

存在的众多材料制备、设计和机理问题就无法解决,FGM的研究就不能深入下去,其大规模应用也就无从谈起.而没有后者,研究人员及研究经费就不会在FGM领域集中,也就缺乏发展的动力.

FGM在近期的发展应该是,实验上从多种FGM角度出发,在发展及完善FGM制备技术的同时,对其中的各种物理过程,特别是其中的电、磁、光特性进行详尽研究,积累较为系统的实验数据及规律,发展相关的物理性能评估与测试技术,并探讨其更广泛应用的可能性.理论上应该特别注重对其中的物理机理进行深入研究,在不同层次上发展物理参量的理论计算模型,为后续的材料设计提供良好的材料知识库.

最后值得一提的是,材料中梯度的概念所蕴含的意义非常深远,可能在不久的将来在生物体系中也会找到梯度材料的用武之地.实际上,在发育生物学的研究中,已经提出了胚胎中存在着某种决定发育的关键性物质,其浓度在特定方向上呈梯度分布的理论<sup>[15]</sup>.也许将来FGM专家可与生物专家走到一起,来回答FGM在生物体系的生命过程中起到

什么作用这样一个值得认真考虑的问题.

### 参 考 文 献

- [ 1 ] 新野正之,平井敏雄,渡边龙三,日本复合材料学会志,1987,13(6):257
- [ 2 ] Landauer R. In:Garland J, Tanner D eds. Electrical Transport and Optical Properties of Inhomogeneous Media. Amer. Inst. of Phys. Conf. Proc., No.40, New York, 1978, 2
- [ 3 ] Capasso F *et al.* Phys. Rev. Lett., 1983, 51:2318
- [ 4 ] Gijs M A M *et al.* Appl. Phys. Lett., 1995, 66(14):1839
- [ 5 ] Mihara T *et al.* In:Levy M, Mcavoy B M eds. IEEE 1993 Ultrasonics Symposium Proceedings, Vol.1, New York:1993, 617
- [ 6 ] Miller D P *et al.* J. Mater. Res., 1993, 8:2004
- [ 7 ] Sarkar P *et al.* J. Amer. Ceram. Soc., 1993, 76:1055
- [ 8 ] Abboud J H *et al.* J. Mater. Sci., 1994, 29:3393
- [ 9 ] Noda N *et al.* Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng., 1991, 57(533):98
- [ 10 ] Amada S *et al.* J. Composite Mater., 1996, 30:800
- [ 11 ] 柳襄怀等.材料研究学报,1994,8(1):61 [ LIU Xian-Huai *et al.* Mater. Res. Acta, 1994, 8(1):61 (in Chinese) ]
- [ 12 ] Zhu X H *et al.* J. Mater. Sci. Lett., 1995, 14:516
- [ 13 ] Dilish H *et al.* J. Non-Cryst. Solids, 1988, 100:378
- [ 14 ] Kajikama T. In:Shiota I, Miyamoto M Y eds. Functionally Graded Materials, 1996. Tokyo, Elsevier Science, 1996. 475-482
- [ 15 ] 沈瑛译.科学,1996,(12):16

## 激光等离子体中自生磁场的诊断\*

李 玉 同<sup>1)</sup> 张 杰

(中国科学院物理研究所光物理实验室 北京 100080)

江 文 勉

(西南核物理与化学研究所高温高密度等离子体物理重点实验室 成都 610003)

**摘 要** 激光与固体靶相互作用时会产生极强的磁场.文章简单地介绍了自生磁场的产生机制,较全面地讨论了自生磁场的实验诊断方法,包括物理探针法和光学诊断法,重点介绍了比较成功的法拉第旋转法和塞曼分裂法.最后还提出了两个可能的新方法.

**关键词** 激光等离子体,自生磁场

### DIAGNOSTICS OF SELF-GENERATED MAGNETIC FIELDS IN LASER-PLASMAS

LI Yu Tong ZHANG Jie

(Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

JIANG Wen Mian

(Laboratory for Laser Fusion, Southwest Institute of Nuclear Physics and Chemistry, Chengdu 610003)

**Abstract** During the interaction of laser pulses with matter, megagauss spontaneous magnetic fields are pro-

\* 中国工程物理研究院预研基金、国家自然科学基金、国家高技术惯性约束核聚变委员会基金资助项目

1999-02-04收到初稿,1999-03-17修回

1) 中国科学院物理研究所和西南核物理与化学研究所联合培养的博士生

duced. Various experimental methods applied to observe the field, including magnetic probes, current probes, magnetic tape, the Zeeman effect and the Faraday effect, are reviewed. The most reliable and useful method is based on the magneto-optic Faraday effect, which has been successfully used in several experiments. Two new methods are also proposed in the last.

**Key words** laser plasma, self-generated magnetic field

## 1 引言

在激光与等离子体的相互作用中,激光通过各种耦合机制,如逆韧致吸收、受激拉曼散射、双等离子体衰变、共振吸收、成丝不稳定性等过程<sup>[1]</sup>,把能量交给等离子体,并使等离子体中的一部分电子得到加速.这些加速的电子离开相互作用区时,由于等离子体电中性的要求,将会受到等离子体中离子的吸引而产生分离静电场,这个分离静电场一方面将部分电子拉回到相互作用区,另一方面又会对等离子体中的离子产生加速作用.如果等离子体是理想对称的,所有被加速的电子将沿原路径返回.但是由于激光聚焦不均匀、靶的不平整等因素,理想的对称性实际是不存在的.因此被电荷分离场拉回的电子不可能沿原路径返回,这样在等离子体中必然有净电流产生,并进而诱生磁场.

自生磁场的存在会对等离子体中的能量吸收、能量输运、电子和离子的动力学行为及等离子体中的尾波加速等许多物理过程产生很大影响<sup>[2-7]</sup>.比如,在惯性约束核聚变研究的激光等离子体中,激光能量从等离子体的吸收区到烧蚀区的主要输运机制是电子热传导,当激光等离子体中的自生磁场很强时,这个磁场将会极大地限制电子热传导,出现阻热效应.而且由于自生磁场的非球对称性,会对惯性约束核聚变内爆的球对称性产生负面的影响.再如,在惯性约束核聚变的快点火方案中,超短脉冲强激光会在冕区等离子体中产生通道和在高密等离子体中“打洞”.在这一通道中诱发的自生磁场也会对超短脉冲强激光在等离子体中的传输、能量吸收等产生极大的影响.

自生磁场是等离子体中很多物理过程共同作用的结果,反过来,自生磁场又会对等离子体中的物理过程产生直接或间接的影响,通过对它的系统研究,可更全面地认识等离子体物理的规律.本文将对自生磁场的产生机制作一简单介绍,然后讨论自生磁场的实验诊断方法.

## 2 自生磁场的产生机制

激光等离子体中的自生磁场是怎样产生的呢?从电磁学的基本原理可知,只要等离子体中有电荷的定向流动,等离子体中就可能产生磁场.当然,等离子体中产生电荷流动的原因很多,如温度的不均匀、密度的不均匀、激光作用于等离子体的有质动力等.不同的因素对应于不同的磁场产生机制.下面简单地介绍其中的几种产生机制.

### 2.1 温度梯度与密度梯度的方向不一致<sup>[8]</sup>

激光聚焦在平面靶上产生的等离子体的温度梯度与密度梯度的方向非常不一致.这种等离子体的膨胀方向主要是沿靶面的法线方向,因此,此时等离子体的密度梯度的方向主要在与靶面垂直的法线方向.但此时由于固体靶的电子热传导对温度的作用要比等离子体的绝热膨胀有效得多,所以等离子体的温度梯度的方向基本上与靶面平行.焦斑处的辐照不均匀性将会加剧这种不一致性.这种温度梯度和密度梯度的不一致性所产生的热电动势将引起热电流,并诱发自生磁场.在激光脉冲的持续时间内,这个自生磁场是准稳态的:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = - \frac{\nabla T_e \times \nabla n_e}{n_e e}$$

由于密度梯度是沿靶面的法线方向,而温度梯度则是以激光焦点为中心,在与靶面平行的平面内呈向外辐射状的,因此,温度梯度与密度梯度的叉乘所产生的磁场肯定是环形结构的(见图1).磁场的近似表达式为  $B \approx \tau_l T_e / d e l_1$ ,其中  $d$  为焦斑直径,  $l_1$  为激光对靶的加热深度,  $\tau_l$  为激光脉冲宽度.若取  $\tau_l = 100\text{fs}$ ,  $T_e = 1\text{keV}$ ,  $d = 10\mu\text{m}$ ,  $l_1 = 100\text{nm}$ ,利用以上公式可估算此时的磁场强度约为几万特斯拉.在这种磁场中,电子的回旋频率  $\Omega = eB / m_e c$  与激光频率大小差不多,因此,等离子体被磁化了.随着时间的推移,由于等离子体的对流和扩散,温度梯度和密度梯度逐渐变缓,磁场增长变慢,最后停止增长,达到饱和.

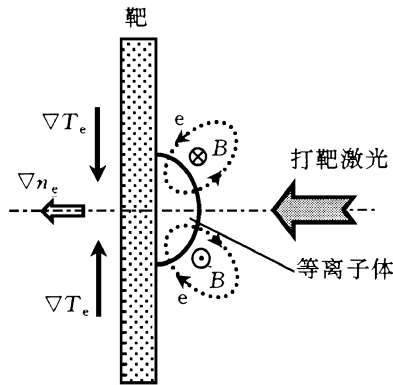


图1 等离子体中的环形自生磁场示意图

## 2.2 圆偏振光诱发磁场<sup>[9]</sup>

当使用圆偏振激光与等离子体相互作用时,与前两个机制不同,圆偏振激光的作用将产生垂直于靶面的法向磁场.在圆偏振光场中,电子以半径  $v_e/\omega_0$  ( $v_e$  为靶中电子在激光场中的运动速度) 作圆周运动,就象环形电流一样形成许多小磁矩.这种现象和磁性物质中的分子电流很类似.产生的磁场量级也有几万特斯拉.

## 2.3 有质动力在空间和时间上的变化<sup>[10]</sup>

在超短脉冲强激光与等离子体的相互作用中,产生的自生磁场与激光场的有质动力随空间和时间的变化有关.有质动力在等离子体中随空间和时间的变化将在等离子体中引起电荷流动,从而产生磁场.这个磁场与激光脉冲的振荡磁场有相同量级,持续时间为激光脉宽.有质动力在激光的传播方向排开等离子体中的电子.随着激光脉冲幅度的增加,这些电子将形成一个平均电流,并形成以激光传播轴为中心的环形磁场.有质动力使真空-等离子体的界面发生弯曲(“打洞”效应),导致高密等离子体区域的离子和电子密度的升高,进而驱动电流使磁场得到进一步的增强.在“打洞”过程中,磁场使加热的电子向激光轴聚焦,阻碍背景电子的直接回流.在横向,电子在激光场中的高速振荡会产生横向电流,随着激光振幅的增加,电子的“8”字型轨道在激光的下半周期不能完全抵消上半周期的运动轨迹,再加上电场的空间梯度,将形成横向的平均电流,并产生磁场.

## 3 激光等离子体中自生磁场的测量

激光等离子体中的自生磁场非常复杂,实验测量难度很大.主要原因在于它的空间上的小尺度( $\sim 100\mu\text{m}$ )、高密度( $\sim 10^{21}\text{cm}^{-3}$ )、不均匀性以及时间上的短寿命( $\sim 1\text{ns}$ ).尽管如此,由于它的极端重

要性,近年来研究人员们还是发展了一些较为成功的测量方法,如物理探针法(磁探针法、电流探针法、磁带记录法)和光学诊断法(法拉第旋转法和塞曼分裂法).现分别介绍如下.

### 3.1 磁探针法<sup>[11]</sup>

磁探针为线圈绕制而成的圆柱体.在等离子体中或等离子体附近安置一个或多个微型磁探针,当自生磁场产生后,通过线圈的磁通量变化将引起感生电动势,用示波器记录感生信号,得到磁场的时空分布信息.这种方法的空间分辨率由探针的大小决定( $\sim 1\text{mm}$ ),时间分辨由探针和记录系统(示波器)的响应决定,一般为2—3ns.使用时应考虑探针和等离子体的相互影响及电磁干扰.

磁探针法的最大困难是不能直接测量焦斑处的磁场,只能安放在距焦点几毫米的地方.

### 3.2 电流探针<sup>[12]</sup>

在靶中埋入一段细导线,在激光与靶相互作用产生磁场的瞬间,在导线中产生一脉冲电流,此电流又经另一线圈耦合,产生一电动势,用示波器进行监测,可得到靶面电流的分布.改变所埋导线与焦点的距离,经过几次打靶,可得到电流的空间二维分布.最后用麦克斯韦方程计算出磁场强度.其时间分辨为几个ns,空间分辨 $\sim 1\text{mm}$ .

电流探针法只能测量靶面上电流产生的那部分磁场,而不能测量等离子体中电荷运动产生的那部分,而后者是自生磁场的主要贡献者.

### 3.3 磁带记录法

Sakagami等人<sup>[13]</sup>用普通录音磁带作靶来研究自生磁场.在打靶前,磁畴为任意取向,打靶后,由于自生磁场的作用,部分磁畴按一定取向分布,其数目与磁场强度成正比(在饱和前).其空间分辨本领由磁带上磁性材料( $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ )颗粒大小决定,约 $2\mu\text{m}$ .通过处理后,可得到磁场的二维分布.

### 3.4 法拉第旋转法

目前比较成功的测量方法是基于法拉第效应.该效应是指介质在外磁场的作用下,可使沿磁场方向传播的光偏振面旋转.当线偏振的激光束通过等离子体介质时,其偏振面旋转角度可表示为

$$\varphi = 2.6 \times 10^{-17} \int_0^{l_0} n_e B dl,$$

式中各量采用高斯单位, $\varphi$ 的单位是弧度, $\lambda_0$ 为探测光束波长, $n_e$ 为电子密度, $B$ 为自生磁场的磁场强度, $l_0$ 为等离子体尺度.由上式可见, $\varphi$ 与电子密度的分布有关,所以要对同一方向的电子密度分布

同时测量.在制订方案时,要考虑探测光束波长、探测方向、探测光束同加热光束的同步等方面的问题.

图2为法拉第法测磁场的实验布局及偏振面旋转示意图.图中用电矢量  $E$  表示探针光偏振方向,  $B$  为环形自生磁场取向.起偏器用来保证入射探针光具有良好的偏振态,用检偏器来分析探针光通过等离子体后的偏振面变化.假定自生磁场为前面提到的环形大尺度磁场,探针光沿靶面方向(垂直于打靶激光方向)入射.一般来讲,探针光直径远大于焦斑直径,所以,探针光的上半部分和下半部分分别与磁场方向平行和反平行,因此,偏振面的旋转方向相反.这样的光束通过检偏器后,根据马吕斯定律,就造成在探测器上的光强分布不均匀,呈现半明半暗的图形.

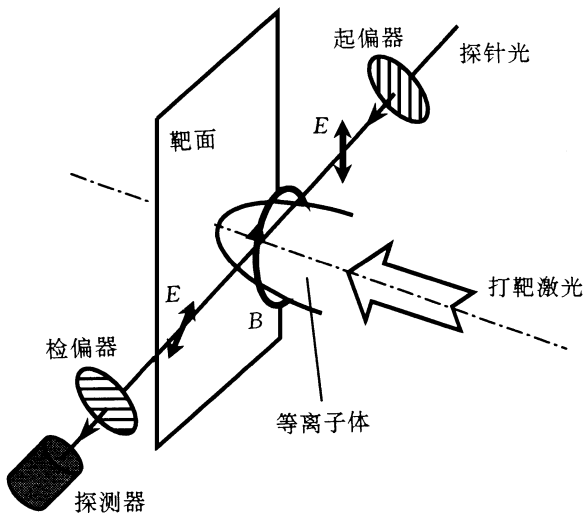


图2 法拉第旋转法布局及探针光偏振面变化示意图

使用法拉第旋转法时,必须仔细考虑各种效应带来的偏振面变化,否则结果是不可信的.其中包括:在磁场和密度梯度大小和方向变化剧烈的非均匀等离子体中,伴随探针光的折射,将发生双折射和退偏振现象,线偏振变为椭圆偏振和部分偏振的过程将和法拉第效应相竞争;电子密度测量不准确也会带来误差.在不均匀、非稳态等离子体冕区,电子密度分布非常复杂,而使用干涉法测量密度时,又不得不对等离子体对称性进行假设,这一点在具体情况下需要检验;在密度梯度非常不均匀的等离子体中,线偏振的探针光在折射过程中,会出现偏振面的扭曲现象.通过仔细地设计实验,可将其他影响减小到一定程度.

### 3.5 塞曼效应<sup>[14,15]</sup>

光谱线在磁场中,将分裂为几条,并且为偏振光.在垂直于磁场方向,会观察到偏振方向平行于磁

场的  $\pi$ 分量和偏振方向垂直于磁场的  $\sigma$ 分量.具体可分两种情况:一种为弱磁场下的塞曼分裂,分裂间距  $\delta\nu = (M_2 g_2 - M_1 g_1) L$ ,其中  $L = eB/4\pi m_e c$ ,  $\nu$ 为频率,  $M$ 为磁量子数,  $g$ 为 Lande 因子.在强磁场情况下(帕邢-巴克效应),  $\delta\nu = (0, +1, -1) L$ ,反常塞曼效应趋向为正常塞曼效应.对谱线的相对强度和分裂进行测量,可得到磁场的信息.

选择待测谱线时必须考虑两个问题:一是谱线的各种展宽效应尽量小;二是谱线发射区应在电子温度、密度较高的等离子体区(预期大的自生磁场将在那里产生).当激光功率密度较高时,激光能量吸收区的温度很高,高次离子占主导地位.X射线波段的谱线来自高温高密度区,有利于磁场测量,但此时多普勒展宽( $\propto T^{1/2}$ )与塞曼分裂可比,甚至还大,而且要求谱仪的分辨本领高,再加上X射线波段的光学元件(比如X射线偏振片)制做困难,所以,一个可能的方案是选在工艺成熟的紫外波段.

使用塞曼分裂法时,由于谱线来自等离子体高温高密度区,所以必须考虑谱线的展宽、频移和不透明度的影响.谱线展宽主要考虑斯塔克展宽和多普勒展宽.如果谱线的展宽超过了塞曼劈裂宽度,就可能观察不到明显的塞曼效应,而这在高温高密度等离子体中是很有可能.另外,由于等离子体膨胀,谱线会相对于观察者出现蓝移或红移.谱线通过等离子体时,将被等离子体吸收,尤其对共振线,故应考虑等离子体不透明度的影响.

### 3.6 自生磁场测量方法的比较

前面简单地介绍了一下自生磁场的五种测量方法,使用物理探针法可推知磁场的大致轮廓和定量估计,但都有一定的局限性.广泛使用的方法还是光学诊断法.表1对法拉第旋转法和塞曼分裂法进行了比较.

表1 法拉第旋转法和塞曼分裂法的比较

方法	法拉第旋转法	塞曼分裂法
方式	主动式	被动式
信息量	沿探针光路径的磁场和密度乘积的积分	观测方向的平均磁场
时间分辨	< 1 ns	几 ns
空间分辨	好(垂直于探针光方向)	中等
所测密度区	由探针光决定,一般距靶面约 100 $\mu$ m	可观察高密度区(关键在于选谱线)
电子密度分布	同时测	不测
展宽和波长频移	不考虑	要考虑斯塔克-多普勒效应、频移和谱线的吸收
对等离子体的影响	有弱影响	无

## 4 新方法探索

除了上面提到的几种已经使用的方法外,下面我们提出两种可能的新方案,讨论只限于原理的可行性,而不涉及具体的实施.

### 4.1 多周期 $K_{\alpha}$ 脉冲法

下面的几个事实是大家熟知的:在外磁场中,当温度低于居里点时,铁磁材料将被磁化;超短超强激光与固体靶相互作用时,会产生大量的超热电子;超热电子向冷靶区输运,激发特征  $K_{\alpha}$  线;在激光等离子体作用区,会激发高强度自生磁场.如果把这四点结合起来,就可得到一种新的测量磁场的方案.

将激光脉冲聚焦到铁膜靶上,产生的准静态磁场会把铁靶磁化,尽管自生磁场的寿命很短,但剩磁存留的时间要长得多.同时,激光等离子体相互作用又会产生超热电子,所以超热电子在磁场的作用下将反复通过薄膜靶,反复激发  $K_{\alpha}$  线,直到能量耗尽,使产生的  $K_{\alpha}$  线脉宽加长很多(这一现象已被实验证实<sup>[16]</sup>).如果测出  $K_{\alpha}$  线的时间过程,通过适当的理论计算,可推测准静态磁场的强度和超热电子的能量.此法的优点在于通过靶的磁化,将寿命极短的自生磁场转换为寿命长得多的  $K_{\alpha}$  线辐射,从而降低了测量难度.

### 4.2 高次谐波法

在激光与等离子体相互作用中,将激发高次谐波.如果高次谐波偏振度很好,它通过等离子体中自生磁场向外发射时,也会发生偏振面的旋转,偏振态的变化将带有磁场的信息.和法拉第旋转法相比,本法不需要外加探针光,有一定优越性.但有几个问题应考虑好,包括高次谐波的初始偏振态产生于何处,垂直通过磁场时偏振度变化复杂(假定产生的磁场主要为环形磁场)等等.

自生磁场是等离子体中很多物理过程的结果,

反过来,自生磁场又对等离子体中的物理过程产生重要影响.因此,对自生磁场的研究是非常重要的.然而,尽管理论和实验都作了大量工作,但由于激光等离子体的小尺度、短寿命和极端不均匀性带来的困难,工作还很不完善.我们相信,随着激光等离子体理论和实验的迅速发展,对自生磁场的研究将会越来越深入.

## 参 考 文 献

- [ 1 ] Kruer W L. The physics of laser plasma interactions. Redwood City, California: Addison - Wesley publishing company, 1988
- [ 2 ] Bell A R, Davies J R, Guerin S M. Phys. Rev. E, 1998, 58 (2): 2471 -2474
- [ 3 ] Pukhov A, Meyer- ter- Vehn J. Phys. Rev. Lett., 1996, 76 (21): 3975 -3978
- [ 4 ] Fuchs J, Malka G, Adam J C *et al.* Phys. Rev. Lett., 1998, 80: 1658 -1661
- [ 5 ] Borghesi M, Mackinnon A J, Gaillard R *et al.* Phys. Rev. Lett., 1998, 80(23): 5137 -5140
- [ 6 ] Max C E, Manheiner W M, Thomson J J. Phys. Fluids, 1978, 21(1): 128 -139
- [ 7 ] Gorbunov L, Mora P, Antonsen T M Jr. Phys. Rev. Lett., 1996, 76: 2495 -2498
- [ 8 ] Stamper J A. Laser and Particle Beams, 1991, 9: 841 -862
- [ 9 ] Horovitz Y, Eliezer S, Ludmirsky A *et al.* Phys. Rev. Lett., 1997, 78: 1707 -1710
- [ 10 ] Sudan R N. Phys. Rev. Lett., 1992, 70: 3075 -3078
- [ 11 ] Korobkin V V, Serov R V. JETP Lett., 1966, 4: 70 -72
- [ 12 ] Drouet M G, Bolton R. Phys. Rev. Lett., 1976, 36(11): 591 -594
- [ 13 ] Sakagami Y, Kawakami H, Nagao S *et al.* Phys. Rev. Lett., 1979, 42(13): 839 -842
- [ 14 ] Mclean E A, Stamper J A, Manka C K *et al.* Phys. Fluids, 1984, 27(5): 1327 -1335
- [ 15 ] Briand J, Kieffer J C, Gomes A *et al.* Phys. Fluids, 1987, 30 (9): 2893 -2897
- [ 16 ] Rode A V, Gamaly E G, Luther - Davis B. Phys. Plasmas, 1997, 4(10): 3676 -3682