

探测激光等离子体电子温度的一种新方法

受激 Raman 散射光谱的短波截断

张 家 泰

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

1993年2月13日收到

利用受激 Raman 散射 (SRS) 三波相互作用理论导出探测激光等离子体电子温度的一种新方法. 对我国神光 LF12* 激光器上的 SRS 实验光谱进行了分析, 由 SRS 光谱短波截断波长 λ , 自洽地计算出激光等离子体晕区电子温度 T_e . 这些结果与由 X 射线谱测得的结果合理地符合.

PACC: 5240; 5265; 5235

一、引 言

激光等离子体物理研究在激光聚变、X 射线激光、X 射线源和等离子体加速器的应用中都是很重要的. 等离子体电子温度 T_e 是激光等离子体物理研究中的一个重要的状态参量, 在激光吸收、激光-X 射线转换、流体力学和内爆压缩等各个环节都要用到它. 一般, 由 X 射线谱的测量推出电子温度. 近年来 Seka 等人利用 SRS 光谱短波截断确定电子温度, 但要用到 $k_{epw}\lambda_D \approx 0.25-0.36^{[1]}$ 这个带有一定任意性的假定. 本文试图不用这个条件, 直接由 SRS 光谱 Landau 截断波长 λ_c 和色散关系得到电子温度 T_e .

SRS 是入射光波衰变成一个等离子体波和散射光波的一种参量不稳定性. 入射激光 (频率 ω_0 、波矢 k_0)、散射激光 (ω_s, k_s) 和等离子体波 (ω_{epw}, k_{epw}) 满足能量和动量守恒:

$$\omega_0 = \omega_s + \omega_{epw}, \quad (1)$$

$$k_0 = k_s + k_{epw}. \quad (2)$$

对于后向 Raman 散射 $k_{epw} \geq k_0$, 随着等离子体密度减少, ω_{epw} 减少, k_{epw} 增加, 所以等离子体波的相速度 $\frac{\omega_{epw}}{k_{epw}}$ 也逐渐减少. 由实验结果可以看出, SRS 光谱短波截断很陡, 在低密度处, 碰撞阻尼可以忽略, 是由 Landau 阻尼所致, 它与电子温度有指数依赖关系, 所以, 可用 SRS 光谱 Landau 短波截断诊断激光等离子体电子温度 T_e . 用这个方法对我国神光 12* 激光器 SRS 实验结果进行分析, 得到的“Raman T_e ”与用 X 射线谱测量的电子温度合理地符合.

二、计算公式

激光、散射光和等离子体波的色散关系分别是

$$\omega_c^2 = \omega_p^2 + c^2 k_0^2, \quad (3)$$

$$\omega_s^2 = \omega_0^2 + c^2 k_s^2, \quad (4)$$

$$\omega_{epw}^2 = \omega_p^2 + 3k_{epw}^2 v_e^2, \quad (5)$$

这里 $\omega_p^2 = \frac{4\pi n e^2}{m}$ 是电子等离子体频率, e, n 和 m 分别是电子电荷、数密度和质量,

$v_e = \left(\frac{k_B T_e}{m}\right)^{1/2}$ 是电子热速度, k_B 是玻耳兹曼常数。由(1)式可以得到

$$1 - \lambda_0/\lambda_s = \omega_{epw}/\omega_0 \quad (6)$$

(5)式可改写为

$$\omega_{epw} = \omega_p (1 + 3k_{epw}^2 \lambda_D^2)^{1/2}.$$

代入(6)式可得

$$k_{epw} \lambda_D = \left\{ \frac{1}{3} \left[\frac{n_c}{n} \left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda_s}\right)^2 - 1 \right] \right\}^{1/2}. \quad (7)$$

这里 n_c 是激光等离子体临界密度, $n_c \approx \frac{10^{21}/\text{cm}^3}{\lambda_0^2(\mu\text{m})}$, λ_0 是激光波长, 以 μm 为单位, $\lambda_D =$

$\left(\frac{k_B T_e}{4\pi n e^2}\right)^{1/2}$ 是等离子体德拜长度。由(1),(2)和(3)–(5)式还可得到^[2]

$$k_{epw} = 2 \frac{\omega_0}{c} \left(1 - \frac{n}{n_c}\right)^{1/2} \left(1 - \sqrt{\frac{n}{n_c}} + \frac{1}{4} \frac{n}{n_c}\right)^{1/2} \quad (8)$$

$$k_s = \frac{\omega_0}{c} \left[\left(1 - \frac{n}{n_c}\right)^{1/2} 2 \left(1 - \sqrt{\frac{n}{n_c}} + \frac{1}{4} \frac{n}{n_c}\right)^{1/2} - 1 \right]. \quad (9)$$

因为 $\lambda_s/\lambda_0 = k_0/k_s$, 所以

$$k_s = \frac{\omega_0}{c} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda_s}. \quad (10)$$

将(9)和(10)式对比, 可得

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_s} = \left(1 - \frac{n}{n_c}\right)^{1/2} 2 \left(1 - \sqrt{\frac{n}{n_c}} + \frac{1}{4} \frac{n}{n_c}\right)^{1/2} - 1, \quad (11)$$

这里 c 是光速。由(7),(8)和(11)式可得 T_e 的计算公式为

$$T_e = \frac{c^2 \pi e^2}{\omega_0^2 3 k_B} \frac{n_c \left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda_s}\right)^2 - n}{\left(1 - \frac{n}{n_c}\right) \left(1 - \sqrt{\frac{n}{n_c}} + \frac{1}{4} \frac{n}{n_c}\right)}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{c^2 m}{12 k_B} \frac{\left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda_s}\right)^2 - \frac{n}{n_c}}{\left(1 - \frac{n}{n_c}\right) \left(1 - \sqrt{\frac{n}{n_c}} + \frac{1}{4} \frac{n}{n_c}\right)} \quad (12) \\
&= 42.642 \left[\left(1 - \lambda_0/\lambda_s\right)^2 - n/n_c \right] / \left[\left(1 - n/n_c\right) \right. \\
&\quad \left. \times \left(1 - \sqrt{\frac{n}{n_c}} + \frac{1}{4} \frac{n}{n_c}\right) \right] \text{ (keV)}.
\end{aligned}$$

由 SRS 光谱得到 Landau 短波截断波长 λ_s , 就可由 (11) 式计算出短波截断处的电子密度 n 。再由 (12) 式计算出电子温度 T_e 。由于激光等离子体的次临界区 (晕区) 是近似等温区, 所以, 这个 “Raman T_e ” 就是激光等离子体晕区温度。

三、由 SRS 短波截断确定电子温度

最近几年在上海神光-12* 激光器上进行的平面靶和腔靶实验, 都进行了 SRS 的能量和光谱测量^[3], 也进行了相应的理论和数值模拟研究^[4-6], 分析了 SRS 的增长、饱和等细致物理过程和产生超热电子的机制和份额。利用仿 OMA 光谱仪^[3]测得的 SRS 光谱与靶型、激光特性 (强度、脉宽、波型) 有密切关系, 虽然 SRS 光谱的形状和强度 (图 1 至图 4) 都有差异, 但短波截断较陡是一个共同特点。图 1 表示的谱的形状和宽度是大多数靶

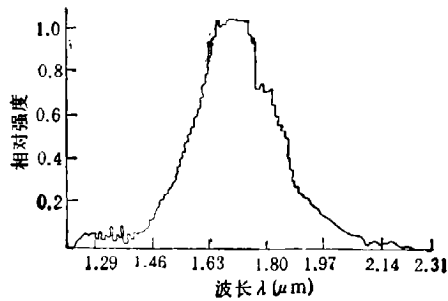


图 1 SRS 光谱 (9111328)

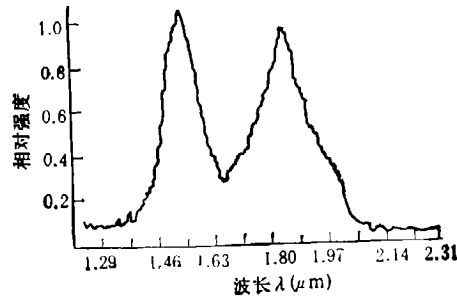


图 2 SRS 双峰谱 (9112371)

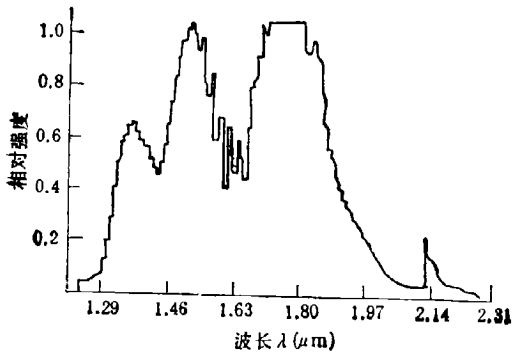


图 3 SRS 三峰谱 (91102930)

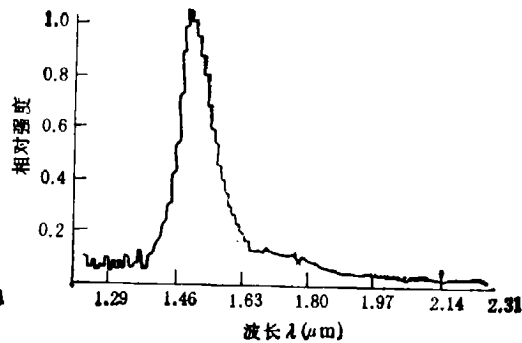


图 4 SRS 狭窄谱 (91112666)

型的代表,是中等宽度的单峰结构,谱的峰值在 $\lambda_s = 1.63-1.75\mu\text{m}$ 范围内。图 2 表示的谱较宽,且是双峰结构。图 3 表示的谱较宽,且是三峰结构。图 4 的谱较狭窄,且是单峰结构。谱的形状、宽度、极大值的位置均与腔靶的密度分布关系密切^[6](详细理论计算和分析将另文描述)。由这四个 SRS 光谱图明显可见,短波谱端下降很陡,这是一个共同的特点。一般由散射谱极大强度的 80% 下降到 20% 处的散射光波长只改变 10—30nm,尽管波长改变很小,也得确定一个特定条件读出截断波长。我们由谱强度下降 80% (即图中纵坐标的 0.2) 所对应的波长是截断波长^[7]。由(11)式计算出短波截断处电子密度,进而由(12)式计算出电子密度“Raman T_e 。”(表 1)。

表 1 SRS 截断波长 λ_s 和电子温度 T_e 。

靶号	激光功率密度 $I(10^{15}\text{W} \cdot \text{cm}^{-2})$	截断波长 $\lambda_s(\mu\text{m})$	截断波长处 的密度 [n_e]	Raman T_e (keV)	X射线谱测的 T_e (keV)
91-25	2.18	1.60	0.0758	2.55	2.16
91-26	1.78	1.51	0.0615	1.78	2.31
91-27	1.56	1.49	0.0583	1.62	2.15
91-28	1.54	1.49	0.0583	1.62	2.20
91-39	1.81	1.50	0.0599	1.70	2.29
91-45	1.72	1.49	0.0583	1.62	2.24
91-46	2.28	1.58	0.0727	2.37	2.16
91-48	2.01	1.58	0.0727	2.37	2.20
91-49	2.10	1.60	0.0758	2.55	2.23
91-54	2.13	1.52	0.0631	1.87	2.15
91-58	2.26	1.58	0.0727	2.37	2.12
91-61	2.16	1.55	0.0679	2.11	2.20
91-62	2.11	1.55	0.0679	2.11	2.15
91-74	2.45	1.70	0.0910	3.50	3.21
91-75	1.93	1.60	0.0758	2.55	3.15

由 SRS 短波截断确定电子温度“Raman T_e 。”的误差范围是 $\pm 0.07-\pm 0.30\text{keV}$ 。表 1 中列出的 15 发数据功率密度 $I = 1.54-2.45(\times 10^{15}\text{W} \cdot \text{cm}^{-2})$ ，“Raman T_e 。”是 1.62—3.50keV,靶条件相似,功率密度高,则“Raman T_e 。”也高。由 X 射线谱测量^[8]定出的电子温度 T_e 是 2.12—3.15keV,多数高于“Raman T_e 。”平均温度是 2.35keV,也比短波截断的平均温度 2.18keV 高。这是因为由 X 射线谱测量同时定出热电子温度 T_h , 超热电子温度 T_{hb} , 极高能电子温度 T_{hb} 。热 X 射线谱的高能端可受到超热部分的影响。热 X 射线谱的拐点在 8—9keV 处,热 X 射线谱和超热 X 射线谱的交接部分相互影响,有可能使热 X 射线谱变平缓,斜率 K 变小,而 $T_e \sim \frac{1}{K}$, 使 T_e 变大,从而影响 T_e 的精确度。所

以由 SRS 光谱短波截断确定的 Raman T_e 与由 X 射线谱的斜率确定的电子温度符合。与理论计算和数值模拟符合较好。

感谢西南核物理与化学研究所赵雪薇等同志提供的 SRS 实验谱;感谢贺贤士、常铁强研究员的支持和有益讨论。

- [1] J. Trebes *et al.*, *Bull Amer. Phys. Soc.*, **29**(1984), 1212.
- [2] Zhang Jiatai *et al.*, Preprint IAPCM #91-07.
- [3] 梅启庸、赵雪薇等, 强激光与粒子束, **2**(1990), 280.
- [4] 张家泰等, 物理学报, **40** (1991), 1642.
- [5] 张家泰、许林宝、常铁强等, 中国核科技报告, CNIC-00513, IAPCM-0018, 原子能出版社, 北京 (1991).
- [6] 聂小波、张家泰、许林宝, 计算物理, **8**(3)(1991), 230.
- [7] R. P. Drake *et al.*, *Phys. Fluids*, **31** (6)(1988), 1795.
- [8] 祁兰英等, 强激光与粒子束, **2** (1990), 34.

A NEW METHOD FOR DETECTION OF THE ELECTRON TEMPERATURE IN LASER-PLASMA SHORT WAVE CUT OFF OF STIMULATED RAMAN SCATTERING SPECTRUM

ZHANG JIA-TAI

Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088

(Received 13 February 1993)

ABSTRACT

From the theory of stimulated Raman scattering (SRS) three wave interaction, a new method of detecting the electron temperature in laser-plasma is obtained. SRS spectrum obtained from Shengguang 12# Nd-laser experiments are analysed. Using the wave length of short wave cut off of SRS, the electron temperature in corona plasma region is calculated consistently. These results agree reasonably with X-ray spectrum experiments.

PACC: 5240; 5265; 5235