

塞曼效应实验报告

鲁睿 未央软-11 2021012539 2022.11.14

摘要: 塞曼效应从实验上验证了原子角动量和磁矩的量子化现象，为研究原子结构提供了重要途径。本实验通过 F-P 干涉仪观察汞灯绿线的分裂情况，旋转偏振片观察条纹分裂条数变化，定性判断 σ 线和 π 线的位置以及角度关系。通过测量条纹间距定量计算波长倒数之差以及磁感应强度，实验表明在电流范围为 2.5A~4.0A 区间，磁感应强度与电流线性相关。

关键词: 塞曼效应; 磁矩; 干涉; 偏振

目录

1 实验仪器

2 实验原理

2.1 原子磁矩

2.2 原子能级的分裂

2.3 汞灯谱线的分裂

2.4 F-P 干涉仪

3 实验步骤

4 实验内容

4.1 区分 σ 线和 π 线

4.2 不同励磁电流下干涉环测量

5 实验总结

5.1 注意事项

5.2 磁化关系

6 原始数据

7 预习作业截图

1 实验仪器

汞灯、电磁铁装置、聚光透镜，偏振片、F-P 标准具（空气间隙，标准距间距 $d = 2\text{mm}$ ）、 546nm 滤光片，成像物镜与测微目镜组成的测量望远镜。

2 实验原理

2.1 原子磁矩

载流线圈的磁场可以用磁矩来描述。原子中的电子绕核运动的同时，还有自旋运动，另外还有原子核的核自旋运动，它们运动激发的磁场，也用磁矩来描述，称之为原子磁矩。

通常情况下，核运动对应的核磁矩可以忽略，所以原子磁矩主要来自于核外电子的轨道运动和自旋运动。用角动量来描述电子的轨道运动和自旋运动，原子中各电子轨道运动角动量的矢量和即原子的轨道角动量 \vec{P}_L ，原子中各电子自旋运动角动量的矢量和即原子的自旋角动量 \vec{P}_S ，考虑轨道自旋耦合，原子的角动量 $\vec{P}_J = \vec{P}_L + \vec{P}_S$ 。量子力学理论给出各磁矩与角动量的关系。

$$\vec{\mu}_L = -\frac{\mu_B}{\hbar}\vec{P}_L, \quad \vec{\mu}_S = -\frac{2\mu_B}{\hbar}\vec{P}_S, \quad \vec{\mu}_J = -\frac{g\mu_B}{\hbar}\vec{P}_J \quad (1)$$

式中， $\vec{\mu}_L$ 为原子的轨道磁矩， $\vec{\mu}_S$ 为原子的自旋磁矩， $\vec{\mu}_J$ 为原子(总)磁矩。
 $\hbar = h/2\pi$, h 为普朗克常数， $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$ 为玻尔磁子， e 和 m 分别为电子的电荷和质量，朗德因子表达式如下

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

L 为表示原子的轨道量子数，取值： $0, 1, 2, \dots$ ，
 S 为原子的自旋量子数，取值为 $0, 1/2, 1, 3/2, 2, 5/2, \dots$ ， J 为原子的总角动量量子数，取值为 $0, 1/2, 1, 3/2, \dots$ ，角动量子化如下

$$P_L = \sqrt{L(L+1)}\hbar, \quad P_S = \sqrt{S(S+1)}\hbar, \quad P_J = \sqrt{J(J+1)}\hbar \quad (3)$$

由量子力学理论可知，角动量的取向也是量子化的， \vec{P}_J 在任意方向的投影（如 z 方向）为： $P_{Jz} = M\hbar$, $M = -J, -J+1, -J+2, \dots, J-1, J$ ，从而原子磁矩也是量子化的，在任意方向的投影(如 z 方向)为： $\mu_{Jz} = -Mg\mu_B$ ，其中 M 为磁量子数， g 为朗德因子。

2.2 原子能级的分裂

具有磁矩为 $\vec{\mu}_J$ 的原子，在外磁场 \vec{B} 中具有势能（原子在外磁场中获得的附加能量）

$$U = -\vec{\mu}_J \cdot \vec{B} = Mg\mu_B B \quad (4)$$

在外磁场中，原先能量为 E 原子能级，考虑这一附加能量后，能级变为： $E' = E + Mg\mu_B B$ ，根据 M 的取值规律，每一个能级都分裂为等间隔的 $(2J + 1)$ 个能级。

2.3 汞灯谱线的分裂

在外磁场中能级分裂如图 1 所示。外磁场为零时，只有 546.1 nm 的一条谱线。在外场 \vec{B} 的作用下，上能级分裂为 3 条，下能级分裂为 5 条。

9 条谱线的偏振态，量子力学理论给出：当 $\Delta M = 0$ 时，产生 π 线，为振动方向平行于磁场的线偏振光。当 $\Delta M = \pm 1$ 时，产生 σ 线，为圆偏振光，迎着磁场方向观察时， $\Delta M = 1$ 的 σ 线是左旋圆偏振光， $\Delta M = -1$ 的 σ 线是右旋圆偏振光。对 9 条谱线中，相邻谱线的能量间隔均为 $\delta E = \frac{1}{2}\mu_B B$ ，所以，相邻谱线的波数差(谱线裂距)：

$$|\Delta\tilde{\nu}| = \frac{\mu_B B}{2hc} = \frac{9.274 \times 10^{-24} \text{J}/(\text{T})}{2 \cdot 6.626 \times 10^{-34} (\text{J} \cdot \text{s}) \cdot 3 \times 10^8 \text{m/s}} \approx 23.343B (\text{m}^{-1}) \quad (5)$$

(5) 式中，磁感应强度 B 的单位为 T（特斯拉）。

2.4 F-P 干涉仪

本实验通过干涉装置进行塞曼效应的观察。由于 Hg 绿线的波数相邻谱线裂距很小， $\Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right)/\left(\frac{1}{\lambda}\right) \approx 1.3 \times 10^{-5}$ ，属于精细结构光谱分析，干涉条纹必须十分细锐，才能把各谱线分辨出来。为此，我们选择法布里—珀罗标准具 (Fabry – Perot，简记为 F – P 标准具) 作为干涉元件。

不同入射角，在其焦平面上形成强弱稳定分布的干涉条纹。设 A、B 两平行玻璃板内表面间的距离为 d （简称为“标准具间距”），两板间介质为空气，空气折射率 $n \approx 1$ ，则相邻两平行光束的光程差为 $\Delta = 2d \cos \theta$ 。产生干涉主极大(亮纹)的条件为

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

k 为干涉级次，取整数。由于标准具间距 d 固定，在波长 λ 不变的条件下，不同的干涉级次 k 对应不同的入射角 θ 。在 Hg 灯光源照明下，相同的入射角都将汇聚在同一个干涉环上，因此，F-P 标准具是等倾干涉装置，干涉条纹是一系列的同心圆环，中心处级次最高。

其中可以通过公式 (6) 以及近似关系可以得到（具体推导可查看预习作业）

$$\Delta \left(\frac{1}{\lambda} \right) = \frac{1}{2d} \frac{D_k^2(\lambda_2) - D_k^2(\lambda_1)}{D_{k-1}^2(\lambda_1) - D_k^2(\lambda_1)} \quad (7)$$

由公式 (5) 和公式 (7) 可磁感应强度 B 的表达式

$$B = \frac{1}{2d \cdot 23.343} \cdot \frac{D_k^2(\lambda_2) - D_k^2(\lambda_1)}{D_{k-1}^2(\lambda_1) - D_k^2(\lambda_1)} \quad (8)$$

3 实验步骤

1. 接通稳流稳压电源，逐步增强电流到 3.5 A 左右，能看到清晰的塞曼分裂的九条谱线。
2. 在装有聚光透镜的环上装上偏振片，轻轻拧好固定螺钉。转动偏振片可以分别看到塞曼分裂的 σ 分量和 π 分量，谱线会变成 6 条或 3 条。
3. 在 $I = 3.50 \text{ A}$ 时，选择同级次 9 条分裂谱线中两条谱线圆环，再选出与这两环之一对应的低一级次的环，用测量望远镜分别测量这 3 个圆环的直径。同时记录某一圆环条纹宽度的粗略估计值。运用式 (7) 计算同级次谱线的波数差，计算出 $I = 3.50 \text{ A}$ 时磁感应强度 B 的值。
4. 在电流 I 分别取 2.50 A、3.00 A、3.50 A 和 4.00 A 电流值时测量磁感应强度 B 。讨论分析 B 和 I 的关系。

4 实验内容

4.1 区分 σ 线和 π 线

旋转偏振片，观察到下述两种分裂情形，**左侧代表 σ 线**，分裂条数为 6，**右侧代表 π 线**，分裂条数为 3，两者对应偏振片的角度

$$\Delta\theta = \theta_\sigma - \theta_\pi = 298^\circ - 210^\circ = 88^\circ$$

两者相差约为 90° ，在实验误差范围内满足垂直和水平两个分量相差 90° 的结论

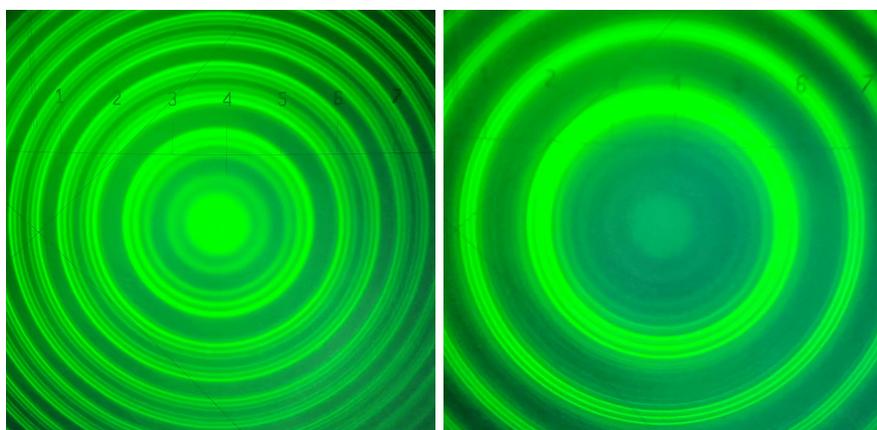


图1 $B \neq 0$, σ 线(左, 6 条分裂谱线)和 π 线(右, 3 条分裂谱线)

4.2 不同励磁电流下干涉环测量

取下偏振片，增加光的强度，视场中的干涉条纹如下图所示，保证叉丝中心和干涉环中心重合，这样能保证读数结果为正对的条纹直径。

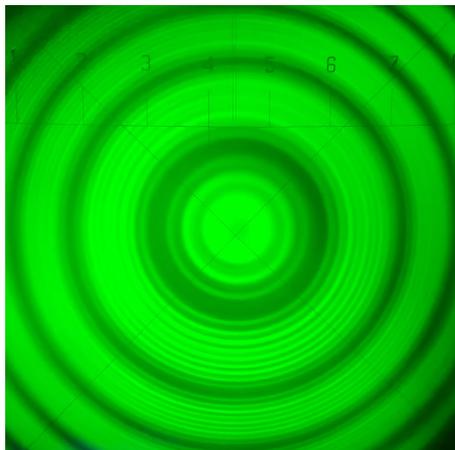


图2 $B \neq 0$,干涉条纹视场形状 (9 条分裂谱线)

可以观察到，第 3 条和第 7 条分裂谱线相较其他谱线而言最亮，使用叉丝读数，根据公式 (7) 测量第二圈和第三圈相应分裂谱线的距离 (单位: mm)

电流/A	$k-1, \lambda_1$, 左	$k-1, \lambda_1$, 右	$k-1, \lambda_2$, 左	$k-1, \lambda_2$, 右	k, λ_1 , 左	k, λ_1 , 右
3.50	2.451	6.145	1.934	6.700	1.304	7.317
2.50	2.034	6.261	1.938	6.771	1.387	7.390
3.00	2.448	6.185	1.940	6.691	1.301	7.320
4.00	2.500	6.168	1.968	6.770	1.369	7.337

表1 不同励磁电流下干涉条纹距离数据表

计算波数之差以及磁感应强度后的数据表格如下

$D(k-1, \lambda_1)/\text{mm}$	$D(k-1, \lambda_2)/\text{mm}$	$D(k, \lambda_1)/\text{mm}$	$\delta\nu/\text{m}$	B/T
3.694	4.766	6.013	100.72	1.079
4.227	4.833	6.003	75.55	0.809
3.737	4.751	6.019	96.65	1.035
3.668	4.802	5.968	108.35	1.160

表2 不同励磁电流下不同直径以及磁感应强度计算

例如对 $I = 2.5\text{A}$ 的情形计算过程如下

$$\begin{aligned}\delta\nu &= \frac{1}{2d} \frac{D_k^2(\lambda_2) - D_k^2(\lambda_1)}{D_{k-1}^2(\lambda_1) - D_k^2(\lambda_1)} \\ &= \frac{1}{2 \cdot 2 \times 10^{-3} \text{ m}} \frac{(6.700 \text{ mm} - 1.934 \text{ mm})^2 - (6.145 \text{ mm} - 2.451 \text{ mm})^2}{(6.700 \text{ mm} - 1.934 \text{ mm})^2 - (7.317 \text{ mm} - 1.304 \text{ mm})^2} \\ &= 250 \text{ m}^{-1} \cdot \frac{9.06912 \text{ mm}^2}{22.510533 \text{ mm}^2} \\ &= 100.7208 \text{ m}^{-1}\end{aligned}$$

$$B = \frac{1}{4} \frac{\delta\nu}{23.343 \text{ m}^{-1}/\text{T}} = \frac{1}{4} \frac{100.7208 \text{ m}^{-1}}{23.343 \text{ m}^{-1}/\text{T}} \approx 1.079 \text{ T}$$

其中 $\frac{1}{4}$ 代表第 3 条和第 7 条谱线之间含 4 个单间距，将电流和磁感应强度作图如下

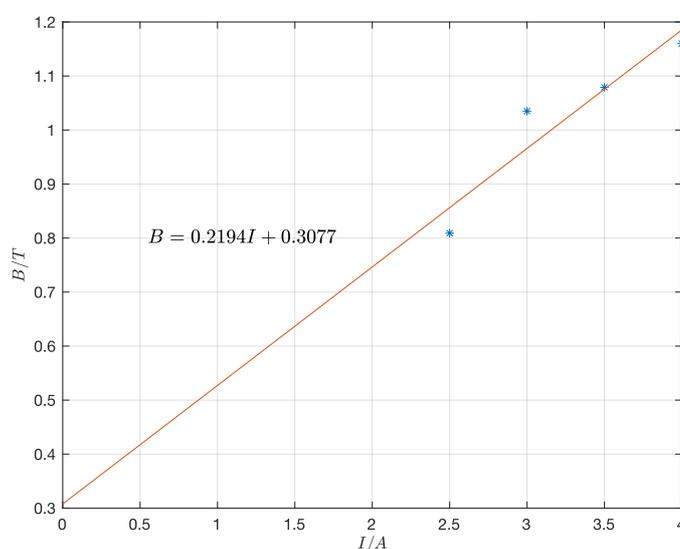


图3 磁感应强度和电流直线拟合图像

计算相关系数 $r = 0.94188$ ，线性符合程度较好，说明在一定电流范围内，磁感应强度和电流呈线性关系。

5 实验总结

5.1 注意事项

- 偏振片应面向观测方向，方便旋转读数，由于偏振片不是理想偏振片，在调整 π 线时只需调整为另外 6 条谱线强度较低即可；
- 打开恒流源时要将电流旋钮调整至最低，以免接通电源时电流突然加大导致仪器失灵；
- 在使用叉丝读数时需要将干涉环中心调整至视场中心，这样既消除了空间干涉图形的像差，也保证两侧 6 个数据点能完整的记录下来；
- 实验中测量磁感应强度时发现有一定误差，初期测量时经常来回测量，这会引入空

程差，并且偶尔撞击测微目镜导致前后视场发生变化，这在实验过程中需要加以避免；

- 恒流源可能因为环境因素不稳定，需要在实验过程中加以关注，保证电流数值大小的稳定性。

5.2 磁化关系

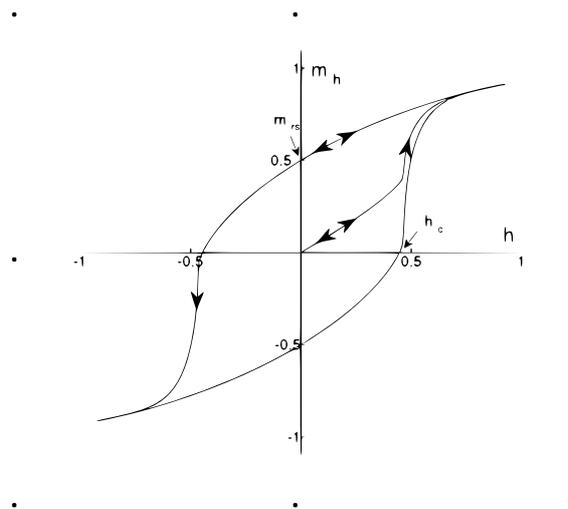
从图 3 中可以看出，拟合直线并未通过原点，这与电磁学中经典公式毕奥萨伐尔定理

$$B(r) = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int_c \frac{dI \times r}{|r'|^2} \quad (9)$$

似乎相违背，但这是基于线性磁介质，本实验使用铁磁质， μ_r 与磁化的过程有关，首先可以肯定 $H \propto I$ ，这是由麦克斯韦方程组的第三个方程保证（本实验 $\frac{\partial D}{\partial t} = 0$ ）

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}_0 + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (10)$$

从而 $B - I$ 可以转换为 $B - H$ 关系，而对铁磁质而言， $B - H$ 非线性，其有复杂的函数关系，一种理论模型计算的磁化曲线如下



可以看出本次实验测量的范围为电流较大区域范围，对应线性拟合直线截距 $b > 0$ ，同时从图中可以看出磁感应强度有饱和值。

6 原始数据

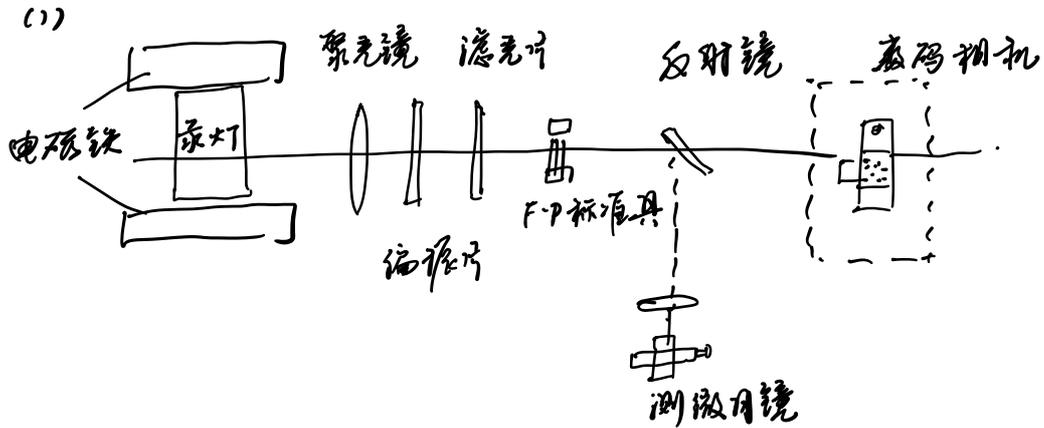
塞曼效应原始数据										未央软-11 鲁睿	
电流/A	k-1, λ_1 , 左	k-1, λ_1 , 右	k-1, λ_2 , 左	k-1, λ_2 , 右	k, λ_1 , 左	k, λ_1 , 右	D(k-1, λ_1)	D(k-1, λ_2)	D(k, λ_1)	δv	B/T
3.50	2.451	6.145	1.934	6.700	1.304	7.317	3.694	4.766	6.013	100.72	1.079
2.50	2.034	6.261	1.938	6.771	1.387	7.390	4.227	4.833	6.003	75.55	0.809
3.00	2.448	6.185	1.940	6.691	1.301	7.320	3.737	4.751	6.019	96.65	1.035
4.00	2.500	6.168	1.968	6.770	1.369	7.337	3.668	4.802	5.968	108.35	1.160

图4 原始数据截图

7 预习作业截图

塞曼效应预习作业

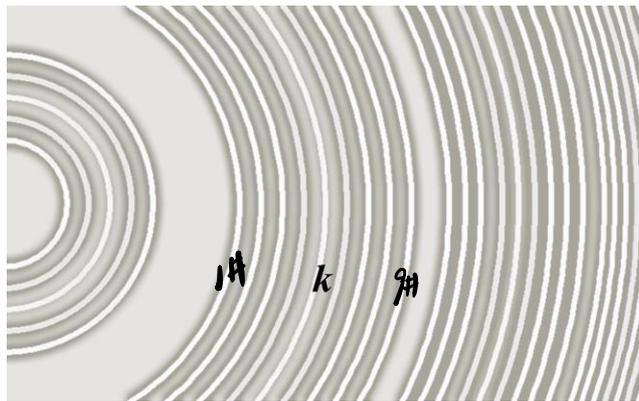
鲁宁 朱央-收 11
20210123P



测量装置示意图

(2) 由等厚干涉相长条件. $2d \cos \theta = k\lambda$.

由三角函数关系, 当直径增加时, θ 增加, $\cos \theta$ 减少, k 减少
即从中央往外, 干涉环的直径增加, 级次减少.



磁场中的谱线分裂

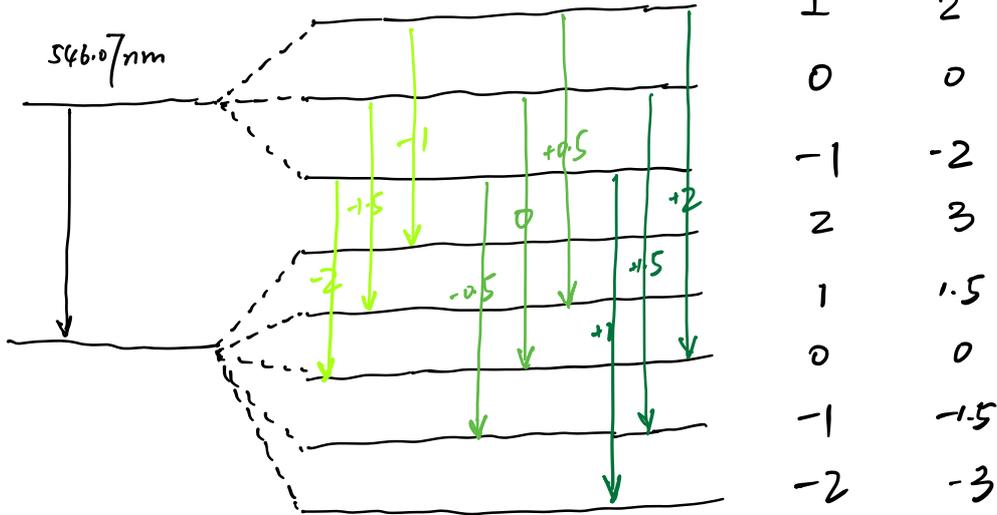
由于频率越高, 波长入越下, 相同级次处 $2d \cos \theta$ 更小.

对 θ 越大, 直径越大, 级标注如上.

对上能级, $l=0, s=1, j=1, g_{\uparrow} = 1 + \frac{j(j+1) - l(l+1) + s(s+1)}{2j(j+1)} = 2$

对下能级, $l=1, s=1, j=2, g_{\downarrow} = 1 + \frac{j(j+1) - l(l+1) + s(s+1)}{2j(j+1)} = 1.5$

对 546.07 nm 谱线分裂之后的9条谱线.



垂直于磁场的方向 $\Delta M = -1$ $\Delta M = 0$ $\Delta M = 1$
 圆偏振 线偏振 圆偏振
 σ^- 光 π 光 σ^+ 光

π 光有3条分裂谱线, σ 光有6条分裂谱线.

旋转偏振片, 通过观察条纹的亮度与 σ 光和 π 光

13) 绘制数据表格如下:

由 $S_0 = \frac{1}{2} B \left(\frac{\mu_B}{hc} \right)$ 以及 $\Delta \left(\frac{1}{\lambda} \right) = \frac{1}{2d} \frac{D_K^2(\lambda_2) - D_K^2(\lambda_1)}{D_{K-1}^2(\lambda_1) - D_K^2(\lambda_1)}$
 \downarrow
 46.686 m^{-1} . 选择清晰的衍射谱线

可得: $B = \frac{2}{46.686} \cdot \frac{1}{2d} \frac{D_K^2(\lambda_2) - D_K^2(\lambda_1)}{D_{K-1}^2(\lambda_1) - D_K^2(\lambda_1)}$

需要测量 K 级 λ_1, λ_2 波长对应位置 (左右相减为直径)

以及电流, 计算 S_0 , 从而估算强度

[推导 S_0 的过程: \nearrow 近似 $\cos \theta \approx 1 - \frac{1}{2} \theta^2$

$$\left. \begin{aligned} \text{由 } \theta, \lambda, \quad 2d \left(1 - \frac{1}{2} \theta^2 \right) &= K\lambda \\ \theta &= \frac{D}{2} \end{aligned} \right\} \Rightarrow K\lambda = 2d \left(1 - \frac{1}{2} \frac{D^2}{4f^2} \right)$$

$$\left. \begin{aligned} K\lambda_1 &= 2d \left(1 - \frac{1}{2} \frac{D_K^2}{4f^2} \right) \\ (K-1)\lambda_1 &= 2d \left(1 - \frac{1}{2} \frac{D_{K-1}^2}{4f^2} \right) \end{aligned} \right\} \Rightarrow \lambda_1 = d \frac{D_{K-1}^2 - D_K^2}{4f^2}$$

$$\left. \begin{aligned} K\lambda_1 &= 2d \left(1 - \frac{1}{2} \frac{D_K^2}{4f^2} \right) \\ K\lambda_2 &= 2d \left(1 - \frac{1}{2} \frac{D_K^2}{4f^2} \right) \end{aligned} \right\} \Rightarrow K(\lambda_1 - \lambda_2) = d \frac{D_{K-1}^2 - D_K^2}{4f^2}$$

近似. $K\lambda = 2d \cos \theta \approx 2d \Rightarrow K = \frac{2d}{\lambda_2}$

$$\Rightarrow \frac{K(\lambda_1 - \lambda_2)}{\lambda_1} = 2d \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) = \frac{D_{K-1}^2 - D_K^2}{D_{K-1}^2(\lambda_1) - D_K^2(\lambda_1)} \Rightarrow \Delta \left(\frac{1}{\lambda} \right) = \dots]$$