

塞曼效应

复旦大学物理系近代物理实验口头报告

何懿娇 张轩 董继饶

复旦大学核科学与技术系

2023 年 12 月 18 日



復旦大學
FUDAN UNIVERSITY

Table of Contents

1 塞曼效应和汞原子光谱

2 实验仪器

3 数据处理

4 参考文献

原子能级

除了原子核的有心势之外，还要轨道自旋耦合效应，这个效应在哈密顿量中增加了一个正比与 $\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}$ 的项，导致了精细结构能级分裂。

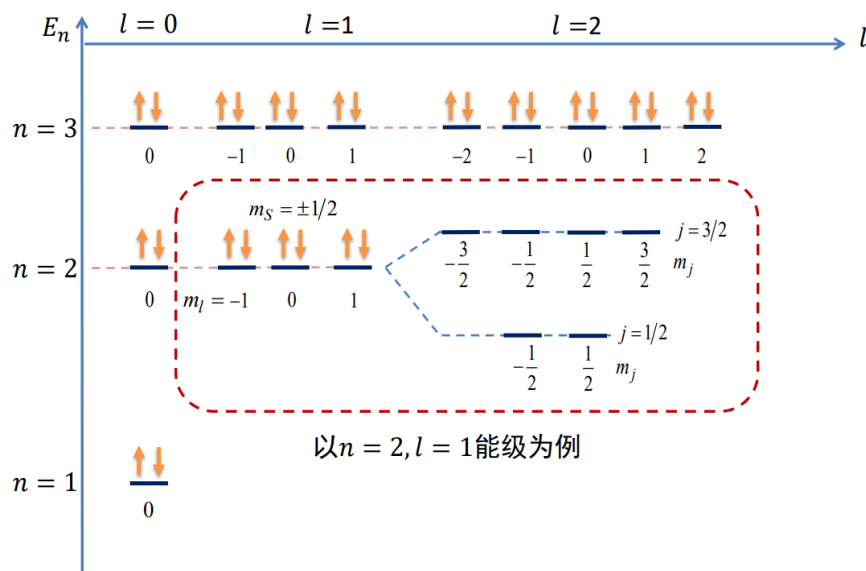


图 1: 氢原子精细结构

当然，进一步考虑原子核的自旋，会产生超精细结构，但是我们实验中的 Hg 原子只考虑精细结构的 Zeeman 分裂。

Zemann 效应

Zeeman 效应指的是原子能级在外加弱磁场的条件下进一步分裂的现象。我们可以看到之前在讨论精细结构的过程中（包括超精细结构也是相同的），使用了角动量耦合，最终的能级只确定到总角动量的大小。

加入了外磁场之后，总角动量相同而沿着磁场方向分量不同的能级会获得不同的磁场能量，进而产生 Zeeman 分裂。

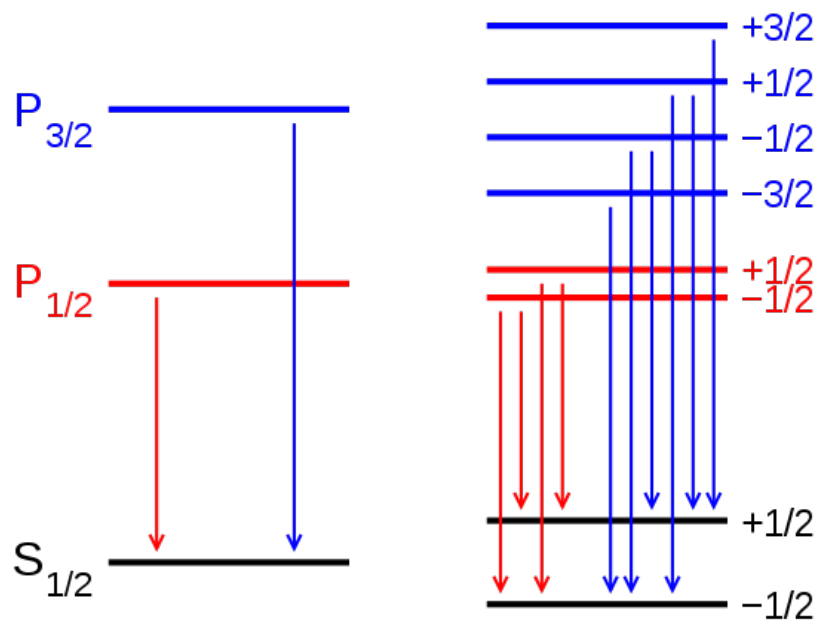


图 2: 氢原子的精细 Zeeman 分裂

为了确定分裂后的能级间距到底是多少，我们需要讨论总角动量的合成磁矩。

一个重要的常数是波尔磁矩

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9.27 \times 10^{-24} \text{ JT}^{-1}$$

电子的轨道磁矩为

$$\vec{\mu}_L = -\mu_B g_L \frac{\mathbf{L}}{\hbar}, g_L = 1$$

电子的自旋磁矩为

$$\vec{\mu}_S = -\mu_B g_S \frac{\mathbf{S}}{\hbar}, g_S = 2.00$$

考虑电子的自旋轨道耦合以及磁矩的合成

$$\vec{\mu} = -\mu_B g_J \frac{\mathbf{J}}{\hbar}, \vec{\mu}_L = -\mu_B g_L \frac{\mathbf{L}}{\hbar}, \vec{\mu}_S = -\mu_B g_S \frac{\mathbf{S}}{\hbar}$$

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S$$

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$$

由于存在 g 因子的差异， \mathbf{J} 的方向和 $\vec{\mu}$ 的方向并不相同，实际起作用的是 $\vec{\mu}$ 中平行与 \mathbf{J} 的分量。于是

$$g_J = g_S \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} + g_L \frac{j(j+1) + l(l+1) - s(s+1)}{2j(j+1)}$$

Hg 原子的 Zeeman 效应

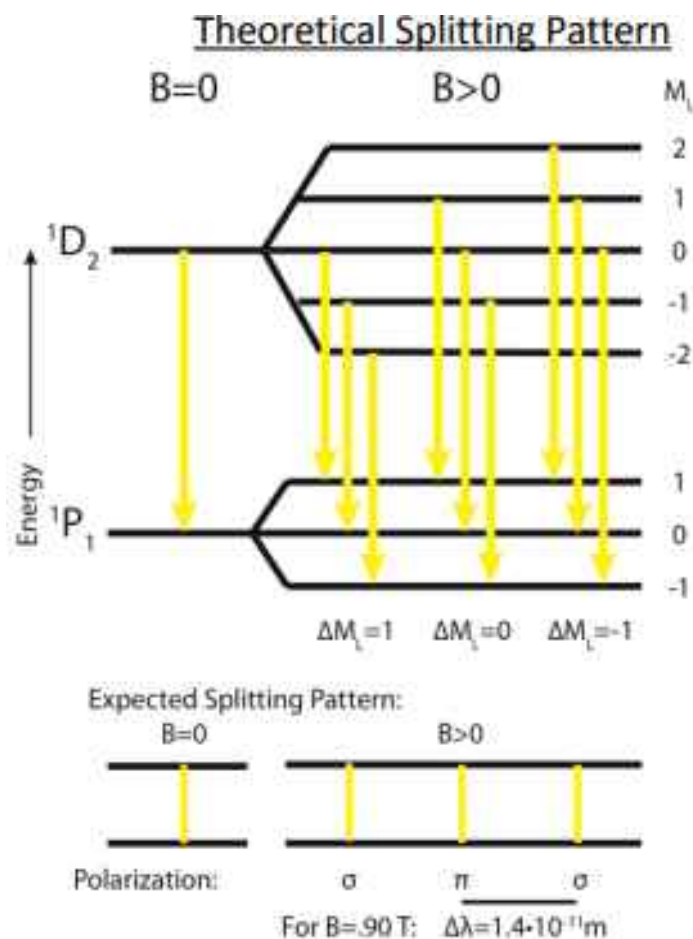


图 3: Hg 原子某一种能级的 Zeeman 效应 [1]

光子和跃迁

原子中的电子从一个能级跨越到另一个能级，发出光子的过程称为跃迁(辐射)。

光子是自旋为 1 的基本粒子，其自旋分量为 $-1, 0, 1$ 。选定量子化轴后，我们称自旋分量为 $+1$ 的为 σ^+ 光，自旋为 0 的为 π 光，自旋为 -1 的是 σ^- 光，它们的电矢量 E 的情况如图4中的蓝色箭头所示。

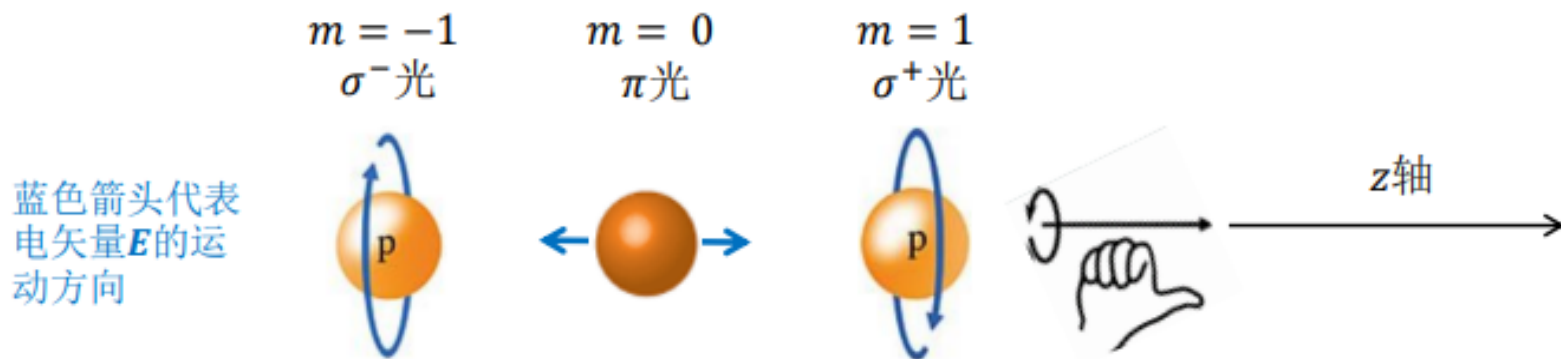


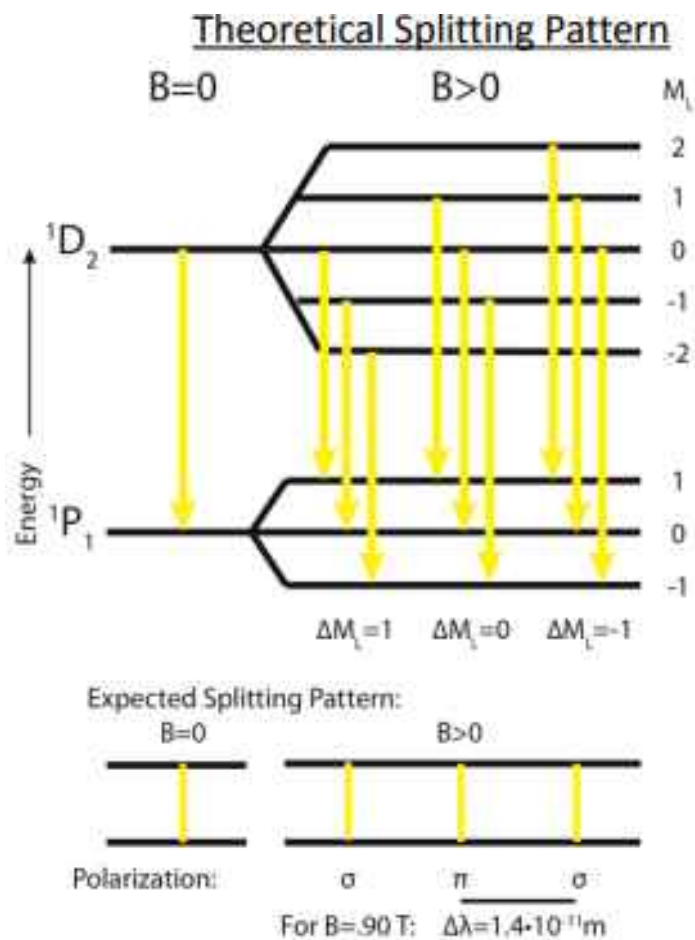
图 4: 三种光子

光子的角动量分量只能是 $0, \pm 1$ ，这也说明放出光子的过程，为了保证角动量守恒，前后系统的角动量分量只差只能是 $0, \pm 1$ ，对应选择定则 $\Delta m = 0, \pm 1$

若放出的是 σ^+ 光，可以进一步确定跃迁定则为 $\Delta m = -1$ 。对放出另外两种光的情况同理。

Hg 原子跃迁光谱

回到之前看到的图中



最左侧是无外磁场时候的光谱，右边依次是 σ^- , π , σ^+ 光子。

这就解释了为什么原本是一条谱线，增加外磁场后变成了9条谱线，然后增加偏振片之后，分别消去 σ^+ , σ^- 光和 π 光。图6解释得更为清晰。

图 5: Hg 原子的 Zeeman 效应 [1]

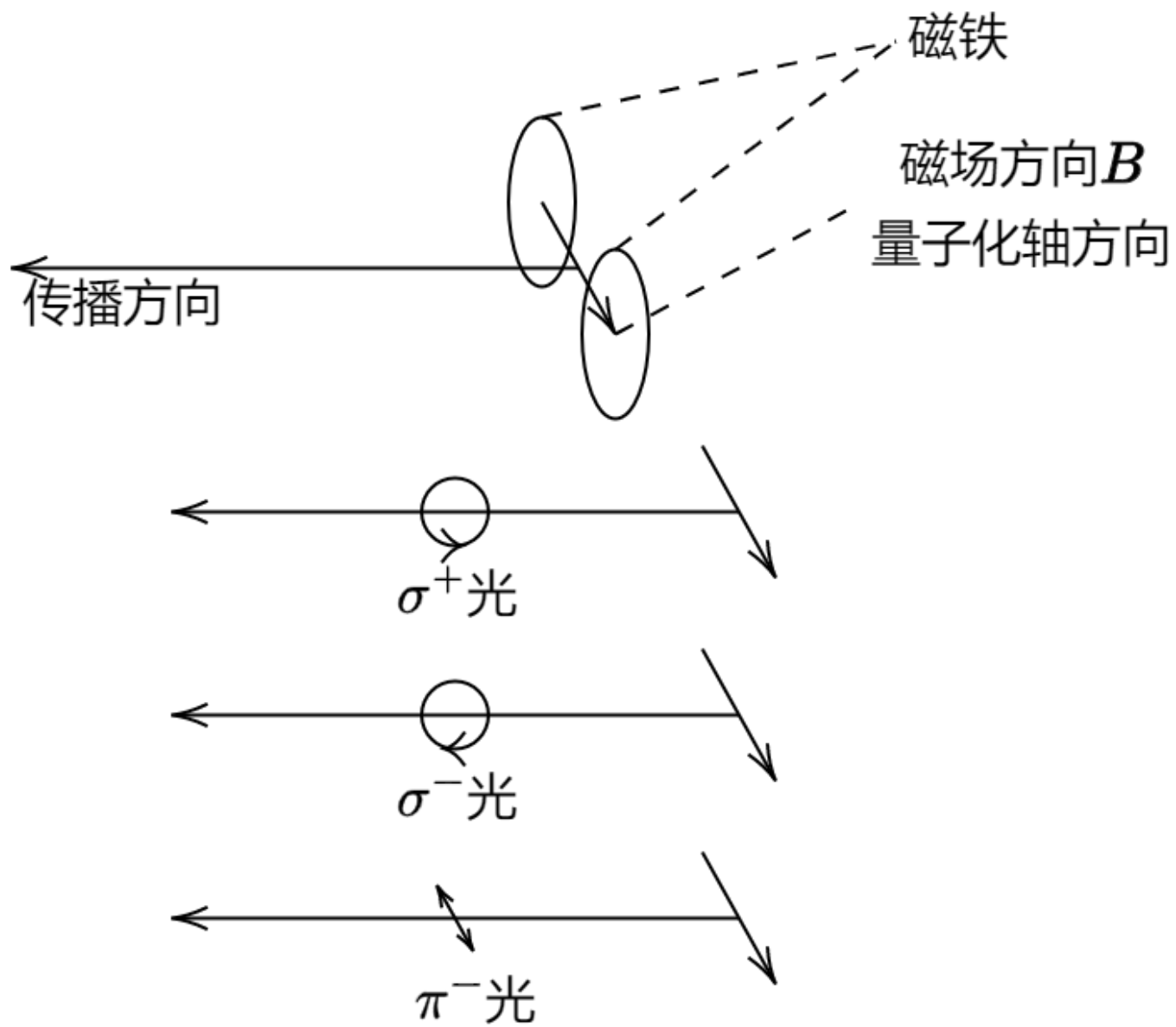


图 6: 三种光的出射情况

Table of Contents

1 塞曼效应和汞原子光谱

2 实验仪器

3 数据处理

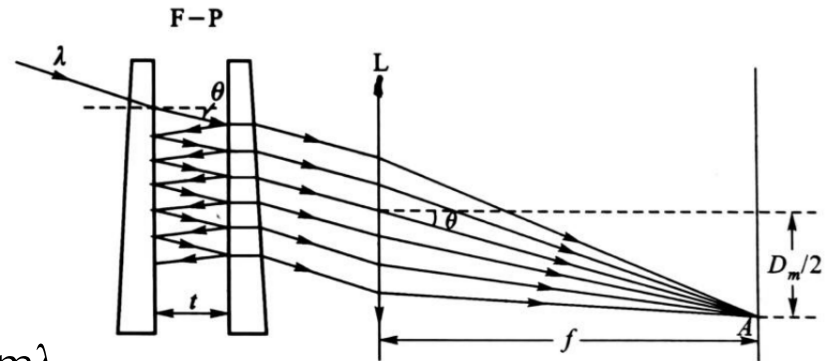
4 参考文献

F-P标准具

当一束波长为 λ 的平行光照射到间距为 t 的F-P标准具时，设入射光强及入射角分别为 I_0 与 θ ，则相邻透射光束的光程差 Δ 为 $\Delta=2nt\cos\theta$
(n 为标准具工作区介质的折射率)

令 $n=1$ （空气），则相位差 δ 为 $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2nt\cos\theta$ 输出光强为极大的条件是 $\Delta=m\lambda$ ，
即 $m\lambda=2t\cos\theta$ (m 是正整数，称为干涉级数)。
图2中的A点上的光强 I 为

$$I = \frac{I_0}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{\delta}{2}}$$



图：入射光在F-P标准具中的多次反射

自由光谱范围和精细度

- 设入射光的波长分别为 λ 与 $\lambda + \Delta\lambda$ ，当前者的 $m+1$ 级与后者的 m 级重叠时，条件为

$$(m+1)\lambda = m(\lambda + \Delta\lambda)$$

称 $\Delta\lambda$ 为**标准具自由光谱范围**（符号表示： $\Delta\lambda_F$ ）。

- 表征了标准具所允许的不同波长的干涉花纹不重叠的最大波长差。

- 当入射光近似为平行光时，则有 $\Delta\lambda_F = \frac{\lambda}{m} = \frac{\lambda^2}{2t}$

- 用波数表示时，自由光谱范围 $\Delta\widetilde{V}_F$ 为 $\Delta\widetilde{V}_F = \frac{1}{2t}$

标准具的精细度 F

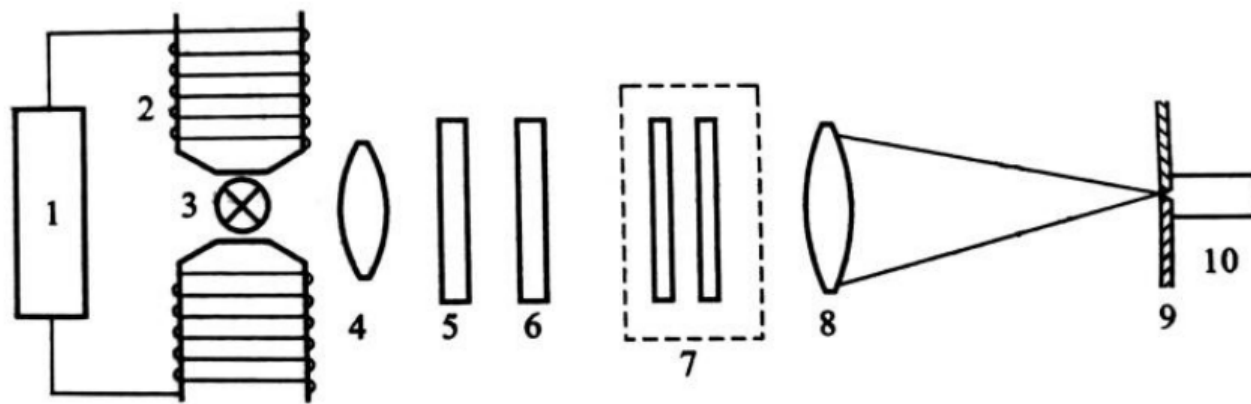
标准具的精细度：自由光谱范围 $\Delta\lambda_F$ 与能分辨的最小波长的比值就是标准具能分辨的干涉亮条纹数（同级次）的最大值。

$$F = \frac{\Delta\lambda_F}{\delta\lambda} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$$

（ $\delta\lambda$ 为 F-P 标准具能分辨的最小波长差， $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$ 为波长为 λ 时的分辨本领）

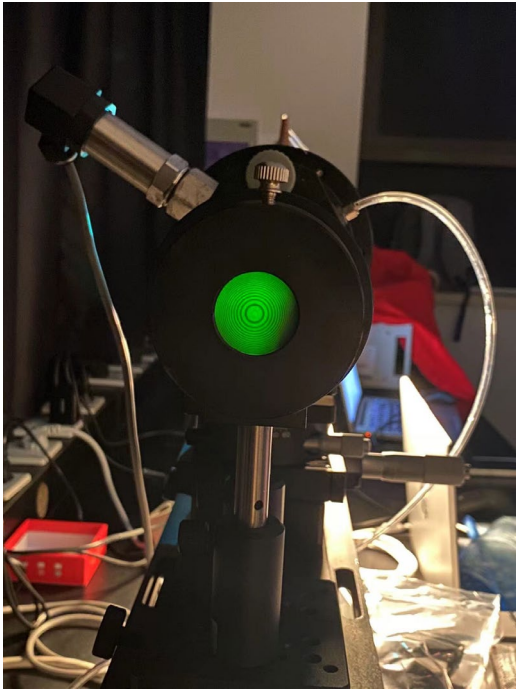
物理意义：两个相邻干涉序花纹之间能够被分辨的干涉花纹的最大数目。

实验装置



塞曼效应的实验装置图（光学部分）

1-直流稳压电源；2-电磁铁；3-光源；4-聚光透镜；5-偏振片；6-干涉滤光片；7-F-P 标准具；8-成像透镜；9-小孔光阑；10-光电倍增管



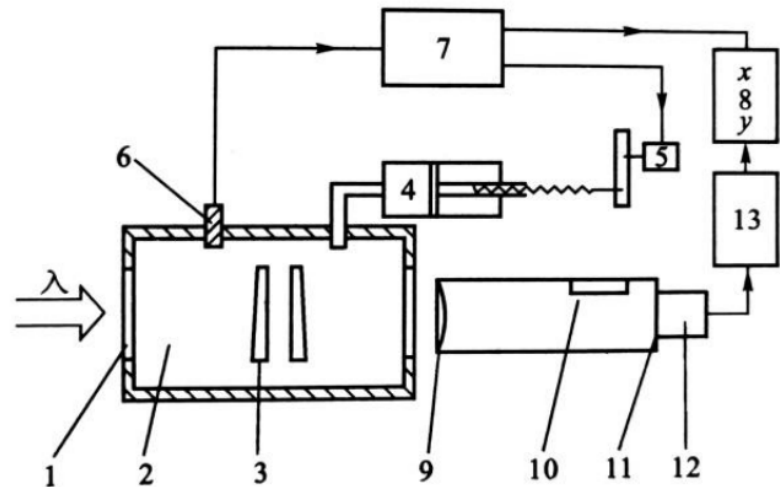
相邻透射光束的光程差

$$\Delta = 2nt\cos\theta = m\lambda$$

图：实验观察等倾干涉圆环

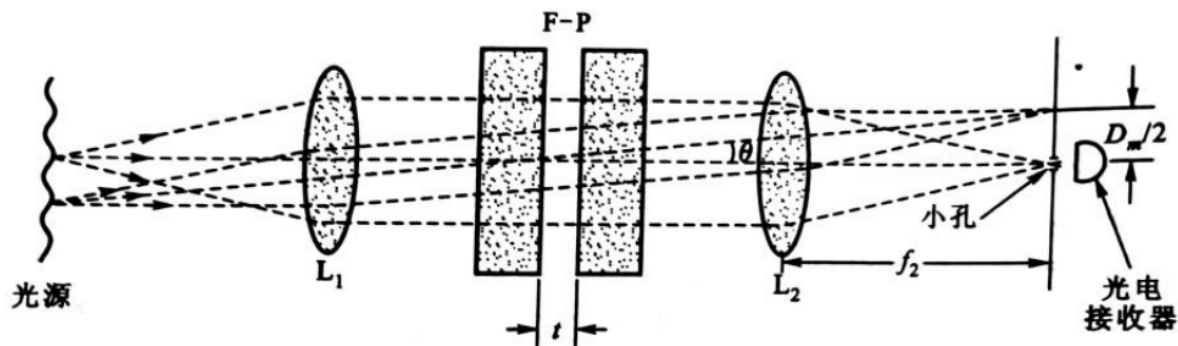
气压式F-P标准具

原理：改变镜面间的气体的折射率 n 也可以改变光程差 Δ 。



气压扫描式 F-P 标准具的装置图

1-直流稳压电源；2-电磁铁；3-光源；4-聚光透镜；5-偏振片；6-干涉滤光片；7-F-P 标准具；8-成像透镜；9-平面反射镜；10-读数显微镜；11-小孔光阑；12-光电倍增管



实验装置的光路图

$$\cos\theta = \frac{f_2}{\sqrt{f_2^2 + (D_m/2)^2}} = \left(1 + \frac{D_m^2}{4f_2^2}\right)^{-1/2} \approx 1 - \frac{D_m^2}{8f_2^2}$$

$$\frac{m\lambda}{2t} = 1 - \frac{D_m^2}{8f_2^2}$$

$$D_m^2 = 8f_2^2 - \frac{4\lambda f_2^2}{t}m$$

干涉条纹的直径越大，干涉级次越小

Table of Contents

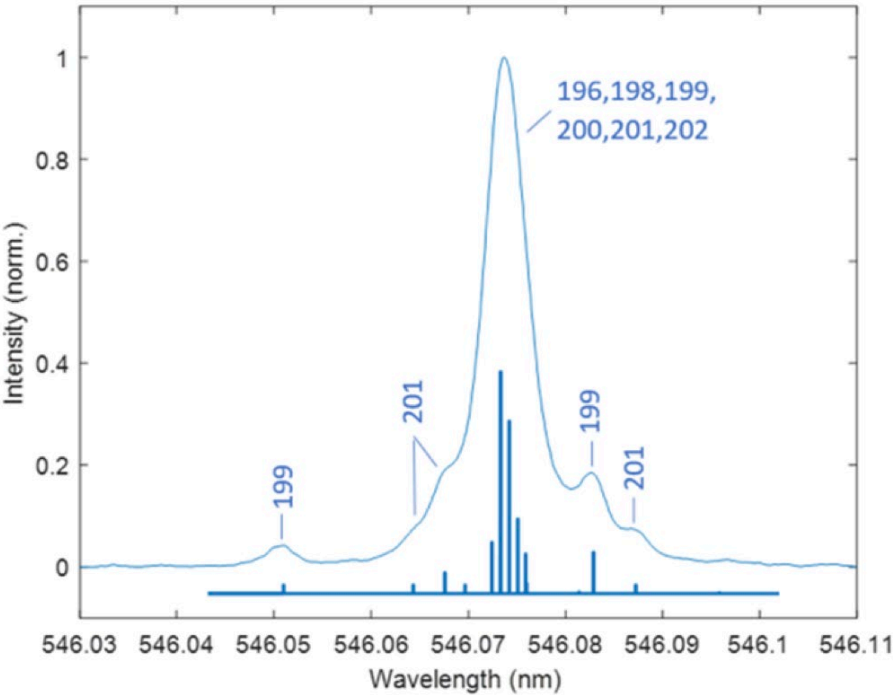
1 塞曼效应和汞原子光谱

2 实验仪器

3 数据处理

4 参考文献

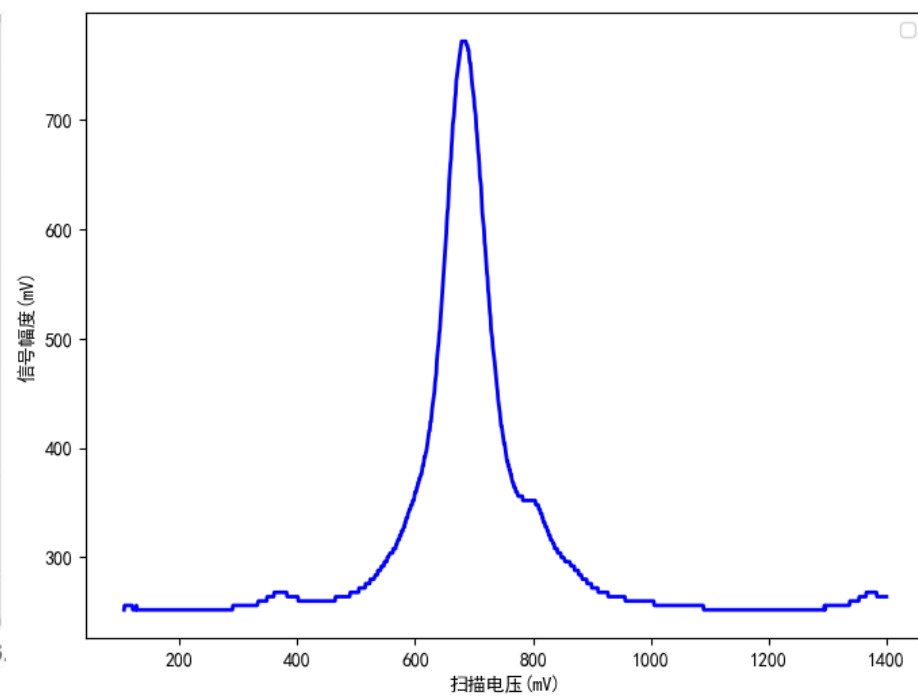
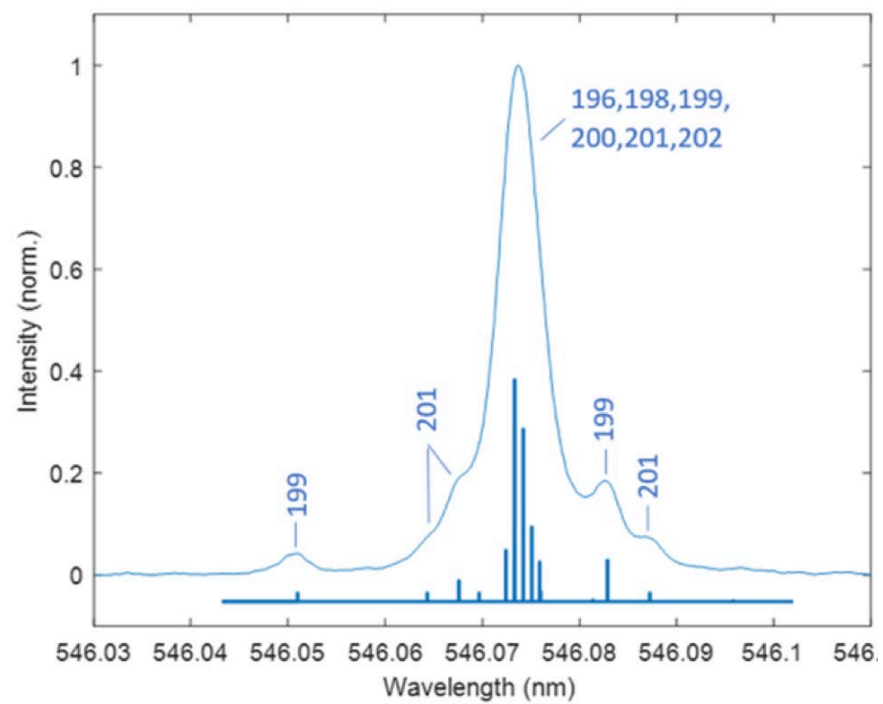
无磁场的Hg谱线扫描

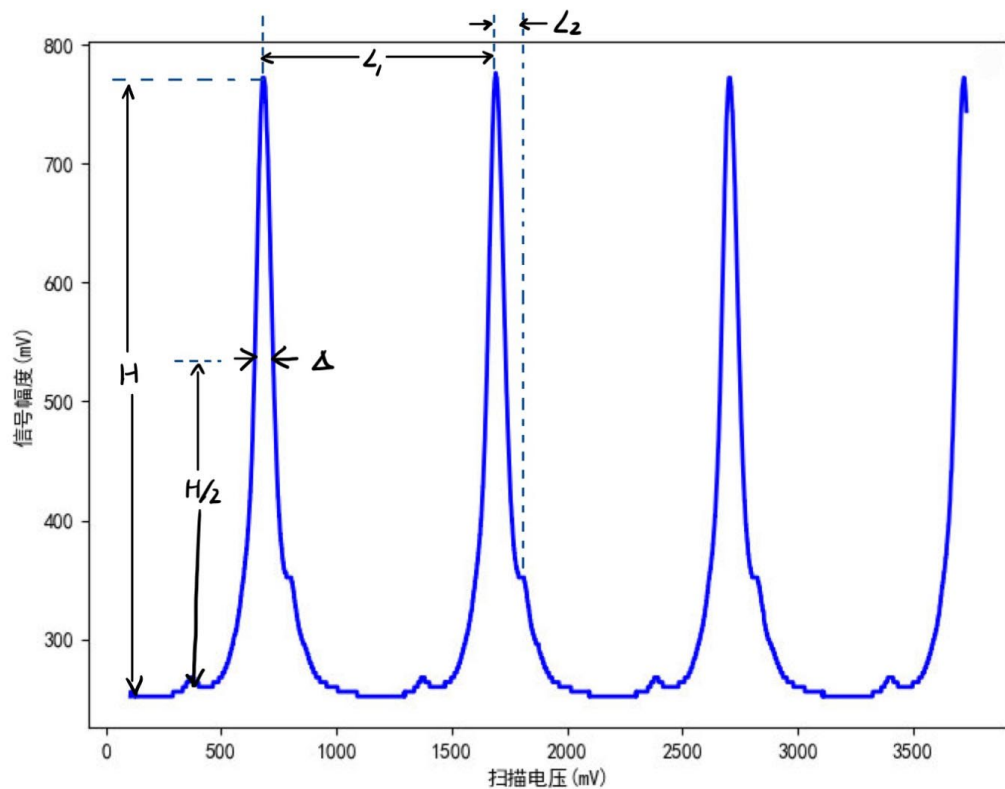


主要的汞同位素

	同位素		衰变	
	丰度	半衰期 ($t_{1/2}$)	类型	产物
^{194}Hg	syn	444 年	ϵ	^{194}Au
^{195}Hg	syn	9.9 小时	ϵ	^{195}Au
^{196}Hg	0.15%	稳定		
^{197}Hg	syn	64.14 小时	ϵ	^{197}Au
^{198}Hg	10.04%	稳定		
^{199}Hg	16.94%	稳定		
^{200}Hg	23.14%	稳定		
^{201}Hg	13.17%	稳定		
^{202}Hg	29.74%	稳定		
^{203}Hg	syn	46.612 天	β^-	^{203}Tl
^{204}Hg	6.82%	稳定		

- 偶数核同位素自旋为零, 无超精细结构
- 同位素 ^{199}Hg 、 ^{201}Hg 存在超精细结构

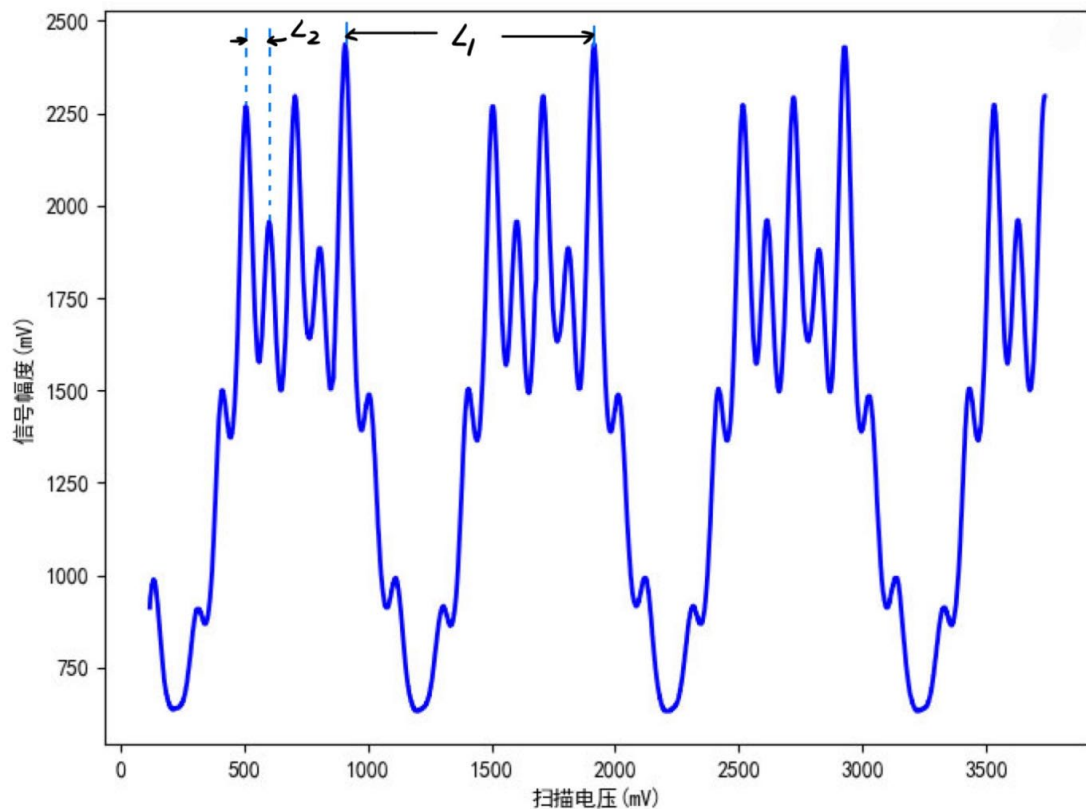




$$\frac{\Delta v}{v} = -\frac{L_2}{L_1} \cdot \frac{\lambda}{2nt}$$

次峰与主峰的比值在 10^{-5} 的量级
 这不是由耦合下的精细结构 $\frac{\Delta v}{v} \approx 1$
 和超精细结构 $\frac{\Delta v}{v} \approx 10^{-3}$ 引起的；
 而是由Hg原子在自然界中能够稳定存在的7种同位素的质量位移效应引起的

有磁场的Hg谱线扫描



$$B = 1.061\text{T}$$

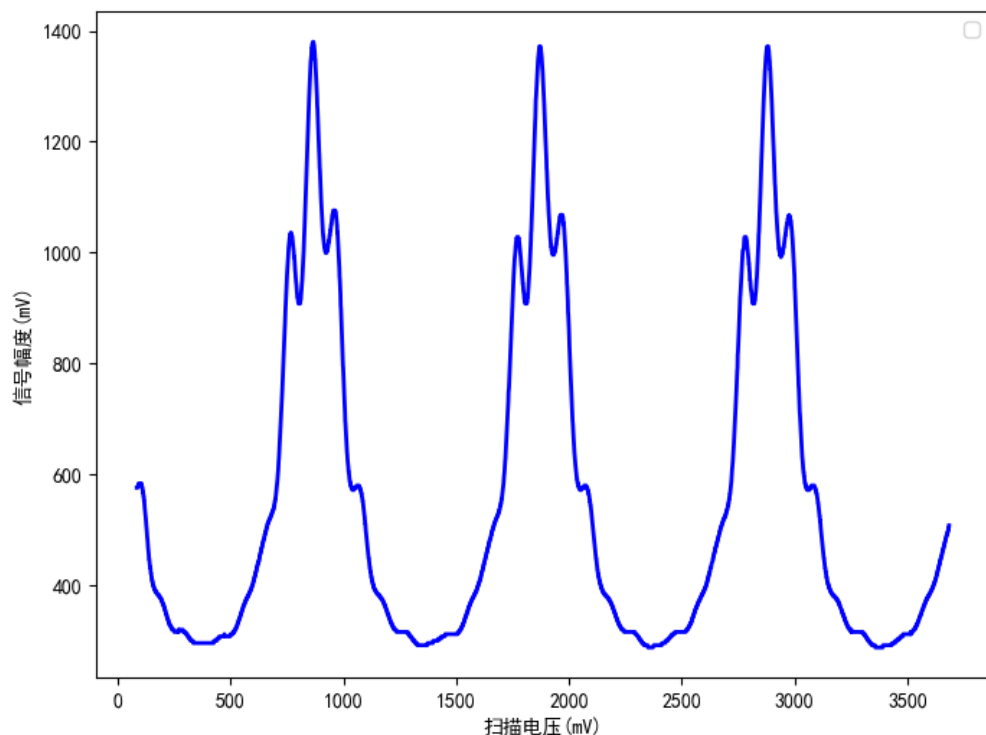
$$\frac{\Delta\tilde{\nu}}{\Delta\nu_F} = \frac{L_2}{L_1}$$

$$\Delta\tilde{\nu} = \frac{L_2}{L_1} \cdot \frac{1}{2nt} = \frac{1}{2} \cdot \frac{eB}{4\pi mc} = 24.9\text{m}^{-1}$$

$$\frac{e}{m} = \frac{4\pi}{B} \cdot \frac{L_2}{L_1} \cdot \frac{c}{nt} = 1.775 \times 10^{11}\text{C/kg}$$

相对误差为0.95%

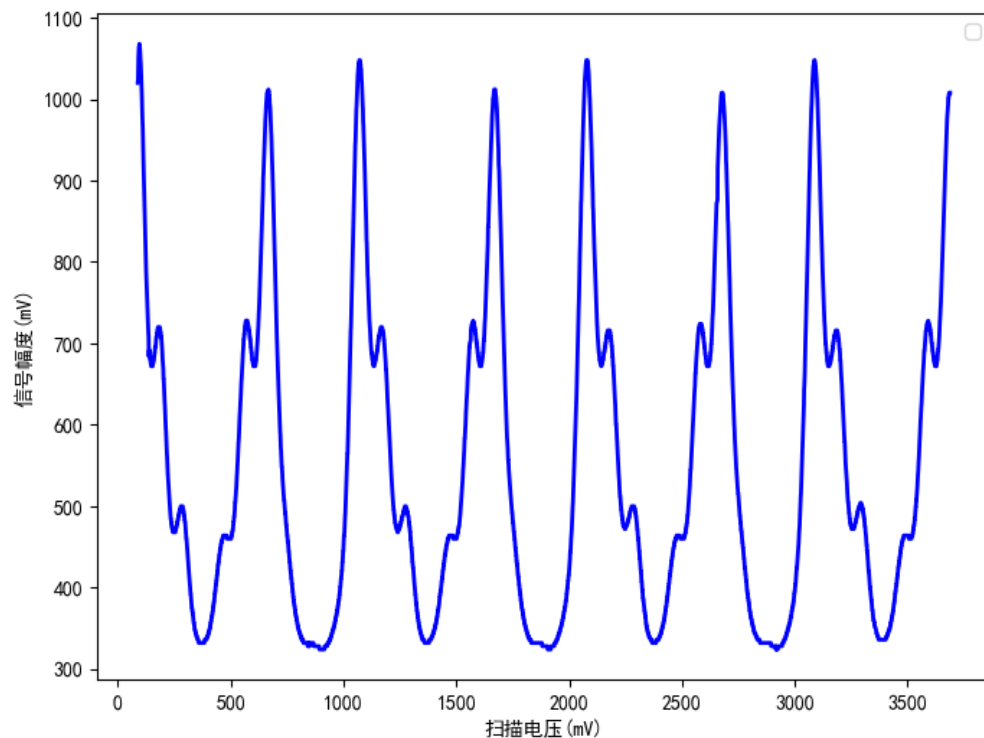
透振方向与磁场夹角为 0° zeeman分裂



当偏振片的透振方向平行于
磁场方向时:

- 两侧的6个 σ^\pm 谱线消失,
- 只剩下中间的3个 π 谱线

透振方向与磁场夹角为 90° zeeman分裂



当偏振片方向转过 90° 时:

- 中间的3个 π 谱线消失,
- 只剩下两侧的6个 σ^\pm 谱线

π 、 σ^\pm 谱线均为线偏振光
加入磁场后, Hg原子的z轴
方向被唯一确定, 使得跃
迁时发射出来的光具有确定
的偏振方向

Table of Contents

1 塞曼效应和汞原子光谱

2 实验仪器

3 数据处理

4 参考文献

参考文献

- [1] Casey Wall.
The zeeman effect in mercury.
https://soundideas.pugetsound.edu/summer_research/83, 2011.
- [2] Wikipedia contributors.
Mercury (element) — Wikipedia, the free encyclopedia, 2023.
[Online; accessed 18-December-2023].
- [3] 复旦大学物理系.
塞曼效应实验讲义.
<http://phylab.fudan.edu.cn/lib/exe/fetch.php?media=exp:%E5%A1%9E%E6%9B%BC%E6%95%88%E5%BA%94%E5%AE%9E%E9%AA%8C%E8%AE%B2%E4%B9%89.pdf>, 2023.
- [4] 朱伟玲.
关于塞曼谱线的偏振性的解释.
重庆教育学院学报, 03:47–49, 2001.
- [5] 朱振和.
塞曼谱线的偏振特性.
大学物理, 22(9):21, 2003.
- [6] 林福忠.
塞曼谱线的成分和成分分析.
龙岩学院学报, 03:25–27, 2006.
- [7] 维基百科.
汞的同位素 — 维基百科, 自由的百科全书, 2023.

Thanks!