

汞谱线的反常塞曼效应 与电子荷质比的精确测量

尹卓, 武欣妍, 白翠琴
复旦大学物理系, 上海 200433

摘要 电子的总磁矩与外磁场 B 的相互作用时, 体系的 Hamilton 量增加微扰项 $-\mu_j \cdot B$, 导致体系的简并能级发生“完全破缺”的现象, 称为塞曼效应, 表现为谱线分裂。本实验中, 使用气压扫描式 FP 干涉仪和光电倍增管, 观测汞 546.1nm 谱线在强磁场下的反常塞曼效应, 以此获得电子荷质比的精确测量值。加入偏振片, 通过观测 π 、 σ^+ 谱线的消光现象, 了解其偏振状态。

关键词 反常塞曼效应 荷质比 L-S 耦合 g_j 因子 FP 标准具

中图分类号 04

文献标识码 A

文章编号 1674-6708 (2012) 75-0099-03

0 引言

1896 年, 荷兰物理学家塞曼在洛伦兹学说的影响下, 研究磁场对谱线的影响, 发现钠黄双线的分裂现象, 该现象称为塞曼效应。由于研究这个效应, 塞曼和洛伦兹在 1902 年共同获得诺贝尔物理学奖。另外, 更重要的, 塞曼效应是“电子自旋假设正确”的有力证据之一。实验上, 通过观测塞曼分裂谱线的裂距和偏振态, 有利于增进对原子光谱和精细结构的了解。

1 理论背景

1.1 角动量、磁矩和 g_j 因子^[1]

记: 电子的总轨道角动量、电子的总自旋角动量、电子的总角动量对应的量子数分别为 L、S、J。(注: J 是由 L 和 S 合成的。)

电子的总轨道角动量 P_L , 及其在 z 轴上的投影 P_{Lz} 满足:

$$P_L = \sqrt{L(L+1)}\hbar$$

$$P_{Lz} = m_L \hbar$$

电子的总轨道磁矩 μ_L , 及其在 z 轴上的投影 μ_{Lz} 满足:

$$\mu_L = -g_L \frac{e}{2m_e} P_L = -\sqrt{L(L+1)} g_L \frac{e\hbar}{2m_e} = -\sqrt{L(L+1)} g_L \mu_B$$

$$\mu_{Lz} = -g_L \frac{e}{2m_e} P_{Lz} = -m_L g_L \frac{e\hbar}{2m_e} = -m_L g_L \mu_B$$

其中, $m_L = 0, \pm 1, \dots, \pm L$ 。将 L 换成 S、J 有相同的表达形式。

由 $\mu_j = \mu_L \cos(L, J) + \mu_S \cos(S, J)$

可以得到:

$$g_j = \frac{g_L + g_S}{2} + \frac{g_L - g_S}{2} \times \frac{S(S+1) - L(L+1)}{J(J+1)} = \frac{3}{2} + \frac{1}{2} \times \frac{S(S+1) - L(L+1)}{J(J+1)}$$

1.2 原子简并能级的破缺现象

L-S 耦合: 各电子的轨道角动量先合成总轨道角动量 L, 各电子的自旋角动量先合成总自旋角动量 S, 然后由 L 和 S 耦合合成电子总角动量 J。在外场 B 下, J 将绕外场 B 进动。

注: 满壳层中的电子 L 和 S 均为 0。L 和 S 的计算只需对未壳层进行^[1]。

精细结构: L-S 耦合引起原子简并能级发生“部分破缺”的现象。

(因为体系的 Hamilton 量中考虑了 L·S 交叉项带来的微扰, 通过简并微扰, 使得简并能级发生部分破缺, 表现为谱线分裂。^[2])

塞曼分裂: 体系的总磁矩与外磁场 B 的相互作用, 使得体系的 Hamilton 量增加微扰项, 导致体系的简并能级发生“完全破缺”的现象。

注: 如果不考虑 J 与核总自旋 I 之间的耦合, 则 J 将单独地绕外场 B 进动。(否则 J 与 I 耦合成 F, 然后 F 绕外场 B 进动) 另外, 因为核总磁矩比电子磁矩小三个数量级, 所以体系的总磁矩可近似地取为电子总磁矩。

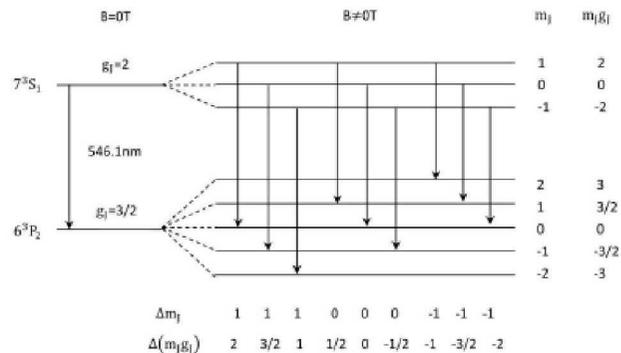


图 1 Hg 谱线 Zeeman 分裂能级图

加上外磁场 $B=B \hat{z}$ 以后, 原来简并能级之间的跃迁变成塞曼子能级之间的跃迁:

$$H' = -\mu_j \cdot B = -\mu_{jz} B = m_j g_j \mu_B B$$

满足选择定则:

$$\Delta S=0, \Delta J=0, \pm 1 (J_1 \text{ 和 } J_2 \text{ 不能同时为 } 0) \quad \Delta m_j=0, \pm 1$$

其中, $\Delta m_j=0$ 的谱线称为 π 谱线, $\Delta m_j=\pm 1$ 的谱线称为 σ^+ 谱线。

2 实验结果和讨论

2.1 扫描无磁场时的 Hg 灯谱线的轮廓

如图 2 设: 相邻主峰之间的距离为 $L_1=1.234V$, 次峰与所属主峰之间的距离为 L_2 , 主峰的半高宽为 $\Delta=0.075V$ 。其中 $L_1/\Delta=16.45$ 15, 说明 F-P 两镜面的平行度比较高。

由于光程与电信号 U_A 之间具有良好的线性关系。设: $nt = aU_A + b$ 。

主峰波长为 λ , 次峰波长为 λ' 。每一个峰都满足:

$$2nt = 2 \times (aU_A + b) = m\lambda$$

可以得到:

$$2aL_1 = (m+1)\lambda - m\lambda = \lambda$$

$$2aL_2 = m\lambda' - m\lambda = m\delta\lambda$$

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{\lambda}{m\delta\lambda} = \frac{\lambda^2}{2m\delta\lambda}$$

$$\delta E = \delta h\nu = hc\delta\left(\frac{1}{\lambda}\right) = -hc \frac{1}{\lambda^2} \delta\lambda = -\frac{hc}{2nt} \times \frac{L_2}{L_1}$$

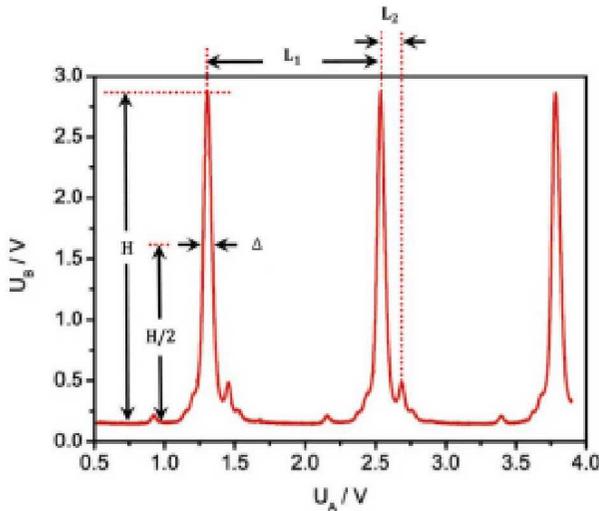


图 2 无磁场的 Hg 谱线扫描

根据第一式, $\lambda = 546.1nm$, $t = 2.012mm$, $\lambda/t = 2.714 \times 10^{-4}$ 。因此, n 只需细微的改变, 就可以影响圆环级次的变动。然而在计算 δE 时,

$$\delta E = -\frac{hc}{2m} \times \frac{L_2}{L_1} = -\frac{hc}{2(mt)_0} \times \left[1 - \frac{\delta mt}{(mt)_0} \right] \times \frac{L_2}{L_1} \approx -\frac{hc}{2(mt)_0} \times \frac{L_2}{L_1}$$

n 的细微改变却没有引起 δE 的计算出现明显偏差, 虽然不同的次峰对应的 n 不同。这里可以取 $m \approx (mt)_0$, 为了方便, 取 $n=1$ 。

$$\frac{\delta v}{v} = \frac{\delta E}{hv} = -\frac{\lambda}{2(mt)_0} \times \frac{L_2}{L_1} \approx -\frac{\lambda}{2t} \times \frac{L_2}{L_1}$$

| 峰序号 i | 峰的位置 $U_A^{(i)}/V$ | 峰的偏移 $L_2^{(i)}/V$ | $\frac{\delta v^{(i)}}{v} = -\frac{\lambda}{2t} \times \frac{L_2}{L_1}$ |
|-------|--------------------|--------------------|---|
| 1 | 2.1558 | -0.3826 | 4.208E-05 |
| 2 | 2.3845 | -0.1539 | 1.693E-05 |
| 3 | 2.4431 | -0.0953 | 1.048E-05 |
| 4 | 2.5384 | 0.0000 | 0.000E-05 |
| 5 | 2.6859 | 0.1475 | -1.622E-05 |
| 6 | 2.7574 | 0.2190 | -2.408E-05 |
| 7 | -- | -- | -- |

表 1 同一级次的主峰和次峰数据表

表中 $\lambda = 546.1nm$, $t = 2.012mm$, $L_1 = 1.234t$ 。

从表中可得, 次峰与主峰的比值在 10^{-5} 的量级。这并不是由耦合下的精细结构 ($\delta E/E \approx 1$) 和耦合下的超精细结构 ($\delta E/E \approx 10^{-3}$) 引起的, 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 [3]。

2.2 扫描有磁场时的 Hg 灯谱线轮廓, 计算电子的荷质比: (B=1155.0mT)

从图 3 看出, 原来的主峰在磁场下分裂成 9 个等间距的峰, 主峰仍然处于原来的位置上, 原来 6 个次峰却被分裂的主峰淹没^[4]。设: L_1 为相邻级次的两个主峰之间距离, L_2 为同一级次下, 分裂峰与所属主峰之间的距离。

在磁场下, $7^3S_1 \rightarrow 6^3P_2$ 跃迁的上能级和下能级分别为:

$$E_2' = E_2 + m_2 g_2 \mu_B B$$

$$E_1' = E_1 + m_1 g_1 \mu_B B$$

则:

$$hv' = hv + (m_2 g_2 - m_1 g_1) \mu_B B$$

$$\delta hv = (m_2 g_2 - m_1 g_1) \mu_B B = (m_2 g_2 - m_1 g_1) \frac{e\hbar}{2m_e} B = -\frac{hc}{2t} \times \frac{L_2}{L_1}$$

δhv 通过测量 L_1 和 L_2 获得, $m_2 g_2 - m_1 g_1$ 由理论计算获得,

如图 1。用特斯拉计测得 $B=1155.0mT$, 取参考值。

其中, 7^3S_1 : $S=1, L=0, J=1$, 则 $g_1=2$ 。

6^3P_2 : $S=1, L=1, J=2$, 则 $g_2=3/2$ 。

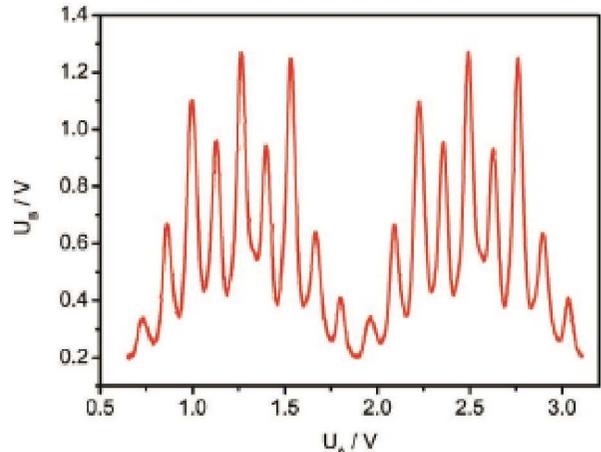


图 3 Hg 的 Zeeman 分裂 (B=1155.0mT)

| 峰序号 i | 峰的位置 $U_A^{(i)}/V$ | 峰的偏移 $L_2^{(i)}/V$ | $-\frac{hc}{2t} \times \frac{L_2}{L_1} / J$ | $m_2 g_2 - m_1 g_1$ |
|-------|--------------------|--------------------|---|---------------------|
| 1 | 0.7277 | -0.5362 | 2.158E-23 | 2 |
| 2 | 0.8616 | -0.4023 | 1.619E-23 | 3/2 |
| 3 | 0.9982 | -0.2656 | 1.069E-23 | 1 |
| 4 | 1.1315 | -0.1324 | 5.329E-24 | 1/2 |
| 5 | 1.2639 | 0.0000 | 0.000E+00 | 0 |
| 6 | 1.4000 | 0.1361 | -5.478E-24 | -1/2 |
| 7 | 1.5342 | 0.2704 | -1.088E-23 | -1 |
| 8 | 1.6684 | 0.4046 | -1.628E-23 | -3/2 |
| 9 | 1.8035 | 0.5396 | -2.172E-23 | -2 |

表 2 Hg 谱线塞曼分裂的数据表

表中 $t=2.012mm$, $L_1=1.228V$, $B=1155.0mT$ 。

将图 1 和表 2 相对照可知: 中间的 3 个峰 $\Delta m = 0$, 对应 π 谱线。左侧的 3 个峰 $\Delta m = +1$, 对应 σ^+ 谱线。右侧的 3 个峰 $\Delta m = -1$, 对应 σ^- 谱线。

作 δhv 和 $m_2 g_2 - m_1 g_1$ 的线性拟合:

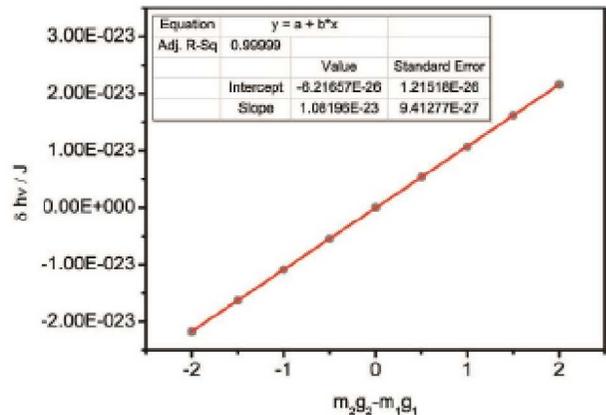


图 4 δhv 和 $m_2 g_2 - m_1 g_1$ 的直线拟合

拟合结果为 $\mu_B B = (1.0820 \pm 0.0009) \times 10^{-23} J$, 已知 $B=1155.0mT$, 则

$$\frac{e}{m_e} = \frac{2}{\hbar B} \times \frac{e\hbar}{2m_e} B = \frac{2}{\hbar B} \times \mu_B B = 1.777 \times 10^{11} C/kg$$

光学长度 $t=2.012mm$, 精确到 $0.001mm$, 不能忽略 F-P 两镜面的三个倾角螺丝对 t 造成的影响, 取 $t=2.012mm$ 具有一定的误差。上面计算还近似地取 $n=1$, 如果能得到主峰位置上实际 n , 则 e/m_e 计算结果的精度将会更佳。

2.3 加入偏振片, 分析 Hg 谱线 Zeeman 分裂的偏振成分:

($B=1150.0mT$)

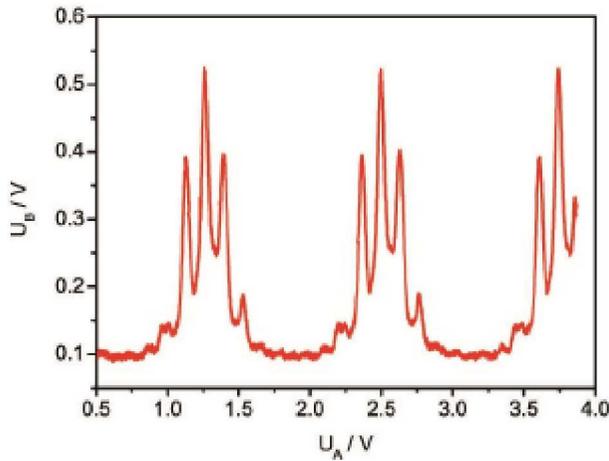


图5 透振方向与磁场夹角为 0° ，Hg的Zeeman分裂

从图5看出，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。如图6，当偏振片转过 90° 后，即透振方向垂直于磁场方向，中间的3个 π 谱线消失，只剩下两侧的6个 σ^\pm 谱线。故实验中看到的 π 、 σ^\pm 谱线均为线偏振光。 π 谱线的偏振方向平行于磁场方向，而 σ^\pm 谱线的偏振方向垂直于磁场方向^[3]。这是因为加入磁场后，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。

3 结论

电子的荷质比 e/m_e 测量值为 $1.777 \times 10^{11} C/kg$ ，与参考值相当接近。因此，应用本实验的方法来获得 e/m_e 的准确值具有

(上接第121页)

统在数字管道的建设过程当中是一个非常重要的环节和步骤，它是在管道数字化建设当中站控制室的重要应用。因此，可以说管道站控制已经完全实现了数字化的趋势。

然而，数字管道的具体含义不仅仅只是在SCADA自动化系统当中有所应用。针对目前来说，我国的管网已经在逐步的建设之中，但是对管网的调度控制也已经成为数字化管道的必然需求^[4]。在国外一些地方已经完全设置了一套全国管网的调度控制中心，我国也必将在这方面奋勇直追。

4 结论

总而言之，数字化在管道的管理当中的应用非常广泛，实现了管道运行的科学化、标准化和信息化。在降低了对环境的破坏的同时也降低了劳动者的管理成本和强度。目前，我国管道建设的持续发展的必经之路就是实现管道的信息化以及数字化，并且以此来保证管道的平稳和安全以及高效的运行。

参考文献

[1]周鑫鑫, 李亮玉, 范芳蕾, 姜海珍, 龙斌, 关延军. 数字化管道纤维素焊接电源系统的研究[J]. 天津工业大学学报, 2009, 26(5): 1245-1247.
 [2]黄金平, 黄新然, 张春阳. 数字油田公共数据库的结构设计构思[J]. 石油天然气学报2010, 30(5): 1011-1013.
 [3]苏勇, 史鸿鹏, 侯宴春, 杜丽虹, 宋庆杰. 国内首条数字化管道建设中存在的问题及处理措施[J]. 石油工程建设, 2009, 32(5): 247-249.
 [4]王瑞萍, 谭志强, 刘虎, 袁先勇, 陈述彭, 王冰怀, 邓紫玲. "数字管道"技术研究与发展概述[J]. 测绘与空间地理信息, 2011, 34(1): 1726-1728.

可行性。在垂直于磁场方向上观测到塞曼分裂 π 、 σ^\pm 谱线均为线偏振光。 π 谱线的偏振方向平行于磁场方向，而 σ^\pm 谱线的偏振方向垂直于磁场方向。

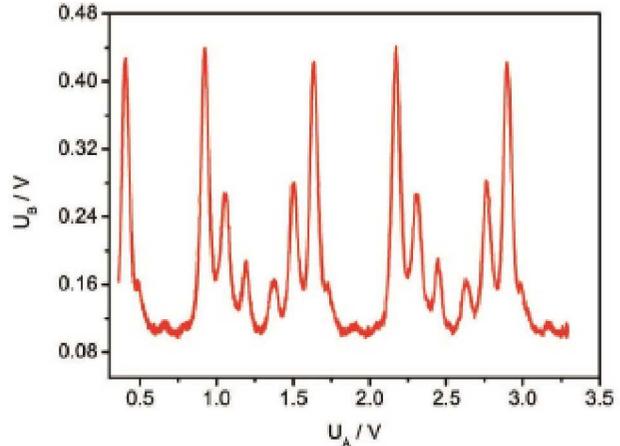


图6 透振方向与磁场夹角为 90° ，Hg的Zeeman分裂

参考文献

[1]戴道宣, 戴乐山. 近代物理实验[M]. 北京: 高等教育出版社, 2006: 128-145.
 [2]苏汝铿. 量子力学[M]. 北京: 高等教育出版社, 2002: 258-261.
 [3]杨福家. 原子物理学[M]. 北京: 高等教育出版社, 2008: 171-183, 399-401.
 [4]Christopher J. Foot. Atomic Physics[M]. UK: Oxford University Press, 2005: 90-94.

(上接第127页)

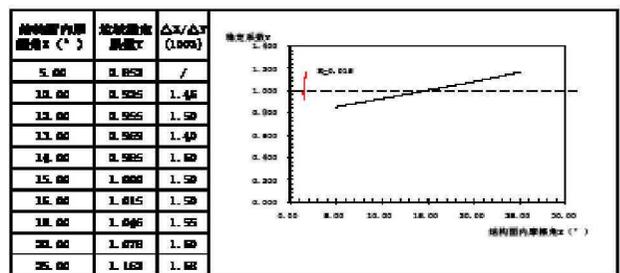


图4 结构面力学性质内摩擦角 Φ 值与边坡稳定性关系曲线图
分析结果：在临界状态处，边坡稳定系数为1时，K为0.015

5 结论

由以上分析结果得出：天然重度 $K1=0.028$ ，结构面内聚力 C 值 $K2=0.010$ ，结构面内摩擦角 Φ 值 $K3=0.015$ 。用敏感度分析标准判定，天然重度对边坡的稳定性影响较为敏感，次之为结构面内摩擦角，而结构面内聚力的敏感度相对较弱。

分析结果实践应用：天然重度和结构面力学性质与边坡岩体特性和环境工况关系密切。影响天然重度的主要自然因素为降雨，故降雨是边坡稳定性的一大敏感自然因素。从结构面本身的性状分析，结构面表面粗糙程度也将影响边坡的稳定性，表面粗糙说明其内摩擦角较高，边坡较稳定，反之边坡稳定性差。

参考文献

[1]付晓东, 邓建辉. 楔形体稳定的定性和定量分析[J]. 西北水电, 2009(4).
 [2]卢元鹏, 王思长, 倪媛. 岩质边坡楔形体破坏的稳定性分析[J]. 西安工程大学学报, 2011(1).