

我国近十年来激光与等离子体相互作用的研究

谭 维 翰

(中国科学院上海光机所)

提要: 本文在回忆我国激光等离子体相互作用研究的基础上, 简要地叙述了各个阶段的进展, 同时提出了自己的看法。

Research on laser-plasma interaction in China in the recent ten years

Tan Weihan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

Abstract: Research on laser-plasma interaction in China was conducted in parallel with the high power laser technique. Since 1964, the high power Nd:glass laser system has been developed, the laser breakdown and laser-focusing in the plasma were observed by focusing a $1.06 \mu\text{m}$ laser beam in the atmosphere. In 1973, frozen deuterium and LiD, CD_2 plate targets were irradiated by a 10^{10}W laser beam, and a neutron yield of $1 \times 10^3/\text{shot}$ was obtained. In 1974, with a 10^{11}W laser beam shooting on CD_2 plate targets, the anomalous laser absorption and hard X-ray emission from plasma were observed, neutron yield of more than $2 \times 10^4/\text{shot}$ was obtained. From 1975~1980, the compression of glass microballoon targets was observed by using the six-beam laser facility. Moreover many laser-plasma interaction experiments, such as second harmonic emission, X-ray line spectrum diagnostics, K-edge absorption measurements for electron temperatures, Faraday cup charge collectors for particle measurements were carried out.

激光与高功率激光器的研究, 在我国是开展得较早的。1964年以 10^8 瓦钕玻璃高功率激光击穿空气并实现激光在等离子体中自聚; 1965年以 10^9 瓦高功率激光聚焦于靶面, 观察到等离子体的 X 线辐射; 1973 年将 10^{10} 瓦高功率激光聚焦于氘冰靶及 LiD、 CD_2 靶上, 均获得每发约 10^3 的中子产额; 1974 年

用 10^{11} 瓦激光轰击 CD_2 靶, 将每发中子产额提高到 2×10^4 ; 1975~1980 年建成六路高功率激光系统, 并用多路高功率激光打破壳微球靶获得约 30 倍的压缩结果; 由 1980~1984 年, 较多地研究冕区激光与等离子体的相互作用。根据这个轮廓现逐一分述如下。

收稿日期: 1984 年 3 月 22 日

一、早期研究^[1]

1973年4~5月间,用功率为 $0.9\sim 1.3\times 10^{10}$ 瓦、波长为1.06微米的钕玻璃大功率行波放大激光器,先后在固体氘和LiD靶进行了一系列的打靶实验,均已成功地实现了中子发射,经Po-Be中子源标定,两种靶材所得的最高中子产额均为每发 10^3 个。图1是BF₃中子探测器所接收到的讯号照片,超载信号是等离子体的干扰,后面三个小脉冲是经石蜡慢化后的中子信号。图2是排除了干扰后所得的中子脉冲讯号照片。用X光吸收对比法测得的电子温度表明不论是固体氘靶还是LiD靶在所有实现中子发射的实验中等离子体的电子温度均超过600电子伏。到1974年又用 10^{11} 瓦单路激光轰击CD₂,中子产额提高了一个量级即每发 2.9×10^4 个中子,如图3所示^[2]。这里还要说一下在1974年打中子实验中观察到的另外两个现象。当时对中子的测试采用BF₃中子探测器和闪烁体中子探测器,后一种是用塑料闪烁体接收,发出光信号,经光电信增管,再在示波器上显示。为了防止X射线和 γ 射线的干扰,探头用4毫米厚铅板包裹,正面用10

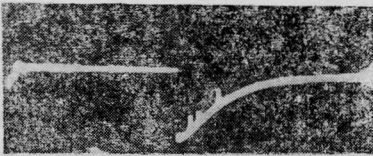


图1 未排除干扰时的中子讯号^[1]

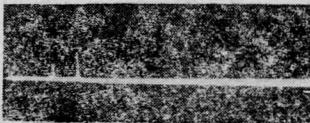


图2 排除干扰后的中子讯号^[1]

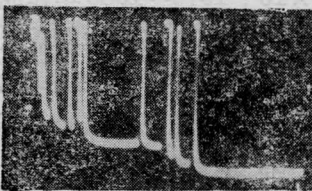


图3 10^{11} 瓦大型单路打(CD₂)_n时的中子讯号^[2]

毫米厚(后增至40毫米)铅板进行屏蔽。由于打靶激光功率提高,等离子体所发射的X光中有高能 γ 光子,能穿过很厚的铅板,很难屏蔽。此外,还观察到由于出现反常吸收使激光能量下降的现象。

比较1973~1974年的实验,激光能量由30焦耳增至400焦耳,而每发的中子产额只增加一个量级,这表明要获得高的中子产额应以提高靶面的功率密度为主。于是建立了毫微秒与亚毫微秒六路激光系统。当采用毫微秒脉冲输出时,每一路激光功率为 3×10^{10} 瓦,能量为30焦耳,发散角为0.5毫弧度;当采用亚毫微秒脉冲输出时,每一路的输出功率为 10^{11} 瓦,能量为10焦耳,发散角同上^[3,1]。

二、压缩实验^[3]

a) 毫微秒脉冲压缩空心玻壳微球靶

实验是用上述毫微秒脉冲六路系统中的两路或四路进行的。每一路的前激光约1毫焦耳,光束角漂移小于 $10''$ 。聚焦透镜弥散圆为10微米,调焦及共焦精度为10微米,靶球直径为70~120微米,壁厚3~4微米。图4示出一组两束或四束激光辐照空心玻壳靶(内有剩余气体压力为0.5大气压)时所得到的X光针孔图像。从图中看到,除了发光的X光外环区外还有较强的中心发光区。外环来自玻壳层被激光烧蚀而形成的冕区等离子体辐射,中心发光区则是向内爆的等离子体形成的高温区的辐射。实验证明要得到较好的压缩,玻壳不能太厚,每束激光的能量应高于25焦耳,而各路间的光程差应小于10厘米。还要严格控制前激光量,使之不过大。大量实验又表明,被激光直接照射的靶部位发射较强的X光,且宽度远大于玻壳壁厚,大约为25微米,可能是前激光在起作用。前激光量为 10^{-3} 焦耳,在靶面功率密度 10^9 瓦/厘米²,已足以将靶预电离成稀薄的等离子体,膨胀后再被主激光照射,因而产生远大于玻



0110# 玻壳靶, $\phi 100$ 微米, $\Delta R \approx 3.8$ 微米, 两束对打 (25 焦耳/束)



0820# 玻壳靶, $\phi 110$ 微米, $\Delta R \approx 3.6$ 微米, 四束对打 (输出分别为 28.2、27.5、23.5、24 焦耳)

图 4 两束及四束对打的 X 光斜孔照片

壳壁厚的发光区。高次游离的 X 光空间分辨谱(如 Si 的类氢、类氦线)在中心区不再断开,而是来自靶球各处。

b) 亚毫微秒脉冲压缩充氙气的玻壳微球靶^[4,16]

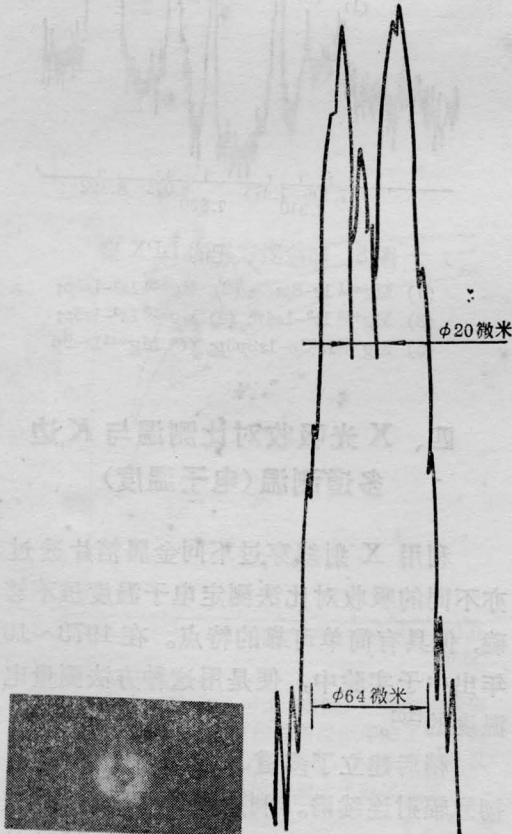


图 5 亚毫微秒激光加热充氙激光靶 ($\phi 60$ 微米, 壁厚 0.5~1 微米) 的 X 光针孔照片及黑度曲线^[4]

用四束亚毫微秒脉冲对称地辐照充氙气的薄壁玻壳微球靶, 进行爆炸推进型实验。每束激光能量为 5~10 焦耳, 靶面功率密度约 5×10^{14} 瓦/厘米², 所得到针孔照片及黑度曲线见图 5。中心发光区除来源于被压缩的玻壳内壁外, 还有被压缩的氙气, X 光线谱诊断出有加宽的氙的线谱。由中心区大小推断体压缩约 30~50 倍。

三、X 光线谱诊断^[5~8]

a) 利用 X 光线谱诊断电子的温度与密度^[5,6]

在用多路高功率激光辐照玻壳微球靶实验中会产生很强的 X 光线谱, 国内最初用 KAP ($2d=26.6 \text{ \AA}$), PET ($2d=8.76 \text{ \AA}$) 两种晶体的平晶及凸晶谱仪拍摄, 图 6 就是用 KAP 的平晶谱仪拍摄的玻壳中硅离子的类氢类氦谱线。利用 Si^{+12} 的共振线 (6.647 \AA) 与其长波伴线 (6.739 \AA) 的相对强度比及理论公式, 定出电子温度 $T_e \approx 345$ 电子伏, 又根据实验测得的类氦共振线 (6.647 \AA) 与互组合线 (6.686 \AA) 的相对强度比及理论曲线定出电子密度 $N_e \approx 3 \times 10^{20}$ /厘米²。应指出这里的温度、密度都是对靶球等离子体发光区而言的平均温度与密度。如果在晶体谱仪的窗口处加一狭缝, 使狭缝空间分辨的方向与光谱色散方向垂直, 则可拍摄空间分辨的 X 光谱, 并可由此定出空间分辨的电子温度与密度分布曲线, 图 7 便是这种分布曲线。由图 7 看出离靶面 25 微米处温度最高。



自由束缚跃迁连续谱

图 6 用 KAP 摄得的 Si 类氢及类氦 X 光谱的黑度计扫描曲线

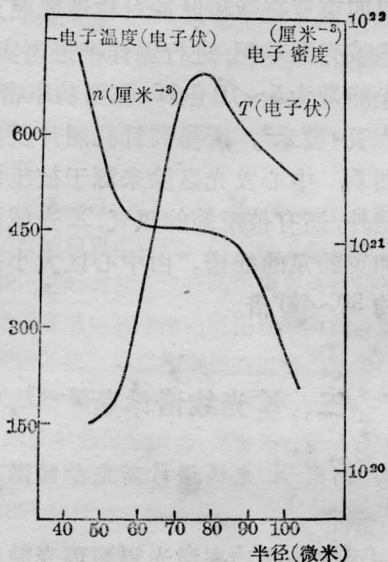


图7 激光聚爆玻璃壳微球靶的电子温度和电子密度空间分布

b) 利用 X 光线谱诊断充氖气玻璃壳靶的压缩^[7, 34]

在双束亚毫微秒激光辐照充氖气的薄壁玻璃壳靶实验中, 每束激光功率 3×10^{10} 瓦, 充氖 3.4 大气压。玻璃壳直径 69 微米, 壁厚 0.6 微米。观察到氖的类氢类氦谱线, 由共振线 $N^{+9}(1s-3p)$ 及其伴线 $Ne^{+8}(1s^2-1s3p)$ 的强度比估计出 Ne 的电子温度约 240 电子伏。再按 Bekefi 等^[33] 描述的方法可从 $Ne^{+9}(1s-3p)$ 的 Stark 加宽得出被压缩的氖的参数为 $\rho=0.1$ 克/厘米³, $\rho R=1.14 \times 10^{-4}$ 克/厘米²。

c) 高阶离化等离子体的粒子数反转的诊断^[8]

近年来通过激光等离子体的三体复合以达到粒子数反转取得了一些进展。三体复合系数正比于主量子数 n 的四次方, 反比于原子序数及电子温度的平方。Yaakobi 等在铝靶前设置镁冷阱强制冷却热的铝等离子体, 从而获得 A^{+11} 类氢 $4^3F \sim 3^3D$ 能级间的粒子数反转, 对应的波长为 129.7 \AA ^[9]。而文献^[8]是选取镁靶作为工作物质, 铜靶为冷阱, 在国内首次通过 X 光线谱观察到镁的类氢

离子在主量子数 $n=3, 4$ 间实现粒子数反转, 对应的波长为 154.6 \AA 。用亚毫微秒六路系统的一路, 用 $f/2$ 非球面透镜聚焦轰击平面镁靶, 冷阱铜箔距镁靶为 $60 \sim 100$ 微米。图 8 便是 X 光晶体谱仪拍得的镁离子谱线的黑度曲线。由图明显看出 Mg^{10+} 的 $1s^2-1s4p$ 谱线积分强度稍强于 $1s^2-1s3p$ 的积分强度。具体计算表明 $I_{41}=1.22 I_{31}$ 。集居数反转为 $N_4=2.2 N_3$, $\Delta N=2.7 \times 10^{13}$ /厘米³, $g=0.26$ /厘米。

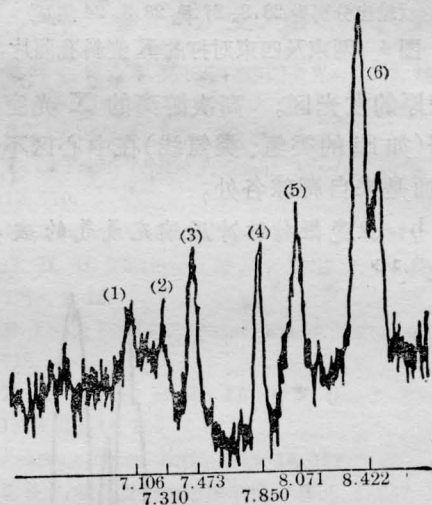


图8 加冷阱镁靶的 LPX 谱

- (1) $Mg^{+11} 1s-3p$; (2) $Mg^{+10} 1s^2-1s5p$;
- (3) $Mg^{+10} 1s^2-1s4p$; (4) $Mg^{+10} 1s^2-1s3p$;
- (5) $Mg^{+11} 1s^2p-1s2p3p$; (6) $Mg^{+11} 1s-2p$

四、X 光吸收对比测温与 K 边多道测温(电子温度)

利用 X 射线穿过不同金属箔片透过率亦不同的吸收对比法测定电子温度虽不够精确, 但具有简单可靠的特点。在 1973~1974 年出中子实验中, 便是用这种方法测量电子温度的^[10]。

稍后建立了多道 K 边吸收来测定电子韧致辐射连续谱。利用金属箔片的 K 边吸收性质, 可实现只透过能量略高于 K 边的窄带, 不同金属箔片有不同的 K 边位置, 适当

选取多道的金属箔片, 可使得 K 边在 $1 \sim 100$ 千电子伏内均匀分布, 这样就能由测定通过多道的 X 光相对强度, 反演出 X 光连续谱。我们选用的八道 K 边, 有关参数如表 1。图 9 是几组玻壳充气靶电子温度的测量结果^[11]。

表 1

道数	滤片	滤片厚(微米)	K 边位置(千电子伏)
1	Al	36.7	1.559
2	Ti	24.1	4.96
3	Cu	31.6	8.96
4	Mo	33.6	20.00
5	Ag	50.3	25.52
6	Er	59.3	57.48
7	Ta	38.4	67.40
8	Pb	136.8	88.00

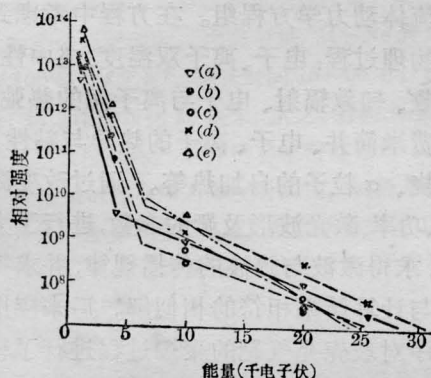


图 9 多道 K 边测得的 X 光连续谱^[11]

	靶 球		激光能量(焦耳)		温度(千电子伏)	
	外径(毫米)	充气	束 I	束 II	$T_{低}$	$T_{高}$
(a)	62	D ₂	10.3	11.1	0.42	4.0
(b)	61.5	Ne ₂	11.5	12.9	0.50	3.9
(c)	63.7	Ne ₂	9.3	9.4	0.53	3.0
(d)	64	Ne ₂	9.5	10.5	0.59	4.5
(e)	65	—	3	2.6	0.54	2.5

五、冕区激光等离子体相互作用研究

在等离子体冕区物理现象最为丰富, 机制也很复杂。如各种吸收机制、散射与谐波、光束自聚、细丝与热斑、自生磁场、热导受阻

等, 是近年来研究最多而又很感兴趣的课题。

a) 我们利用亚毫微秒六路系统中的一路打平面铝靶及铝箔靶观察到二次谐波的频移、加宽、光谱结构及空间分裂等一系列特征^[12]。频移与加宽反映了等离子体的温度及向外膨胀运动; 谱线轮廓上的尖峰结构与在谱线垂直方向上的空间分裂则反映了光束通过非线性介质, 由于不稳引起的时间调制与细丝自聚焦。图 10 是典型的 s 、 p 偏振激光产生的二次谐波的黑密度曲线尖峰间的对应关系, 图 11 为表现空间分裂的典型照片。初看起来黑密度曲线上的尖峰似乎是无规的, 但仔细观察同一密度曲线上的尖峰又接近于等间距。虽然每次打靶的能量、聚焦情况均不同, 因而靶面功率密度有起伏, 其谱线轮廓也不一样, 但重要的是在同一角度用 s 偏振激光打靶与用 p 偏振激光打靶产生的相

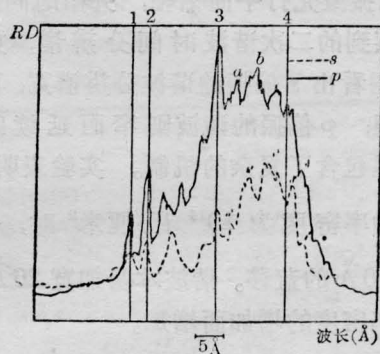


图 10 s 、 p 偏振尖峰间的对应关系
(RD —相对密度)
1—NeI(5343.284 Å); 2—NeI(5341.001 Å);
3—NeI(5330.777 Å); 4— 2ω 。

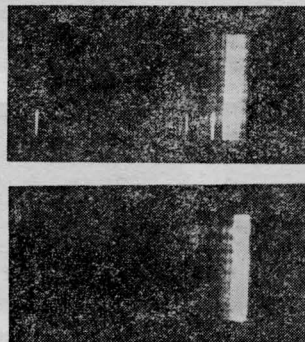


图 11 二次谐波的空间分裂照片

应谱线上的尖峰又几乎能一一对应起来。当然两条黑密度曲线上的尖峰间距不一样。为了解释尖峰结构及空间分裂,我们推广了非线性介质的细丝自聚理论,使起伏电场 E_1 表示式中不仅包含表现细丝自聚的按指数增长的因子 $e^{k_{11}z}$, 还包含能描述时间调制讯号或谱线轮廓上尖峰结构因子 $A \cos(\Delta k_0 z - \Delta \omega t) + iB \sin(\Delta k_0 z - \Delta \omega t)$, $\Delta \omega$ 可按离子声波频率 ω_i 估算。设电子温度 $T_e = 1$ 千电子伏, 则得尖峰间距 $\Delta \lambda_2 = 3 \text{ \AA}$, 这与黑密度曲线上尖峰间距 $2.5 \sim 3.5 \text{ \AA}$ 相近, 故尖峰可认为是离子声起伏迭加在电子等离子体上, 并进一步反映在二次谐波上。至于沿光谱仪狭缝方向, 由于细丝自聚, 每一条谱线分成许多小段, 也可由起伏电场 E_1 中包含的因子 $\cos(k_x x + k_y y)$ 得到解释。

二次谐波另一有趣的实验^[13]就是用 s 、 p 两种偏振激光打平面铝靶, 并用时间分辨谱仪观察到的二次谐波时间分辨谱, 如图 12。由图看出 s 偏振的谐波分辨谱宽, 而延续时间短; p 偏振的谐波则窄而延续时间长, 这里包含了复杂的机制。实验表明^[14], 在靶面功率密度为 10^{14} 瓦/厘米² 时, $\frac{3\omega_0}{2}$ 发生约 70 \AA 的蓝移。谐波本身加宽 26 \AA , 并随着功率密度的增加而增加。

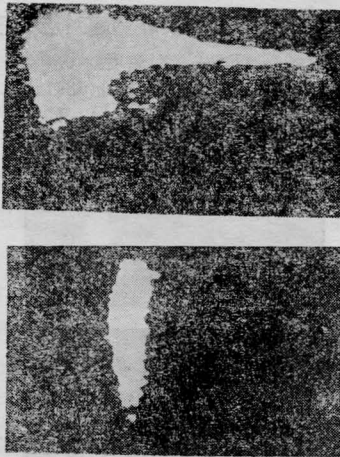


图 12 s 、 p 偏振激光产生的二次谐波的时间分辨谱^[13]

在离子发射方面观察到快离子发射波形, 快离子所携带的动能相对于总离子动能的比率 F_{if} 与靶面激光功率密度及靶原子序数有关。在低功率密度 ($10^{13} \sim 10^{14}$ 瓦/厘米²) 范围内, $F_{if} = (10 \sim 25)\%$; 当高于 2×10^{14} 瓦/厘米² 时, $F_{if} = (40 \sim 60)\%$ ^[15]。

六、理论研究

我们曾对激光功率及等离子体可能达到的温度、中子产额等做过解析理论分析和数值估算。在建立六路系统和进行靶的压缩实验时, 我们做了一维双温度球对称等离子体向心聚爆计算机模拟计算^[17], 主要采用 Lagrange 差分隐格式和人为阻尼方法, 数值求解流体动力学方程组。在方程中考虑到如下的物理过程: 电子、离子双温度、电中性、经典吸收、韧致辐射、电子与离子间的热弛豫、电子费米简并、电子、离子的热导与粘性、热核燃烧、 α 粒子的自加热等。通过改变激光能量、功率、激光波形及靶的参数, 进行了大量计算, 求得激波与热波的传播规律, 并求得基本上与计算结果相符的相似解。后来应用这一程序对玻壳充气靶的聚爆过程进行了模拟计算^[18], 并分析了热传导和压缩的机制, 电子热传导的大小影响内爆面推进的深度以及能量转换效率、D-T 气体压缩、升温、中子产额等。当热导系数取为经典热导系数的 $1/100$, 中子产额与实验测得的结果^[21] 为相近。

在这以后, 便较多地做了有关等离子体的吸收、散射、谐波及各种不稳机制的研究^[22~29]。

七、小结

总的说来, 激光核聚变还处在探索阶段, 还需要发展高功率激光器和各种诊断测试, 从靶的设计、激光与等离子体相互作用深入研究 and 克服向心聚爆中遇到的一些难题, 如

能量转换效率低、照明不均匀及各种不稳引起的压缩破坏对称、超热电子的预加热等。近年对采用短波长打靶寄予很大希望，这是因为短波长激光在密度更高的深处沉积能量，冕区温度低，碰撞率高，很多集体效应不易激发，而经典吸收占主导地位。实验也表明，采用短波长激光后，吸收率增高，超热电子下降，但打靶效果也并未像预期的那样好^[30]。以外，用宽频带激光打靶有很多优点^[31, 32]，也是一发展方向。宽频带激光的传输，由于弱的干涉与衍射效应，不易产生自聚，因而提高了工作物质的负载能力，也保证了光束质量。还有宽带激光有助于抑制等离子体的不稳，更重要的是改善了靶的均匀照明，有益于靶的对称压缩。以带宽 100 Å 的激光为例，则相干程长为 10⁻² 厘米。将宽带激光进行波面分割为许多部份，在各部份之间引进大于 10⁻² 厘米的光程差，则靶面照明便能均匀。

参 考 文 献

- [1] 中国科学院上海光学精密机械研究所激光核聚变实验室;《科学通报数、理、化专辑》,1980,151.
- [2] 潘成明,张树干,朱大庆;《核聚变与等离子体物理》,1983,3,175.
- [3] 中国科学院上海光学精密机械研究所激光核聚变实验室;《科学通报数、理、化专辑》,1980,155
- [4] 张树干,钱爱娣,曹金洲;《核聚变与等离子体物理》,1981,1,167.
- [5] 卢仁祥,龚维燕,殷光裕;《科学通报》,1979,24,1018.
- [6] 曹渭楼,张伟清等;《科学通报》,1979,24,782.
- [7] Lu Renxiang *et al.*; ICL' 80 Digest of Technical Papers,1980,21.
- [8] 卢仁祥,《激光》,1982,9,561.
- [9] V. A. Bhagavatula, B. Yaakobi; *Opt. Commun.*, 1978, 24, 331.
- [10] 张树干,谭维翰,曹金洲;《核聚变与等离子体物理》,1982,2,232.
- [11] 欧阳斌,余加进;《核电子学与探测技术》,1982,1,37.
- [12] 谭维翰等;《光学学报》,1982,2,193.
- [13] 余文炎等;《中国科学 A 辑》,1982, No. 11, 1047.
- [14] 陈时胜等;《物理学报》,1983,32,544.
- [15] 徐至展等;《科学通报》,1982,27,274.
- [16] Deng Ximing, Xu Zhizhan, Yu Wenyan; *JOSA*, 1980, 70, No. 6, 653.
- [17] 谭维翰;《物理学报》,1979,28,364.
- [18] 丁丽明,谭维翰,王润文;《核聚变》,1980,187.
- [19] 徐至展,沈文达,潘仲雄;《科学通报》,1979,24,63.
- [20] 王润文,谭维翰;《激光》,1980,7, No.11,1.
- [21] E. K. Storm; *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1976, 21, 1173.
- [22] 谭维翰,徐至展;《物理学报》,1977,26,133.
- [23] 谭维翰,王润文,丁丽明;《物理学报》,1981,30,1423.
- [24] 谭维翰,王润文,丁丽明;《科学通报》,1979,24,727.
- [25] 谭维翰,王润文,丁丽明;《科学通报》,1981,26,723.
- [26] 谭维翰,王润文,丁丽明;《核聚变与等离子体物理》,1982,2,32.
- [27] 谭维翰,栾绍金;《科学通报》,1983,28, No. 20, 1234.
- [28] 谭维翰,丁丽明;《激光》,1981,8, No. 11, 1.
- [29] 沈文达,朱时通;《物理学报》,1981,30,945.
- [30] M. H. Key *et al.*; *Opt. Commun.*, 1983, 44, 343.
- [31] 邓锡铭,余文炎等;《光学学报》,1981,1,289.
- [32] 邓锡铭等;《光学学报》,1983,3,97.
- [33] G. Bekeli *et al.*; "Principles of Laser Plasmas", New York, 1976.
- [34] 徐至展等;《中国科学 A 辑》,1982,58.