

# 汤姆逊散射的信号和噪声

## ——CT-6B 托卡马克的红宝石激光 $90^\circ$ 汤姆逊散射系统的光学设计要求

胡淑琴

(中国科学院物理研究所)

**提要:** 详细地讨论了托卡马克红宝石激光  $90^\circ$  汤姆逊散射的信号和噪声, 提出解决获得足够高信噪比的关键和原则, 并与实验结果进行了比较。

### Analysis for signals and noises of $90^\circ$ Thomson scattering experiment—Key points in optical design of $90^\circ$ Thomson scattering apparatus for CT-6B Tokamak

Hu Shuqin

(Institute of Physics, Academia Sinica)

**Abstract:** In this paper the signals and noises obtained in  $90^\circ$  Thomson scattering experiment on Tokamak are analysed. A ruby laser was used in the experiment as light source, and high scattering signal level and high signal-to-noise ratio were obtained with the apparatus. The key points in the optical design of  $90^\circ$  Thomson scattering apparatus for CT-6B Tokamak are explained.

## 一、前言

在高温等离子体物理的研究中,  $90^\circ$  汤姆逊散射是最有用的诊断方法之一。我们为 CT-6B 托卡马克<sup>[1]</sup> 研制了一套红宝石激光  $90^\circ$  汤姆逊散射系统, 并进行了多次瑞利散射和汤姆逊散射实验, 获得了初步结果。在放电室小截面的中心, 所测得的汤姆逊散射

谱轮廓为  $I_s = e^{[7.82 - 1.523(4\lambda)^2]}$ , 等离子体电子温度  $T_e = 170 \text{ eV}$ , 电子密度  $n_e = 3.25 \times 10^{13} / \text{cm}^3$ 。

因为汤姆逊散射截面  $\sigma_T$  很小 ( $\sim 0.8 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ ), 而且托卡马克的等离子体密度又不够高 ( $\sim 10^{13} / \text{cm}^3$ ), 于是散射光子总数只为入射光子总数的  $1/10^{14}$ 。如何得到足够大的、可以被测量到的汤姆逊散射信号和足够

收稿日期: 1984年5月8日。

高的信号噪声比,是研制托卡马克红宝石激光 90° 汤姆逊散射系统要解决的主要问题。

## 二、系统概述

CT-6B 托卡马克的红宝石激光 90° 汤姆逊散射系统总体示意图如图 1。

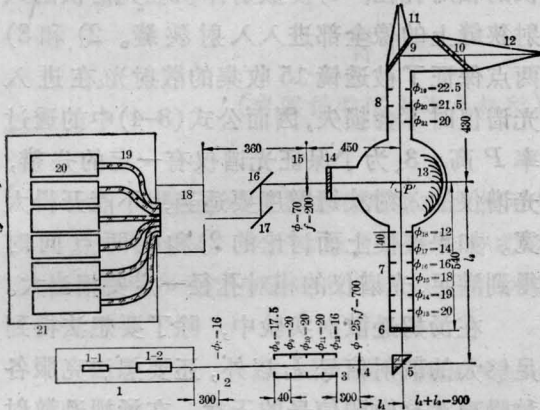


图 1 散射系统的总体示意图

1—红宝石激光器,它包括一个电光晶体调 Q 的振荡级 1-1 和放大级 1-2; 2—限孔光阑; 3—限孔光阑组; 4—激光聚焦透镜; 5—直角棱镜; 6—激光入射窗口; 7—激光入射光阑组; P'—被探测的等离子体; 8—激光出射光阑组; 9 和 10—布鲁斯特窗口(双布氏窗); 11 和 12—出射激光吸收角; 13—视角光堆; 14—散射光收集窗口; 15—散射光收集透镜; 16 和 17—镀膜的全反射镜; 18—光谱仪; 19—有机玻璃光导(共六根); 20—六道加门的 RCA7265 光电倍增管记录系统; 21—电、磁和光屏蔽系统

此散射系统的基本参数如下: 红宝石激光器的最大输出能量  $E=8\text{ J}$ , 脉宽  $\tau=25\text{ ns}$ , 实验时的运转参数为  $E=5\sim 7\text{ J}$ ,  $\tau=25\sim 30\text{ ns}$ 。此激光束经过焦距  $f=700\text{ mm}$  的激光聚焦透镜 4 在 CT-6B 托卡马克的小截面中心 P' 点形成一个很亮的光柱, 其直径  $d=3.5\sim 4.5\text{ mm}$ , 若  $E, \tau, d$  分别以  $6\text{ J}, 25\text{ ns}, 4\text{ mm}$  计算, 此光柱的亮度为  $1.9\times 10^3\text{ MW/cm}^2$ 。位于 P' 点的  $d=4.5\text{ mm}$ , 长  $L=15\text{ mm}$  的圆柱形散射体积由散射光收集透镜 15 成像在光谱仪的入射狭缝上, 其像的大小为  $3.6\times 12$ , 与光谱仪的入射狭缝开口  $3.5\times 12$  相重合。散射光收集透镜 15 对 P' 点所张的立

体角为  $\Delta\Omega_T=1.9\times 10^{-2}\text{ sr}$ , 它对入射狭缝的相对孔径为  $1/5$ , 与光谱仪的相对孔径  $1/5$  相等。从散射体积所在的 P' 点到光谱仪的入射狭缝之间的整个光路的透过率为  $P_1=0.69$ 。光谱仪的色散是  $20\text{ \AA/mm}$ , 透过率  $P_2=0.26$ , 在谱板平面上, 波长短于和等于  $6943\text{ \AA}$  的一半散射谱被分为六道(全谱被分为  $m=11$  道), 各道的中心波长  $\lambda_n$ 、波长宽度  $\Delta\lambda_n$ 、反差比  $C_n$  如表 1 所示。六根有机玻璃光导分别将六道散射光传送到自己的光电倍增管 RCA7265 上去, 所得到的光电信号用存储示波器显示出来。有机玻璃光导的透过率  $P_3\sim 40\%$ 。在  $\lambda=6943\text{ \AA}$  处, RCA7265 光电倍增管的阴极量子效率  $\eta=3\%$ , 阳极放大倍数  $M=10^7$ 。此外, 激光入射窗口和双布氏窗与 P' 点之间的距离分别为  $540$  和  $430\text{ mm}$ 。

此散射系统是按照下面有关信号和噪声讨论中提出的要点进行设计的。

表 1 各道的中心波长  $\lambda_n$ 、波长宽度  $\Delta\lambda_n$ 、反差比  $C_n$

道数	CH <sub>1</sub>	CH <sub>2</sub>	CH <sub>3</sub>	CH <sub>4</sub>	CH <sub>5</sub>	CH <sub>6</sub>
$\lambda_n$	6943 Å	6833 Å	6783 Å	6733 Å	6673 Å	6603 Å
$\Delta\lambda_n$	60 Å	40 Å	40 Å	40 Å	60 Å	60 Å
$C_n^*$	1	114.9	250	588	—	—

\* 6943 Å 单色光进入光谱仪, 在中心波长为 6943 Å 的 CH<sub>1</sub> 道上测得其强度为  $I_1$ , 在中心波长为  $\lambda_n$  的 CH<sub>n</sub> 道上测得其强度为  $I_n$ , 我们定义  $C_n=I_1/I_n$  为在 6943 Å 波长处光谱仪的 CH<sub>n</sub> 道的反差比。

## 三、汤姆逊散射信号

对于典型托卡马克装置的红宝石激光 90° 汤姆逊散射, 其散射功率谱<sup>[3]</sup> 可写为:

$$\frac{dP_s}{d\lambda_s} = \frac{I_0 \sigma_T n_e L \Delta\Omega_T}{2\sqrt{\pi} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \frac{c(d)^2}{V_{th} \lambda_i} \times \exp\left[-\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda_{th}}\right)^2\right] \quad (3-1)$$

式中,  $I_0 = \frac{E}{\tau}$  为入射激光功率,  $E$  为激光能量,  $\tau$  为激光脉冲时间。  $\sigma_T = r_0^2 = \left[ \frac{e^2}{m_0 c^2} \right]^2 = 7.95 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$  是汤姆逊散射截面。  $n_e$  为等离子体电子密度;  $L$  为散射体积的长度;  $\mathbf{d} = \mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \boldsymbol{\varepsilon})$ ,  $\mathbf{s}$  是散射方向的单位矢量,  $\boldsymbol{\varepsilon}$  是入射激光偏振方向的单位矢量。  $|\mathbf{d}|^2 = 1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi$ ,  $\theta$  是入射激光方向和散射光收集方向之间的夹角。对于  $90^\circ$  汤姆逊散射  $\theta = 90^\circ$ ,  $\phi$  是向量  $\boldsymbol{\varepsilon}$  与入射激光和散射光探测方向所在平面之间的夹角。为获得最大的散射信号一般  $\phi$  取  $90^\circ$ 。所以对  $90^\circ$  汤姆逊散射  $|\mathbf{d}|^2 = 1$ 。激光  $90^\circ$  汤姆逊散射系统必须满足上述  $\theta$  和  $\phi$  的要求。

$\Delta\Omega_T$  是收集散射光的立体角;  $\lambda_i$  是入射激光波长, 对红宝石激光  $\lambda_i = 6943 \text{ \AA}$ 。  $V_{th}^2 = \frac{2KT_e}{m_e}$  是等离子体电子的平均热运动速度;  $\lambda_{th} = \frac{2V_{th}}{c} \lambda_i \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \sim \sqrt{T_e}$ ;  $\Delta\lambda = \lambda_s - \lambda_i$ ,  $\lambda_s$  是散射光波长; 从(3-1)式可得单位时间进入立体角  $\Delta\Omega_T$  中的散射光子总数为  $N$ :

$$N = 2 \int_0^\infty \frac{dP_s}{d\lambda_s} \frac{1}{h\nu} d(\Delta\lambda) = \frac{I_0}{h\nu} L \sigma_T n_e \Delta\Omega_T \quad (3-2)$$

其中  $h\nu = 2.84 \times 10^{-9} \text{ J}$ , 是一个红宝石激光光子的能量。

如果将散射谱分为  $m$  道, 并用光电倍增管(简称 P. M)来接收, 而且此 P. M 的阴极量子效率为  $\eta$ , 阳极放大倍数为  $M$ , 从散射体积  $P'$  点到 P. M 的整个光路的透过率记为  $P$ , 可得单位时间内每道 P. M 所接收的光子数为  $N_n$ :

$$N_n = \left( \frac{I_0}{h\nu} L \sigma_T n_e \Delta\Omega_T \right) \frac{P}{m} \quad (3-3)$$

每道 P. M. 输出的光电流  $I_s$  为

$$I_s = \left( \frac{I_0}{h\nu} L \sigma_T n_e \Delta\Omega_T \right) \frac{P \eta M e}{m} \quad (3-4)$$

如前言所述  $\sigma_T$  很小, 为了使汤姆逊散射信号  $I_s$  足够大, 必须满足以下几点要求: 1、首先要

一台高功率的激光器和一套高灵敏的探测器, 使(3-4)式中  $I_0$ 、 $\eta$  和  $M$  大。2、在散射光收集光路中, 必须使用散射光收集透镜, 如图1中的透镜15。此散射光收集透镜的设计必须满足以下三点: 1)使透镜15对  $P'$  点所张立体角  $\Delta\Omega_T$  尽可能大; 2)使透镜15对光谱仪入射狭缝的相对孔径小于或等于光谱仪的相对孔径; 3)使散射体积在光谱仪的入射狭缝上的像全部进入入射狭缝。2)和3)两点保证了被透镜15收集的散射光在进入光谱仪时不会损失, 因而公式(3-4)中的透过率  $P$  高。3、为了保证光谱仪有一定的分辨, 光谱仪的入射狭缝宽度要适当, 不能开得太宽。如果要使上面讨论的2)和3)两点同时得到满足, 光谱仪的相对孔径一定要相当大。

在汤姆逊散射实验中, 除了要想法得到足够大的散射信号  $I_s$  以外, 还要想法克服各种噪声对这微弱信号的干扰, 在汤姆逊散射实验中的噪声有三: 1)等离子体本身的背景辐射噪声; 2)6943  $\text{\AA}$  杂散光噪声; 3)电子学噪声。

#### 四、等离子体背景辐射噪声

等离子体背景辐射包括硬 X 射线、线辐射和韧致辐射。在 CT-6B 中, 硬 X 射线对散射信号的干扰很容易用铅墙来消除。线辐射的强度很高, 它对散射信号的干扰无法克服, 在 CT-6B 的散射实验中, 在所探测的波长范围内, 除了  $H_\alpha$  线 ( $\lambda = 6563 \text{ \AA}$ ) 以外, 没有其它线辐射干扰。由于  $H_\alpha$  线辐射的干扰, 我们放弃了中心波长为  $\lambda_0 = 6603 \text{ \AA}$  的  $\text{CH}_\alpha$  道的信号测量。在 CT-6B 中, 等离子体的韧致辐射在放电初期和结束时都很强, 在放电电流平稳期保持一个相当低的水平, 汤姆逊散射实验应该避免强的韧致辐射的干扰, 在放电的平稳期进行。

汤姆逊散射信号和韧致辐射噪声的信噪比可用下式<sup>[2]</sup> 定性地讨论:



$$\frac{I_s}{N} = 4.1 \times 10^{13} \frac{\lambda_i}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \frac{1}{n_e} \left(\frac{I_0}{A}\right) \frac{A \cdot L}{A_p \cdot L_p}$$

(4-1)

式中,  $I_s$ ——被测到的散射信号;  $N$ ——被测到的等离子体韧致辐射噪声;  $A \cdot L$ ——被探测的等离子体散射体积;  $A$ ——此体积的截面积;  $L$ ——此体积的长度;  $A_p \cdot L_p$ ——被探测的韧致辐射体积;  $A_p$ ——此体积的截面积;  $L_p$ ——此体积的长度;  $\frac{I_0}{A}$ ——被探测  $P'$  点的激光亮度;  $\frac{A \cdot L}{A_p \cdot L_p}$  的值由入射狭缝决定。当  $A \cdot L$  在狭缝上的像小于狭缝开口时,  $\frac{A \cdot L}{A_p \cdot L_p} < 1$ 。当  $A \cdot L$  在狭缝上的像大于或等于狭缝开口时,  $\frac{A \cdot L}{A_p \cdot L_p} = 1$ 。  $\frac{A \cdot L}{A_p \cdot L_p}$  不可能大于 1。为了使信号  $I_s$  大, 信噪比  $I_s/N$  高, 必须使狭缝开口与  $A \cdot L$  的像相等, 此时有

$$\frac{I_s}{N} = 4.1 \times 10^{13} \frac{\lambda_i}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \left(\frac{1}{n_e}\right) \left(\frac{I_0}{A}\right)$$

(4-2)

根据公式(4-2), 对于一给定等离子体, 要提高  $I_s/N$  的唯一办法就是提高激光器的亮度  $I_0/A$ 。为此, 在激光入射光路中安装激光聚焦透镜, 将激光聚焦在被探测的等离子体  $P'$  上, 如图 1 中的透镜 4。如果此聚焦透镜的焦距为  $f$ , 激光束发散度为  $\alpha$ , 聚焦光斑点直径  $d = f \cdot \alpha$ , 于是有  $A = \pi(d/2)^2 = \pi f^2 \times \alpha^2/4$ , 代入(4-2)式可得

$$\frac{I_s}{N} = \frac{4.1 \times 10^{13}}{0.78} \frac{\lambda_i}{\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \left(\frac{1}{n_e}\right) \frac{I_0}{f^2} \cdot \frac{1}{\alpha^2}$$

(4-3)

由此可见  $\frac{I_s}{N}$  与聚焦透镜的焦距的平方  $f^2$  也成反比, 但  $f$  不能太小, 因为减小 6943 Å 杂散光噪声要求激光入射窗口要远离被探测点  $P'$ 。

## 五、6943 Å 杂散光的噪声

在激光入射或出射光路中的光学元件, 比如窗口、透镜以及灰尘等的散射是产生 6943 Å 杂散光的主要原因, 它的强度可以比等离子体本身的散射光强很多倍。杂散光水平可以用瑞利散射来定量测量, 原理如下。瑞利散射功率为

$$W_R(n_R) = I_R n_R \sigma_R L_R \Delta \Omega_R \quad (5-1)$$

其中:  $I_R$ ——入射激光功率;  $n_R$ ——充气气体分子数密度;  $\sigma_R$ ——瑞利散射切面;  $L_R$ ——散射体积的长度;  $\Delta \Omega_R$ ——收集散射光的立体角。

在进行瑞利散射实验时, 从示波器上读得的瑞利散射信号  $W(n_R)$  满足下面的关系

$$W(n_R) = W_R(n_R) + W_n$$

$$= I_R n_R \sigma_R L_R \Delta \Omega_R + W_n \quad (5-2)$$

其中  $W_n$  是杂散光水平, 与充气气压  $n_R$  无关。令  $n_R = 0$ , 可得  $W(0) = W_n$ , 所以实验所测得的  $W(n_R) \sim n_R$  直线在  $Y$  轴上的截距为杂散光水平  $W_n$ 。若  $n_R = n'_R$  时  $W(n_R) = 2W_n$ , 并代入(5-2)式可得

$$n'_R = \frac{W_n}{I_R \sigma_R L_R \Delta \Omega_R} \quad (5-3)$$

其中,  $I_R \sigma_R L_R \Delta \Omega_R = K$ , 为实验测得的  $W(n_R) \sim n_R$  关系直线的斜率, 于是

$$n'_R = \frac{W_n}{K} \quad (5-4)$$

所以杂散光水平可以用充气气压  $n'_R$  来量度。

汤姆逊散射信号为:

$$W_T = I_T n_e L_T \sigma_T \Delta \Omega_T$$

其中,  $I_T$ ——入射激光功率;  $n_e$ ——等离子体电子密度;  $L_T$ ——汤姆逊散射体积的长度;  $\sigma_T$ ——汤姆逊散射截面;  $\Delta \Omega_T$ ——收集散射光的立体角。

令等离子体电子密度  $n_e = n'_e$  时,  $W_T = W_n$ , 则有

$$W_n = I_T n'_e L_T \sigma_T \Delta \Omega_T$$

$$n'_e = \frac{W_n}{I_T L_T \sigma_T \Delta \Omega_T} \quad (5-5)$$

如果用同一散射系统进行瑞利散射和汤姆逊散射实验,则有  $I_T = I_R$ ,  $L_T = L_R$ ,  $\Delta \Omega_T = \Delta \Omega_R$ , 由公式(5-3)和(5-5)可得

$$n'_e = \frac{\sigma_R}{\sigma_T} n'_R \quad (5-6)$$

其中  $\frac{\sigma_R}{\sigma_T}$  为常数, 于是散射系统的杂散光水平又可以用电子密度  $n'_e$  来量度, 意思是, 此散射系统的杂散光水平与电子密度  $n'_e = \frac{\sigma_R}{\sigma_T} n'_R$  的汤姆逊散射信号一样大。有的人将  $n'_e = \frac{\sigma_R}{\sigma_T} n'_R$  定义为可以被此散射系统探测到的最低电子密度  $n_{e\min}$ 。

散射系统的杂散光水平与激光束发散度关系极大, 随发散角增加而急剧上升。下面是 CT-6B 散射系统的两个瑞利散射的实验结果: 1. 激光功率从 70 MW 变到 180 MW 时, 杂散光水平从  $\sim 12$  Torr 变到 60~70 Torr。2. 红宝石端面的不正确修磨, 可以使杂散光水平从激光功率为 180 MW 时的 60~70 Torr 变到 140 MW 时的 3000 Torr。在这两个实验中, 杂散光的增加都是激光束发散度增加的结果。前者是由于激光功率增加使激光束发散度增加, 后者是由于红宝石端面不正确修磨, 使激光束发散度大大增加。

首先可以利用杂散光没有波长移动的特性来降低杂散光水平。最简单的办法是在散射光收集光路中加 6943 Å 的窄带干涉滤光片。因为杂散光没有波长移动, 在光谱仪的谱板平面上, 杂散光与汤姆逊散射光的组合光谱如图 2 所示, 若在中心波长为  $\lambda_n$  的  $\text{CH}_n$  道上, 光谱仪的反差比为  $C_n$ , 在  $\text{CH}_n$  道上所测得的散射信号与杂散光的信噪比就比中心波长为  $\lambda_1 = 6943 \text{ \AA}$  的  $\text{CH}_1$  道的信噪比大  $C_n$  倍。当  $\lambda_1 - \lambda_n = 100 \text{ \AA}$  时, 一般的光谱仪的反差可达  $10^3$ , 由此可见光谱仪的反差比在消除 6943 Å 杂散光中的重要作用。考虑到在

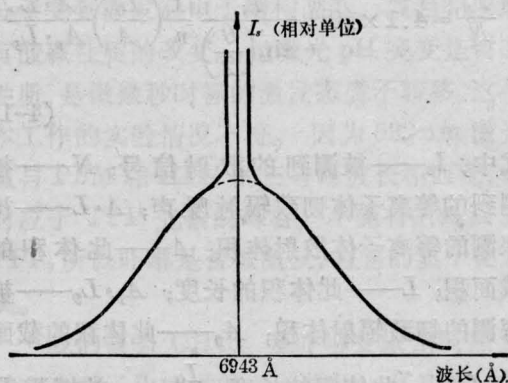


图 2 6943 Å 杂散光和汤姆逊散射光的组合光谱

第三节中讨论到的, 为了测得汤姆逊散射信号光谱仪必须满足的要求, 可以得出这样的结论: 汤姆逊散射实验需要一个大孔径的、高透过率的和高反差比的光谱仪。

为减少 6943 Å 杂散光进入散射光收集光路, 除了尽可能地使激光入射窗口和出射窗口远离被探测的等离子体  $P'$  以外, 还可以采取以下措施: 1) 在激光入射和出射光路中安装一系列光阑, 并用瑞利散射实验来确定它们的最佳尺寸和组合方式; 2) 用双布氏窗作为激光出射窗口, 其目的是为了减少从出射窗口反射回散射室的激光。

为了减少经散射室的壁反射或散射进入散射光收集光路的 6943 Å 杂散光和等离子体的背景辐射, 在被收集光路对准的散射室的壁上, 装上视角光堆。此视角光堆吸收射到上面去的任何光线, 使散射光收集光路对准一个散射体积的无光的黑暗背景。

## 六、电子学噪声

减少电子学噪声的关键在于记录系统的电路设计和采用很好的电磁屏蔽系统。此外, 电子学噪声还与测量信号用的示波器带宽有关, 带宽越宽, 噪声越大。示波器的带宽只要能正确显示激光波形即可。

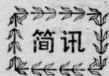
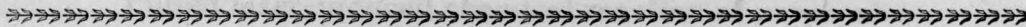
## 七、结 束 语

我们为 CT-6B 托卡马克研制的红宝石激光 90° 汤姆逊散射系统, 在将  $n_e = 1 \times 10^{13}/\text{cm}^3$ ,  $E = 6\text{J}$ ,  $\tau = 30\text{ns}$ ,  $P = P_1 P_2 P_3 = 0.07$ , 以及在第二节中所述的各有关设计参数代入公式(3-2)、(3-3)和(3-4), 可得  $N = 4.5 \times 10^5$ ,  $N_n = 2.8 \times 10^3$ ,  $I_s = 4.8\text{mA}$ , 如果光电倍增管的阳极负载电阻为  $75\ \Omega$ , 汤姆逊散射信号可达  $350\text{mV}$ , 在其它噪声干扰较小的条件下, 这个信号的测量是容易的。除此以外, 我们还用充氮的瑞利散射实验测得 CT-6B 激光散射系统的  $6943\ \text{\AA}$  杂散光水平为  $18.6\text{ Torr}$ , 这相当于可以被此激光散射系统探测的最低电子密度  $n_{e\text{min}} = 1.6 \times 10^{13}/\text{cm}^3$ 。实际上, 在 CT-6B 的汤姆逊散射实验中, 所测

得的数据如下: 当  $n_e \sim 3 \times 10^{13}/\text{cm}^3$  时, 汤姆逊散射信号为  $\sim 200\text{mV}$ 。当  $n_e \sim 1.5 \times 10^{13}/\text{cm}^3$  时, 信号噪声比虽然不高, 但可以很肯定地测出汤姆逊散射信号。  $6943\ \text{\AA}$  杂散光水平和电子学噪声水平都  $< 20\text{mV}$ 。等离子体的韧致辐射噪声水平也被控制在  $20\text{mV}$  以下。在  $n_e \geq 3 \times 10^{13}/\text{cm}^3$  时, 汤姆逊散射信号与各种噪声水平之和的比为  $5/1$ 。以上实验数据说明, CT-6B 托卡马克的红宝石激光 90° 汤姆逊散射系统的光学设计是成功的, 根据设计参数估算的结果与实验测得的结果也基本相符。

## 参 考 文 献

- [1] 中国科学院物理所一〇四组; 《物理学报》, 1980, 29, 764.
- [2] D. E. Evans, J. Katzenstein; *Rep. Prog. Phys.*, 1969, 32, 207.



## 实用准分子激光器研制成功

上海光机所准分子激光组在实验性器件的基础上经过近三年的改进, 研制成实用型准分子激光器。单脉冲输出能量  $280\text{mJ}$ , 波长  $3080\ \text{\AA}$ 。重复率  $0 \sim 10\text{Hz}$  可调, 平均输出功率  $1\text{W}$ , 一次充气寿命超过  $10^5$  次。更换气体器件可运转在  $\text{ArF}(1930\ \text{\AA})$ ,  $\text{KrF}(2490\ \text{\AA})$ ,  $\text{N}_2(3371\ \text{\AA})$ ,  $\text{XeF}(3511\ \text{\AA})$  等波段。此器件还具有结构简单、性能可靠、可长期运转等优点。

价格为国外器件的  $\frac{1}{4}$  到  $\frac{1}{5}$  左右。以上指标已在 9 月 25 日通过鉴定, 并将小批量投产。

这种有一定平均功率的强相干紫外光源对光化学、泵浦染料激光器、表面物理、激光医学等的研究是一种很有用的工具。

(群 蒞)