

惰性气体中 Rb 原子的新的受激辐射

路 轶 群 张 冰

(中国科学院安徽光学精密机械研究所)

1986 年 5 月 5 日收到

用氩离子激光($4579\text{ \AA}$)激发 $\text{Rb} \cdot \text{Xe}$ 准分子, Rb 原子的新的受激辐射已经观察到,它们来自 $\text{Rb}(5d \rightarrow 5p)$ 跃迁.

一、引 言

在许多碱金属蒸汽系统里都获得了受激辐射^[1-3],但是 Rb 原子的 $5d-5p$ 态之间的受激辐射的研究尚未见报道. 这是由于偶极跃迁规则的限制,不可能用单光子泵浦把 Rb 原子从基态跃迁到 $5d$ 态. 但是 $\text{Rb} \cdot \text{Xe}$ 准分子的 $5s\sigma$ 和 $5d\sigma$ 态之间是允许跃迁. 所谓 $5s\sigma$, $5d\sigma$ 态, $\text{Rb} \cdot \text{Xe}$ 基本上以 Rb 原子 $5s$, $5d$ 轨道为主. 由于 Xe 原子的存在,使电子云向 Xe 原子核移动. 也就是由于 Xe 原子核的存在 Rb 原子的 $5s$, $5d$ 态在 Xe 原子核电场作用下产生斯塔克分裂,这就使得 $5s$ 变成 $5s\sigma$, $5d$ 变成 $5d\sigma$ $5d\pi$. 因为 $5d\sigma$ 和 $5d\pi$ 很难分离,故就统称 $5d\sigma$, 实际上应包括 $5d\pi$ 态. 由于气压较高,碰撞几率大 ($10^8/\text{s}$),处于激发态的 $5d\sigma$ 态在碰撞过程中很快离解成 $\text{Rb}(5d)$ 和 $\text{Xe}(s)$ 态. 这就导致了 $\text{Rb}(5d)$ 态粒子数布居. 只要选择适当的温度,泵浦功率,激活介质长度,及泵浦光几何构型,就可获得受激辐射. 实验及理论计算表明这种构想是合理的.

二、 $\text{Rb} \cdot \text{Xe}$ 准分子能谱,跃迁几率,分子常数计算

Pascal 等人首先用从头计算法计算了碱金属-惰性气体准分子位能曲线^[4]. 图 1 是 $\text{Rb} \cdot \text{Kr}$ 准分子部分位能曲线. 但是他们没计算跃迁几率,也没给出 $\text{Rb} \cdot \text{Xe}$ 准分子位能曲线. 本文用 $\text{Dv-X}\alpha$ 方法计算了 $\text{Rb} \cdot \text{Xe}$ 准分子位能曲线,跃迁几率,分子常数. 此方法计算程序由三个程序组成 (Dirac 原子计算程序, project 群投影算符作用程序, Molecule 分子计算程序). 在计算中采用定位轨道基(SSO). 这种 sso 基就是在自由原子哈密顿量中加上一势阱. 选这样的哈密顿量的本征函数为基就称 sso 基. 这势阱的选择对于不同的计算对象取不同的值. 本文选取了几种类型的势阱进行计算比较. 当势阱深为 5 au , 势阱的半径为 7.5 au 时较好. 在计算原子轨道时采用“冻结内轨”方法,这样可以减少计算量而对精度影响不大. 在计算中我们冻结了 $1s, 2s, 2p, 3s, 3p$ 五个 Rb 原子内轨道;冻结了 $1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 3d$ 六个 Xe 原子内轨道. Ellis^[7] 计算表明,用“冻结内轨道近似”时取 $\alpha = 0.7$ 结果较好. 本文计算时取 $\alpha = 0.7$. 双原子分子的薛定谔方程可以将电子运动和核运动分离成两个方程. 电子运动方程为

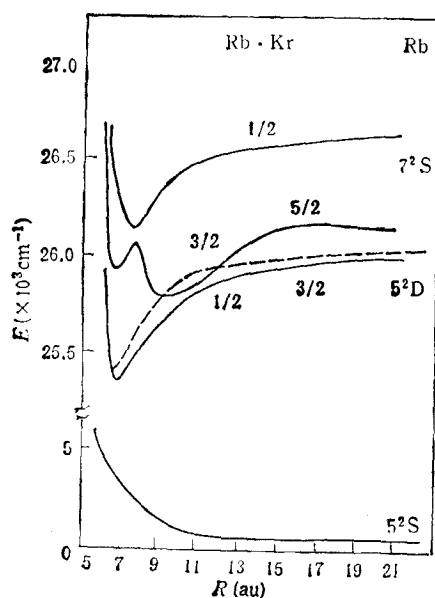


图1 Rb·Kr 准分子位能曲线

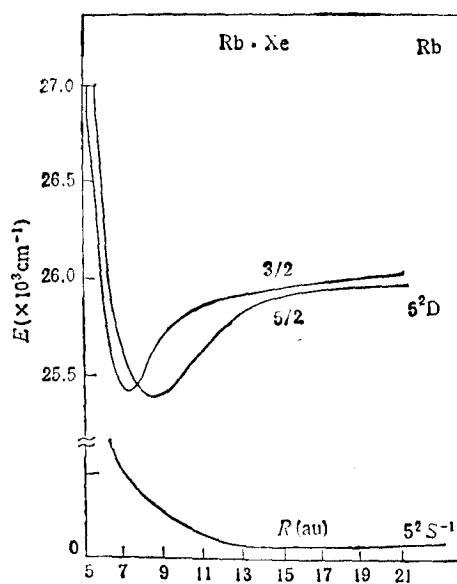


图2 Rb·Xe 准分子位能曲线

$$\sum_i \left(\frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_i^2} \right) \phi_c + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E^c - V_c) \phi_c = 0.$$

这方程是具有势能为 V_c 的电子在两个固定的原子核的电场中运动的薛定谔方程, 对不同的核距 V_c 就不同。对于原子的有效势能 $E = E^c + V_n$, 其中 V_n 为原子核间的库仑作用能, E^c 为电子具有的能量。只要输入不同的核距就可以由 Dv-X α 方法计算出 $E = V_n + E^c$, 激发态用过渡态理论进行计算。我们得到了 Rb·Xe 准分子的基态及激发态如图 2 所示。在势能曲线最低点(极小值处)采用谐振子近似即

$$V(R) = aR^2 + bR + d, \quad R_c = -b/2a \quad (\text{au}),$$

$$W_c = \frac{1}{2\pi c} \sqrt{\frac{2a}{\mu}} \quad (\text{cm}^{-1}),$$

其中 c 为光速, μ 为分子的折合质量。同时还可以计算出离解能 $D_c(\text{cm}^{-1})$ 。结果如表 1 所示。自发辐射跃迁几率为

$$A_{ik} = \frac{1}{g_i} \frac{16\pi^3 \nu^3 c^2}{3\epsilon_0 h c^3} \sum_i \sum_k |r_{ik}|^2,$$

$$r_{ik} = \int \phi_i^* r \phi_k dr, \quad \phi_i = \sum_j X_j C_{ji},$$

表1 Rb·Xe 准分子位能分子常数

态名称	$R_c(\text{au})$	$W_c(\text{cm}^{-1})$	$D_c(\text{cm}^{-1})$
$5^2D_{3/2}$	7.1	183	516
$5^2D_{5/2}$	9.2	178	563
5^2S	—	—	—

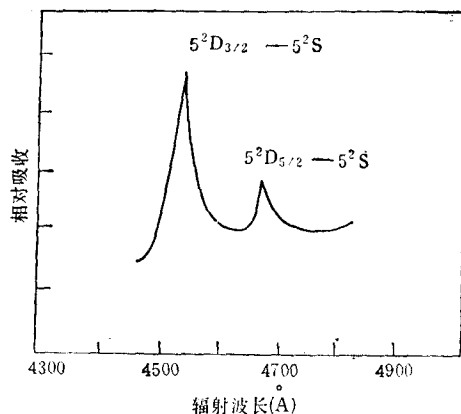


图3 用 Dv-X α 方法计算 Rb · Xe($5^2D \rightarrow 5^2S$) 相对吸收系数与波长的关系

$$r_{ik} = \int \sum_i X_i^* C_{ii} r \sum_l X_l C_{lk} dr,$$

其中 X_i, X_l 为数值化 SSO 基函数。将积分化为取样点求和,即

$$r_{ik} = \sum_m \sum_i \sum_l W(r_m) X_i^*(r_m) C_{ii}^* r_m X_l(r_m) C_{lk},$$

r_m 为空间取样点; $W(r_m)$ 为权重因子,它为取样点密度函数倒数。利用 Dv-X α 方法计算出波函数。编制一个程序可以计算出 A_{ik} 。在平衡点时 $A_{ik} = 8.35 \times 10^7/s$ 。输入不同核距可以计算出不同核距下自发辐射几率,也可以计算出吸收系数与波长的关系。图3给出了吸收系数(相对值)与波长关系。

三、Rb · Xe 准分子吸收光谱

从图1,图2都可以看到 Rb · Xe 准分子的基态是排斥态,激发态是束缚态。理论计算表明,激发态 Rb 原子俘获一个基态 Xe 原子形成准分子。Happer 等人证明了这种准分子粒子存在^[5],我们的实验也观察到它的吸收带。图4是吸收实验装置。吸收光源

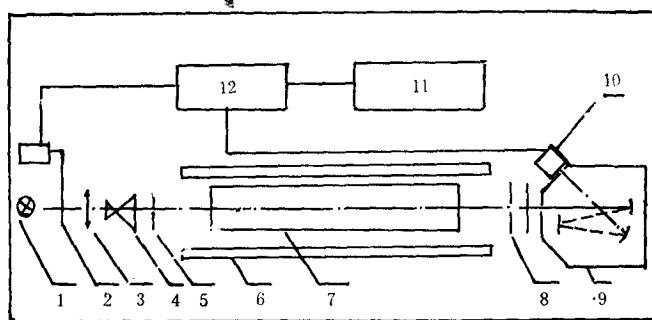


图4 吸收光谱实验装置 1为高压汞弧灯; 2为光调制器; 3为透镜; 4为扩孔望远镜; 5为小孔光栏; 6为加热炉; 7为样品池; 8为小孔光栏; 9为扫描单色仪; 10为探测器; 11为 X-Y 记录仪; 12为锁相放大器

用高压汞灯,它的光谱如图 5 所示。样品池用石英做成,样品池尺寸为 $\phi 20\text{mm} \times 200\text{mm}$ 。首先将样品池烘烤,然后充入 Rb 蒸汽和 800—3000 Torr 的 Xe。实验时,样品池放在 500K 炉内烘烤。光源置于透镜焦点上,然后用 1:30 扩孔望远镜扩束改善方向性,经过小孔光栏通过样品池,出射光经透镜聚焦在扫描单色仪狭缝上。扫描单色仪出口处紧接光电倍增管。光电倍增管信号经锁相放大器放大进入 X-Y 记录仪记录。图 6 是 X-Y 记录仪所记录的吸收谱。它由三部分组成: 4600 Å 处的吸收峰来自 Rb·Xe 准分子的 $5s\sigma-5d_{3/2}\sigma$, $5s\sigma-5d_{5/2}\sigma$ 跃迁; 4200 Å 处的吸收峰来自 $5s\sigma-7s\sigma$ 跃迁; 5000 Å 处吸收峰来自 $\text{Rb}_2(\text{X}'\Sigma\text{g}-\text{C}'\pi\text{u})$ 跃迁。对于蒸汽长度为 z 的吸收池,单程吸收系数为 $\alpha(\lambda, T)$, 初始强度为 $I_0(\lambda, T_0)$, 经过吸收后的光强为 $I(\lambda, T)$,

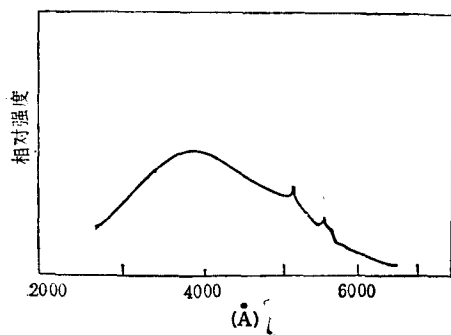


图 5 高压汞弧灯光谱

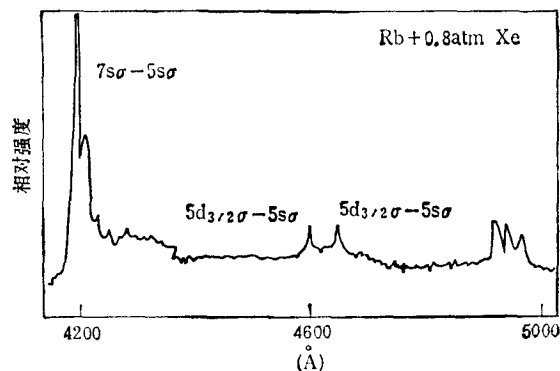


图 6 Rb·Xe 准分子吸收谱

$$I(\lambda, T) = I_0(\lambda, T_0)I^{-\alpha z},$$

$$\alpha(\lambda_1, T) = z^{-1} \ln [I(\lambda_1, T)/I_0(\lambda_1, T_0)],$$

$$\alpha(\lambda_2, T) = z^{-1} \ln [I(\lambda_2, T)/I_0(\lambda_2, T_0)],$$

其中 T_0 为室温, $\lambda_1 = 4602 \text{ Å}$, $\lambda_2 = 4600 \text{ Å}$, T 为样品池温度。测量出不同样品池温度下的 $I(\lambda_1, T)$ 和 $I(\lambda_2, T)$ 的值,结果如图 7 所示。在 450K 时, $\alpha(\lambda_1, T) = \alpha(\lambda_2, T) = 1.3 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ 。

四、受激辐射实验装置和结果

实验装置如图 8 所示。样品池由石英管做成,样品池尺寸为 $\phi 20\text{mm} \times 200\text{mm}$, 内充有 Rb 及惰性气体 Xe。实验时炉温保持在 500K 左右。Ar 离子激光波长为 4579 Å, 功率为 200mW。光束经缩孔望远镜缩孔至 0.05cm 直径光束。细心调整缩孔望远镜使得受激辐射的行波模空间结构与泵浦光束的几何形状相匹配,这时观察到的受激辐射,经透镜聚焦在单色仪进口狭缝处,它紧接探测器。可见光用光电倍增管探测,红外光用 PbS 探测。电信号经锁相放大器放大进入 X-Y 记录仪记录。图 9 是 Rb 原子的 7621 Å 辐射光强与泵浦光功率的关系。图 10 是 Rb 原子的 7621 Å 辐射光强与样品池温度的关系。这些都呈现了受激辐射的性质。还测量了它的发散角如图 11 所示。另外从直观角度考虑,在暗室条件下,采用 7621 Å 干涉滤光片滤去杂光,不经任何光学系统直接打在纸屏上,用

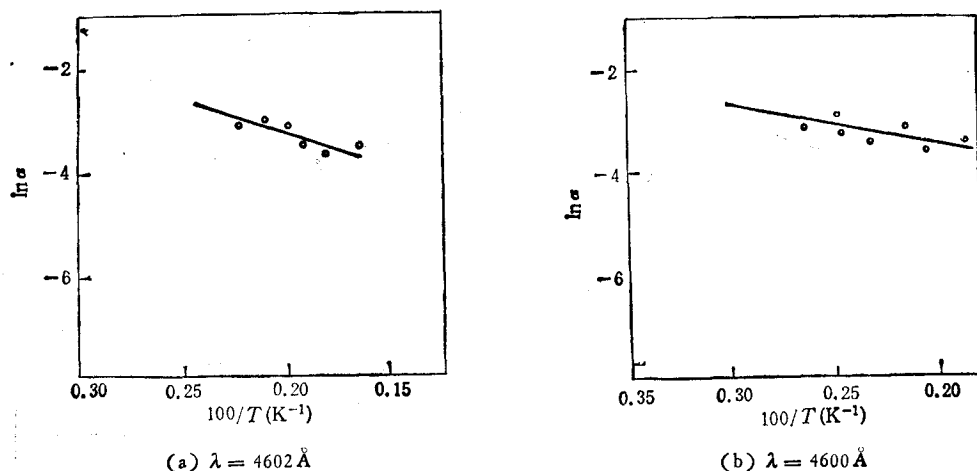


图7 吸收系数的自然对数与样品池温度的关系

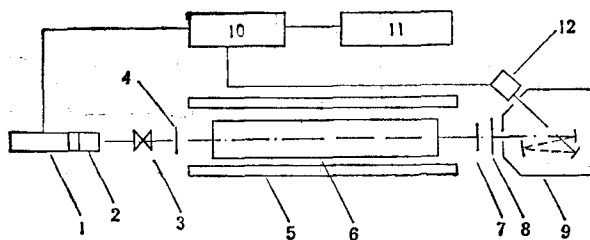


图8 受激辐射实验装置 1为氙离子激光；2为光调制器；3为缩孔望远镜；4为滤光片；5为加热炉；6为样品池；7为滤光片；8为透镜；9为扫描单色仪；10为锁相放大器；11为X-Y记录仪；12为探测器

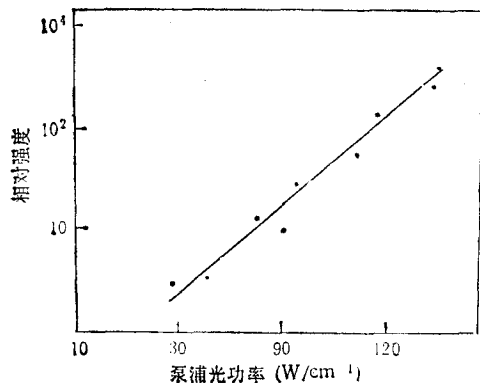


图9 激光功率与泵浦光功率的关系

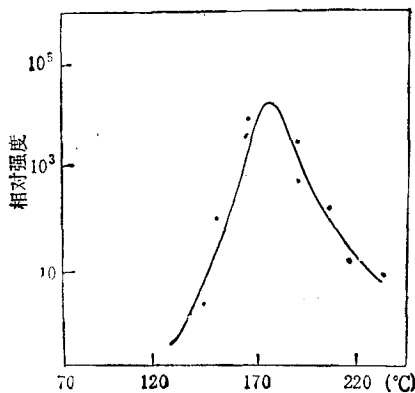


图10 激光输出功率与样品池温度的关系

在阴极像增强器观察纸屏,可以看到明显的亮斑,具有良好的方向性,移动纸屏光斑仍存在,与图1结果一致。保持其它条件不变,只降低温度至室温,这时亮斑消失。当样品池温度升至450K时,又观察到亮斑。这排除了由于泵浦激光的漏入造成的观察错觉,而确实来自Rb蒸汽的受激辐射,但是光强很弱。若加长激活介质长度或加上共振腔,可能获

得较强的受激辐射输出.

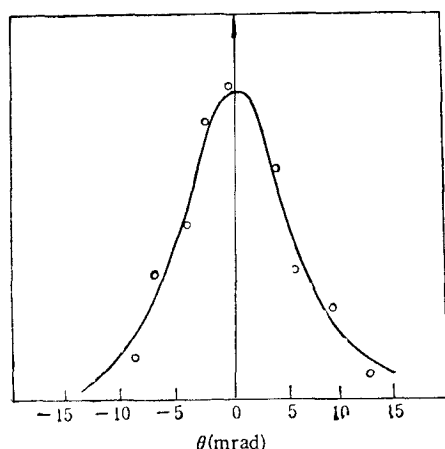


图 11 激光输出发射角测量

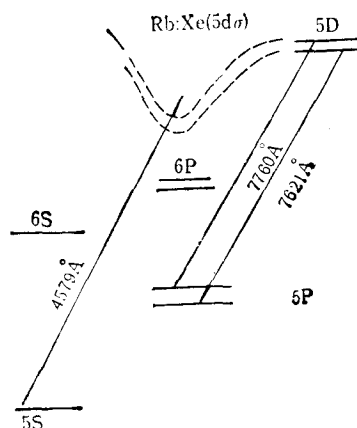
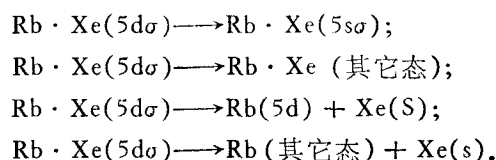


图 12 Rb(5d)→Rb(5p)受激辐射动力学示意图

五、讨 论

1. 单程增益估算 从理论上计算单程增益, 对于理解这种单程自发辐射是有益的. 由图 12 可以看到激光产生的动力学过程的设想, 根据这种设想估计增益. 首先是 Ar 离子激光 4579 Å 将 Rb · Xe 准分子从 5sσ 激发到 5dσ 态. 5dσ 准分子在碰撞过程中离解成 Rb(5d) 和 Xe(s). 这就造成了 Rb(5d) 粒子数布居. 从而导致 Rb(5d)—Rb(5s) 的受激跃迁. 实验上通过荧光观察研究, Rb · Xe(5dσ) 退激发的渠道主要有四个通道



根据荧光光谱数据分析 Rb · Xe(5dσ) 离解成 Rb(5d)+Xe(s) 的分支比为 $\beta = 41.2\%$, 其它通道总和为 59.8%, 泵浦功率为 200mW, 光束直径为 0.05cm^{-1} , 那么光子流密度为

$$\Phi = 5.8 \times 10^{19} \text{ photon/cm}^2.$$

在这样的光泵功率下, 可以获得准稳态的 Rb(5d) 态上的粒子数为 N_2 ,

$$\begin{aligned} N_2 &= \Phi \alpha \beta \\ &= 2.23 \times 10^{17} \text{ 粒子数/cm}^2. \end{aligned}$$

因为 Rb(5p) 不是激发态, $T = 500\text{K}$ 时, 热布居可以忽略, $N_1 = 0$. 根据 Yariv^[6] 单程增益定义为 $r(\nu)$,

$$r(\nu) = \frac{\left(N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1}\right) \lambda^2}{8\pi n t}.$$

这里 $\left(N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1}\right) = 2.23 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\lambda = 7760 \text{ Å}$, $t = 2.23 \times 10^{-7} \text{ s}$, $r(\nu) = 0.6 \text{ cm}^{-1}$.

这与 Yariv 估算红宝石增益为 $5 \times 10^{-2} \text{cm}^{-1}$ 大一个数量级。本实验中, 激活介质长度约为 20cm, 因此单程增益 $G = 12$ 。由此可见单程增益是足够高的, 有可能产生单程自发受激放大辐射。

2. $Dv-X\alpha$ 方法 一般计算双原子分子都采用从头计算方法, 但是本文用 $Dv-X\alpha$ 方法对双原子分子进行计算也得到较好的结果。理论计算 $\text{Rb}(5^2D_{3/2})$ 态的寿命为 $1.2 \times 10^{-8} \text{s}$, 而实验上我们测得的寿命为 $0.5 \times 10^{-8} \text{s}$ 。理论计算的吸收曲线形状也与实验相一致。分子常数的实验数据报道很少, 本实验未能精确测量这些数据, 故不能比较。从计算结果来看, $Dv-X\alpha$ 方法用于分子计算还是有一定的价值。可以加深对实验的理解。

六、结 论

因为偶极矩跃迁的禁戒规则, 宇称相同的两态之间是不能产生跃迁。借助于准分子可以获得原来不能获得粒子数的态得到粒子数布居。本文报道的方法仅是一种寻找原子的新的受激辐射的一种尝试。这在金属蒸汽, 碱土金属蒸汽, 碱金属蒸汽中有可能用这种机制获得新的受激辐射。

- [1] R. Rabinowitz, S. Tacobs and G. Ctould, *Apple Opt.*, **I**(1963), 513.
- [2] P. P. Sorokin and J. R. Lankard, *J. Chem. Phys.*, **54**(1971), 2184.
- [3] A. Sharma, N. D. Bhaskar, Y. Q. Lu and W. Happer, *Apple Phys. Lett.*, **39**(1981), 209.
- [4] J. Pascal and J. vandeplakque, *J. Chem. Phys.*, **60**(1974), 2278.
- [5] A. C. Tam, G. Moe, B. R. Bulos and W. Happer, *Opt. Commun.*, **16**(1976), 376.
- [6] Quantun Electronics, Second Edition, Amnon Yariv, John wiley & sons. Inc., New York, Lond, sidney, toronto, p. 161.
- [7] D. E. Ellis, G. S. Painter, *Phys. Rev.*, **B2**(1970), 2887.

THE NEW LASING OF Rb ATOM IN NOBLE GAS SYSTEM

LU YI-QUN ZHANG BING

(Anhui institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Hefei)

ABSTRACT

A new lasing of Rb atom in noble gas system excited by the argon laser (4579 Å) was observed. The lasing originates from the transition between the 5d state and 5p state of Rb atom. The wavelengths are 7760 Å and 7621 Å.