

CO₂ 激光 00⁰1-10⁰ 跃迁受激发射截面的测量与研究

马养武

韩用焕

(浙江大学)

(朝鲜金日成综合大学)

提要: 根据由速率方程导出的 CO₂ 分子受激发射截面测量式, 用脉冲增益放大技术测量了不同工作条件下 CO₂ 分子 00⁰1~10⁰ 跃迁 7 条支线的受激发射截面, 得出 83 个 σ 实验值, 并由定义导出的 σ 解析式, 计算了 σ 理论值。理论值与实验值进行比较, 表明有良好的一致性。最后分析了 σ 与转动量子数 J 、温度 T 、气压 P 、混合比的关系。

Measurement of stimulated emission cross section of CO₂ laser from 00⁰1~10⁰ transition

Ma Yangwu

Han Yonghuan

(Zhejiang University, Hangzhou) (Kim Il-song University Pyongyong, DPRK)

Abstract: On the basis of measured expression from the rate equation, the stimulated-emission cross sections σ of seven lines of CO₂ laser from 00⁰1-10⁰ transition at different conditions were measured by means of a pulse-amplification-gain technique, and 83 values of σ were obtained. Theoretical values of σ were calculated according to an analytical expression from the definition of σ . The measured values of σ were compared with theoretical ones, and they are in satisfactory agreement. Finally, an analysis was made of the dependence of σ on the rotational quantum number J , its temperature, and the pressure of active gas mixture.

一、引言

激光器的能量特性依赖于激光能级粒子数反转密度。普通 CO₂ 激光器各振-转能级粒子数分布由 CO₂ 分子的辐射和碰撞过程所决定。分析和计算这些过程, 一个必需知道的确切量是振-转跃迁的受激发射截面 $\sigma(\nu)$ 。 $\sigma(\nu)$ 值已知时, 即可计算出谱线中心增益 g_0 、粒子数反转密度 Δn 以及谱线加宽 $\Delta\nu$ 、受激辐射系数 B_{21} 、振子力 f 等一系列表征跃

迁强度的参量。CO₂ 激光器问世迄今的二十多年中, 对 $\sigma(\nu)$ 的研究未曾中断^[1~6], 但研究往往限于一些特殊的 CO₂ 激光器, 如波导^[7]、横流^[8]、TEA^[6]等, 谱线也都限于 00⁰1-10⁰ 跃迁 $P(20)$ 线, 因此, 迄今为止, 所能找到的 CO₂ 分子的受激发射截面 $\sigma(\nu)$ 资料是很少的。

本文报道了我们最近研究 CO₂ 激光器 $\sigma(\nu)$ 的成果。根据由速率方程导出的 $\sigma(\nu)$ 测量式, 用脉冲增益放大技术测量了不同工

收稿日期: 1986 年 11 月 16 日。

作条件下 $00^0_1-10^0_0$ 跃迁 7 条支线的受激发射截面, 得到 83 个 $\sigma(\nu)$ 实验值, 并由定义导出的 $\sigma(\nu)$ 解析式, 计算了 $\sigma(\nu)$ 理论值。实验值与理论值进行了比较, 表明具有良好的一致性。最后分析了 $\sigma(\nu)$ 与转动量子数 J 、气压 P 、温度 T 以及混合比的关系。

二、 $\sigma(\nu)$ 实验测量式

$\sigma(\nu)$ 值测量的理论基础是脉冲激光放大器的增益表达式。CO₂ 分子属类四能级激光系统, 粒子数反转速率方程为:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -\sigma \Delta n I - n_4 A + n_1 w_{14} \quad (1)$$

式中, σ 是受激发射截面, Δn 是反转粒子数密度; n_4 、 n_1 分别是上能级和基态粒子数; A 是上能级自发辐射几率; w_{14} 是光泵激励速率。对于脉冲激光放大器, 当入射信号脉宽足够窄, 远小于上能级荧光寿命时, 则可忽略在信号脉冲作用时间内光泵抽运和自发辐射对放大器粒子数反转的影响。因此, 方程式 (1) 中右边的后二项略去:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -\sigma \Delta n I \quad (1')$$

(1') 式中的 I 为光子流强度, 在忽略放大器中其它各种微小损耗的情况下, I 的变化速率方程为

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial x} = c \sigma \Delta n I \quad (2)$$

式中, x 为放大器的位置参量。在假定放大器中初始反转为 Δn_0 , 入射信号初始光子流强度为 I_0 的二个边界条件下, 微分方程 (1') 和 (2) 的通解即表征了放大器中的光子流强度的变化规律。并考虑一种入射信号脉冲为矩形波的简单情况, 则易由式 (1')、(2) 的通解式得出放大器增益式^[9]:

$$G = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I dt}{\int_{-\infty}^{\infty} I_0 dt} = \frac{E_0}{E_i}$$

$$= (1/\alpha) \ln [1 + (\alpha - 1) e^{\sigma \Delta n_0 l}] \quad (3)$$

式中 $\alpha = b E_i \sigma$, $b = 1 + g_u/g_L$; E_0 为放大器的输出光子数密度; E_i 是输入光子数密度; g_u 、 g_L 分别是上、下能级简并度; l 是放大器长度。对于不同强度的入射信号 I_0 , (3) 式可分写成小信号增益 G_s 和大信号增益 G_L 形式:

$$G_s = e^{\sigma \Delta n_0 l} \quad b \sigma E_i \ll 1 \quad (4')$$

$$G_L = 1 + \ln G_s / \alpha \quad b \sigma E_i \gg 1 \quad (4'')$$

由 (4')、(4'') 二式, 得到:

$$\sigma = \frac{\ln G_s}{b E_i (G_L - 1)} \quad (5)$$

(5) 式即为 CO₂ 分子 $\sigma(\nu)$ 的实验测量式。

三、测量方法

3.1 实验装置

$\sigma(\nu)$ 测量实验装置由可调谐 Q-开关 CO₂ 激光振荡器、激光放大器、探测系统、衰减系统等部分组成。根据上述关于 $\sigma(\nu)$ 测量式导出过程中假定条件, 对装置各部分参量需加合理选取。

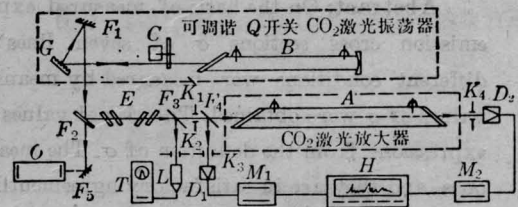


图 1 σ 的实验测量装置示意图

- A—激光放大器;
- B—激光振荡器放电管;
- C—机械 Q-开关;
- G—光栅腔光栅;
- F₁、F₅—平面反射镜;
- L—热释电探测器;
- F₁、F₃、F₄—分光片;
- D₁—入射光功率探测器;
- D₂—出射光功率探测器; K₁、K₂、K₃、K₄—光闸;
- O—CO₂ 谱线分析仪; T—示波器;
- H—“X-Y”函数记录仪; M₁、M₂—功率放大器;
- E—一组红外衰减片

3.2 激光振荡器与放大器参数选取

为测量不同谱线的 $\sigma(\nu)$ 值, 要求振荡器具有选支功能, 同时, 输出的光脉冲应具有适当的能量和脉宽。实验所用的可调谐 Q-开关 CO₂ 激光振荡器由光栅腔^[10] 和机械 Q-开关组成。典型的 CO₂:N₂:He 混合气中, 激光上

能级寿命约为 1 ms, 研究表明, 当振荡器输出的两个相邻光脉冲间隔小于 1 ms 时, 第二个光脉冲振幅相对于第一个脉冲出现下降^[11]。另一方面, 振荡器输出的光脉冲宽度小于 0.5 ms 时, 光泵抽运和自发辐射对放大器粒子数反转密度的影响可被忽略^[12]。据此, 我们设计了 Q-开关的开关时间。振荡器输出的光脉冲波形用 GLT-201# 热释电检测。图 2 是脉冲波形照片。图 2 表明, 光脉冲波形近于矩形波, 脉宽 $\tau_0 = 0.24$ ms, 脉冲间隔 $\Delta t = 1.4$ ms。



图 2 Q-开关 CO₂ 振荡器输出光脉冲由 GLT-201 热释电探测, 时标 1 ms。

激光放大介质的反转粒子数密度的横向分布是不均匀的。增益饱和研究表明^[13], 放大器放电管半径 R 与入射光束直径 D 之间的关系取

$$R = e^2 D$$

的形式时, 放大器中光脉冲入射通道的电子浓度和气体温度可认为是均匀的。式中, $e = 2.73$ 。为此, 我们取激光放大管半径 $R = 20$ mm, 放电长度 $L = 1$ m。气体混合比为 CO₂: N₂: He = 1:1.2:5, 总气压改变三次, 分别为 8.6 Torr、12.1 Torr 和 16.2 Torr, 对每一种气压, 工作电流改变四次, 分别是 20、25、30 和 35 mA。

3.3 测量方法

据测量式(5), 实验所要测出的量是 G_L 、 G_s 、 E_i 和波长 λ_0 。测量 G_L 、 G_s 时所要求的入射信号强度由(4')、(4'')二式限定。实验中 1 m 长振荡器全功率运转时, 输出的光子流密度完全满足(4'')式条件, 大信号增益 G_s 的测量

如图 1 所示: 分光片 F_2 取出振荡器输出脉冲的部分光到谱线分析仪 O 中, 测出波长, 其中大部分光则射入放大器 A 。信号脉冲进入放大器 A 之前, 分光片 F_3 取出部分光到热释电探测器 L , 测出波形和脉宽, 分光片 F_4 分出部分光到功率探测器 D_1 , 测出进入放大器前的光信号的平均功率。经激光放大器 A 放大后的光信号平均功率由功率探测器 D_2 测出。 D_1 和 D_2 为美国相干公司产品 201 型功率计。 D_1 和 D_2 探测的信号经变换放大后由“X-Y”函数记录仪自动绘出功率波形, 两平均功率之比, 即为所测的 G_L 。

在放大器 A 前的光路中插入一组衰减片 E , 使入射光强减小到大信号时的 1%, 即可由相同于 G_L 的测量过程测出小信号增益 G_s 。

光子数密度 E_i 由下式给出:

$$E_i = \frac{P_0 \tau_0}{h\nu S} = \frac{\bar{P}_1}{h\nu S} \Delta t \quad (6)$$

P_0 、 \bar{P}_1 分别是入射光的峰值和平均功率, Δt 是脉冲间隔, τ_0 是脉宽。 S 是进入放大器 A 前的光束截面积, 用刀口法测量得出。实验得出的各个参量综合到测量式(5)中, 即计算出 $\sigma(\nu)$ 。表 1 是 $P(20)$ 谱线在电流 20 mA, 气压 12.1 Torr 条件下的测量计算结果。

四、结果与讨论

4.1 测量结果

实验测量了 00⁰1-10⁰ 跃迁的 7 支谱线在不同气压、电流下的 σ 值, 得出 83 个 σ 值列于表 2、3

4.2 讨论

4.2.1 $\sigma(\nu)$ 的理论计算式

CO₂ 分子 $\sigma(\nu)$ 的理论计算式可由 $\sigma(\nu)$ 的通常定义

$$\sigma(\nu) = \frac{c^2}{8\pi\nu^2} A_{21} \cdot g(\nu) \quad (7)$$

导出, 式中 A_{21} ——自发辐射系数, $g(\nu)$ 是线

表1 P(20)谱线的 $\sigma(\nu)$ 测量值

$$\sigma = \frac{\ln G_s}{bE_i(G_L - 1)}; \nu = c/\lambda = 2.833 \times 10^{13} \text{ Hz. } g_u = 2J' + 1 = 39, g_L = 2J + 1 = 41, b = 1 + g_u/g_L = 1.951$$

小信号增益 G_s	大信号增益 G_L	光束截面 S	脉宽 τ_0	脉冲间隔 Δt	平均功率 \bar{P}_1 (大信号)	光子数密度 E_i (大信号)	激发截面 σ
1.49	1.24	0.39cm ²	0.24 ms	1.4 ms	1.3W	2.44×10^{17} cm ⁻²	3.5×10^{-18} cm ²

注: 工作电流: 20 mA, 气压: 12.1 Torr

表2 P支跃迁谱线的 $\sigma (\times 10^{-18} \cdot \text{cm}^2)$ 测量值

谱线	P(16)			P(20)			P(22)			P(30)		
	$b=1.939$			$b=1.951$			$b=1.956$			$b=1.967$		
	工作气压(Torr)			工作气压(Torr)			工作气压(Torr)			工作气压(Torr)		
	8.6	12.1	16.2	8.6	12.1	16.2	8.6	12.1	16.2	8.6	12.1	16.2
20 mA	4.6	3.4	2.1	4.8	3.5	2.2	4.9	3.57	2.25	3.9	3.0	2.1
25 mA	4.1	3.17	2.0	4.3	3.3	2.1	4.39	3.37	2.15	3.6	2.8	2.0
30 mA	3.85	2.9	1.7	4.0	3.0	1.8	4.2	3.06	1.85	3.2	2.5	1.8
35 mA	3.65	2.8	1.54	3.8	2.9	1.6	3.9	2.86	1.63	3.0	2.46	1.7

表3 R支跃迁谱线的 $\sigma (\times 10^{-18} \cdot \text{cm}^2)$ 测量值

谱线	R(12)			R(18)			R(28)		
	$b=2.08$			$b=2.05$			$b=2.04$		
	工作气压(Torr)			工作气压(Torr)			工作气压(Torr)		
	8.6	12.1	16.2	8.6	12.1	16.2	8.6	12.1	16.2
20 mA	4.4	2.8	2.0	4.56	3.3	2.1	3.6	2.64	1.8
25 mA	3.96	3.0	1.92	4.1	3.1	1.9	3.3	2.5	1.7
30 mA	3.6	2.75	1.65	3.8	2.85	1.7	3	2.2	1.5
35 mA	—	2.15	1.5	3.6	2.8	1.5	2.9	2.0	1.3

型函数, 其形状由气压确定。据分子光谱理论, 分子气体工作介质必需考虑振动能级的各转动能级上的粒子数分布^[17], 即第 J 个上激光振-转能级上的粒子数为:

$$N_J = N_{00^0 1} \cdot P(J) \quad (8)$$

$N_{00^0 1}$ 为 $00^0 1$ 能级总粒子数, $P(J)$ 为玻尔兹曼分布因子:

$$P(J) = (2hcB/kT) \cdot g_J \times \exp[-hcBJ(J+1)/kT] \quad (9)$$

式中, g_J 是上能级简并度, $g_J = 2J + 1$; B 是转动常数; k 是玻尔兹曼常数。考虑到 $P(J)$

分布后, 不难由(7)、(8)、(9)三式导出:

$$\sigma'(\nu) = \frac{A_{21} \cdot c^2 h B}{8\pi \nu^2 k T} \cdot (2J' + 1) \times g(\nu) \cdot \exp[-hcBJ'(J'+1)/kT] \quad (10)$$

(10)式中, 对 R 支和 P 支跃迁, J' 分别取 $(J+1)$ 和 $(J-1)$ 。据 Bridges 等人的研究^[14], CO_2 激光器工作压力 ≥ 10 Torr 时, 谱线实质上是均匀加宽的, 为此 $g(\nu)$ 取 Lorentz 线型^[15]

$$g(\nu) = \frac{2}{\pi \Delta \nu_L} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta \nu_D}{\Delta \nu_L \sqrt{\ln 2}} \right)^2 \right] \quad (11)$$

$\Delta\nu_D$ 、 $\Delta\nu_L$ 分别是多普勒线宽和碰撞线宽。由此导出的 $\sigma(\nu)$ 理论计算式为

$$\sigma(\nu) = \frac{A_{21} \cdot \lambda^2 \cdot hcB(2J'+1)}{2\pi^2\nu^2kT} \times \frac{1}{\Delta\nu_L} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta\nu_D}{\Delta\nu_L \sqrt{\ln 2}} \right)^2 \right] \times \exp \left[-hcBJ'(J'+1)/kT \right] \quad (12)$$

许多文献报道了 A_{21} 的理论计算值^[16]和实验测量值^[18]。在我们由(12)计算 $\sigma(\nu)$ 中, 采用文献[16]的 A_{21} 计算值, 00^01-10^00 跃迁, 对 R 支和 P 支, A_{21} 分别是 $0.33s^{-1}$ 和 $0.34s^{-1}$ 。

4.2.2 结果分析

比较由(5)式测出的 $\sigma(\nu)$ 实验值与由(12)式计算的 $\sigma(\nu)$ 理论值, 实验值与理论值之间, 以及它们与介质参数之间的关系见图 3~6。

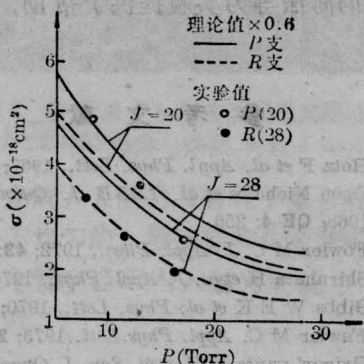


图 3 $\sigma-P$ 关系曲线

$CO_2:N_2:He=1:1.25:5$; 理论值 $T=400K$

4.2.2.1 $\sigma(\nu)$ 与介质气压 P 的关系

图 3 示出的 $\sigma-P$ 关系曲线其实验值是对 P(20) 和 R(28) 线的。理论值是在温度 $T=400K$ 条件下计算的。(理论曲线由理论值 $\times 0.6$ 绘成)。图 3 表明, $\sigma(\nu)$ 实验值和理论值都与介质总气压 P 成反比。这正是包含在(12)式中所反映的

$$\sigma(p) \sim \frac{1}{\Delta\nu_L} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta\nu_D}{\Delta\nu_L \sqrt{\ln 2}} \right)^2 \right] \quad (13)$$

$\sigma(p)$ 与 $g(\nu)$ 的关系。 $\Delta\nu_L = 7.58 (\psi_{CO_2} + 0.73\psi_{N_2} + 0.64\psi_{He}) P \cdot (300/T)^{1/2}$, 其中, ψ_{CO_2} 、 ψ_{N_2} 、 ψ_{He} 为 CO_2 、 N_2 、 He 的混合比, 因此, 气压 P 与 $\sigma(p)$ 值近于成反比。

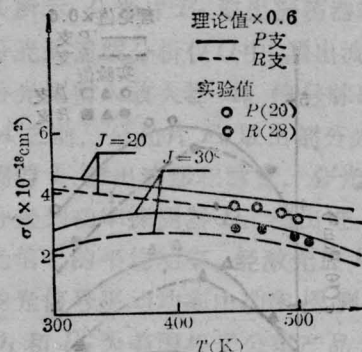


图 4 $\sigma-T$ 关系曲线

$CO_2:N_2:He=1:1.25:5$

4.2.2.2 $\sigma(T)$ 与介质温度 T 的关系

图 4 所示的 $\sigma-T$ 曲线表明, 介质温度 T 升高, σ 值近于线性下降, 但由于曲线斜率很小, 表明在一定温度变化范围内, T 变化对 σ 值影响不太大。原因可认为是: (12) 式中所描述的对 σ 有关的各个参量, 都是与 T 直接相关:

$$\sigma(T) \sim f(T) \quad (14)$$

因此, T 变化所引起的各个参量变化的综合效应使得 $\sigma-T$ 关系不很敏感。所反映的理论和实验结果是相当吻合的, 图 4 还表明, 随着转动量子数 J 增大, $\sigma-T$ 曲线呈非线性变化。

4.2.2.3 $\sigma(\nu)$ 与转动量子数 J 和混合比的关系

图 5 所示的 $\sigma-T$ 曲线表明, 对 P 支跃迁, σ 最大值在 $J=20$ 附近, 对 R 支跃迁, σ 最大值在 $J=16$ 附近。 J 由 $10 \sim 30$ 变化时, σ 值的变化量约为 20%。理论与实验结果符合相当良好。反映在(12)式中的 σ 与 J 的关系, 即

$$\sigma(J) \sim (2J'+1) \cdot \exp \left[-BhcJ'(J'+1)/kT \right], \quad (15)$$

这与 Nicholos Dieu^[2] 等人的研究亦是极相吻合的。图 5 还表明, 气压 P 升高, σ 最大值向 J 增大方向移动, 这亦是表征 σ 的各个参量的综合效应。

图 6 所示的 σ 与混合比曲线表明, 在通

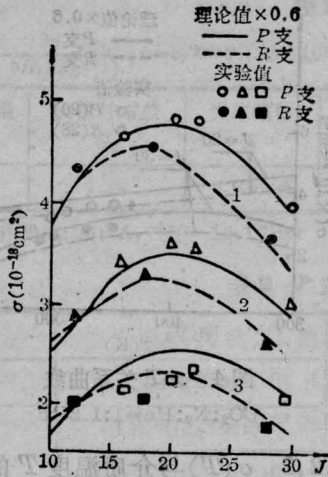


图5 σ - J 关系曲线

1—8.6Torr; 2—12.1Torr; 3—13.2Torr
 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:1.25:5$

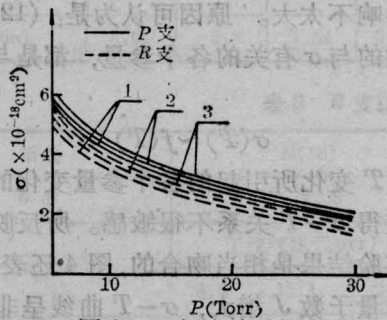


图6 σ -混合比关系曲线

$T=400\text{K}$; $P(20)$ 线由 6 式计算; $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ 为
 1—1:0.8:4; 2—1:1.25:5; 3—1:1:10

常混合比范围内, 混合比变化对 σ 的影响很小。

综上所述, $\sigma(\nu)$ 的实验测量值与理论计算值是良好相符的, 并且与文献[1~8]所报道的 σ 测量或计算结果(仅对 $P(20)$ 线)亦相一致。显而易见, 根据测量式(5)由脉冲增益放大技术测量 $\sigma(\nu)$ 的方法是可靠的。只需用同一台装置, 即可获得 CO_2 激光所有谱线在不同条件下的 $\sigma(\nu)$ 值。与其他测量方法相比^[1,7], 本方法是更为简便有效的。这种方法也适用于测量其他激光器的受激发射截面。

图3~6所给出的理论曲线是理论值乘上“0.6”因子绘成的。其原因在于(12)式中 A_{21} 值的选取。文献[18]报道的由不同方法所测定的 A_{21} 的平均值为 0.187s^{-1} , 与我们由(12)式计算 $\sigma(\nu)$ 时所取用的文献[16]所给的 A_{21} 理论值 0.34s^{-1} 恰好相差“0.6”因子。我们的测量结果表明 CO_2 分子 $00^0_1-10^0_0$ 跃迁的自发辐射几率 A_{21} 取成 0.187s^{-1} 是适宜的。同时亦表明在气压 $\geq 10\text{Torr}$ 条件下, CO_2 激光器的谱线加宽线型取成 Lorentz 线型是适宜的。

本项测量研究是经美国喷气推进实验室研究员陈哲人博士的提议而开展的, 并得到陈先生以及浙江大学汪永江教授, 陈钰清副教授对前期准备工作的指导帮助。蒋培升、叶英、冯海法等为实验提供了帮助, 一并致谢。

参 考 文 献

- Hotz F et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1967; **11**: 60
- Dgeu Nicholas et al. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1968; **QE-4**: 256
- Fowler M C. *J. Appl. Phys.*, 1972; **43**: 3480
- Shirahata H et al. *J. Appl. Phys.*, 1976; **47**: 2452
- Gibbs W E K et al. *Phys. Lett.*, 1970; **30A**: 2
- Fowler M C. *Appl. Phys. Lett.* 1973; **23**: 335
- Grigor'yants V V et al. *Sov. J. Quant. Electr.*, 1980; **10**: 1211
- Кван. электр.* 1982; **9**: 8
- Che Jenchen. *Phys. Rev.*, 1978; **18**: 2192
- 马养武 et al. *浙江大学学报*, 1985; **19**: 13
- Flynn G W et al. *Appl. Phys. Lett.*, 1966; **8**: 63
- Тордпюв Б Ф, Осипов А И. *Успехи Физических наук*. 1972; **108** (4): 655
- Julip J. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1970; **QE-6**: 206
- Bridges T J et al. *IEEE J. Quant. Electr.*, 1968; **QE-4**: 777
- Yajima T J. *J. Phys. Soc. Japan*, 1961; **16**: 1594
- Statz H et al. *J. Appl. Phys.*, 1966; **37**: 4278
- Herzberg G. *Molecular Spectra and Molecular Structure*, 1950; **1** (2): 125
- Biryukov A S et al. *Sov. J. Quant. Electr.*, 1976; **6**: 946