

Thomson 散射诊断技术的新进展^{*}

于全芝 李玉同 张杰[†]

(中国科学院物理研究所 中国科学院光物理重点实验室 北京 100080)

摘要 Thomson 散射是一种主动而无干扰地对等离子体进行诊断的方法. 它能够以较高的时空分辨率测量等离子体的参数, 如电子与离子温度、密度以及等离子体的膨胀速度、电离程度、热流等参数. 文章从 Thomson 散射基本概念出发, 介绍了 Thomson 散射诊断方法在研究激光与等离子体相互作用中的重要意义, 并分别介绍了近年来 Thomson 散射诊断技术的新进展, 如对高 Z 等离子体、两种离子种类的等离子体、多种形态等离子体以及高密度等离子体的研究. 文章最后对国内 Thomson 散射诊断技术的发展状况进行了简述.

关键词 激光等离子体, Thomson 散射, 等离子体参数

Recent progress of Thomson scattering as a diagnostic technique

YU Quan-Zhi LI Yu-Tong ZHANG Jie[†]

(Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract Thomson scattering is a powerful diagnostic of laser-produced plasmas because it can provide simultaneously a measurement of the electron density, electron and ion temperatures, plasma expansion velocity, degree of ionization and heat flow with relatively high resolving power. We introduce the basic theory of Thomson scattering and its important applications in new diagnostic fields such as high Z plasmas, two-species plasmas, gas-jet plasmas and high density plasmas. Current developments of Thomson scattering research in China is also briefly reviewed.

Key words laser-produced plasmas, Thomson scattering, plasma parameters

1 引言

随着激光器件的迅速发展和单元技术的不断提高, 以激光为驱动源的惯性约束核聚变(ICF)已经成为实现聚变能源的重要方案之一, 而如何有效地将激光能量转移给靶等离子体, 成为实现 ICF 的一个重要研究课题. 在激光与等离子体相互作用中, 受激布里渊散射(SBS)和受激拉曼散射(SRS)等各种非线性过程, 将导致激光能量的损失, 从而降低激光与靶的耦合效率. 理论模拟与实验研究都表明, 等离子体中的电子与离子温度、密度以及等离子体的膨胀速度、电离程度、热流等参数将决定这些散射过程的阈值、增益及其饱和, 进而决定它们引起的激光能量损失. Thomson 散射是一种非破坏的诊断方法, 能

够以较高的时空分辨率精确探测等离子体的上述参数, 从而深化人们对激光等离子体相互作用过程的认识, 为数值模拟程序提供基础物理数据. 为此世界上各激光等离子体研究室均开展了热相干的 Thomson 散射诊断技术的探讨^[1-4], 实验方法的不断改进和探测设备精度的不断提高, 使得 Thomson 散射诊断技术在许多领域有了新的进展.

2 Thomson 散射的基本原理

入射电磁波照射到等离子体上, 带电粒子就会

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10176034, 60078008)、国家高技术研究发展计划和国家重点基础研究发展计划(批准号:G1999075200)资助项目

2003-06-20 收到初稿, 2003-09-22 修回

[†] 通讯联系人. E-mail: jzhang@aphy.iphys.ac.cn

受到电磁场的作用而被加速,加速运动的带电粒子向各个方向辐射电磁波,这就是 Thomson 散射,即自由电子或离子在电磁波作用下的再辐射. Thomson 散射的光谱分布依赖于散射因子 α , α 定义为

$$\alpha = (|k| \lambda_D)^{-1}, \quad (1)$$

它表征了入射光被等离子体散射的程度. k 是散射波矢,满足关系 $k = k_s - k_0$, 其中 k_0 是入射光波矢,被等离子体散射后在 k_s 方向收集散射信号,二者夹角为 θ , λ_D 为电子的德拜长度,它是等离子体中电中性条件成立的最小空间尺度. 光波的几何关系如图 1 所示. 如果入射光强度较小,那么该散射是一个线性过程^[4],即散射光的频率与入射光的频率相同,由此可知:

$$|k| = 2 |k_0| \sin(\theta/2), k_0 = 2\pi/\lambda_0. \quad (2)$$

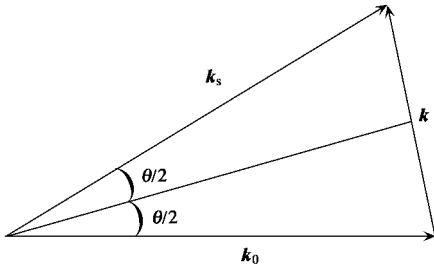


图 1 Thomson 散射光波几何关系示意图

在激光等离子体中,一束探针光束通过等离子体时被等离子体中的波散射,散射光的功率谱由不同的电子散射电场干涉叠加而成,其分布可由等离子体中电子的偶极辐射近似获得^[5]:

$$\frac{d^2P}{d\omega d\Omega} = \frac{r_e^2 I_0}{2\pi} |s \times (s \times E_0)|^2 n_e V \mathcal{S}(k, \omega), \quad (3)$$

其中 ω 是散射角频率, Ω 是接收立体角, r_e 为电子经典半径, I_0 为入射光强, s 和 E_0 分别表示散射方向和探针光偏振方向的单位矢量, $r_e^2 |s \times (s \times E_0)|^2$ 则表示 Thomson 散射截面. 光谱的形状由动力学形状因子 $\mathcal{S}(k, \omega)$ 决定,它与等离子体的状态密切相关,表达式为^[6]

$$\mathcal{S}(k, \omega) = \frac{2\pi}{k} \left| 1 - \frac{\chi_e}{\varepsilon} \bar{f}_e \left(\frac{\omega}{k} \right) + \frac{2\pi \bar{Z}}{k} \left| \frac{\chi_e}{\varepsilon} \bar{f}_i \left(\frac{\omega}{k} \right) \right. \right|, \quad (4)$$

其中 $\varepsilon = 1 + \chi_e + \chi_i$ 为等离子体的介电常数, χ_e 和 χ_i 分别表示电子和离子的磁化系数, \bar{f}_e 和 \bar{f}_i 分别为沿 k 方向的一维电子和离子速度分布函数, \bar{Z} 为平均电离度. (4) 式表明, $|\varepsilon| = 0$ 反映了入射激光与低频

离子声波和高频电子等离子体波引起的共振,共振频率分别表示为

$$\omega_{epw} = \pm \left[\omega_p^2 + \left(\frac{3T_e}{m_e} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (5)$$

$$\omega_{ia} = \pm k \left[\frac{T_e}{m_i} \left(\frac{\bar{Z}}{1 + k^2 \lambda_D^2} \right) \right]^{1/2}, \quad (6)$$

其中 ω_p 是等离子体的振荡频率, $\omega_p = (n_0 e^2 / \varepsilon m_e)^{1/2}$, m_e 是电子质量, λ_D 为电子德拜长度, m_i 是离子质量,等离子体的平均电离度 \bar{Z} 可以由激光等离子体中高阶离子的特征 X 射线辐射来推断. 由于所探测的散射光频率与探针光频率接近,通常实验中能够获得清晰的 Thomson 散射离子声波的共振谱线. 在激光等离子体诊断实验中,用理论的 $\mathcal{S}(k, \omega)$ 来拟合实验测量散射光谱的结构变化,即可得到等离子体的相关状态参数.

总的说来,散射波在探针光频率 ω_0 附近 $\pm \omega_{epw}$ 和 $\pm \omega_{ia}$ 处发生共振现象,这个范围的散射光谱集中了等离子体的大量信息,通常用来研究散射过程中出现的丰富多彩的现象和特征,从而深刻理解激光与等离子体相互作用的复杂机理.

3 Thomson 散射诊断技术的最新研究领域

Thomson 散射诊断方法是 Thomson 首先提出来的^[7],经历了一个多世纪的发展,理论与实验都得到了很大进展. 鉴于 Thomson 散射对诊断等离子体参数的重要应用,世界上很多研究小组都在积极开展热相干 Thomson 散射诊断技术研究. 1983 年, Gellert^[8] 利用光学多通道分析仪进行了尝试,但由于没有时间分辨,实验结果较差;1987 年 Bernard^[9] 利用谱仪配条纹相机得到了离子声共振的双峰,但探测的等离子体电子密度较低;1992 年 Fontaine^[10] 和 Trancy 分别用钨玻璃三倍频和四倍频为探针光的 Thomson 散射诊断技术,研究了激光平面靶耦合条件下等离子体状态的变化关系;从 1996 年起,美国利弗莫尔国家实验室的 Glanzer 等开展了一系列的三倍频激光产生高 Z 等离子体中的热相干 Thomson 散射实验^[1-4, 11-13],并利用四倍频激光作为探针光,研究了等离子体的离子声波和电子等离子体波的散射光谱,测得了等离子体的电子温度的时间和空间演化关系;法国的 LULI 实验室则重点对激光与气体相互作用产生的等离子体进行了 Thomson 散射诊断实验^[14-17]. 下面介绍 Thomson 散射的几个最新研

究领域.

3.1 高 Z 激光等离子体^[12, 13]

在间接驱动 ICF 研究中,需要将高能量、高功率的激光与高 Z 黑体辐射腔壁(hohlraum)相互作用,实现激光能量向 X 射线的转化,从而驱动靶丸发生内爆.为了提高激光能量的吸收和 X 射线的转化效率,腔壁要用高 Z 材料,这是因为高 Z 元素具有较短的辐射平均自由程,辐射烧蚀深度小,能有效地阻止辐射逃逸及能量损失.实验过程中,逆韧致辐射吸收和激光散射如 SBS、SRS 所造成的能量损失对 X 射线的转化效率影响很大,而等离子体的电离态直接影响对激光能量的吸收,因此准确有效地测量等离子体电离态,成为 ICF 研究中的一项基本内容.美国利弗莫尔国家实验室用 30kJ 的 Nova 激光装置做了此种类型的实验,如图 2 所示.将波长为 1053nm 的激光分离出一部分,三倍频后用作加热光束,经随机相位板光滑化处理后斜入射到 Au 靶面上;另一束四倍频后作为 Thomson 散射探针光,平行于靶面并且距离可调.高分辨的光谱仪和条纹相机用来探测 Thomson 散射光谱,如图 3 所示.在 $0.8\text{ns} < t < 2\text{ns}$ 的时间范围内,可以清楚地观察到离子声波的波峰分离图形,而且由于等离子体的超声速膨胀,散射光向短波方向发生多普勒频移.实验分别获得了离子声波光谱和电子等离子体波谱,通过计算与理论拟合可以获得描述等离子体的若干参数如电子密度、温度、电离态等.二维流体力学模拟程序 LAS-NEX 则表明,在高 Z 等离子体中必须考虑电介质的复合效应,这对理解在高密等离子体中 X 射线的转化及其辐射特征有极大的帮助,同时也对此后 X 射线驱动靶丸内爆有了初步的认识.

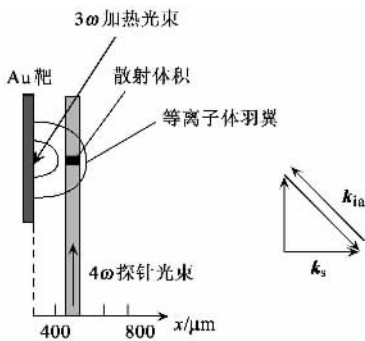


图 2 Au 靶等离子体 Thomson 散射示意图

3.2 两种离子种类的等离子体^[1, 4]

在过去 40 年内,人们对 Thomson 散射大都局限于单一离子种类的等离子体,事实上,在惯性约束核

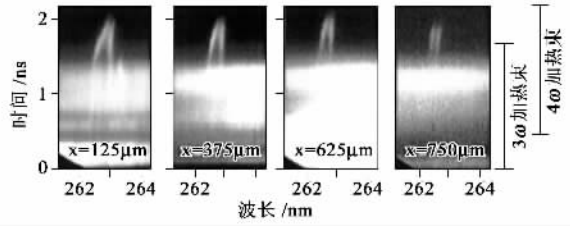


图 3 高 Z 等离子体 Thomson 散射数据谱线

聚变及其他工业生产领域,我们更关心多种离子种类的等离子体与激光的相互作用情况.1961 年,Fejer 首次推得了 Thomson 散射的光谱形状因子 $S(\omega, k)$ ^[18],1970 年,Evans 计算了光谱形状因子对两种离子的离子声速的影响.求解动力学传播方程得出了如此结论:慢离子声波模型属于重离子种类,快离子模型属于轻离子种类.到 1976 年,Nakamura 等人用朗缪尔探针法测得了两种离子种类的等离子体的不同相速度,从而在实验上验证了两个离子声波的存在^[19].1996 年,Glenzer S H 等人用 Thomson 散射的实验方法证实了 Fejer 和 Evans 的理论预言,这无疑是对惯性约束核聚变的研究更加深入了一步.

实验中 Au - Be 多层膜混合靶是由 860 层 0.5nm 厚的 Au 膜和 5.6nm 的 Be 膜组成,通过改变 Au 膜或 Be 膜的层数来控制混合靶中 Au 和 Be 的含量.实验依然是在 Nova 激光装置上进行的, 2ω 光束用作探针光, 3ω 光束用作加热混合靶并产生等离子体,光路设置类似于图 2.用光谱仪和条纹相机可以测出时空分辨的散射光谱形貌,如图 4 所示.通过离子声波分离谱线,可以更加精确地求得等离子体的相关参数.另外, Au - Be 等离子体的散射光谱具有以下明显的特征:

(1)中间较弱的两个分离峰是 Au 的散射离子声波,两侧较强的是 Be 的离子声波谱线,而且散射光谱相对于探针光发生了频率移动.

(2)随着混合靶中 Au 的比例逐渐增大, Au 离子声波谱的两峰逐渐分离, Be 声波谱线则基本不发生移动.当 Au 的含量为 2% 时,可以看到 Au 的两个单独的波峰出现; Au 含量为 4% 时则能清晰地观测到 Au 离子声波的分离;而 Au 含量达到 9% 时, Au 与 Be 的离子声波谱线基本重合,之后却不再发生明显变化.

(3)散射光谱呈现出明显的能量分布不对称的特征,红移一侧的强度要明显强于蓝移一侧,这可能是由探测光波的受激布里渊侧散射或者是热流驱动回流造成的.

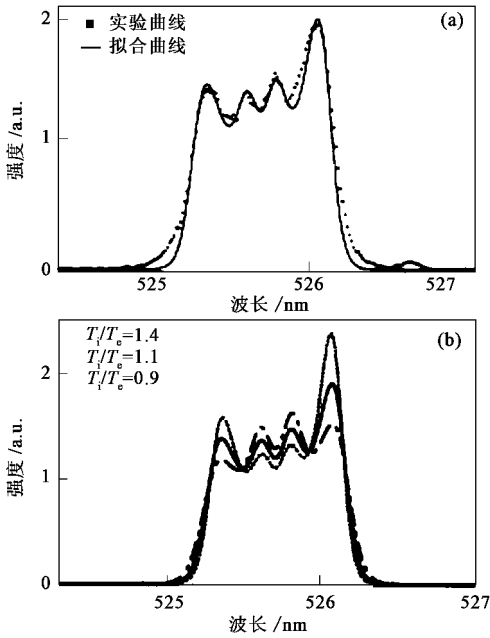


图4 (a) 双离子 Thomson 散射实验谱线与拟合曲线；
(b) 不同 T_i/T_e (离子与电子温度之比) 对应的散射谱线

由于 Be 离子完全电离 ($Z_{Be} = 4$)，可以通过 Be 离子声波光谱精确地求出电子温度 T_e ；由此可以用 Au 离子声波光谱计算 Z_{Au} ；应用 Thomson 散射光谱中 Au - Be 离子声波波峰的相对振幅，离子温度 T_i 也可以精确计算出来。对离子温度 T_i 的精确测量，直观地显示了受激拉曼散射和受激布里渊散射效应，有助于加深激光与等离子体相互作用过程的理解。

3.3 气体喷注等离子体产生 X 射线^[19-22]

利用气体喷注产生合适密度的相互作用介质，对于了解激光与等离子体之间的相互作用过程是非常有益的，如激光粒子加速、惯性约束核聚变研究、X 射线激光以及高次谐波的产生等，都需要合适密度、合适尺度的等离子体。与固体箔片相比，由气体喷注获得的介质具有诸多新特征：首先，通过改变气压可实现对气流的控制，得到不同密度的相互作用介质，如利用声速和超声速气流可以获得均匀的或是呈抛物线密度分布的等离子体；第二，利用混合气体可以方便地得到含有不同离子种类、不同密度的等离子体；第三，改变喷嘴的大小，可以获得不同尺度的等离子体，满足不同实验及实际应用的需要。

图 5 是激光与气体 (Xe) 喷注等离子体相互作用示意图。波长为 1053nm 的激光二倍频后经随机相位板的平滑处理，最后聚焦到气体喷注的中心。激光脉冲宽度为 650ps，聚焦强度大约为 $6 \times 10^{14} \text{ W}$ 。

cm^{-2} 。散射光谱经光栅光谱仪和条纹相机成像到 CCD 上，由离子声波和电子等离子体波 Thomson 散射光谱线，可以计算描述等离子体的有关参数。图 6 是气压为 4.2bar、波长在 1.1nm 附近的 M 壳层氙谱线。X 射线辐射是时间的函数，而在每一个激光脉冲时间内，X 射线辐射的光谱形状是相同的，这表明在激光脉冲时间内，等离子体的离子密度和电离平衡态不会发生变化，这与通过非局域热力学平滑模型计算出来的 X 射线光谱特征是类似的，由此为非局域热力学原子物理模型提供了有效基准。

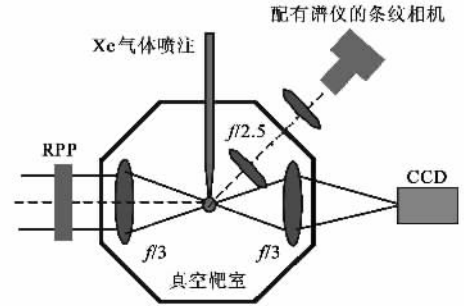


图 5 气体喷注等离子体产生 X 射线示意图

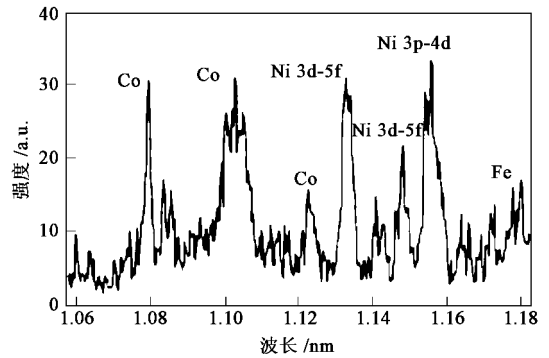


图 6 Xe 气等离子体产生的 X 射线特征谱

3.4 高密度等离子体的 X 射线诊断^[23-24]

通常情况下，由于等离子体的时间演化较快，空间尺度较小，因此长波长激光的 Thomson 散射主要限制在对低密度等离子体诊断，即使用四倍频的 Nd:glass 激光 ($\lambda = 263.3 \text{ nm}$)，所测的电子密度也只能达到 10^{20} cm^{-3} 。X 射线探针光却能打破常规，探测高温、高密度 ($n_e > 10^{23} \text{ cm}^{-3}$) 等离子体的相关参数。目前，理论计算与实验研究正在展开。

由于受目前 X 射线激光输出功率的限制，在进行 Thomson 散射实验时，需要对 X 射线强度进行阈值计算。Baldis 等人应用 LASNEX 程序，对激光的吸收和流体动力学过程进行了模拟计算。计算所采用的参数如下：将脉宽为 500fs、能量为 1J、聚焦强度为

$10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 的激光照射到 $0.22 \mu\text{m}$ 厚的 Al 箔片上, 等离子体形成后用 X 射线激光($\lambda = 14.7 \text{ nm}$)对其物理性质进行探测. 探测结果显示了等离子体的温度、密度随时间不断变化的关系: 初始温度达到 100 eV 时, 随着时间的推移, 等离子体发生膨胀, 导致温度不断降低; 电子密度虽然也呈不断降低的趋势, 却始终高于 10^{23} cm^{-3} , 由此计算出的 X 射线探针光强度为 $I_p > 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, 即需要探针光功率达 100 MW 的 X 射线激光辐照到等离子体上. 图 7 模拟出了不同时刻 Thomson 散射光谱. 可以看出, 初始时刻离子声波的峰分离得最大, 由此可以计算电子的温度. 随着时间的延长, 离子声波分离逐渐变小, 在 $t = 6.2 \text{ ps}$ 的时候, 两峰间距为 0.0015 nm , 因而当探测器的分辨率达到 $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-4}$ 时, 就可以完全分辨出 Thomson 散射的离子声波光谱.

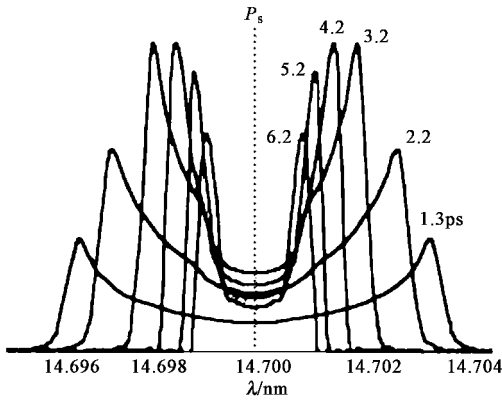


图 7 理论计算的不同时刻对应的 Thomson 散射功率谱线

2002 年, 卢瑟福实验室开展了用 X 射线激光作为探针光的 Thomson 散射实验, 装置如图 8 所示. 脉宽为 550 ps 的背照明光束($\lambda = 527 \text{ nm}$)照射到 C 靶上产生等离子体, 台面类氩铯 X 射线激光(强度约为 $I_p > 10^{10} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$)作为探针光, 在 90° 和 162° 方向上, 用平场谱仪将散射光成像到时间积分、空间分辨率为 10^{-4} 的 CCD 上. 然而遗憾的是实验中没有探测到散射光谱. 可能原因有二: 等离子体的噪声辐射较大, 淹没了 Thomson 散射的有效信号; X 射线激光的强度没有达到阈值要求. 理论计算表明, 随着探测器带宽的减小, 对 X 射线激光强度的要求也大大降低, 如果探测器带宽为 $10 \mu\text{s}$, 照射到等离子体上的 X 射线阈值强度大约是 $10^{10} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, 而当探测器带宽降到 100 ps 时, X 射线阈值强度相应地变为 $10^5 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, 可见探测器的灵敏度直接影响实验的结果. 另外, 如果将时间积分的 CCD 用时间分辨的 CCD 代替, 可能会出现比较满意的实验结果, 这方面

的工作还在继续进行.

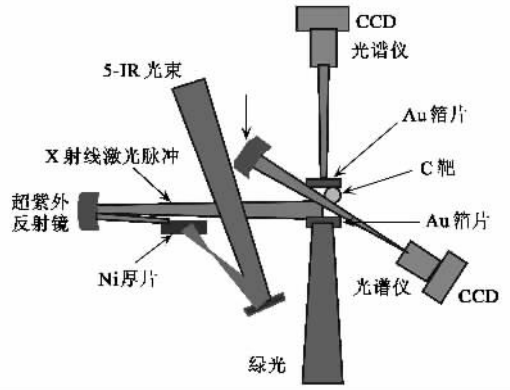


图 8 X 射线激光对高密等离子体的 Thomson 散射诊断

在我们国家, 自 2000 年起在“星光 II”装置上, 利用其主束三倍频作用平面靶和子束二倍频作为探针光, 开展了 Thomson 散射诊断技术的探索, 得到了等离子体的离子声波的 Thomson 散射光谱, 成功地获得了激光等离子体的电子温度和离子漂移速度等流体参数^[25, 26]. 但由于“星光 II”探针光光束质量不太好, 同时主束脉宽窄, 强度低, 等离子体发展不充分, 另外, 等离子体的空间诊断效果也较差, 不能系统地给出等离子体电子温度的时空演化与激光等离子体的耦合关系. 为此, 从 2002 年起, 着手在“神光 II”装置上建立 Thomson 散射诊断系统. 利用“神光 II”的一束激光三倍频且经过平滑处理, 作为作用束产生等离子体, 另外一束激光则四倍频作为探针光入射等离子体, 采用条纹相机和光谱仪耦合记录离子声波的散射光谱, 诊断出了等离子体中冕区某一区域电子温度的演化关系. Thomson 散射几何光路如图 9 所示. 随着实验经验的不断积累和科研队伍的逐渐壮大, 我们相信在该领域会取得更大的成绩.

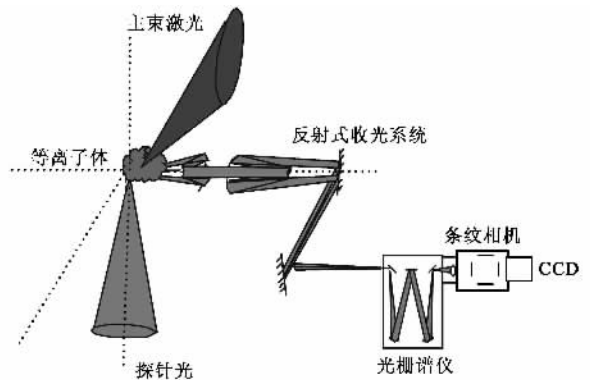


图 9 Thomson 散射几何光路示意图

4 总结

近年来,随着激光技术的发展,激光强度已经远远超过 $10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$,在如此高强的激光电磁场中,电子不再线性振荡, Thomson 散射也从经典领域过渡到了相对论散射上来;飞秒激光与物质相互作用产生的高温高密等离子体,不仅为 Thomson 散射诊断技术提供了更加广阔的发展空间,同时也对我们现有的实验技术、探测设备、诊断方法提出了严峻挑战. Thomson 散射诊断技术正在经历着前所未有的革新,逐渐向等离子体的高端领域发展. 世界上各大型激光装置上均建立了 Thomson 散射的测量光路和诊断系统,作为研究激光等离子体的常规技术,这将有助于人们更加深入地了解激光与等离子体相互作用中丰富的物理现象,能够设计更好的整体和分解实验,研究相应的物理规律,满足各个领域的实际需要.

参 考 文 献

- [1] Glanzer S, Back C, Estabrook K *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1996 ,77 :1496
- [2] Glanzer S, Back C, Suter L *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1997 ,79 : 1277
- [3] Glanzer S, Divol R, Berger R *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2001 , 86 :2565
- [4] Froula D, Divol L, Glanzer S. Phys. Rev. Lett. , 2002 ,88 : 105003 - 1
- [5] Hutchinson I. Principles of Plasma Diagnostics. New York : Cambridge University Press ,1978. 258—273
- [6] Fontaine L, Baldis H, Villeneuve D *et al.* Phys. Plasmas , 1994 ,1 :2329
- [7] Thomson J J. Conduction of Electricity Through Gases. Cambridge : Cambridge University Press ,1906
- [8] Gellert B, Handke J. Comp. Phys. Comm. ,1983 ,30 :169
- [9] Bernard J E, Zunger A, Villeneuve D M. Phys. Rev. B , 1987 ,36 :3199
- [10] La Fontaine B, Villeneuve D M, Baldis H A *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1992 ,68 :#84
- [11] Hawreliak J, Chambers D, Bell A *et al.* Jour. Quan. Spec. , 2001 ,71 :383
- [12] Glanzer S, Rozmus W, MacGowan B *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1999 ,82 :97
- [13] Glanzer S, Rozmus W, Bychenkov V *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2002 ,23 :235002 - 1
- [14] Malka V, Amiranoff F, Wispelaere E *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1997 ,79 :2979
- [15] Wispelaere E, Malka V, Huller S *et al.* Phys. Rev. E ,1999 , 59 :7110
- [16] Faure J, Malka V, Amiranoff F. Phys. Rev. E ,2001 ,64 : 026404
- [17] Malka V, Faure J, Amiranoff F. Phys. Plasmas , 2001 ,8 : 3467
- [18] Fejer J. Can. J. Phys. ,1961 ,39 :716
- [19] Nakamura Y, Nakamura M, Itoh T. Phys. Rev. Lett. ,1976 , 37 :209
- [20] Malka V, Coulaud C, Geindre J *et al.* Rev. Scie. Instr. , 2000 ,71 :2329
- [21] Malka V, Amiranoff F, Wispelaere E *et al.* Phys. Plasmas , 2003 ,10 :#95
- [22] Chenais C, Malka V, Gauthier J. Phys. Rev. E ,2002 ,65 : 046418
- [23] Baldis H, Dunn J, Foord M *et al.* Rev. Sci. Instr. ,2002 , 73 :#223
- [24] Khattak F, Riley D, Keenan R *et al.* High Power Laser Prog. , Central Laser Facility Annual Report ,2001—2002 :#5
- [25] Bai B, Zheng J, Liu W D *et al.* Phys. Plasmas ,2001 ,8 :#144
- [26] 白波, 郑坚, 蒋小华等. 强激光与粒子束 ,2000 ,12 :715 [Bai B, Zheng J, Jiang X H *et al.* High Power Laser and Particle Beams ,2000 ,12 :715 (in Chinese)]

· 物理新闻和动态 ·

医用小型放射源问世

澳大利亚悉尼皇家北岸医院(Royal North Shore Hospital in Sydney)的 Dale Bailey 等将一颗小球放在放射性溶液中浸泡几分钟,制成了小型放射源. 这种小型放射源可用来改进各种医学成像技术的空间分辨率(见 Bailey D *et al.* Phys. Med. Biol. , 2004 ,49 :N21).

放射性示踪,作为一种生物学上的常规成像技术,提供了一种非侵入性方法来观察人体内部. 例如正电子发射断层扫描成像技术(PET)可以达到 4—8mm 的分辨率,但是为检验这种改进的分辨率,需要使用小型放射源. 科学家们曾尝试通过照射细丝或小颗粒来制造小型放射源,但是大量地生产这种源的是很困难的.

Bailey 和他的合作者将市场上买到的铝硅化合物制成的小球浸入镭-99 放射性溶液中. 这些球的平均直径为 2.1mm,上面有数以百万计的孔隙,因而这种小球有时被称为分子筛. 这些分子筛将溶液中的分子吸收并捕集在它们的孔隙内. 在放射性溶液中浸泡 2 分钟后,小球一般会具有 $(3—6) \times 10^6 \text{ Bq}$ 的放射性(Bq 为放射性活度单位).

澳大利亚的研究者们说,小尺寸的分子筛产生更强的放射性,因而能用来检验更清晰的图像. 这对于新一代的空间分辨率约为 1—2mm 的扫描仪来说是很重要的. 此外,这种小球还可以吸收正电子成像中广泛使用的氟-18 示踪剂. 研究小组正准备研究这种放射源是否可用于其他的扫描技术,如 X 射线或核磁共振成像技术.

(树华 编译自 <http://physicsweb.org/archive/news/> ,27 January 2004)