

在弱轴向磁场中的氩-镉激光

周政卓 邱明新
(上海激光技术研究所)

郑贵必
(上海供电局)

提 要

在实验上发现了氩-镉激光在弱轴向磁场中偏振特性的变化,主偏振轴旋转以及由于轴向磁场变化而引起的激光输出波动等一系列现象,并在理论上用计算机算得与实验基本相符的结果,称之为广义 Hanle 效应。

在弱轴向磁场中共振辐射的消偏振现象称为 Hanle 效应^[1], Culshaws 研究了氩-氟激光的 Hanle 效应^[2]。Brown 发现在弱轴向磁场中氩-镉激光输出功率增加^[3]。我们曾利用这一效应作为一种新的激光稳定技术^[4]。本文报导在实验中观察到的一些新现象:激光偏振特性随磁场变化,主偏振轴随磁场旋转以及激光输出功率随磁场变化,称之为广义 Hanle 效应。由于激光的辐射不是自发辐射,一般来说不能用原子自发辐射理论处理。在激光振荡中,应满足 Lamb 理论^[5],通过计算机计算,与实验结果基本相符。

一、实验结果

实验用的氩-镉激光管用 GG17 玻璃烧制,内径为 2.8 毫米,放电长度为 72 厘米,腔长为 136 厘米,内腔式结构,如图 1 所示。全反射镜的反射率为 99.5%,曲率半径为 4 米;耦合反射镜为 98% 反射率的平面镜,采用非磁性材料支撑激光器。

在激光器毛细管上套上一根与毛细管不发生接触的同轴玻璃管,以防止放电毛细管在热状态下漏电,影响测量精度。在同轴套管上每厘米绕 8.5 圈漆包线作为磁场线圈,用一可调直流电源供电。图 2 给出测量装置。激光束经尼科尔棱镜检偏后,由光电接收器接收,放大输入 X-Y 记录仪。

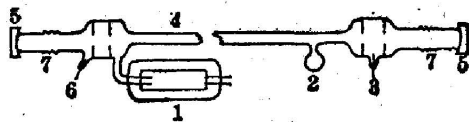


图1 激光管结构

1—阴极; 2—镉池; 3—阳极; 4—激光管;
5—反射镜; 6—辅助阳极; 7—波纹管

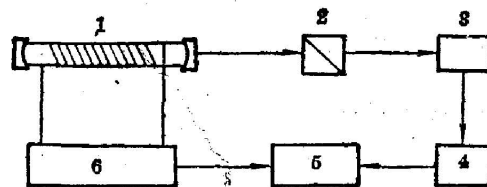


图2 实验装置方块图

1—激光器; 2—尼科尔棱镜; 3—光电接收器; 4—放大器; 5—X-Y记录仪; 6—可调直流电源

图 3 为激光椭圆长轴转角与轴向磁场的关系。带圈的曲线为实验值。图 4 的实验测量结果表明：随着轴向磁场的增加，激光从圆偏振变为椭圆偏振，而当磁场进一步增加时、椭圆偏振度又变小。

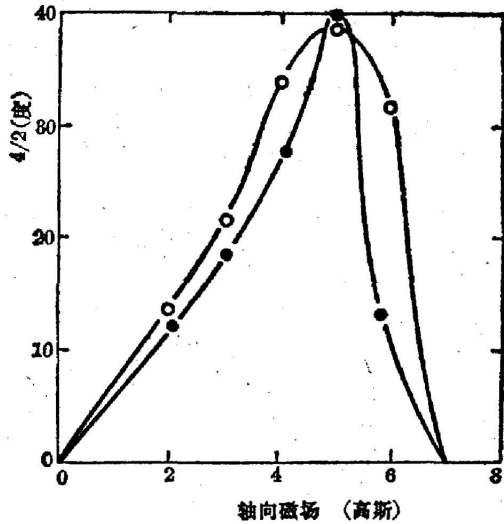


图 3 转角与轴向磁场的关系

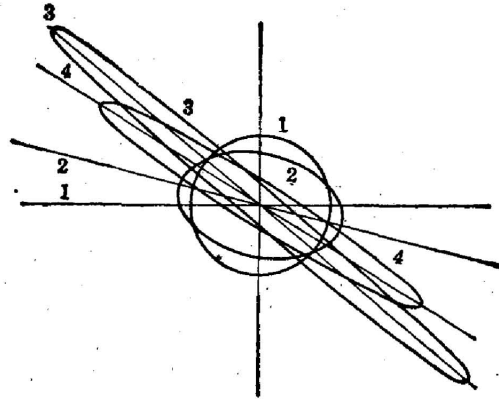


图 4 激光偏振特性与轴向磁场的实验结果
1— $H=0$; 2— $H=2$ 高斯; 3— $H=5$ 高斯;
4— $H=6$ 高斯

图 5 为激光输出功率与轴向磁场的关系。未加尼科尔棱镜时，激光强度不随磁场变化，说明轴向磁场只改变激光偏振特性，而不使激光的增益发生变化。加了尼科尔棱镜后，

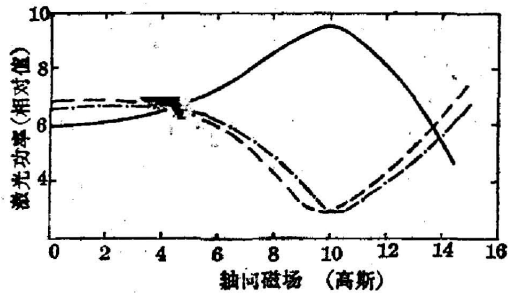


图 5 激光输出与轴向磁场实验结果
——为尼科尔棱镜 150° ; ----为尼科尔棱镜 240° ;
- · - 为 240° 磁场反向

激光强度随轴向磁场而变化。这是由于轴向磁场引起激光的偏振度变化和椭圆长轴旋转所致。很明显这种变化与尼科尔棱镜检偏方向有关。图 5 的实曲线为尼科尔棱镜 150° 的情形，断线为 240° 的情形，两者相差 90° ，变化方向相反，二曲线是对称的。当磁场强度大于 10 高斯，出现波动，其幅值可达 80% 以上。图中未标出未加尼科尔棱镜的情况；这时测得的系总激光功率，为平行于 x 轴的直线，其相对值为 19.5。

激光器是南北放置的。改变磁场线圈的电流方向使磁场反向增加时，得到图 5 的点断线。从这两条曲线可测量地磁场强度。地磁场强度为 0.3 高斯，图中这两条曲线位移 0.6 高斯，与实际相符。

二、理论解释

在磁场中氦镉激光 4416 \AA 上能级 $5S^2 \ ^2D_{5/2}$ 与下能级 $5p^2 \ ^2P_{3/2}$ 发生分裂(见图 6)。能级裂距为：

$$\Delta\nu = \mu_B g H / \hbar, \tag{1}$$

式中 g 为朗台因子 $g_{D_{1,2}}=1.20$; $g_{P_{1,2}}=1.33$ 。图 6 给出在轴向磁场中所有可能的跃迁。磁量子数变化 $\Delta m = \pm 1$, 对应于右旋及左旋偏振光。

在轴向磁场中激光振幅决定方程与频率决定方程为^[6]:

$$\dot{E}_{+i} = E_{+i} \left(\alpha_{+i} - \sum_{k=1}^N \theta_{+i-k} I_{-k} - \sum_{k=1}^N \theta_{+i+k} I_{+k} \right), \quad (2)$$

$$\dot{E}_{-i} = E_{-i} \left(\alpha_{-i} - \sum_{k=1}^N \theta_{-i+k} I_{+k} - \sum_{k=1}^N \theta_{-i-k} I_{-k} \right), \quad (3)$$

$$\nu_{+i} + \dot{\varphi}_{+i} = \Omega_{+i} + \sigma_{+i} - \sum_{k=1}^N \tau_{+i-k} I_{-k} - \sum_{k=1}^N \tau_{+i+k} I_{+k}, \quad (4)$$

$$\nu_{-i} + \dot{\varphi}_{-i} = \Omega_{-i} + \sigma_{-i} - \sum_{k=1}^N \tau_{-i+k} I_{+k} - \sum_{k=1}^N \tau_{-i-k} I_{-k}, \quad (5)$$

式中 α 为非饱和增益; θ 为交叉饱和系数; σ 为自牵引系数;

Ω 为腔模 $\Omega_{-i} = \Omega_{+i}$; φ 为相位; ν 为激光频率; τ 为交叉排斥系数; E_{\pm} 分别为右旋和左旋电场; I_{\pm} 为对应的光强。设多普勒增益曲线下有 N 对模振荡, i, k 为对应模的下标。

对仅有一对模的情况, (2)~(5) 式可写成:

$$\dot{E}_{+} = E_{+} (\alpha_{+} - \beta_{+} I_{+} - \theta_{+} I_{-}), \quad (6)$$

$$\dot{E}_{-} = E_{-} (\alpha_{-} - \beta_{-} I_{-} - \theta_{-} I_{+}), \quad (7)$$

$$\nu_{+} + \dot{\varphi}_{+} = \Omega_{+} + \sigma_{+} - \rho_{+} I_{+} - \tau_{+} I_{-}, \quad (8)$$

$$\nu_{-} + \dot{\varphi}_{-} = \Omega_{-} + \sigma_{-} - \rho_{-} I_{-} - \tau_{-} I_{+}, \quad (9)$$

式中 ρ 为自排斥系数; β 为自饱和系数。考虑腔损耗不对称性, 则有:

$$\dot{\psi} = d + l \sin \psi, \quad (10)$$

式中 ψ 为右旋与左旋偏振间的相位差:

$$\psi = (\nu_{+} t + \varphi_{+}) - (\nu_{-} t + \varphi_{-}), \quad (11)$$

$$d = \sigma_{+} - \sigma_{-} + (\rho_{+} - \tau_{+}) I_{+} - (\tau_{-} - \rho_{-}) I_{-}, \quad (12)$$

$$l = g_{+-} \left(\frac{E_{-}}{E_{+}} + \frac{E_{+}}{E_{-}} \right), \quad (13)$$

$$g_{+-} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{Q_s} - \frac{1}{Q_v} \right), \quad (14)$$

式中 g 为腔损耗不对称性; $Q_{s,v}$ 分别为腔极大与极小 Q 值。

稳定情况下 (6)~(9) 式成为代数方程, 可求得不同磁场强度下的 E_{\pm} 及 ν_{\pm} 。由于 E_{+} 和 E_{-} 的值随磁场变化, 彼此不相等时, 即合成椭圆偏振。当 $(d/l) \ll 1$, 从 (10) 式可求得椭圆长轴随磁场的转角 $\psi/2$ 。可见转角的变化是由于 $g_{+-} \neq 0$, 即谐振腔垂直于光轴平面上两个方向的 Q 值的差别所引起。耦合系数的计算表明: 零磁场下这对模为强耦合。强耦合是一双稳态, 只允许一个圆偏振存在, 输出激光是圆偏振。当磁场增加, 耦合系数减小, 向弱耦合过渡。左右偏振光同时存在, 且强度不等, 合成为椭圆偏振, 椭圆度随轴向磁场变化, 长轴也随磁场转动。进一步增加磁场时, $(d/l) > 1$, 进入非锁定区, 模之间无固定相位关系, $\dot{\psi} \neq 0$, 表现为强度相加特性或圆偏振特性。

多模情形用 TQ-16 型计算机, 以 Algol 语言计算。取 7 对模。用 Tropel 360 型扫描干

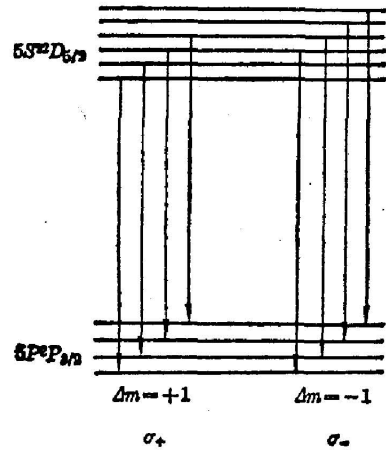


图 6 4416 Å 跃迁能级在磁场中的分裂

涉仪测得纵模间隔为 103 兆赫。彭宁 (Penning) 激发截面取 $\sigma_P = 1.7 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$; 4416 \AA 上下能级消激发速率 $\gamma_a = 1.29 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$; $\gamma_b = 2 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ 。求得耦合系数列于表 1。当磁场 $H=0$ 时为强耦合; $H=1$ 高斯时为中性耦合; $H>1$ 高斯时为弱耦合情形。

表 1 耦合系数值

磁场强度 (高斯)	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
耦合系数	1.24	1.00	0.99	0.98	0.93	0.86	0.78	0.69	0.61	0.54	0.48

图 7 为计算求得的激光偏振特性随磁场变化。与图 4 相比,是相似的。只是 $H=6$ 高

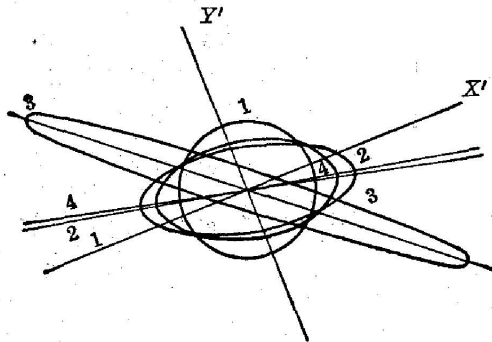


图 7 激光偏振特性与轴向磁场的理论值

1— $H=0$; 2— $H=2$ 高斯; 3— $H=5$ 高斯;
4— $H=6$ 高斯

斯时离心率及转角比实验值小。这是由于在计算时,对多模情况下的耦合系数作了一些简化的缘故。激光椭圆长轴转角与轴向磁场关系计算值见图 3 带点曲线,也与实验值相符合。

本文实验上观察到激光偏振特性随轴向磁场变化并旋转的现象。它不同于共振自发辐射的情况,故称为广义 Hanle 效应。同时又在理论上作了解释,理论与实验结果基本相符。Brown 实验中发现激光输出随轴向磁场而增加,并随轴向磁场波动的结果也可用本文结果来解释。

为有色玻璃,本文在以上计算中未考虑同位素效应。如考虑这一效应,计算要复杂一些,但结科学院大巨) 这是因为多于一对模的情形与双模结果相似。

参 考 文 献

- [1] A. C. C. Mitchell *et al.*; *Resonance Radiation and Excited Atoms* (Cambridge at the University Press, 1961, New York), 262.
- [2] W. Culshaw *et al.*; *Phys. Rev.*, 1964, **133**, No. 3A (3 Feb), A 691.
W. Culshaw *et al.*; *Phys. Rev.*, 1964, **136**, No. 5A (30 Nov), A 1209.
- [3] D. C. Brown *et al.*; *IEEE J. Q. E.*, 1974, **10**, No. 1 (Jan), 94.
- [4] 周政卓等;《激光》, 1974, **5**, No. 4 (Aug), 6.
- [5] M. Sargent III *et al.*; *Laser Physics* (Addison-Wesley 1974, New York) Chapter 12.
- [6] M. Sargent *et al.*; *Phys. Rev.*, 1967, **164**, No. 2 (10 Dec), 436.
M. Sargent *et al.*; *Phys. Rev.*, 1967, **164**, No. 2 (10 Dec), 450.
W. J. Tomlinson *et al.*; *Phys. Rev.*, 1967, **164**, No. 2 (10 Dec), 466.

Helium cadmium laser in an axial weak magnetic field

ZHOU ZHENZHUO and QIU MINGXIN
(*Shanghai Institute of Laser Technology*)

ZHEN GUIBI
(*Shanghai Power Bureau*)

(Received 27 October 1980)

Abstract

It was observed in an axial weak magnetic field that the polarization behavior of a helium cadmium laser was changed, the main polarization axis was rotated, and the laser output was modulated due to the change of the axial magnetic field, etc. These phenomena are called generalized Hanle effect. The computer calculation in theory was given in agreement with experiments.