汞 546.1 nm 谱线塞曼效应的实验研究

严晨旭

北京大学物理学院　学号：2100011610

2024 年 3 月 14 日

摘　要：　本实验使用气压扫描式法布里–珀罗（F–P）标准具（间隔圈厚度 $h = 2$ mm，自由光谱区 $\Delta\tilde{\nu}_R = 1/(2h) = 2.5\ \mathrm{cm}^{-1}$），在垂直于磁场的方向上观察了汞放电灯 546.1 nm 谱线（跃迁 $6s7s\,{}^3S_1 \to 6s6p\,{}^3P_2$）在约 1 T 磁场作用下的塞曼分裂。在无磁场、中心磁场（励磁电流 5.0 A）以及偏离磁场中心三种条件下分别记录了 F–P 透射光谱，并在磁场下用偏振片分离出 π 成分与 σ 成分。实验测得每个干涉序内均有 9 条子谱线，其相对位置与由朗德 g 因子计算得到的反常塞曼图样一致；以各子谱线波数差对理论值 $(M_2 g_2 - M_1 g_1)$ 作过原点线性拟合，得到洛伦兹单位 $\tilde{L} = (0.5186 \pm 0.0012)\ \mathrm{cm}^{-1}$。取磁场 $B = 1.0$ T，得到荷质比 $e/m = (1.954 \pm 0.005) \times 10^{11}$ C/kg，比公认值 1.759×10^{11} C/kg 偏高约 11%；若采用公认的 e/m 反推，则灯管处的实际磁感应强度约为 1.11 T。实验中还观察到 π 线为 3 条、σ 线为 6 条，以及谱线的超精细结构，并据此讨论了系统偏差的来源。

关键词：　塞曼效应；F–P 标准具；反常塞曼分裂；朗德 g 因子；洛伦兹单位；荷质比

I 引　言

1896 年，荷兰物理学家塞曼（Pieter Zeeman）发现把光源放在外磁场中时，原来的一条光谱线会分裂成若干条偏振的子谱线，这一现象被称为塞曼效应。在弱磁场下，若分裂后相邻子谱线的波数差恰好等于一个洛伦兹单位，且分裂谱线数为 3，则称为正常塞曼效应；大多数物质的谱线分裂数目多于 3，且裂距大于或小于一个洛伦兹单位，称为反常塞曼效应。前者可由经典电子轨道运动给出解释，后者则只有量子理论才能给出满意的说明。塞曼效应与法拉第效应、克尔效应一样，是从实验上说明磁场对光的作用的重要例证：由分裂后子谱线的个数可以判断能级的 J 值，由裂距的大小可以确定朗德 g 因子，因此塞曼效应是研究原子能级结构的重要方法之一。

本实验选用汞放电灯 546.1 nm 谱线，该谱线的上、下能级分别为 $6s7s\,{}^3S_1$ 与 $6s6p\,{}^3P_2$，是典型的反常塞曼效应事例。我们使用分辨本领很高的气压扫描式 F–P 标准具，在垂直于磁场的方向上观测其塞曼分裂，测量各子谱线的位置、相对强度与偏振态，并将实验测得的洛伦兹单位与理论值比较，进而测定电子的荷质比 e/m。

II 实验原理

A 原子的磁矩与朗德 g 因子

原子中的电子具有轨道角动量 $\boldsymbol{P}_L$、自旋角动量 $\boldsymbol{P}_S$ 以及相应的轨道磁矩 $\boldsymbol{\mu}_L$、自旋磁矩 $\boldsymbol{\mu}_S$，它们满足

$$\boldsymbol{\mu}_L = \frac{e}{2m}\boldsymbol{P}_L, \qquad \boldsymbol{\mu}_S = \frac{e}{m}\boldsymbol{P}_S. \tag{1}$$

由于 $\boldsymbol{\mu}_S$ 与 $\boldsymbol{P}_S$ 之比是 $\boldsymbol{\mu}_L$ 与 $\boldsymbol{P}_L$ 之比的两倍，合成的总磁矩 $\boldsymbol{\mu}$ 并不与总角动量 $\boldsymbol{P}_J$ 同向。考虑旋进后对外起作用的是 $\boldsymbol{\mu}$ 沿 $\boldsymbol{P}_J$ 方向的分量 $\boldsymbol{\mu}_J$，它与 $\boldsymbol{P}_J$ 的关系为

$$\boldsymbol{\mu}_J = g\frac{e}{2m}\boldsymbol{P}_J, \qquad g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}, \tag{2}$$

其中 g 称为朗德 g 因子。对于 LS 耦合的多电子原子，g 因子可由各电子的 g_i 按角动量耦合公式组合得到。

B 外磁场中的能级分裂与选择定则

总磁矩 $\boldsymbol{\mu}_J$ 在外磁场 $\boldsymbol{B}$ 中受到力矩的作用而发生旋进，引起的附加能量为

$$\Delta E = -\boldsymbol{\mu}_J \cdot \boldsymbol{B} = Mg\frac{eh}{4\pi m}B, \qquad M = J,\, J-1,\, \cdots,\, -J. \tag{3}$$

即无磁场时的一个能级在外磁场中分裂为 $2J+1$ 个子能级，附加能量正比于 B 与 g 因子。对于上、下能级之间的电偶极跃迁，选择定则为

$$\Delta M = 0,\ \pm 1, \tag{4}$$

于是分裂谱线的波数差为

$$\Delta\tilde{\nu} = \nu' - \nu = (M_2 g_2 - M_1 g_1)\frac{eB}{4\pi mc} = (M_2 g_2 - M_1 g_1)\tilde{L}, \qquad \tilde{L} = \frac{eB}{4\pi mc} = 0.467\,B \ \ (\mathrm{cm}^{-1}), \tag{5}$$

其中 $\tilde{L}$ 称为洛伦兹单位，当 B 以特斯拉为单位时 $\tilde{L}$ 的单位为 cm^{-1}。

$\Delta M = 0$ 的跃迁产生振动方向平行于磁场的线偏振光，称为 π 线；当沿垂直于磁场方向观察时，π 线为线偏振光，σ 线（$\Delta M = \pm 1$）也是线偏振光，但振动方向垂直于磁场。沿平行于磁场方向观察时 π 成分不出现，σ 线变为圆偏振光。

C 汞 546.1 nm 谱线的理论塞曼图样

汞 546.1 nm 谱线对应跃迁 $6s7s\,{}^3S_1 \to 6s6p\,{}^3P_2$，由式 (2) 可得上能级的 $g_2 = g({}^3S_1) = 2$，下能级的 $g_1 = g({}^3P_2) = 3/2$。上能级 $J=1$ 分裂为 3 个子能级，下能级 $J=2$ 分裂为 5 个子能级，满足 $\Delta M = 0, \pm 1$ 的跃迁共有 9 条子谱线。按 $M_2 g_2 - M_1 g_1$ 计算，它们相对于无磁场谱线的位置依次为

$$-2,\ -1.5,\ -1,\ -0.5,\ 0,\ 0.5,\ 1,\ 1.5,\ 2 \quad (\text{单位：}\ \tilde{L}), \tag{6}$$

其中位置为 $-0.5,\, 0,\, 0.5$ 的三条为 π 线，其余六条为 σ 线；由偶极辐射的相对强度公式可得各子谱线的理论相对强度依次为 $0.5, 1.5, 3, 3, 4, 3, 3, 1.5, 0.5$。

D 气压扫描式 F–P 标准具

F–P 标准具由两块内表面镀高反射膜、平行度优于 1/30 波长的平面玻璃板和中间的间隔圈组成。单色平行光以小角度 θ 入射时，相邻透射光束的光程差为 $\Delta l = 2nh\cos\theta$，干涉极大满足

$$2nh\cos\theta = N\lambda. \tag{7}$$

由此可得标准具的自由光谱区（色散范围）

$$\Delta\tilde{\nu}_R = \frac{1}{2nh}, \tag{8}$$

本实验中间隔圈厚度 $h = 2$ mm、介质为空气 $n \approx 1$，故 $\Delta\tilde{\nu}_R = 1/(2h) = 2.5\ \mathrm{cm}^{-1}$。标准具的精细度 $F = \pi\sqrt{R}/(1-R)$ 表征一个自由光谱区内所能分辨的谱线数，反射率 $R > 90\%$。

扫描式 F–P 标准具通过连续改变光程差来实现对干涉序的连续扫描。本实验采用气压扫描方式：用气泵缓慢改变气室内空气的密度从而改变折射率 n。由于气压变化时两镜间距基本不变，这种方法对振动不敏感、可线性慢扫，且容易获得较高的精细度。半导体压力传感器输出与气压成正比的电压作为 X 坐标，经针孔光阑透过的光信号经光电倍增管转换为电信号作为 Y 坐标，计算机即记录下光强随气压（等效于波数）变化的塞曼分裂光谱。

III 实验装置与过程

A 实验装置

实验装置如图 1 所示（沿垂直于磁场方向观察）。汞放电灯 O 置于电磁铁 N–S 极之间的磁场中心；准直透镜 L_1 将汞灯发出的光变为近似平行光；偏振片 P 用来鉴别 π 成分与 σ 成分；滤光片 F（透射峰值 546.1 nm）滤去其他谱线；F–P 为气压扫描式标准具（$h = 2$ mm）；L_2 为成像透镜，将干涉花样成像于针孔光阑 S 上；PEMT 为光电倍增管，其输出的电信号经放大器接入计算机 Y 轴；SPS 为半导体压力传感器，其信号一路作为计算机的 X 轴扫描信号，一路经控制器反馈控制步进电机以稳定气压变化速率。

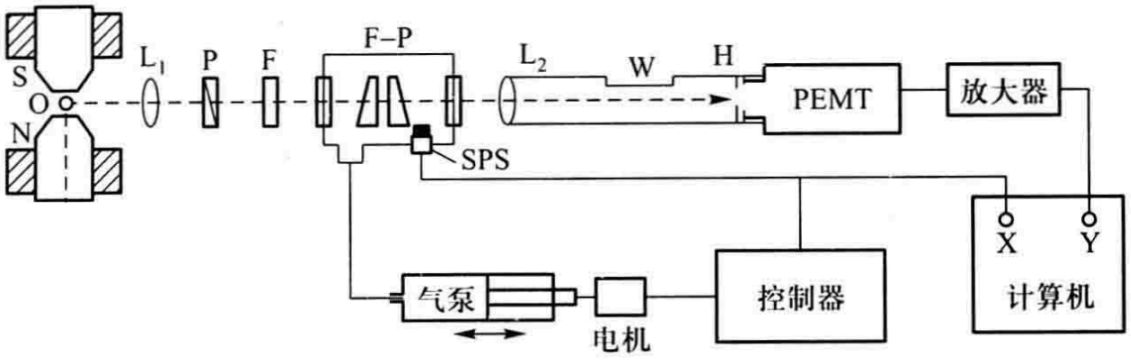


图 1: 实验装置示意图（O 汞灯；L_1, L_2 透镜；P 偏振片；F 滤光片；F–P 标准具；SPS 压力传感器；PEMT 光电倍增管）

B 实验过程

1. 点燃汞灯，检查汞灯是否位于磁场的几何中心，并调节光路共轴，使平行光正入射到标准具窗口；粗调、细调标准具两平面镜的平行度（粗调依据等倾干涉环中心的吞、吐现象，细调依据气压扫描时干涉环中心是否移动）。

2. 将成像透镜 L_2、观察窗口 W、针孔光阑 S、光电倍增管 PEMT 依次引入光路并共轴，确认汞灯像中心、等倾干涉环圆心与针孔重合。

3. 打开数据采集软件。在无磁场时记录汞 546.1 nm 的 F–P 透射光谱，作为判断自由光谱区与超精细结构的依据。

4. 在磁场（励磁电流 5.0 A，约 1 T）下记录 546.1 nm 分裂后的 9 条子谱线的光谱，测量并记录相邻两个以上干涉序内各 9 条子谱线顶点的 x、y 值。

5. 在磁场下分别插入偏振片并旋转其方位，测出 π 线与 σ 线的光谱并存储。

6. 改变汞灯相对磁场中心的位置，记录偏离磁场中心时的分裂光谱，用以考察磁场的空间分布。

实验记录的条件为：室温约 20 °C，标准具间隔圈厚 $h = 2$ mm，自由光谱区 $\Delta\tilde{\nu}_R = 2.5\ \mathrm{cm}^{-1}$，磁场励磁电流 5.0 A（对应约 1 T）。

IV 实验结果与分析

A 无磁场光谱与自由光谱区的测定

图 2 为无磁场时汞 546.1 nm 的 F–P 透射光谱。可以清楚地看到等间距的尖锐主峰，主峰之间还伴随有小的附属峰，后者即汞同位素效应等引起的超精细结构。相邻主峰的间距即为一个自由光谱区，测得它们对应的气压读数——即扫描坐标——依次为 952、1775、2597、3418，相邻间距分别为 823、822、821。

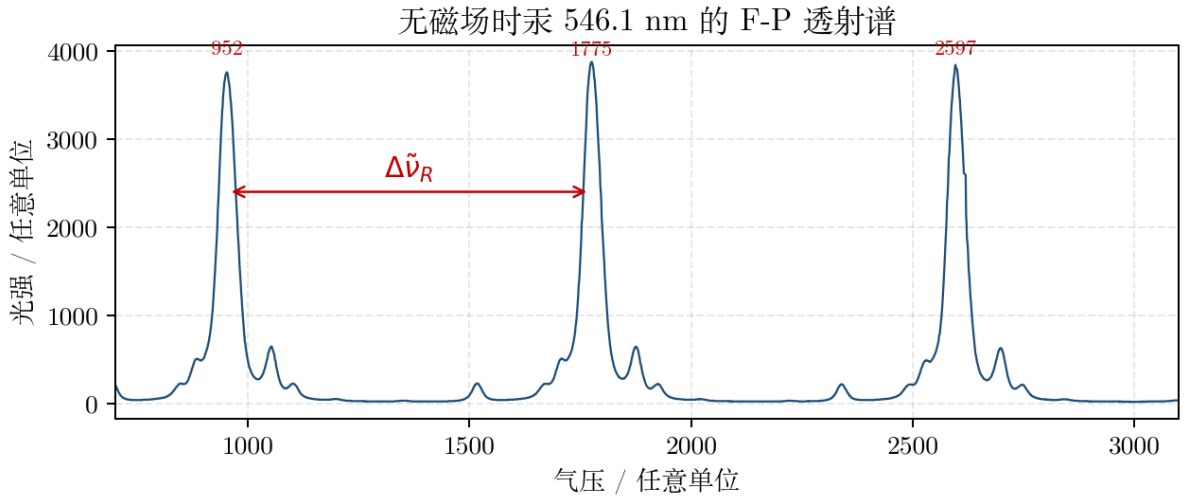


图 2: 无磁场时汞 546.1 nm 谱线的 F–P 透射光谱

B 塞曼分裂图样与子谱线波数差

图 3 为 1 T 磁场下汞 546.1 nm 的塞曼分裂光谱。每个干涉序内均可清楚地分辨出 9 条子谱线，与理论预言的子谱线数目一致。取相邻三个完好的干涉序，各序中央（π）主峰分别位于 949、1773、2597，相邻序间距为 824、824，与无磁场时测得的结果一致。取中心磁场扫描的三个干涉序及无磁场扫描的相邻序间距（去掉起始段略偏小的一个）共 5 个值，得自由光谱区所对应的平均气压间距

$$\Delta l = 822.8 \pm 1.3 \ \text{（扫描坐标单位）}, \tag{9}$$

故扫描坐标的波数换算因子为 $2.5/822.8 = 3.038 \times 10^{-3}\ \mathrm{cm}^{-1}$/单位。即第 i 条子谱线相对于中央谱线的波数差为

$$\Delta\tilde{\nu}_i = \frac{\bar{x}_i}{\Delta l} \times \Delta\tilde{\nu}_R = \frac{\bar{x}_i}{822.8} \times 2.5\ \ \mathrm{cm}^{-1}. \tag{10}$$

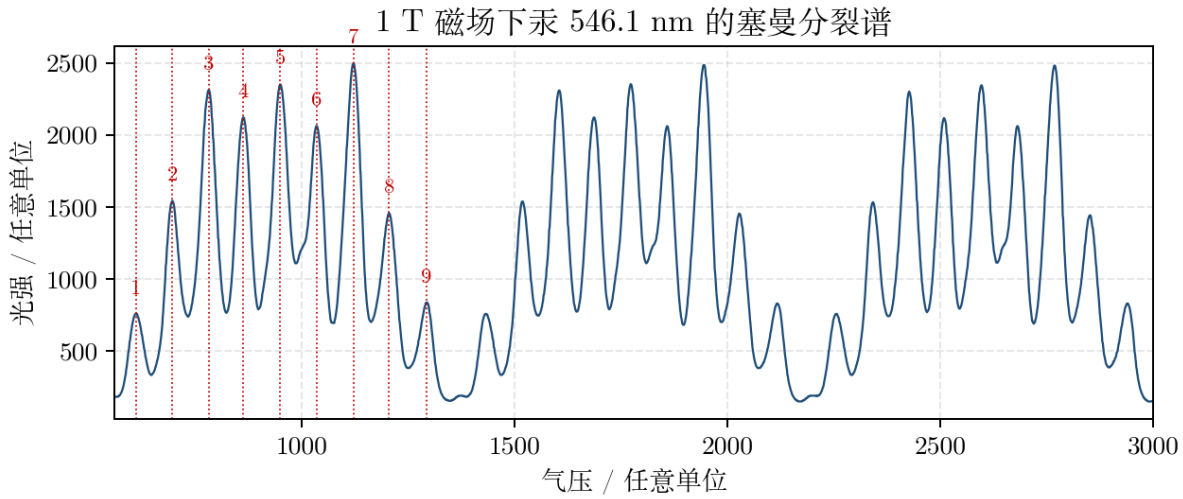


图 3: 1 T 磁场下汞 546.1 nm 谱线的塞曼分裂光谱（图中标出第 1 个干涉序内的 9 条子谱线）

各干涉序中 9 条子谱线的气压读数列于表 1，取平均后的中心距、换算所得的波数差 $\Delta\tilde{\nu}_i$ 及与理论值的比较列于表 2。

表 1: 中心磁场下三个干涉序中 9 条子谱线的气压读数（扫描坐标单位）

干涉序	1	2	3	4	5	6	7	8	9
第一序	610	696	781	862	949	1035	1121	1205	1293
第二序	1432	1518	1605	1687	1773	1859	1945	2028	2118
第三序	2256	2342	2427	2509	2597	2682	2769	2852	2940

表 2: 各子谱线相对于中央谱线的波数差及其与理论值的比较

谱线编号	平均中心距/单位	$\Delta\tilde{\nu}_i$ / cm^{-1}	理论位置 $(M_2g_2 - M_1g_1)$	理论值 / cm^{-1}	偏振
1	-340.3	-1.0341	-2.0	-1.0372	σ
2	-254.3	-0.7728	-1.5	-0.7779	σ
3	-168.7	-0.5125	-1.0	-0.5186	σ
4	-87.0	-0.2643	-0.5	-0.2593	π
5	0	0	0	0	π
6	85.7	0.2603	0.5	0.2593	π
7	172.0	0.5226	1.0	0.5186	σ
8	255.3	0.7758	1.5	0.7779	σ
9	344.0	1.0452	2.0	1.0372	σ

由表 2 可见，各子谱线的相对位置与理论图样符合得很好，相对偏差均在 2% 以内。以实验波数差 $\Delta\tilde{\nu}_i$ 对理论值 $(M_2g_2 - M_1g_1)$ 作过原点线性拟合（图 4），斜率的物理意义即洛伦兹单位 $\tilde{L}$，拟合结果为

$$\tilde{L} = (0.5186 \pm 0.0012)\ \mathrm{cm}^{-1}. \tag{11}$$

其拟合相关系数为 0.9999。

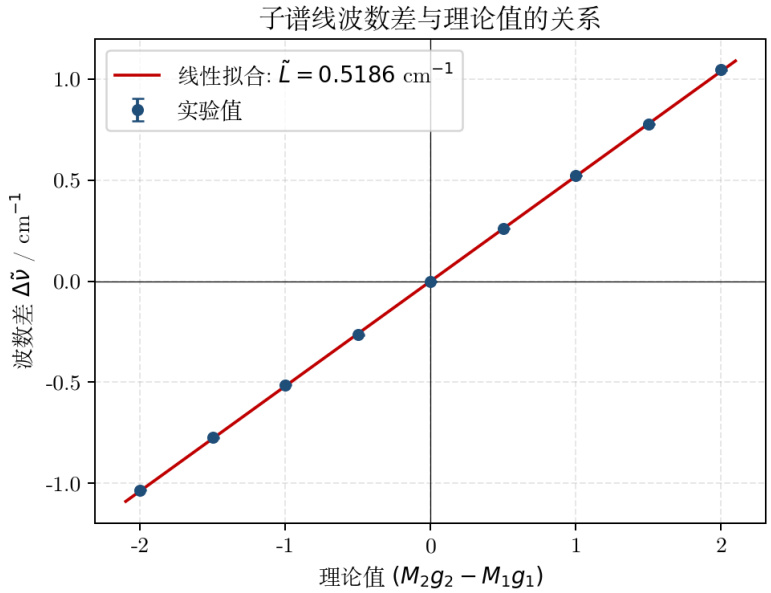


图 4: 子谱线波数差 $\Delta\tilde{\nu}$ 与理论值 $(M_2g_2 - M_1g_1)$ 的线性关系

C 荷质比的测定

由洛伦兹单位的定义 $\tilde{L} = eB/(4\pi mc)$ 可得

$$\frac{e}{m} = \frac{4\pi c\,\tilde{L}}{B}. \tag{12}$$

取实验所用磁场 $B = 1.0$ T，并将 $\tilde{L} = 0.5186\ \mathrm{cm}^{-1} = 51.86\ \mathrm{m}^{-1}$ 代入，得

$$\frac{e}{m} = \frac{4\pi \times 2.998 \times 10^{8} \times 51.86}{1.0} = (1.954 \pm 0.005) \times 10^{11}\ \mathrm{C/kg}. \tag{13}$$

与公认值 $(e/m)_0 = 1.7588 \times 10^{11}$ C/kg 相比，实验值偏高约 11.1%。若反过来认为 e/m 取公认值，则由上式可反推汞灯处的实际磁感应强度约为

$$B = \frac{4\pi c\,\tilde{L}}{(e/m)_0} \approx 1.11\ \mathrm{T}, \tag{14}$$

即实验中所用磁场可能略高于标定的 1.0 T。该偏差将在 IV.G 节中进一步讨论。

D 子谱线的偏振特性

在磁场下插入偏振片并旋转其方位，可以得到 π 线与 σ 线分离的光谱，如图 5 所示。偏振片 I 透过的主要是中央附近的三条谱线，即 $\Delta M = 0$ 的 π 成分（3 条）；偏振片 II 透过的则是分布在两侧的

六条谱线，即 $\Delta M = \pm 1$ 的 σ 成分（6 条）。这与选择定则的预言一致：垂直于磁场观察时，π 线为振动方向平行于磁场的线偏振光，σ 线为振动方向垂直于磁场的线偏振光。

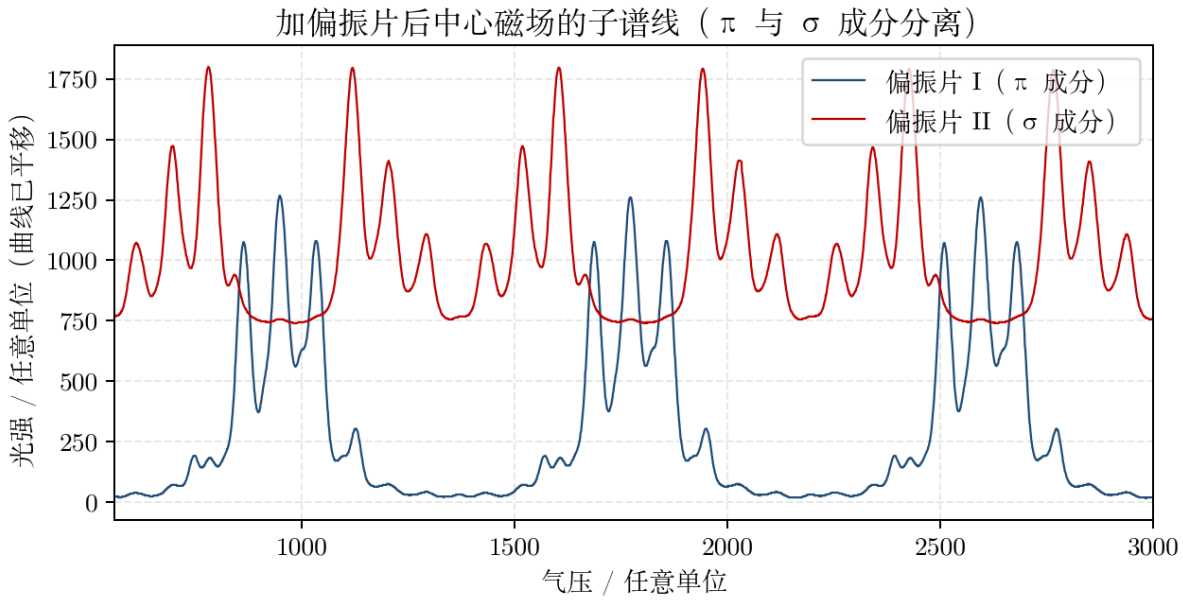


图 5: 加偏振片后中心磁场的子谱线：偏振片 I 主要透过 π 成分（3 条），偏振片 II 主要透过 σ 成分（6 条）

E 子谱线的相对强度

图 6 给出了各子谱线相对强度的理论与实验对比。实验中各子谱线的相对强度由中央谱线归一（令其等于理论的 4）后得到，将其与理论值 $0.5, 1.5, 3, 3, 4, 3, 3, 1.5, 0.5$ 相比可以看出：中央谱线最强、由内向外逐渐减弱的总趋势与理论一致，但两侧的 σ 线（尤其是最外侧两条）明显强于理论值，且左右略不对称。这主要是由于：1) 未插入偏振片时，相邻的 π 线与 σ 线在 F–P 有限分辨宽度内彼此重叠，使测量到的峰值高度偏离单条谱线的真实强度；2) 汞 546.1 nm 谱线本身具有超精细结构，除主峰外还伴随有附属峰，它们也会叠加到相邻主峰上。

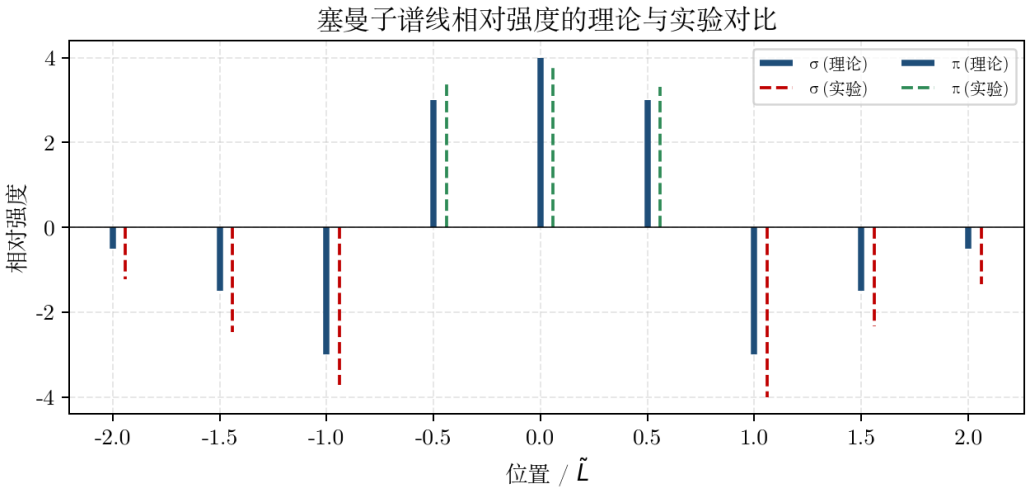


图 6: 塞曼子谱线相对强度的理论与实验对比（π 成分在上，σ 成分在下）

F 磁场的空间分布

当汞灯偏离磁场几何中心时，重复上述测量，得到的塞曼分裂图样如图 7 所示。可以看到偏离中心时子谱线的裂距明显变小：对中心磁场测得 $\tilde{L} = 0.519\ \mathrm{cm}^{-1}$，而对偏离磁场中心测得 $\tilde{L} = 0.463\ \mathrm{cm}^{-1}$，二者之比约为 0.89。这说明汞灯所在处的磁感应强度比磁场几何中心处小约 11%，反映了电磁铁极间磁场的不均匀性。这既解释了实验中必须把汞灯严格置于磁场中心的要求，也说明灯管位置的小偏差会直接引入裂距的系统误差。

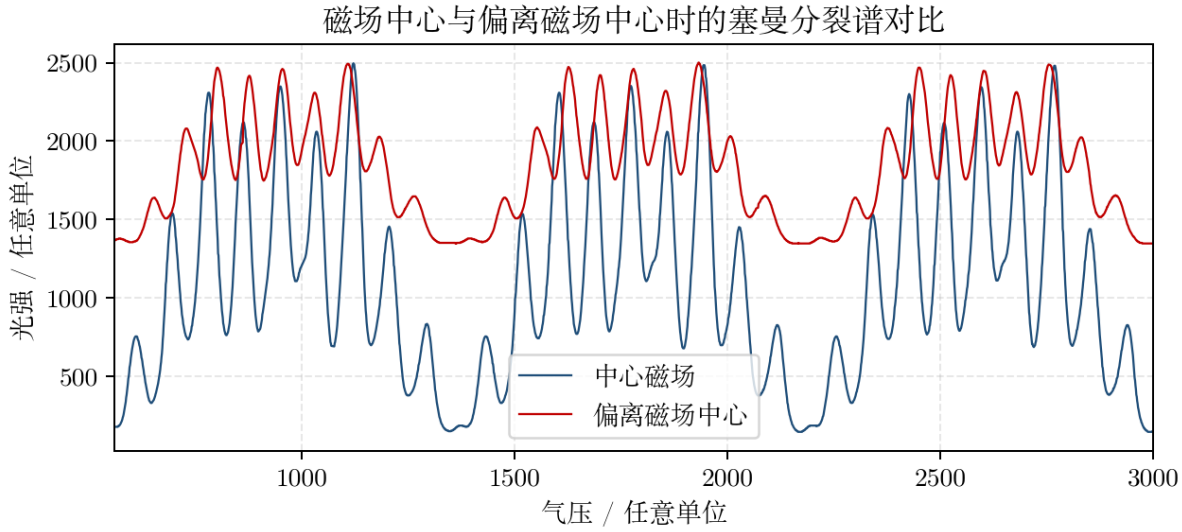


图 7: 磁场中心（下）与偏离磁场中心（上，曲线已平移）时塞曼分裂光谱的对比

G 偏差来源分析

实验结果与理论的主要偏差是洛伦兹单位（及 e/m）偏高约 11%，可能的原因有：

1. **磁感应强度取值**：实验中按励磁电流 5.0 A 取 $B = 1.0$ T，但由公认的 e/m 反推可知灯管处的实际磁场约为 1.11 T。若磁场标定或灯管位置使实际磁场比标称值高约 11%，则 e/m 的偏差即可完全解释。这是最主要的系统误差来源。

2. **磁场的不均匀性**：由 IV.F 节可知，灯管偏离磁场中心约可使裂距改变 11%，因此灯管位置对裂距的影响不可忽略。

3. **自由光谱区的取值**：由 $h = 2$ mm 算得 $\Delta\tilde{\nu}_R = 2.5\ \mathrm{cm}^{-1}$，若间隔圈厚度或空气折射率与标称值有偏差，会使波数换算因子产生系统偏差；同时气压扫描在小范围外的线性也会引入一定误差。

4. **超精细结构与谱线重叠**：汞 546.1 nm 谱线存在超精细结构，且 π、σ 成分在有限分辨宽度内相互重叠，会改变峰值位置与强度的读取。

5. **读数误差**：谱线峰值的 x 坐标以整数扫描单位读取，单个谱线的定位误差约为 1 个单位，相对自由光谱区（822.8 个单位）约为 0.1%；取多个干涉序平均后可进一步减小。

V 结　论

本实验利用气压扫描式 F–P 标准具，在垂直于磁场方向观察了汞 546.1 nm 谱线的塞曼分裂，得到以下结论：

1. 在约 1 T 磁场下，汞 546.1 nm 谱线分裂为 9 条子谱线，其相对位置与由 $g(^3S_1) = 2$、$g(^3P_2) = 3/2$ 计算得到的反常塞曼图样一致，各子谱线相对偏差均在 2% 以内；线性拟合给出洛伦兹单位 $\tilde{L} = (0.5186 \pm 0.0012)\ \mathrm{cm}^{-1}$。

2. 用偏振片可将子谱线分离为 3 条 π 线与 6 条 σ 线，与选择定则的预言相符。

3. 取磁场 $B = 1.0$ T，得到荷质比 $e/m = (1.954 \pm 0.005) \times 10^{11}$ C/kg，比公认值偏高约 11%；若取公认的 e/m，则灯管处的实际磁场约为 1.11 T，说明磁场标定是主要的系统误差来源。

4. 偏离磁场中心时裂距减小约 11%，直接反映了极间磁场的不均匀性，也说明灯管位置对实验结果有显著影响。

致　谢

感谢实验指导教师在实验操作和光路调节过程中的示范与指导，感谢同组同学在实验和数据处理中的帮助。

参考文献

[1] 吴思诚, 荀坤. 近代物理实验（第四版）. 北京: 高等教育出版社, 2015: 011–021.

[2] 杨福家. 原子物理学（第四版）. 北京: 高等教育出版社, 2008.

[3] 褚圣麟. 原子物理学. 北京: 高等教育出版社, 1979.

思考与讨论

1. 为什么汞 546.1 nm 谱线在磁场中分裂为 9 条子谱线？

上能级 $^3S_1$ 的 $J=1$，分裂为 $2J+1=3$ 个子能级；下能级 $^3P_2$ 的 $J=2$，分裂为 5 个子能级。在 $\Delta M=0,\pm1$ 的选择定则下，可能的跃迁共 9 条（其中 3 条 π 线、6 条 σ 线），故观察到 9 条子谱线。

2. 为什么沿垂直于磁场方向观察时 π 线与 σ 线可用偏振片区分？

由角动量守恒，$\Delta M=0$ 的跃迁发出的光子角动量沿磁场方向的分量为零，对应振动方向平行于磁场的线偏振光（π 线）；$\Delta M=\pm1$ 的跃迁发出的光子角动量沿磁场方向的分量为 $\pm\hbar$，对应振动方向垂直于磁场的线偏振光（σ 线）。因此用偏振片即可把二者分开。

3. 气压扫描式 F–P 标准具相比普通标准具有何优点？

它通过改变气室气压（折射率）连续扫描干涉序，两镜间距固定不动，因而对振动不敏感、可做到线性慢扫，且不破坏两镜的平行性，容易获得高的精细度。