

氢（氘）原子光谱 实验报告

张楚珩 (121120173)
zhangchuheng123@live.com

2015年11月3日

1 引言

光谱线系的规律与原子结构有内在的联系，因此，原子光谱是研究原子结构的一种重要方法。1885年巴尔末总结了人们对于氢原子光谱测量的结果，发现了氢光谱的规律，提出了著名的巴尔末公式，氢光谱规律的发现为玻尔理论的建立提供了坚实的实验基础，对原子物理和量子力学的发展起过重要作用。1932年尤里 (H. C. Urey) 根据里德堡常数随原子核质量不同而变化的规律，对重氢莱曼系进行摄谱分析，发现氢的同位素——氘的存在。通过巴尔末公式求得的里德堡常数是物理学中少数几个最精确的常数之一，成为检验原子理论可靠性的标准和测量其他基本物理常数的依据。

WGD-3型光栅光谱仪用于近代物理实验中氢（氘）原子光谱实验，一改以往在大型摄谱仪上用感光胶片记录的方法，而使得光谱既可以在微机屏幕上显示，又可以打印成图谱保存，实验结果准确明了。

2 实验目的

1. 熟悉光栅光谱仪的性能与用法；
2. 用光栅光谱仪测量氢原子光谱巴尔末系的波长，求里德堡常数。

3 实验原理

3.1 氢原子光谱

用电激发氢放电管（氢灯）中的稀薄氢气（压力在 $10^2 Pa$ 左右），可以得到氢原子光谱。

瑞士物理学家巴尔末给出氢原子在可见光区域内的经验公式：

$$\lambda_H = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad n = 3, 4, 5 \quad (1)$$

式中， λ_H 为氢原子谱线在真空中的波长， $\lambda_0 = 364.57nm$ 是一个经验常数。如果用波数表示，上式可以写为

$$\tilde{\nu}_H = \frac{1}{\lambda_H} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (2)$$

其中， R_H 称为氢的里德堡常数。

根据波尔理论，氢原子和类氢原子的里德堡常数为

$$R_Z = \frac{2\pi^2 m e^4 Z^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 c h^3 (1 + m/M)} \quad (3)$$

其中 M 为原子核质量， m 为电子质量， e 为电子电荷， c 为光速， h 为普朗克常数， ϵ_0 为真空中的介电常数， Z 为原子序数。

当 $m \rightarrow \infty$ 时可以得出原子核不动时的里德堡常数（普适里德堡常数）

$$R_\infty = \frac{2\pi^2 m e^4 Z^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 c h^3} \quad (4)$$

对于氢原子有，

$$R_H = \frac{R_\infty}{1 + m/M_H} \quad (5)$$

这里的 M_H 是氢原子原子核的质量。

由此可知，通过实验测得的氢的巴尔末线系的前几条谱线的波长，可以求出氢的里德堡常数。

里德堡常数 R_∞ 是重要的基本物理常数之一，对它的精密测量在科学上有着重要的意义，目前它的推荐值为

$$R_\infty = 10\,973\,731.568\,549\,(83)m^{-1} \quad (6)$$

值得注意的是，计算 R_H 和 R_∞ 时，应该使用氢谱线在真空中的波长，而实验实在空气中进行测量的，因此需要根据波长修正值表格将空气中的波长转化为真空中的波长，即 $\lambda = \lambda + \Delta\lambda_1$ 。氢的巴耳末系波长与波长修正值分别如图2和??所示。

3.2 同位素位移

同一元素的不同同位素具有不同的核质量和电荷分布，由此引起原子光谱波长的微小差别称为“同位素位移”。一般来说，元素光谱线同位素位移的定量关系是很复杂的，只有像氢原子这样的系统，同位素位移才可以用简单的公式计算。氢原子核是一个质子，其质量为 M_H ，氘核比氢核多一个中子，其质量为 M_D 。由此可以算出氢和氘的同位素位移为

$$\Delta\lambda = \lambda_H - \lambda_D = \lambda_H \frac{m}{M_H} \frac{1 - \frac{M_H}{M_D}}{1 + \frac{M_H}{M_D}} \quad (7)$$

谱线符号	波长(nm)
H _α	656.280
H _β	486.133
H _γ	434.047
H _δ	410.174
H _ε	397.007
H _ζ	388.906
H _η	383.540
H _θ	379.791
H _ι	377.063
H _κ	375.015

图 1: 氢的巴尔末线系波长

氢谱线	H _α	H _β	H _γ	H _δ	H _ε	H _ζ
Δλ _i (mm)	0.181	0.136	0.121	0.116	0.112	0.110

图 2: 波长修正值

其中 λ_H 和 λ_D 是可以直接测量的量，由此可以计算出氢原子和氘原子核的质量比。

4 实验仪器

WGD-3型组合式多功能光栅光谱仪，包含氢、氦、氮、氩、汞放电管等多组放电灯。它由光栅单色仪、接收单元、扫描系统、电子放大器、A/D采集单元、计算机组成。如图3所示。入射狭缝、出射狭缝均为直狭缝，宽度范围 $0 \sim 2.5\text{mm}$ 连续可调，光源发出的光束进入入射狭缝 S_1 ， S_1 位于反射式准光镜 M_2 的焦面上，通过 S_1 入射的光束经过 M_2 反射成平行光束投向平面光栅 G 上，衍射后的平行光束经过物镜 M_3 成像在 S_2 和 S_3 上，通过 S_3 可以光的衍射情况，一边调节光栅；光通过 S_2 后用光电倍增管接收，输入计算机进行分析。

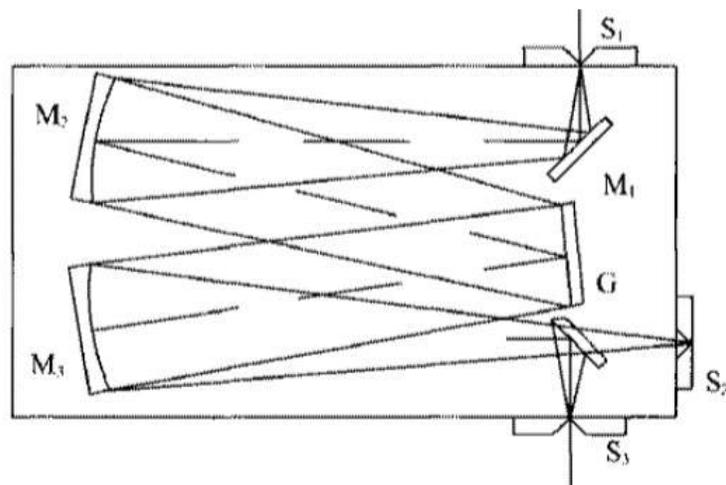


图 3: 光栅光谱仪光学原理图

在光栅光谱仪中常使用反射式闪耀光栅。如图4所示，锯齿形是光栅刻痕形状。现考虑相邻刻槽的相应点上反射的光线。 PQ 和 $P'Q'$ 是以 I 角入射的光线。 QR 和 $Q'R'$ 是以 I' 角衍射的两条光线。 PQR 和 $P'Q'R'$ 两条光线之间的光程差是 $b(\sin I + \sin I')$ ，其中 b 是相邻刻槽间的距离，成为光栅常数。当光程差满足光栅方程

$$b(\sin I + \sin I') = k\lambda, k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (8)$$

的时候，光强有一个极大值，或者说将出现一道亮的谱线。

对于同一 k ，根据 I, I' 可以确定衍射光的波长 λ ，这就是光栅测量光谱的原理。闪耀光栅将同一波长的衍射光集中到某一特定的级 k 上。

为了对光谱扫描，将光栅安装在转盘上，转盘由电机驱动，转动转盘，可以改变入射角 I ，改变波长范围，实现较大波长范围的扫描，软件中的初始化工作就是改变 I 的大小。改变测试波长范围。

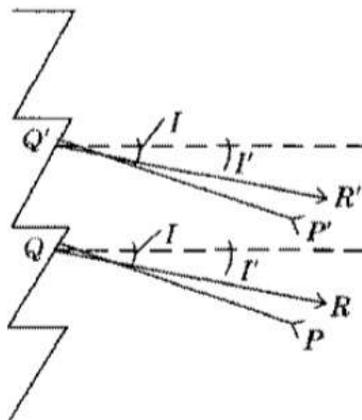


图 4: 闪耀光栅示意图

5 实验内容

5.1 实验步骤

1. 检查实验仪器以及各装置的连线;
2. 开机, 打开单色仪、高压电源、数据采集器、计算机、灯源;
3. 在桌面上打开“ZolixScan”软件;
4. 确认软件右下角提示信息处显示的“SBP和DCS连接成功”;
5. 打开“设置-仪器设置-谱仪A设置”, 选择“mirror”选项卡, 将出口选择成“side”, 并点击“Go”;
6. 打开“设置-运行参数”, 打开运行参数对话框, 点击“插入”, 仪器选择“spec_A”, 部件选择“1”, 开始位置和结束位置根据不同的光源而定, 扫描间隔选择“1”, 采样次数选择“1”, 运行次数选择“1”, 采样延时选择“0”。点击“保存”。左下角会显示具体的运行参数;
7. 调高压, 将高压调节至700V;
8. 点击软件上方的“扫描”以开始扫描;
9. 结束, 得到光谱。

5.2 注意事项

1. 光谱仪是精密贵重的仪器，需要倍加爱护，单色仪和电箱不得擅自打开，狭缝调节需小心，不可用力拧。
2. 氢灯等放电管都用了高压电源，使用时务必小心注意安全。换灯前先关闭电源，再拨动旋钮。
3. 仪器断电或者先启动软件再给仪器通电，均可能造成波长混乱。此时应该关闭软件，在先给仪器通电的情况下，对仪器重新初始化。
4. 实验中应采取防噪声和干扰的措施。例如实验室应该尽量暗一点，方式实验桌的振动，狭缝勿开太大，对供电电源进行稳压等。

6 实验结果与数据处理

6.1 实验数据

实验中分别对氢、氦、氮、氖的光谱进行测量。测量结果如图5 - 8所示。

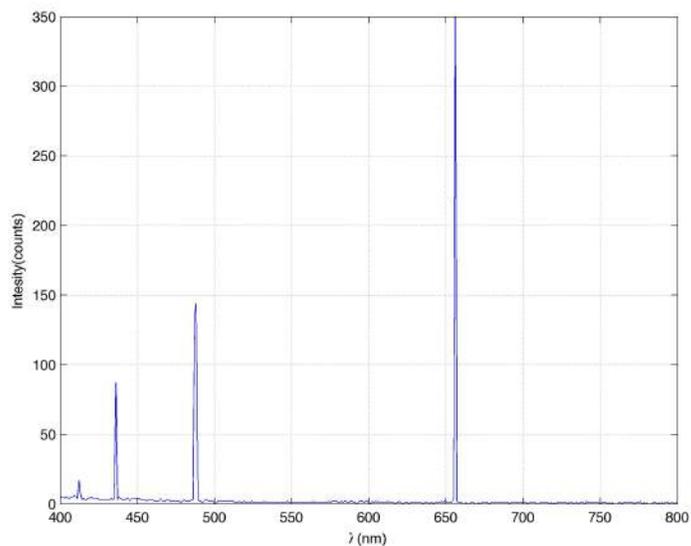


图 5: 氢原子光谱

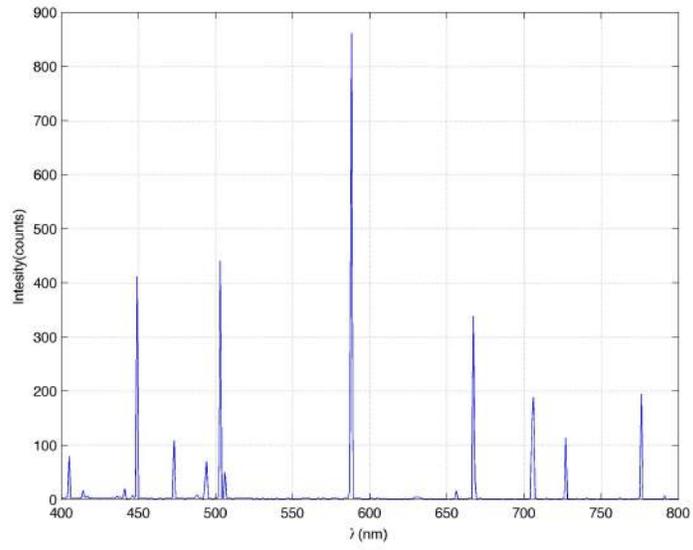


图 6: 氦原子光谱

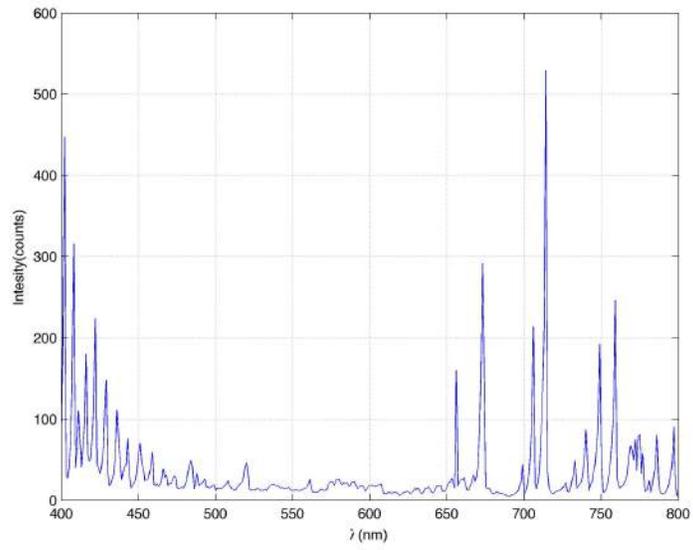


图 7: 氮原子光谱

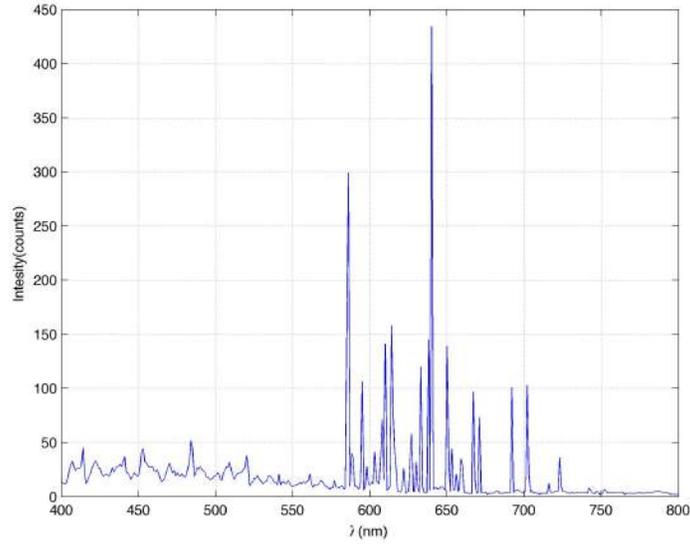


图 8: 氢原子光谱

6.2 数据处理：空气介质修正

我们在氢原子光子峰值附近进行二项式拟合，求得峰值的位置，可以峰值位置如下表1所示。值得注意的是，本次实验中，原子光谱测量中波长的扫描间隔为 $1nm$ ，因此峰位的有效数字应该保留到 $1nm$ ，但是为了显示修正产生的影响，我们在峰位附近对其进行拟合，将峰位计算到小数点后三位。数据处理得到的后三位小数不具有实验意义，用括号标出。同时，也对比标准氢原子光谱峰位给出了实验误差 $\eta = \frac{|\lambda_{vacc} - \lambda_{std}|}{\lambda_{std}}$ 。

氢谱线	H_{α}	H_{β}	H_{γ}	H_{δ}
实验测得的峰位 λ_{air} (nm)	655. (448)	487. (507)	435. (501)	411. (113)
修正值 $\Delta\lambda_1$ (nm)	0.181	0.136	0.121	0.116
修正后的峰位 λ_{vacc} (nm)	655. (629)	487. (643)	435. (622)	411. (229)
标准值 λ_{std} (nm)	656.280	486.133	434.047	410.174
误差 (%)	0.099	0.311	0.363	0.257

表 1: 氢原子光谱峰值

6.3 数据处理：计算里德堡常数

由公式

$$\tilde{\nu}_H = \frac{1}{\lambda_H} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (9)$$

可以得出

$$R_H = \frac{1}{\lambda_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)} \quad (10)$$

由此可以算出相应的里德堡常数。具体计算结果如表2所示。下表中写出了相应的计算值。按照误差传递公式， R_H 应该和峰位 λ 一样保留三位有效数字，多余有效数字同样和峰位一样用小括号标出。

由公式

$$R_H = \frac{R_\infty}{1 + m/M_H} \quad (11)$$

可以得出

$$R_\infty = R_H(1 + m/M_H) \quad (12)$$

查表得到电子质量 $m = (9.109534 \pm 0.000047) \times 10^{-31} \text{kg}$ ，氢原子质量 $M_H \approx m_p + m_e = (1.6736485 \pm 0.0000086) \times 10^{-27} \text{kg}$ 。由此可以与标准普适里德堡常数比较并且得到相对误差 $\eta = \frac{|R_\infty - R_{\infty 0}|}{R_{\infty 0}}$ 。

氢谱线	H_α	H_β	H_γ	H_δ
修正后的峰位 λ_{vacc} (nm)	655. (629)	487. (643)	435. (622)	411. (229)
计算得到的里德堡常数 R_H ($\times 10^7 \text{m}^{-1}$)	1.09 (818)	1.09 (370)	1.09 (313)	1.09 (428)
平均值 R_H ($\times 10^7 \text{m}^{-1}$)	1.09 (482)			
计算得到的普适里德堡常数 R_∞	1.09 (542)			
推荐值 $R_{\infty 0}$ ($\times 10^7 \text{m}^{-1}$)	1.09737			
误差 (%)	1.78×10^{-3}			

表 2: 里德堡常数 R_H 的计算

7 思考题

7.1 氢光谱巴尔末线系的极限波长是多少？

根据瑞士物理学家巴尔末给出氢原子在可见光区域内的经验公式

$$\lambda_H = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4} \quad n = 3, 4, 5, \dots \quad (13)$$

可以看出, 当 $n \rightarrow \infty$ 的时候, $\lambda_H \rightarrow \lim_{n \rightarrow \infty} \lambda_0 \frac{n^2}{n^2-4} = \lambda_0$, 其中 $\lambda_0 = 364.57nm$, 这是一个经验常数, 因此氢原子巴尔末系的极限波长为 $\lambda_{lim} = \lambda_0 = 364.57nm$ 。

巴耳末系谱线的能级示意图如图9所示, 可见巴耳末系氢谱线波长逐渐变长, 并且逐渐收敛到极限波长。

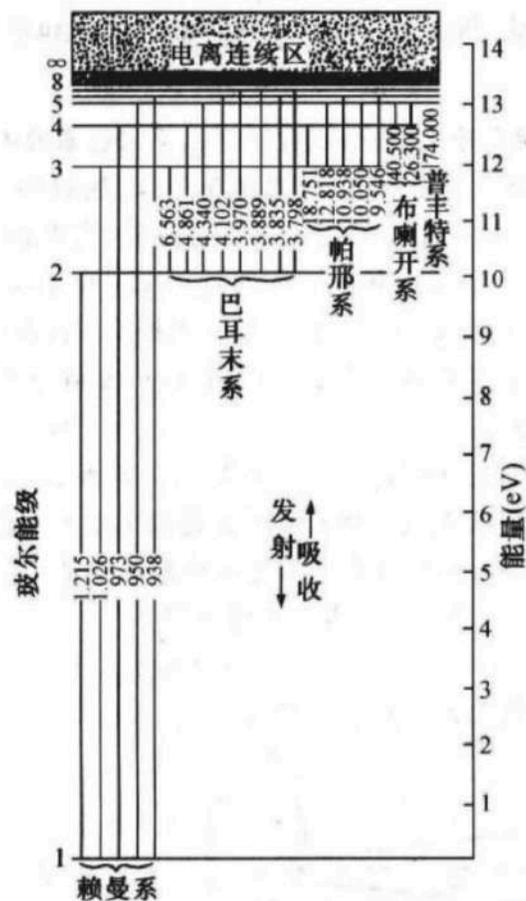


图 9: 氢原子能级图示

7.2 谱线计算值具有唯一的波长, 但实测谱线有一定宽度, 其主要原因是什么?

在本实验中, 实测谱线具有一定的宽度主要是因为同位素位移, 测得元素的谱线与其相应的同位素的谱线在波长上具有一定的差距, 于是和原有的谱线混在一起, 因此使得实测谱线具有一定的宽度。因此这个是在本实验精度下谱线具有宽度的主要原因。

同时在更高精度的实验条件下, 我们可以观察到同位素形成的谱线与元素本身形成的谱线分离成单独的谱线, 并且每个谱峰本身还具有一定的展宽。这个展宽形成的原因有很

多，包括：时间-能量不确定关系引起的自然展宽；光源中基本粒子不规则运动引起的多普勒展宽；激发态原子在运动过程中与其他种类的粒子的相互作用（碰撞）引起的洛伦兹展宽；激发态原子与同类基态原子碰撞或者受其静电场作用引起的共振展宽；以及由于实验仪器的固有光谱分辨率有限造成的展宽。这些展宽在更为精密的实验中以及适当的观测条件下可以被观察到。