离子体中。这些会切端磁场应以与线结效应差不多的方式稳定端部。

C. 撕裂模

电阻撕裂模和无碰撞撕裂模在许多位形中起着作用。电阻撕裂产生于等离子体的有限电阻率，它导致等离子体横越磁场的扩散，并通过将等离子体分裂为局部细丝或环，使等离子体电流变得不均匀（参见第7章第ⅢA节反向场箍缩）。直线箍缩一个吸引人的特点是，使 $m=0$ 撕裂模稳定的条件很容易满足，而且感兴趣的运行参数空间的范围较宽广。在无限长系统的极限情况下，撕裂模稳定性判据取下列形式^[12]：

$$\beta < 1 - \left[\left(\frac{\Omega_e^2}{\omega_{oe}} + \frac{\Omega_i^2}{\omega_{oi}} \right) / (\Omega_i - \Omega_e) \right]^2, \quad (2)$$

式中 Ω_i 是宏观抗磁漂移旋转速度（也就是存在磁场梯度和等离子体密度梯度时产生的运动）， ω_{oi} 是在外磁场中的回旋频率。在预期的最坏的条件，即 $\Omega_e = 0$ （离子携带全部电流）时，方程(2)中的第二项约为 $(r_i/a)^4$ 。因此，磁场不反向的任何系统对于撕裂模都是基本稳定的。

IV. 输 运

在稳定平衡的磁约束等离子体中，经典库仑碰撞和微观场起伏将使得等离子体粒子从高等离子体密度和高能量密度的约束区域扩散出去。因为不能消除粒子输运和能量输运，所以造成的困难是要使它们的有效时间尺度比聚变堆等离子体燃烧时间长。LMF装置的几何形态自然将输运理论分为两类：轴向输运理论和径向输运理论。这两种输运理论通常又可细分为经典输运理论和反常输运理论。经典输运是由于粒子-粒子库仑碰撞所致；反常输运包括所有非经典效应，但是通常指的是由等离子体微观不稳定性驱动的湍流所引起的粒子扩散^[13]。

基于经典输运的定标将在论及直线 θ 箍缩外推到聚变堆的第Ⅶ节中讨论。

在 θ 箍缩的爆聚阶段,陡的梯度驱动反常加热离子和电子的微观不稳定性。这个阶段现在被人们了解得比较充分,最近理论工作的注意力已转向爆聚后的阶段。在这个阶段,最近的大多数直线实验都受着经典轴向输运的支配。然而,随着装置变长,径向输运和/或反常输运也许会变得很重要。

理论工作的一个重要任务是要能预言反常效应开始所必要的条件。然而,轴向反常输运和径向反常输运之间有一个基本的差别。沿磁场的电子热流驱动的微湍流倾向于阻止这种电子热流,而垂直于磁场的梯度可能驱动加剧粒子扩散和增加热损失的横越磁场的的不稳定性。因此,湍流能减小轴向热损失率,而对径向约束也许是不利的。

A. 轴向粒子损失

在普通的高能LMF装置中,在没有端堵漏的情况下,粒子损失的特征时间为 $\tau_p \sim L/v_i$,其中 L 为线圈长度, v_i 为离子热速度^[50, 51]。最近,由布雷克比尔(Brackbill)等编制的二维MHD编码预示的与 β 有关的端损失时间^[64],与从无碰撞 θ 箍缩实验和碰撞 θ 箍缩实验得到的结果都符合得相当好。虽然实验已证实了 L/v_i 定标,但是损失过程的某些细节,例如稀疏波传播、高 β 等离子体在磁场中为自己“挖掘”磁阱的“自反射”等等,未为人们完全了解。最近在Scylla IV-P^[7] θ 箍缩装置(图2)上的实验测量已经给出了关于在线圈端部区域等离子体分布和等离子体-磁场相互作用的新结果^[65]。这些研究提供了对端损失过程更详细的了解,并导致了一类端堵漏技术的成功实现。在Scylla IV-P上的固体材料端塞实验已证明,粒子损失基本上得到消除^[6-8]。结果表明,正如所预期的那样,电子热传导成了主要的损失过程。

B. 轴向热损失

在LMF系统中,轴向热传导是一个重要的能量损失机制,在研制可行的聚变堆时必须予以考虑。损失的特征时间为 $\tau_e \propto L^2/v_e \lambda_{ee}$,其中 v_e 是电子热速度, λ_{ee} 是电子-电子平均自由程。莫尔斯(Morse)对长 θ 箍缩和短 θ 箍缩中的电子热传导问题作了研究^[66],而其他一些作者对端堵塞箍缩中的这个问题作了处理^[67-69]实验已经证实了原先由莫尔斯理论预言的电子温度定标^[50, 51],在有些情况下已经进行了详细的空间和时间测量^[70, 71]。电子通过沿磁力线的碰撞将其能量传导给在压缩线圈两端之外的冷电子。在高密度等离子体(10^{16} — 10^{18} cm⁻³)的LMF实验中,在两端难以形成双极势或鞘区域来减少象在低密度的磁镜装置中出现的那样的电子热传导(参见有关磁镜装置的第5章和第6章)。在LMF装置中,在端部区域的高的剩余冷电子密度妨碍双极势的发展,而双极势是可以阻止两端的电子热传导的。

在LMF装置中非经典轴向热损失的实验证据是非常初步的^[72]。然而,对于在地球附近的高 β 太阳风中热流的非经典减少,却有强有力的证据^[73],并有相应的理论^[74]。计算表明,由来自哨声热流不稳定性的湍流所引起的反常电子-电子碰撞的时间为离子回旋频率的倒数的百分之几。与经典碰撞时间的比较揭示,反常轴向热损失效应很可能随着电子温度的增加而出现。

C. 径向粒子扩散

已有大量的理论工作致力于研究LMF系统中可能的反常输运过程。如果径向扩散与经典扩散差别不太大的话,那么只要轴向端损失能被阻止,LMF装置就可作为聚变堆的候选装置。