

托卡马克高约束运行模式和磁约束受控核聚变

董家齐[†]

(核工业西南物理研究院 成都 610041)

摘要 磁约束受控核聚变是最终解决人类能源问题的有希望的途径之一. 托卡马克的高约束运行模式可以大大降低下一代磁约束聚变实验装置和将来的聚变示范反应堆的规模和造价. 文章简要介绍了托卡马克高约束模式的特征, 实现条件及亟待研究解决的科学技术问题, 包括触发高约束模式的物理机理, 功率阈值与等离子体参数的关系等, 以及在高约束运行模式下观察到的边缘局域模的驱动机制、控制或缓解技术等.

关键词 磁约束受控核聚变, 托卡马克, 高约束运行模式, 边缘局域模

Tokamak high confinement operation mode and controlled nuclear fusion through magnetic confinement

DONG Jia-Qi[†]

(Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041, China)

Abstract Controlled nuclear fusion through magnetic confinement is a promising energy resource for the world. The high confinement operation mode (H-mode) of Tokamaks may significantly reduce the scale and costs of next generation experimental devices and fusion demonstration reactors. The H-mode characteristics, realization conditions, and scientific and technological issues need to be investigated and addressed urgently, including the triggering mechanism and dependence of the threshold power on the plasma parameters, as well as the driving force and control or mitigation techniques for the edge localized mode, observed in the high confinement operation mode.

Keywords controlled nuclear fusion through magnetic confinement, Tokamak, high confinement operation mode, edge localized mode

1 引言

2009年4月,在中国环流器二号A(HL-2A)托卡马克物理实验中^[1],实现了稳定的高约束运行模式. 这项大科研进展使我国在继欧盟、美国和日本之后,也站到了磁约束核聚变研究的这个重要平台上. 这标志着我国的磁约束核聚变研究的综合实力达到了一个新的水平. 同时,这也意味着我国的磁约束核聚变科学和等离子体物理实验研究进入了一个崭新的阶段.

受控核聚变是一种能让轻原子核(主要是氢及其同位素氘和氚)聚合所产生的核能以可控的方式

释放出来并有可观的能量增益的核反应^[2]. 氢弹爆炸也是核聚变反应,但它是瞬间的、猛烈的,其能量释放过程是不可控的. 在自然界中,也有持续的核聚变反应,例如太阳和行星上的核聚变反应就是持续的,但仍然是不可控的. 持续、可控的核聚变反应一旦在实验室实现并进而得到工业应用,就可以为人类提供资源丰富(足够用上100亿年)、洁净(无污染)、安全(核事故率几乎为零)且经济(消费者可以承受)的能源. 因此,可以说,受控核聚变是与将来的经济发展、社会进步、人类文明密切相关的有广阔应用前景的重要研究领域. 但是,在经过半个多世纪的

2010-03-25 收到

[†] Email: jiaqi@swip.ac.cn

努力之后,人类不但还没有实现这一美好愿望,而且似乎仍然离它比较遥远.这是因为在受控磁约束核聚变研究中,人们面临的、极具科学探索性和挑战性的若干基础科学和技术问题至今没有完全解决^[3].

受控核聚变研究的基本思想是,让氢(或其同位素)在一定的条件下电离成由电子和原子核混合而成的完全电离的气体——等离子体,然后对等离子体加热(在等离子体中感应产生电流进行欧姆加热,或从外面注入高能中性原子束或射频波进行非欧姆加热),以提高原子核之间的碰撞而发生聚变反应的几率.在温度为1亿度左右时,氘和氚原子核发生聚变反应的截面最大.所以,核聚变研究所用的等离子体温度都很高(一般在100万度以上),一般又称为高温等离子体.与之相应的核聚变,通常又称为热核聚变.高温等离子体的温度是如此之高,以致于找不到固体容器来加以约束.于是就产生了用磁场来约束的磁约束聚变和利用聚变原料的惯性来进行约束的惯性约束聚变.本文讨论的托卡马克是一种磁约束受控核聚变研究装置.

不难看出,受控核聚变研究的基本课题就是要尽量提高等离子体的温度 T 和密度 n ,使得在等离子体中每单位体积内,每单位时间发生足够多的核聚变反应;同时,要将此类高温、高密度等离子体约束在有限的空间范围内达足够长的时间.等离子体的这种被约束性能一般用能量约束时间 $\tau_E = -E/(dE/dt)$ 来度量.这里, E 为等离子体的总储能, t 为时间.能量约束时间 τ_E 是等离子体的总储能在各种损失机制的作用下能被约束在等离子体中的特征时间.换言之,它是将一个能量脉冲注入到等离子体中并被等离子体吸收后该等离子体能量的衰减时间.这一时间与托卡马克等离子体的放电时间是两个根本不同的概念(前者远短于后者),与超导托卡马克的外加约束磁场的存在时间(其又远长于托卡马克等离子体的放电时间)更是性质完全不同的两回事.这一点有时易被业外人士混淆.这是题外话.

粗略而言,在磁场中,组成等离子体的带电粒子沿磁力线自由运动而在垂直于磁场的方向作半径为 $\rho = c\sqrt{2Tm}/qB$ 的回旋运动.这里, q 为带电粒子的电荷, m 为其质量, T 为其热运动能, B 为磁场, c 为真空中的光速.磁约束聚变就是利用这一性质,采用磁力线在有限的体积内闭合的磁场来约束等离子体(如图1所示的托卡马克和仿星器磁场位形).在这样的磁场位形中,如果没有横越磁场的损失,则等离子体就可以被很好地约束.

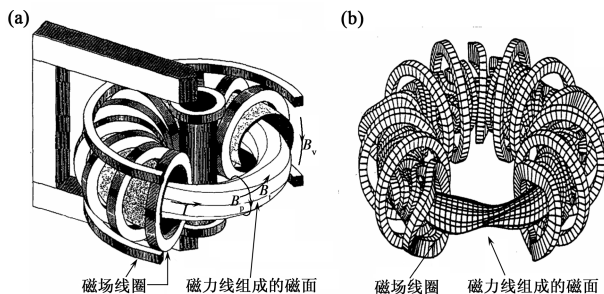


图1 托卡马克(a)和仿星器(b)的磁场位形

理论研究表明,要实现聚变能应用,即聚变输出功率远大于对等离子体进行约束和加热所消耗的功率,聚变三乘积 $n\tau_E T$ 必须超过 $10^{20} \text{ s} \cdot \text{keV}/\text{m}^3$ (秒·千电子伏特/立方米)^[2].在托卡马克的高约束运行模式下,等离子体的能量约束时间会提高2倍左右,等离子体的温度和密度也会相应地升高,所以,聚变三乘积会大大提高.

2 托卡马克高约束运行模式的特征

早期的托卡马克装置,主要是靠等离子体中感应产生的电流对等离子体进行欧姆加热.但是,理论和实验研究表明,光用欧姆加热不可能达到聚变点火条件(即对等离子体进行加热所消耗的功率等于聚变 α 粒子输出功率).因此,人们就想到了对等离子体进行非欧姆(感应)加热,又称为辅助加热,主要是用射频波或高能量中性原子束注入加热等离子体.在欧姆加热实验中,等离子体的能量约束时间随着等离子体电流的增加而增长,即 $\tau_E \propto I_p^{\alpha_1}$,这里 I_p 是等离子体电流, $\alpha_1 > 0$ 近似为常数.在相同的感应电压下,欧姆加热功率正比于等离子体电流.因此,人们原来期望在辅助加热条件下,等离子体的能量约束时间也会随加热功率的增加而增长.但是,实验发现,等离子体的能量约束时间随着辅助加热功率的增加而减短,即 $\tau_E \propto P^{\alpha_2}$, $\alpha_2 < 0$,近似为常数, P 为总加热功率.对于磁约束核聚变研究而言,这一出乎意料的结果不是一个好消息,因为这意味着,辅加热功率越大,输入等离子体并被等离子体吸收的能量损失得越快.这就会大大增加实现受控热核聚变的难度.与欧姆加热的约束运行模式(ohmic mode,简称O模)相对比,这种约束运行模式被磁约束聚变界称为低约束运行模式(low mode,简称L模).

为了理解导致低约束运行模式的物理机制,克服其带来的困难,磁约束聚变界开展了大量的理论和实验研究,取得了一些进展.但是,直至1982年德

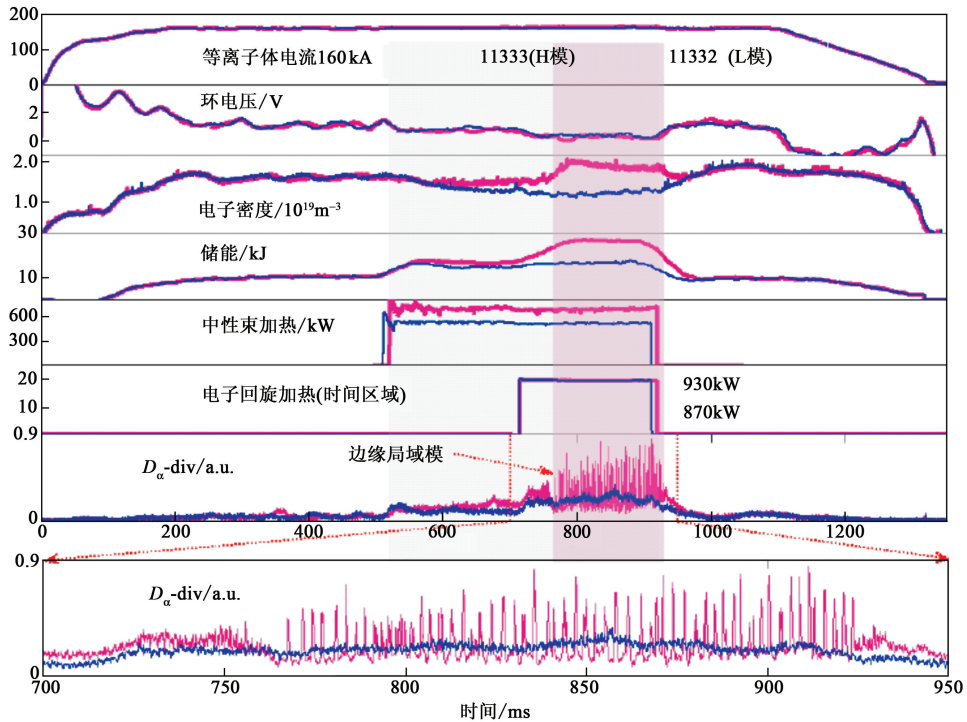


图2 高约束模式(深色线)和低约束模式(浅色线)放电波形比较. 从上到下为等离子体电流、平均电子密度、等离子体储能、中性束加热功率、电子回旋加热功率、氦 α 线辐射信号及其展览

国物理学家 F. Wagner 在 ASDEX 托卡马克上发现高约束运行模式 (high mode, 简称 H 模) 之前^[4], 磁约束聚变界一直被笼罩在低约束运行模式的阴影之中. 与低约束模式类似, 在高约束模式下, 等离子体的能量约束时间也随着辅助加热功率的增加而减短. 但是, 其减短率为低约束模式下的 H 分之一, 且 $H > 1$. 换言之, 如果辅助加热功率相同, 则高约束模式下的能量约束时间约为低约束模式下的 H 倍, H 称为改进因子, 约等于 2. 在实验中的直观表现是, 在低约束运行模式下, 辅助加热功率注入后, 等离子体的密度随时间减小, 等离子体储能增加不大, 等离子体边界或偏滤器室中的氢(氦) α 线辐射信号增强(图 2 中的浅色线)^[5]. 后者意味着等离子体约束变坏, 从等离子体损失到器壁的粒子数增加导致器壁释放的氢(氦)原子数(再循环)增加. 在高约束运行模式下, 辅助加热功率注入后, 等离子体的密度和储能则随时间增加, 且后者增加比较大, 氢(氦) α 线辐射信号急剧减小(图 2 中的深色线). 这意味着等离子体约束变好, 而且从等离子体损失到器壁的粒子数减少, 所以器壁释放的氢(氦)原子数减少. 同时, 在高约束运行模式下, 在等离子体边界处的 α 线辐射信号上会有很强的尖峰振荡, 称为边缘局域模 (edge localized mode, 简称 ELM, 见图 2 的最后一幅). 以上几点被磁约束聚变界公认为高约束运行模

式的特征. 高约束模式的发现, 对磁约束核聚变研究, 无疑是一个喜讯, 对等离子体物理学的发展, 也是一个重要贡献. Wagner 因此获得 2007 年度欧洲物理学会等离子体物理分会颁发的阿尔芬奖.

高约束运行模式的发现, 最主要, 也是最直接的结果就是可以降低点火实验装置和将来的聚变反应堆的规模 and 成本. 由中国、欧盟、印度、日本、韩国、俄罗斯和美国 7 方共建的国际热核实验反应堆 (international thermonuclear experimental reactor, 简称 ITER)^[6], 如果采用低约束运行模式, 即根据低约束模式的能量约束时间定标设计, 则装置规模将十分庞大, 预计耗资约为 100 亿美元, 参加各方政府都难以接受. 后来采用高约束运行模式, 即根据高约束模式的能量约束时间定标设计, 再加上其他修改, 装置规模大大减小, 建造费用也降到 50 亿欧元, 很快为各方政府所接受. 现已开始建造.

这里, 需要补充说明的是, 除了前面提到的、在 HL-2A 装置上实现的、边缘局域模幅度比较大的高约束运行模式, 实验上还发现了没有边缘局域模和边缘局域模幅度比较小的高约束运行模式. 大幅度的边缘局域模虽然会带来能量和粒子的附加损失, 但是, 由于它同时也有助于聚变废料的排出而被提议为 ITER 的运行模式^[7,8].

要实现高约束运行模式, 一个必要的条件是辅

助加热功率要超过一定的阈值 P_{th} . 这个阈值与装置的参数和运行状态, 与等离子体参数和品质密切相关. 例如, 要实现高约束运行模式, 等离子体中的杂质(即非氢物质)含量不能太高. 这不仅对真空系统和壁处理技术提出了很高的要求, 同时对等离子体控制技术和电源系统也提出了很高的要求. 因为如果控制不好, 等离子体会和真空室壁以及偏滤器喉导的保护板接触, 从而导致等离子体中的杂质增加. 又如, 在其他实验条件相同的情况下, 阈值功率与等离子体密度的关系呈下凹的抛物线(如图 3). 也就是说, 存在一个最佳密度. 在此密度下, 实现高约束运行模式所需的辅助加热功率最小. 因此, 对等离子体密度的控制能力也是实现高约束运行模式的重要条件之一. 在 HL-2A 的实验中, 可以说, 对等离子体密度的精确控制, 是实现高约束运行模式突破的最后一道关口. 可见, 一个托卡马克装置能否实现高约束运行模式是其研究和运行团队的科学技术综合水平的一个重要标志.

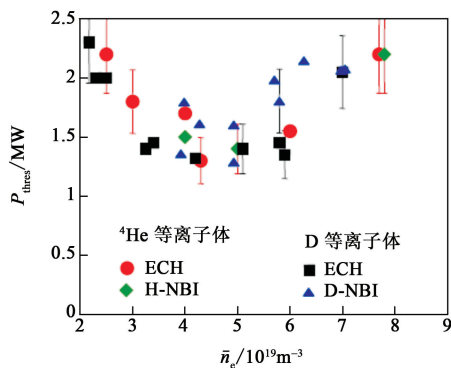


图 3 实现高约束运行模式的加热功率阈值 P_{thres} 随等离子体密度 n_e 的变化. 比较了氦(He)和氘(D)两种等离子体中采用的氢中性束注入(H-NBI)、氘中性束注入(D-NBI)和电子回旋(ECH)三种加热方式

3 托卡马克高约束运行模式下的研究课题

磁约束聚变等离子体是一个非平衡态多体系统, 组成系统的带电粒子(电子和离子)在约束磁场中运动, 而粒子及其运动又会产生电磁场(自洽场)从而影响系统状态. 这是一个自由度十分巨大、具有丰富的集体运动模式的复杂系统. 其中存在丰富的非线性力学和电磁效应. 这些效应的共同作用导致了五彩缤纷的众多自组织物理现象. 这些现象都可看作是非线性力学系统中的自组织现象在磁约束等离子体中的具体表现, 具有很重要的普遍意义, 同时

又很典型, 内容很丰富. 可以说, 在这方面, 磁约束聚变等离子体研究已经积累了十分可观的实验数据和观测资料. 但是, 通过对这些资料和数据的分析去探索其背后的深层次的物理机理的工作, 却还是亟待发展. 例如, 由低约束模式向高约束模式转换的突变就很像非线性力学中的分叉现象. 图 4 给出的两次实验结果, 从宏观上看, 唯一的差别就是在等离子体电流 $I_p = 275\text{kA}$ 的实验中, 实现了高约束运行模式(实线), 而在等离子体电流 $I_p = 300\text{kA}$ 的实验中, 只得到低约束运行模式(虚线). 图中极向比压 $\beta_p = 8\pi\rho/B_p^2$ 是等离子体总压强与极向磁场压强之比, l_i 是等离子体环单位长度的内电感, 垂直比压 $\beta_{p\perp} = 8\pi\rho_{\perp}/B_p^2$ 是等离子体垂直压强与极向磁场压强之比. 两个比压值都可作为等离子体储能的度量. 而内电感则是等离子体电流分布的度量. 可见, 由低约束模式向高约束模式的转换, 其分叉特征十分明显. 同时, 由低约束模式向高约束模式的转换是在等离子体中自发产生的. 所以, 它又是一种自组织现象. 其具体的转换条件、机制、控制参量及其对等离子体参数的依赖关系等, 目前仍然缺乏定量的理论描述.

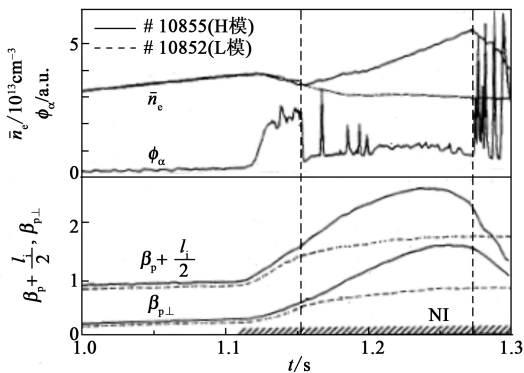


图 4 在高约束模式(实线)和低约束模式(虚线)实验中, 电子密度和比压波形比较

从在 ASDEX 上首次实现高约束运行模式到现在, 四分之一世纪已经过去了. 在这期间, 各国的聚变科学家从实验、理论和数值模拟等方面对形成高约束模式的物理机制, 或者说实现低约束模式到高约束模式的转换的激发机制进行了艰辛的探索, 取得了丰硕的成果. 通过仔细研究, 人们发现, 从低约束模式到高约束模式转换的一个特征, 就是在等离子体边缘部分, 密度和温度分布会快速变陡, 从而形成台基状的边缘输运垒(edge transport barrier, 简称 ETB). 这里, 所谓的边缘输运垒就是在等离子体边界附近的输运系数很小, 从而等离子体参数(温度、密度)的空间分布很陡的区域(如图 5).

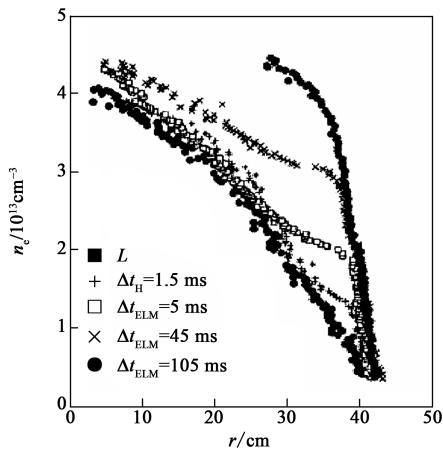


图5 低约束模式向高约束模式转换过程中电子密度分布的时间演化

要讨论输运垒的形成机制,还得从等离子体中质量、动量和能量横越磁场的输运说起. 根据经典理论,扩散系数是粒子间的碰撞频率与粒子平均自由程的平方之积. 在托卡马克等离子体中,粒子是带电的离子或电子,又处在磁场中,其平均自由程应是回旋半径. 所以,带电粒子横越磁场的扩散系数应正比于粒子间的碰撞频率与回旋半径的平方之积,即经典输运系数 $D \propto \nu \rho^2$. 考虑了环状位形中部分带电粒子的香蕉轨道效应(图6)的新经典理论预言,扩散系数正比于碰撞频率与香蕉轨道的宽度的平方之积,即新经典输运系数 $D \propto \nu (\Delta r)^2$. 但是,实验发现,离子和电子横越磁力线的热扩散系数分别约为新经典理论值的10倍到100倍. 这就是困扰磁约束聚变界几十年之久的反常输运问题.

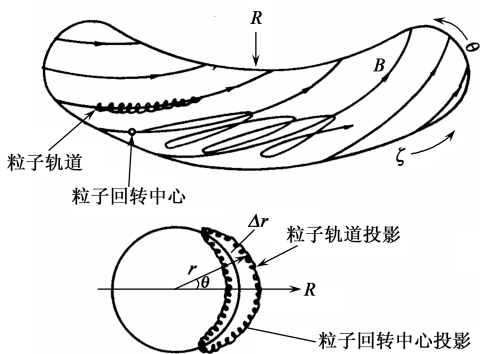


图6 环状位形中带电粒子的漂移运动和香蕉轨道

不难看出,在磁约束聚变等离子体中,存在密度和温度的很大的不均匀性. 同时,还不可避免地存在磁场的均匀性和磁力线的弯曲. 这些因素会引起带电粒子在垂直于磁场和梯度方向的漂移运动. 漂移运动会使等离子体中的某些随机的、小尺度的静电或电磁扰动发展. 这种扰动一般称为微观不稳定性^[9]. 经过几十年的理论研究、计算机数值模拟和实

验研究,目前,学术界普遍承认,磁约束等离子体中横越磁场的输运的反常性是由等离子体的微观不稳定性发展而成的湍流引起的. 也就是说,磁约束聚变等离子体中的输运不是由两体碰撞主导,而是由集体效应——湍流主导. 这种由集体效应主导的输运是不同于由两体碰撞主导的经典输运的一种新的物理现象. 因此,需要用新的理论模型来描述.

实验发现,在从低约束模式到高约束模式的转换过程中,等离子体中出现一种剪切流,即一种径向局部的等离子体流. 这种流抑制了等离子体湍流,从而减小了湍性输运,导致输运垒的形成和高约束运行模式的实现. 但是,对剪切流的发生机制,目前仍然存在不同的理论. 其中比较有代表性的理论认为,剪切流是由小尺度湍流的非线性相互作用产生的大尺度的带状流,就如同木星大气中的带状流结构. 这种通过湍流的雷诺协强(即与湍流的杂乱流动相关的动力压强张量)产生的带状流对湍流的反作用抑制了湍流的发展,从而导致湍性输运的减小和输运垒的形成^[10]. 因此,在磁约束聚变等离子体中,湍流在一定的条件下会形成湍流一带状流的有机集合^[11]. 其他的观点则认为,剪切流是由离子的有限回旋半径引起的边界轨道损失(因为带电离子的回旋半径不是无限小,其在绕磁力线作回旋运动时,磁力线虽然在等离子体中,离子却因其轨道碰到了器壁而从等离子体中损失掉. 电子的回旋半径很小,边界轨道损失可以忽略不计. 这样,在等离子体的边界处就有多余的负电荷)产生的电场驱动^[12],或者是由等离子体的粒子和动量损失的极向非对称性引起的 Stringer 旋转产生的平衡流^[13]. 这些理论还需要实验进一步验证.

同时,一个十分关键的问题是剪切流的产生、输运垒的形成与实现高约束运行模式所需的功率阈值之间的物理联系(或者说直接的因果关系)目前仍然不是十分清楚. 这是一个非常重要而且极富挑战性的研究课题. 从上世纪80年代到现在,经过各国科学家在这方面进行的艰辛探索,总结出了一些对现有装置和实验条件有效的经验规律. 但是,对 ITER 以及将来的示范反应堆实现高约束运行模式所需的辅助加热功率,现在仍只能根据现有的经验定标进行外推,而不能做出可靠的理论预测. 因此,不确定性依然存在.

在高约束运行模式下,边缘局域模会引起粒子和能量的可观损失,从而导致真空室第一壁的损伤. 所以,边缘局域模的驱动机制、物理特征及可能的缓解或控制技术,也是高约束运行模式下磁约束聚变研究的重要课题.

在高约束运行模式下,等离子体的约束性能得到全面改善,等离子体中的高能粒子(能量为几十到上百千电子伏特的电子和离子)会增加,发生聚变的概率也会增加.这些高能粒子以及能量为兆电子伏特的聚变产物 α 粒子对等离子体约束性能的影响,包括对磁流体不稳定性的影响,对湍流和带状流及等离子体输运的影响等,都是高约束运行模式下磁约束聚变研究的重要课题.

4 结束语

磁约束受控核聚变是最终解决人类能源问题的有希望的途径之一.从目前的发展情况看,通过托卡马克高约束运行模式途径实现聚变能开发,可以减小实验装置和将来的核聚变反应堆的规模,降低建造和运行成本,从而更易于被社会和消费者所接受.目前,虽然国际社会对这一发展方向持谨慎的乐观态度,但从科学的意义上讲,仍然有一些值得探索和必须解决的课题亟待研究.而实现托卡马克高约束运行模式是对此类问题开展有效研究的必要条件.同时,可以预见,此类问题的有效解决,将大大加快人类开发和利用核聚变能源的步伐,让核聚变能早日造福社会.

受控核聚变研究不但是具有广阔应用前景的重大研究领域,在开发核聚变能源和探索未知世界,认识物理学基本规律的过程中,还会有很多机遇和挑战,很值得有志之士为之奋斗,为之献身,为之在崎岖的小路上勇敢攀登而最后达到光辉的顶点.

参考文献

- [1] Liu Y *et al.* Nucl. Fusion, 2005, 45: S203
- [2] 丁厚昌等. 聚变能——21世纪的新能源. 北京:原子能出版社, 1998[Ding H C *et al.* Fusion Energy——Energy Source for the 21st Century. Beijing: Atomic Energy Press, 1998 (in Chinese)]
- [3] 董家齐. 科学中国人, 2005, 9: 53[Dong J Q. Scientific Chinese, 2005, 9: 53(in Chinese)]
- [4] Wagner F *et al.* Phys. Rev. Lett., 1982, 49: 1408
- [5] Duan X R, Dong J Q, Yan L W *et al.* submitted to Nucl. Fusion, 2010
- [6] Fundamenski W. J. Nucl. Mater. 2009, 390–391: 10
- [7] Rapp J *et al.* J. Nucl. Mater. 2009, 390——391: 238
- [8] Shimada M *et al.* Nucl. Fusion, 2007, 47: S1
- [9] Dong J Q *et al.* Phys. Fluids, 1992, B4: 1867
- [10] Lin Z *et al.* Science, 1998, 281 : 1835
- [11] Zhao K J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2006, 96: 255004
- [12] Shaing K C *et al.* Phys. Rev. Lett., 1989, 63: 2369
- [13] Hassam A B *et al.* Phys. Rev. Lett., 1991, 66: 309