

# 氖原子激发态塞曼效应的光电压光谱

丁广良 王嘉珉 刘炳模 龚顺生

(中国科学院武汉物理研究所, 武汉 430071)

## 提 要

本实验首次用光电压效应研究氖原子激发态的塞曼效应, 并由此得到一组能级的朗德  $g$  因子.

**关键词** 光电压效应, 塞曼效应, 朗德  $g$  因子.

## 1 引 言

有关 Ne 原子的塞曼效应的重要工作始于 Back<sup>[1]</sup>, Green 和 Peoples 进行了系统的工作<sup>[2]</sup>. 朗德  $g$  因子的定量测量可以给出电子相互作用的信息, 并给波函数的计算提供实验验证<sup>[3]</sup>. 自那以后, 一些新的方法被用于塞曼效应的研究, 如光泵浦、能级交叉和射频光学双共振<sup>[4,5]</sup>, 以及原子束的激光光泵浦塞曼跃迁<sup>[6]</sup>等. 1987 年 Brandenberger 首次报道了 Kr 原子在无外场情况下的光电压效应的实验结果<sup>[7]</sup>.

本文利用光电压效应, 首次在实验上测量了置于强磁场中 Ne 原子激发态的塞曼光谱, 并由此计算出相应能级的朗德  $g$  因子值. 利用光电压光谱技术, 不仅获得了高的探测灵敏度, 而且由射频放电产生的激发态预集居使得用单台激光即可激发原子的较高激发态以至里德堡态.

## 2 实验装置

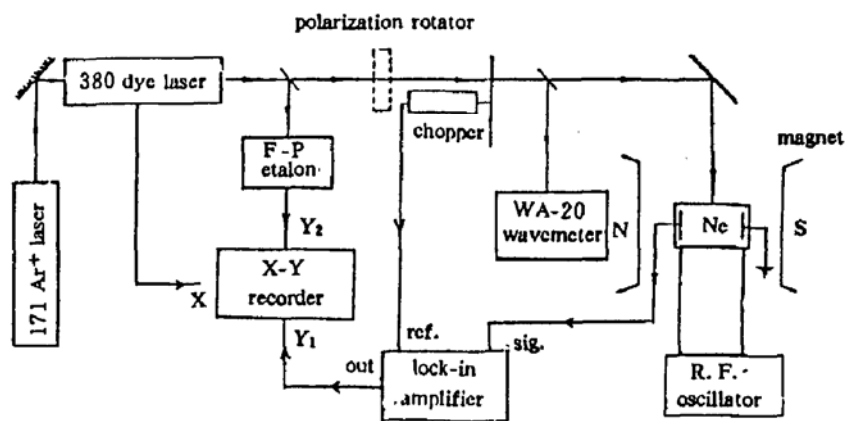


Fig. 1 Scheme of the experimental set-up

本实验的装置如图 1 所示. 放电泡为  $\phi 15 \times 60$  mm 园柱形玻璃泡, 内充 53.32 Pa 氖气. 放电泡的激励采用射频电容耦合方式, 实验安排使射频电场平行于外加磁场, 以免放电产生的等离子体的运动受到洛仑兹力的影响. 光电压信号由置于放电泡两端的欧姆电极输出. 为增强光电压效果, 电极采用圆形薄镍片, 射频振荡器的频率为 30 MHz, 输出功率连续可调, 实验时需针对特定跃迁谱线调节放电参数, 使光电压效应最强. 单模连续波激光是由氩离子激光泵浦 380 染料激光器产生, 输出线宽 30 MHz, 最大扫描范围是 30 GHz. 激光束垂直于磁场入射, 若激光为水平线偏振, 即与磁场平行, 则可激发  $\pi$  跃迁; 利用偏振旋转器可以将激光的偏振方向转  $90^\circ$ , 以激发  $\sigma$  跃迁. 用于跃迁波长定标的法布里-珀罗标准具的自由谱范围为 2 GHz. 磁场强度由电流控制并连续调节, 电流 30 A 时, 磁场可达 0.9 T, 磁场强度由高斯计测量.

### 3 数据获取与计算

根据 R6G 染料的波长范围, 选取图 2 所示的氖原子谱线, 用光电压信号测量氖原子在磁场中的塞曼分裂. 其中初始激发态由放电产生粒子数集居, 然后由单模激光选择激发到末激发态, 从各谱线的塞曼分裂可以得到相关能级的  $g$  因子值.

从图 2 可以看到, 氖原子的  $2p^53s$  和  $2p^53p$  电子组态在零场下的能级间隔最小也有约  $60 \text{ cm}^{-1}$ , 而在本实验中, 磁场最强时为 1 T, 此时谱线分裂也仅有  $2 \text{ cm}^{-1}$ , 因此在整个实验过程中, 塞曼效应所引起的能级移动可以认为是微扰, 即所加磁场未使电子总角动量  $J$  解耦,  $J$  还是好量子数, 相应的塞曼跃迁可以用一个两能级系统处理.

能级的塞曼分裂:

$$\Delta E = Mg \mu_B B, \quad (1)$$

式中  $M$  为磁量子数, 等于  $J, J-1, \dots, -J$ ;  $g$  为朗德因子;  $\mu_B$  为玻尔磁子;  $B$  为磁感应强度. 谱线的频率移动为:

$$h\Delta\nu = \Delta E_u - \Delta E_l = (M_u g_u - M_l g_l) \mu_B B, \quad (2)$$

式中塞曼跃迁的选择定则为:

$$\Delta M (= M_u - M_l) = 0 (\pi \text{ 跃迁}), \pm 1 (\sigma \text{ 跃迁})$$

当  $\Delta J = 0$  时,  $M_u = 0 \rightarrow M_l = 0$  的跃迁被禁戒.

对于  $\pi$  跃迁,

$$h\Delta\nu_\pi = M(g_u - g_l) \mu_B B \quad (3)$$

而相邻  $\pi$  跃迁的频率间隔  $\delta\nu_\pi$  为

$$h\delta\nu_\pi = h\Delta\nu'_\pi - h\Delta\nu_\pi = (M' - M)(g_u - g_l) \mu_B B = (g_u - g_l) \mu_B B \quad (4)$$

即

$$g_u - g_l = h\delta\nu_\pi / \mu_B B \quad (5)$$

对于  $\sigma$  跃迁, 可以得到同样的结果, 只是要注意相邻跃迁谱线须同属  $\sigma^+$  ( $\Delta M = +1$ ) 或  $\sigma^-$  ( $\Delta M$

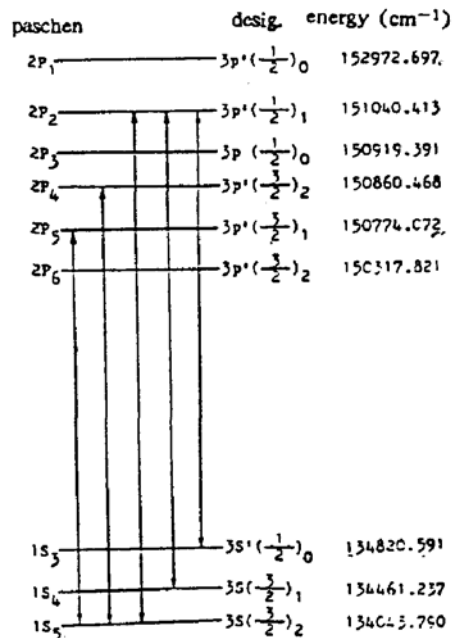


Fig. 2 The spectra lines and energy levels of neon atom

= -1)。因此,如果能测量出在磁场  $B$  中的频率间隔  $\delta\nu$ ,就可以得到  $g_u - g_l$  的值,而只要已知其中之一,就可求出另一个.故我们采取如下步骤,如图 3 所示.

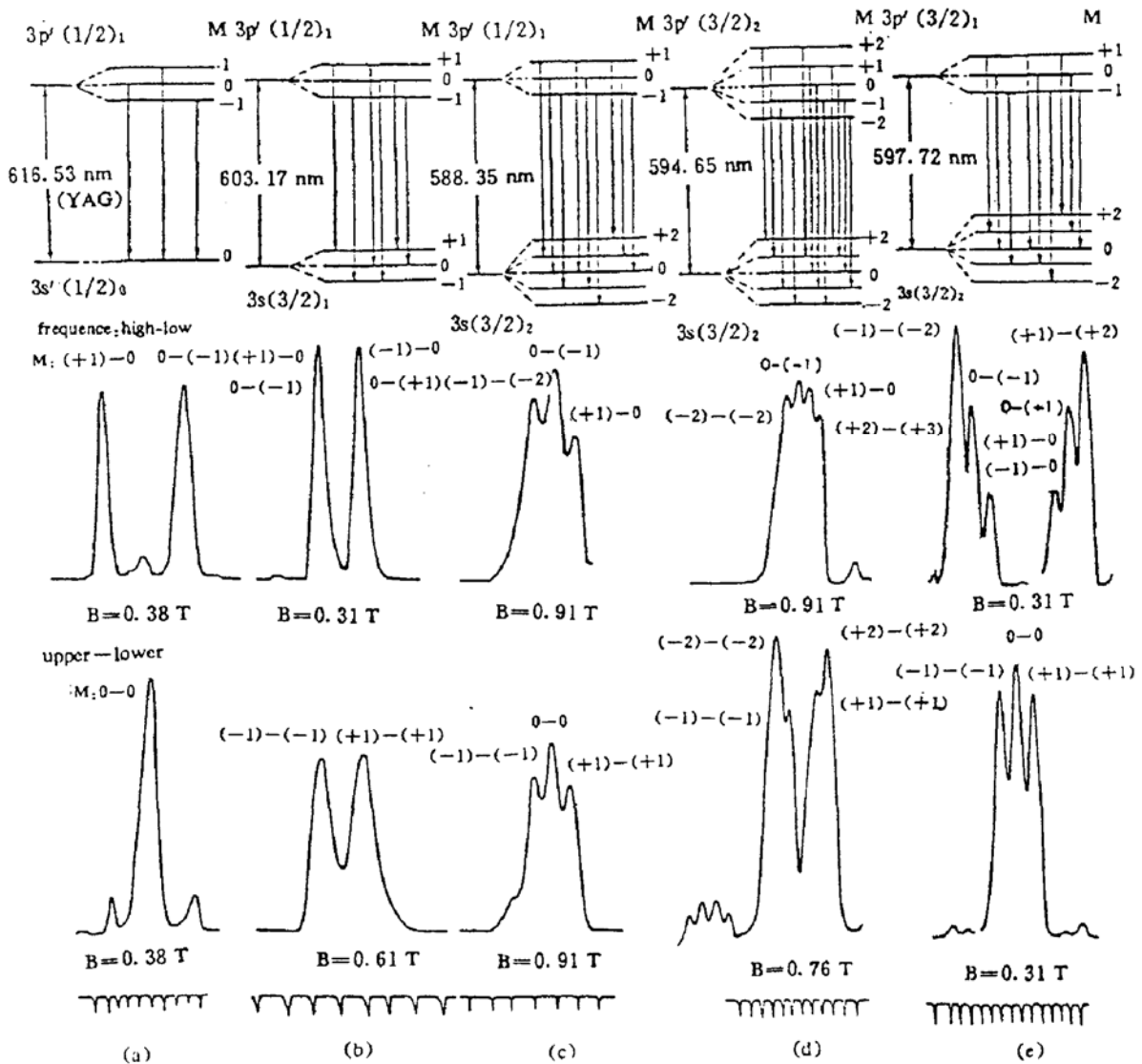


Fig. 3 The Zeeman splitting and transition lines of neon atom in experiment

(1) 测量跃迁  $1S_3 - 2P_2$  的塞曼分裂. 由于  $1S_3$  能级的  $J = 0$ , 该能级在磁场中不发生劈裂, 所以谱线的分裂完全由  $2P_2$  能级的劈裂引起 (见图 3(a)). 很容易得到:  $g(2P_2) = h\delta\nu_{\pm\sigma}/2\mu_B B$ . 根据实验数据可算出:  $g(2P_2) = 1.374$ .

由于光的偏振不纯, 谱图中的  $\pi$  跃迁夹杂了一些  $\sigma$  跃迁的成份, 反过来  $\sigma$  跃迁谱中也夹杂了  $\pi$  跃迁成份.

(2) 测量  $1S_4, 1S_5 - 2P_2$  跃迁谱线的塞曼分裂. 因为  $2P_2$  态的  $g$  因子已经求出, 因此很容易由实验结果求出:  $g(1S_4) = 1.495$  和  $g(1S_5) = 1.522$ .

由于  $1S_4 - 2P_2$  跃迁的  $\Delta J = 0$ , 所以相应的  $\pi$  跃迁中缺  $M' = 0 - M = 0$  的跃迁谱线 (见图 3(b)), 这种情况在  $1S_5 - 2P_1$  的跃迁中也发生 (见图 3(d)).

(3) 其余的步骤类推. 为了得到比较精确的实验数据, 需使塞曼分裂的间隔足够大, 结果, 激光扫描范围只能覆盖  $\sigma$  跃迁谱线的一半, 如图 3(c)、(d) 所示, 扫描  $\sigma^+$  支或  $\sigma^-$  支.

实验结果计算得:  $g(2P_1) = 1.317$ ,  $g(2P_3) = 1.006$

## 4 实验结果讨论

本实验结果及有关数据列于表 1 中.

Table 1 The Landé  $g$ -factors of neon atom

Energy levels			Theoretic values		Experimental values	
Paschen	Desig.	$LS$ notation	$jl$ coupling	$LS$ coupling	this work	other work *
$2P_2$	$3p'(1/2)_1$	$3P_1$	1.556	1.500	1.374, 1.3%	1.340
$2P_1$	$3p'(3/2)_2$	$3P_2$	1.167	1.500	1.317, 1.8%	1.301
$2P_3$	$3p'(3/2)_1$	$1P_1$	0.611	1.000	1.006, 1.7%	0.999
$1S_3$	$3s'(1/2)_0$	$3P_0$	0	—	—	—
$1S_4$	$3s(3/2)_1$	$3P_1$	1.167	1.500	1.495, 1.8%	1.464
$1S_5$	$3s(3/2)_2$	$3P_2$	1.500	1.500	1.522, 1.6%	1.503

\* Reference [9]

从(3)、(5)式可以看到,  $g$  值的实验误差取决于磁场  $B$  和频率间隔  $\delta\nu$  的测量精度. 磁场的测量由高斯计完成, 其误差为 1%; 为了提高  $\delta\nu$  的测量精度, 可以采取一些技术上的措施, 首先是加足够强的磁场, 使谱线的塞曼分裂尽量大; 其次是测量相距最远的两条谱线的间隔; 最后是调节记录仪的  $X$  轴速度, 一般使法布里-珀罗标准具的 2 GHz 间隔在记录仪上打标距离大于 1 cm. 若读数精度为 0.5 mm, 则频率测量的误差为 0.1 GHz. 而测量的谱线间隔的取值在 10~30 GHz, 因此相对误差约 1%. 标准具自身的精度为 10 MHz, 即 5%, 低于频率测量误差.

从表 1 可看到, 本实验得到的  $g$  因子值与美国 NBS 发表值的误差约为 2%. 表 1 中  $g$  因子的理论值由下式求出:

$$g_J = g_{J_1} \frac{J(J+1) + J_1(J_1+1) - J_2(J_2+1)}{2J(J+1)} + g_{J_2} \frac{J(J+1) - J_1(J_1+1) + J_2(J_2+1)}{2J(J+1)}, \quad (6)$$

式中  $J_1, J_2$  耦合成  $J$ . 对于  $g_{J_1}$  和  $g_{J_2}$  由此式递推, 并有  $g_s \approx 2$ ,  $g_l = 1$ . ( $s$  为自旋角动量,  $l$  为轨道角动量) 对于  $LS$  耦合, (6) 式可简化为:

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}. \quad (7)$$

与理论值相比,  $1S_4, 1S_5$  能级的  $g$  因子的实验值非常符合  $LS$  耦合的理论值, 即可以说  $2p^5 3s$  电子组态的电子角动量为  $LS$  耦合, 这与一般的观点是一致的<sup>[9]</sup>. 对于  $2P_3$  能级, 实验值符合  $LS$  耦合的理论值; 但  $2P_2$  和  $2P_1$  能级的实验结果与  $LS$  耦合不符, 与  $jl$  耦合也不相符, 从数值上看,  $2P_1$  更接近于  $jl$  耦合而  $2P_2$  更不符合  $jl$  耦合. 即  $2p^5 3p$  电子组态的电子总角动量耦合形式既不会是  $LS$  耦合, 也不会是  $jl$  耦合. 目前理论上一般认为, 氖原子的  $2p^5 ns$  组态是比较好的  $LS$  耦合<sup>[9]</sup>, 而  $2p^5 nd$  或更高的角动量态是很精确的  $jl$  耦合<sup>[10]</sup>, 对于  $2p^5 np$  组态则认为近似于  $jl$  耦合<sup>[9]</sup>.

本实验结果表明, Ne 的  $2p^5 3p$  电子组态不能简单地归结为某一种耦合方式. 作者期待通过大量地、系统地比较  $2p^5 np$  组态的  $g$  因子, 以进一步弄清这种复杂耦合情形. 本实验方法为我们

提供了很有潜力的研究手段,而且只要将频率定标的 2 GHz 标准具换成实验室现有的 150 MHz 标准具,实验数据的测量精度就能够提高一个数量级,达到一般文献所给出的精度.所以,本实验方法也提供了一种灵敏度高、方法简便的光谱测量技术,测量精度也可以做得比较高.

### 参 考 文 献

- [1] E. Back, A. Landé, *Zeemaneffekt und multiplettstruktur der spektrallinien*, Berlin, Julius-Springer, 1925
- [2] J. B. Green, J. A. Peoples, Zeeman effect in spectrum of neon. *Phys. Rev.*, 1938, **54**(2) : 602~605
- [3] J. B. Green, J. A. Peoples, Paschen-back effect. Part VI. Ne spectrum. *Phys. Rev.*, 1939, **56**(2) : 54~57
- [4] Judd BR, Complex atomic spectra. *Rep. Prog. Phys.*, 1985, **48**(7) : 907~954
- [5] W. Happer, Optical pumping. *Rev. Mod. Phys.*, 1972, **44**(2) : 169~249
- [6] L. C. Balling, Optical pumping. *Adv. Quan. Electron.*, 1975, **3** : 1~167
- [7] N. Bendali, H. T. Duong, J. M. Saint-Jalm *et al.*, Two methods for nuclear spin determination in collinear laser spectroscopy : classical r. f. magnetic resonance and observation of the Larmor precession. *J. Phys. (Paris)*, 1984, **45**(3) : 421~427
- [8] J. R. Brandenberger, Optovoltic detection : a new probe for laser spectroscopy. *Phys. Rev. (A)*, 1987, **36**(1) : 76~80
- [9] 郑乐民, 徐庚武, 原子结构与原子光谱, 第一版, 北京, 北京大学出版社, 1988 : 211
- [10] C. E. Moore, Atomic energy levels, Vol. 1. Reissued December 1971, Washington, D. C., U. S. Government Printing Office
- [11] S. Liberman, Etude empirique des configurations basses de Ne I et la structure hyperfine du Néon 21. *Physica*, 1973, **69**(2) : 598~610

## Optovoltic spectra of Zeeman effect in excited neon atoms

DING Guangliang    WANG Jiaming    LIU Bingmo    GONG Shungsheng

(Wuhan Institute of Physics Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071)

(Received 18 November 1992; revised 30 December 1992)

### Abstract

The Zeeman effect in excited neon atoms has been studied experimentally by using optovoltic effect. The Lande  $g$ -factors of a group of levels are obtained.

**Key words** optovoltic effect, Zeeman effect, Lande  $g$ -factor.