

前途广阔的“准分子”激光器

黄锡毅

(中国科学院物理研究所)

一、引言

通常的分子气体激光器,在激光跃迁的过程中分子不发生分解现象,就是说进行跃迁的上、下能级都对应着分子的“稳定状态”。举例来说,我们熟知的二氧化碳激光器和氮分子激光器就是属于此种类型,在激光跃迁过程中,分子不产生任何分解——组成分子的几个原子始终紧密地“束缚”在一起。这种类型的跃迁叫作“束缚态-束缚态”跃迁,意指其上、下能级都对应着分子的“束缚”状态。

近年来获得迅速发展的“准分子”激光器¹⁾不同于上述基于“束缚态-束缚态”跃迁的通常激光器。它们的跃迁属于“束缚态-自由态”的类型,就是说,“准分子”在上能级是稳定的双原子分子,经激光跃迁到达下能级,分子随着很快进行分解,分裂成两个迅速运动的自由原子。这种过程叫做“束缚态-自由态”跃迁。“准分子”激光器与普通激光器跃迁性质的区别详见图1。

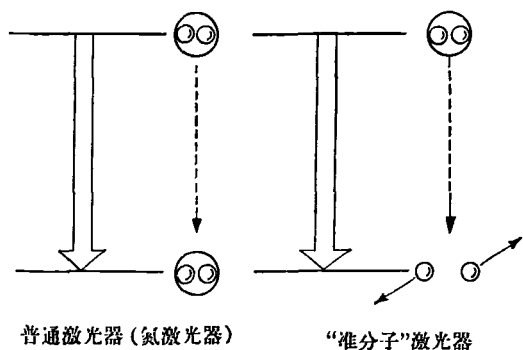


图1 “准分子”激光器与普通激光器(以氮为例)跃迁性质的区别(示意图)

我们知道,激光器的工作要求处于上能级的分子数多于下能级(这种状态一般称之为“粒子数反转”),以使受激辐射大于吸收。由于“准分子”激光器利用的是“束缚态-自由态”跃迁,处于下能级的分子很快自动地分解为原子。从这个意义上说,“准分子”激光器的

下能级始终近于“抽空”状态(即分子数 ≈ 0),因此这种激光器容易获得较大的“粒子数反转”,它的增益比较高。另外,这种激光器可以在高压、高密度下工作,它的储能比较大,理论上预计气压在1大气压时其最大储能密度可达 $\sim 32\text{kJ/l}$,这样高的储能密度如果与现存大功率激光器相比,仅次于钕玻璃激光器,而大于二氧化碳和红宝石激光器。它的效率也比较高,理论上预计其最大效率可以超过50%,它的输出波长还可以连续调谐。这一系列优点立即受到国内外广泛的重视,因此几年来得到很大进展。在克服某些技术上的困难之后,“准分子”激光器很有可能会成为波长在紫外和可见区的大功率可调谐激光器。

可见区或近紫外区的大功率激光器是产生激光核聚变的最适当光源(从理论上预计引起激光核聚变的最佳波长在 $0.3-0.5\mu\text{m}$)。这是使得“准分子”激光器受到许多国家政府和科学工作者广泛重视并投入大量经费和人力的直接原因。另外,由于原子、分子的电子跃迁光谱一般都在紫外区,因此一种可调谐的紫外激光器显然对于原子、分子的精细电子结构研究具有重大意义。短波长的相干光源还适于对微观物体作全息照像(因波长愈短其分辨率愈高),实现空间通讯(波长愈短,激光光束发散角愈小,适于定点通讯)以及进行诸如同位素分离之类的光化学研究等等²⁾,因此“准分子”激光器是一种有明显实用价值的相干光源。

在国外,早在第一台激光器问世不久的1960年,就曾有人提出过研制“准分子”激光器的建议³⁾。建议者当时的理由就是:这些“准分子”在下能级的迅速分解很自然地易于获得激光振荡所必需的“粒子数反转”。但是,可能由于高效率泵源的欠缺,迟至1970年

1) 这一类激光器在国外期刊上常用的名称有三种:

- i. “Excimer Laser”—暂译作“准分子激光器”,其中“Excimer”为“Excited Dimer”(受激二聚体)之英文并字。
- ii. “Bound-Free” Laser—“束缚态-自由态跃迁”型激光器。
- iii. “Molecular Dissociation Laser”—“分子分解型激光器”

才首次在电子束激励的液氙中观察到“准分子”的受激发射现象^[4]。近年来,“准分子”激光器的研究工作不断得到推进,除了在Xe₂^{*[5]}(氙分子,*表激发态,下同)Kr₂^{*[6]}(氪分子),Ar₂^{*[7]}(氩分子)等惰性气体中观察到激光现象之外,还在KrF^{*[8]}(氟化氪),XeF^{*[9]}(氟化氙),KrO^{*[10]}(氧化氪)等多种气体介质中观察到“准分子”的激光振荡现象。迄今已实现激光振荡的“准分子”系统见表1。这些系统的波长范围从可见区一直延伸至真空紫外区。研究地较为成熟的KrF^{*},ArF^{*}激光器,其功率输出最近已达10⁹瓦量级^[11],并已试制出可调谐器件^[12]。可以预期,不久的将来会有种类更多、功率更大、性能更好的“准分子”激光器问世。

表1 已实现激光振荡的“准分子”系统

工作物质	波长(Å)	所属光谱区域
Ar ₂ [*]	1261	真空紫外
Kr ₂ [*]	1457	
Xe ₂ [*]	1720	
ArCl [*]	1750	
ArF [*]	1933	
XeF [*]	3490, 3511, 3531	近紫外
XeCl [*]	2355, 3080	
XeBr [*]	2818	
KrF [*]	2490, 3220—3640	
ArO [*]	5580	可见
KrO [*]	5577	
XeO [*]	5300—5550	

我国科学工作者遵循伟大领袖毛主席关于“中国人民有志气,有能力,一定要在不远的将来,赶上和超过世界先进水平。”^[1]的教导,发扬自力更生、艰苦奋斗的精神,也正着手研究和发发展我国自己的“准分子”激光系统。

二、“准分子”系统的能级结构和电子跃迁

为了便于了解“准分子”激光器的工作原理,必须先知道它的工作物质——“准分子”的能级结构和电子跃迁过程的特点:

什么叫做“准分子”?它的光谱有何特点?这是人们很自然地首先要提出的问题。

1. 什么是“准分子”?

所谓“准分子”,一般指的是这样一类双原子分子(例如惰性气体分子氙Xe₂^{*}、氪Kr₂^{*}、氩Ar₂^{*}等),当它处于基态时(即电子处于最低能级的状态),这种分子

极不稳定,它们会迅速分解为两个独立的原子;但当这种分子处在某些高激发态时,可以形成相当稳定的分子。如果我们考查这类“准分子”的势能曲线(见图2),就可以发现它们都有一种共同的特点——基态的势能曲线几乎完完全全是排斥势^[2];但某些激发态的势能曲线则存在凹陷结构(即曲线有极小点),就是说在势能凹陷区域内原子间的排斥力和吸引力近乎平衡并形成稳定分子。图2是惰性气体分子——一种“准分子”的典型势能曲线图,横坐标表示组成分子的两个原子的间距(以R表示),纵坐标表示分子的势能V(R)。我们看到,当分子处于激发态(例如³Σ_u⁺态)时,其势能曲线存在凹陷——势能在R=R₀处有极小点。因此惰性气体分子在其第一激发态³Σ_u⁺便形成稳定的双原子分子,两原子的平衡距离为R₀,并因热扰动而在R₀附近作微小振动,形成如图2所示的一系列能级(以水平线表示之)。当分子处于基态时,势能曲线随着R的增大而迅速单调下降,几乎不存在任何极小点。故组成分子的两个原子彼此强烈地排斥,并迅速导致分子的分解。换句话说,“准分子”在基态下是不稳定的。

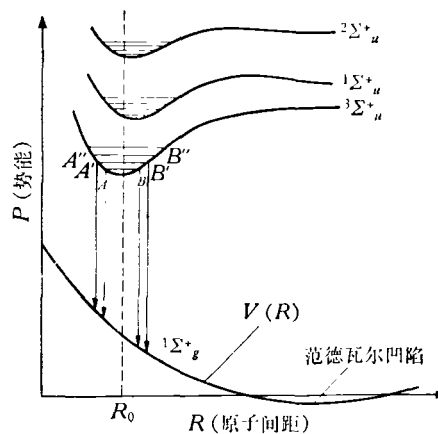


图2 惰性气体分子的典型势能曲线图

2. “准分子”的电子跃迁和光谱形式

电子可以由稳定的高激发态跃迁到不稳定的基态,这种跃迁就是前面所说的“束缚态-自由态”跃迁。下面我们看看惰性气体分子由第一激发态³Σ_u⁺跃迁至基态¹Σ_g⁺时其辐射光谱的性质。

如果电子跃迁的同时辐射一个光子,其波长由量子力学公式给出:

$$E_2 - E_1 = h\nu = hc/\lambda. \quad (1)$$

1) 摘自《光明日报》,1966年10月30日。

2) 由于存在很弱的范德瓦耳斯力,它的基态也可能出现极浅的势能凹陷,但对文中讨论的“准分子”问题并无重要意义。

其中 E_2, E_1 分别为激发态与基态的能量, h 为普朗克常数, ν, λ 分别为光子的频率和波长。如前所述, “准分子”在 ${}^3\Sigma_u^+$ 态是稳定分子, 并形成一系列分子振动能级(图 2 中的 $AB, A'B', A''B'', \dots$)。为了便于说明, 不妨粗略地假定分子在各个振动能级上的振幅也分别为 $\overline{AB}/2, \overline{A'B'}/2, \overline{A''B''}/2, \dots$ 。由于电子质量要比原子核要轻好几个数量级, 根据夫兰克-康登原理, 可以认为电子跃迁过程中原子核的位置几乎没有变化。于是电子跃迁在图 2 中由平行于纵轴的一些直线来表示(见图 2)。我们先假定分子处于最低的振动能级 \overline{AB} 。在振动过程的任一瞬间电子都可能向基态跃迁并放出光子。但由于“准分子”的基态势能是排斥势的形式, 根据(1)式可知, “准分子”辐射出来的光子, 其能量 $(E_2 - E_1)$ 及其波长 λ 都随跃迁当时的 R 值之不同而不同。就是说“准分子”的辐射光谱是连续谱的形式^[13]。其谱带宽度一般较宽。不难看出, 如果进一步考虑高振动能级 $A'B', A''B'', \dots$ 的贡献, 谱带宽度还要更大。观测到的几种惰性气体的荧光谱带宽度(第一激发态跃迁至基态)为: $\text{He}_2^* \sim 400 \text{ \AA}$ ^[13], $\text{Xe}_2^* \sim 200 \text{ \AA}$ ^[14], $\text{Kr}_2^* \sim 138 \text{ \AA}$ ^[16]。

对于惰性气体的同核双原子分子, 它的激发态可以用一种简单而有效的近似模型来计算。以氦为例, 可以认为激发的氦分子 He_2^* , 其结构很接近于碱金属原子, 即分子离子“实”(He_2^+)只占据空间一个较小的区域, 而激发的单电子则以一个较大的轨道围绕 He_2^+ 运动。因此, He_2^* 的光谱与碱金属原子颇相近, 其光谱项 T (即以 cm^{-1} 为单位的能量) 由里德伯公式确定^[15]:

$$T = R_z Z_c^2 / (n - \delta)^2 \quad (2)$$

其中 $n = 1, 2, 3, \dots$; Z_c 为分子离子“实”的电荷(对中性分子 $Z_c = 1$); R_z 为里德伯常数; δ 为修正因子, 其数值与原子间距 R 有关。

3. 哪些元素的原子可能形成“准分子”?

近年来, 实验上已经观察到一大群“束缚态-自由态”跃迁的系统(“准分子”), 它们大致可分为三种类型:

(1) 惰性气体: 例如 $\text{Xe}_2^*, \text{Kr}_2^*, \text{Ar}_2^*$ 等。

(2) 某些金属蒸气^[16]: 例如 $\text{Zn}_2^*, \text{Cd}_2^*, \text{Hg}_2^*$ 。

(3) 异核型分子: 例如惰性气体卤化物($\text{KrF}^*{}^{[17]}, \text{XeCl}^*{}^{[17]}, \text{XeBr}^*{}^{[18]}, \text{XeF}^*{}^{[9]}$ 等); 惰性气体氧化物($\text{XeO}^*{}^{[10]}, \text{KrO}^*{}^{[10]}$ 等), 以及 $\text{HeH}^*{}^{[19]}, \text{NeH}^*{}^{[20]}, \text{LiXe}^*{}^{[21]}$ 等。

不难看出, 形成这些“准分子”的原子主要有两类: 其中一类是惰性气体原子, 一类是碱土金属原子。如果我们查看一下主族元素的周期表(见表 2), 就可以找到它们所以在“准分子”结构中扮演重要角色的原因: 惰性气体原子的基态电子排列属于“满壳层”结构

(s 壳层, p 壳层均完全被电子填满), 它们在化学上极为稳定, 两个基态原子完全不可能互相结合形成稳定分子。碱土金属的原子其基态电子的排列属于“半满壳层”的结构(s 壳层被填满, 没有 p 电子), 这种结构也使其基态形成的分子很不稳定, 同样只在一定的激发态下才有可能形成稳定分子。

表 2 主族元素原子的电子组态
右端表示已填满的壳层, 上端表示正在填充的壳层, 左端为主量子数, 下端表示整个原子的基态

	s	s^2	s^2p	s^2p^2	s^2p^3	s^2p^4	s^2p^5	s^2p^6	
$n=2$	Li^3	Be^4	B^5	C^6	N^7	O^8	F^9	Ne^{10}	$1s^2$
3	Na^{11}	Mg^{12}	Al^{13}	Si^{14}	P^{15}	S^{16}	Cl^{17}	Ar^{18}	$2s^2 2p^6$
4	K^{19}	Ca^{20}							$3s^2 3p^6$
4	Cu^{29}	Zn^{30}	Ga^{31}	Ge^{32}	As^{33}	Se^{34}	Br^{35}	Kr^{36}	$3d^{10}$
5	Rb^{37}	Sr^{38}							$4s^2 4p^6$
5	Ag^{47}	Cd^{48}	In^{49}	Sn^{50}	Sb^{51}	Te^{52}	I^{53}	Xe^{54}	$4d^{10}$
6	Cs^{55}	Ba^{56}							$5s^2 5p^6$
6	Au^{79}	Hg^{80}	Tl^{81}	Pb^{82}	Bi^{83}	Po^{84}	At^{85}	Rn^{86}	$4f^{14} 5d^{10}$
7	Fr^{87}	Ra^{88}							$6s^2 6p^6$
	${}^2S_{1/2}$	1S_0	${}^2P_{1/2}$	3P_0	${}^4S_{3/2}$	3P_2	${}^2P_{3/2}$	1S_0	

从表 2 中还可看出, 有可能形成准分子系统的原子数目是相当多的, 这就需要从实验上首先仔细考查其荧光连续谱的特性。因此, 探索新的“准分子”激光器的研究工作, 存在着相当广阔的前景, 这点很值得我们予以重视。

三、“准分子”激光器为什么可能获得高增益、大储能和高效率?

1. “准分子”激光器如何实现“粒子数反转”?

所有激光器都由泵源、工作物质、谐振腔三个部份组成。泵源激励工作物质, 使后者形成“粒子数反转”的状态——即上能级的粒子数大于下能级的粒子数¹⁾。这样, 这两个能级间的受激辐射将大于吸收从而实现光场的放大。谐振腔提供反馈和选模作用, 以便构成激光振荡器。

“准分子”激光器所使用的工作物质是进行“束缚态—自由态”跃迁的“准分子”, 它在性质上很不同于通常的气体激光器。后者, 例如氮激光器或 CO_2 激光器, 采用的是“束缚态—束缚态”跃迁, 就是说产生跃迁的上、下能级都对应着稳定分子态, 因而尽管泵源的抽运足以造成“粒子数反转”, 下能级上总还保留着相当多的分子数。“束缚态—自由态”跃迁的系统则不同, 它

1) 严格说来, 还必须考虑上、下能级的统计权重问题。为了叙述上的简明, 这里假定上、下能级的统计权重均为 1。

的下能级对应于不稳定分子态,经过激光跃迁后,分子迅速分解,故下能级通常总处于“抽空”的状态(分子数 ≈ 0)。但它的上能级属于稳定态,故一般容易积累相当的分子数。因此“准分子”激光器有可能获得较大的“粒子数反转”。

“准分子”激光器的泵源大多采用“强流相对论电子束”(其构造可参看资料[22])。现用较为典型的氙分子激光器作为例子,介绍电子束激励的主要动力学过程^[21]如下:

1. $e^- + Xe \longrightarrow e^- + Xe^*$,
2. $e^- + Xe \longrightarrow e^- + e^- + Xe^+$,
3. $Xe^* + Xe + Xe \longrightarrow Xe_2^* + Xe$,
4. $Xe^+ + Xe + Xe \longrightarrow Xe_2^+ + Xe$,
5. $Xe_2^+ + e^- \longrightarrow Xe^* + Xe$,
6. $Xe_2^* \longrightarrow Xe + Xe + \gamma$,
7. $Xe^{**} + Xe \longrightarrow Xe^* + Xe$,
8. $Xe_2^*(\nu) + Xe \longrightarrow Xe_2^*(\nu') + Xe$,
9. $Xe^{**} + e^- \longrightarrow Xe^* + e^-$,
10. $\gamma + Xe_2^* \longrightarrow Xe_2^+ + e^-$,
11. $e^- + Xe^* \longrightarrow Xe^+ + e^- + e^-$,
12. $Xe_2^* + Xe_2^* \longrightarrow Xe_2^+ + e^- + Xe + Xe$.

这些动力学过程大体可分成以下四类:

(1) “准分子”的形成过程: 包含1—5的反应。电子与氙原子碰撞产生激发态的氙原子 Xe^* 和氙离子 Xe^+ , 然后通过三体碰撞形成“准分子” Xe_2^* 。具体说来, 存在两条反应链可以形成“准分子”, 一条是 $1 \rightarrow 3$, 另一条是 $2 \rightarrow 4 \rightarrow 5 \rightarrow 3$, 两者的反应速率都相当大, 使激光器中有足够多的粒子反转数。

(2) 辐射过程: 即反应6, 这是“准分子”的自发辐射过程。在激光器中与之相应的受激辐射过程是: $Xe_2^* + \gamma \longrightarrow Xe + Xe + \gamma + \gamma$ 。

(3) 碰撞弛豫过程: 包含反应7—9, 属于非弹性碰撞。

(4) “准分子”的摧毁过程: 包含10—12式三个反应。前两式分别为光致电离和电子碰撞电离, 第三式叫彭宁效应。这三个过程会影响激光器的增益, 使受激“准分子”在发生激光跃迁之前就被破坏掉。它们的反应速率都不小, 但一般可控制气体密度、温度或外加异种气体以抑制这些反应, 使激光器输出功率增加。

2. “准分子”激光器的增益

根据光场与物质相互作用的理论, 增益和粒子反转数以及受激辐射截面之间成正比关系, 即:

$$g_0 = \sigma \Delta N. \quad (3)$$

其中 g_0 是光强不大时的单位长度增益, 一般称之为“小信号增益系数”; σ 为受激辐射截面, 它与工作物质有关。在一定条件下¹⁾, 截面可简单地表为

$$\sigma = \lambda_0^2 / 4\pi^2 \tau \Delta \nu. \quad (4)$$

这里 λ_0 是谱线中心的波长, τ 是工作物质(原子、分子或离子)的自发辐射寿命, $\Delta \nu$ 是荧光谱线的宽度。表3列出几种常见大功率激光器的受激辐射截面, 并与氙分子激光器作对比。从表3中可以看出: 氙激光器的受激辐射截面比红宝石和钽玻璃等固体激光器大两个数量级, 与二氧化碳激光器相近。在一个大气压下氙激光器的工作物质密度 N_0 与其他几个大功率激光器大体相当。但因氙激光器可以获得较高的粒子反转数, 因此氙激光器的小信号增益系数可以比较大。

表3 大功率激光器与氙激光器的受激辐射截面比较

激光器名称	红宝石 ^[22]	钽玻璃 ^[22]	CO ₂ ^[23] (1 atm)	Xe ₂ ^{*(24,25)} (1 atm)
$\tau(s)$	3×10^{-3}	0.7×10^{-3}	5	1.3×10^{-7}
$\Delta \nu(s^{-1})$	2×10^{11}	2×10^{13}	5×10^9	10^{14}
$\sigma(cm^2)$	2×10^{-20}	2×10^{-20}	$\sim 10^{-18}$	6×10^{-19}
$N_0(cm^{-3})$	1.6×10^{19}	4.6×10^{20}	2.7×10^{19}	2.7×10^{19}

3. “准分子”激光器的储能密度

激光器输出功率的增加, 意味着消耗了上能级的粒子数, 从而获得增益。这个过程一直持续到激光器的总增益(增益系数与谐振腔长度的乘积)等于激光器的总损耗为止, 就是说, 激光输出功率并不可能无限制地增大, 它总要最终达到某个饱和值。因此一个大功率激光器除了必须有较大的小信号增益系数 g_0 外, 还希望它的输出不容易达到饱和。达到饱和的难易程度与粒子反转数直接有关。因此, 一种激光器能否制成大功率器件, 通常是考察它的储能大小。激光器的最大贮能密度为 $h\nu N_0$, 这里 h 为普朗克常数, ν 是激光频率, N_0 是单位体积的粒子数。表4列出几种常见大功率激光器的贮能密度。与氙激光器比较, 可以看出氙激光器的贮能密度相当高。这是由于其工作物质密度和其他大功率器件大体相同。然而它的激光波长长

表4 大功率激光器与氙激光器的贮能密度比较

激光器名称	红宝石	钽玻璃	CO ₂ (1 atm)	Xe ₂ [*] (1 atm)
$\lambda(\mu)$	0.6943	1.06	10.6	0.17
$N_0(cm^{-3})$	1.6×10^{19}	4.5×10^{20}	2.7×10^{19}	2.7×10^{19}
贮能密度 (kJ/l)	4.5	85	0.5	32

1) 假定荧光谱线的线型为洛伦兹型, 并且讨论的是谱线中心的增益。

2) 由于采用的 Xe_2^* 的荧光寿命和谱线宽度的数据有出入, 因此对于 Xe_2^* 受激辐射截面的估计也略有差异。表3中的数据取自资料[24]、资料[25]为 $5 \times 10^{-19} cm^2$, 资料[3]为 $3 \times 10^{-18} cm^2$, 资料[14]为 $7 \times 10^{-19} cm^2$ 。

当短的缘故。当然，表 4 给出的仅仅是激光器输出的最大限度。实际的激光器的输出总要比它小，但这些数据充分说明氙激光器具有成为大功率、大能量器件的前景。

4. “准分子”激光器的效率

现在我们看看“准分子”激光器为什么可能有较大的效率。仍以惰性气体为例，前面说过惰性气体的光谱项一般很好地满足里德伯公式(见(2)式)，因此第一激发态与基态间的能级间隔最大；其它高激发态，包括电离态的相邻能级间隔逐次迅速减小。例如 Xe_2^+ ，它的第一激发态到基态的能级间隔在 7eV 以上，而第一激发态至电离态间的能级间隔不到 4eV。“准分子”激光器通常以其第一激发态与基态作为激光跃迁能级，因此这种能级结构使得“准分子”以激光形式放出的能量在贮存于各激发态的总能量中占有较大的比例 ($\geq 60\%$)。这是“准分子”激光器可能做到较高效率的原因。现今在国外，“准分子”激光器的效率已达 15% 左右^[12](指激光输出能量与气体实际吸收到的电子束能量之比)。

四、“准分子”激光器的实验装置^[5]

图 3 是“准分子”激光器及其检测系统的示意图。

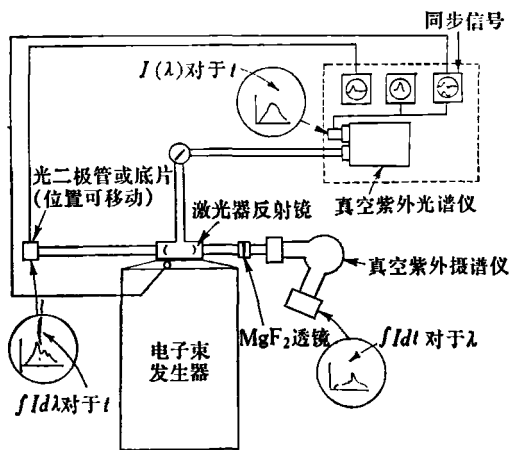


图 3 “准分子”激光器及其检测系统

下面以氙激光器为例加以说明。

强流相对论电子束发生器^[12]作为激光器的泵源，以脉冲方式发射 40ns, 1.5MeV, 10kA 的强流电子束。它的发射阴极直径约 2cm, 射入气体中的电子流密度约为 300A/cm²。

激光器谐振腔由相距 5cm, 曲率半径 1m 的两面反射镜组成。反射镜基底材料采用氟化镁 (MgF₂)，在它的抛光面上先镀一层铝 (Al)，再复镀一层氟化镁。在

1700 Å 附近镜子的反射率和透射率分别为 80% 和 8%。腔中充以约 10 个大气压的高压氙气。

由三个检测系统测量 Xe_2^+ 激光器的光束特性：一台真空紫外摄谱仪，用以观测谐振腔轴向辐射的光谱成份；一只光二极管，用以测量轴向辐射的时间特性(用感光底片代替之可研究辐射的空间传播特性)，一个真空紫外光谱仪，用以观测与腔轴成直角方位的自发辐射(荧光)的特性。

现将实验上观测到的主要现象分述如下：

1. 阈值上下谱线宽度变窄

真空紫外摄谱仪测量到的光谱见图 4。谱线宽度在阈值以下约为 160 Å (无反射镜时)。在阈值以上线宽变窄为 ~15 Å (置入光学腔)。

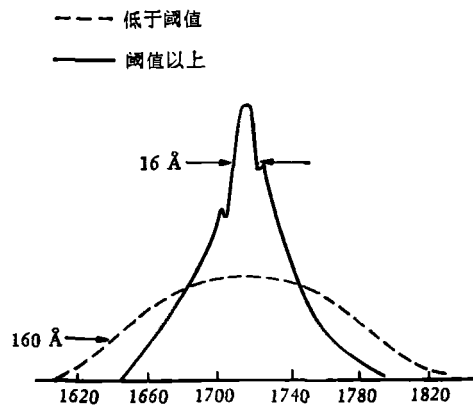


图 4 摄谱仪测得的氙激光器谱线。在阈值以下线宽 ~160 Å，在阈值以上，线宽 ~15 Å

2. 短脉冲

光二极管测得光输出的时间特性在阈值上下也有显著改变，在阈值以上观察到 10ns 的强光脉冲(见图 5)。

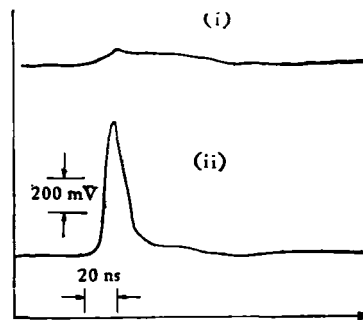


图 5 光二极管输出的时间行为
i) 阈值以下, ii) 阈值以上

3. 光束的空间相干性

将感光底片置于离光学腔有不同距离的位置上,测量光束发散度,测得发散角约为 5mrad 这个数值比理论上的基模发散角(0.6mrad)大9倍.计入高阶模的影响,可以得到与实验现象相符的解释.

4. 依赖于气压的阈

图6显示出光输出与氙气压的依赖关系,在气压数值为 ~ 7.5 大气压及 ~ 25.5 大气压处观察到明显的阈现象.

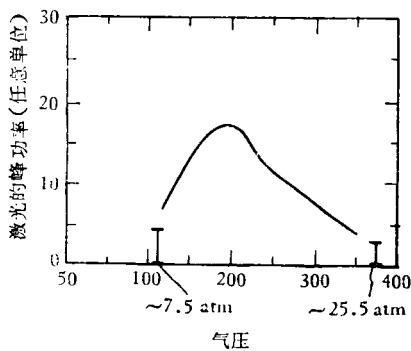


图6 光束峰功率与氙气压的关系曲线.
在 $\sim 7.5\text{atm}$ 及 $\sim 25.5\text{atm}$ 处存在阈现象

这几个现象令人信服地证实这个“准分子”系统输出的辐射确实是激光而不是一般的荧光.

Kr^* 及别的“准分子”系统的装置与此大同小异,这里不再细述.

另外,近年来已发展了快速横向放电的激励手段,使装置更加简化,更利于推广使用,详见资料[28—30],这里不再细述.

五、“准分子”激光器的发展近况

近年来,“准分子”激光器的研究工作继续取得不少进展.国外研究方向大致集中于以下三个方面:1.继续改进和完善强流电子束抽运的“准分子”系统,以期获得更大能量和更大功率的激光输出.2.探索新的抽运方案,以期获得装置简单,利于推广使用的新激励手段.3.扩大“准分子”激光器的用途,如用于点燃其它激光器,进行同位素分离等等.

现在我们将这些新成就简要简述如下:

1. 在强流电子束抽运的系统方面

国外一个研究组利用同轴磁场约束的轴向激发的方式^[11],成功地使总能量的20%沉积于激光激发区.他们用的电子束发生器电压为 2MeV ,总能量为 6kJ ,电

流强度为 55kA ,脉冲宽度为 55ns ,得到 $\text{KrF}^*(2484\text{\AA})$ 的最大能量输出高达 108J ,峰功率达 $1.9 \times 10^9\text{W}$, ArF^* 的最大能量输出也达到 92J ,峰功率达到 $1.6 \times 10^9\text{W}$,两者的效率均在3%左右.

另外, Xe^* 激光器已实现了波长调谐.图7介绍其中一种装置^[12],他们利用 2ns , $5\text{kA}/\text{cm}^2$, 0.6MeV 的电子束激励 20 大气压的氙,转动图中右端所示的氟化钡(BaF_2)稜镜,因稜镜对于不同的波长具有不同的折射角(色散现象),从而实现激光波长在 1700\AA 附近约 50\AA 范围的连续调谐.

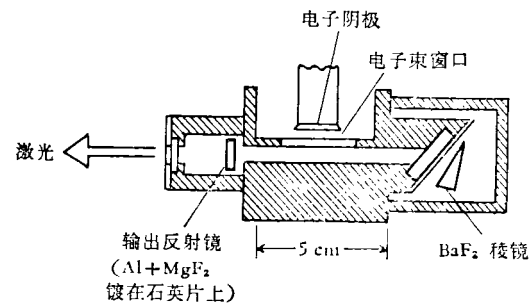


图7

2. 新的抽运手段

(1) 利用快速横向放电激励“准分子”激光器

首次在 KrF^* 上得到成功^[17],接着在 XeF^* 等其它系统上也得到激光输出.现以国外一个研究组的工作为例说明.他们利用快速横向放电的抽运方式获得 XeF^* 和 KrF^* 的激光输出^[29], XeF^* 的振荡波长在 3510\AA 和 3530\AA , KrF^* 在 2490\AA 上振荡,两者的总效率分别为1%和0.3%,最大的激光脉冲能量分别为 100mJ 和 30mJ ,峰功率分别为 25MW 和 1.5MW .有人用放电激励在 XeF^* 上得到每秒200次的脉冲重复频率^[28].

(2) 利用电子束控制放电

这种激励手段已用于 XeF^* 系统^[30],所用的平均电流为 $75\text{A}/\text{cm}^2$,电压为 $11\text{kV}/\text{cm}$,电子束的电流密度为 $12\text{A}/\text{cm}^2$.

(3) 紫外预电离放电

在 XeF^* , KrF^* 和 ArF^* 系统上作过紫外预电离横向放电激励实验^[11],得到能量超过 100mJ ,峰功率达几个 MW 的激光脉冲输出,电效率超过1%.

3. 探索利用“准分子”激光器作为泵源以及其它用途的可能性

有人用快速放电抽运的 KrF^* 激光器(波长在 2490

和 2500 Å, 脉宽 20ns) 作为泵源激励另一个染料激光器, 获得了 3350 Å—3460 Å 范围的可调谐输出^[12], 另外, 有人将钕玻璃激光器的三次谐波 (3530 Å) 的微微秒输出经一个高压放电的 XeF* 系统加以放大, 其放大倍数高于 6000 倍, 峰功率达到 ~50kW 的水平^[13]; 还有人利用 ArF* 激光器 (1930 Å 输出) 实现空气中氧的同位素的分离^[14]。也有人尝试利用电子束激发 XeBr* 产生窄带荧光 (2200—3400 Å), 并用之于抽运碘原子激光器, 获得 1.315 μm 的输出^[15]。

综上所述, “准分子”激光器具有许多显著的优点: 波长分布广, 增益、储能较大, 效率较高等等。但是一切事物当然都是一分为二的, “准分子”激光器也有它自己的缺点, 例如: 输出谱线较宽 (~10 Å), 轻便的泵源没有完全解决等等。但是相信经过人们更多的科学实践之后, 一定会逐步克服这些缺点和困难, 使“准分子”激光器最终成为新类型的大能量、大功率器件, 为我国实现四个现代化作出自己的贡献。总的来说, “准分子”激光器是有相当广阔的发展前途的。

参 考 文 献

- [1] Nuckolls, J., Emmett, J. and Wood, L., *Physics Today*, **26-8** (1973), 46.
- [2] Rhodes, C. K., *IEEE J. Quantum Elect.*, **QE-10** (1974), 153.
- [3] Houtermans, F. G., *Helv. Phys. Acta*, **33** (1960), 933.
- [4] Basov, N. G. et al., *JETP Lett.*, **12** (1970), 329.
- [5] Hoff, F. W., Swingle, J. C. and Rhodes, C. K., *Opt. Commun.*, **8** (1973), 128.
- [6] Hoff, F. W., Swingle, J. C. and Rhodes, C. K., *Appl. Phys. Lett.*, **23** (1973), 245.
- [7] Hughes, W. M., Shannon, J. and Hunter, R., *Appl. Phys. Lett.*, **24** (1974), 488.
- [8] Mangano, J. A. and Jacob, J. H., *Appl. Phys. Lett.*, **27** (1975), 495.
- [9] Ault, E. R. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **27** (1975), 413.
- [10] Powell, H. T., Murray, J. R. and Rhodes, C. K., *Appl. Phys. Lett.*, **25** (1974), 730.
- [11] Tisone, G. G., Hays, A. K. and Hoffman, J. M., *Opt. Commun.*, **18** (1976), 117.
- [12] Wallace, S. C. and Dreyfus, R. W., *Appl. Phys. Lett.*, **25** (1974), 498.
- [13] Herzberg, G., *F.R.S., Molecular Spectra and Molecular Structure. I. Spectra of Diatomic Molecules*, D. Van Nostrand Comp., Inc., (1957).
- [14] Gerardo, J. B. and Johnson, A. W., *IEEE J. Quantum Elect.*, **QE-9** (1973), 748.
- [15] Mulliken, R. S., *J. Amer. Chem. Soc.*, **86** (1964), 3183.
- [16] Finkelburg, W., *Kontinuierliche Spektren*, Berlin, Springer (1938).
- [17] Ewing, J. J. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **27** (1975), 350.
- [18] Searles, S. K. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **27** (1975), 243.
- [19] Slocomb, C. A. et al., *J. Chem. Phys.*, **55** (1971), 926.
- [20] Bondybey, V. et al., *J. Chem. Phys.*, **57** (1972), 1123.
- [21] Baylis, W. E., *J. Chem. Phys.*, **51** (1969), 2665.
- [22] 杜文甫, 《物理》, **4** (1975), 287.
- [23] Cheo, P. K., *Lasers*, Vol. 3, New York, (1971), 111.
- [24] Wallace, S. C. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **23** (1973), 22.
- [25] Молчанов, А.Г., *УФН.*, **106** (1972), 165.
- [26] Bhaumik, M. L. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **28** (1976), 23.
- [27] Mangano, J. A. and Jacob, J. H., *Appl. Phys. Lett.*, **27** (1975), 495.
- [28] Christeusen, C. P., *Appl. Phys. Lett.*, **30** (1977), 483.
- [29] Burnham, R. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **29** (1976), 30.
- [30] Mangano, J. A. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **29** (1976), 426.
- [31] Burnham, R. and Djeu, N., *Appl. Phys. Lett.*, **29** (1976), 707.
- [32] Sutton, D. G. and Capelle, G. A., *Appl. Phys. Lett.*, **29** (1976), 563.
- [33] Tomov, I. V. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **30** (1977), 146.
- [34] Sander, R. K. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **30** (1977), 150.
- [35] Swingle, J. C. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **28** (1976), 386.