



普通高等教育“十五”国家级规划教材

高等学校物理实验教学示范中心系列教材

近代物理实验

(第四版)

北京大学物理学院 吴思诚 荀坤 主编

高等教育出版社



普通高等教育“十五”国家级规划教

高等学校物理实验教学示范中心系列教材

近代物理实验

(第四版)

北京大学物理学院 吴思诚 荀坤 主编

J I N D A I W U L I S H I Y A N

高等教育出版社·北京

内容提要

本书是在第三版基础上,总结三十几年来教学实践经验,吸收物理学和实验技术的一些新成果,对原有内容进行筛选、增补和修订而成的。全书包括原子、分子物理,核探测技术及应用,激光与光学,真空技术与样品制备,X射线、电子衍射和结构分析,磁共振,微波实验,低温物理实验,半导体物理实验和其他实验,共十个单元,三十余个实验。

本书可作为高等院校物理专业本科生和其他专业本科生或研究生的近代物理实验课程的教学参考书,也可供从事实验物理的科技人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

近代物理实验/吴思诚,荀坤主编.--4版.--北京:高等教育出版社,2015.3

ISBN 978-7-04-041830-9

I. ①近… II. ①吴… ②荀… III. ①物理学-实验-高等学校-教材 IV. ①O41-33

中国版本图书馆CIP数据核字(2015)第016188号

策划编辑 程福平	责任编辑 程福平	封面设计 张楠	版式设计 余杨
插图绘制 杜晓丹	责任校对 刘丽娟	责任印制 毛斯璐	

出版发行	高等教育出版社	网 址	http://www.hep.edu.cn
社 址	北京市西城区德外大街4号		http://www.hep.com.cn
邮政编码	100120	网上订购	http://www.landraco.com
印 刷	国防工业出版社印刷厂		http://www.landraco.com.cn
开 本	787mm×1092mm 1/16	版 次	1986年2月第1版
印 张	25.25		2015年3月第4版
字 数	620千字	印 次	2015年3月第1次印刷
购书热线	010-58581118	定 价	44.30元
咨询电话	400-810-0598		

本书如有缺页、倒页、脱页等质量问题,请到所购图书销售部门联系调换
版权所有 侵权必究
物 料 号 41830-00

○ 序言

我国“近代物理实验”的教学实践是从1952年以后开始的。在实施新的物理系的统一教学计划后,在过去“近代物理实验”和“无线电实验”的基础上,参照和采用苏联Г.Б.斯皮瓦克编写的《专门物理实验》一书的部分实验,建立了“中级物理实验”课程,以后各校都曾根据自己的条件和经验有所发展,到20世纪60年代中期已形成我国自己的“中级物理实验”的教学内容和方法。在20世纪60年代后期与20世纪70年代期间各校的中级物理实验室和教学均受到很大的破坏。1980年教育部在北京召开了综合大学物理系“近代物理实验”课程的设置和教材会议,讨论了“近代物理实验”在物理系整个实验教学中的地位 and 作用、实验的目的和要求,并提出迅速恢复和发展近代物理实验室和实验教学的具体要求和措施,希望加强校际交流以促进“近代物理实验”教学水平的尽快提高。教育部领导制定的“近代物理实验”教学大纲就是在1980年会议所提出的原则基础上产生的。从那时以后,各校均组织了师资和实验技术力量大力恢复和发展这门实验课程,而且在综合性大学和高等师范院校范围内已召开了三次全国性的“近代物理实验”教学经验交流会,促进了各校相互学习、取长补短,在实验室的建设、教学仪器的研制、教学内容及方法的改革和创新、师资和实验技术人员的培养等方面均取得前所未有的成绩。在这期间一些院校还编写了自己的“近代物理实验”教材,相互交流,但至今尚未出版一本正式的“近代物理实验”参考书。

“近代物理实验”是继“普通物理实验”和“无线电电子学实验”后一门重要的基础实验课程,在物理专业的整个实验教学中起着承上启下的作用。与普通物理实验不同,近代物理实验所涉及的物理知识面很广,具有较强的综合性和技术性。它在丰富和活跃学生的物理思考,锻炼他们对物理现象的洞察能力,引导他们了解实验物理在物理学发展过程中的作用,正确认识新物理概念的产生、形成和发展的过程,培养严谨的科学作风,学会近代物理中的一些基本实验技术和方法等方面都是非常重要的。可以说,“近代物理实验”是培养学生的独立工作能力,学习如何用实验方法研究物理现象和规律的关键性的一环。所以教师在近代物理实验的教学过程中,应当引导学生明确这门实验课程的目的、要求,注意实验中的物理思想、实验方法并加强实验技能的锻炼。

“近代物理实验”教学大纲所规定的教学指导思想和原则,经过这几年的教学实践证明它是正确的。但“近代物理实验”作为物理系教学计划中一门基础的实验课程,它的内容选择和各校所实施的物理专业教学计划中上面和下面的实验课程有密切关系。如何上下衔接取决于各校的具体情况和条件,它的实验内容和教学方法应当具有一定的灵活性。随着实验条件的改善和教学水平的提高,某些近代物理实验可能下放作为普通物理实验,而某些专门组实验可能下放作为近代物理实验,在实验内容的安排上应当没有死板的要求。如果说“近代物理实验”课程是一个培养学生的物理思想和实验工作能力及素养的教学过程,它的内容在一定时间内应保持相对稳定,但又是不断变化的一种教学手段。

这本书把全部实验分为十大块,每块从培养学生的物理思想及实验工作能力和素养出发,提

较强的操作和某些特殊的实验外,一般不罗列操作步骤,而是让学生在掌握实验原理和方法的基础上,根据实验要求和仪器说明书自己设计实验步骤。从第三版起,本书在预习、实验和报告三个环节都分别列出了思考题,以利于提高学生学习的主动性。

本书以第三版为基础进行了增删修订。根据当前教学的实际情况,本版保留了第三版 40 个实验中的 28 个、重写了 1 个和新增了 5 个实验。对于保留的实验,如果不是非常必要,一般都尽量保留原貌。重写的和新增的实验在风格上也尽力保持与原有实验一致。由于有两个新实验很难被归到原有的各单元,所以本版新增了一个“其他”单元。

实验教学是一项集体的事业。从实验室建设、教材编写到课程内容完善与改进,都是广大教师和实验室工作人员多年甚至多代人辛勤劳动的结晶。从本书第一版出版到现在已经过了近三十年,可以说几十年来所有曾任过近代物理课的教师和实验技术人员都对本书有贡献。其中,直接参与了前三版编写工作的教师有:黄飞虎、赵汝光、黄植文、周雅琴、朱生传、夏宗璜、王祖铨、郭元恒、张含义、汪太辅、舒幼生、陈怀琳、张树霖、焦鹏飞、阎守胜、林绪伦、张如菊、秦克诚、朱印康、董振基、武兰青、金泗轩、元民华、冯庆荣、吕斯骅、邢峰、邢启江、吴思诚、季航、周赫田、周增均、荀坤、姚淑德、黄显玲、高巧君等。

本书各实验的修订人为:荀坤 1-0、1-1、3-0、3-1、4-0、4-1、4-3 和 5-3,蒋莹莹 1-2 和 3-3,王思广 1-3、2-5 和 2-6,周路群 1-4、8-0 和 8-1,楼建玲 2-0、2-1、2-2、2-3 和 2-4,季航 5-0、5-1、5-2 和 5-4,黄斐增 6-0、6-1、6-2、6-3 和 6-4,王常生 7-0、7-1、7-2 和 7-3,许福军 9-0、9-1 和 9-2。

实验 3-2 由蒋莹莹在原“非线性晶体中的二倍频与和频”实验基础上改写。实验 3-4 和 10-2 由荀坤,实验 4-2 由冯庆荣、贾春燕和沈言,实验 8-2 由王越,实验 10-1 由周路群编写。

吴思诚负责全书的选题和新编实验的审核。

本书可能存在不少错误与不当,敬请读者批评指正。

编者
2014 年 9 月

○ 目录

第一单元 原子、分子物理	001	3-4 磁光克尔效应	134
1-0 引言	002	第四单元 真空技术与样品制备	149
1-1 氢原子光谱的同位素移位	004	4-0 引言	150
附录 平面反射式闪耀光栅光 谱仪	006	4-1 高压强电离真空计的校准	158
1-2 塞曼效应	011	附录 高压强电离真空计电路工作 原理	162
1-3 X射线标识谱与吸收	022	4-2 实时高温电阻测量研究 MgB_2 相变	163
附表 某些元素的标识发射谱线及 吸收限波长与相应的能量	027	4-3 用化学气相沉积法生长金刚 石膜	176
1-4 振动拉曼光谱	028	第五单元 X射线、电子衍射和 结构分析	187
第二单元 核探测技术及应用	041	5-0 引言	188
2-0 引言	042	5-1 X射线多晶衍射仪	197
附录一 放射性测量的不确定度	044	5-2 电子衍射	206
附录二 常用核电子仪器的功能 及其应用	045	5-3 扫描电子显微镜	215
附录三 放射源的安全操作与 防护	048	5-4 扫描隧穿显微镜	223
2-1 NaI(Tl)闪烁谱仪测定 γ 射线的 能谱	050	第六单元 磁共振	231
2-2 符合测量	060	6-0 引言	232
2-3 卢瑟福散射	068	6-1 核磁共振	233
2-4 康普顿散射	074	附表 一些原子核的自旋数、磁矩、 回旋频率和共振信号的 相对灵敏度	247
2-5 穆斯堡尔效应	080	6-2 光泵磁共振	248
2-6 用 β 粒子检验相对论的动量-动能 关系	091	附录一 二级塞曼效应及双量子跃迁的 观察	256
附录 等效平均磁感应强度的 计算	099	附录二 角动量耦合及耦合磁矩的矢量 模型	259
第三单元 激光与光学	101	6-3 脉冲核磁共振	260
3-0 引言	102	6-4 核磁共振成像	267
3-1 He-Ne 气体激光器放电条件 的研究	103	附录 磁场与样品的位置关系	273
3-2 半导体泵浦固体激光器的调 Q 与 光学二倍频	111	第七单元 微波实验	275
3-3 晶体的光电效应及其应用	120	7-0 引言	276

7-1 体效应振荡器的工作特性和波导管的工作状态	288	9-2 用电容-电压法测量半导体中的杂质分布	348
7-2 用传输式谐振腔观测铁磁共振	295	第十单元 其他	363
7-3 电子自旋共振	302	10-1 非线性热对流斑图	364
第八单元 低温物理实验	311	附录一 普利高津的科学贡献	368
8-0 引言	312	附录二 热对流方程组	369
附录 使用低温液体的注意事项 ...	315	附录三 热对流方程组无量纲化 ...	371
8-1 纯铜低温热导率的测量	315	附录四 阴影法原理	372
8-2 约瑟夫森效应	321	10-2 有限周期性弦球链系统振动模研究	376
附录 相关数学知识	331	附录 方程(10-2-7)的基本性质	386
第九单元 半导体物理实验	335	附表 常用物理常量	393
9-0 引言	336		
9-1 硅的霍尔系数及电阻率的测量	338		

第一单元

原子、分子物理

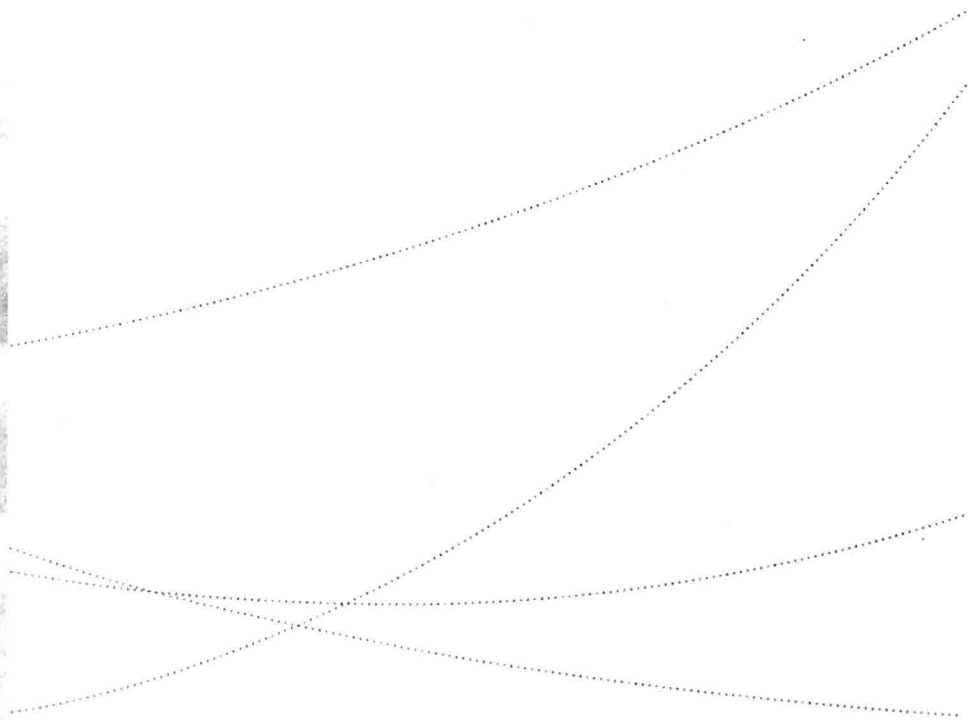
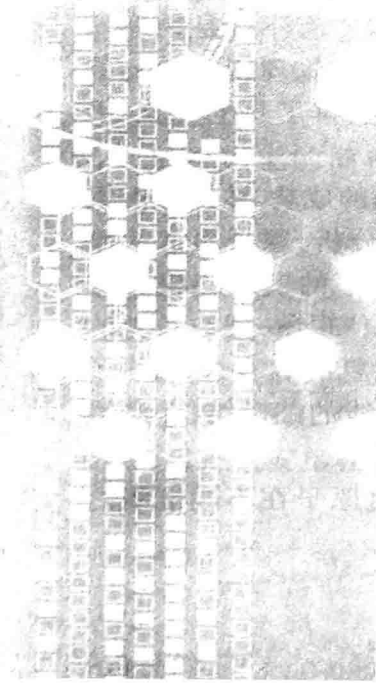
1-0 引言

1-1 氢原子光谱的同位素移位

1-2 塞曼效应

1-3 X 射线标识谱与吸收

1-4 振动拉曼光谱



1-0 引言

本单元安排了一组与“原子物理学”课程密切配合的实验.历史上研究原子结构的许多重要实验都对近代物理学的发展起过重要的作用.

用其他粒子和原子直接碰撞,通过分析散射粒子的动量或能量变化获得与原子有关的信息是人们研究原子结构的重要手段之一.例如,1909年卢瑟福(E. Rutherford)根据原子对 α 粒子的散射结果建立了原子结构的核式模型.研究原子、分子的发射和吸收光谱也是人们认识原子、分子结构的重要途径.早在19世纪末和20世纪初,人们已开始了光谱方面的研究,积累了许多资料,但早期的工作主要是对已观察到的光谱进行分类及总结经验规律.20世纪初期对光谱现象和光谱规律的解释所作的努力曾是推动量子力学建立的重要原因之一.当时原子结构的核式模型已经确立,根据对黑体辐射和光电效应现象的研究已经提出能量不连续和光量子的概念,面对原子辐射的线状光谱规律及原子结构稳定性与经典辐射理论的尖锐矛盾,1913年玻尔(N. Bohr)提出了原子结构的量子理论.玻尔理论对当时已知的氢原子光谱线系(可见光范围的巴耳末系和红外区域的帕邢系)规律给出了很好的说明,并且预言了其他线系的存在.第二年(1914年)莱曼(T. Lyman)果然在紫外波段观察到莱曼系,定量测量与理论计算符合得很好.玻尔理论中关于原子内部能量不连续的概念在1914年被弗兰克(J. Franck)和赫兹(G. Hertz)从实验上直接证实.玻尔理论在说明氢原子光谱规律方面的成功引起了人们的注意,促进了光谱研究的发展.但是在复杂光谱和与谱线强度有关的其他问题上玻尔理论遇到极大困难,这些困难和玻尔理论本身在理论上存在的其他问题推动着该理论的进一步发展,导致量子力学的最后建立.

量子力学在原子物理学方面的应用把原子、分子的结构和它们的光谱规律紧密地联系在一起,使光谱成为人们研究原子、分子及其他物质结构的重要手段,光谱方面的研究工作更加蓬勃发展,积累了丰富的资料.20世纪60年代第一台激光器出现之后,人们依据丰富的光谱资料迅速地找到并实现了上万条激光谱线.激光的出现反过来又推动了光谱研究工作,发展了激光光谱学分支,激光已成为研究原子、分子及其他物质结构的强有力的工具.

安排原子物理方面的实验,目的在于通过实验从各方面加深对原子、分子结构的了解;学习研究原子、分子结构的基本方法,特别是光谱研究的方法.此外,这方面的实验中有不少是物理学发展史上著名的实验,做好这些实验对学习如何用实验手段重现物理现象、研究物理规律以及了解实验物理在物理学发展中的地位 and 作用是很有帮助的.我们根据目前条件安排了几个实验,用不同的方法从不同方面研究原子、分子结构的不同层次.

氢原子是最简单的原子,量子力学对氢原子光谱规律的解释获得了极大的成功.早年人们根据氢原子质量的测量预言:有质量为两个单位的重氢的存在.根据理论上的分析,原子质量的改变必然使里德伯常量发生变化,因此如果存在重氢的话,它的光谱线相对于氢的谱线应略有移动.1932年尤雷(H. C. Urey)利用光栅光谱仪观察到氢原子光谱线的同位素移位现象,把波长差的测量结果与根据理论计算的数值加以比较,二者符合得很好,从而肯定了重氢的存在(“氢原子光谱的同位素移位”实验).利用光谱线的同位素移位可以解释某些元素光谱线的细微结构,测量同位素对应谱线的相对强度可以知道同位素的丰度比.

原子在不同能级之间的跃迁对应于电子运动状态的变化.人们正是通过原子在不同能级之

间跃迁产生的发射和吸收光谱来研究原子的结构,进而认识原子内部各种相互作用和运动的.原子内部的相互作用和运动是很复杂的,对于多电子原子,除了原子核与电子的相互作用,还存在着电子之间的相互作用.在“塞曼效应”实验中,通过对处于磁场中的原子发射的光谱线的分裂和偏振状态的研究,可以加深对原子角动量空间取向量子化的了解.此外从塞曼效应的实验结果可以推断能级分裂的情况:根据光谱线分裂的数目可以知道量子数 J 的数值;根据光谱线分裂的间隔可以测量 g 因子的数值.因此,塞曼效应是研究原子结构的重要方法之一.当原子核具有自旋时,原子核自旋运动和核外电子的相互作用导致能级的超精细结构分裂,在外磁场中超精细结构能级又分裂为不同的塞曼能级,关于这方面的研究我们安排在第六单元,用磁共振的方法研究铷原子在外磁场作用下超精细结构能级的塞曼分裂.在“X 射线标识谱与吸收”实验中,对不同元素的原子,用能量较高的 X 射线照射,使原子的内层电子激发或电离,从而在内壳层形成一个电子空位,处于较外层的电子跃入内层填补空位的过程中将发射标识 X 射线.对标识 X 射线谱进行分析可以识别不同的原子并研究原子内层能级的结构.通过这一系列的实验使我们对原子结构有一个从简单到复杂逐步深入的认识,并学到研究原子结构和原子内部各种运动所用的不同方法.

光谱分析也是研究分子结构和分子内部运动的重要途径.分子中除了电子的运动外,还存在着分子中各个原子间的相对运动,即分子的振动以及分子作为整体的转动.与分子纯转动状态之间的跃迁对应的光谱在远红外波段;分子的纯振动光谱在近红外波段;而电子的跃迁光谱在可见及紫外波段.由于电子跃迁过程中伴随着振动能级和转动能级的变化,形成带状光谱,因此对这种光谱进行分析也可以得到有关分子结构和振动、转动的信息.

用某一波长的光照射样品,在散射光的光谱中除了有频率基本上没有变化的成分(瑞利散射)以外,还有频率略微改变的成分,其中有一类称为拉曼散射光谱.拉曼光谱是散射分子内部结构和运动状态变化的反映.对拉曼光谱中各个成分的波数变化进行测量并对偏振状态进行分析,可以得到有关分子结构和运动状态的信息.拉曼光谱技术不破坏分子结构并且采用可见光的光谱技术研究分子的运动,避免了红外测量技术的困难,因此拉曼光谱得到广泛的应用.激光的出现为拉曼光谱的研究提供了强有力的光源,使拉曼光谱的研究进展十分迅速,已有许多重要的新发展.本单元的实验中我们采用的是比较便宜的 He-Ne 激光器作为光源,用国产的单色仪、光电接收器及单光子计数器组成简易的拉曼光谱实验装置,以典型样品 CCl_4 的振动拉曼光谱为例,学习拉曼散射基本原理和实验技术以及利用拉曼光谱研究分子结构和分子振动的方法.

通过以上的简单介绍我们可以看到,除了用其他粒子与原子碰撞、分析散射粒子的动量或能量以及用 X 射线照射原子的方法研究原子结构以外,在原子、分子结构研究中用得比较多的是光谱方法.因此根据不同观察对象正确选择各种分光仪器(特别是比较精密的光栅光谱仪、单色仪、标准具以及拉曼光谱实验装置等),熟悉它们的主要规格、使用和维护方法也是本单元的重要学习内容之一.

最后要说明的是,揭示原子结构核式模型的卢瑟福实验由于采用的是核探测技术,我们把它安排在第二单元.直接观察原子内部能量不连续性的弗兰克-赫兹实验由于原理和方法相对比较简单,已把它安排在普通物理实验中了,本单元不再重复.

1-1 氢原子光谱的同位素移位

早在1900年以前迈克耳孙(Michelson)等人就观察到在许多光谱多重线的分支中仍然还存在着精细结构,当时称它为超精细结构.由于那时已知道存在着元素的不同同位素,光谱线的超精细结构被认为是不同同位素发射的谱线.但后来发现,在单一同位素的光谱线中也存在着超精细结构.1924年泡利(Pauli)认为光谱线的超精细结构与原子核的某种性质有关,这个假设后来被进一步的实验所证实.如今我们知道,同位素的存在和原子核的自旋运动对光谱线的超精细结构都有贡献.但是现在“超精细结构”一词通常只限于用来描述单一同位素的光谱线由于原子核的自旋引起的复杂结构,而不同的同位素的光谱差别称为“同位素移位”.氢原子光谱的同位素移位可以准确计算,正是用光谱的方法最先证明重氢的存在.

早年在测定氢原子的质量时,用化学分析方法和质谱方法得到的结果略有不同:用化学分析方法得到的氢原子和氧的同位素 ^{16}O 的质量比为1.007 99/16;而用质谱方法得到的结果为1.007 78/16.1931年Birge和Menzel提出一个假设来解释两种方法测量结果的差别.他们认为,在氢中含有质量为两个单位的重氢 ^2H (即氘),在自然界的氢中,重氢的含量为四千分之一,用化学分析方法测得的结果是 ^1H 和 ^2H 两种同位素混合的平均质量与 ^{16}O 的质量比;而用质谱方法得到的是 ^1H 与 ^{16}O 的质量比.他们还指出可以用光谱的方法通过观察巴耳末线系谱线的伴线来发现重氢.1932年Urey等人用3 m凹面衍射光栅拍摄巴耳末线系的光谱,果然观察到在 H_α 、 H_β 、 H_γ 和 H_δ 的短波一侧均有一条弱的伴线.测量这些伴线的波长并与计算结果比较,在实验误差的范围内是一致的,从而证实了重氢的存在.后来测定,在自然界中重氢的含量只有0.015 6%,还不到五分之一.

本实验学习用光栅光谱仪测量氢和氘的光谱,并通过测量氢和氘谱线的波长求出质子与电子的质量比.

一、原理

一般说来,元素光谱线同位素移位的定量关系是很复杂的.对于重核,中子数目的增加除了增大原子核的质量以外,还会使原子核的半径发生变化,它们对同位素的光谱都有影响.只有像氢原子这样的系统,同位素移位才可以用简单的公式计算出来.氢原子中只有一个电子,电子和原子核绕二者的质心运动,原子核质量的改变导致折合质量的改变,从而使得里德伯常量的数值发生变化,由此可以计算同位素移位的大小.

假设电子的质量为 m_e ,氢核是一个质子,其质量为 m_p ,氘核比氢核多一个中子,其质量近似为 $2m_p$.因此氢原子和氘原子的里德伯常量分别为

$$R_{\text{H}} = R_{\infty} \frac{m_p}{m_p + m_e} \quad (1-1-1)$$

$$R_{\text{D}} = R_{\infty} \frac{m_p}{2m_p + m_e} \quad (1-1-2)$$

其中

$$R_{\infty} = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 h^3 c} = 109\,737.31\text{ cm}^{-1}$$

对于巴耳末线系,氢和氘的谱线计算公式分别为

$$\tilde{\nu}_H = \frac{1}{\lambda_H} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n=3,4,5,\dots \quad (1-1-3)$$

$$\tilde{\nu}_D = \frac{1}{\lambda_D} = R_D \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n=3,4,5,\dots \quad (1-1-4)$$

对于相同的 n ,由式(1-1-1)一式(1-1-4)可得

$$\Delta\lambda = \lambda_H - \lambda_D = \frac{\frac{1}{R_H} - \frac{1}{R_D}}{\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}} = \frac{R_{\infty} \left(\frac{1}{R_H} - \frac{1}{R_D} \right)}{R_{\infty} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right)} \approx \frac{\frac{m_p + m_e}{m_p} - \frac{2m_p + m_e}{2m_p}}{\frac{1}{\lambda}} = \frac{m_e}{2m_p} \lambda \quad (1-1-5)$$

从而得

$$\frac{m_p}{m_e} \approx \frac{\lambda}{2\Delta\lambda} \quad (1-1-6)$$

上式中的 λ 是用 R_{∞} 代替 R_H 或 R_D 计算得到的 λ_H 或 λ_D 的近似值,用式(1-1-6)计算 m_p/m_e 的数值时, λ 可取 λ_D 的数值.

对不同 $n(n=3,4,5,\dots)$,从实验上测得氢和氘的对应谱线的波长 λ_H 和 λ_D ,用式(1-1-6)可算得 m_p/m_e ,对所有可能测得的谱线对都如此处理,最后可求得 m_p/m_e 的平均值.

二、实验装置

1. 光谱仪

氢和氘的巴耳末线系的前几对谱线的波长差仅为 0.1 nm 左右,为了把它们的谱线分开,必须使用分辨率较高的光栅光谱仪。本实验采用国产 WGD-8A 型组合式多功能光栅光谱仪,它配备有闪耀波长为 250 nm 的闪耀光栅,工作的波长范围为 200~660 nm,一级光谱的理论分辨本领为 0.06 nm,能够把氢和氘的谱线分开.关于平面反射式闪耀光栅光谱仪的原理、主要性能指标和使用方法,请参阅本实验的附录和仪器说明书.

2. 光源

本实验采用 GY-13 型氢-氘混合气体放电管,经过聚光可以使光谱仪的入射狭缝得到较强的照明.由于放电管有一定寿命,因此除了对光、拍谱进行观察测量以外,应尽量减少放电管的点燃时间.

三、实验内容

阅读光栅光谱仪说明书。按照说明书的指示操作,使一定谱段的氢、氘光谱直接显示在计算机显示屏上.对能观察到的氢、氘谱线对都要一一测量它们的波长.根据每一线对的测量结果按照公式(1-1-6)计算质子和电子的质量比,并对不同线对的计算结果加以平均,与公认值

$m_p/m_e = 1\,836.152$ 比较。

要优化光源位置和狭缝宽度以得到最合理的分辨率和信噪比。

四、预习要求

- 1. 了解造成光谱的同位素移位的原因.
- 2. 了解利用氢原子光谱的同位素移位测量质子与电子质量比的原理.
- 3. 如果你是第一次使用平面反射式闪耀光栅光谱仪,请仔细阅读本实验的附录并搞清楚以下问题:

- (1) 光栅光谱仪的分光原理、色散特点和决定光谱仪分辨率的因素.
- (2) 和棱镜光谱仪相比,反射式光栅光谱仪有哪些优点?
- (3) 和透射光栅相比,反射式闪耀光栅有什么不同,有什么优点?

五、思考题

(一) 实验过程思考题

- 1. 如何布置照明光路?
- 2. 对不同波段的谱线,改变哪些因素才能得到强度合适、分辨清楚适于测量的谱线?
- 3. 如何测量波长?

(二) 实验报告思考题

利用式(1-1-6)计算 m_p/m_e 的数值时,是否要把空气中测得的谱线波长修正为真空中的波长?

参考文献

[1] G. 赫兹保.原子光谱与原子结构.北京:科学出版社,1959.
[2] 褚圣麟.原子物理学.北京:人民教育出版社,1979.
[3] 张毓英,邵义全,陈怀琳,让庆谰.光学实验.北京:电子工业出版社,1989.

附录 平面反射式闪耀光栅光谱仪

与棱镜光谱仪不同,平面光栅光谱仪采用平面反射式闪耀光栅作为分光元件,各种光谱仪的光路布置不完全相同,下面以一种典型光路布置为例介绍光栅光谱仪的原理.这种典型光路如图 1-1-1 所示:(a)为侧视图,(b)为俯视图.

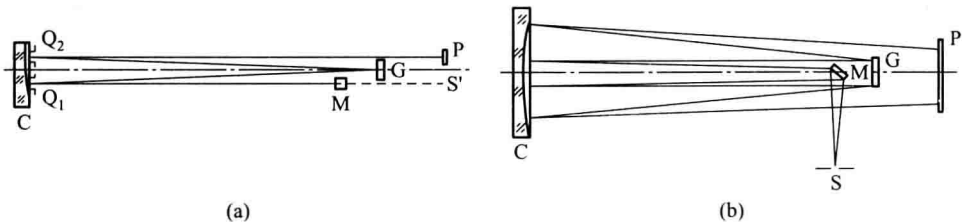


图 1-1-1 平面光栅光谱仪典型光路

从图 1-1-1(b)可以看出,平面镜 M 的作用是使入射光转折 90°,因此在侧视图 1-1-1(a)中,狭缝 S 的等效位置为 S',S'位于凹面镜 C 的焦面上.由狭缝 S 进入的光,经平面反射镜 M 反射

至凹面镜 C 的下方 Q_1 (图中 Q_1 与 Q_2 为限制杂光的光阑), 通过凹面镜反射后成为平行光束射到平面光栅 G 上, 经过光栅的衍射, 分解为不同方向的单色平行光束射至凹面镜上方 Q_2 , 然后经凹面镜聚焦在光谱平面 P 上. 光栅 G 放置在一平台上, 可以绕通过光栅刻线的铅垂轴转动, 以改变平行光束相对于光栅平面的入射角, 从而改变观测的光谱范围.

从图 1-1-1(a) 还可以看出, S' 的中心与光谱平面 P 的中心是对称的, 整个光路也是对称的. 这种光路的优点在于采用同一球面反射镜作为准直镜及聚焦镜, 无色差. 此外, 由于光路结构的对称性, 彗差与像散都可以减小到理想的程度, 使得在较长的谱面范围内谱线清晰、均匀.

光栅是光谱仪的核心部分, 它的分光原理及主要性能如闪耀、色散、分辨率等问题简介如下:

(一) 平面反射光栅的构造与光栅方程

目前最广泛应用的是平面反射光栅. 它是在玻璃基板上镀上铝层, 用特殊的刀具刻画出许多平行而且间距相等的槽面. 图 1-1-2 是垂直于光栅刻槽的断面放大图. 我国大量生产的平面反射光栅每毫米的刻槽数目为 600 条、1 200 条、1 800 条和 2 400 条等, 例如 WPG-100 和 WPG-200 型摄谱仪配备的光栅为每毫米 1 200 条, WGD-8A 型光谱仪配备的光栅为每毫米 2 400 条. 由于铝在近红外区和可见区域的反射系数都比较大, 而且几乎是常量, 此外在紫外区域铝的反射系数比金和银都要大, 加上它比较软, 易于刻画, 所以通常都用铝来刻制反射光栅. 下面将要说明, 在铝层上刻画出适当的槽形, 就能把光的能量集中到某一衍射级, 克服透射光栅光谱线强度微弱的缺点. 此外, 制造透红外区和紫外区的棱镜有各种困难, 如石英在红外区域色散太小, 氯化钠晶体易受潮等, 而反射光栅则不存在这些问题. 铝制的反射光栅几乎在红外、可见和紫外区域都能用, 而且, 用一块刻制好的光栅 (称原刻光栅或母光栅) 可以复制出多块 (称复制光栅), 复制出的质量较好的光栅还可以复制, 复制的方法也简单. 由于有这些优点, 反射光栅在分光仪器中得到越来越多的应用. 光栅刻槽细密, 切忌用手触摸或用任何东西擦拭光栅表面. 若光栅长期不用, 要加上防尘罩, 放在干燥器皿中.

在图 1-1-2 中, 光栅刻线的重复周期 d 称为光栅常量 (通常所给的是每毫米刻线数, 可根据它求出 d), 衍射槽面的宽度为 a . 衍射槽面与光栅平面的夹角为 θ , 称为光栅的闪耀角, 它的意义将在下面说明. 当平行光束入射到光栅上, 由于槽面的衍射以及各个槽面衍射光的相干叠加, 不同方向的衍射光束强度不同. 考虑槽面之间的干涉, 当满足光栅方程

$$d(\sin i \pm \sin \beta) = m\lambda \quad (1-1-7)$$

时, 光强将有一极大值, 或者说将出现一亮条纹. 式中 i 及 β 分别是入射光及衍射光与光栅平面法线的夹角, 即入射角与衍射角; $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$, 它表示干涉级; λ 是出现亮条纹的光的波长. 式 (1-1-7) 中当入射线与衍射线的光栅法线同侧时取正号, 异侧时取负号.

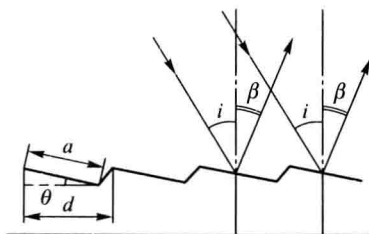


图 1-1-2 光栅刻槽断面示意图

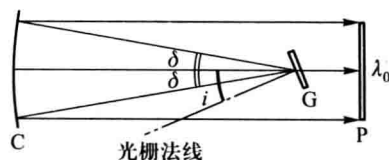


图 1-1-3 Littrow 型光路示意图

由式(1-1-7)可知,当入射角 i 一定时,不同的波长对应不同的衍射角,从而本来混合在一起的各种波长的光,经光栅衍射后按不同的方向彼此分开排列成光谱,这就是衍射光栅的分光原理.我们把成像于谱面中心的谱线波长称为中心波长.图 1-1-1 的光路中,对中心波长 λ_0 而言,入射角与衍射角相等, $i=\beta$ (图 1-1-3),这种特殊而又通用的布置方式称为 Littrow 型.因此对中心波长 λ_0 有

$$2d\sin i = m\lambda_0 \quad (1-1-8)$$

从图中可看到,谱面上成像于中心波长 λ_0 两侧的谱线,衍射角为 $\beta=i\pm\delta$,正负号分别与右侧及左侧对应,因此相应地有

$$d[\sin i + \sin(i\pm\delta)] = m\lambda \quad (1-1-9)$$

一般 δ 的最大值不超过 5° .

(二) 光栅的闪耀

对于棱镜光谱仪而言,入射光束经过棱镜分光以后,某一波长的单色光的能量除了被棱镜表面反射及被棱镜吸收的那一部分外,全部集中到某一确定的方向,因此一般说来光谱线比较强.光栅则不同,入射光中某一波长的单色光,经过光栅衍射后能量被分配到各级的光谱中去,而能量的分配方式与光栅的型式及各种几何参量有关.如前所述,能量的分配是单槽衍射与槽间干涉的综合结果.光栅方程只是给出各级干涉极大的方向,由式(1-1-7)可知,光栅方程只包含光栅常量 d 而与槽面形状无关,各级干涉极大的相对强度决定于单槽衍射强度分布曲线.大家熟知的多缝透射光栅有很大的缺点,即入射光的能量大部分集中在没有色散的零级光谱上,其余能量又分散在其他各级光谱上,而我们往往只利用其中一级,因此谱线很弱.反射式闪耀光栅的基本出发点在于把单缝衍射的主极强方向从没有色散的零级转到有色散的某一级的方向上去,以增大该级光谱的谱线强度.图 1-1-2 所示的反射光栅,每个衍射槽面的作用和单缝相同.可以证明:槽面衍射的主极强方向,对于槽面来说正好是服从几何光学反射定律的方向.因此,当满足光栅方程(1-1-7)的某一波长的某一级衍射极大的方向正好与槽面衍射主极强方向一致时,从这个方向观察到的光谱特别亮,就好像看到表面光滑的物体反射的耀眼的光一样,所以这个方向称为闪耀方向.下面分析闪耀的条件.

我们把图 1-1-2 重新画出,入射光线、衍射光线与光栅法线、槽面法线的几何关系,如图 1-1-4 所示.对光栅平面的法线而言,入射角、衍射角分别为 i 及 β (图中画出入射光线与衍射光线在光栅法线同侧的情形).显然,光栅法线与槽面法线之间夹角等于光栅的闪耀角 θ ,因此,对衍射槽面而言,入射角为 $i-\theta$,反射角为 $\theta-\beta$.根据上面分析,实现闪耀的条件是 $i-\theta=\theta-\beta$.从而有

$$i+\beta=2\theta \quad (1-1-10)$$

因此,对某一波长而言,实现闪耀时, i 、 β 、 λ 除了满足光栅方程(1-1-7),还必须同时满足式(1-1-10).

按照 Littrow 方式布置的光栅,对于中心波长有 $i=\beta$,代入式(1-1-10)得到 $i=\theta$,亦即对于光栅平面而言,入射角 i 等于光栅的闪耀角,此时入射光及衍射光均垂直于衍射槽面,如图 1-1-5 所示,把 $i=\beta=\theta$ 代入光栅方程,得

$$2d\sin \theta = m\lambda \quad (1-1-11)$$

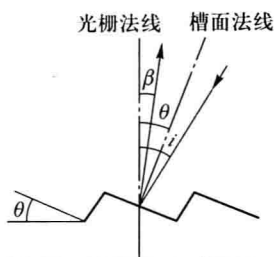


图 1-1-4 入射光线、衍射光线与光栅法线、槽面法线的几何关系

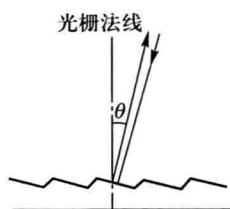


图 1-1-5 中心波长的入射与衍射方向

只要 i, β, λ 同时满足式(1-1-7)和式(1-1-10), 对波长 λ 而言也就满足闪耀条件, 但通常却是把满足式(1-1-11)的波长称为闪耀波长. 由于 m 可以取 $m=1, 2, 3, \dots$, 因此对一块确定的光栅(d, θ 一定)仍然有第一级闪耀波长, 第二级闪耀波长, $\dots$ 各种数值, 但习惯上在说明光栅的规格时, 闪耀波长通常指的是第一级闪耀波长. 例如 WPG-100 型摄谱仪配备的两块光栅的闪耀波长分别为 300 nm 和 570 nm, 而 WGD-8A 型光谱仪配备的光栅的闪耀波长为 250 nm.

由于 $d \approx a$ (见图 1-1-2), 对满足闪耀条件的波长为 λ 的某一级光谱来说, 同一波长的其他衍射级(包括零级)光谱都几乎落在单槽衍射强度曲线的零点附近, 如图 1-1-6 所示(在图中, 单槽衍射主极强方向与 $m=1$ 级的光谱线重合), 这样一来, 就可以把 80%~90% 以上的能量集中到闪耀方向上, 因此对满足闪耀条件的波长来说衍射效率最高. 在它两侧的波长则不能同时满足闪耀条件, 衍射效率下降, 而且随干涉级增加, 下降速度加快. 当衍射的效率下降太多时, 光谱线就很弱. 经验表明: 当光栅常量 d 较大 ($d > 2\lambda$) 时, 如果第一级闪耀波长为 λ_B , 光栅适用范围可由下面经验公式计算:

$$\frac{2}{2m+1}\lambda_B < \lambda < \frac{2}{2m-1}\lambda_B$$

式中 m 是所用的光谱级次, 在这个范围内, 相对效率大于 0.4.

(三) 光栅光谱仪的色散

与棱镜光谱仪一样, 光栅光谱仪的色散大小是描述仪器把多色光分解成各种波长单色光的分散程度. 这里我们把相邻两束单色光衍射角之差 $\Delta\beta$ 与波长差 $\Delta\lambda$ 之比称为光栅的角色散, 当入射角 i 一定时, 对式(1-1-7)求微分, 取绝对值, 得

$$\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{m}{d \cos \beta} \quad (1-1-12)$$

可见干涉级越高或光栅常量 d 越小, 角色散越大. 由于 $\Delta\beta$ 是两束光线分开的角距离, 使用时很不方便, 实际测量的是它们在谱面上的距离 Δl , 显然 $\Delta l = f\Delta\beta$, 其中 f 为凹面镜的焦距. 我们把 Δl 与

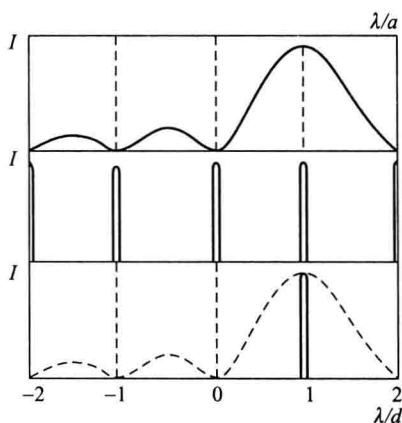


图 1-1-6 不同级光谱的强度分布

$\Delta\lambda$ 的比值称为仪器的线色散,根据式(1-1-12),线色散为

$$\frac{dl}{d\lambda} = f \frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{mf}{d} \frac{1}{\cos \beta} \quad (1-1-13)$$

习惯上,为方便起见,经常使用的是线色散的倒数,即上式的倒数,它表示谱面上单位距离的波长间隔,常用单位是 nm/mm 或 Å/mm,线色散的倒数愈小愈好.

实际使用时 β 不是太大,而且在谱面范围内, β 的变化也不大. 因此 $\cos \beta$ 变化很小,从而 $d\lambda/dl$ 接近于一个常量,亦即光栅的色散是均匀的,在谱面上得到的是接近于按波长均匀排列的光谱. 这是与棱镜光谱仪十分不同的地方.

(四) 光栅光谱仪的分辨率

与棱镜光谱仪一样,分辨率定义为谱线波长 λ 与邻近的刚好能分开的谱线波长差 $\Delta\lambda$ 的比值,即 $R = \lambda/\Delta\lambda$. 根据这个定义,可以求出光栅的理论分辨率.

一块宽为 b 的光栅(见图 1-1-7),其光栅常量为 d ,刻线数为 N ,它在衍射方向的投影宽度 $b' = b \cos \beta = Nd \cos \beta$. 与单缝衍射一样,其衍射主极强半角宽度,亦即最小可分辨角为

$$\Delta\beta = \frac{\lambda}{b'} = \frac{\lambda}{Nd \cos \beta}$$

而根据式(1-1-12),如果两谱线刚好能被分开,它们的角距离应等于这个最小分辨角,即

$$\frac{m}{d \cos \beta} \Delta\lambda = \frac{\lambda}{Nd \cos \beta}$$

从而得到

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = mN \quad (1-1-14)$$

可见,为了提高分辨率,应在高级次下使用较大的光栅(尺寸较大或每毫米刻线数较多). 如果从光栅方程(1-1-7)解出 m 代入上式,可得

$$R = \frac{Nd(\sin i \pm \sin \beta)}{\lambda} = \frac{b(\sin i \pm \sin \beta)}{\lambda} \quad (1-1-15)$$

由于 $|\sin i \pm \sin \beta|$ 的最大值是 2, 因此光栅可达到的最大分辨率为

$$R_{\max} = \frac{2b}{\lambda} \quad (1-1-16)$$

由式(1-1-15)、式(1-1-16)可知,光栅的分辨率受到光栅尺寸 b 及工作波长的限制,在大角度下工作可以提高分辨率,但 i 和 β 接近 90° 时,谱线太弱,不实用.

理论分辨率实际上是达不到的,由于种种原因,如光栅表面的光学质量、刻线间距均匀性及其他光学元件质量的限制等,在正常狭缝宽度使用时,实际分辨率在一级光谱中只能达到理论值的 70%~80%,在二级光谱中为 60% 左右.

狭缝正常宽度 s_0 为上述最小可分辨角与准直镜焦距 f 的乘积,即

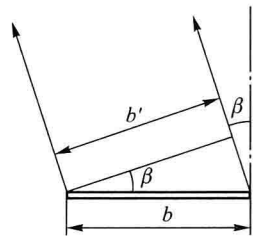


图 1-1-7 光栅在衍射方向的投影宽度