

塞曼效应

李昊润*

北京大学物理学院 学号: 2200011477

(实验日期: 2025 年 3 月 6 日)

塞曼效应是指原子在外磁场中发光谱线发生分裂的现象, 是研究原子结构的十分重要的途径之一. 本实验通过气压扫描式法布里-珀罗标准具 (F-P 标准具) 测量了汞灯 546.1 nm 谱线在无磁场、0.8 T 磁场和 1.0 T 磁场下的塞曼谱线, 并对谱线进行了一定程度的分析. 本实验从光谱图的分析中得到了各子谱线相对于 546.1 nm 谱线的波数差以及相对强度, 并与理论计算结果比较, 简要分析了误差的来源. 本实验还通过光谱计算了电子的荷质比 $(e/m)_{\text{exp}} = 1.73 \times 10^{11} \text{ C/kg}$, 并与标准值进行了比较, 发现两者十分接近, 证实了理论的正确性.

关键词: 波数差, 子谱线, F-P 标准具

I. 引言

1896 年, 荷兰物理学家塞曼 (Pieter Zeeman) 发现了将钠光源放在外磁场中, 一条谱线会分裂成几条谱线, 后来人们称此现象为“塞曼效应”¹[1]. 塞曼将自己发现的现象和对现象的分析告诉了自己的导师洛伦兹 (Hendrik Lorentz), 洛伦兹一方面向塞曼介绍了计算磁场中带电粒子运动的方法, 一方面还指出了子谱线的偏振. 塞曼根据计算方法和子谱线的偏振进一步计算出了荷质比和带电粒子电荷的正负 [2]. 同时, 洛伦兹在理论上解释了谱线分裂成 3 条的原因, 并得到谱线的裂距等于一个洛伦兹单位 ($\tilde{L} = eB/4\pi mc$). 但是进一步的研究发现, 很多原子的光谱在磁场中的分裂情况非常复杂, 需要用量子理论才能解释, 这种现象称为“反常塞曼效应”.

塞曼效应是继“法拉第效应”和“克尔效应”之后, 第三个用来说明磁场和电场对光产生影响的例证. 从塞曼效应的结果中人们可以得到有关能级的数据, 即由分裂后子谱线的个数可以知道能级的 J 值, 从子谱线裂距的大小可以知道 g 因子 [1]. 这个现象的发现是对光的电磁理论的有力支持, 证实了磁矩和空间取向量子化, 使人们对物质光谱、原子和分子有了更深入的了解. 因此, 塞曼效应被誉为继 X 射线之后物理学最重要的发现之一.

本实验中, 我们使用气压扫描式法布里-珀罗标准具²观察并研究汞 (Hg) 放电灯的 546.1 nm 光谱线在外磁场作用下的塞曼分裂结果, 还可观察到谱线的超精细结构. 通过对光谱的分析, 我们可以得到各子谱线的波数差和相对强度, 最终我们可以求出荷质比, 并可以通过将实验测量结果与理论相比较, 证实理论的正确性, 让我们更加深入地理解塞曼效应.

* lhr@stu.pku.edu.cn; (86)15645049990

¹ 为区分没有磁场作用的光谱线, 我们称磁场作用分裂后的光谱线为子谱线.

² 简称 F-P 标准具, 一种分辨本领较高的分光仪器.

II. 理论 [1]

A. 原子的总磁矩和总角动量的关系

严格来讲，原子的总磁矩由电子磁矩和核磁矩两部分组成，但是由于后者比前者小三个数量级以上，所以这里我们暂时只考虑电子磁矩的影响。电子磁矩由两部分构成：电子绕原子核作轨道运动而产生的轨道磁矩，与电子自旋产生的自旋磁矩。根据量子力学的结果，电子的轨道角动量 \mathbf{P}_L 和轨道磁矩 $\boldsymbol{\mu}_L$ 以及自旋角动量 \mathbf{P}_S 和自旋磁矩 $\boldsymbol{\mu}_S$ 有如下关系

$$\boldsymbol{\mu}_L = \frac{e}{2m} \mathbf{P}_L, \quad \mathbf{P}_L = \sqrt{L(L+1)} \frac{h}{2\pi}, \quad \boldsymbol{\mu}_S = \frac{e}{m} \mathbf{P}_S, \quad \mathbf{P}_S = \sqrt{S(S+1)} \frac{h}{2\pi}.$$

其中 e, m 分别表示电子电荷和电子质量； L, S 分别表示轨道角动量量子数和自旋角动量量子数。记轨道角动量和自旋角动量合成的总角动量为 \mathbf{P}_J ，合成的总磁矩为 $\boldsymbol{\mu}$ ，如图 1 所示。

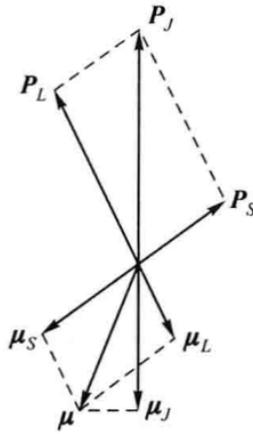


图 1. 角动量和磁矩矢量图

因为 $\boldsymbol{\mu}$ 绕 \mathbf{P}_J 的延长线旋进，垂直于 \mathbf{P}_J 的分量对外平均效果为零，因此，对外发生效果的是沿 \mathbf{P}_J 延长线方向的分量 $\boldsymbol{\mu}_J$ 。按照图 1 进行矢量运算可以得到 \mathbf{P}_J 与 $\boldsymbol{\mu}_J$ 数值上的关系为

$$\boldsymbol{\mu}_J = g \frac{e}{2m} \mathbf{P}_J. \quad (1)$$

其中

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

叫做朗德 (Landé) g 因子，它表征了单电子的总磁矩和总角动量之间的关系，决定了能级在磁场中分裂的大小。若是具有两个或者两个以上的电子，可以证明磁矩 $\boldsymbol{\mu}_J$ 与原子的总角动量 \mathbf{P}_J 的表达式与式 (1) 相同，但是 g 因子随着耦合类型不同有不同的计算方法，本实验中考虑 LS 耦合，与单电子的 g 因子式 (2) 具有相同的形式。

B. 外磁场对原子能级的影响

原子的总磁矩在外磁场中会受到力矩的作用，并得到附加的能量

$$\Delta E = -\boldsymbol{\mu}_J \cdot \mathbf{B} = g \frac{e}{2m} P_{J_z} B, \quad (3)$$

其中 P_{J_z} 是 z 方向上的角动量的大小。由于 $\boldsymbol{\mu}_J$ 和 \mathbf{P}_J 在磁场中的取向是量子化的，角动量的分量也是分立的，其量子化条件为

$$P_{J_z} = M \frac{h}{2\pi}, \quad M = J, J-1, \dots, -J, \quad (4)$$

共有 $2J+1$ 个 M 值，将式 (4) 代入式 (3) 得

$$\Delta E = Mg \frac{eh}{4\pi m} B. \quad (5)$$

这样，无外磁场时的一个能级，在外磁场的作用下分裂成 $2J+1$ 个子能级，每个能级附加的能量由式 (5) 决定，正比于外磁场 B 和朗德 g 因子。

C. 塞曼能级跃迁的选择定则

对应于能级 E_2 和 E_1 之间的跃迁，光谱线的频率 ν 满足下式：

$$\nu = \frac{1}{h}(E_2 - E_1).$$

在磁场中能级分裂后，附加的能量分别为 ΔE_2 和 ΔE_1 ，新的谱线频率为

$$\nu' = \frac{1}{h}(E_2 + \Delta E_2) - \frac{1}{h}(E_1 + \Delta E_1),$$

分裂谱线的频率差为

$$\Delta\nu = \nu' - \nu = \frac{1}{h}(\Delta E_2 - \Delta E_1) = (M_2 g_2 - M_1 g_1) \frac{eB}{4\pi m}.$$

分裂谱线的波数差为

$$\Delta\tilde{\nu} = (M_2 g_2 - M_1 g_1) \frac{eB}{4\pi mc} = (M_2 g_2 - M_1 g_1) \tilde{L}, \quad (6)$$

其中

$$\tilde{L} = \frac{eB}{4\pi mc} = 0.467B, \quad (7)$$

称为洛伦兹单位。

选择定则告诉我们 $\Delta M = 0, \pm 1$ (当 $\Delta J = 0$ 时，不存在 $M_2 = 0 \rightarrow M_1 = 0$ 的跃迁)。当 $\Delta M = 0$ 时，垂直于磁场观察时产生线偏振光，线偏振光的振动方向平行于磁场，称为 π 线。当 $\Delta M = \pm 1$ 时，垂直于磁场观察时，产生线偏振光，线偏振光的振动方向垂直于磁场，称为 σ 线³。根据辐射过程中，原子和发出的光子作为整体的角动量守恒这一原理，可以解释偏振光现象。

³ 平行于磁场观察时，产生圆偏振光，转动方向依赖于 ΔM 的正负号、磁场方向以及观察者相对磁场的方向。但是本实验不进行平行于磁场的观察。

D. 分裂谱线的强度

本实验用到的汞灯 546.1 nm 发光谱线是由双电子 $6s7s^3S_1 \rightarrow 6s6p^3P_2$ 的跃迁产生的. 根据偶极辐射的自发发射概率公式, 再考虑到子谱线偏振态, 可以得到在垂直于磁场观察时各线相对强度的理论公式.

对于 $J \rightarrow J+1$ 跃迁:

$$M_J \rightarrow M_J \pm 1, \quad I_\sigma = \frac{1}{4}(J \pm M_J + 1)(J \pm M_J + 2); \quad M_J \rightarrow M_J, \quad I_\pi = (J+1)^2 - M_J^2. \quad (8)$$

上述结果只适用于弱场⁴下的塞曼分裂.

根据式 (6)、式 (7) 和式 (8) 我们可以计算出各子谱线相对于无磁场时谱线的位置以及子谱线的相对强度. 最后结果由图 2 所示, 由此我们得到了理论上塞曼效应的结果.

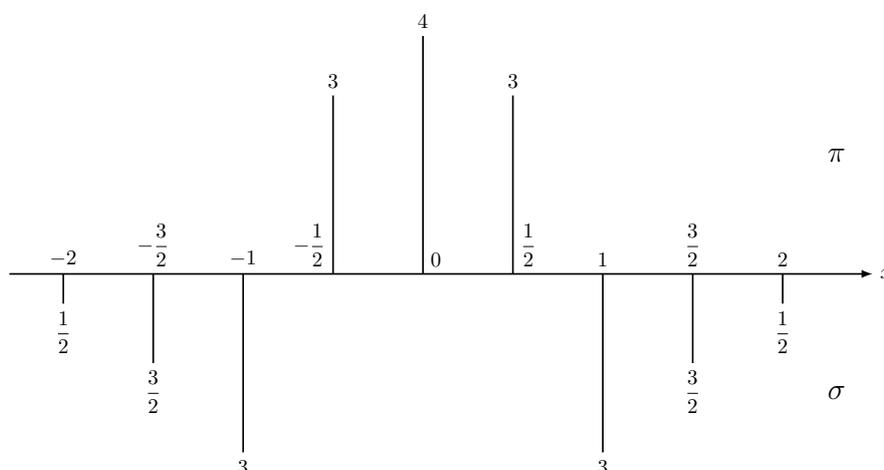


图 2. 汞 546.1 nm 谱线的塞曼分裂示意图. 横轴表示各条子谱线相对于无磁场时谱线的位置, 单位为洛伦兹单位 \tilde{L} . 横轴上的竖线表示 π 成分, 横轴下的竖线表示 σ 成分, 线段的长度表示谱线的相对强度, 用式 (8) 计算得到.

E. 超精细结构

用大型光栅光谱仪和 F-P 标准具等高分辨率仪器拍摄元素的光谱时, 会看到更细致的光谱结构, 称为超精细结构. 超精细结构主要是由核自旋以及核电四极矩引起的. 在本实验中, 我们在光谱上可以观察到多个超精细结构小峰. 在磁场作用下, 这些小峰会使得谱线复杂化, 导致实验结果和理论结果间一定程度上的差异.

III. 实验装置 [3]

图 3 给出了沿垂直磁场方向观察塞曼效应的装置. 实验装置主要分为气压扫描式 F-P 标准具和成像及监测系统. Hg 发出的光通过透镜和滤光片之后进入 F-P 腔发生干

⁴ 弱场指外磁场相对于原子自身的自旋轨道耦合作用比较弱, 不会破坏原子内部的耦合情况.

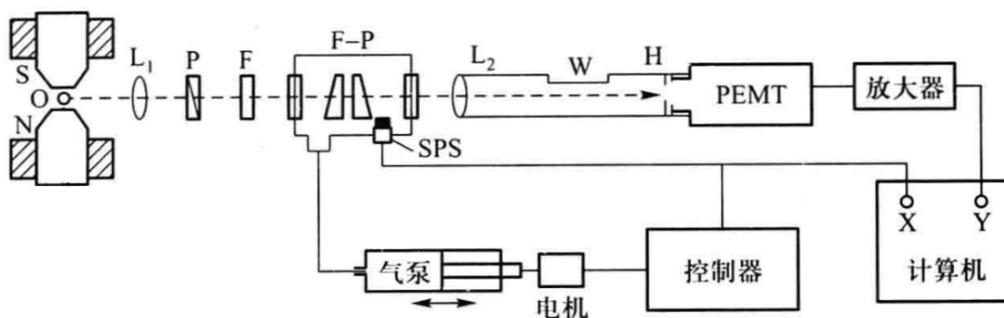


图 3. 实验装置示意图. 其中 O 为汞灯光源, N, S 为电磁铁的磁极, L_1, L_2 分别为准直透镜和成像透镜, P 为偏振片, F 为透过波长峰值为 546.1 nm 的透射干涉滤光片, F-P 为气压扫描式 F-P 标准具, SPS 为半导体压力传感器, PEMT 为光电倍增管.

涉, 再通过 L_2 成像在针孔光阑上, 光电倍增管 (PEMT) 可以检测等倾干涉环圆心处透过针孔光阑的光信号, 其输出电信号经过放大器接入计算机的 Y 轴. 半导体压力传感器 (SPS) 接入计算机的 X 轴, 作为横向扫描信号, 并通过气泵控制气室的压强.

最核心的实验装置自然是气压扫描式 F-P 标准具, F-P 标准具是由两块平面玻璃板及板间的一个间隔圈组成, 标准具的间隔圈的间隔 $h = 2\text{ mm}$, 所以自由光谱区 $\Delta\tilde{\nu}_R = 1/2h = 2.5\text{ cm}^{-1}$. 扫描式干涉仪的实质是改变光程差 $\Delta l = 2nh \cos\theta$, 气压扫描式 F-P 标准具通过改变腔内空气的密度即改变气压, 从而改变折射率 n , 实现几个干涉序的扫描范围.

在实验过程中, 我们首先要进行准直调节. 点燃汞灯, 确定汞灯位于磁场的几何位置中心. 先调节支架的角度, 使支架对准汞灯出光方向, 用纸屏确认 F-P 标准具处在发散光中间, 锁上毛玻璃屏观察, 移动支架使光斑居中. 再调节支架和汞灯的距离, 加透镜, 在毛玻璃上观察汞灯成像, 整体沿光路方向前后移动支架, 使得在毛玻璃形成较清晰大小相当的像.

其次, 我们要进行平行度调节. 先进行粗调, 加上毛玻璃, 眼睛朝三个方向移动, 若眼睛向某个方向移动时在中心有亮斑“冒出来”, 或中心圆环直径变大, 则把这个方向的旋钮压紧或者把相反方向的旋钮放松 (以减小这个方向的 h). 反复调节直到眼睛向各个方向移动时, 观察不到吞吐现象. 再进行细调, 加针孔光阑, 准直后加磁场, 用慢速 II 档升压, 若看到有多条条纹向某个方向移动, 则把这个方向的旋钮放松或者把相反方向的旋钮压紧 (以增大这个方向的 h). 反复调节直到在压强变化时, 视场只有明暗变化, 无单方向移动. 在本次实验中, 我们尽可能进行了三轮平行度的细调工作, 使得测量得到光谱的质量越来越高.

最后, 我们要进行光谱测量. 取下针孔光阑, 将光电倍增管套入 H 出射口并锁紧. 关闭控制器电源后, 正确连接高压和信号线. 连接光电倍增管旁侧的小灯电源, 调节 F-P 俯仰倾斜, 使得从观察窗口 W 可以看到汞灯等倾干涉环圆心和针孔光阑重合. 随后关闭 W 窗口, 打开高压电源, 根据前两次试错得到的信号强度设置高压为 -475 V, 设置量程为 4 档, 遮挡各光源后, 调节“调零”旋钮至电流为 0 mA. 打开电脑 JC 测量软件, 新建文件, 调节励磁电流为相应测量所需电流进行多次光谱测量, 扫描速度为慢速 II 档进行升压, 控制器扫描到最高气压时自动停, 需立即“复位”, 并松开放气螺丝

至气压显示 100 mV 左右后再锁紧螺丝. 在气压扫描控制器扫描时, 依次测量: (1) 无磁场作用时, 汞灯 546.1 nm 的光谱图; (2) 在 0.8 T 磁场 (对应励磁电流为 4.0 A) 作用下, 测量汞灯 546.1 nm 光分裂后的子谱线的光谱图; (3) 在 1.0 T 磁场 (对应励磁电流为 5.0 A) 作用下, 测量汞灯 546.1 nm 光分裂后的子谱线的光谱图; (4) 在 1.0 T 磁场作用下, 汞灯 π 线的光谱图; (5) 在 1.0 T 磁场作用下, 汞灯 σ 线的光谱图.

IV. 结果与讨论

A. 塞曼谱线测量结果

图 4 展示了汞灯 546.1 nm 在无磁场、0.8 T 磁场和 1.0 T 磁场下的光谱图. 如图 4(a) 所示, 在一个光谱周期内, 光谱只有一个明显的主峰, 而周围的不太平整的凸起就是汞灯 546.1 nm 线附近的精细结构和超精细结构. 加入磁场后, 谱线发生分裂. 从图 4(b) 和图 4(c) 中我们可以看出, 在一个光谱周期内原来的 546.1 nm 线分裂成了 9 条子谱线, 并且在 1.0 T 磁场下谱线的分裂比在 0.8 T 磁场下谱线的分裂更明显, 说明磁场越强, 谱线的分裂就越明显.

因为 π 光和 σ 光的偏振方向不同, 所以通过在光路中加入滤波片, 并改变其不同取向, 可以在光谱图上只观察到 π 和 σ 线. 图 5 展示了在 1.0 T 磁场下, π 线和 σ 线的光谱图. 可以看到, 图 5(a) 中在一个周期保留的三条线是 π 线, 而图 5(b) 中在一个周期保留的六条线是 σ 线, 这和我们的预期相一致. 因为通过式 (6) 我们可以计算出, π 线波长的偏离是要比 σ 线更大的. 图中的一些没能滤去的峰可能是由于偏振片的滤光特性和方向放置得没有那么完美导致的.

B. 对各子谱线的数据处理

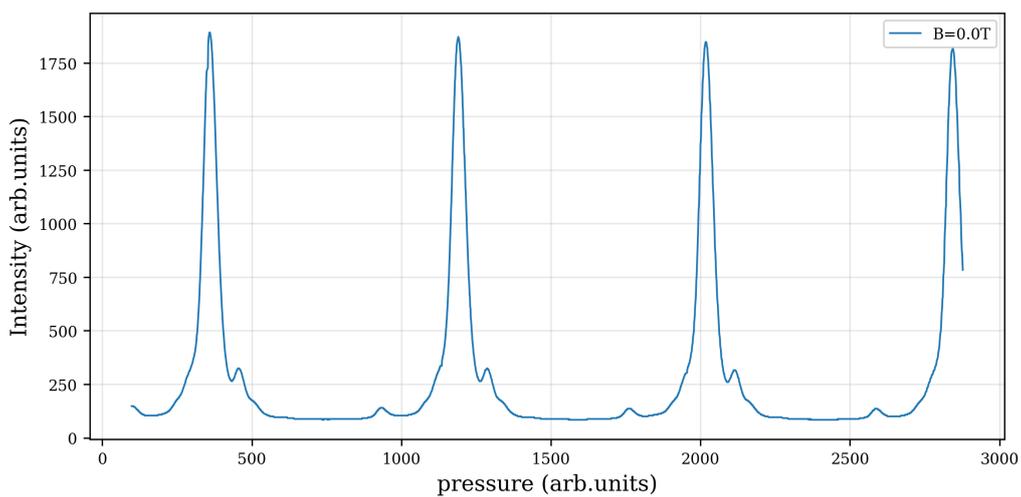
由于谱线之间间隔较近, 难免产生相互影响, 所以我们实际观察到的子谱线并不是分立的, 而是相互连在一起的, 于是考虑通过分峰拟合找出不同峰值的位置. 考虑到塞曼效应下的谱线由于主要受自然宽度 (寿命展宽) 以及碰撞展宽的影响, 其本征线型往往更接近于洛伦兹分布, 本实验中在较高气压条件下, 碰撞展宽往往会占据主导, 使谱线更接近纯洛伦兹型, 于是通过洛伦兹线型函数进行拟合:

$$g_L(\nu, \nu_0) = \frac{1}{\pi} \frac{a_L}{(\nu - \nu_0)^2 + a_L^2} [4]. \quad (9)$$

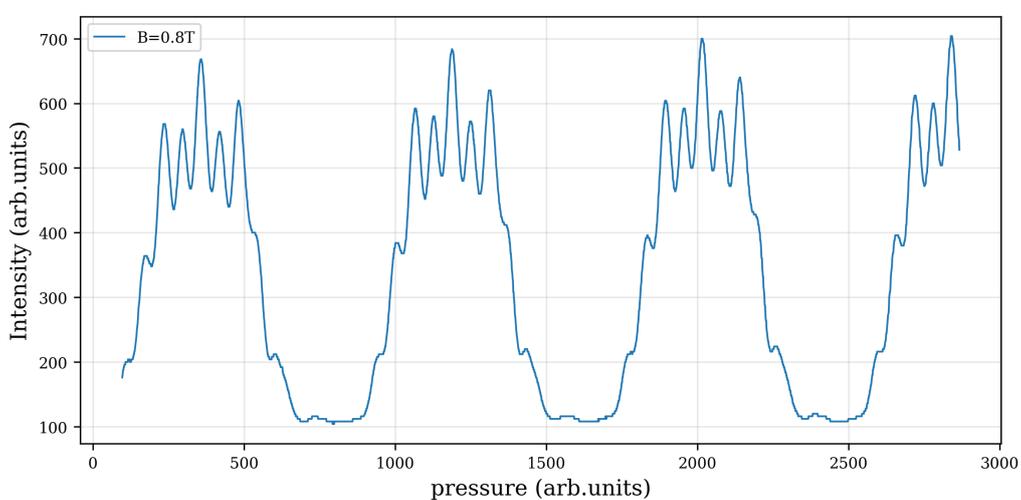
首先通过 Python 语言编程预处理数据, 截取图 4(c) 中间的两个包含九条子谱线的自由光谱区⁵的数据并去掉本底, 再将预处理后的数据进行九峰洛伦兹函数拟合, 找出不同峰值的位置以及峰值大小.

图 6 和图 7 分别给出了汞灯光谱线一个自由光谱区内的多峰拟合结果, 使用图 4(c) 中 $p \in [760, 1590]$ 和 $p \in [1590, 2420]$ 两个完整的周期的数据进行拟合. 通过拟

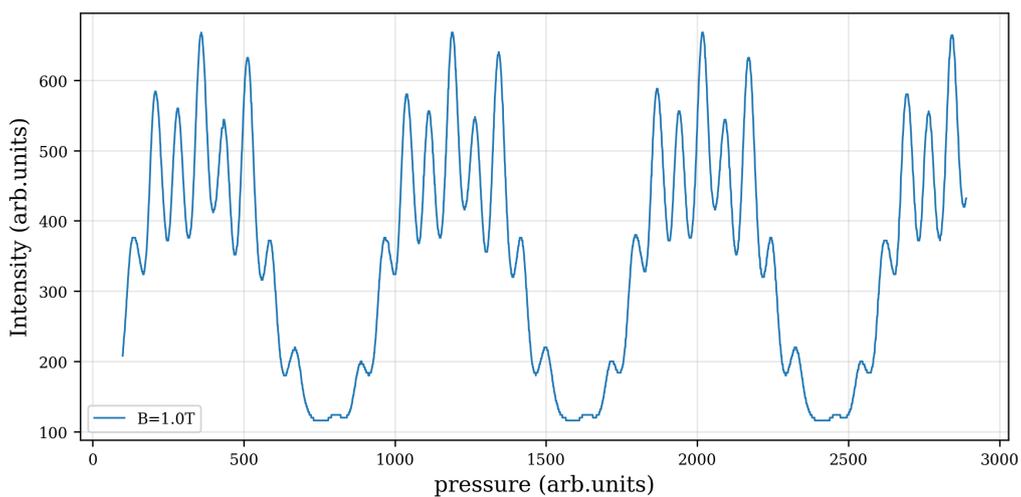
⁵ 经计算, 波数差 $\Delta\nu_R = 2.5 \text{ cm}^{-1}$, 对应的压强差约为 $\Delta p = 830 \text{ arb.units}$.



(a) 无磁场作用时 ($I_{\text{励磁}} = 0.01 \text{ A}$)

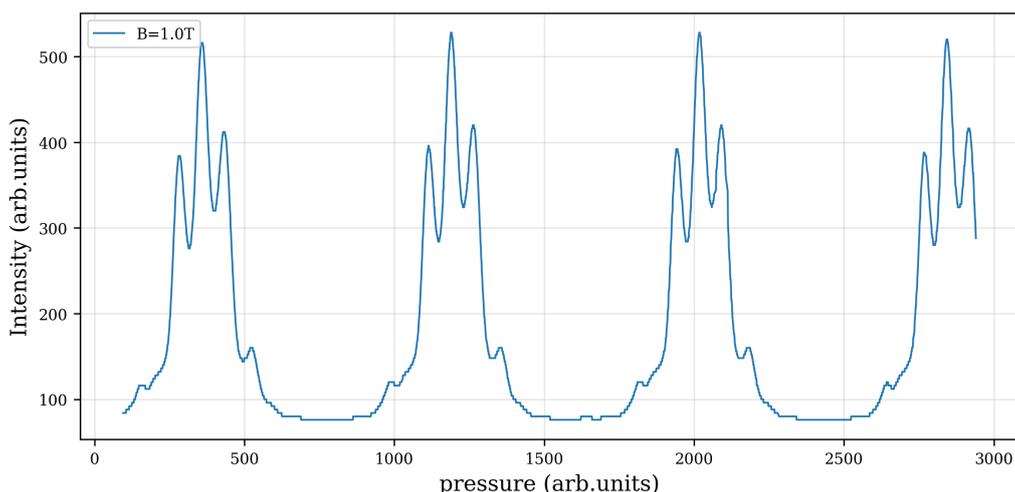


(b) 0.8 T 磁场作用时 ($I_{\text{励磁}} = 4.01 \text{ A}$)

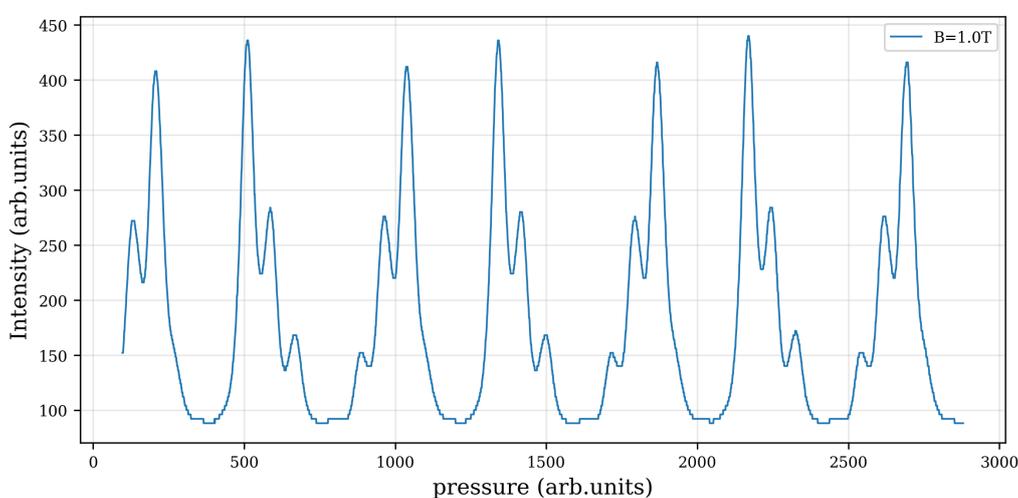


(c) 1.0 T 磁场作用时 ($I_{\text{励磁}} = 5.00 \text{ A}$)

图 4. 不同大小磁场作用时汞灯光谱线的扫描结果



(a) π 线的光谱图



(b) σ 线的光谱图

图 5. 1.0 T 磁场作用时汞灯光谱线不同偏振的扫描结果

合我们可以确定各个子谱线相对于 546.1 nm 谱线⁶的平均距离和各个子谱线的平均相对强度⁷，进而计算各个子谱线相对于 546.1 nm 谱线的波数差 $\Delta\tilde{\nu}_i$ ，并分别列表与理论值进行比较。

通过子谱线与主谱线的距离和光谱的周期的比值可以得到子谱线相对于主谱线的偏移，表 I 展示了子谱线偏移的实验结果以及与理论值的比较。从表 I 中我们可以看到，子谱线与 546.1 nm 谱线的波数差的实验值和理论值基本是吻合的，符合我们的预期。但是实验值和理论值还是产生了一定的偏离——每个实验值的绝对值都要比理论值的绝对值小，这可能有如下两个原因：

第一个原因是磁场强度不准确。虽然操作手册上写的是 5.0 A 的励磁电流可以激发 1.0 T 的磁场，但是可能由于仪器的使用年限等原因导致实际性能减退，进而导致实际激发的磁场比 1.0 T 要小，这样根据式 (6) 可知实验中的洛伦兹单位比理论值要小，也

⁶ 考虑为居中峰值最高的谱线。

⁷ 对于能够获取完整数据的两个自由光谱区中的数据取平均以减小非线性的影响。

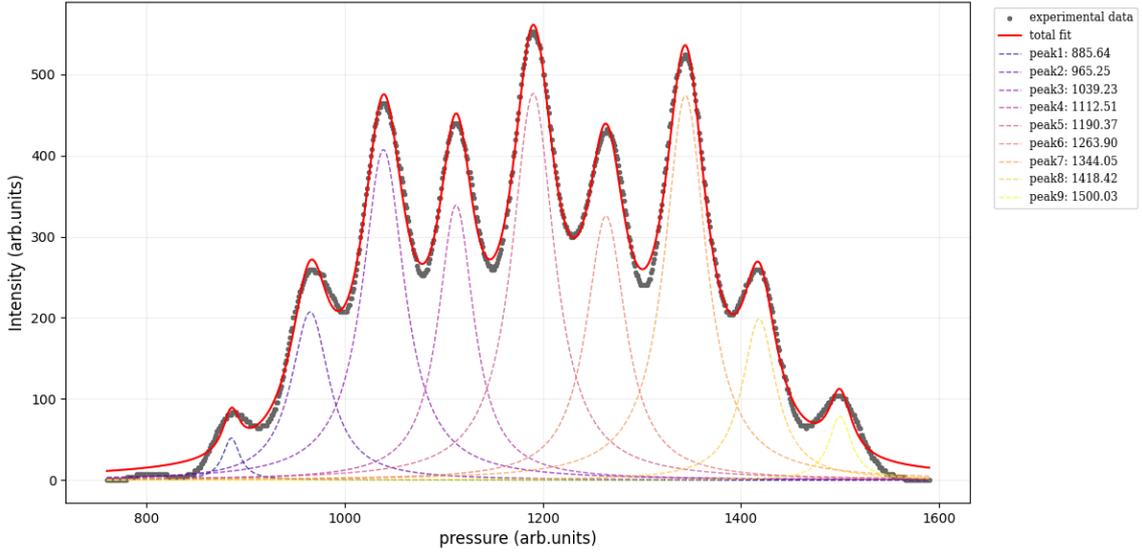


图 6. 汞灯光谱线一个自由光谱区内的多峰拟合结果，使用图 4(c) 中 $p \in [760, 1590]$ 的数据进行拟合.

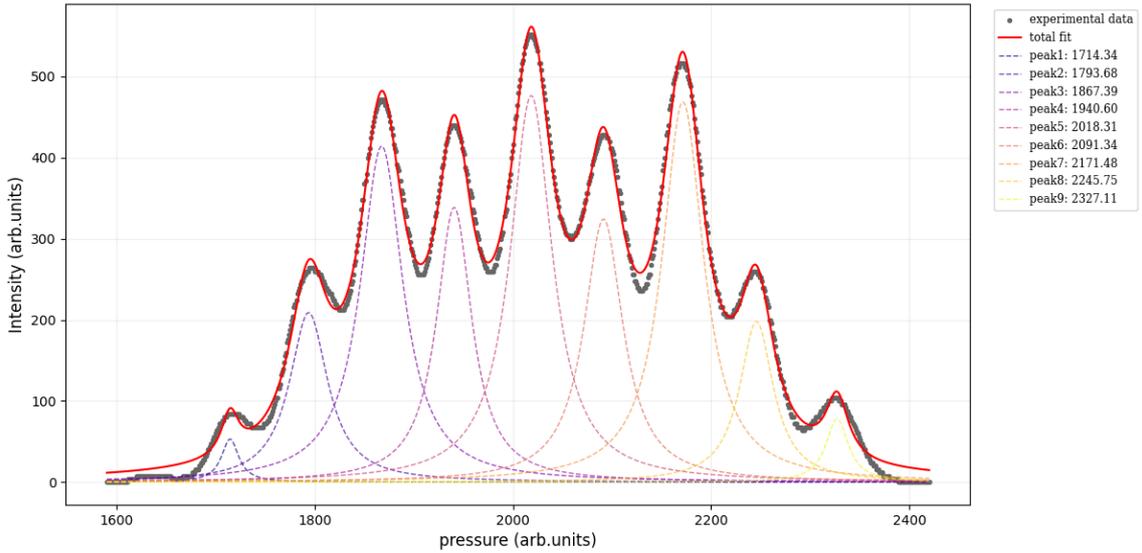


图 7. 汞灯光谱线一个自由光谱区内的多峰拟合结果，使用图 4(c) 中 $p \in [1590, 2420]$ 的数据进行拟合.

就导致了子谱线与 546.1 nm 谱线的波数差的实验值比理论值要小了.

第二个原因是汞原子内部比较复杂的结构. 546.1 nm 谱线是双电子从 $6s7s^3S_1$ 态跃迁至 $6s6p^3P_2$ 态产生的, 这和单电子跃迁的情形有一定区别, 电子之间的耦合作用可能会导致这里的有效的荷质比和小于标准值, 那么同样的, 根据式 (6) 我们可以知道波数差的实验值要比理论值小.

通过去除本底后的各峰的峰值高度可以得到各子谱线的相对强度, 表 II 展示了各个子谱线的相对强度以及与理论值的比较. 通过表 II 中的实验数据与理论值的对比我们可以看到实验得到的子谱线相对强度和理论值基本上是可以一一对应的, 但是对于 σ

表 I. 外磁场为 1.0 T 情形下, 各子谱线相对于 546.1 nm 谱线的波数差偏移. 波数差 $\Delta\nu_R = 2.5 \text{ cm}^{-1}$, 对应的压强差约为 $\Delta p = 830 \text{ arb.units}$.

峰 ^a	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4
$\overline{\Delta p}$ (arb.units)	-304.345	-224.87	-151.02	-77.77	0	73.285	153.425	227.75	309.235
$\Delta\nu_{R_{\text{exp}}}$ (cm^{-1})	-0.917	-0.677	-0.455	-0.234	0	0.221	0.462	0.686	0.931
$\Delta\nu_{R_{\text{theo}}}$ (cm^{-1}) ^b	-0.934	-0.701	-0.467	-0.234	0	0.234	0.467	0.701	0.934

^a 这里我们将 546.1 nm 的峰标记为 0 号峰, 其余为磁场下分裂的子谱线, 且向左向右分别标记为 -1, -2, ... 和 1, 2, ... 号峰.

^b 子谱线相对于 546.1 nm 谱线的波数差的理论值 $\Delta\nu_{R_{\text{theo}}}$ 可由 图 2 得到, 其中本实验使用的磁场强度 $B = 1.0 \text{ T}$.

光, 实验值普遍来讲比理论值偏大, 而且实验值明显有左右不对称的现象产生, 右侧的 2 号峰明显理论值高出不少, 这是在我们预期之外的. 这也可能有如下两个原因:

表 II. 外磁场为 1.0 T 情形下, 各子谱线的相对强度

峰	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4
Intensity (arb.units)	52.45	208.025	410.47	338.525	476.215	324.85	471.005	198.265	78.355
相对强度 ^a	0.441	1.747	3.448	2.843	4	2.729	3.956	1.665	0.658
相对强度理论值	0.5	1.5	3	3	4	3	3	1.5	0.5

^a 因为由 式 (8) 算出的 $M_J = 0 \rightarrow M_J = 0$ 谱线 (即峰值最高的谱线) 的相对光强为 4, 为了更好的将理论值和实验值相比较, 这里我们将 0 号峰的相对强度调整为 4, 其余子谱线的强度也等比例对应, 这样对于整个光谱来说并没有本质的影响.

一是因为 F-P 标准具以及成像系统并不严格与磁场垂直. 由 式 (8) 给出的相对光强是在垂直于磁场观察时才能得到的, 但是在不垂直于磁场的地方, 由于汞灯分裂谱线向四周发光不是各向同性的, 于是在不同于垂直磁场的方向观察的时候可能就会发现光谱不对称的现象. 同时, 我们知道当平行于磁场时, I_π 为 0, I_σ 为垂直方向上的两倍, 所以考虑包含平行于磁场的分量时, 能够解释为什么对于 σ 光, 实验值普遍来讲比理论值偏大.

二是因为超精细结构的影响. 如 图 4(a) 所示, 即使是在没有磁场的情形下, 汞灯的光谱也不是完全对称的. 在 546.1 nm 谱线峰的左右侧都有次峰, 前面分析过这是超精细结构的影响, 而在发生塞曼效应后, 超精细结构也会对光谱产生影响, 使得光谱和理想情况产生一定的偏移. 右侧的 2 号峰的显著偏移明显是受到了 图 4(a) 中谱线右侧的次峰的影响, 在 图 6 和 图 7 中也能够看到在左侧 -4 号峰左侧还有一个微弱的隆起, 应该也来自于 图 4(a) 中谱线左侧的小峰的影响.

因为以上的数据分析都建立在对于光谱图的多峰拟合结果之上, 所以对于以上的两方面的数据分析中的误差, 还应该有一个原因在于进行多峰拟合时, 使用的是纯洛伦兹线型函数进行的拟合, 忽略了由多普勒效应导致的非均匀展宽 (一般用高斯分布函数表示). 对于气体工作物质, 更进一步应该使用同时考虑两种展宽机制的综合展宽线型函

数，即将两个函数卷积得到的 Voigt 线型函数进行拟合，其最大值一般比纯洛伦兹和多普勒线型函数的最大值都小 [4].

C. 根据光谱求荷质比

根据 式 (7)，我们可以通过洛伦兹单位 \tilde{L} 计算得到荷质比：

$$\frac{e}{m} = \frac{4\pi c \tilde{L}}{B}. \quad (10)$$

本实验中 $B = 1.0 \text{ T}$ ， c 为光速.

为得到洛伦兹单位，我们对 表 I 中的波数差做线性拟合. 线性拟合的结果如 图 8 所示，斜率 $k = 0.229 \text{ cm}^{-1}$ ，相关系数 $R = 0.99994$ ，拟合的效果还不错，所以可以由斜率计算洛伦兹单位：

$$\tilde{L}_{\text{exp}} = 2k = 0.458 \text{ cm}^{-1}. \quad (11)$$

进而可计算荷质比：

$$\frac{e}{m} = \frac{4\pi c \tilde{L}_{\text{exp}}}{B} = 1.73 \times 10^{11} \text{ C/kg}. \quad (12)$$

本实验得到的荷质比相比于标准值 $(e/m)_{\text{std}} = 1.76 \times 10^{11} \text{ C/kg}$ [2] 偏小，但相对误差 $\delta = 1.70\%$ 较小，比较符合预期. 由于这里的计算完全和 表 I 是相反的⁸，所以产生误差的原因和对于 表 I 的分析是一致的，不再赘述.

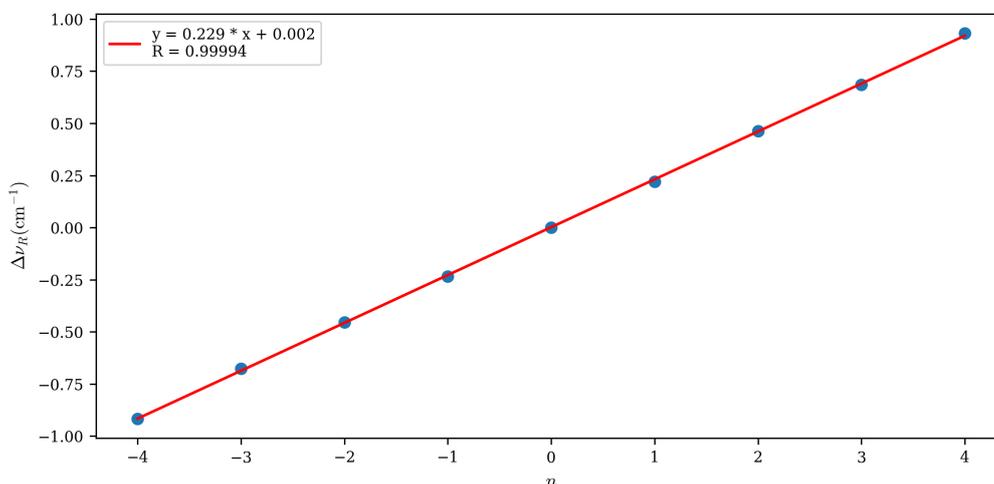


图 8. 1.0 T 磁场作用时，对波数差做线性拟合的结果. 横轴为谱线峰的标号，纵轴为与 546.1 nm 线的波数差.

⁸ 在 表 I 中我们是先假定了荷质比是标准值，然后通过磁场大小算出波数差的理论值，但是这里我们是利用波数差的实验值反推荷质比的实验值.

V. 结论

本实验我们通过气压扫描式法布里-珀罗标准具对汞灯的 546.1 nm 谱线以及其在磁场下的塞曼光谱进行了观察和测量. 本报告给出了汞灯 546.1 nm 谱线在无磁场、0.8 T 磁场和 1.0 T 磁场下的光谱图, 还测量了 1.0 T 磁场作用下 π 线和 σ 线的光谱图. 之后, 本报告对光谱图做了较为详细的分析, 通过对图 4(c) 中 $p \in [760, 1590]$ 和 $p \in [1590, 2420]$ 两个完整的周期的数据进行九峰洛伦兹函数拟合, 确定了各个子谱线相对于 546.1 nm 谱线的波数差 $\Delta\tilde{\nu}_i$ 和各个子谱线的平均相对强度, 并分别列表与理论值进行比较, 发现和理论值基本一致, 并多方面分析误差来源, 加深了我们对于塞曼效应的理解. 最后, 本报告通过对各个子谱线相对于 546.1 nm 谱线的波数差 $\Delta\tilde{\nu}_i$ 的拟合计算了电子的荷质比 $(e/m)_{\text{exp}} = 1.73 \times 10^{11} \text{ C/kg}$, 并与标准值进行了比较, 发现两者十分接近, 证实了理论的正确性. 但是, 由于时间有限, 本报告并未能对光谱中与理论偏差的部分做出更加定量的解释. 将来的实验还可以更加深入研究汞灯 546.1 nm 谱线周围的现象, 包括在更大范围的磁场下谱线的分裂情况, 不同参数对谱线的影响, 以及使用更优的数据分析方法如使用 Voigt 线型函数进行光谱拟合分析.

致谢

感谢庄泓昊同学协力完成了本实验, 感谢蒋莹莹老师在实验中的讲解和指导.

-
- [1] 吴思诚, 荀坤, 近代物理实验, 4th ed. (高等教育出版社, 北京, 2015).
 - [2] 宋世榕, 物理 **22**, 0 (1993).
 - [3] 汞原子 546.1 nm 谱线的塞曼效应观测仪器操作手册, 北京大学物理学院近代物理实验室.
 - [4] 武臣, 光谱线型函数及拟合方法的研究, Master's thesis, 华北电力大学 (2013).

附录 A: 思考题

1. 从塞曼分裂谱中如何确定能级的 J 量子数?

首先由于 π 线是磁量子数不变的跃迁放出的, 所以通过数 π 线的数目即可得到两个能级之间相等的磁量子数. 如 图 4(b) 所示, 有 3 条 π 线, 那么就可以知道两个能级之间有 3 个磁量子数是重合的, 即为 $-1, 0, 1$. 而 σ 线是磁量子数加一或者减一的跃迁, 所以通过数 σ 线的数目就可以得到其中某个能级比另一个能级的磁量子数能取到的数多了多少. 如 图 4(b) 所示, 有 6 根 σ 线, 说明其中一定有一个能级比另一个能级能够取到的磁量子数多 2, 即为 $-2, -1, 0, 1, 2$. 因此我们可以得到两个能级的 J 量子数一个是 1 一个是 2, 同时应该注意到因为对于 LS 耦合机制, 跃迁的选择定则中 $\Delta J = 0, \pm 1$ (不存在 $J_2 = 0 \rightarrow J_1 = 0$ 的跃迁), 所以 J 量子数较大的能级的 J 量子数不能再变大. 但是由于选择定则的对称性, 光凭借塞曼分裂谱我们不能知道这个光谱线是由 $J = 1$ 的能级跃迁到 $J = 2$ 的能级还是 $J = 2$ 的能级跃迁到 $J = 1$ 的能级, 还需要知道能级之间的大小关系才可以确定, 如 图 9 所示.

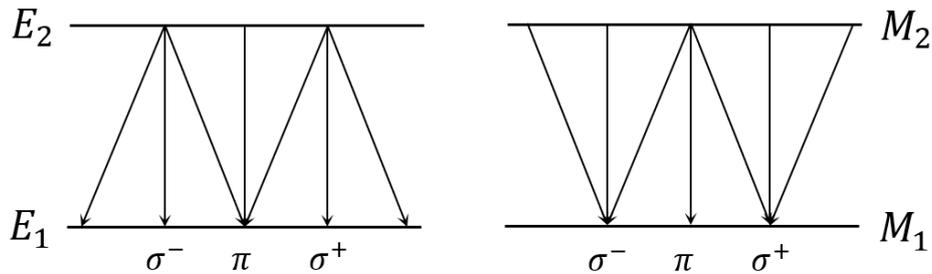


图 9. 产生塞曼分裂谱的两种能级分布情况. 左侧是由 $J = 1$ 的能级跃迁到 $J = 2$ 的能级, 右侧是由 $J = 2$ 的能级跃迁到 $J = 1$ 的能级.

2. 根据塞曼分裂谱的裂距如何确定能级的 g 因子数?

若已知能级之间的大小关系, 比如本实验中 546.1 nm 线是由 $J = 2$ 的能级跃迁到 $J = 1$ 的能级放出的, 那么根据 式 (6) 我们就可以知道各个子谱线的波数差 (即裂距) 和朗德因子 g_1, g_2 的关系⁹. 由此我们就可以通过实验测量得到的波数差 $\Delta\nu_i$ 列方程解方程即可计算出两个能级的朗德因子.

⁹ 在这里我们需认为洛伦兹单位 \tilde{L} 是一个已知的量.