



西南交通大学 323 实验室工程 系列教材

近代物理实验教程

主编 冯振勇 邱春蓉 黄整

主审 西南交通大学实验室及设备管理处

JINDAI WULI
SHIYAN JIAOCHENG



西南交通大学出版社
[Http://press.swjtu.edu.cn](http://press.swjtu.edu.cn)

041-33/4

2008

西南交通大学“323 实验室工程”系列教材

近代物理实验教程

主编 冯振勇 邱春蓉 黄 整

主审 西南交通大学实验室及设备管理处

西南交通大学出版社

· 成 都 ·

内 容 提 要

本书选编了在近代物理发展过程中出现的一些著名实验, 以及在现代测量技术中有着广泛应用的典型实验, 包括原子物理、近代物理、固体物理、激光、微波和磁共振等方面的实验。本书重点在于阐述实验的物理思想和方法, 注重培养学生的实验能力, 提高其科学素质, 以进一步启发学生自主研究的兴趣。

本书适合作为高等学校理工科本科生和研究生的近代物理实验课程的教材或教学参考书, 也可作为有关学科的实验和工程技术人员的参考书。

图书在版编目 (C I P) 数据

近代物理实验教程/冯振勇, 邱春蓉, 黄整主编. —成都: 西南交通大学出版社, 2008.1

(西南交通大学“323 实验室工程”系列教材)

ISBN 978-7-81104-799-8

I. 近… II. ①冯…②邱…③黄… III. 物理学—实验—高等学校—教材 IV. 041-33

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2007) 第 205492 号

西南交通大学“323 实验室工程”系列教材

近代物理实验教程

主编 冯振勇 邱春蓉 黄 整

*

责任编辑 李 鹏 孟苏成

封面设计 本格设计

西南交通大学出版社出版发行

(成都市二环路北一段 111 号 邮政编码: 610031 发行部电话: 87600564)

<http://press.swjtu.edu.cn>

西南交通大学印刷厂印刷

*

成品尺寸: 185 mm×260 mm 印张: 9.5

字数: 234 千字

2008 年 1 月第 1 版 2008 年 1 月第 1 次印刷

ISBN 978-7-81104-799-8

定价: 14.00 元

图书如有印装问题 本社负责退换

版权所有 盗版必究 举报电话: 028-87600562

前 言

近代物理实验是继普通物理实验之后的一门专门实验课程，是物理实验的重要组成部分，在本科生的物理实验教学中起着承上启下的作用。本课程所涉及的物理知识面较广，是一门综合性、技术性较强的课程。

近代物理实验是物理专业学生必修的专业基础课程，也是其他理工科专业学生的选修课程。近代物理实验不仅使学生能生动直接地学习有关理论知识，了解近代物理的发展过程，还可以使学生掌握很多不可缺少的现代实验及测量技术，可进一步培养学生严谨的科学作风和独立进行科学研究的能力。

本教程在选题方面力求做到基础与应用并重，既考虑到现代科学技术发展的要求，又照顾到传统的实验项目。在保证不削弱基础实验内容的同时，注意加强了现代应用技术方面的选题。本书在编写过程中，还注意到实验教学改革的需要，力求思想脉络清楚，突出物理思想和实验方法，对各个实验教学内容的实施有较大的灵活性，以适应各层次的教学。

本书的出版得到了西南交通大学“323 实验室工程”系列教材项目的大力支持，也是近年来西南交通大学物理实验中心近代物理实验课程教学和建设的总结。它一方面集中了物理实验中心全体教师和实验技术人员的集体智慧和力量，另一方面继承和包含了曾在物理实验中心工作的前辈教职工辛勤工作的成果。在本教程的编写过程中，得到了西南交通大学物理实验中心广大教职工的无私支持，同时参考了许多兄弟院校的近代物理实验教材和部分仪器生产厂家的参考资料，编者在此表示衷心的感谢。

西南交通大学黄整教授编写了第1篇的5个实验，邱春蓉副教授编写了第2篇的8个实验和附表，冯振勇副教授编写了第3篇的4个实验并审阅了全书内容。

由于编者水平所限，书中难免有不足之处甚至错误，欢迎广大读者予以指正并提出宝贵意见和建议。

编 者

2008年1月于西南交大

目 录

第 1 篇 原子物理与近代物理实验	1
实验 1.1 黑体辐射实验	1
实验 1.2 弗兰克-赫兹实验	7
实验 1.3 塞曼效应实验	11
实验 1.4 氢与氦原子光谱	17
实验 1.5 用快速电子的运动验证相对论效应	22
第 2 篇 现代光学及其检测技术实验	29
实验 2.1 声光效应实验	29
实验 2.2 光速测量实验	36
实验 2.3 全息照相实验	45
实验 2.4 法拉第磁光效应实验	53
实验 2.5 色度实验	57
实验 2.6 用光学多通道分析器研究钠原子光谱	60
实验 2.7 单光子计数实验	65
实验 2.8 激光拉曼实验	68
第 3 篇 磁共振与现代测量技术实验	80
实验 3.1 电子顺磁共振实验	80
实验 3.2 核磁共振实验	94
实验 3.3 微波参数测量实验	108
实验 3.4 椭圆偏振仪测微厚度实验	130
附表	139
A 基本物理常数表	139
B 国际单位制简介	140
C 常用物理数据表	141
参考资料	145

第1篇 原子物理与近代物理实验

实验 1.1 黑体辐射实验

黑体辐射也称为热辐射,是由于物体自身温度高于环境温度而产生的向外辐射电磁波的现象。早在 1859 年,德国物理学家基尔霍夫在总结当时实验的基础上,得出一切物体热辐射所遵从的普遍规律:在相同的温度下,各辐射源的单色辐射本领(辐射度)与其单色吸收本领(吸收率)成正比,其比值只取决于波长和温度,与辐射源无关。黑体能完全吸收照射到其表面的各种频率的辐射,获取能量时也能在全部频率范围对外辐射。研究黑体辐射具有重要的实际和理论意义。普朗克正是在研究黑体辐射的过程中指出了经典物理学的局限性,提出了能量子假说,从而宣告了量子理论的诞生。

【实验目的】

- (1) 掌握黑体辐射的基本理论。
- (2) 掌握黑体辐射能量的测量和任意发射光源的辐射能量的测量。
- (3) 学会利用相同的装置验证黑体的辐射定律。

【实验仪器】

WGH-10 型黑体实验装置,包括溴钨灯光源及计算机软件控制系统。

其主要技术指标包括:

波长范围	800~2 500 nm
波长精度	± 6 nm
波长重复性	3 nm
杂散光	$\leq 0.3\%$ T
相对孔径	$D/F=1/7$
焦距	302.5 mm
色散元件	300 L 光栅
狭缝	0~2.5 mm 连续可调,示值精度 0.01 mm/格,最大高度 20 mm

【实验原理】

1. 黑体辐射基本理论

不同温度和环境下,任何物体都以电磁辐射形式发出和吸收能量。黑体是实际辐射体的

一种理想的物理抽象,任何实际物体(非黑体)发射和吸收的辐射通量,都小于同温度下黑体的辐射通量。黑体的辐射能力仅与温度有关,实际物体的辐射能力不仅与温度有关,而且与材料的表面性质有关。

辐射体的辐射性质,可以由一定温度 T 下,辐射体表面单位面积的辐射能量随波长 λ 的分布曲线,即单色辐射度 $M(\lambda, T)$ 曲线描述。实际物体的单色辐射度 $M(\lambda, T)$ 依赖于辐射源的组成成分,是辐射波长 λ 的连续光谱,人的肉眼只能看到其可见光部分。相同温度下的黑体均发出同样形式的光谱,不受其组成的影响。许多情况下,实际的辐射体可以被近似为黑体。

1) 斯忒藩-玻耳兹曼定律

1879 年斯忒藩通过对实验数据的分析,指出物体在绝对温度 T , 面积 S 的表面,单位时间所辐射的能量 E 为:

$$E = a\delta ST^4$$

5 年后,玻耳兹曼从理论上推导了这个公式,称为斯忒藩-玻耳兹曼定律。其中, a 是辐射系数,它表征辐射源表面(如粗糙程度等)的辐射性质,与物体的材质无关; σ 是斯忒藩-玻耳兹曼常数。令 $a=1$, 即对应于绝对黑体,其单位面积的辐射功率,即辐射度为:

$$M(T) = \int_0^\infty M(T, \lambda) d\lambda = \sigma T^4 \quad (\text{W/m}^2)$$

斯忒藩-玻耳兹曼常数 δ 为:

$$\delta = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} = 5.670 \times 10^{-8} \quad [\text{W} / (\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)]$$

其中, k 为玻耳兹曼常数; h 为普朗克常数; c 为光速。此式表明,绝对黑体的辐出度与黑体温度的四次方成正比,即黑体的辐出度(即曲线下的面积)随温度的升高而急剧增大。

由于黑体辐射是各向同性的,所以斯忒藩-玻耳兹曼定律也可以用辐射亮度表示为:

$$L = \frac{M(T)}{\pi} = \frac{\delta}{\pi} T^4 \quad [\text{W} / (\text{m}^2 \cdot \text{sr})]$$

2) 维恩位移定律

一定温度 T 时,单色辐射度 $M(\lambda, T)$ 曲线有一个峰值,其对应的波长为 $\lambda_{\max}$ 。高温物体的颜色通常随着温度 T 的增高,由暗红逐渐转向蓝白色,这表明物体辐射度的峰值波长 $\lambda_{\max}$ 总是随着温度 T 的增高向短波方向变化。实验表明,黑体辐射的峰值波长 $\lambda_{\max}$ 与温度 T 之间呈反比例关系,德国物理学家维恩在 1893 年给出了其数学形式:

$$\lambda_{\max} = \frac{A}{T}$$

其中的常数 A 为维恩常数, $A = 2.896 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$ 。正是由于辐射光谱的性质依赖于温度,通常可以通过分析辐射光谱,估计诸如恒星或炽热的钢水等炽热物体的温度。

如图 1.1.1 所示为黑体的频谱亮度随波长变化关系,每一条曲线上都标出了黑体的绝对温度。与每一条曲线的最大值相交的直线为维恩位移线。

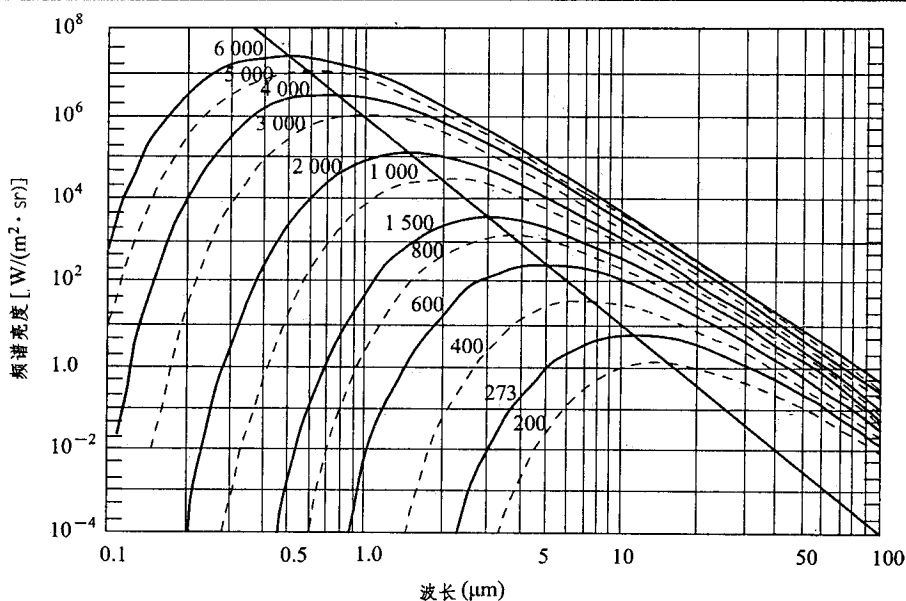


图 1.1.1

分析图中曲线可以发现如下特征:

- (1) 黑体的每一条单色辐射度 $M(\lambda, T)$ 曲线都对应于一个确定的温度。
- (2) 黑体的每一条单色辐射度 $M(\lambda, T)$ 曲线都有一个确定的峰值波长 $\lambda_{\max}$ 。
- (3) 温度升高时, 单色辐射度 $M(\lambda, T)$ 曲线的峰值波长 $\lambda_{\max}$ 向短波方向移动, 曲线向上抬高并变得更为尖锐。

由此可见, 斯忒藩-玻耳兹曼定律和维恩位移定律, 将黑体辐射的主要性质简洁而定量地表示了出来, 具有重要的实际意义。斯忒藩-玻耳兹曼定律表明, 热辐射能量随温度的升高迅速增大。例如: 物体的温度从 273 K 升高 1 倍到 546 K, 辐射能量将增大 16 倍。因此, 要达到非常高的温度, 必须提供相应的能量以克服热辐射所造成的能量损失。氢弹爆炸中可以出现 3×10^7 K 以上的温度, 此时辐射表面具有极其惊人的能量, 为其室温下固守能量的 1.5×10^{20} 倍。

利用维恩位移定律可以测定辐射体的温度, 如测定了 $\lambda_{\max}$, 则可得到辐射体的温度。例如, 太阳表面发出的辐射在 $0.5 \mu\text{m}$ 附近有一个极大值, 可以据此估算太阳的表面温度为 6000 K 左右。还可以比较辐射体表面不同区域的颜色变化情况, 来确定辐射体表面的温度分布, 以这种图形表示出的热力学温度称之为热像图。热像图技术已在宇航、医学、军事等方面广为应用。如利用热像图的遥感技术可以监测森林火警, 也可以用来监测人体某些部位的病变等。

3) 普朗克辐射定律

在实验测得黑体单色辐射度之后, 摆在人们面前的一个饶有兴趣的问题是: 怎样来解释实验上测得的 $M(\lambda, T)$ 曲线? 怎样从理论上求得绝对黑体单色辐出度的数学表达式? 19 世纪末的许多物理学家对此作了巨大努力, 试图根据经典的热力学、统计物理学和电磁学基础理论寻求答案, 但始终没有获得完全成功。其中, 1896 年维恩根据经典热力学理论导出了只在短波波长与实验相符的公式; 而 1900 年瑞利和金斯根据统计物理学和经典电磁学理论导出

的公式只在长波范围符合实验。物理学在解释黑体辐射的实验规律上遇到了极大的困难。

1900 年,德国物理学家普朗克利用内插法并引入一个常数,综合了维恩公式和瑞利-金斯公式,得到一个与实验结果精确相符的公式:

$$M(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5 (e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1)} \quad (\text{W/m}^2)$$

其中,第一辐射常数 $c_1 = 2\pi hc^2 = 3.74 \times 10^{-16} \text{ W} \cdot \text{m}^2$, 第二辐射常数 $c_2 = hc/k = 1.4388 \times 10^{-2} (\text{m} \cdot \text{K})$ 。从这个公式可以方便地导出斯忒藩-玻耳兹曼定律和维恩位移定律。为了解释这个精确的 $M(\lambda, T)$ 公式,普朗克提出了一个与经典理论格格不入的全新概念——能量子的假设。在经典理论中,空腔器壁上的分子、原子被看做是辐射或吸收电磁波的“振子”,这些“振子”的能量是连续变化的,即振子与电磁波之间的能量交换可以无限制地增大或减少。普朗克假设,“振子”的能量不是连续变化的,物体在发射或吸收频率为 ν 的电磁辐射时,辐射能量只能以 $\varepsilon = h\nu$ 为单位进行,即 $E = n\varepsilon = nh\nu$, 其中 ε 称为能量子, h 就是普朗克常数, $h = 6.6260755 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ 。按照这个假设,普朗克成功地从理论上导出了上述辐射定律公式,即普朗克辐射定律公式。

2. 黑体实验装置的原理

WGH-10 型黑体实验装置,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、电压可调的稳压溴钨灯光源、计算机及打印机组成,如图 1.1.2 所示。该设备集光学、精密机械电子学、计算机技术于一体。

主机部分由以下几部分组成:单色器狭缝、接收单元光学系统以及光栅驱动系统等。

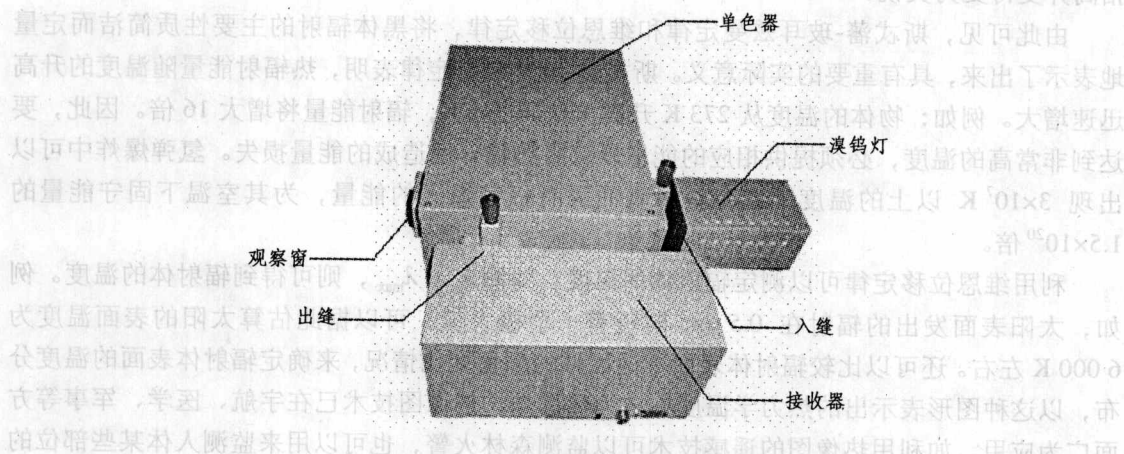


图 1.1.2 WGH-10 型黑体实验装置

狭缝为直狭缝,宽度范围 $0 \sim 2.5 \text{ mm}$ 连续可调,顺时针旋转为狭缝宽度加大,反之减小,每旋转一周狭缝宽度变化 0.5 mm 。为延长使用寿命,调节时注意最大不超过 2.5 mm ,平日不使用时,狭缝最好开到 $0.1 \sim 0.5 \text{ mm}$ 。为去除光栅光谱仪中的高级次光谱,在使用过程中,操作者可根据需要把备用的滤光片插入入缝插板。

光学系统采用 C-T 型系统,其原理如图 1.1.3 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 射入的光束经 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物镜 M_3 成像在 S_2 上, 经 M_4 , M_5 会聚在光电接受器 D 上。

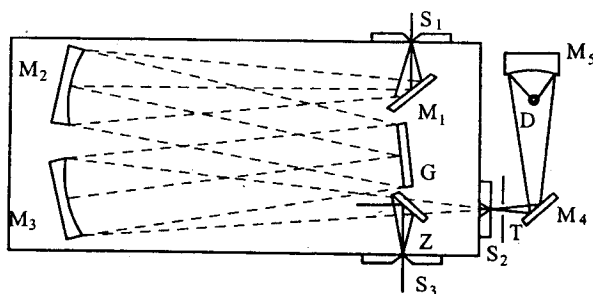


图 1.1.3 光学原理图

M_1 —反射镜; M_2 —准光镜; M_3 —物镜; M_4 —反射镜; M_5 —深椭球镜; Z —转光镜;
 G —平面衍射光栅; S_1 —入射狭缝; S_2 , S_3 —出射狭缝; T —调制器

其中, M_2 , M_3 焦距 302.5 mm; 光栅 G 的每毫米刻线 300 条, 闪耀波长 1 400 nm; 滤光片工作区间: 第一片 800~1 000 nm, 第二片 1 000~1 600 nm, 第三片 1 600~2 500 nm。

仪器的机械传动系统采用“正弦机构”进行波长扫描, 丝杠由步进电机通过同步带驱动, 螺母沿丝杠轴线方向移动, 正弦杆由弹簧拉靠在滑块上, 正弦杆与光栅台连接, 并绕光栅台中心回转, 从而带动光栅转动, 使不同波长的单色光依次通过出射狭缝而完成“扫描”, 如图 1.1.4 所示。

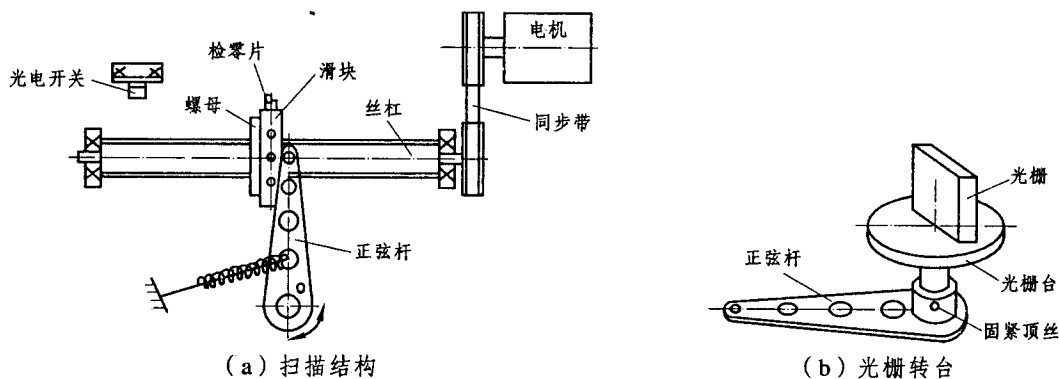


图 1.1.4

由于标准黑体价格太高, 所以本实验装置采用稳压溴钨灯作光源。溴钨灯的灯丝是用钨丝制成, 钨是难熔金属, 它的熔点为 3 665 °C。

钨丝灯是一种选择性的辐射体, 它产生的光谱是连续的, 它的总辐射本领 R_T 可由下式求出:

$$R_T = \epsilon_T \sigma T^4$$

其中, ϵ_T 为温度 T 时的总辐射系数, 它是给定温度钨丝的辐射强度与绝对黑体的辐射强度之比

$$\epsilon_T = \frac{R_T}{E_T} = 1 - e^{-BT}$$

式中, B 为常数, $B=1.472 \times 10^{-4}$ 。

钨灯的辐射光谱分布 $R_{\lambda T}$ 为:

$$R_{\lambda T} = \frac{c_1 \varepsilon_T}{\lambda^5 \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)}$$

钨灯的出厂资料配套提供了光源标准工作电流与色温关系的数据。

本实验选用硫化铅 (PbS) 为光信号接收器, 从单色仪出缝射出的单色光信号经调制器, 调制成 50 Hz 的频率信号被 PbS 接收。选用的 PbS 是晶体管外壳结构, 该系列探测器是将硫化铅元件封装在晶体管壳内, 充以干燥的氮气或其他惰性气体, 并采用熔融或焊接工艺, 以保证全密封, 可在高温, 潮湿条件下工作且性能稳定可靠。

仪器的电控箱控制光谱仪工作, 并将采集的数据及反馈信号送入计算机。

【实验内容】

(1) 按要求正确连接电路。检查无误后, 打开溴钨灯电源预热, 打开主机电源, 连接好 USB 数据线。

(2) 建立传递函数曲线。

① 将标准光源电流调整为表 1.1.1 中色温为 2 940 K 时电流。

表 1.1.1 溴钨灯的工作电流-色温对应表

电流 (A)	色温 (K)
1.40	2 270
1.50	2 350
1.60	2 420
1.70	2 470
1.80	2 520
1.90	2 570
2.00	2 620
2.10	2 680
2.20	2 770
2.30	2 860
2.50	2 940

② 预热 20 min 后, 在系统上记录该条件下全波段图谱, 该光谱曲线包含了传递函数的影响。

③ 点击“验证黑体辐射定律”菜单, 选“计算传递函数”命令, 将该光谱曲线与已知的光源能量曲线相除, 即得到传递函数曲线, 并自动保存。

以后测量时, 只要将菜单栏中右上方“传递函数”点击为选定“√”。以后再测未知光源辐射能量线时, 测量的结果即扣除了仪器传递的影响。

(3) 修正为黑体。任意发光体的光谱能量辐射本领与黑体辐射都有一系数关系, 系统软件提供了钨的发射系数, 并能通过将菜单栏中的“修正成为黑体”点击为选定, 进行修正。测量溴钨灯的辐射能量曲线即自动修正为同温度下黑体的曲线。

(4) 验证黑体辐射定律。将菜单栏中的“传递函数”和“修正成为黑体”均点击为选定后, 扫描记录溴钨灯曲线。设定不同的色温多次测试, 并选定不同的寄存器(最多可选择5个寄存器)分别将测试结果存入待用。根据软件提示, 完成以下内容:

- ① 验证普朗克辐射定律。
- ② 验证斯忒藩-玻耳兹曼定律。
- ③ 验证维恩位移定律。
- ④ 研究黑体和一般发光体辐射强度的关系。

实验 1.2 弗兰克-赫兹实验

1913 年丹麦物理学家玻尔 (N. Bohr) 提出并建立了玻尔原子模型理论, 认为有原子能级存在。光谱研究可推得这一结论。德国物理学家弗兰克 (Franck) 和赫兹 (G. Hertz) 在 1914 年 (玻尔提出原子模型理论的第二年) 用慢电子与稀薄气体原子碰撞的实验直接证明了原子内部量子化能级的存在, 这就是弗兰克-赫兹实验。

玻尔因其原理模型理论获得 1925 年诺贝尔物理学奖, 弗兰克和赫兹两人也因该实验于 1925 年获得诺贝尔物理学奖。弗兰克-赫兹 (Franck-Hertz) 试验与玻尔理论在物理学发展史上起到了重要作用。

【实验目的】

- (1) 测量氩原子的第一激发电位。
- (2) 证实原子能级的存在, 加深对原子结构的了解。
- (3) 了解在微观世界中, 电子与原子的碰撞存在几率性。

【实验原理】

1. 玻尔原子模型理论

原子只能较长久地停留在一些稳定的状态 (简称定态), 原子处于这些状态时, 既不发出能量也不吸收能量; 各定态有一定的能量, 其数值是彼此分立的, 原子能量只能通过从一个定态跃迁到另一定态的方式改变。原子能级简化示意图见图 1.2.1。

原子从一定态跃迁到另一定态时会发生发射或吸收辐射, 辐射的频率是一定的。用 E_m 和 E_n 分别代表两定态的能量, 当原子发生跃迁时, 其辐射频率 ν 为

$$h\nu = E_m - E_n \quad (1.2.1)$$

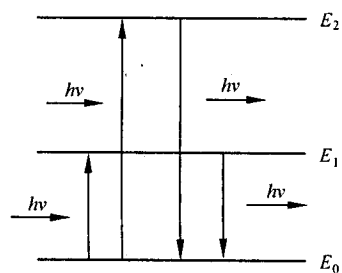


图 1.2.1 原子能级简化示意图

其中, 普朗克常数 $h = 6.626\ 075\ 5 \times 10^{-34}\ \text{J} \cdot \text{s}$ 。

原子状态的改变通常用两种方式实现: 第一种是原子本身吸收或放出电磁辐射; 第二种是通过具有一定能量的电子与其他粒子发生碰撞时进行能量交换。本实验就是属于后一种方式。初速度为零的电子在电位差 U 的加速电场作用下, 获得的能量为 eU 。设原子的基态能量为 E_0 , 第一激发态的能量为 E_1 , 若电子传递给基态原子的能量为:

$$eU_0 = E_1 - E_0 \quad (1.2.2)$$

时, 原子会从基态跃迁到第一激发态, 而相应的 U_0 称为该种原子的第一激发电位。当电子与原子发生碰撞, 若电子能量小于原子能级跃迁所需的能量时, 电子与原子发生的碰撞属于弹性碰撞, 两者之间的能量交换极小; 若电子能量大于原子能级跃迁所需能量时, 它们之间的碰撞属于非弹性碰撞, 电子将失去原子从基态跃迁到激发态所需能量, 原子则从基态跃迁到激发态; 若给予原子足够大的能量, 则可以使原子中的电子离去, 这叫做电离。不同原子的第一激发电位各不相同, 原子从低能级跃迁到高能级时需要吸收能量, 而从高能级跃迁到低能级时则应有 eU_0 的能量以具有一定频率的光子形式辐射出来。根据玻尔理论, 原子从第一激发态跃迁回基态时辐射出的光子频率 ν 为:

$$\nu = \frac{E_1 - E_0}{h} = \frac{eU_0}{h} \quad (1.2.3)$$

因 $\nu = c/\lambda$, 故相应的波长为:

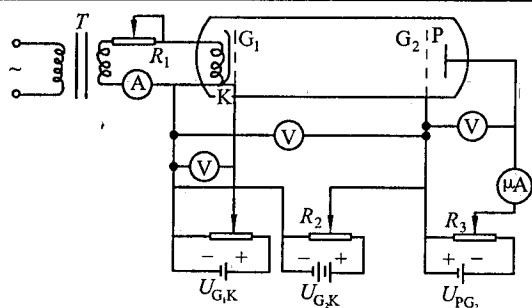
$$\lambda = \frac{hc}{eU_0} \quad (1.2.4)$$

对于汞, $U_0 = 4.9\ \text{V}$, 则 $\lambda = 253.7\ \text{nm}$ 。从光谱学的研究中确实观测到这根波长为 $253.7\ \text{nm}$ 的紫外谱线。

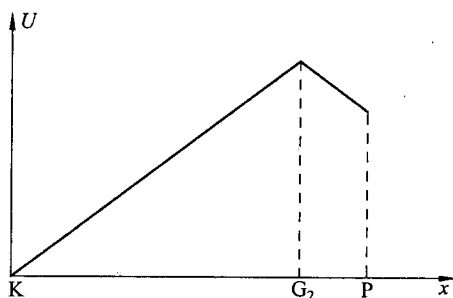
2. 弗兰克-赫兹实验原理

弗兰克-赫兹实验原理图和弗兰克-赫兹管管内电压分布分别如图 1.2.2 (a) 和 (b) 所示。在充满某一原子元素的弗兰克-赫兹管中, 电子从热阴极 K 发出, 阴极 K 和栅极 G_2 之间的加速电压 U_{G_2K} 使电子加速, 在极板 P 和栅极 G_2 之间加有反向拒斥电压 U_{G_2P} 。当被加速的电子通过 KG_2 空间进入 G_2P 空间时, 若电子的能量大于或等于 eU_{G_2P} , 就能冲过反向拒斥电场而到达极板 P, 形成板流 I_p , 其值较小, 需由微电流计检出。如果电子在 KG_2 空间与原子发生碰撞, 把自己的一部分能量传给了原子, 而使后者被激发, 此时电子自身所剩余的能量很小, 以致通过栅极 G_2 后不足以克服拒斥电场, 达不到极板 P 而被斥回, 这时极板电流 I_p 将显著减小。

随着加速电压 U_{G_2K} 逐渐增加, 板流 I_p 随 U_{G_2K} 变化的规律如图 1.2.3 所示。在加速电压刚开始增加时, 电子在 KG_2 空间被加速且获得的能量较低, 即使在运动过程中与气体原子发生碰撞也不足以影响原子内部的能量, 此时碰撞是弹性的, 电子在碰撞过程中无明显能量损失; 电子穿过栅极并克服拒斥电场, 到达极板形成板流, 所形成的板流将随着 U_{G_2K} 的增大而增大 (见图 1.2.3 中 Oa 段); 当加速电压 U_{G_2K} 等于或稍大于原子的第一激发电位 U_0 , 电子在栅极附近与气体原子发生非弹性碰撞, 几乎把全部能量传给气体原子, 使之从基态激发到第一激



(a) 弗兰克-赫兹实验原理图



(b) 弗兰克-赫兹管内电压分布

图 1.2.2

发态，电子本身失去能量不能克服拒斥电场达到极板，板流从峰值处开始下跌（图中 ab 段）；由于加速电压继续增大，电子在离栅极较远处又重新获得足够能量以克服拒斥电场而到达极板，板流又从谷值处开始上升（图中 bc 段）。加速电压越大，电子与原子发生第一次非弹性碰撞的地点离栅极越远。当 $U_{G_2K} = 2U_0$ 时，第一次非弹性碰撞将在 KG_2 空间的前半路程中发生，在后半路程中，电子又可获得能量，在栅极附近与原子发生第二次非弹性碰撞而失去能量，克服不了拒斥电场，达不到极板，板流再度从峰值（第二峰值）处下降（图中 cd 段）；再增大电压 U_{G_2K} ，电流又从谷值（第二谷值）开始上升，以此类推，每当 $U_{G_2K} = nU_0$ （ $n=1, 2, 3, \dots$ ）时，板流就会从峰值下跌。

实验中，板流 I_p 的下降并不是突变的，其峰值总有一定宽度，这时由于从阴极发出的电子初始能量不完全一样，而且，电子与原子碰撞有一定的几率，大部分电子在栅极 G_2 前与原子发生碰撞进行能量交换，但有少数电子逃避了碰撞，直接达到极板，因此板流 I_p 并不能降到零。值得注意的是，由于阴极和阳极一般采用不同的金属材料制成，从而产生接触电位差，使得整个曲线沿电压轴偏移或者引起峰值位置沿电压轴偏移。曲线第一峰值对应的电压并不等于而是稍大于原子的第一激发电位 U_0 ，与第二、第三峰值对应的电压 U_2 和 U_3 同样不等于而是稍大于 $2U_0$ 和 $3U_0$ ，等等。然而每个相邻峰值（或谷值）对应的加速电压的差值则相等且都等于 U_0 ，即 $U_2 - U_1 = U_3 - U_2 = \dots = U_{n+1} - U_n = U_0$ 。

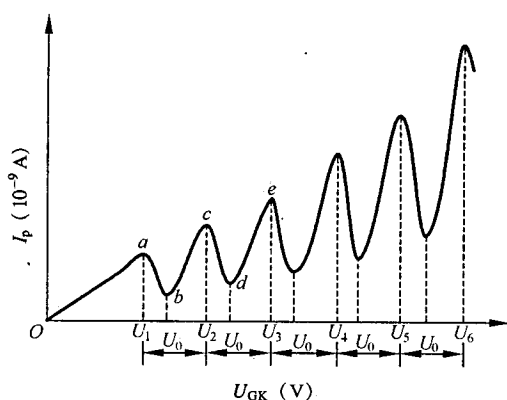
弗兰克-赫兹实验说明，原子被激发到不同状态时，要吸收确定的能量，并且是不连续的，证明了原子内部能量的量子化，也就说明能级的存在。

【实验仪器】

1. 智能弗兰克-赫兹实验仪

图 1.2.4 所示为弗兰克-赫兹实验仪面板图，划分为以下八个功能区：

- (1) 弗兰克-赫兹管各输入电压连接插孔和板极电流输出插座。
- (2) 弗兰克-赫兹管所需激发电压的输出连接插孔，左侧输出孔为正极，右侧输出孔为负极。

图 1.2.3 弗兰克-赫兹管的 $I_p - U_{G_2K}$ 曲线

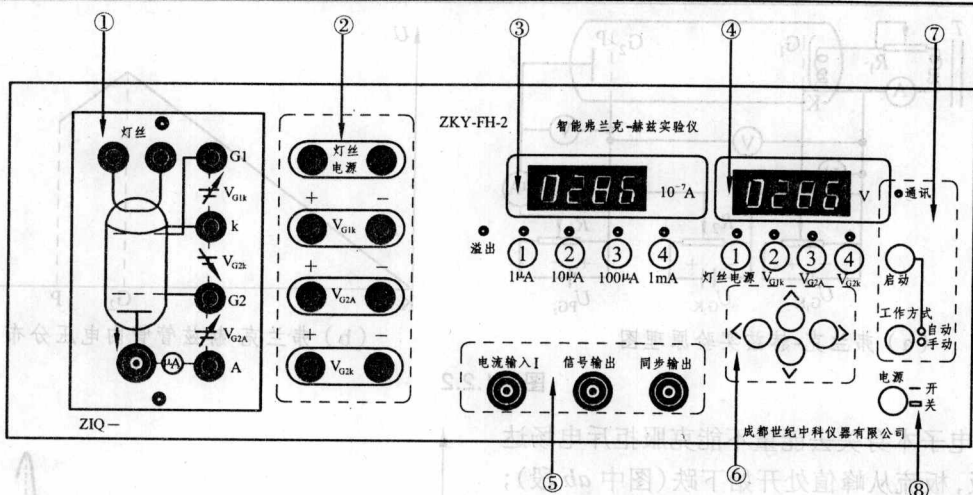


图 1.2.4 弗兰克-赫兹实验仪面板图

(3) 板极电流显示区。四位七段数码管显示板流值，四个电流量程 ($1 \mu\text{A}$, $10 \mu\text{A}$, $100 \mu\text{A}$ 和 1mA) 通过此区域的“选择”键选取，并有指示灯指示，“溢出”灯亮表示板流超出所选取的量程范围。

(4) 测试电压显示区。四位七段数码管显示当前选择电压源的电压值，四个电压源通过此区域的“选择”键选取，并有指示灯指示当前选择的电压源。

(5) 调整按键区。设置当前选区的电压源电压值，左右键选取修改位，选中的位在闪动，上下键用于递增/递减一个增量单位。

(6) 工作方式按键区：工作方式分两种：自动和手动 (A/M)。A 表示自动 (Auto)，M 表示手动 (Manual)，如果选取了自动键，待工作参数设置完毕后，按“启动”键仪器就开始工作了。

(7) 测试信号输出区：“电流输出”插孔输出板流，“同步输出”插孔输出同步信号，用于示波器显示。

(8) 电源开关。

2. 操作介绍

开机后，应预热 10 min ；然后设置工作电压源的电压值，它们的正常工作范围分别为：灯丝电源电压 $2 \sim 4.5 \text{ V}$ ， U_{G1K} 电压 $1 \sim 3 \text{ V}$ ， U_{G2P} 电压 $5 \sim 10 \text{ V}$ ， U_{G2K} 电压 $\leq 80.0 \text{ V}$ 。由于弗兰克-赫兹管的离散性以及使用中的衰老，每只弗兰克-赫兹管的最佳工作状态各不相同，应在上述范围内找出其较理想的工作状态。而且，弗兰克-赫兹管很容易因电压设置不合适而损坏，所以，一定要按照规定的实验步骤和适当的状态进行实验。

【实验内容与要求】

【实验内容】

(1) 自动挡操作。用自动挡快速的功能和示波器同步显示的波形图测试出弗兰克-赫兹管的较理想工作状态 (形如图 1.2.3，不超过板流满量程，至少有 4 个波峰，峰谷不应为零)，记录下此时各工作源电压值。计算出氩原子的第一激发电位 U_0 和相应的辐射波长 λ 。

(2) 手动挡操作。研究各工作源电压值 (灯丝电源电压， U_{G1K} 电压， U_{G2P} 电压， U_{G2K} 电

压)对 $I_p-U_{G_2K}$ 曲线的影响,并分析为什么。

① 将各工作源电压值设置为由自动挡测试出的较理想工作状态的各工作源电压值,加速电压 U_{G_2K} 每隔 1 V 或 2 V 变化 1 次,记录下较理想状态时相应的 I_p 值, $U_{G_2K} \leq 80.0$ V, 表格自行设计。

② 分别调整较理想工作状态时的各工作源电压值(一次调整一个工作源参数,其他的参数与较理想工作状态时保持一致),加速电压 U_{G_2K} 每隔 1 V 或 2 V 变化 1 次,记录下此时相应的 I_p 值, $U_{G_2K} \leq 80.0$ V, 表格自行设计。

(3) 数据处理。课后用计算机作图工具作出较理想工作状态时和改变各工作源电压值后 $I_p-U_{G_2K}$ 曲线对比图,共有 4 个子图(改变 4 个工作源电压值),每个子图中两条曲线(较理想工作状态时和改变工作源参数后)。

【思考题】

(1) $I_p-U_{G_2K}$ 曲线电流下降并不十分陡峭,主要原因是什么? I_p 的谷值并不为零,而且谷值沿 U_{G_2K} 轴依次升高,如何解释?

(2) 当温度较高时, $I_p-U_{G_2K}$ 曲线的第一个波峰不易出现,为什么?

(3) 拒斥电压 U_{G_2P} 增大时,板流 I_p 如何变化?

实验 1.3 塞曼效应实验

19 世纪伟大的物理学家法拉第研究电磁场对光的影响,发现了磁场能改变偏振光的偏振方向。1896 年荷兰物理学家塞曼(Pieter Zeeman)根据法拉第的想法,探测磁场对谱线的影响,发现钠双线在磁场中的分裂。洛伦兹根据经典电子理论解释了分裂为三条的正常塞曼效应。由于研究这个效应,塞曼和洛伦兹共同获得了 1902 年的诺贝尔物理学奖。他们这一重要研究成果,有力地支持了光的电磁理论,使我们对物质的光谱、原子和分子的结构有了更多的了解。至今,塞曼效应仍是研究能级结构的重要方法之一。

【实验目的】

(1) 了解塞曼效应的重要意义和原理。

(2) 学习调节光路,掌握法布里-泊罗标准具的原理和使用方法,学习光谱测量技术。

(3) 观测和研究汞放电灯的 546.1 nm 光谱线在外磁场作用下的塞曼分裂现象和谱线的超精细结构。

(4) 根据实验结果研究原子能级结构,获得有关分裂能级的参量。

【实验原理】

当发光的光源置于足够强的外磁场中时,由于磁场的作用,使每条光谱线分裂成波长很靠近的几条偏振化的谱线,分裂的条数随能级的类别而不同,这种现象称为塞曼效应。正常塞曼效应谱线分裂为三条,而且两边的两条与中间的频率差正好等于 $eB/4\pi mc$, 可用经典理

论给予很好的解释。但实际上大多数谱线的分裂多于三条，谱线的裂距是 $eB/4\pi mc$ 的简单分数倍，称反常塞曼效应，它不能用经典理论解释，只有用量子理论才能得到满意的解释。

1. 原子的总磁矩与总角动量的关系

塞曼效应的产生是由于原子的总磁矩（轨道磁矩和自旋磁矩）受外磁场作用的结果。在忽略核磁矩的情况下，原子中电子的轨道磁矩 μ_L 和自旋磁矩 μ_S 合成原子的总磁矩 μ ，与电子的轨道角动量 P_L ，自旋角动量 P_S 合成总角动量 P_J 之间的关系，可用图 1.3.1 表示，有：

$$\mu_L = \frac{e}{2m} P_L, P_L = \frac{h}{2\pi} \sqrt{L(L+1)} \quad (1.3.1)$$

$$\mu_S = \frac{e}{m} P_S, P_S = \frac{h}{2\pi} \sqrt{S(S+1)} \quad (1.3.2)$$

式中， L ， S 分别表示轨道量子数和自旋量子数； e ， m 分别为电子的电荷和质量。由于 μ_L 和 P_L 的比值不同于 μ_S 和 P_S 的比值，因此，原子的总磁矩 μ 不在总角动量 P_J 的延长线上，因此， μ 绕 P_J 的延线旋进。 μ 只在 P_J 方向上，分量 μ_J 对外的平均效果不为零，在进行矢量迭加运算后，得到有效 μ_J 为：

$$\mu_J = g \frac{e}{2m} P_J \quad (1.3.3)$$

其中 g 为朗德因子，对于 L ， S 耦合的情况下，

$$g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)} \quad (1.3.4)$$

如果知道原子态的性质，它的磁矩就可以通过式 (1.3.3) 和式 (1.3.4) 计算出来。

2. 在外磁场作用下原子能级的分裂

当原子放在外磁场中时，原子的总磁矩 μ_J 将绕外磁场 B 的方向作旋进，使原子获得了附加的能量，如图 1.3.2 所示。

$$\begin{aligned} \Delta E &= \mu_J \cdot B \cos(\mathbf{P}_J \cdot \mathbf{B}) \\ &= -\mu_J \cdot B \cos \alpha \\ &= g \frac{e}{2m} P_J B \cos \beta \end{aligned} \quad (1.3.5)$$

由于 μ_J 或 P_J 在外磁场中取向是量子化的，则 P_J 在外磁场方向的分量 $P_J \cos \beta$ 也是量子化的，它只能取如下数值：

$$P_J \cos \beta = M \frac{h}{2\pi} \quad (1.3.6)$$

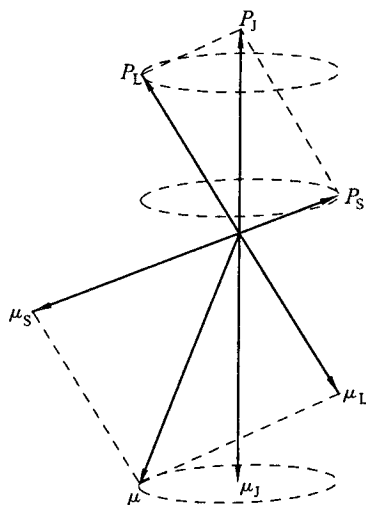


图 1.3.1 角动量和磁矩矢量图

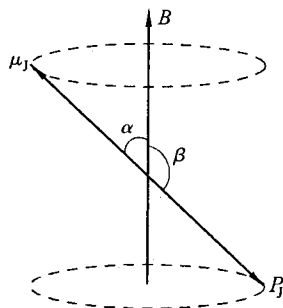


图 1.3.2 角动量旋进