

塞曼效应

一、引言

如果把光源置于足够强的磁场中,则光源发出的大部分单色光都分裂为若干条偏振的谱线,分裂的条数随能级的类别而不同。这种现象被称为塞曼效应。塞曼效应是 1896 年荷兰物理学家塞曼发现的,洛仑兹(H. A. Lorentz)对此作出了令人满意的解释。塞曼效应的发现及其解释对研究原子中电子的角动量和反映角动量耦合作用的朗德因子等原子结构信息有重要的作用,因此,两人于 1902 年获得了诺贝尔物理学奖。

本实验将利用法布里-珀罗标准具研究汞绿线(546.1nm)和汞黄线(579.0nm)的塞曼分裂现象。

二、实验原理

(一) 塞曼效应实验原理

按照半经典模型,质量为 m 电量为 e 的电子绕原子核转动,因此,原子具有一定的磁矩,它在外磁场 B 中会获得一定的磁相互作用能 ΔE 。由于原子的磁矩 μ_J 与总角动量 P_J 的关系为:

$$\mu_J = g \frac{e}{2m} P_J \quad (1)$$

其中 g 为朗德因子,与原子中所有电子的轨道和自旋角动量如何耦合成整个原子态的角动量密切相关。因此:

$$\Delta E = -\mu_J B \cos \alpha = -g \frac{e}{2m} P_J B \cos \alpha,$$

其中 α 是磁矩与外加磁场的夹角。又由于电子角动量的量子化,这种磁相互作用能只能取有限个分立的值,且电子的磁矩与总角动量的方向相反,因此在外磁场方向上:

$$-P_J \cos \alpha = M \frac{h}{2\pi}, \quad M = J, J-1, \dots, -J$$

式中 h 是普朗克常数, J 是电子的总角动量, M 是磁量子数。设: $\mu_B = \frac{he}{4\pi m}$, 称为玻尔磁子, E_0 为未加磁场时原子的能量,则原子在外加磁场中的总能量为:

$$E = E_0 + \Delta E = E_0 + Mg\mu_B B. \quad (2)$$

由于朗德因子 g 与原子中所有电子角动量的耦合有关,因此,不同的角动量耦合方式其表达式和数值完全不同。在 $L-S$ 耦合的情况下,设原子中电子轨道运动和自旋运动的总磁矩、总角动量及其量子数分别为 μ_L 、 P_L 、 L , 和 μ_S 、 P_S 、 S , 它们的关系为:

$$\mu_L = \frac{e}{2m} P_L = \frac{e}{2m} \sqrt{L(L+1)} \frac{h}{2\pi}$$
$$\mu_S = \frac{e}{m} P_S = \frac{e}{m} \sqrt{S(S+1)} \frac{h}{2\pi}$$

设 P_J 与 P_L 和 P_S 的夹角分别为 α_{LJ} 和 α_{SJ} , 根据矢量合成原理,只要将二者在 μ_J 方向的投影相加即可得到形如(1)式的总电子磁矩和总轨道角动量的关系:

$$\begin{aligned}
\mu_J &= \mu_L \cos \alpha_{LJ} + \mu_S \cos \alpha_{SJ} \\
&= \frac{e}{2m} (P_L \cos \alpha_{LJ} + 2P_S \cos \alpha_{SJ}) \\
&= \frac{e}{2m} \left(\frac{P_J^2 + P_L^2 - P_S^2}{2P_J} + 2 \frac{P_J^2 - P_L^2 + P_S^2}{2P_J} \right) \\
&= \left(1 + \frac{P_J^2 - P_L^2 + P_S^2}{2P_J^2} \right) \frac{e}{2m} P_J \\
&= g \frac{e}{2m} P_J
\end{aligned}$$

其中的朗德因子为:

$$g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}. \quad (3)$$

由于 J 一定时, M 有 $2J+1$ 个可能的取值, 所以, 由(2)式和(3)式可知, 原子在外磁场中, 每一个 $J \neq 0$ 的能级都分裂为 $2J+1$ 个子能级, 被称为磁能级。同一能级分裂的磁能级间距相等, 为 $g\mu_B B$ 。对于不同的能级来说, 如果它们的朗德因子 g 不同, 则磁能级间距不同。

原子能级产生磁分裂后, 各磁能级之间的跃迁要遵守下列选择定则:

$$\Delta J = 0, \pm 1 \quad (J = 0 \rightarrow J = 0 \text{ 禁戒}),$$

$$\Delta M = 0, \pm 1 \quad (J=0 \text{ 时}, M=0 \rightarrow M=0 \text{ 禁戒}).$$

$\Delta M=0$ 时, 在垂直于磁场方向上, 可观察到电矢量平行于磁场方向的线偏振光; 在平行于磁场方向上, 则观察不到谱线。这一辐射分量被称为 π 线。

$\Delta M=\pm 1$ 时, 在垂直于磁场方向观察到的都是电矢量垂直于磁场的线偏振光, 在平行于磁场方向上观察到的都是圆偏振光。这两个辐射分量被称为 σ 线。并且, 当 $\Delta M=+1$ 时, 在迎着磁场方向观察到左旋的圆偏振光, 这个分量被称为 σ^+ 线; 当 $\Delta M=-1$ 时, 在迎着磁场方向观察到右旋的圆偏振光, 这个分量被称为 σ^- 线。

能级 $E_1 \rightarrow E_2$ 的跃迁辐射产生塞曼分裂后, 各跃迁辐射与无磁场时跃迁辐射的波数之差可由公式(2)得到:

$$\begin{aligned}
\Delta \tilde{\nu} &= \frac{eB}{4\pi mc} (g_1 M_1 - g_2 M_2) \\
&= \tilde{L} [(g_1 - g_2) M_1 - g_2 (M_2 - M_1)]
\end{aligned} \quad (4)$$

其中

$$\tilde{L} = \frac{eB}{4\pi mc} = 0.467B, \quad (5)$$

称为洛伦兹单位。习惯上 $\tilde{L}$ 的单位为 cm^{-1} , 则式中磁感应强度 B 的单位为特斯拉(T)。

在原子光谱的实验观测史上, 在外磁场中一条谱线分裂为相隔一个洛伦兹单位 $\tilde{L}$ 的三

个分支谱线的现象可以仅由电子的轨道运动得到经典解释，被称为**正常塞曼效应**。而谱线在外磁场中分裂为间隔各异的多条分支谱线的情况被称为**反常塞曼效应**，反常塞曼效应只能用量子理论才能说明。通常用洛伦兹单位 $\tilde{L}$ 表示塞曼效应分支谱线的间距。在参与跃迁的原子能态满足 L-S 耦合的情况下，若 $g_1 \neq g_2$ 以及 $S \neq 0$ ，由公式(4)，反常塞曼效应各分支谱线的波数差为正常塞曼效应各分支谱线波数差 $\tilde{L}$ 的 $(g_1 - g_2)M_1 - g_2(M_2 - M_1)$ 倍。

(二) 法布里—珀罗标准具的原理和应用

1. 法布里—珀罗标准具的原理

塞曼分裂的波长差是很小的，普通的棱镜摄谱仪是不能胜任的，应使用分辨本领高的光谱仪器，如法布里—珀罗标准具、陆末—格尔克板、迈克尔逊阶梯光栅等。大部分的塞曼效应实验仪器选择法布里—珀罗标准具。

法布里—珀罗标准具（以下简称 F-P 标准具）由两块平行平面玻璃板和夹在中间的一个间隔圈组成。

平面玻璃板内表面是平整的，其加工精度要求优于 $\frac{1}{20}$

中心波长，内表面上镀有高反射膜，膜的反射率高于 90%。间隔圈用膨胀系数很小的熔融石英材料制作，精加工成有一定的厚度，用来保证两块平面玻璃板之间有很高的平行度和稳定间距。

标准具的光路图如图 1 所示，当单色平行光束 S_0 以某一小角度入射到标准具的 M 平面上；光束在 M 和 M' 二表面上经过多次反射和透射，分别形成一系列相互平行的反射光束 1, 2, 3, ... 及透射光束 $1', 2', 3', \dots$ ，任何相邻光束间的光程差 Δ 是一样的，即 $\Delta = 2nd \cos \theta$ ，其中 d 为两平行板之间的间距，大小为 2mm， θ 为光束折射角， n 为平行板介质的折射率，在空气中使用标准具时可以取 $n=1$ 。当一系列相互平行并有一定光程差的光束（多光束）经会聚透镜在焦平面上发生干涉。光程差为波长整数倍时产生相长干涉，得到光强极大值

$$2d \cos \theta = K\lambda \quad (6)$$

K 为整数，称为干涉序。由于标准具的间隔 d 是固定的，对于波长一定的光，不同的干涉序 K 出现在不同的入射角 θ 处，如果采用扩展光照明，在 F-P 标准具中将产生等倾干涉，这时相同 θ 角的光束所形成的干涉花纹是一圆环，整个花样则是一组同心圆环。

由于标准具中发生的是多光束干涉，干涉花纹的宽度非常细锐。通常用精细度（定义为相邻条纹间距与条纹半宽度之比） F 表征标准具的分辨性能，可以证明

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (7)$$

其中 R 是平行板内表面的反射率。精细度的物理意义是在相邻的两干涉序的花纹之间能够分辨的干涉条纹的最大条纹数。精细度仅依赖于反射膜的反射率。反射率愈大，精细度愈大。则每一干涉花纹愈锐细，仪器能分辨的条纹数愈多，也就是仪器的分辨本领愈高。实际上玻璃内表面加工精度受到一定的限制，反射膜层中出现各种非均匀性，这些都会带来散射等耗散因素，往往使仪器的实际精细度比理论值低。

我们考虑两束具有微小波长差的单色光 λ_1 和 λ_2 （ $\lambda_1 > \lambda_2$ ，且 $\lambda_1 \approx \lambda_2 \approx \lambda$ ），例

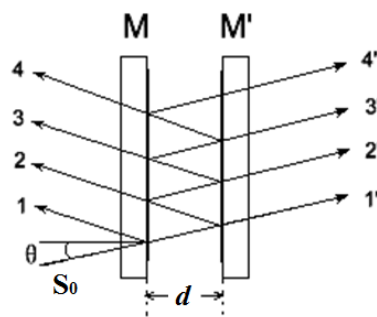


图 1 F-P 标准具的多光束干涉

如，加磁场后汞绿线分裂成的九条谱线中的两条，对于同一干涉序 K ，根据式 (6)， λ_1 和 λ_2 的光强极大值对应于不同的入射角 θ_1 和 θ_2 ，因而所有的干涉序形成两套花纹。如果 λ_1 和 λ_2 的波长差(随磁场 B)逐渐加大，使得 λ_1 的 K 序花纹与 λ_2 的 $(K-1)$ 序花纹重合，这时以下条件得到满足：

$$K\lambda_2 = (K-1)\lambda_1 \quad (8)$$

考虑到靠近干涉圆环中央处 θ 都很小，因而 $K=2d/\lambda$ ，于是上式可以写作

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2 = \frac{\lambda^2}{2d} \quad (9)$$

用波数表示为

$$\Delta\tilde{\nu} = \frac{1}{2d} \quad (10)$$

按以上两式算出的 $\Delta\lambda$ 或 $\Delta\tilde{\nu}$ 定义为标准具的色散范围，又称为自由光谱范围。色散范围是标准具的特征量，它给出了靠近干涉圆环中央处不同波长差的干涉花纹不重序时所允许的最大波长差。

2. 谱线的波长差或波数差的测量

用焦距为 f 的透镜使 F-P 标准具的干涉条纹成像在焦平面上，这时靠近中央各花纹的入射角 θ 与它的直径 D 有如下关系，如图 2 所示

$$\cos\theta = \frac{f}{\sqrt{f^2 + (D/2)^2}} \approx 1 - \frac{1}{8} \frac{D^2}{f^2} \quad (11)$$

代入式 (5) 得

$$2d\left(1 - \frac{D^2}{8f^2}\right) = K\lambda \quad (12)$$

由上式可见，靠近中央各花纹的直径平方与干涉序成线性关系。对同一波长而言，随着花纹直径的增大，花纹愈来愈密，并且式 (12) 左侧括号内符号表明，直径大的干涉环对应的干涉序低。同理，就不同波长同序的干涉环而言，直径大的波长小。

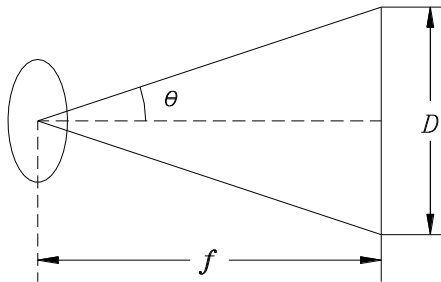


图 2 入射角与干涉圆环直径的关系

同一波长相邻两序 K 和 $K-1$ 花纹的直径平方差 ΔD^2 可以从式 (12) 求出，得到

$$\Delta D^2 = D_{K-1}^2 - D_K^2 = \frac{4f^2\lambda}{d} \quad (13)$$

可见， D^2 是一个常数，与干涉序 K 无关。

由式 (12) 又可以求出在同一序中不同波长 λ_a 和 λ_b 之差，例如，分裂后两相邻谱线的波长差为

$$\lambda_a - \lambda_b = \frac{d}{4f^2 K} (D_b^2 - D_a^2) = \frac{\lambda}{K} \frac{D_b^2 - D_a^2}{D_{K-1}^2 - D_K^2} \quad (14)$$

测量时，通常可以只利用在中央附近的 K 序干涉花纹。考虑到标准具间隔圈的厚度比波长大的多，中心花纹的干涉序是很大的。因此，用中心花纹干涉序代替被测花纹的干涉序所引入的误差可以忽略不计，即

$$K = \frac{2d}{\lambda} \quad (15)$$

将上式代入 (14) 式得到

$$\lambda_a - \lambda_b = \frac{\lambda^2}{2d} \frac{D_b^2 - D_a^2}{D_{K-1}^2 - D_K^2} \quad (16)$$

用波数表示为

$$\tilde{\nu}_a - \tilde{\nu}_b = \frac{1}{2d} \frac{D_b^2 - D_a^2}{D_{K-1}^2 - D_K^2} = \frac{1}{2d} \frac{\Delta D_{ab}^2}{\Delta D^2} \quad (17)$$

其中 $\Delta D_{ab}^2 = D_b^2 - D_a^2$ ，由式 (17) 得知波数差与相应花纹的直径平方差成正比。

将 (16) 式带入 (4) 式得到电子荷质比：

$$\frac{e}{m} = \frac{2\pi c}{(M_2 g_2 - M_1 g_1) B d} \left(\frac{D_b^2 - D_a^2}{D_{K-1}^2 - D_K^2} \right) \quad (18)$$

三、实验仪器

如图 3 所示，塞曼效应实验仪（电磁型）主要由控制主机、笔形汞灯、毫特斯拉计探头、电磁铁、会聚透镜、干涉滤光片、法布里—珀罗标准具、偏振片（配转盘）、成像透镜、测微目镜、导轨以及六个滑块组成。另外选配 CCD 摄像器件（含镜头）、USB 接口外置图像采集盒以及塞曼效应实验分析软件。



图3 塞曼效应实验仪

本实验中采用的低压汞灯（启辉电压为 1500V）辐射出较强的 253.7nm 紫外线，实验时操作者请不要直接观察汞灯灯光，如果需要直接观察灯光，请佩戴防护眼镜。F-P 标准的中心间隔 2mm（三脚调节），反射率 >95%。干涉滤光片的中心波长可以根据实验需要进行选择，本实验中采用的成像透镜焦距约为 157mm。

测量谱线分裂间距的测微目镜，其读数分辨率为 0.01mm，测量范围为 0—8mm。

四、实验内容

1、计算 F-P 腔的自由光谱区，设磁场 $B=1\text{T}$ ，比较自由光谱区与塞曼谱线分裂间距的关系。

思考：用此 F-P 腔研究汞绿线能使用的最大磁场为多少？

2、标定磁场的 $B-I$ 曲线

- 电流 I 上升和下降时各标定一次。电流的取值范围为 0-5A。
- 画出实验的 $B-I$ 曲线。

3、调节光路

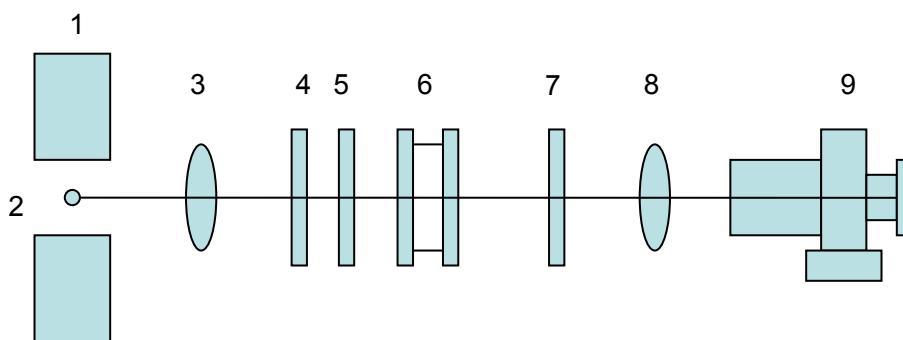


图4 实验光路简图：（1）电磁铁（连电源）（2）笔形汞灯（3）会聚透镜 （4）干涉滤色片 （5）偏振片（6）F-P 标准具 （7）小孔光阑（8）成像透镜 （9）测微目镜

- 会聚透镜焦距大约为 10cm，另一个为成像透镜焦距为 15.7cm。
- 调整导轨位置，放入会聚透镜，调节透镜与光源的距离，注意判断光源发出的光是否均匀，若不均匀，请旋转汞灯，获得相对均匀的输出光。调节汞灯的上下位置，使其

相对会聚透镜上下对称。

- 放入绿色滤光片和 F-P 腔，观察其腔镜的平行度。
F-P 腔的平行度条件：用眼睛直接观察 F-P 腔的出光面，上下、左右移动眼睛，如果有明显的干涉条纹从中心环中“冒出”或“吞没”，说明标准具表面不平行，请老师协助调节。
- 放入图 4 中的其他元件，调节光路，使所有元件等高共轴。
- 当在目镜中观察到**清晰的、圆环状**干涉条纹后，说明光路已经满足测量要求。
- 取下测微目镜，换上 CCD，调节 CCD、成像透镜、光阑和 F-P 腔的相对位置，使屏幕上干涉圆环清晰，大小合适。

4、汞绿线塞曼分裂光谱测量

- 设计测量表格
- 磁场为零时，测量 F-P 腔的自由光谱区对应的 ΔD^2 。
- 加磁场，观察谱线的分裂，确定电磁铁电流的取值范围。
- 观察分裂谱线的偏振特性，记录偏振角。
- 选取 3-5 个磁场电流值，利用软件测量汞绿线的塞曼分裂间距，结合原理计算磁场强度 B' 。
- 做 $B'-I$ 图，并与磁场标定曲线比较，分析两种测量磁场的方法中产生误差的因素。

5、将绿色滤光片取下，换上黄色滤光片，观察汞黄线在磁场中的分裂现象及其偏振特性，并与汞绿线的分裂现象进行比较。

6、(选作) 观察平行于磁场方向，汞绿线塞曼分裂谱线的分布与偏振特点。

五、预习思考题

- (1) 什么是塞曼效应？反常塞曼和正常塞曼效应形成的条件是什么？
- (2) 塞曼分裂谱线的偏振特性和形成条件是什么？
- (3) F-P 腔的工作原理是什么？简述多光束干涉、光栅干涉、等倾干涉的原理及特点，并分析影响 F-P 腔分辨率的因素。
- (4) 本实验中如何利用 F-P 腔测量汞谱线的塞曼分裂间距？
- (5) 画出汞绿线 $546.1\text{nm}(6s7s^3S_1 \rightarrow 6s6p^3P_2)$ 和汞黄线 $579.0\text{nm}(6s6d^1D_2 \rightarrow 6s6p^1P_1)$ 的塞曼能级分裂图，计算上下能级的朗德因子及其分裂间距，用洛伦兹单位 $\tilde{L}$ 表示。

参考文献

- [1] 褚圣麟. 原子物理学. 北京: 高等教育出版社, 1979
- [2] G 赫兹堡,《原子光谱与原子结构》,科学出版社, 1983