

大学物理实验报告

实验名称：

塞曼效应

学院：理学院 专业：应用物理学 班级：应物 1601

学号：20161413 姓名：谢尘竹 电话：18640451671

实验日期： 2019 年 7 月 21 日

第 二十一 周 星期 日 第 三 节

实验室房间号：120

实验组号：2

成绩

指导教师

批阅日期

王旗

2019 年 7 月 21 日

1. 实验目的:

- ①.掌握塞曼效应理论, 观察塞曼效应现象;
- ②.掌握法布里-珀罗干涉仪的原理和使用方法;
- ③.测定电子的荷质比, 并把实验结果和理论结果进行比较。

2. 实验器材:

名称	编号	型号	精度
光源(汞灯)			
电磁铁			
会聚透镜			
干涉滤光片			
法布里-珀罗干涉仪			
成像透镜			
读数显微镜			

3. 实验原理（请用自己的语音简明扼要地叙述，注意原理图需要画出，测试公式需要写明）

一.塞曼效应

(1).塞曼效应的观察：

将光源(待测光谱的原子)放在足够强的磁场中，①.每一条谱线(由某一原子态跃迁到某一原子态产生的)都会分裂成多条；②.各谱线分裂的条数有些不同有些相同；③.分裂的谱线是偏振的(线/圆偏振)。

两个能级之间的跃迁，若满足 $g_2 = g_1 = 1$ ，则对应正常塞曼效应：①.单线系的每一条谱线，在 $\perp B$ 方向观察，分为三条，间隔相等。②.中间一条(π)线频率不变(与原谱线等高)，左右两条(σ)线频率改变，且波数改变量 $\Delta\tilde{\nu} = L$ ，即一个洛伦兹单位；③.分裂的谱线是线偏振的，且 π 线的电矢量振动方向//磁场；两条 σ 线的电矢量振动方向 $\perp B$ 。

(2).塞曼效应的理论解释：

1.任何一条谱线是由某个原子态(所对应的能级 E_1)到某个原子态(所对应的能级 E_2)跃迁产生的，然而这两个原子态所对应的 E_1, E_2 ，在磁场中会因 $E_J = E_0 + \Delta E = E_0 + M_J g \mu_B B$ ，而分别分裂为 $2J_1 + 1$ 个能级 $E_{J_1} = E_1 + M_{J_1} g_1 \mu_B B$ ，及 $2J_2 + 1$ 个能级 $E_{J_2} = E_2 + M_{J_2} g_2 \mu_B B$ 。那么分裂出来的谱线应该是由这些分得更细的磁能级之间的跃迁所产生的。

我们来用 ΔE 之差算算其 ΔT 之差，即 $\Delta\tilde{\nu}$ ：设从 E_{J_2} 能级跃迁到 E_{J_1} ，则原 $\tilde{\nu} = \frac{E_2 - E_1}{hc} = T_1 - T_2$ ，现 $\tilde{\nu}' = \frac{E_{J_2} - E_{J_1}}{hc} = T_{J_1} - T_{J_2} = (T_1 - M_{J_1} g_1 L) - (T_2 - M_{J_2} g_2 L) = (T_1 - T_2) + M_{J_2} g_2 L - M_{J_1} g_1 L = \tilde{\nu} + (M_{J_2} g_2 - M_{J_1} g_1)L$ ，得到 $\Delta\tilde{\nu} = \tilde{\nu}' - \tilde{\nu} = (M_{J_2} g_2 - M_{J_1} g_1)L$ 。这里的 $\Delta\tilde{\nu}$ ，就是我们在光谱中所看到的各分裂的谱线相对于对应原子态的波数 $\tilde{\nu}$ 的波数改变量。

其中的 M_{J_2} 、 M_{J_1} 满足以下塞曼跃迁的选择定则： $\Delta M = 0, \pm 1$ ，其中

$$\begin{cases} \Delta M = 0 (\Delta J = 0 \text{ 时, } M_{J_2} = 0 \rightarrow M_{J_1} = 0 \text{ 除外}), \text{ 产生 } \pi \text{ 线} \\ \Delta M = \pm 1, \text{ 产生 } \sigma \text{ 线(用偏振来命名的)} \end{cases}.$$

若 $g_2 = g_1 = 1$ ，不仅 $\Delta\tilde{\nu} = (M_{J_2} - M_{J_1})L$ ，由于 $\Delta M = M_{J_2} - M_{J_1} = 0, \pm 1$ ，所以 $\Delta\tilde{\nu} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} L$ ，

此乃正常塞曼效应，它只能由 $g_2 = g_1 = 1$ 所创造；根据之前“若 $S = 0$ ，则 $J = L \pm S = L$ ，导

致 $g = 1 + \frac{S+2}{2J+2} = 1 + \frac{0}{2 \times 1 + 2} = 1$ ”，如果 $g_2 = g_1 = 1$ 是由 $S=0$ 导致的，则其中的 $J_2 = L_2, J_1 = L_1$ ，于是 $M_{J_2} = -L_2 \sim L_2, M_{J_1} = -L_1 \sim L_1$ 。进一步地：

若设 $L_1 = L_2 = 1$ ，则 $M_{J_2} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$ 、 $M_{J_1} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$ ，于是根据 $\Delta M = 0, \pm 1$ ，以及

“ $\Delta J = 0$ 时， $M_{J_2} = 0 \rightarrow M_{J_1} = 0$ 除外”，就会有 $2+3+2-1=6$ 种 $M_{J_2} - M_{J_1}$ 的组合方式，组合出 $\Delta M = 0, \pm 1$ ，其中的 -1 是因为此时 $\Delta J = \Delta L = 0, \therefore 0 \rightarrow 0$ 除外。

2. 下面举例：

1°. Cd 的 6438 埃谱线的塞曼效应：

这条谱线是 $^1D_2 \rightarrow ^1P_1$ 跃迁的结果，俩能级的 $S=0$ ，于是 $g_2 = g_1 = 1$ 。现在我们列表计算【设 1D_2 对应 g_2 以及 $M_2(M_{J_2})$ 的简写）——以后谁到谁的跃迁，起始跃迁者均对应 2

号】：

M_2	2	1	0	-1	-2
M_1		1	0	-1	
$M_2 g_2$	2	1	0	-1	-2
$M_1 g_1$	σ^-	1	0 $^\pi$	-1	σ^+
$M_2 g_2 - M_1 g_1$	-1	-1	-1	0	0
$\Delta \tilde{\nu}$	(-1			0	
					+1)L

。其中绿色部分的 ΔM 用于察看红色

部分对应数字，所对应的是 π 线还是 σ 线。

①. 我们的 $M_2 g_2 - M_1 g_1$ 一行，采用的写法是“中心对称”式，即 $M_2 g_2$ 右端的 (0, -1, -2)，分别减去 $M_1 g_1 = (1, 0, -1)$ ，得到的 (0-1, -1-0, -2-(-1)) = (-1, -1, -1) 写在左端；你也可以采取“相对位置不变”式： $M_2 g_2$ 右端的 (0, -1, -2) 减去后 $M_1 g_1 = (1, 0, -1)$ ，仍写在右端，且最右端的 -1 对应的是 -2-(-1)，以此类推(等下我们就可以试一下)。②. 既然 $^1D_2 \rightarrow ^1P_1$ 它俩之间能够跃迁，说明它们已经满足 $\Delta M = 0, \pm 1$ 之前的普适的辐射跃迁定则了。③. 九种跃迁，但只有三种能量差值，所以只出现了三条分支谱线，每条包含三种跃迁。

我们也可用能级在磁场中的分裂图来表示 $^1D_2 \rightarrow ^1P_1$ 的塞曼效应，只需要将 1D_2 的磁能级图，画在 1P_1 的磁能级图之上 ($^1D_2 > ^1P_1$)，并画出对应的 9 条 $M_2 \rightarrow M_1$ 的跃迁箭头即可。【当然，原 $^1D_2, ^1P_1$ 能级的高低两条线、“无磁场”，“有磁场”的文字标识，两列 M、 M_g 值的标识，还是要有的。】

2°. Na 5890 埃和 5896 埃谱线的塞曼效应：

这两条谱线是 $^2P_{\frac{3}{2}} \rightarrow ^2S_{\frac{1}{2}}$ 跃迁的结果。 $^2P_{\frac{3}{2}}, ^2P_{\frac{1}{2}}, ^2S_{\frac{1}{2}}$ 的 g 因子分别为 $\frac{4}{3}, \frac{2}{3}, 2$ 。那么：

$^2P_{\frac{3}{2}} \rightarrow ^2S_{\frac{1}{2}}$ 的频率改变量的计算:

M_2	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{3}{2}$
M_1		$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	
M_2g_2	2	$\frac{2}{3}$	$-\frac{2}{3}$	-2
M_1g_1		1	-1	
$M_2g_2 - M_1g_1$	1	$\frac{5}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{5}{3}$
$\Delta \tilde{\nu}$	$(-\frac{5}{3}, -1,$	$-\frac{1}{3},$	$\frac{1}{3},$	$1, \frac{5}{3})L$

; 同样

地, $^2P_{\frac{1}{2}} \rightarrow ^2S_{\frac{1}{2}}$ 的频率改变量的计算:

M_2	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
M_1	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
M_2g_2	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
M_1g_1	1	-1
$M_2g_2 - M_1g_1$	$\frac{4}{3} - \frac{2}{3}$	$\frac{2}{3} - \frac{4}{3}$
$\Delta \tilde{\nu}$	$(-\frac{2}{3}, \frac{2}{3},$	$\frac{4}{3}, -\frac{4}{3})L$

①.在这个例子中, 我们的 $M_2g_2 - M_1g_1$ 一行, 均采用的是“相对位置不变”式。②.几种跃迁就有几种能量差值对应几条分支谱线, 每条只包含一种跃迁; ③. $\Delta \tilde{\nu}$ 并不在竖直方向——对应 $M_2g_2 - M_1g_1$, 而是将 $\Delta \tilde{\nu}$ 从小到大排列了——这样我们可以一眼看出最小间距均为 $\frac{2}{3}L$, 即 $\min\{M_2g_2 - M_1g_1\}L = \frac{2}{3}L$ 。

我们也可用能级在磁场中的分裂图来表示 $^2P_{\frac{3}{2}} \rightarrow ^2S_{\frac{1}{2}}$ 的塞曼效应, 只需要将 $^2P_{\frac{3}{2}}$ 的磁能级图, 画在 $^2S_{\frac{1}{2}}$ 的磁能级图之上; 且将 $^2P_{\frac{3}{2}}$ 的画在 $^2P_{\frac{1}{2}}$ 之上(这是因为Na的3p<半满, 于是正常次序, 因此J大的能级高), 并画出对应的4+6条两个 $M_2 \rightarrow M_1$ 的跃迁箭头即可。【当然, 原 $^2P_{\frac{3}{2}}, ^2P_{\frac{1}{2}}, ^2S_{\frac{1}{2}}$ 能级的高低三条线、“无磁场”, “有磁场”的文字标识, 两列M、 Mg 值的标识, 还是要有的。】

3.塞曼谱线的偏振情况:

原子和发出的光子, 整个体系在发出光子前后, 角动量之和是守恒的。原子在发生某一原子态的磁能级到另一原子态的磁能级的跃迁之前, 在磁场B方向的角动量为 $p_{J_z} = M_1 \hbar$, 当 $\Delta M = M_{J_2} - M_{J_1} = 1$ 时, 原子从 J_2 对应的原子态跃迁到 J_1 对应的原子态, 原子在磁场B方向的角动量减少 \hbar (因为 ΔM 是初减末 >0 , 那么末减初 <0 , 对应着末 $<$ 初), 光子必在磁场B方向具有 \hbar 的角动量, 那么此时若逆着磁场B方向看过去, 则看到光子在逆时针画圈, 即右旋椭圆偏振, 记为 σ^+ ; 若 \perp B方向看去, 则看到的是线偏振。【按理说如果光子 \perp B运动的话, 是看不到线偏振的; 确实如此, 但其实光的角动量虽为B方向, 其运动方向却四面八方, 因此当一个椭圆偏振朝着 \perp 振动平面的方向有速度分量

的话(朝着 \perp 椭圆面方向匀速运动), 你在 $\perp \mathbf{B}$ 方向上能看到它的电矢量划出的径迹, 类似你侧面看到的弹簧】

若 $\Delta M = -1$, 则原子在磁场 \mathbf{B} 方向的角动量增加 \hbar , 光子的角动量 \hbar 沿着 $-\mathbf{B}$ 方向, 于是若逆着磁场 \mathbf{B} 方向看过去, 则看到光子在顺时针画圈, 即左旋椭圆偏振, 记为 σ^- ; 若 $\perp \mathbf{B}$ 方向看去, 则看到的是线偏振。

当 $\Delta M = 0$ 时, 虽原子在磁场方向的分量不变 $p_{J_z} = M_l \hbar$, 但由于光子具有固有角动量 \hbar , 那么原子的总角动量 \mathbf{p}_J 在光子角动量的反方向的投影, 也必须改变 \hbar 。然而 p_{J_z} 是没变的, 这意味着 $p_{J_{\perp z}} = \pm \hbar$, 那么所发射的光子的角动量也应 \perp 磁场 \mathbf{B} , 于是若 $\perp \mathbf{B}$ 方向看去, 则看到的应是线偏振或椭圆/圆偏振, 实验中只观察到了线偏振, 记为 π ; 若逆着磁场 \mathbf{B} 方向看过去, 则看不到。【因为现在光子的运动/速度虽然也朝着四面八方, 但它的电矢量不再是椭圆偏振而是线偏振了, 在空间中划出的径迹不再是弹簧, 而是二维的正余弦函数图像, 且所在平面与 \mathbf{B} 平行】

综上所述: 沿着磁场方向观察时, 看不到 π 这个线偏振, 只看到的 σ^\pm 这两个左右旋椭圆偏振; 而沿着 \perp 磁场方向观察时, 会看到三条线偏振。

若外磁场很强, 则一切反常塞曼效应都趋于正常塞曼效应。

二. 法布里-珀罗多光束干涉仪

1. 基本原理

迈克尔孙干涉仪应用分振幅法, 将振幅分为一个双光束系统。如果两束光的强度相同, 即振幅都等于 A , 则根据之前的结论有: $I = 2A^2 [1 + \cos(\varphi_2 - \varphi_1)] = 4A^2 \cos^2(\frac{\varphi_2 - \varphi_1}{2})$ 。如果相位差 $\Delta \varphi$ 连续地改变, 光强变化缓慢, 用实验的方法不易测量其最大值和最小值的精确位置; 并且如果两束光振幅不等, 最小值不为 0 , 则条纹的可见度会进一步降低。【这段话听上去像是尘封已久的某篇论文的 abstract 或 introduction 部分- -】

实际中, 总希望干涉图样的条纹最好十分狭窄、边缘清晰、十分明亮。并且要求亮条纹能够被比较宽阔且相当黑暗的区域隔开。因此我们的多光束干涉系统就能实现对于某指定的 $\Delta \varphi$ 处才出现十分锐利的最大值, 而其他各处均为最小值。

利用等倾干涉原理, 竖直地平行放置两块平板, 两板相向的表面 G 、 G' 上镀有薄银膜或者其他反射率较高的薄膜。面光源 P 放在透镜 L_1 的焦平面上, 设 L_1 的中心为 K_1 , P 上某点 S 与 K_1 连线夹角与轴线夹角为 i_1 , L_1 使得 S 发出的许多光束平行于 SK_1 地以入射

2.多光束干涉

仅关注图中的 5 个橘黄色箭头所代表的光线，这部分等效于之前的等倾干涉薄膜装置，因此我们有： $\delta = 2n_2d_0 \cdot \cos i_2$ 。为了计算单光束 A_0 所一次次透射出的多光束的振动的叠加，我们得将光程差

由于一次次反射使得之后的透射光能量衰减，它们在同一点 S' 处引

比为 $1 - \rho$ ，那么如图所示，各透射光的振幅为一组等比数列。【无半波损失的等倾干涉中， $\Delta\varphi$ 取决于 $\delta = 2n_2d_0 \cdot \cos i_2$ 中的 i_2 ，不过对于亮条纹， $\Delta\varphi$ 直接就 $= 2k\pi$ 了，对应的 i_2

是离散的: $\delta = 2n_2 d_0 \cdot \cos i_2 = j\lambda$; 图中, 一次透射的振幅衰减系数为 $\sqrt{1-\rho}$, 之后每次增

加两次反射，透射次数仍然 remain 为 2】【这里的 δ 没有半波损失，因为上表面的入射光是假想的， a_1 并不是(光疏到光密)反射出去的，而实际上是透射出去的】【注：这里隐隐约约用到了：等倾干涉时所提及的“由于透镜的存在，CC'上所有点，到 S'的光程相等”】

假设(A₀)的第一束透射光在的 S'点引起的初相位为 0, 则: S'的合振动

$$=(1-\rho) \cdot A_0 \cdot e^{i\omega t} + \rho(1-\rho) \cdot A_0 \cdot e^{i(\omega t - \varphi)} + \rho^2(1-\rho) \cdot A_0 \cdot e^{i(\omega t - 2\varphi)} + \dots = (1-\rho) \cdot A_0 \cdot e^{i\omega t} \cdot (1 + \rho \cdot e^{-i\varphi} + \rho^2 \cdot e^{-2i\varphi} + \dots) = (1-\rho) \cdot A_0 \cdot e^{i\omega t} \cdot \frac{1}{1 - \rho \cdot e^{-i\varphi}}$$

将 e^{ix} 泰勒展开可得:

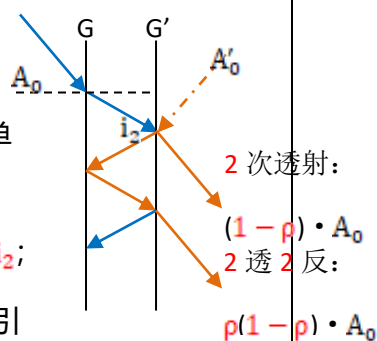
$e^{ix} = 1 + \frac{ix}{1!} - \frac{x^2}{2!} - \frac{ix^3}{3!} + \dots$, 可知 $e^{ix} = \cos x + i \cdot \sin x$; 同理可得 $e^{-ix} = \cos x - i \cdot \sin x$ 。于是

我们有 $e^{ix} \cdot e^{-ix} = 1$, 并且 $\cos x = \frac{e^{ix} + e^{-ix}}{2}$; 那么若对 $(1 - \rho) \cdot A_0 \cdot e^{i\omega t} \cdot \frac{1}{1 - \rho \cdot e^{-i\phi}}$ 取实部(的振幅部分), 则 $e^{i\omega t}$ 的实部的振幅平方=它和它的复共轭之积=1; 而 $\frac{1}{1 - \rho \cdot e^{-i\phi}}$ 的实部的振幅平方

$$\text{方} = \frac{1}{1-p \cdot e^{-i\varphi}} \cdot \frac{1}{1-p \cdot e^{i\varphi}} = \frac{1}{1+p^2-p(e^{-i\varphi}+e^{i\varphi})} = \frac{1}{1+p^2-2p\cos\varphi} = \frac{1}{1+p^2-2p+2p(1-\cos\varphi)} = \frac{1}{(1-p)^2+4p\sin^2\frac{\varphi}{2}}$$

综上,我们有合振幅的平方「因为 $|z_1 \cdot z_2| = |z_1| \cdot |z_2|$ 」;可以看出我们不需要像这样考虑 $e^{i\omega t}$,

直接考虑复振幅 $(1 - \rho) \cdot A_0 \cdot \frac{1}{1 - \rho \cdot e^{-i\phi}}$ 就够



了] $A^2 = (1 - \rho)^2 \cdot A_0^2 \cdot \frac{1}{(1 - \rho)^2 + 4\rho \sin^2 \frac{\varphi}{2}} = A_0^2 \cdot \frac{1}{1 + \frac{4\rho}{(1 - \rho)^2} \sin^2 \frac{\varphi}{2}}$, 对于给定的 ρ 值, 当 φ 取 $2k\pi$ 时, A^2 取最大值 A_0^2 ; 当 φ 取 $k\pi$ 时, A^2 取最小值 $A_0^2 \cdot \frac{(1 - \rho)^2}{(1 + \rho)^2}$; 透射光束的光强的最小值与最大值的比为 $\frac{(1 - \rho)^2}{(1 + \rho)^2}$ 。则可见度 $V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{(1 + \rho)^2 - (1 - \rho)^2}{(1 + \rho)^2 + (1 - \rho)^2} = \frac{2\rho}{1 + \rho^2} = \frac{2}{\rho + \frac{1}{\rho}}$ 。由于 $\rho < 1$, 则反射率 ρ 越大可见度 V 越大。

3. 等振幅多光束干涉

假设只考虑振幅均为 A_0 的有限条 (N 条) 透射光, 则 S' 的合振动 $= (1 - \rho) \cdot A_0 \cdot e^{i\omega t} + \rho(1 - \rho) \cdot A_0 \cdot e^{i(\omega t - \varphi)} + \rho^2(1 - \rho) \cdot A_0 \cdot e^{i(\omega t - 2\varphi)} + \dots + \rho^{N-1}(1 - \rho) \cdot A_0 \cdot e^{i(\omega t - (N-1)\varphi)} = (1 - \rho) \cdot A_0 \cdot e^{i\omega t} \cdot (1 + \rho \cdot e^{-i\varphi} + \rho^2 \cdot e^{-2i\varphi} + \dots + \rho^{N-1} \cdot e^{-(N-1)i\varphi}) = (1 - \rho) \cdot A_0 \cdot e^{i\omega t} \cdot \left[\frac{1}{1 - \rho \cdot e^{-i\varphi}} - \frac{\rho^N \cdot e^{-Ni\varphi}}{1 - \rho \cdot e^{-i\varphi}} \right]$ 。

现在我们求 $\frac{1 - \rho^N \cdot e^{-Ni\varphi}}{1 - \rho \cdot e^{-i\varphi}}$ 的实数部分的振幅的平方 (其中用到了 $\cos Nx = \frac{e^{Ni\varphi} + e^{-Ni\varphi}}{2}$)

$$= \frac{1 - \rho^N \cdot e^{-Ni\varphi}}{1 - \rho \cdot e^{-i\varphi}} \cdot \frac{1 - \rho^N \cdot e^{Ni\varphi}}{1 - \rho \cdot e^{i\varphi}} = \frac{1 + \rho^{2N} - 2\rho^N \cos N\varphi}{1 + \rho^2 - 2\rho \cos \varphi} = \frac{1 + \rho^{2N} - 2\rho^N + 2\rho^N(1 - \cos N\varphi)}{1 + \rho^2 - 2\rho + 2\rho(1 - \cos \varphi)} = \frac{(1 - \rho^N)^2 + 4\rho^N \sin^2 \frac{N\varphi}{2}}{(1 - \rho)^2 + 4\rho \sin^2 \frac{\varphi}{2}} \quad \text{【注:}$$

对 $(1 - \rho) \cdot A_0 \cdot e^{i\omega t} \cdot \frac{1 - \rho^N \cdot e^{-Ni\varphi}}{1 - \rho \cdot e^{-i\varphi}}$ 取极限 $N \rightarrow +\infty$, 即可得到之前的合振动的相量形式】【其中的 φ 不再是 1.9.2 中 $\delta = 2n_2 d_0 \cdot \cos i_2$ 所对应的 $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2n_2 d_0 \cdot \cos i_2 = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot n_2 d_0 \cdot \cos i_2$ 了, 而是 $\delta = d \cdot \sin \theta$ 所对应的 $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d \cdot \sin \theta = 2\pi \frac{d}{\lambda} \cdot \sin \theta$ 了——当 $\delta = j \cdot \lambda$ 时, 或者说 $\varphi = 2j\pi$ 时, 即有: $d \cdot \sin \theta = j \cdot \lambda$ ——这在光栅部分会着重提及】

现在令所有的透射光的入射和出射的两次透射的强度不衰弱, 即有

$A_0 \cdot e^{i\omega t} \cdot \frac{1 - \rho^N \cdot e^{-Ni\varphi}}{1 - \rho \cdot e^{-i\varphi}}$; 现在再令 $\rho = 1$ (绝对反射, 则透射光强度都一样; 总的来说从 $(1 - \rho) \cdot A_0 \cdot e^{i\omega t}$ 、 $\rho(1 - \rho) \cdot A_0 \cdot e^{i(\omega t - \varphi)}$ 、 $\rho^2(1 - \rho) \cdot A_0 \cdot e^{i(\omega t - 2\varphi)}$ 变为了 $A_0 \cdot e^{i\omega t}$ 、 $\rho \cdot A_0 \cdot e^{i(\omega t - \varphi)}$ 、 $\rho^2 \cdot A_0 \cdot e^{i(\omega t - 2\varphi)}$, 再变为了 $A_0 \cdot e^{i\omega t}$ 、 $A_0 \cdot e^{i(\omega t - \varphi)}$ 、 $A_0 \cdot e^{i(\omega t - 2\varphi)}$), 则有: $A_0 \cdot e^{i\omega t} \cdot \frac{1 - e^{-Ni\varphi}}{1 - e^{-i\varphi}}$, 并且对应地, $\frac{1 - e^{-Ni\varphi}}{1 - e^{-i\varphi}}$ 的实数部分的振幅平方变为 $\frac{(1 - \rho^N)^2 + 4\rho^N \sin^2 \frac{N\varphi}{2}}{(1 - \rho)^2 + 4\rho \sin^2 \frac{\varphi}{2}} = \frac{\sin^2 \frac{N\varphi}{2}}{\sin^2 \frac{\varphi}{2}}$ 。此时整体的实数部分的振幅平方 $= A_0^2 \cdot \frac{\sin^2 \frac{N\varphi}{2}}{\sin^2 \frac{\varphi}{2}}$ 。【这部分本身可以直接通过 $A_0 \cdot e^{i\omega t}$ 、 $A_0 \cdot e^{i(\omega t - \varphi)}$ 、 $A_0 \cdot e^{i(\omega t - 2\varphi)}$ 有限可列数列求和得到结论的, 这里稍微拓展了点, 或者说因为懒而沿用了上一节的做法, 而绕了个弯子; 看上去 N 束叠加的总光强 $A_0^2 \cdot \frac{\sin^2 \frac{N\varphi}{2}}{\sin^2 \frac{\varphi}{2}}$ 还没单束光的 A_0^2 大? 仔细看看, 这可不一定。】

由上式可知, 要想使得分子分母同时 $= 0$, 则有 $\frac{N\varphi}{2} = k\pi$ 以及 $\frac{\varphi}{2} = k\pi$, 取交集, 即当 $\varphi = \frac{2k\pi}{N}$

$(k=0, \pm 1N, \pm 2N)$ 时, 分子分母均趋向于 0【这里的主极大和单缝衍射不同, 有多个等间距主极大——间距怎么求: 之后会用 $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d \cdot \sin\theta = 2\pi \frac{d}{\lambda} \cdot \sin\theta = 2k\pi (k=0, \pm 1, \pm 2)$ 来得到 $\sin\theta$ 关于 k 的表达式】, 根据极限理论, 光强得到主极大值: $N^2 \cdot A_0^2$; 要想使得分子趋向于 0 而分母不为零, 则 $\frac{N\varphi}{2} = j\pi$ 以及 $\frac{\varphi}{2} \neq j\pi$, 取交集, 即当 $\varphi = \frac{2k'\pi}{N}$ 时($k' = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm(N-1), \pm(N+1), \pm(N+2), \dots, \pm(2N-1), \pm(2N+1), \pm(2N+2), \dots, \pm(3N-1)$), ($k' \neq \pm 0, \pm N, \pm 2N$), 此时得到最小值 0——可见两个相邻主极大值之间分布着 $N-1$ 个最小值, 又因为两个相邻最小值之间必有一极大值, 故两个相邻主极大值之间分布着 $N-2$ 个次极大值。

4. 实验内容与步骤

1. 仪器调整

(1). 法布里-珀罗标准具的调整

①. 标准具置于汞灯照明之下，用眼睛观察即能看到一组同心圆环的干涉图像，工厂在装配时已将两镜片保持平行，但还未达到严格平行，需进一步调整。

②. 观察者眼睛从标准具镜片中心向三个微调螺丝方向移动，此时干涉图像也发生移动，则说明标准具两个镜片还未严格平行，需要进行调整。

假如干涉图像是向外扩展，则该微调螺丝压力太小，应增加压力即微调螺丝顺时针方向旋转；若此时干涉图像向内收缩，则说明该微调螺丝压力太大，应减小压力即微调螺丝逆时针旋转，按此方法反复调整压力直至干涉图像不动为止，此时已严格平行，即可进行实验。

(2). 读数显微镜的调节

①. 确定读数显微镜的物平面与物镜的相对位置。

②. 用眼睛直接看会聚透镜的出射光束时，上下左右移动头部，确定看到光束最亮的视线方向。

③. 使显微镜筒靠近此视线方向，调节显微镜位置与轴线取向使镜筒轴线与视线在同一高度，并且近乎平行，并使物平面与干涉图样所在平面接近重合。

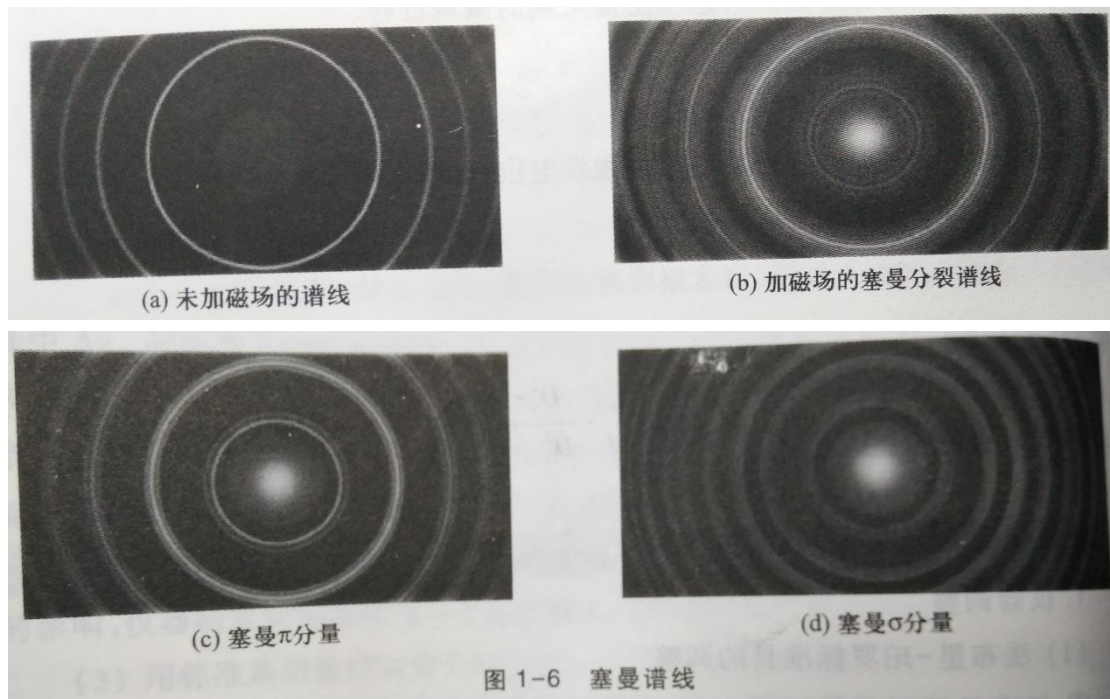
④.转动读数鼓轮，使显微镜筒在水平面内移动，直到在镜筒内看到亮光。

⑤.转动显微镜直到镜筒内的光最亮。

⑥.对物平面调焦使干涉亮条纹最清晰。

⑦.转动读数鼓轮可测亮条纹直径，如果条纹中心不对称则微调 F-P 标准具的轴线取向或左右平衡显微物镜位置，以上调节完毕后应再对显微镜调焦使条纹最细。

2.观察塞曼谱线，如图 1-6 所示，记录相关数据。



5. 实验记录（注意：单位、有效数字、列表）

一. 原始数据

塞曼效应实验数据记录表

$U=24V$; $B=8.8kGs$; $d=2mm$

No. _____
Date. _____

	K-1			K			K+1		
	c	b	a	c	b	a	c	b	a
左	33.527	33.471	33.426	32.649	32.607	32.560	31.274	31.242	31.098
右	22.690	22.732	22.748	23.562	23.667	23.933	24.728	24.860	24.995
D									
D ²									

王旗

6. 数据处理及误差分析

一.经计算后的数据

表 1 塞曼效应数据处理表 (Excel 绘制)

磁场电压=24 V； B=8.8 kGs； d=2 mm

	K-1			K			K+1		
	c	b	a	c	b	a	c	b	a
左	33.53	33.47	33.43	32.65	32.61	32.54	31.27	31.2	31.1
右	22.69	22.73	22.75	23.8	23.84	23.86	24.81	24.85	24.88
D	10.84	10.74	10.68	8.851	8.769	8.677	6.462	6.353	6.215
D ²	117.4	115.3	114	78.34	76.9	75.29	41.76	40.36	38.63
ΔD^2	-2.11445		-1.30644	-1.44484		-1.60503	-1.39683		-1.73438
ΔD^2	-38.43076			-36.534752			-37.482756		
Δv	27.5098		16.9973	19.7735		21.9658	18.633		23.1358
$\overline{\Delta v}$	1.82679E+11					0.038536638			

7. 思考题及实验小结

1. 思考题一

①. 实验中如何观察和鉴别塞曼分裂谱线中的 π 成分和 σ 成分?

答: 沿着磁场方向观测时, $\Delta M = +1$ 为右旋圆偏振光, $\Delta M = -1$ 时为左旋圆偏振光。在实验中, $+\sigma$ 成分经四分之一波片后, 当偏振片透振方向在一、三象限时才可观察到, 因此为相位差为 2π 的线偏振光, 所以 $+\sigma$ 成分为右旋偏振光。同理可得 $-\sigma$ 成分为左旋偏振光。

以下内容为报告保留内容，请勿填写或删除，否则影响实验成绩

上课时间：

上课地点：

任课教师：

报告得分：

教师留言：

操作得分：

教师留言：

预习得分：

预习情况：