

2022 春

物理实验 B(2)课程资料



目录

I 课程须知

I-1	2022 春物理实验 B(2)课程安排-----	1
I-2	物理实验课其它事项说明-----	2
I-3	不确定度估算所用公式及 t 因子表-----	5

II 实验讲义

II-1	霍尔效应及磁电阻测量-----	11
II-2	同轴电缆中电磁波的传输及金属中超声波的传输-----	14
II-3	逸出功的测量-----	33
II-4	光栅衍射实验-----	40
II-5	偏振光学实验-----	37

I 课程须知

I-1 2022 春物理实验 B(2)课程安排

1. 2022 春物理实验 B(2)共有 5 次实验课，实验题目见表 1；
2. 实验开课周次为 3~15 周；
3. 实验分组见网络学堂，谨记自己的循环组号按排定的时间上课，各循环组实验题目安排顺序见表 2；若因放假等原因临时调课，请关注网络学堂通知；
4. 每两周做 1 次实验，每次实验 4 学时，上午 8:30—11:50，下午 1:30—4:50，晚上 6:30—9:50；
5. 课程有关的教学资料第 1 周上传至网络学堂，请自行下载。

表 1 实验房间列表

简 称	实验名称	房间(六教)
霍尔	霍尔效应及磁电阻测量	6A501
波传输	同轴电缆中电磁波的传输及金属中超声波的传输	6A504
逸出功	逸出功的测量	6A509
光栅	光栅衍射实验	6B604(内)
偏振	偏振光学实验	6B604

表 2 物理实验 B(2)各分组实验循环顺序

循环号	3、4 周	5、6 周	7、8 周	9、10 周	12、13 周
J	霍尔	波传输	偏振	逸出功	光栅
K	波传输	偏振	逸出功	光栅	霍尔
L	偏振	逸出功	光栅	霍尔	波传输
M	逸出功	光栅	霍尔	波传输	偏振
N	光栅	霍尔	波传输	偏振	逸出功
说明：“霍尔”实验写完整报告，其余实验写极简报告（只做数据处理与结果分析）。 实验报告整理成 PDF 格式电子版文件（非多文件压缩包），在实验结束后一周之内提交到网络学堂签字教师的作业箱。					

I-2 物理实验课其它事项说明

I-2-1 实验预习

课前预习的目的在于对要进行的实验有一个全面的认识，因此在预习中应看懂实验原理，了解实验所用的仪器、方法，明确实验任务等。为顺利进行实验，在实验前从网络学堂课程文件中下载打印并完成预习思考题，设计好实验测量数据记录表格。

I-2-2 上课要求

1. 课上不得用铅笔记数据。实验任务完成后，将原始数据记录交给教师检查并签字。然后还原仪器、整理桌面，带好自己的物品离开实验室。课后及时处理数据、撰写实验报告，并在一周之内提交PDF格式电子版实验报告到网络学堂签字老师的作业箱中。
2. 不得无故缺席、迟到。无故缺席者本次实验记零分；无故迟到半小时以内者按迟到时间相应扣分，超过半小时以上者禁止上该次实验课，课后可按非正常补课安排补做（满分按8分计）。若因病假、事假或教学安排临时变动而缺课的，两周之内凭医院假条或系教务科盖章证明等找值班老师（6B501）安排正常补课。
3. 严禁抄袭、编造实验数据，课上严禁携带他人的报告或数据（不论纸质或电子版）。
4. “霍尔”实验写完整报告，其余实验写极简报告。
5. 普通物理实验室值班室在六教6B501，工作日（白天）有专人值班。如需要预习体验、课后重做或深入研究，可去值班室登记后进行。关于课程的任何问题可以询问实验课老师或助教，也可以去值班室咨询、给教务邮箱gpl@tsinghua.edu.cn发邮件、网络学堂课程答疑栏提问，或找主管教师答疑（时间、地点查询网络学堂公告）。
6. 实验室关于课程的重要信息、通知会发布在网络学堂课程公告中，请随时关注。

I-2-3 实验报告要求（完整报告、极简报告）

实验报告的撰写是知识系统化的吸收和升华过程，因此课后写实验报告重点在于整理原始数据、正确进行数据处理并完整表述实验结果、对实验进行分析总结等。在实验结束后一周之内提交到网络学堂签字教师的作业箱。完整的实验报告包括以下1—9项内容（极简要报告含1、2、7、9项内容）：

1. 实验名称
2. 实验者信息（班级、姓名、学号、循环组号、组内顺序号）
3. 实验目的
4. 实验仪器：名称、规格、编号（或实验台号）
5. 实验原理：简明扼要
6. 实验任务或实验步骤：列出关键事项，简单明了
7. 数据处理：包括实验数据整理、数据处理过程（计算、作图、不确定度分析等）、实验结果
8. 实验小结（据实分析，不写虚）
9. 报告末尾附上有教师签字的原始数据记录。

注意：

- ①完整报告中1-6项不超过1000字，不要抄讲义，要自己提炼总结。
- ②实验报告统一提交pdf格式的电子版文档（手写后拍照做成pdf文件亦可）。

I-2-4 物理实验 B(2)课程成绩及单次实验成绩评定说明

1. 物理实验课程学期成绩原则上以要求完成的平时各次实验成绩取平均得出，以百分制成绩按以下规则

转换为等级制后上报教务处（缺实验 2 次以上将不予及格）：

A : [90, 100]

A- : [87, 90)

B+ : [83, 87)

B : [80, 83)

B- : [77, 80)

C+ : [73, 77)

C : [70, 73)

C- : [67, 70)

D+ : [63, 67)

D : [60, 63)

F : [0, 60)

2. 平时单次实验成绩满分为 10 分，要求完整报告的实验预习、操作、报告比例为 1:5:4，要求极简报告的实验对应比例为 1:6:3。

3. 预习 1 分：书面回答思考题，签到时交给上课老师，按回答情况给分，满分 1 分。

4. 课上操作得分与完成任务的情况相关。

具体原则：①上课迟到，成绩降一档；②课上发生严重操作错误，经教师反复强调、指正仍然做错，对仪器或人身安全有隐患的，扣 1~2 分；③不按操作规程操作，成绩降一档；④实验记录不规范、混乱，成绩降一档；⑤未按要求还原仪器，成绩降一档；⑥课上抄袭或捏造数据，一经发现确认，本次实验总成绩直接记零分；⑦在 4 学时课内未能完成实验基本要求，课后补做，成绩降一档。**※ 一档 0.3~0.4 分**

5. 课后报告得分与报告质量有关。

分项成绩：

①规范写作：内容简明扼要（完整报告应符合字数限制），书面整洁，无错别字，内容步骤明确，计 0.5 分；

②数据处理分析：必要的文字说明，主要计算公式、数据代入表达式等中间过程，图、表制作，结果表达（有效位数及单位），结论分析，计 3 分（极简报告计 2.5 分）；

③对实验独特的建议、思考、小结（包括回答思考题），计 0.5 分（极简报告不计分）。

额外扣分项：

*课后抄袭、编造结果、报告雷同，实验总成绩记 0 分；

*报告交错作业箱，成绩降一档；

*学生应在实验课后一周内交报告，课后四周内每迟交一周，报告总分减 1 分。超过四周提交的报告无效，不批改，不计分。

I-3 不确定度估算（默认置信概率为 95%）所用公式与 t 因子表

1. 直接测量量总不确定度估算所用公式：

① 单次测量时可以简化取： $\Delta = \Delta_B = \Delta_{\text{仪}}$

② 多次(n 次)等精度测量时：

$$\text{测量列的标准偏差为: } S_x = \sqrt{\frac{\sum (x_i - \bar{x})^2}{n-1}} \quad (1)$$

$$\text{平均值的标准偏差为: } S_{\bar{x}} = \frac{S_x}{\sqrt{n}} = \sqrt{\frac{\sum (x_i - \bar{x})^2}{n(n-1)}} \quad (2)$$

$$\text{总不确定度为: } \Delta = \sqrt{\Delta_A^2 + \Delta_B^2} \quad (3)$$

其中 $\Delta_A = t_P(\nu) S_{\bar{x}} = \frac{t_P(\nu)}{\sqrt{n}} S_x$, $P=0.95$ 的部分 $t_P(\nu)$ (其中 $\nu=n-1$) 可以从表 1 中查出; $\Delta_B = \Delta_{\text{仪}}$ 。即：

$$\Delta = \sqrt{\Delta_A^2 + \Delta_{\text{仪}}^2} = \sqrt{\left(\frac{t_P(\nu)}{\sqrt{n}} S_x\right)^2 + \Delta_{\text{仪}}^2} \quad (4)$$

表 1 $P=0.95$ 时的 $t_P(\nu)$ 值

自由度 ν		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$t_P(\nu)$	$P=0.95$	12.71	4.30	3.18	2.78	2.57	2.45	2.36	2.31	2.26	2.23
自由度 ν		12	15	20	30	40	50	60	70	100	∞
$t_P(\nu)$	$P=0.95$	2.18	2.13	2.09	2.04	2.02	2.01	2.00	1.99	1.98	1.96

2. 间接测量量不确定度合成公式：

设： $\varphi = F(x, y, z, \dots)$, 其中 x, y, z 相互独立

$$\text{则: } \Delta_{\varphi} = \sqrt{\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)^2 (\Delta_x)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial y}\right)^2 (\Delta_y)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)^2 (\Delta_z)^2 + \dots} \quad (5)$$

$$\text{或 } \frac{\Delta_{\varphi}}{\varphi} = \sqrt{\left(\frac{\partial \ln F}{\partial x}\right)^2 (\Delta_x)^2 + \left(\frac{\partial \ln F}{\partial y}\right)^2 (\Delta_y)^2 + \left(\frac{\partial \ln F}{\partial z}\right)^2 (\Delta_z)^2 + \dots} \quad (6)$$

3. 最小二乘法直线拟合用到的公式 (a, b, r 可以利用计算工具直接得出, 不需要手算):

当由一系列数据(x_i, y_i) (其中 x_i 较准确, $i=1, 2, 3, \dots, n$) 通过最小二乘法拟合最佳直线 $y=a+bx$ 时, 公式为

$$a = \frac{\sum x_i y_i \sum x_i^2 - \sum y_i \sum x_i^2}{(\sum x_i)^2 - n \sum x_i^2}, \quad b = \frac{\sum x_i \sum y_i - n \sum x_i y_i}{(\sum x_i)^2 - n \sum x_i^2}$$

拟合还应给出相关系数 r
$$r = \frac{\sum \Delta x_i \Delta y_i}{\sqrt{\sum (\Delta x_i)^2} \sqrt{\sum (\Delta y_i)^2}} \quad \text{其中 } \Delta x_i = x_i - \bar{x}, \quad \Delta y_i = y_i - \bar{y};$$

$$a, b \text{ 的标准偏差为 } \frac{S_b}{b} = \sqrt{\frac{r^2 - 1}{n-2}} \quad S_a = S_b \sqrt{\frac{\sum x_i^2}{n}}$$

$$a, b \text{ 的不确定度为 } \Delta_b = t_P(\nu) S_b, \quad \Delta_a = t_P(\nu) S_a, \quad \text{其中 } t_P(\nu) \text{ 的 } \nu = n-2$$

II 实验讲义

II-1 霍尔效应及磁电阻测量

霍尔效应是霍尔于 1879 年在他的导师罗兰指导下发现的。这一效应在科学实验和工程技术中得到了广泛应用。由于霍尔元件的面积可以做的很小，所以可以用它测量某点的磁场或缝隙中的磁场，还可以利用这一效应来测量半导体中的载流子浓度以及判别载流子的类型等。上世纪六十年代以来，随着半导体工艺和材料的发展，先后出现了 N 型锗、锑化铟、磷砷化铟等霍尔系数很高的半导体材料。用外延方法生产的砷化镓制成的霍尔片，其灵敏度可达 $3 \times 10^4 \text{ V/A} \cdot \text{T}$ ，用特殊工艺制作的微型霍尔探头其灵敏区域可小到 $10 \mu\text{m}^2$ 。近年来针对霍尔效应的研究得到了重大发展，冯·克利青在极强磁场和极低温度下发现了量子霍尔效应，它的应用发展成为一种新的实用的电阻标准和测定精细结构常数的精确方法。为此，克利青获得了 1985 年度诺贝尔物理学奖。Laughlin-Stormer-崔琦由于发现分数量子霍尔效应而获得 1998 年诺贝尔物理学奖。2013 年由清华大学薛其坤院士领衔，清华大学、中科院物理所和斯坦福大学的研究人员联合组成的团队，从实验上首次观测到量子反常霍尔效应。这是我国科学家从实验上独立观测到的一个重要物理现象，也是物理学基础研究领域的一项重要发现。本次实验主要研究霍尔效应的基本原理和它在磁场测量等方面的应用。

1. 实验目的

- (1) 了解霍尔效应的产生原理以及副效应的产生原理；
- (2) 掌握霍尔系数的测量方法，学习消除霍尔副效应的实验方法；
- (3) 研究半导体材料的电阻值随磁场的变化规律。

2. 实验原理

(1) 霍尔效应

霍尔最初的实验是这样的：在一块长方形的薄金属板两边的对称点 1 和 2 之间接一个灵敏检流计（如图 1 所示），沿 x 轴正方向通以工作电流 I （3→4）。 z 轴垂直金属板表面，若在 z 轴方向不加磁场，检流计不显示任何偏转，这说明 1、2 两点是等电位的。若在 z 轴方向加上磁场 B ，检流计指针立即偏转，这说明 1、2 两点间产生了电位差，这种现象称为霍尔效应。霍尔发现这个电位差 U_H 即霍尔电压或电势与电流强度 I 及磁感应强度 B 均成正比，与金属板的厚度 d 成反比，即

$$U_H = R_H \frac{IB}{d} = K_H IB \quad (1)$$

其中 R_H 为霍尔系数， $K_H = R_H/d$ 为霍尔片的灵敏度。

公式 (1) 在当时是一个经验公式，现在可以用洛伦兹力来加以说明。试考虑一块厚度为 d 、宽度为 b 、长度为 l 且较长的半导体材料制成的霍尔片，如图 2 所示。设工作电流 I 沿 x 轴正向流过半导体，如果半导体内的载流子电荷为 e （正电荷，空穴型），平均漂移速度为 v ，则载流子在磁场中受到洛伦兹力的作用，其大小为

$$f_B = evB \quad (2)$$

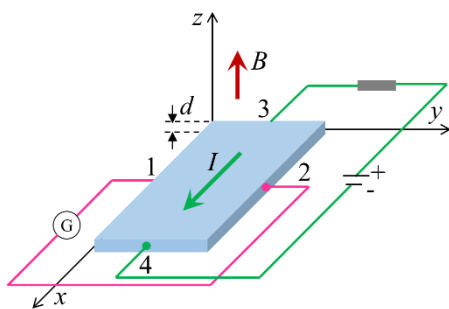


图 1 霍尔效应的观察

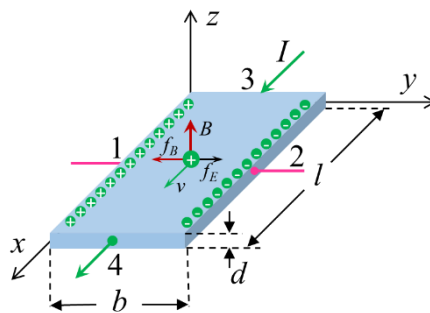


图 2 霍尔效应的解释图

在 f_B 的作用下, 电荷将在霍尔片的两侧积累且形成一横向电场 E , 该电场对后续载流子产生一个方向和 f_B 相反的静电力 f_E , 其大小为

$$f_E = eE \quad (3)$$

f_E 阻碍着电荷的进一步积累, 最后达到平衡状态时有 $f_B = f_E$, 即 $evB = eE = eU_H/b$ 。于是 1、2 两点间的电位差为

$$U_H = vbB \quad (4)$$

工作电流 I 与载流子电荷 e 、载流子浓度 n 、载流子漂移速度 v 及霍尔片的横截面积 bd 之间的关系为 $I = nevbd$, 则

$$U_H = \frac{IB}{ned} \quad (5)$$

与式(1)对比可以看出, 霍尔系数及霍尔片的灵敏度分别为

$$R_H = \frac{1}{ne} \quad (6)$$

$$K_H = \frac{R_H}{d} \quad (7)$$

若霍尔电压 U_H 用 V (伏) 为单位, 霍尔片的厚度 d 用 m (米) 为单位, 电流 I 用 A (安) 为单位, 磁感应强度 B 用 T (特斯拉) 为单位, 则霍尔系数的单位是 m^3/C (立方米/库仑)。

[说明]: 式 (6) 和 (7) 对大多数金属是成立的, 但对霍尔系数比金属高得多的半导体材料来说, 是不准确的。如果考虑载流子漂移速度的统计分布规律和载流子在漂移过程中受到杂质、缺陷及晶格振动等的散射作用, 公式中应引入一个霍尔因子 A 。 A 与散射机理及能带结构有关, 非低温条件下的晶格振动产生的声子对散射起主要作用。在弱磁场条件下, $A = 3\pi/8$, 因此

$$R_H = \frac{3\pi}{8} \frac{1}{ne}$$

普物实验中简化计算, A 近似取 1。

(2) 霍尔效应的副效应

霍尔效应中的霍尔电压 U_H 是指 1 和 2 两点间的电压, U_H 的大小与 I 及 B 的大小有关。 U_H 的正负与电

流 I 、磁场 B 的方向及材料的性质有关。在推导以上公式时是从简化的理想情况出发的，但实际情况要复杂得多。除霍尔效应外，还有其他一些副效应与霍尔效应混在一起，使霍尔电压的测量产生误差，因此必须尽量消除。下面简单介绍各种副效应的特点。

① 厄廷好森 (Etinghausen) 效应所引起的电位差 U_E 是指由于载流子实际上是以不同的速度在平行于 x 轴的方向上运动着，因此在磁场作用下，大于或小于平均速度的载流子在洛伦兹力和霍尔电场力的共同作用下，向 y 轴的正向或反向两侧偏转，其动能在霍尔片两侧转化为热能，结果在 1 和 2 两点间产生温差，从而出现温差电动势 U_E 。 $U_E \propto IB$ ， U_E 的正负与 I 及 B 的方向有关。

② 能斯脱 (Nernst) 效应所引起的电位差 U_N 是指由于连接点 3、4 处的接触电阻可能不同，或由于电极、半导体材料不同而产生不同的焦耳热，使得电极 3 和 4 两点的温度不同，从而引起载流子在 x 方向的运动产生热流，它在磁场作用下在 1 和 2 两点间产生电位差 U_N 。当只考虑接触电阻差异而导致的能斯脱效应时， U_N 的符号只与磁场 B 的方向有关。

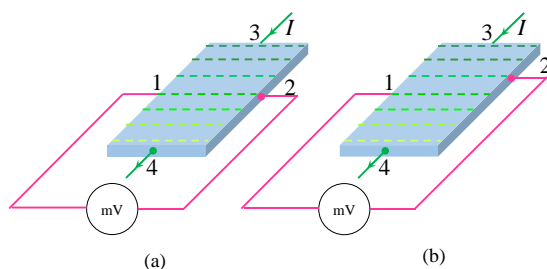


图 3 不等位效应

③ 里纪-勒杜克 (Righi-Leduc) 效应所引起的电位差 U_R 是指由于上述热流中的载流子的速度各不相同，在磁场作用下也会使 1 和 2 两点间出现温差电动势 U_R 。同样，若只考虑 3、4 处接触电阻差异而产生的热流，则 U_R 的方向只与 B 的方向有关。

④ 不等位效应所引起的电位差 U_0 是指由于制作工艺上的困难，1、2 两点不可能恰好处在同一条等位线上，因而只要样品中有电流通过，即使磁场 B 不存在，1 和 2 两点间也会出现电位差 U_0 。 U_0 的正负只与工作电流的方向有关，严格地说， U_0 的大小在磁场不同时也略有不同。

⑤ 实际测量时，由于仪表调整的状态，以及仪器电压受杂散电磁场和电源地线的影响，电压表会有附加电压 U_S 。 U_S 是与电流方向和磁场方向无关的量。

当 I 、 B 确定后，霍尔片的输出电压应为上述几项的代数和

$$U = f(U_H, U_E, U_N, U_R, U_0, U_S) \quad (8)$$

副效应的消除方法：

通过改变工作电流 I 的方向和外加磁场 B 的方向的不同组合测量可以消除或减少 U_N 、 U_R 和 U_0 的影响。组合方法要根据 U_N 、 U_R 、 U_0 各项受电流和磁场方向变化的影响来确定。 U_E 的变化与 U_H 变化相同，不能用上述方法消除，但 U_E 等的值都远小于 U_H ，实验测量中可以略去。消除上述副效应的重点是消除不等位效应 U_0 。

(3) 磁电阻效应

在一定条件下，导电材料的电阻值 R 随磁感应强度 B 的变化规律称为磁电阻效应。磁电阻可分为正常磁电阻、各向异性磁电阻、特大磁电阻、巨磁电阻和隧道磁电阻等。其中正常磁电阻的应用十分普遍。锑化铟传感器是一种价格低廉、灵敏度高的正常磁电阻，有着十分重要的应用价值。在正常磁电阻情况下半导体内的载流子将受洛伦兹力的作用，发生偏转，在两端产生积聚电荷并形成霍尔电场。如果霍尔电场作用和某一

速度的载流子受到的洛伦兹力作用刚好抵消,那么小于或大于该速度的载流子将发生偏转。因此沿外加电场方向运动的载流子数目将减少,电阻增大,表现出横向磁电阻效应。如图4所示,如果将A、B端短接,则霍尔电场将不存在,所有电子将向A端偏转,也表现出磁电阻效应。

设磁阻器件在磁场为零时电阻及电阻率分别为 $R(0)$, $\rho(0)$, 磁场为 B 时电阻及电阻率分别为 $R(B)$, $\rho(B)$ 。通常以电阻率的相对改变量 $\Delta\rho/\rho(0)$ 表示磁阻, $\Delta\rho=\rho(B)-\rho(0)$, 而 $\Delta R/R(0)\propto\Delta\rho/\rho(0)$, 其中 $\Delta R=R(B)-R(0)$ 。理论计算和实验都证明了在磁场较弱时,一般正常磁阻器件的 $\Delta R/R(0)$ 正比于 B^2 , 而强磁场条件下 $\Delta R/R(0)$ 则为 B 的一次函数(如图5曲线所示)。对于实验所用器件, $B\leq 0.06\text{T}$ 可看作弱磁场条件, $B\geq 0.12\text{T}$ 可看作强磁场条件。值得注意的是, $\Delta R/R(0)$ 与电流输入端C、D的状态(恒流或恒压)及A、B输出端是短路还是开路有关,因此实验结果应注明工作条件。在实验中推荐C、D端恒流, A、B端短路的工作条件,因为此时 $\Delta R/R(0)$ 最大。

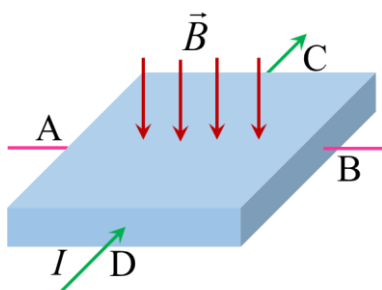
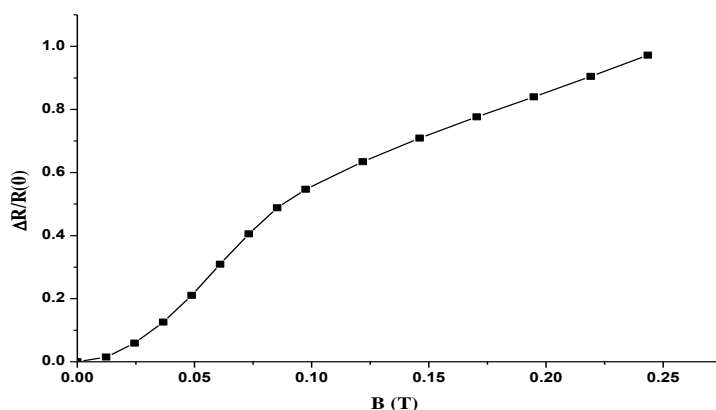


图4 磁阻器件

图5 $\Delta R/R(0)$ 与 B 的关系曲线

3.实验仪器装置

实验测量装置如图6所示,主要包括霍尔效应实验仪①及测试仪②、万用表③和导线④等。

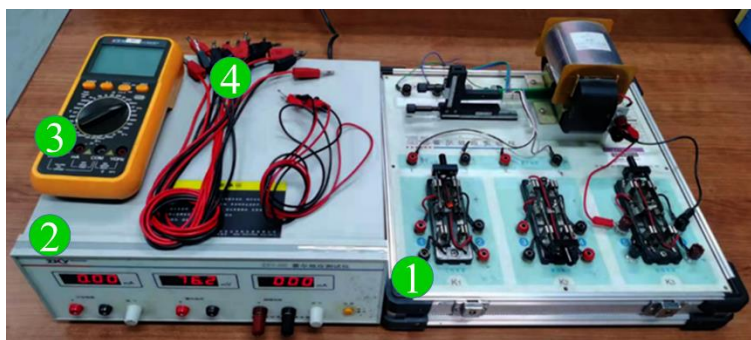


图6 实验测量装置照片



图7 样品架及待测样品照片

实验仪①上安装有电磁铁、换向开关(用于电流或磁场方向的改变)、样品调节架、霍尔元件管脚引出线(3-4引脚引线的两接线柱之间标注“工作电流”, 1-2引脚引线的两接线柱之间标注“霍尔电压”)、磁电阻元件管脚引出线(接线柱旁边标注A、B、C和D)。被测样品(霍尔元件、磁阻元件)焊接在安装于样品调节架的条形电路板上(见图7), 通过插接件将管脚用导线分别引到实验仪①的面板上的对应接线柱上(注意面板下方无任何引线)。测试仪②分别为待测元件和电磁铁提供可调工作电流 I (恒流0~10mA)、和

可调励磁电流 I_M (恒流 0~1000mA)，位于中间的数字电压表 (量程 200mV) 用于测量霍尔电压。当励磁电流 $I_M=500\text{mA}$ 时，电磁铁磁隙间的磁感应强度 B 已利用特斯拉计测出 (根据仪器编号查询实验桌上操作说明可得到)。电磁铁上面标签上的箭头指示当励磁电流从电磁铁的红接线柱流入、黑接线柱流出时，电磁线圈中电流的流向。导线④中有 2 条带 U 形接头的导线专用于励磁电流引线。霍尔元件中霍尔片的几何尺寸： $l=300\mu\text{m}$ ， $b=100\mu\text{m}$ ， $d=3\mu\text{m}$ 。

4. 实验内容

(1) 霍尔效应实验研究：设计电路，画出完整测量电路结构示意图；连接实验电路时，注意换向开关的作用，左右或上下调节样品支架，目测确保霍尔片 (或磁阻元件) 处于磁隙中心位置。

1) 测量霍尔片的有关参数

固定励磁电流 $I_M=500\text{mA}$ (对应磁隙间的磁感应强度 B 查表得到)，改变霍尔片工作电流 $I=2.00\sim 8.00\text{mA}$ (间隔约 1.00mA)，测量不同工作电流 I 时霍尔元件的输出电压 U_H ，要求每个测量点改变 I 、 B 的方向测 4 组数据 $U_1(+B, +I)$ 、 $U_2(+B, -I)$ 、 $U_3(-B, -I)$ 和 $U_4(-B, +I)$ ，则 $U_H = \frac{1}{4}(U_1 - U_2 + U_3 - U_4)$ 。设计测量流程，尽量减少励磁电流的换向次数。思考：如何测定不等位电压 U_0 ？

用最小二乘法拟合 $U_H \sim I$ 关系，计算霍尔片的灵敏度 K_H 、霍尔系数 R_H 和载流子浓度 n ，并估算其不确定度 (不计测量系统误差)。

2) 判断霍尔片的载流子类型

假设霍尔元件内部的引线结构如图 8 所示 (前视图)，根据实验中约定的 B 、 I 及 U_H 的正向及其正负号判断霍尔片的载流子类型。

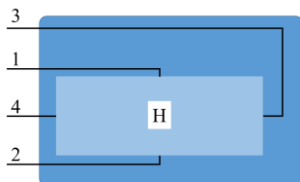


图 8 霍尔元件内部引线结构示意图 (前视图)

3) 标定电磁铁磁隙间磁场

用霍尔元件为传感器测量磁场。固定霍尔元件工作电流 $I=4.00\text{mA}$ ，改变励磁电流 $I_M=0\sim 1000\text{mA}$ ，测量不同磁场下霍尔元件的输出电压 U_H 。利用前面的实验结果，计算对应的磁感应强度 B 。用作图法拟合出磁场 B 与励磁电流 I_M 的函数关系。

*4) 测定磁极间隙磁场分布

测量磁极间隙中沿水平方向磁场的分布曲线 $B \sim x$ (取 $I_0=4.00\text{mA}$ ， $I_M=500\text{mA}$)，画图观察磁隙间的磁场分布情况，估计在水平方向上磁隙间匀强磁场的分布范围。

*5) 测量霍尔片载流子迁移率 μ

半导体中载流子迁移率 μ 反应在电场作用所引起的载流子移动快慢程度的物理量，是衡量半导体导电性能的重要参数，定义为单位电场强度作用下载流子的平均漂移速度，即 $\mu = v/E$ ，常用单位为 $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ ，

v 为载流子的漂移速度, E 为电流场的电场强度。自行设计电路, 测量霍尔片的载流子的迁移率 μ 。

(2) 磁电阻特性测量

研究铽化镧磁阻器件的磁电阻效应。建议实验条件: C 、 D 端恒流, A 、 B 端短路, $I_{CD}=1.50\text{mA}$, 利用伏安法测样品电阻。本实验要求测量磁电阻 $\Delta R/R(0)$ 随磁场 B 的变化规律。励磁电流 $I_M=0\sim 1000\text{mA}$ 变化, 开始的非线性区电流间隔取 50mA , 后面的近似线性区电流间隔取 100mA 。绘制 $\Delta R/R(0)\sim B$ 关系曲线, 说明磁电阻特性。

5. 注意事项

(1) 二维标尺样品架易于折断、变形和损坏, 使用中操作要轻, 调节要缓慢仔细, 切勿造成卡死或脱轨情况;

(2) 霍尔电压 U_H 测量的条件是霍尔元件平面与磁感应强度 B 垂直, 此时 $U_H = K_H IB \cos \theta = K_H IB$, 即 U_H 取得最大值, 实验前应将霍尔元件移至电磁铁磁隙中心, 调整霍尔元件方位, 使其在 I_M 、 I 固定时, 输出 U_H 达到最大;

(3) 为防止电磁铁过热而受到损伤, 或影响测量精度及稳定性, 实验中在不需要磁场时应及时降低励磁电流并断开励磁回路开关。

II-2 同轴电缆中电磁波的传输及金属中超声波的传输

一、同轴电缆中电磁波的传输

1. 实验目的

通过脉冲波信号的测量，理解波在传输路径上遇到界面时的反射和透射特性，理解入射波和反射波的相位关系，掌握阻抗匹配概念。

2. 实验原理

本实验用同轴电缆进行电磁波的定向传播。如图 1(a)所示，同轴电缆的中心铜线和外层导体（屏蔽层）因同轴关系而得名，铜线和外层导体间为电介质材料，最外层为电缆绝缘护套。

电磁波在同轴电缆的中心导体与屏蔽层之间传输，是一封闭电路。由于高频信号的集肤效应（信号中低频部分在导线中心流动，而高频部分在导线表层流动，称为趋肤效应或集肤效应，skin effect），电流只在中心导体的表面与屏蔽层的内表面流动，因此电磁场不会向外泄漏，不会影响外界，外界干扰信号也不会渗入内部，具有良好的屏蔽性能。

同轴电缆的传输特性可用双导线(中心铜线和外层导体)来描述，如图 1(b)所示。

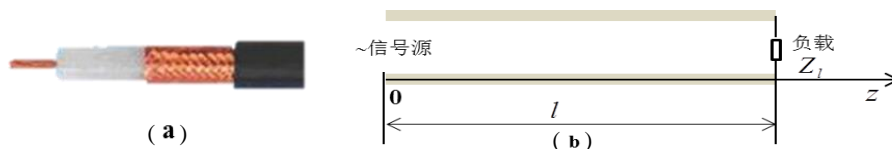


图 1 同轴电缆照片(a)和双导线传输线示意图(b)

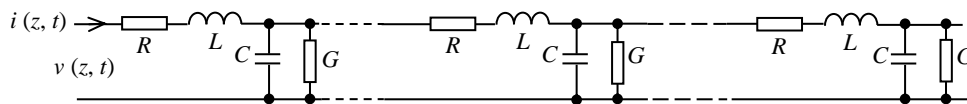


图 2 双导线传输线的等效电路

为了有效地传送电磁场的能量和信息，必须使电磁能量和信息沿导线定向传送。一对间隔距离均匀的平行导线或同轴电缆线就是这种定向传送电磁场能量和信号的载体，称为传输线。用传输线传送瞬态或高频信号时，传输线的长度已可与波长相比拟，甚至大大超过波长，因此在传输线上的电信号存在随长度变化的空间分布，负载不匹配时还会有驻波分布。此时传输线的电路参数需用整个长度上的分布参数来表示，如图 2 所示。其中 R 、 L 、 C 、 G 分别为单位长度传输线的电阻、电感、电容和电导， $v(z, t)$ 、 $i(z, t)$ 为沿传输线长度方向（ z 方向）的电压、电流信号，与位置 z 和时间 t 有关。实际上，只要分析单一频率 ω 的信号，采用傅立叶分解和合成的方法，即可得到各种频率信号的传输特性。令

$$v(z, t) = \text{Re}[V(z)e^{j\omega t}], \quad i(z, t) = \text{Re}[I(z)e^{j\omega t}] \quad (1)$$

利用电路方程分析单元传输线后可得

$$\frac{dV(z)}{dz} = -I(z)(R + j\omega L), \quad \frac{dI(z)}{dz} = -V(z)(G + j\omega C) \quad (2)$$

联立 $V(z)$ 、 $I(z)$ 方程后可得

$$\begin{cases} \frac{d^2 V(z)}{dz^2} = \gamma^2 V(z) \\ \frac{d^2 I(z)}{dz^2} = \gamma^2 I(z) \end{cases} \quad (3)$$

其中

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \quad (4)$$

为传播常数，其实部 α 和虚部 β 分别是线的衰减常数和相位常数。这些量不是真的常数，因为它们都以复杂的方式与 ω 相关。微分方程的解为：

$$\begin{cases} V(z) = V^+(z) + V^-(z) = V_0^+ e^{-\gamma z} + V_0^- e^{\gamma z} \\ I(z) = I^+(z) + I^-(z) = I_0^+ e^{-\gamma z} + I_0^- e^{\gamma z} \end{cases} \quad (5)$$

这里正负上角标分别表示沿 $+z$ 和 $-z$ 方向行进的行波。容易证明

$$\frac{V_0^+}{I_0^+} = -\frac{V_0^-}{I_0^-} = \frac{R + j\omega L}{\gamma} \quad (6)$$

(6) 式表明，传输线上任何 z 处的电压电流之比与 z 无关。令

$$Z_0 = \frac{R + j\omega L}{\gamma} = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} = R_0 + jx_0 \quad (7)$$

Z_0 称为传输线的特性阻抗， R_0 、 x_0 分别表示单位长度的电阻性负载和电感性负载。 Z_0 、 γ 是传输线的两个重要参数，它们只与电路参数 R 、 L 、 C 、 G 及信号频率 ω 有关，而与传输线的长度无关。传播常数 γ 决定了传输线中信号的相速和衰减， Z_0 决定了加上负载后传输线上信号波形的分布。下面列举两种重要的情况：

$$\textcircled{1} R=0, G=0 \text{ (无损耗线)}, \gamma = \alpha + j\beta = j\omega\sqrt{LC}, Z_0 = R_0 + jx_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

$$\textcircled{2} \frac{R}{L} = \frac{G}{C} \text{ (无失真线)}, \gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{\frac{C}{L}}(R + j\omega L), Z_0 = R_0 + jx_0 = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

以上两种情况，特性阻抗 Z_0 均为纯阻性常数。而相位常数 β 均为 ω 的线性函数，可以证明，此时在传播过程中即使 $R \neq 0$ 而引起信号衰减，但能保持信号不产生畸变。对于无限长的导线，从式(5)可知，只有沿 $+z$ 方向的行波。实际导线都是有限的，此时要考虑终端负载对传输信号的影响。

长为 l 的传输线，终端 $z=l$ 处外加的负载为 Z_l ， $Z_l = \frac{V_l}{I_l}$ ， V_l 、 I_l 为负载 Z_l 上的电压、电流。从式(5)和两

端的边界条件可得线上任一点处：

$$\begin{cases} V(z) = \frac{I_l}{2} \left[(Z_l + Z_0) e^{\gamma(l-z)} + (Z_l - Z_0) e^{-\gamma(l-z)} \right] \\ I(z) = \frac{I_l}{2Z_0} \left[(Z_l + Z_0) e^{\gamma(l-z)} - (Z_l - Z_0) e^{-\gamma(l-z)} \right] \end{cases} \quad (8)$$

式中第一项表示沿 $+z$ 方向的入射波，第二项表示沿 $-z$ 方向的反射波。整理得

$$V(z) = \frac{I_l}{2}(Z_l + Z_0)e^{\gamma(l-z)}[1 + \Gamma e^{-2\gamma(l-z)}] \quad (9)$$

其中

$$\Gamma = \frac{Z_l - Z_0}{Z_l + Z_0} = |\Gamma| e^{j\theta} \quad (10)$$

Γ 是在负载端电压反射波与入射波振幅之比，称为负载 Z_l 的电压反射系数。对于无损线 $Z_0 = R_0$ ，若负载 Z_l 也为纯电阻性负载 R_l ，分三种情况讨论：

①开路 $Z_l = R_l = \infty$ ，则电压反射系数 $\Gamma = 1$

$$\begin{cases} V(z) = V_l \cos \frac{2\pi(l-z)}{\lambda} \\ I(z) = \frac{V_l}{R_0} \sin \frac{2\pi(l-z)}{\lambda} \end{cases} \quad (11)$$

电压反射系数 Γ 最大，在 $z = l$ 处，电压最大，为驻波波腹；电流最小，为驻波波节。

②短路 $Z_l = R_l = 0$ ，则电压反射系数 $\Gamma = -1$ ，电压反射系数为负值，表示反射波反相。电压、电流驻波分布与开路情况相反。

③负载匹配 $Z_l = R_l = R_0$ ，则电压反射系数 $\Gamma = 0$ ，没有反射波，传输线中只有沿 $+z$ 方向的行波。

不同负载时，传输线上 $z = 0$ 和 $z = l$ 处电压信号波形如图 3 所示（其中 a 为信号源输出信号）。

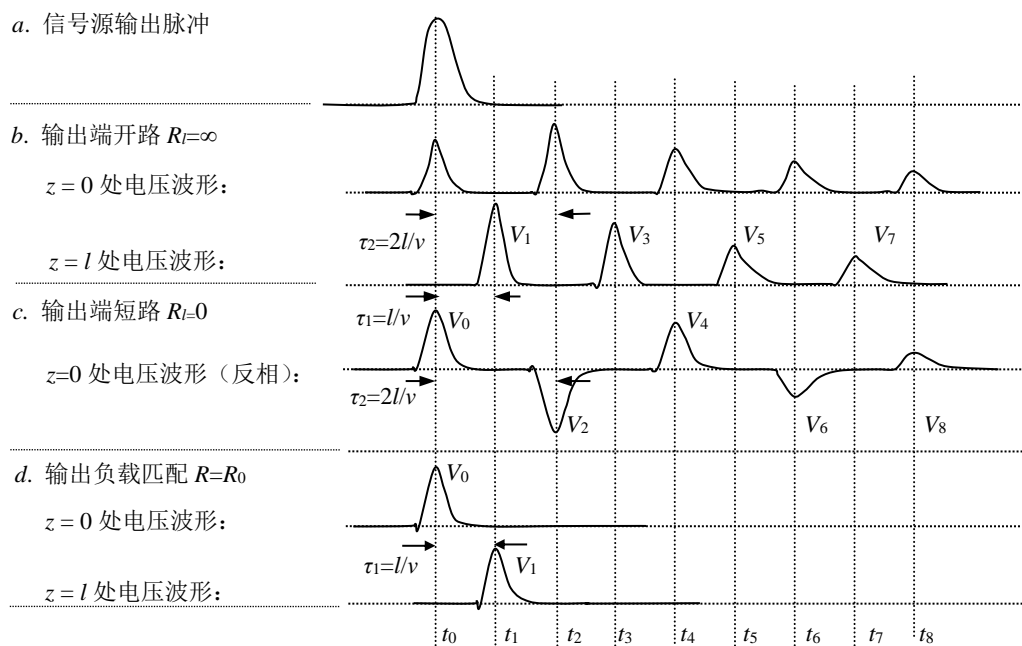


图 3 不同负载时传输线上 $z = 0$ 和 $z = l$ 处的电压信号波形

(τ_1 、 τ_2 分别为脉冲在传输线中传输 l 、 $2l$ 距离的时间延迟)

思考：若 $Z_l = R_l$ 略大于或略小于 R_0 时，波形是怎样的？

3. 实验仪器及说明

实验测量仪器主要有（见图 4）：Tektronix 数字示波器①、Tektronix AFG1062 函数信号发生器②、待

测长同轴电缆及三通接头③、电阻盒④。另外还有信号探测线（亦为同轴电缆）、阻抗元件（用于短路、匹配）等。

实验中，在信号发生器②输出端接入了一个电阻盒④，由两个约 1000Ω 的电阻串联而成。信号发生器输出的信号先加载在电阻盒④的两个串联电阻的两端，分压后从一端与信号发生器的地直接连通的电阻上取得信号接入后级测量电路。由于电阻盒电阻的阻值远大于信号发生器内阻和传输线特征阻抗（ 75Ω ），因此该分压电阻的作用可等效于一个开路负载。此外，由于示波器的输入阻抗很大（ $M\Omega$ 量级），因此对于被测同轴电缆来说，示波器也可视为开路负载。

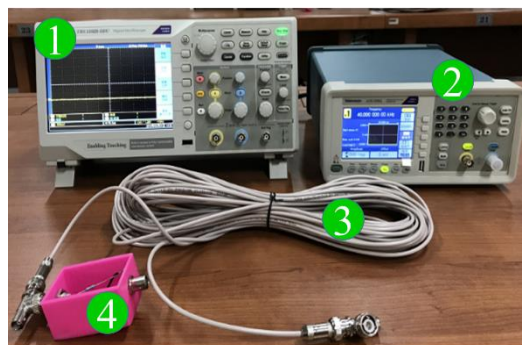


图 4 同轴电缆中电磁波的传输测量装置照片

4. 实验内容

测量同轴电缆的长度 l 和衰减常数 α ，分析传输线终端反射波与入射波的相位关系。实验用同轴电缆参数：电磁波在该电缆中波速 $v=2.0\times 10^8\text{m/s}$ ，电缆的特性阻抗 $Z_0=R_0=75\Omega$ 。

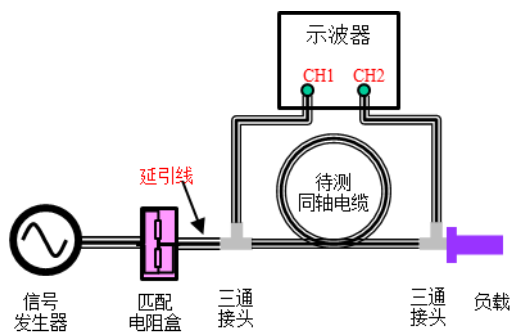


图 5 实验电路连接示意图

实验电路连接如图 5 所示。将信号发生器输出的信号通过电阻盒后接到传输线一端（作为输入端），信号选择 40KHz 左右的连续脉冲，幅度在 $2\sim 5\text{V}$ 之间，占空比约为 $0.1\sim 0.5\%$ 。传输线的另一端（作为输出端）分别选择开路、短路和电阻匹配三种测试方式。利用示波器分别测量记录传输线的输入端、输出端的信号波形、脉冲幅度 V_i 及其峰位 t_i 。

(1) 断路负载情况下，计算被测同轴电缆线的长度 l 和吸收系数 α ，其定义为电压信号 V 经过长为 l 的电缆线后 $V_l = Ve^{-\alpha l}$ 。

(2) 短路负载情况下，计算被测同轴电缆线的长度 l 。

(3) 匹配负载情况下，计算被测同轴电缆线的长度 l 。

分析哪一种方式测得的同轴电缆长度 l 的结果更加可靠？注意实验中脉冲幅度 $V_0 > V_1$ ，请做定性说明解释。

*选做：负载分别取大于或小于特性阻抗 R_0 时，观察波形发生的变化。

二、金属中超声波的传输

1. 实验目的

掌握超声波波速的测量方法，观察声波转换及表面波，了解超声波探测的原理。

2. 实验原理

声波是一种弹性波，超声波频率范围为 $2 \times 10^4 \sim 10^{12} \text{Hz}$ ，且具有方向性好，穿透力强，易产生和接收，探头体积小等特点，能够在所有弹性介质中传播，因此超声波广泛应用于生产和生活中。

能将其其它形式的能量转换成超声振动能量的方式都可以用来发生超声波。例如逆压电效应、磁致伸缩效应、电磁声效应和机械声效应等都可以用来发生超声波。目前普遍使用的是利用压电效应及其逆效应来产生和接收超声波。这种材料一般被制成片状（晶片），并在其正反两面镀上导电层（如镀银层）作为正负电极。如在电极两端施加一脉冲电压，则晶片发生弹性形变，随后发生自由振动，并在厚度方向形成驻波。如果晶片的两侧存在其它弹性介质，则会向两侧发射弹性波，波的频率与晶片的材料和厚度有关。适当选择晶片的厚度，可使其产生的弹性波为超声波。在晶片振动过程中，振幅逐渐减小，因此晶片向外发射的是一个超声波波包，通常称为脉冲波（见图 6(a)）。脉冲波在传播过程中遇到介质界面、畸变等不均匀界面时，部分声波会被反射回去并被晶片接收而转变为电信号，经电路放大后在示波器上显示出波形，多次反射形成多重波形。实验仪器的射频输出及每个反射波都是脉冲波包，信号有正有负（见图 6(b)）。检波输出只有正向信号（见图 6(c)）。

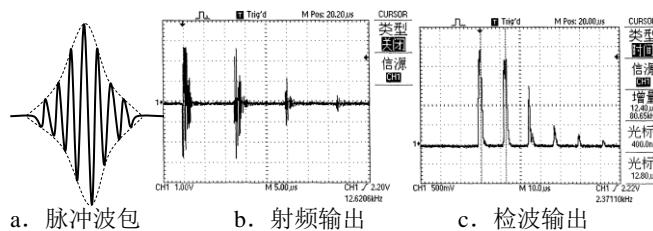


图 6 脉冲波包和反射波形图

超声波在介质中传播可以有不同的形式，通常有纵波、横波、表面波三种形式，如图 7 所示：

- ①纵波，介质中质点振动方向与超声波传播方向一致，产生于任何固体介质的体积发生交替变化时。
- ②横波，介质中质点振动方向与超声波传播方向垂直。当固体介质同时承受体积和切变变形时，剪切力交替作用于固体介质时可产生横波。横波只能在固体介质中传播。
- ③表面波，可以看成是由平行于表面的纵波和垂直于表面的横波合成，振动质点轨迹为一椭圆，在距表面 $1/4$ 波长深处振幅最强，随着深度的增加很快衰减，实际上离表面一个波长以上的地方，质点振动的振幅已经很微弱了。

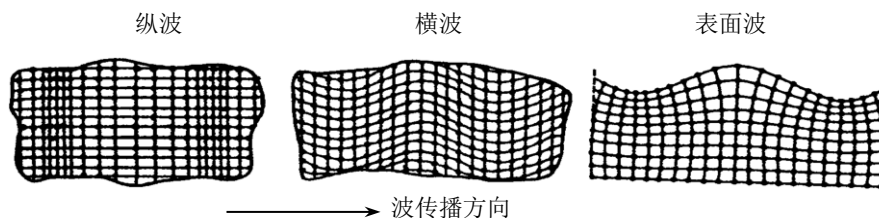


图 7 纵波、横波和表面波的质点振动示意图

当超声纵波或横波入射到两种介质界面上时会发生折射和反射。若介质都是固体或其中之一是固体时，一般会同时反射或折射出另一种形式的波形，超声波的这种现象称为波型转换。如图 8 所示，介质 1 中的

一束超声纵波入射到介质 2。设 θ 为介质 1 中的入射角， c_1 为介质 1 中的波速， β_l 、 β_s 分别为介质 2 中纵波和横波的折射角， c_{2l} 、 c_{2s} 分别为介质 2 中纵波、横波的波速。根据折射定律

$$\frac{\sin \theta}{c_1} = \frac{\sin \beta_l}{c_{2l}} = \frac{\sin \beta_s}{c_{2s}} \quad (12)$$

若 $c_1 < c_{2l}$ ，当入射角 θ 大于临界角 $\theta_l = \sin^{-1} \frac{c_1}{c_{2l}}$ 时发生全反射，介质 2 中纵波消失；若 $c_1 < c_{2s}$ ，当入射角 θ 大于临界角 $\theta_s = \sin^{-1} \frac{c_1}{c_{2s}}$ 时，介质 2 中横波也将消失。若 $\theta > \theta_s$ 时，在表面条件适合时将产生沿固体表面传播的表面波。

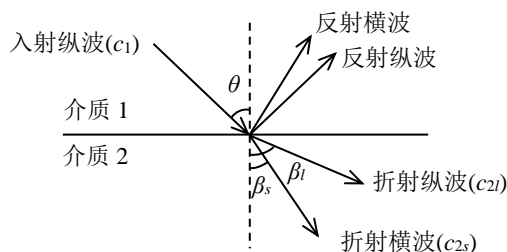


图 8 波形在介质界面上的反射和折射

超声波有在超声波分析测试中，利用超声波探头产生脉冲超声波，常用的超声波探头有直探头（产生纵波）、斜探头（产生横波或表面波）和可变角探头（旋转探头芯可改变探头入射角，得到不同折射角的斜探头，当 $\theta=0$ 时成为直探头），结构如图 9 所示。探头通过保护膜或斜楔向外发射超声波，吸收背衬的作用是吸收晶片向背面发射的声波，以减少杂波，用匹配电感调整脉冲波波形。实验中所使用的探头工作方式主要为单探头方式，即同一个探头，既用来发射超声，又用来接收超声。这时必须使用连通器把实验仪“超声探头”的“发射”接口和“接收”接口连接起来。采用这种方式，发射脉冲也被接收，在示波器上可以看到，如图 6b、6c 中第一个波包即为发射波。

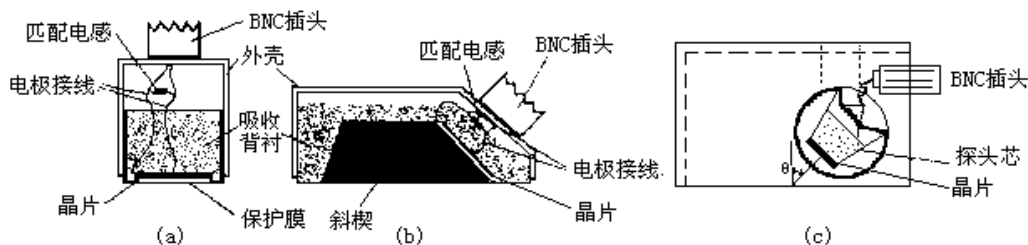


图 9 不同结构的超声探头：(a) 直探头，(b) 斜探头，(c) 可变角探头

许多重要的应用，如地震检测、地质勘探、超声波探伤、测量，超声加工以及超声表面波电子器件如延迟器、滤波器等。学习超声波的基本特征及测量方法是掌握超声波应用的基础。

利用超声波进行探测，需要了解超声探头发射能量的指向性与探头的几何尺寸、波长之间的关系。图 10 是超声波探头的指向性与其尺寸、波长关系的示意图。一般来讲，波长越小，频率越高，指向性越好；尺寸越大，指向性越好。可以用公式表示如下

$$\theta = 2\sin^{-1}(1.22\frac{\lambda}{D}) \quad (13)$$

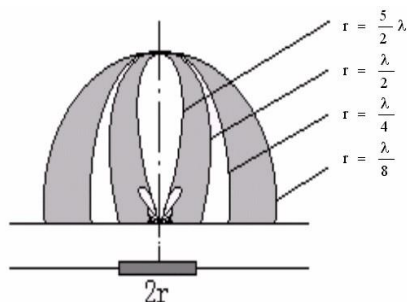


图 10 超声探头的指向性

其中 λ 为超声波波长, D 为探头直径, θ 为扩散角度。对具有一定指向性要求的超声波探头, 采用较高的频率可以使探头的尺寸变小。

在实际应用中, 通常我们用偏离中心轴线后振幅减小一半的位置表示声束的边界。如图 11 所示, 在同一深度位置, 中心轴线上的能量最大, 当偏离中线到位置 A、A' 时, 能量减小到最大值的一半。其中 θ 角定义为探头的扩散角。 θ 越小, 探头方向性越好, 定位精度越高。

在进行缺陷定位时, 必须找到缺陷反射回波最大的位置, 使得被测缺陷处于探头的中心轴线上, 然后测量缺陷反射回波对应的时间, 根据工件的声速可以计算出缺陷到探头入射点的垂直深度或水平距离。

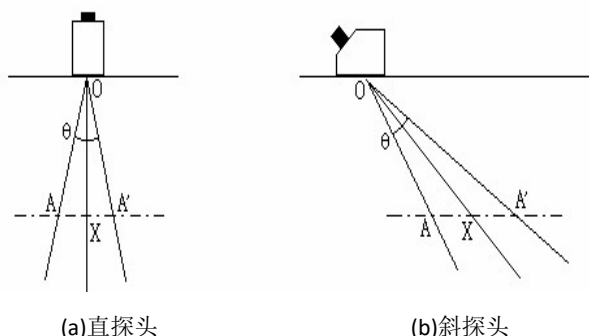


图 11 超声波探头的指向性

3. 实验仪器及说明

(1) 超声波测试仪 (图 12) 的“发射/接收”只准接超声探头, 发射脉冲电压高达几百伏, 不允许接到示波器。仪器内部将“发射”和“接收”端已并联, 功能相同。

(2) 超声测试仪衰减器的示数含义: 若“衰减器”示数 52db, 则实际衰减倍数约为 $10^{52/20} \approx 400$ 。利用衰减器可以改变输出脉冲信号的波形、幅度和脉宽等。



图 12 超声波测试仪照片

(3) 进行纵波测量时, 衰减可以选择在 80-90db; 横波测量时, 衰减选择在 60-80db; 表面波测量时, 衰减选择在 30-50db。

(4) 超声测试仪“检波”输出正向脉冲电压信号, 用于示波器检测。

4. 实验内容

先将超声测试仪的“发射/接收”端与超声探头相连接, “检波”端连接到示波器进行回波信号的观测。调整衰减器, 使输出波形适合于观测 (幅值较大, 脉宽较窄, 形变较小)。

(1) 声速测量

声速测量的方法很多, 在本实验中采用的方法是脉冲波反射法。脉冲波是由不同频率成分连续波合成, 或者说脉冲波包含有不同成分的连续波。而对于各向同性的介质, 声波传播速度与频率无关。因此利用脉冲超声波测量声速不会影响测量的准确性。当超声波探头产生脉冲声波后, 通过耦合剂 (实验中使用纯净

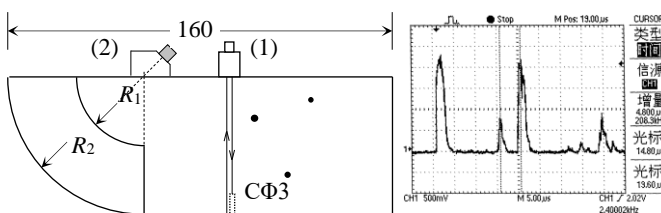


图 13 测量纵波声速及探测钻孔深度示意图

水作为耦合剂)进入介质。如果在传播路径上遇到介质畸变(如测试块上的 A、B、C、D 孔洞,见附录 2)、介质界面等,则部分声波会沿原来的路径反射回去,被探头接收。已知探头与试样孔洞缺陷或介质界面的距离,通过测量声波传播的时间,则可测量出介质的声速。计算公式如下

$$c = \frac{2l}{t_2 - t_1} \quad (14)$$

其中 l 是探头到反射面的距离, t_1, t_2 为起始面和反射面回波的时间。利用 (14) 式,用直探头和 45° 斜探头可以分别测量纵波和横波声速。若已知 c , 可求出试样尺寸或 C 小孔的深度。

①利用直探头测量试样中纵波声速 c_l

如图 13 所示,在直探头和试样表面涂上纯净水(耦合剂),保持探头与试样表面接触良好。把探头置于试样上面位置(1),用示波器显示试样底面的反射回波。反复移动探头直至反射回波信号最大。调整示波器,使时间测量处于最佳状态。测量起始波与回波的脉冲峰位 t_1, t_2 , 利用 (14) 式计算试样中的**纵波声速**。

②利用 45° 斜探头测量试样中横波声速 c_s

将 45° 探头放在图 13 所示位置(2),此时试样中仅有横波,示波器显示 R_1, R_2 圆弧边界反射回波。移动探头使两个圆弧面的反射回波信号同时达到最大,测量回波脉冲峰位 t_1, t_2 , 利用 (14) 式计算**横波声速**。注意 (14) 式中 t_1, t_2 与反射面的对应关系,这里 $l = R_2 - R_1$ 。

③利用声速计算试样块的杨氏模量和泊松系数

超声波速度与传播介质的弹性模量和密度有关,不同的介质,有不同的声速,并且当波型不同时,介质弹性变形形式不同,声速也不一样。

在各向同性固体介质中,对于纵波,声速

$$c_l = \sqrt{\frac{E(1-\sigma)}{\rho(1+\sigma)(1-2\sigma)}} \quad (15)$$

对于横波,声速

$$c_s = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\sigma)}} \quad (16)$$

其中 E 为杨氏模量, σ 为泊松(Poisson)系数, ρ 为材料密度。相应地,通过测量介质的纵波声速和横波声速,利用公式可以计算介质的弹性常数(杨氏模量)和 Poisson 系数。计算公式如下:

$$\text{杨氏模量} \quad E = \frac{\rho c_s^2 (3T^2 - 4)}{T^2 - 1} \quad (17)$$

$$\text{Poisson 系数} \quad \sigma = \frac{T^2 - 2}{2(T^2 - 1)} \quad (18)$$

其中 $T = \frac{c_l}{c_s}$ 。

(2) 表面波的实验

用可变角超声波探头观察表面波的产生,如图 14 所示。可

变角超声波探头中的压电晶体嵌在声速为 $c_l=2680\text{m/s}$ 的有机玻璃中,产生纵波声波。观察波形转换的方法

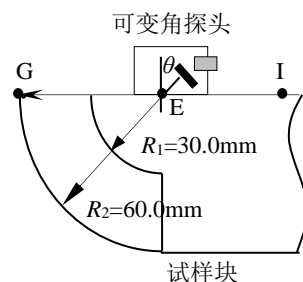


图 14 观察波型转换及表面波示意图

为：

① 把可变角探头入射角调整为 0° ，使超声波以纵波入射并且经试样底面多次反射，在示波器上可以看到一系列等间隔的反射回波（如图 15a），可以确定其波型为纵波。

② 把可变角探头放在图 14 位置 E，使入射点（超声波进入被测试样的位置）基本与试样块两圆弧圆心重合。当超声波传入试块后，声波可以被 R_1 和 R_2 圆弧面反射，在示波器上可以看到反射回波和（如图 15b）。两个反射回波对应的时间差（ $t_2 - t_1$ ）与声速有关。不同的波型，声速不同，由此可知反射回波的波型。入射角小时为纵波。增大可变角探头入射角，注意回波幅度的变化。当入射角达到纵波临界角 $\theta_l = 25.1^\circ$ 后，纵波回波会消失。继续增大入射角，又会新出现两个回波，并且幅度不断增大。可以确定其波型为横波。

③ 可变角探头入射角继续增加，至横波临界角 $\theta_s = 58.9^\circ$ 后，横波消失。当 $\theta \sim 65^\circ$ 时出现新的回波。沿 EI 方向移动探头，示波器上的回波信号也随着移动，幅度基本不变。但当表面状态发生变化，如有水滴（或

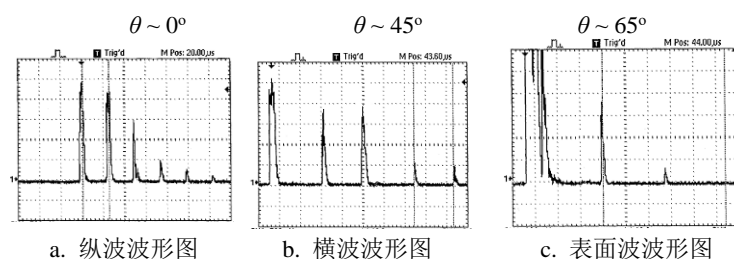


图 15 声速波形示意图

用手触摸）时，回波立即消失。擦去水滴回波又恢复，可见回波是沿表面传播后遇到尖锐界面 G 反射回来的一种波，即表面波，波型图见图 15c 所示。

实验中根据表面波在传播中遇到尖锐界面后反射回波的特性，测定起始表面波脉冲与回波脉冲的时间间隔 Δt 以及传播距离 l ，即可测出表面波的波速。可采用两种方法测量：

① 固定法：如图 14 所示，可变探头转到约 65° 角，发射的声波入射到试样表面 E 处产生表面波，传播到 G 处后反射回波，测量在 E 处产生起始波至反射回波的峰位 t_1 、 t_2 ，由几何尺寸计算 EG 的距离 l_{EG} 后可算出 c_R ， $c_R = 2l_{EG} / (t_2 - t_1)$ 。

② 移动法：和固定法一样先找出从 G 处的反射回波在示波器时间轴的位置 t_1 ，沿传播方向移动探头到 I 处，再找出反射回波的第二个位置 t_2 ，则 $c_R = 2l_{EI} / (t_2 - t_1)$ 。

思考哪种方法测量结果更准确？

（3）超声波探测缺陷

① 超声束扩散角的测量

如图 16 所示，利用直探头分别找到通孔 B 对应的回波，移动探头使回波幅度最大，并记录该点的位置 x_0 及对应回波的幅度；然后向左边移动探头使回波幅度减小到最大振幅的一半，并记录该点的位置 x_1 ；同样的方法记录探头右移时回波幅度下降到最大振幅一半对应点的位置 x_2 。则直探头扩散角为

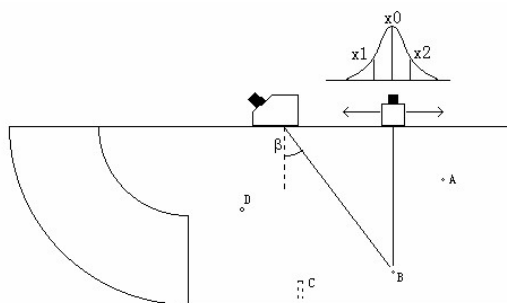


图 16 探头扩散角的测量

$$\theta = \tan^{-1} \frac{x_2 - x_1}{2H_B} \quad (19)$$

*探究斜探头发射的超声束的扩散角

要测量斜探头发射的超声束的扩散角，首先必须测量出探头的折射角 β ，然后利用测量直探头同样的方法，近似按下式计算斜探头的扩散角

$$\theta = 2 \tan^{-1} \left(\frac{x_2 - x_1}{2L} (\cos \beta)^2 \right) \quad (20)$$

其中 L 为超声波入射点到反射点的距离。

折射角 β 的测量参看图 17。A、B 为试块中的两个横孔，让斜探头先后对正 A 和 B（反射回波最大），探头前沿到试样右边缘的水平距离分别为 x_A 、 x_B ，已知横孔 A、B 到试样表面的距离分别为 H_A 、 H_B ，到试样右侧面的距离分别为 L_A 、 L_B ，则有 $S = x_B - x_A$ ， $H = H_B - H_A$ ，于是折射角

$$\beta = \tan^{-1} \frac{S - (L_B - L_A)}{H} \quad (21)$$

且超声入射点到探头前沿的距离 $L_0 = H_B \tan \beta + L_B - x_B$ 。

② 直探头探测缺陷深度

在超声波探测中，可以利用直探头来探测较厚工件内部缺陷的位置和当量大小。把探头按图 18 位置放置，观察其波形（其中底波是工件底面的反射回波），测量试块中缺陷 C 的深度。

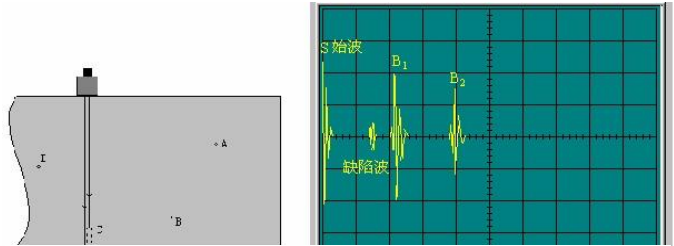


图 18 直探头探测缺陷深度

*③ 斜探头测量缺陷的位置

利用斜探头可对试样中的缺陷进行定位。参考扩束角的测量，设计方法，利用斜探头测量试样中缺陷 D 的位置（到试样表面及右侧面的距离）。

四、附录 1：原始数据记录参考表格

(一) 传输线中脉冲信号传输和反射的观测 (注意波形相位关系, 各量含义参看图 3)

同轴电缆输出负载	信号幅度 V_i (mV)	脉冲峰位 t_i (ns)	波形示意图
开路	$V_0 =$	$t_0 =$	输入端
	$V_1 =$	$t_1 =$	
	$V_2 =$	$t_2 =$	
	$V_3 =$	$t_3 =$	
	$V_4 =$	$t_4 =$	
	$V_5 =$	$t_5 =$	输出端
	$V_6 =$	$t_6 =$	
	$V_7 =$	$t_7 =$	
	$V_8 =$	$t_8 =$	
短路负载	$V_0 =$	$t_0 =$	输入端
	$V_2 =$	$t_2 =$	
	$V_4 =$	$t_4 =$	
	$V_6 =$	$t_6 =$	输出端
匹配负载	$V_0 =$	$t_0 =$	输入端
	$V_1 =$	$t_1 =$	输出端

(二) 超声波波速及式样杨氏模量、泊松系数测量 (适当调整示波器分度值以适合于测量)

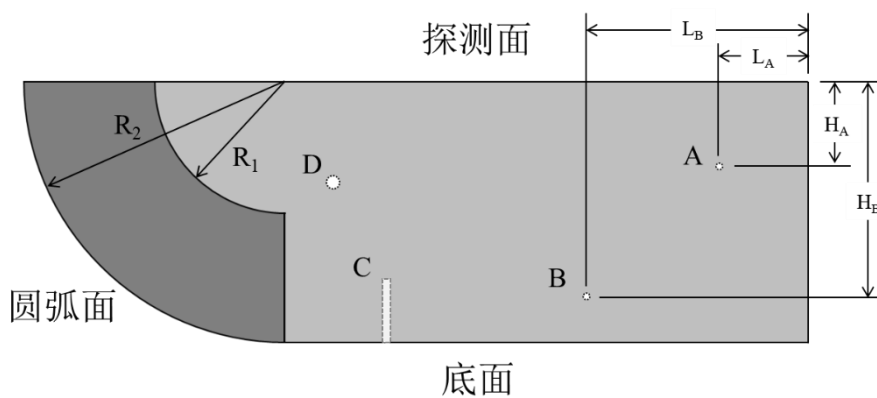
测试样密度: $\rho = 2700 \text{ kg/m}^3$ (铝), 其它参数参见附录 2

直探头--纵波		斜探头--横波		可变探头--表面波		
底面回波峰位($t_2/\mu\text{s}$)	表面回波峰位($t_1/\mu\text{s}$)	R_1 弧面回波峰位($t_{R_1}/\mu\text{s}$)	R_2 弧面回波峰位($t_{R_2}/\mu\text{s}$)	探头角度($^\circ$)	探头位置(l_{EG} mm)	表面波回波延时($\Delta t/\mu\text{s}$)
				探头移动距离(l_{EI} mm)	表面波回波峰位($t_2/\mu\text{s}$)	表面波回波峰位($t_1/\mu\text{s}$)

(三) 超声波探伤 (适当调整示波器分度值)

直探头-扩散角			直探头测缺陷 C		斜探头测量缺陷 D 的位置		
x_0	x_1	x_2	底面波 ($t_H - t_1$)	缺陷波 ($t_C - t_1$)	x_A/t_A	x_B/t_B	x_D/t_D

附录 2 CSK-IB 铝试样尺寸图



尺寸: $R_1=30.00$, $R_2=60.00$, $L_A=20.00$, $H_A=20.00$, $L_B=50.00$, $H_B=50.00$ (单位: mm)

A、B、D 为背面开口的非贯通横孔, C 为底面开口的竖直非贯通孔

II-3 逸出功的测量

本实验的内容为用里查孙直线法测定阴极材料(钨)的电子逸出功。通过实验,了解热电子发射的规律,掌握逸出功的测量方法,学习通过作图处理数据计算有关参数。

粗略地讲,电子在金属内部所具有的能量低于在外部所具有的能量,因而逸出金属表面时需要给电子提供一定的能量,这份能量称为电子的逸出功。

在一高度真空的玻璃管中装上两个电极(如普通的二极管),其中一个用金属丝作成(一般称为阴极),并通以电流使之加热;在另一电极(即阳极)上加一高于金属丝的正电位,则在连接这两个电极的外电路中就有电流通过。反之,若被加热金属丝的电位高于阳极,则外电路中就没有电流。有电子从加热了的金属丝中射出,这现象称为热电子发射。研究各种材料在不同温度下的热电子发射,对于以热阴极为基础的各种电子管的研制是极为重要的,电子的逸出功正是热电子发射的一个基本物理参量。

1. 实验原理

根据量子论,原子内电子的能级是量子化的。当某一能级被一个电子所占有,其它的电子就不能再占有这个能级。在金属内部运动着的自由电子遵循类似的规律:(1)金属中自由电子的能量是量子化的;(2)电子具有全同性(即各电子是不可区分的);(3)能级的填充状况要符合泡利不相容原理。根据现代量子论观点,金属中电子的能量分布服从费密—狄喇克分布。在绝对零度时,电子数按能量的分布曲线如图 1 中的曲线(1)所示,此时电子所具有的最大动能为 W_i 。当温度升高时,电子能量分布曲线如图 1 中的曲线(2)所示,其中少数电子能量上升到比 W_i 高,并且电子数以接近于指数的规律减少。

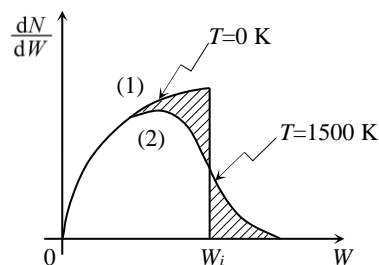


图 1 电子能量分布图

由于金属与真空之间有位能壁垒 W_a , 如图 2 (d 为电子距金属外表面的距离), 因此电子要从金属中逸出, 必须具有大于 W_a 的动能。 $W_0 = W_a - W_i$ 即为逸出功。热电子发射是用提高阴极温度的办法以改变电子的能量分布, 使动能大于 W_i 的电子增多, 从而使动能大于 W_a 的电子数达到一可观测的大小, 这时动能大于 W_a 的电子就有可能从金属发射出来。可见, 逸出功的大小对热电子发射的强弱有决定性的作用。

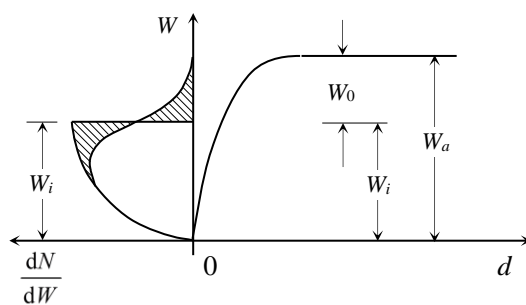


图 2 位能壁垒图

根据以上的理论, 可以推导出关于热电子发射的里查孙—德西曼公式

$$J_e = 2(1 - R_e) A_1 T^2 e^{-(W_a - W_i)/kT} \quad (1)$$

式(1)中 J_e 为单位面积上发射的热电子电流, $W_0 = W_a - W_i = e_0 \phi$ 为该金属的逸出功, 其单位常以电子伏特(e·V)表示。这里, R_e 为金属表面对发射电子的反射系数, k 为玻尔兹曼常数, T 为绝对温度, e_0 为电子电量, ϕ 称为逸出电位, 单位为伏特(V)。另外, $A_1 = \frac{2\pi k^2 m e_0}{h^3} = 60.09 \text{ (A/cm}^2 \cdot \text{K}^2\text{)}$ 为普适常数, 其中 m 为电

子质量, h 为普朗克常数。若令 $2(1-R_e)A_1=A$, 则式 (1) 可改写成

$$J_e = AT^2 e^{-e_0 \phi / kT}$$

于是得发射电流 I_e 的公式

$$I_e = AST^2 e^{-e_0 \phi / kT} \quad (2)$$

其中 S 为阴极金属的有效发射面积。

式 (2) 即为本实验的理论依据。表面上看, 似乎只要我们能测出参量 I_e , A , S 及 T , 利用式 (2) 就可以求出金属的逸出功 $e_0 \phi$ 。实则不然, 请看下面的讨论。

2. 测量及数据处理

(1) A 与 S 两个量的处理

A 这个量直接与金属表面对发射电子的反射系数 R_e 有关, 而 R_e 又与金属表面的化学纯度有很大关系, 其数值决定于位能壁垒。如果金属表面处理不够洁净, 电子管内真空度又不够高, 则所得的 R_e 值就有很大差别, 直接影响到 A 值。其次由于金属表面是粗糙的, 计算出的阴极发射面积与实际的有效面积 S 也可能有差异, 因此 A 与 S 这两个量难以测定, 甚至是无法测量。

为此, 我们可做以下的处理。将 (2) 式两边除以 T^2 再取常用对数, 得

$$\lg \frac{I_e}{T^2} = \lg AS - \frac{1}{2.303} \frac{e_0 \phi}{kT}$$

式中 I_e 的单位为安培, T 为开, ϕ 为伏特, S 为厘米², A 为安培/厘米²·开²。若用国际单位制 (即 SI 制) 并将 e_0 和 k 的数值代入, 可得

$$\lg \frac{I_e}{T^2} = \lg AS - 5.039 \times 10^3 \frac{\phi}{T} \quad (3)$$

从 (3) 式可以看出, $\lg(I_e/T^2)$ 和 $1/T$ 成线性关系, 以 $\lg(I_e/T^2)$ 和 $1/T$ 分别作为纵坐标和横坐标, 作图后由直线的斜率即可定出 ϕ 。由于 A 与 S 对某一固定材料的阴极来说是常数, 故 $\lg AS$ 一项只改变 $\lg(I_e/T^2) \sim 1/T$ 直线的截距, 而不影响直线的斜率, 这就避免了由于 A 与 S 不能准确测定以致影响确定 ϕ 的困难。此方法叫里查孙直线法。

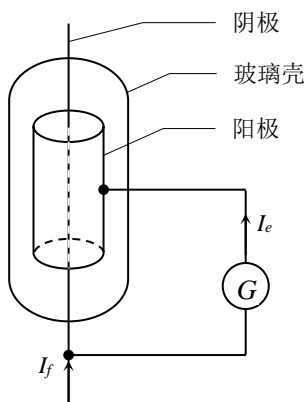


图3 测量 I_e 的原理图

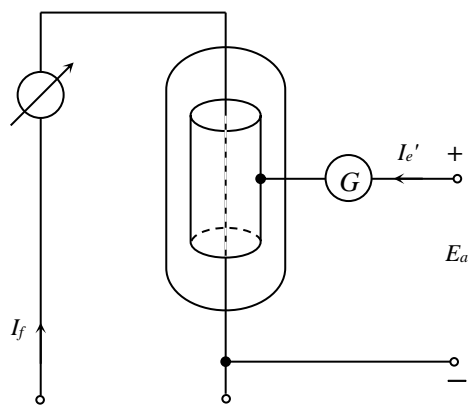


图4 测量 I_e 的示意图

(2) 发射电流 I_e 的测量

如图 3，在阴极与阳极之间接以灵敏检流计 G ，当阴极通以电流 I_f 时，有热电子发射，则应有发射电流 I_e 通过 G 。但是，当热电子不断从阴极发射出来飞往阳极的途中，必然形成空间电荷，这些空间电荷的电场必将阻碍后续的电子飞往阳极，这就严重地影响发射电流的测量。为此，必须维持阳极电位高于阴极，即在阳极与阴极之间外加一个加速场 E_a ，使电子一旦逸出，就能迅速飞往阳极。图 4 是测量 I_e 的示意图。

外加电场 E_a 固然可以消去空间电荷的影响，然而，正是由于 E_a 的存在，就不能不影响热电子的发射，即出现肖特基效应。所谓肖特基效应，是指在热电子发射过程中受到阳极加速电场的影响，使电子从阴极发射出来时将得到一个助力，因而增加了电子发射的数量。增加后的值自然不是真正的 I_e 值，而必须作相应的处理。

通常，在加速场 E_a 的作用下，阴极发射电流 I'_e 与 E_a 有如下的关系：

$$I'_e = I_e e^{4.39\sqrt{E_a}/T} \quad (4)$$

式中 I'_e 与 I_e 分别为在加速场 E_a 及 $E_a=0$ 时的发射电流。对 (4) 式两边取常用对数，得

$$\lg I'_e = \lg I_e + \frac{4.39}{2.303T} \sqrt{E_a}$$

若把阳极做成圆柱形，并与阴极共轴，则有

$$\lg I'_e = \lg I_e + \frac{4.39}{2.303T} \frac{1}{\sqrt{r_1 \ln(r_2/r_1)}} \sqrt{U_a - U'_a}$$

式中 r_1 和 r_2 分别为阴极和阳极的半径， U_a 为阳极电压， U'_a 为接触电位差及其它原因引起的电位差，在一般情况下， $U_a \gg U'_a$ ，故上式可写成

$$\lg I'_e = \lg I_e + \frac{4.39}{2.303T} \frac{1}{\sqrt{r_1 \ln(r_2/r_1)}} \sqrt{U_a} \quad (5)$$

由式 (5) 可见，在阴极温度一定的情况下， $\lg I'_e$ 与 $\sqrt{U_a}$ 成线性关系 (U_a 值较大时)，我们可画出某一阴极温度下的 $\lg I'_e$ 与 $\sqrt{U_a}$ 的关系曲线 (实为直线)，并将其外推至 $U_a=0$ 处， $U_a=0$ 时的 $\lg I'_e$ 即为 $\lg I_e$ ，由此可定出所需要的 I_e 值 (如图 5 所示)。至此，解决了 I_e 的测量问题。

(3) 温度 T 的测量

在热电子发射公式的指数项中包括有温度 T ，所以温度测量的误差对结果的影响很大。准确地确定温度，在热电子发射的实验研究中是一个很重要的问题。

测量阴极温度的方法虽然不少，但准确度都不够高。本实验是通过测量阴极加热电流来确定阴极温度。对于纯钨丝，一定的比加热电流 $I_1 = I_f / (d_K)^{3/2}$ (其中 I_f 为阴极加热电流， d_K 为阴极钨丝直径) 与阴极温度 T 的关系前人已有精确测算。实验中测得钨丝加热电流 I_f 后由表 1 可通过线性插值法求出温度 T 。

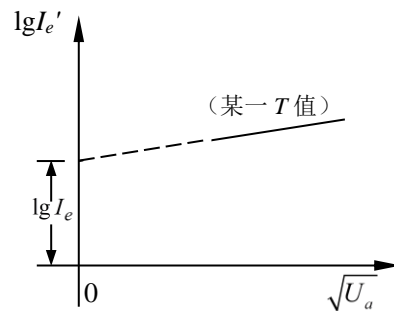


图 5 $\lg I'_e \sim \sqrt{u_a}$ 关系曲线

应该指出：加热电流与阴极温度的关系并不是一成不变的。它与阴极材料的纯度有关，管子的结构情况也影响阴极的热辐射。这些问题，在此就不作进一步的讨论了。

表 1 灯丝电流 I_f 与温度 T 的关系表

I_f (A)	0.500	0.550	0.600	0.650	0.700	0.750
T (K)	1726	1809	1901	1975	2059	2136

3. 仪器装置

(1) 本实验所用的电子管为一特殊设计的直热式二极管。阴极（又称灯丝）为纯钨丝。阳极（又称板极）做成与阴极共轴的圆筒。注意到靠近阳极两端的电场分布不同于灯丝中段周围的电场分布，如图 6（a）所示。为了使阳极和灯丝间的电场均匀，我们在阳极上下两端加上两个电极（称保护环），它们和阳极半径相同并共轴，如图 6（b）所示。实验时使保护环的电位与阳极相近（可视为相等）。我们只测阳极的电流，那么这时阳极电流就不受边缘电场不均匀的影响了。保护环的另一个重要作用是保证了所使用的灯丝中段的温度是均匀的，避免了灯丝两头“冷端”的影响，使得测量到的阳极电流更加稳定可靠。管子的具体结构见示意图 7，H 和 K 为灯丝的两端， A_1 为阳极， A_2 为保护环。

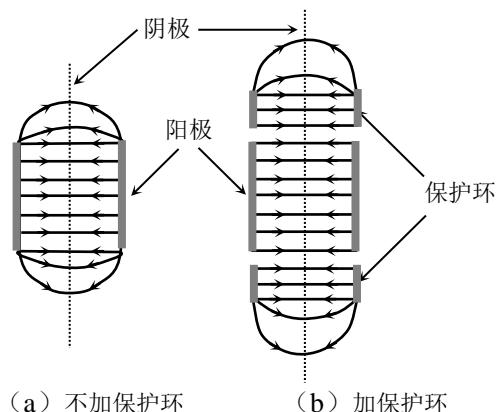


图 6 板极与阴极间电场分布图

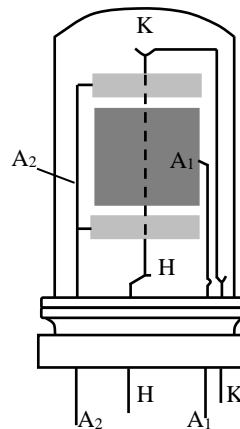


图 7 实验用直热式二极管结构示意图

(2) 实验所用仪器及规格：

双路直流可调电源（右路） E_r 输出约为 0—5V，0—1A；

双路直流可调电源（左路） E_a 输出约为 0—150V

指针式电流表 A 交直流两用，量程 1A，测灯丝电流 I_f ；

数字电压表 mV 0—200mV， $4\frac{1}{2}$ 位读数；

实验板 其上安装有标准二极管，灯丝 KH 两端已经并联上由两个相同电阻 R （千欧量级）串联而成的电阻。两个电阻的连接点用 C 表示；

实验面包板、元件 可以搭如图 8 所示的线路

(3) 测发射电流 I'_e 的方法是在加速电场电路

中串入采样电阻 R_e ，用量程 200mV 的四位半数字电压表测量 R_e 上的电压值 U'_e （思考：若本实验中 R_e 未给出具体数值，能否根据 U'_e 和 T 求出逸出电位 ϕ ？）。考虑到不同灯丝电流时，发射电流 I'_e 的变化范围较大，故 R_e 用阻值相差 10 倍的两个电阻 R_{e1} 、 R_{e2} 按需要接入电路，以使 I'_e 测量有 $\times 1$ 和 $\times 10$ 两档

倍率（思考：倍率变为 $\times 10$ 档时图中 300Ω 采样电阻如何接入）。

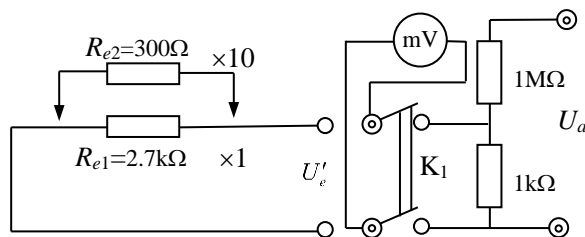


图 8 电压测量电路

(4) 如图 8 所示，测量加速电压 U_a (30~150V) 时，仍利用同一块数字电压表，但需要配上由分压电阻组成的电路将表的量程扩大为 200V。双刀双掷开关 K_1 用来切换使数字电压表分别测量 U_a 和 U'_e 。

4. 实验任务

(1) 课前应根据图 7（二极管的结构）、图 4（测量 I_e 的原理）以及图 8，设计好实用的完整的实验线路图。设计时应考虑到下列问题：

- ① 灯丝 KH 两端有电压降，怎样才能直接测出灯丝 KH 中点和阳极 A_1 之间的电压 U_a ？
- ② 将两个千欧量级等大的电阻 R 串联后并联在灯丝两端起什么作用？它们对于测量灯丝的电流 I_f 有何影响？
- ③ 保护极 A_2 的作用是什么？它应怎样接入电路中？
- ④ 实验中怎样用一块数字电压表完成发射电流 I'_e （实际测 U'_e ）和加速电压 U_a 的测量（仔细考虑图 8 中开关 K_1 的作用）？

(2) 根据教师审查过的设计线路图接线。

(3) 在一定灯丝温度（对应于某一灯丝电流 I_f ）下，测定加速电压 U_a 和阳极电流 I'_e 的关系。 U_a 从 30V 左右开始逐步增加到 150V，等间隔测 8 个点。

(4) 灯丝电流从 0.500A 开始，每隔 0.03~0.04A 作一次上述 (3) 的测量，最大不超过 0.700A。严禁超过 0.75A，否则会大大降低灯丝寿命。

(5) 利用计算机软件，采用直线拟合法作 $\lg I'_e \sim \sqrt{U_a}$ 曲线和 $\lg(I'_e/T^2) \sim 1/T$ 曲线处理数据，求出钨丝的电子逸出功。

II-4 偏振光学实验

由 Maxwell 的电磁理论, 我们已知道光是一种电磁波。在自由空间中传播的电磁波是一种横波, 光波的偏振特性清楚地显示了光的横波性, 是光的电磁理论的一个有力证明。本实验将研究光的一些基本的偏振特性, 通过实验深入学习有关光的偏振理论。由于实验装置的限制, 不少测量步骤是半定量测量, 不要求估计结果的不确定度。带 * 的内容可作为参考资料或选做内容, 不要求每个学生都掌握。

1. 实验目的

(1) 理解偏振光的基本概念, 偏振光的起偏与检偏方法。

(2) 学习偏振片与波片的工作原理与使用方法。

2. 实验原理

(1) 光波偏振态的描述

我们一般用光波的电矢量的振动状态来描述光波的偏振。按光波电矢量的振动状态可把光波偏振态大体分成五种: 自然光、部分偏振光、椭圆偏振光、圆偏振光和线偏振光。这里我们重点讨论后三种纯偏振光。

一个单色偏振光可分解为两个偏振方向互相垂直的线偏振光的叠加:

$$\begin{cases} E_x = a_1 \cos \omega t \\ E_y = a_2 \cos(\omega t + \delta) \end{cases} \quad (1)$$

式中 δ 为 x 方向偏振分量相对于 y 方向偏振分量的位相延迟量, a_1 、 a_2 分别是两偏振分量的振幅, ω 为光波的圆频率。

对于单色光, 参数 a_1 、 a_2 、 δ 就完全确定了光波的偏振状态。以下讨论中, 我们取 a_1 、 $a_2 > 0$, $0 \leq \delta < 2\pi$ 。

当 $\delta=0, \pi$ 时, 式 (1) 描述的是一个线偏振光, 偏振方向与 x 轴的夹角 $\alpha = \arctan\left(\frac{a_2}{a_1} \cos \delta\right)$ 称为线偏振光的方位角 (如图 1)。

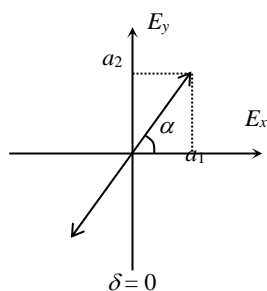


图 1 线偏振光

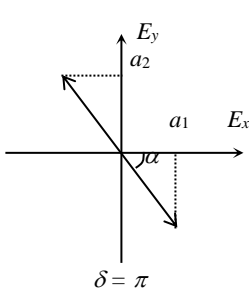


图 2 圆偏振光

当 $\delta=\pi/2, -\pi/2$ 且 $a_1=a_2$ 时, 式 (1) 描述的是一个圆偏振光, 其特点是电矢量以角速度 ω 旋转, 电矢量的端点的轨迹为一圆。 δ 的正负决定了电矢量的旋向, $\delta=\pi/2$ 时为右旋圆偏振光, $\delta=-\pi/2$ 时为左旋圆偏振光 (迎着光的方向观察, 如图 2)。

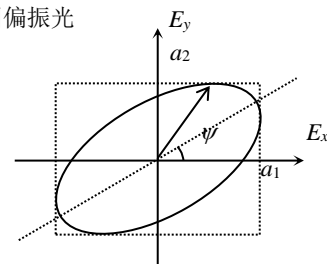


图 3 椭圆偏振光

除了上述特殊情况，式(1)表示的是椭圆偏振光(如图3)。一般来说椭圆偏振光的描述需要利用光强、椭圆长轴方位角 ψ 、椭圆短半轴 b 与长半轴 a 之比和椭圆的旋向四个参量。在讨论偏振时只关心后面三个参数。在本实验中我们不讨论椭圆偏振光的旋向，有兴趣的同学可自己由式(1)进行考虑。 ψ 和 b^2/a^2 与 a_1 、 a_2 、 δ 的关系由下面两式确定：

$$\psi = \frac{1}{2} \arctan(\tan 2\beta \cdot \cos \delta) \quad (2)$$

$$\frac{b^2}{a^2} = \frac{2}{1 + \sqrt{1 - (\sin \delta \cdot \sin 2\beta)^2}} - 1 \quad (3)$$

式中定义辅助角 $\beta = \arctan\left(\frac{a_2}{a_1}\right)$ 。

式(2)应用时要注意反正切函数的取值。由图3我们可以看到， a_1 、 a_2 为椭圆偏振光在 x 方向和 y 方向上的偏振分量的振幅， δ 为 x 方向分量相对于 y 方向分量的位相延迟，它们的值与坐标轴的选择有关。当 $a_1 \geq a_2$ 时， ψ 值在 $[-\pi/4, \pi/4]$ 区间，此时式(2)中的反正切函数取 $[-\pi/2, \pi/2]$ 区间内的值；当 $a_1 < a_2$ 时， ψ 值在 $(\pi/4, 3\pi/4)$ 之间，此时式(2)中的反正切函数取 $(\pi/2, 3\pi/2)$ 区间内的值。因此用式(2)计算时，应先根据椭圆的 a_1 、 a_2 大小确定辅助角 β 。

偏振的一个重要应用是研究光波通过某个光学系统后偏振状态的变化来了解此系统的一些性质。因此，在本实验中，我们将主要研究偏振光的起偏和检测。首先，我们简单介绍两种偏振器件——偏振片和波片的一些基本特性。

(2) 偏振片

偏振片有一个透射轴和一个与之垂直的消光轴，对于理想的偏振片，只有电矢量振动方向与透射轴方向平行的光波分量才能通过偏振片。因此光波通过偏振片后，将变成电矢量沿透射轴方向振动的线偏振光(图4)。因此利用偏振片可以产生线偏振光。

偏振片主要有主透射率和消光比两个主要性能指标。对于一个实际的偏振器，沿透射轴方向振动的光波的光强透射率不可能为1，沿消光轴方向振动的光波的光强透射率不可能为0，这两个透射率被称为主透射率，分别记之为 T_1 、 T_2 。 T_2 与 T_1 之比为消光比 e

$$e = T_2 / T_1 \quad (4)$$

振动方向和透射轴方向成 θ 角的线偏振光经过偏振片后透射率为

$$T_\theta = (T_1 - T_2) \cos^2 \theta + T_2 \quad (5)$$

式(5)即是**马吕斯定律**。

实验中我们利用两个主透射率相同的偏振片来测量消光比 e 。完全非偏振光经过两个透射轴成 θ 角且主透射率相同的偏振器后，总透射率 T_θ 为

$$T_\theta = \frac{1}{2} (T_1^2 + T_2^2) \cos^2 \theta + T_1 T_2 \sin^2 \theta \quad (6)$$

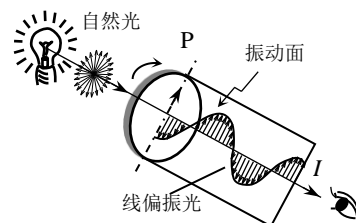


图4 光通过偏振片的情形

实验中只要测出 $\theta=\pi/2$ 和 $\theta=0$ 时的总透射率 T_{\perp} 和 T_{\parallel} 之比, 即测出透射光强极值之比 I_{\min}/I_{\max} , 就可以算出偏振器的消光比 e

$$\frac{I_{\min}}{I_{\max}} = \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} = \frac{T_1 T_2}{(T_1^2 + T_2^2)/2} = \frac{2e}{1+e^2} \approx 2e \quad (7)$$

我们实验中所用偏振片的消光比 e 在 $10^{-4} \sim 10^{-5}$ 量级, 因此光波通过偏振片后仍可近似看成线偏振光。通常把产生线偏振光的偏振片叫起偏器 (polarizer), 用以分析光的偏振器叫检偏器 (analyser)。图 5 演示了线偏振光的产生和检测过程。图中 P_1 为起偏器, P_2 为检偏器。当 P_1 与 P_2 透射轴平行时, 透射光强最大。 P_1 与 P_2 透射轴垂直时, 将会产生消光现象。用这种方法就可以进行线偏振光的检测。

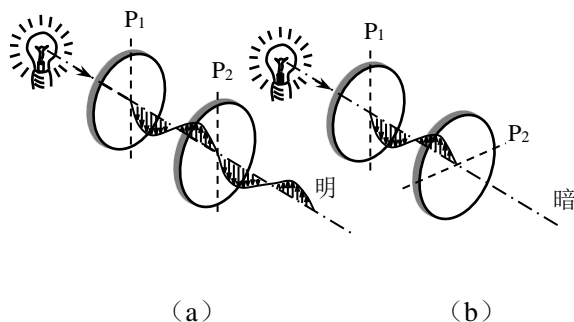


图 5 线偏振光的产生和检测

在本实验中, 我们用 ψ 和 b^2/a^2 两个量来描述椭圆偏振光的偏振态, 不要求考虑旋向, 因而可用检偏器和光强探测器来分析。对于理想的检偏器, 其透射轴平行于椭圆长轴时透射光强为正比于 a^2 的极大值 I_{\max} , 透射轴平行于椭圆短轴时透射光强为正比于 b^2 的极小值 I_{\min} , 旋转检偏器的透射轴的方向, 就可以用光强探测器示值确定出椭圆长轴方位角 ψ 和光强的极值比 $b^2/a^2 = I_{\min}/I_{\max}$ 。对于消光比 e 不为零的偏振器, 旋转检偏器测得的极值光强比 I_{\min}/I_{\max} 应为 $[b^2/a^2 + e(1-b^4/a^4)]$ (准确到 e 的一级近似值), 一般后一项比 b^2/a^2 要小得多, 因而多数情况下近似有 $b^2/a^2 = I_{\min}/I_{\max}$ 。

(3) 延迟器和波片

常用的线性延迟器是由双折射材料制成的光学元件。这种延迟器具有两个互相垂直的特定方向, 慢轴和快轴。当光波在延迟器中传播时, 沿着这两个轴方向的偏振分量在延迟器中传播时具有不同的速度, 即有不同的折射率。这样, 在传播过程中, 慢轴分量相对于快轴分量将会产生位相延迟 δ_r 。设位相延迟器厚度为 d , 快、慢轴方向振动的线偏振光折射率分别为 n_f , n_s 。则

$$\delta_r = 2\pi(n_s - n_f)d / \lambda_0 = \omega(n_s - n_f)d / c_0 \quad (8)$$

式中 c_0 和 λ_0 分别为真空中的光速和波长, ω 为光波圆频率。

波片是一种特殊的位相延迟器, 相延 δ_r 为 $2\pi N \pm \pi/2$ 的延迟器叫 1/4 波片, 相延 δ_r 为 $(2N+1)\pi$ 的延迟器叫 1/2 波片或半波片, 相延 δ_r 为 $2\pi N$ 的延迟器叫全波片。

下面我们考虑线偏振光经过位相延迟器后偏振态的变化。如图 6, 入射的线偏振光振动方向的方位角为 β , 延迟器快轴在 y_r 方向, 慢轴在 x_r 方向。入射的线偏振光可沿 x_r 和 y_r 方向分解, 两分量同频同相, 可表示为:

$$\begin{cases} E_s = a_1 \cos \omega t \\ E_f = a_2 \cos \omega t \end{cases} \quad (9)$$

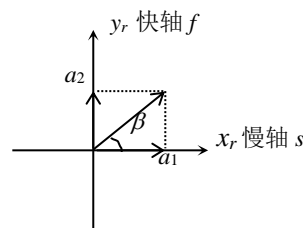


图 6

经过位相延迟器后, 两分量变成

$$\begin{cases} E_s' = a_1 \cos \alpha t' \\ E_f' = a_2 \cos(\omega t' + \delta_r) \end{cases} \quad (10)$$

式中 $t' = t - n_s d / c_0$ 。

式(10)描述的偏振态在前面已经有了详细的讨论,一般来说它是一个椭圆偏振光;我们在表1中列出三种波片的主要结论。至于一般的位相延迟片,可由式(2)、式(3)给出出射光的偏振状态。实验中要注意的是,沿快轴或慢轴入射的线偏振光通过波片后其偏振状态不变。

表 1

	$-\pi/4 < \beta < \pi/4$	$\pi/4 < \beta < \pi/2$	$\beta = \pm\pi/4$	$\beta = 0$ 或 $\pi/2$
1/4 波片	椭偏 $\psi = 0,$ $b^2/a^2=\tan^2\beta$	椭偏 $\psi = \pi/2,$ $b^2/a^2=\cot^2\beta$	圆偏 $b^2/a^2=1$	线偏振 $\psi = 0$ 或 $\pi/2$
1/2 波片	线偏振光 $\psi = -\beta$ 透射光振动方向相对于入射光线转过 2β 角			
全波片	入射光线偏振状态保持不变			

椭圆偏振光经过延迟器后的偏振状态分析可以分如下步骤:①先将入射光表示成分别沿快慢轴方向振动的两分量,其相差为 δ_r ,振幅为 a_2 和 a_1 ;②透射光的位相差为 $\delta_t = \delta_r + \delta$, δ 为延迟器相延量;③由 δ_t , a_1 , a_2 就可以定出透射光的偏振状态。

如果 δ 为 π 的整数倍,入射的椭圆偏振光就变成了线偏振光。圆偏振光经过 1/4 波片,或入射椭圆偏振光的长(短)轴平行于 1/4 波片的快(慢)轴,透射光线都是线偏振光,这两种现象在偏振光学实验中很有用。

- 思考题 1: 如何由几个相同的 1/4 波片构成 1/2 波片和全波片? 如何判断波片是 1/2 波片和全波片?
- 思考题 2: 光隔离器

在激光器件中,常用偏振片 P 和波片 C 构成光隔离器(如图 7),P 为起偏器, C 为一 1/4 波片, M 为一光学器件的表面,当波片的快慢轴与 P 的透射轴方向满足一定关系时,由表面 M 反射的少量光波将不能通过光隔离器。讨论波片快慢轴与 P 透射轴应满足的位置关系及光隔离器的原理。

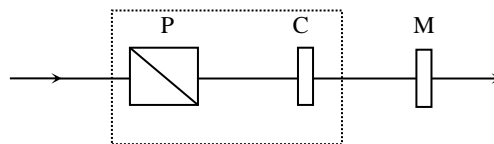


图 7 光隔离器

波片在使用时首先要定出波片快慢轴的方向,将待测波片 C 放在已正交消光的偏振器 P 和 A 之间,旋转波片 C,使三者仍保持消光状态(如图 8),这时波片的一个轴就已经平行于 P 的透射轴的方向(为什么?)。将待测 1/4 波片的轴和另一 1/4 波片的已知快轴方向平行,这两个波片合成了一个半波片或全波片,如果经过测量操作判断出了合成波片的类型,就可以判断出待测波片的快轴方向。

1/4 (或 1/2) 波片的相延 δ_r 很难做到准确地等于 $\pi/2$ (或 π)，通常把波片的实际相延和理想值之差叫波片相延误差。测定 1/4 波片 δ_r 的方法很多。入射一束方位角为 β 的线偏振光，经过相延为 δ_r 的波片后，可由光强探测器测得透射光强极值比 I_{\min}/I_{\max} ，由式 (3) 可得

$$|\sin \delta_r| = \frac{2\sqrt{I_{\min}/I_{\max}}}{\sin(2\beta)(1 + I_{\min}/I_{\max})} \quad (11)$$

由式 (11) 可以得到 δ_r 的绝对值， δ_r 的符号要用透射的椭圆偏振光的旋向来决定。 $\beta = \pi/4$ 时，由于 $\cos \delta_r \approx 0$ ，因此 $b^2/a^2 = I_{\min}/I_{\max} \approx 1$ ，这样测量椭圆长短轴之比和长轴方位角时就会有较大误差。因此测量时一般让入射光的偏振方向与波片的轴成一稍小于 $\pi/4$ 的角度，如 43° 。

(4) 反射和折射时的起偏现象

平面电磁波以入射角 θ_i 由空气中投射到折射率为 n 的无吸收介质表面 (空气折射率 n_0 近似取 1)，将发生反射和折射。图 9 画出了入射面内的入射、反射和透射光线 $S^{(i)}$ 、 $S^{(r)}$ 、 $S^{(t)}$ 。用 θ_r 和 θ_t 分别表示反射角和折射角，可得

$$\theta_i = \theta_r \quad \sin \theta_t = \sin \theta_i / n \quad (12)$$

若将入射波分解为电矢量分别平行或垂直于入射面的两个分量 P 和 S ，根据电磁场理论在一定的边界条件下解麦克斯韦方程组，可以得出 P 分量、 S 分量的振幅反射率、透射率与入射角 θ_i 、折射角 θ_t 之间的关系表达式，这些表达式叫菲涅耳公式。把 P 、 S 分量的振幅反射率 r_P 、 r_S 平方就可以得到相应的光强反射率 R_P 、 R_S ，它们和相应的光强透射率 T_P 、 T_S 之和为 100% (根据能量守恒关系)，反、透射率分别为

$$R_P = r_P^2 = \left[\frac{\tan(\theta_i - \theta_t)}{\tan(\theta_i + \theta_t)} \right]^2, T_P = 1 - R_P \quad (13)$$

$$R_S = r_S^2 = \left[\frac{\sin(\theta_i - \theta_t)}{\sin(\theta_i + \theta_t)} \right]^2, T_S = 1 - R_S \quad (14)$$

图 10 给出了不同入射角 θ_i 时 R_P 、 R_S 的曲线。图中曲线 (b) 是 R_P 与 R_S 的平均值。两分量反射率仅在 $\theta_i = 0$ 及趋近 90° 时相等，所以光束斜入射时反射光、透射光的偏振态一般不同于入射光的偏振态。入射线偏振光电矢量方向与入射面成 45° 角 (使入射光 P 、 S 分量振幅相等) 时，反射光的线偏振方向将随入射角 θ_i 不同而改变，实验中能观测到这一现象。从式 (13) 可以看出，当 $\theta_i + \theta_t = \pi/2$ 即

$$\theta_t = \arctan n = \theta_B \quad (15)$$

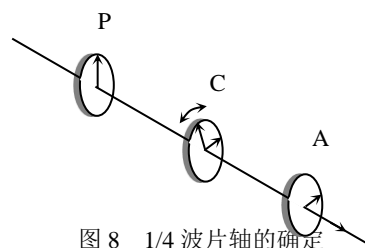


图 8 1/4 波片轴的确定

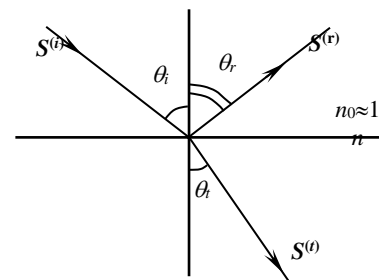


图 9 介质表面光的反射与折射

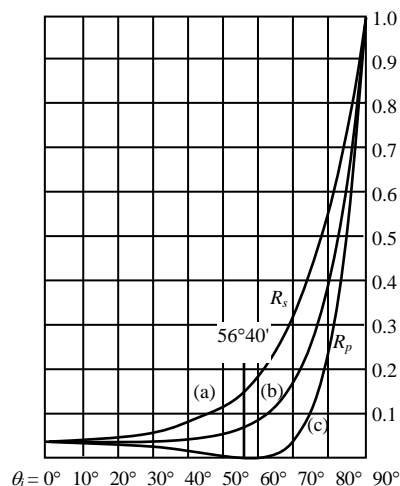


图 10 R_P 、 R_S 随入射角变化的曲线

时, $R_P=0$, 反射光中电矢量没有和入射面平行的分量, 这一特征角 θ_B 叫布儒斯特角, 它的意义是由布儒斯特 (D.Brewster) 首先注意到的。光束以 θ_B 入射时反射光是电矢量垂直于入射面的完全线偏振光, 即只有 S 分量, 该分量的反射率可由式 (14) 及式 (12) 算出

$$\begin{aligned} R_{SB} &= \sin^2(\theta_i - \theta_t) = \sin^2[\theta_i - (\pi/2 - \theta_i)] \\ &= (n^2 - 1)^2 / (n^2 + 1)^2 \end{aligned} \quad (16)$$

实验中可根据布儒斯特角的上述性质判断偏振器的透射轴方向。图 11 中经过偏振器 P 的光入射到折射率 $n \approx 1.5$ 的玻璃棱镜表面, 先预置入射角 $\theta_i \approx 57^\circ$, 旋转 P 到某一位置可看到白屏上的反射光点很暗。再反复微调入射角 θ_i 及 P 的方位角使反射光点最暗, 就可定出布儒斯特角 θ_B , 并可判断出 P 的透射轴方向平行于入射面。实验中由于表面散射等原因, θ_B 的测定准确度较低。

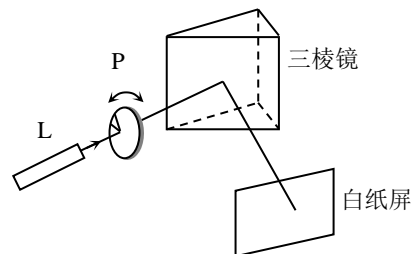


图 11 偏振器的透射轴方向的确定

式 (16) 所表示的反射率 R_{SB} 一般较小, 反射光较弱。有些实验中使光束以 θ_B 射入多块平行玻璃板以获得只有 P 分量的线偏振透射光。经过 N 块玻璃片的 $2N$ 个表面后, S 分量的总透射率为

$$(1 - R_{SB})^{2N} = [1 + (n - 1)^2 / 2n]^{-4N} \quad (17)$$

N 较大时其值几乎为 0, 这种起偏装置叫玻片堆。

3. 实验仪器、装置

实验主体装置见图 13, 在原来分光计基础上, 拆掉组成平行光管与望远镜的狭缝、目镜及透镜, 留下管筒, 分别在管筒两头安装上激光器 (光源)、硅光电池 (探测光强)、椭偏盘, 组成一台实验仪。分光计以外的器件分别介绍如下。

(1) 光源采用波长为 630nm 的半导体激光器, 为减小输出光强的波动影响, 实验前激光器要预先点燃, 经 5~10 分钟左右稳定; 实验中不要关激光电源。另外, 由于本实验所用的半导体激光器输出近似为线偏振光, 光源的线偏方向沿激光束椭圆光斑的长轴方向, 为使光源经过起偏器后光强不是特小影响实验的进行, 考虑到实验中起偏器透射轴的实际取向范围是与水平方向逆时针成 $0 \sim 67.5^\circ$ 夹角 (迎光观察), 因此应使光源的线偏方向即激光束椭圆光斑的长轴方向逆时针旋转到与水平方向夹角约为 $30 \sim 35^\circ$ 的方位 (迎光观察)。注意! 不要直视激光束以免损伤眼底。

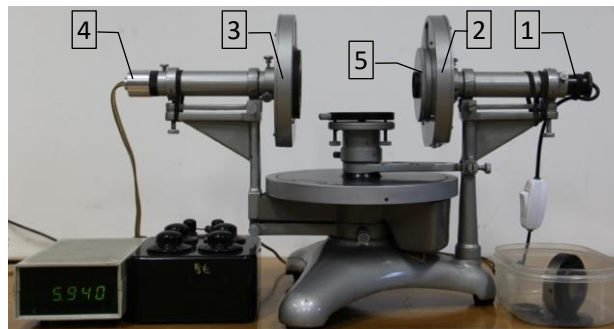


图 13 实验装置

- | | |
|-------------------|-------------------|
| 1—半导体激光器 | 2—椭偏盘 (含起偏器 P) |
| 3—椭偏盘 (含检偏器 A) | 4—硅光电池 |
| 5—与椭偏盘内圈联动的扣盘 | |

(2) 起偏器 P 和检偏器 A , 已安装到椭偏盘的中心, 椭偏盘被分别固定在分光计原望远镜与平行光管管筒靠近小平台的一端。椭偏盘读数窗口带有三圈刻度, 中间是内圈与外圈共用的游标。中心的偏振片与外圈联动, 方位角由椭偏盘上的外圈刻度及中间游标盘读出, 游标分度为 0.1° 。

(3) 两个 $1/4$ 波片 C_0 、 C_x , 其中外框有白色标记点的是波片 C_0 , C_0 快轴的大致方向在过白点的直径

上, 另一个外框带一圈刻度的是波片 C_x , 其快轴方向未知, 要通过实验步骤 11 或步骤 12 定出。波片 C_0 加入到光路中时需要轻轻安装到与椭偏盘内圈联动的扣盘 (图 13 中的 5) 中心, 旋转扣盘, C_0 方位随之改变, 其方位角可由椭偏盘内圈刻度及中间游标盘读出。波片 C_x 可以直接放置到分光计小平台上, 读数由其自身刻度确定。实验后, 应取下光路中所有波片。

(4) 光强探测器由硅光电池、数字电压表和电阻箱组成。硅光电池与电阻箱串接成回路, 数字电压表并联在电阻箱上。实验中受光照射的硅光电池会产生光电流, 光电流流过电阻负载, 会在负载两端产生电压降, 若硅光电池的负载电阻较小, 所产生的光电流和光强会成正比, 通过用数字电压表测量负载电阻上的电压后除以负载电阻值即可得到以光电流表示的光强大小, 当测量中负载电阻不变时, 可以简化由负载上的电压值表示光强大小。实验所用数字电压表为量程 20mV、分辨率 0.001mV 的四位半数字表, 电阻箱为 4 位十进制电阻箱, 阻值范围 (0~9999 Ω), 实验中电阻箱阻值可以依据所测光强大小来适当选取, 但注意**不应超过 500 Ω** 。

4. 实验步骤

准备工作:

(1) 开启激光电源, 调整好激光器偏振方向的方位。

(2) 调整仪器起偏管 (原平行光管管筒) 和检偏管 (原望远镜筒) 的方位、俯仰, 使激光束由光源出发通过起偏管中心附近, 由检偏管中心射出。

(3) 调小平台与分光计主轴基本垂直。

观测布儒斯特角和偏振器的特性:

(4) 观测布氏角

将反射试块 (或棱镜) 放在小平台上, 反射面过平台中心点, 使光束入射角约为 57° (玻璃折射率约为 1.54)。用图 11 及说明方法调节, 即可定出入射角为布儒斯特角 θ_B 时的平台方位角读数 α_B (注意: 当起偏器 P 透射轴与光源的偏振方向垂直时会直接消光使得入射光很弱, 因此任何入射角下的反射光都很弱。为了得到真正的 p_{\leftrightarrow} 与 α_B , 按图 11 说明方法调整好后还需较大范围旋转小平台改变入射角, 此时应观察到反射光有很明显的强弱变化)。为确定入射角为 0° 时的方位角 $\alpha_{i=0}$, 可用小纸片扎一小孔放在激光器出射光束处, 通过调整, 使棱镜表面反射光束在纸屏上的亮点与激光器出射光束重合, 这时入射角为 0° , 记下方位角 $\alpha_{i=0}$ 。布儒斯特角 $\theta_B = \alpha_B - \alpha_{i=0}$ 。

(5) 定偏振器透射轴方向

记下步骤 (4) 中起偏器 P 的透射轴方位, 此时透射轴一定位于水平方向, 度盘读数记为 p_{\leftrightarrow} 。如此重复测量六次, 取读数平均值作为透射轴在水平方向时的 P 盘方位角。

置 P 盘于平均值位置。移去反射试块, 转动检偏器 A 使它和 P 正交消光 (利用光强探测器确定光强极小), 这时 A 的透射轴已与 P 的透射轴正交, 在垂直方向, 记下 A 盘的度盘读数 a_{\uparrow} 。

(6) 测消光比 e , P 盘不动, 转动 A 盘, 依次交替记下透射光强的极大值 I_{\max} 和极小值 I_{\min} , 依据式

(7) 的定义，算出消光比。

(7) 测量透射光强 I_m 和两偏振器夹角 θ 间的关系

在两偏振器透射轴夹角 $\theta=0, 15, 30, 45, 60, 75, 80, 84, 87$ 和 90 度时分别测量透射光强，在同一坐标系下画出**相对透射率**随 θ 变化的曲线与 $\cos^2\theta$ 随 θ 变化的曲线，并比较两者，给出结论。

1/4 波片的特性研究:

(8) 定波片 C_0 的快轴方向

装上波片 C_0 ，按图 8 所示方法使其快轴位于竖直方向，读出刻度盘方位角，快轴大致方向已在盘上用白点标出。

(9) 线偏振光经过 1/4 波片

观测线偏振光经过 1/4 波片 C_0 后的偏振态的改变，置波片 C_0 的慢轴于水平方向，在起偏器的透射轴和慢轴夹角 $\beta=0, 22.5, 45, 67.5, 90$ 度时，分别测出透射光的长轴方位角 ψ 和光强极值比 $b^2/a^2 \approx I_{\min}/I_{\max}$ ，与理论分析结果做比较，说明何时透射光近似为线偏振光、何时近似为圆偏振光。

(10) 定待测波片 C_x 的轴方向

把待测波片 C_x 放到小平台上，使光束垂直透过，定出其某一轴在竖直方向时的度盘示值（此时 C_0 已在光路中，且 C_0 快轴在垂直方向，考虑 C_0 的存在是否会影响 C_x 轴的确定？）。

(11) 观测偏振光通过 1/2 波片或全波片的现象

令 C_0 的**快轴**和 C_x 的某一个轴平行，观测线偏振光经过这两个 1/4 波片后偏振态的改变，由测量数据判断它们近似组成了 1/2 波片还是全波片，并由此判断出待测波片 C_x 的快轴方向。

(12) 观测偏振光通过 1/2 波片或全波片的现象

令 C_0 的**慢轴**和 C_x 的某一个轴平行，观测线偏振光经过这两个 1/4 波片后偏振态的改变，由测量数据判断它们近似组成了 1/2 波片还是全波片，并由此判断出待测波片 C_x 的快轴方向。

*观测反射光的偏振面旋转的现象:

(13) 观测反射光偏振态改变的现象

取下 C_0 和 C_x ，使 P 的透射轴与水平方向成 45° 夹角。将反射试块置于小平台上，当光束入射角 $i=50, 56, 65, 70, 75, 80, 85^\circ$ 时分别测量出反射光的线偏方向，与理论计算结果作比较，阐明偏振面旋转的原因。

II-5 光栅衍射实验

衍射光栅是一种分光用的光学元件。它不仅用于光谱学，还广泛用于计量、光通信、信息处理等方面。过去制作光栅都是在精密的刻线机上用金钢钻在玻璃表面刻出许多平行等距刻痕作成原刻光栅。实验室中通常使用的光栅是由原刻光栅复制而成的。20 世纪六十年代以来，随着激光技术的发展又制作了“全息光栅”。目前我们实验室中使用的光栅，两者均有。本实验中通过测定光栅常数及光波波长，研究光栅的分光特性。

1. 实验目的

- (1) 进一步熟悉分光计的调整与使用；
- (2) 学习利用衍射光栅测定光波波长及光栅常数的原理和方法；
- (3) 加深理解光栅衍射公式及其成立条件。

2. 实验原理

- (1) 测定光栅常数和光波波长

光栅上的刻痕起挡光的作用。一个理想的光栅可看作是许多等宽、等间距的平行狭缝。刻痕间的距离称为光栅常数。

如图 1 所示，设有一光栅常数 $d=AB$ 的光栅 G ，一束平行光与光栅法线成角度 i ，入射于光栅上产生衍射，经透镜汇聚后在焦平面上干涉叠加。

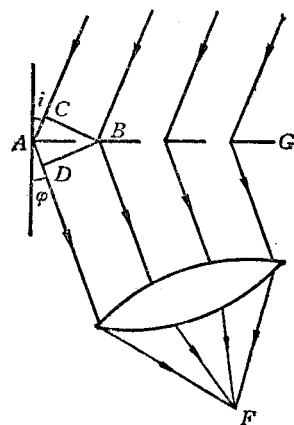


图 1 光栅的衍射

从 B 点作 BC 垂直于入射线 CA ， BD 垂直于衍射线 AD ， AD 与光栅法线所成的夹角为 φ 。如果在这个方向上由于光的相干加强而在 F 处产生了一个明条纹，则光程差 ($CA+AD$) 必等于光波长 λ 的整数倍，即

$$nd(\sin\varphi \pm \sin i) = m\lambda \quad (1)$$

其中 n 为空气折射率，近似取 1。入射光线和衍射光线都在光栅法线的同一侧时，式 (1) 等号左边括号内取正号；两者分居光栅法线两侧时取负号。式中的 m 为衍射光谱的级次，取 $0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ，等， m 的符号取决于光程差的符号，与式 (1) 等号左边括号内结果的符号一致。

在光线正入射即 $i=0$ 的情况下，则式 (1) 变成

$$d\sin\varphi_m = m\lambda \quad (2)$$

式中 φ_m 为第 m 级谱线的衍射角。据此，可用分光计测出衍射角 φ_m ，若已知波长，则可以测出光栅常数 d ；反之，如已知光栅常数 d ，则可测出光波长 λ 。

- (2) 用最小偏向角法测定光波波长

如图 2 所示，波长为 λ 的光束入射在光栅 G 上，入射角为 i ，若与入射线在光栅法线同一侧的 m 级衍射光的衍射角为 φ ，则由式 (1) 可知

$$d(\sin\varphi + \sin i) = m\lambda \quad (3)$$

若以 Δ 表示入射光与第 m 级衍射光的夹角，称为偏向角，则

$$\Delta = \varphi + i \quad (4)$$

显然， Δ 随入射角 i 而变，不难证明 $\varphi = i$ 时 Δ 为一极小值，记作 δ ，称为最小偏向角。并且仅在入射光和

衍射光处于光栅法线的同一侧时才存在最小偏向角。此时，

$$i = \varphi = \frac{\delta}{2} \quad (5)$$

代入式(3)得

$$2d \sin \frac{\delta}{2} = m\lambda \quad m=0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (6)$$

由此可见，如已知光栅常数 d ，只要测出了最小偏向角 δ ，就可根据式(6)算出波长 λ 。

3. 实验仪器

(1) 分光计

分光计的结构和调整方法见上学期实验讲义。在本实验的各个任务中，为实现平行光入射并测准光线方位角，分光计的调整应满足：望远镜适合于观察平行光，平行光管发出平行光，并且二者的光轴都垂直于分光计主轴。

(2) 光栅

如前所述，光栅上有许多平行等距离的刻线。在本实验中应使光栅刻线与分光计主轴平行。如果光栅刻线不平行于分光计主轴，将会发现衍射光谱是倾斜的并且倾斜方向垂直于光栅刻痕的方向，但谱线本身仍平行于狭缝，如图3所示。显然这会影响测量结果。通过调整小平台，可使光栅刻痕平行于分光计主轴。为调节方便，放置光栅时应使光栅平面垂直于小平台的两个调水平螺钉的连线，如图4所示。

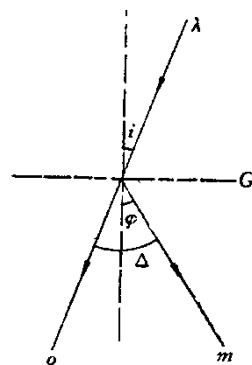


图2 衍射光谱的偏向角示意图

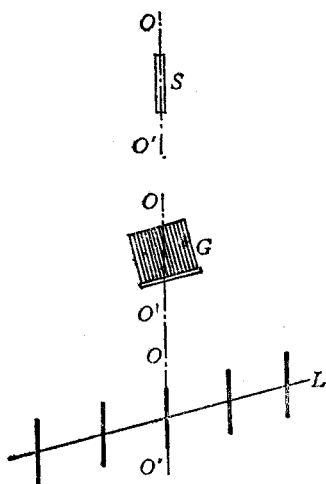


图3 光栅刻痕不平行于分光计主轴时的衍射光谱

(OO' 为分光计主轴， s 为平行光管狭缝， G 为光栅， L 为衍射光谱)

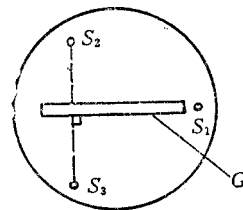


图4 光栅 G 在小平台上的放置位置

(S_1 , S_2 , S_3 为调水平螺钉)

(3) 汞灯

① 可见光范围内汞灯光谱线见表1。较亮的谱线有四条，波长分别为 435.8nm (紫)，546.1nm (绿)，577.0nm (黄)，579.1nm (黄)，它们也是本实验测量所用到的谱线。

表 1 汞灯光谱线

颜色	紫		绿	黄	红	
波长 (单位 nm)	404.7	407.8	491.6	577.0	607.3	612.3
	410.8	433.9	546.1	579.1	623.4	690.7
	434.8	435.8				

② 汞灯光谱图

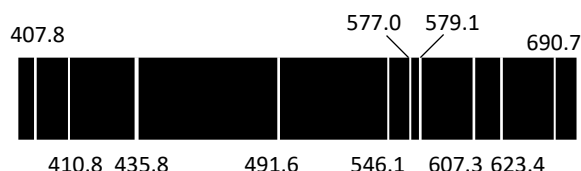


图 5 汞灯光谱图 (单位 nm)

③ 汞灯使用注意事项

- i. 汞灯在使用中必须与扼流圈串接, 不能直接接 220 伏电源, 否则要烧毁。
- ii. 汞灯在使用过程中不要频繁开启和关闭, 否则会降低其寿命。
- iii. 汞灯的紫外线很强, 不可无防护裸眼直视。

4. 实验任务

(1) 调整分光计和光栅以满足测量要求 (参见上学期物理实验 (1) 课程资料)。

(2) 在光线垂直入射的情况下, 即 $i=0$ 时, 测定光栅常数 d 和光波波长 λ 。

① 使光栅平面与平行光管的光轴垂直。

平行光垂直入射于光栅平面, 这是式 (2) 成立的条件, 因此应做仔细调节 (调节方法自拟。提示: 可以借鉴自准法粗调), 使该项要求得到满足。由于平行光垂直入射于光栅平面时衍射谱关于 0 级对称, 因此判断垂直入射的标准是: 先将望远镜的竖叉丝对准零级谱线的中心, 从刻度盘读出入射光的方位 (注意: 零级谱线很强, 长时间观察会伤害眼睛, 观察时必须在狭缝前加一两层白纸以减弱其光强), 再测某一波长同一级 (2 级以上) 左右两侧的衍射线方位, 分别计算它们与入射光的夹角, 如果两者之差在 $2'$ 以内, 则可以认为已调好。

② 课前由式 (2) 推导出 d 和 λ 的不确定度公式。为了减少测量误差, 应根据观察到的各级谱线的强弱及不确定度的公式来决定测量第几级的 φ_m 较为合理。

③ 测定 φ_m 。

光线垂直于光栅平面入射时, 对于同一波长的光, 对应于同一 m 级左右两侧的衍射角是相等的。为了提高精度, 一般是测量零级左右两侧各对应级次的衍射线的夹角 $2\varphi_m$, 如图 6 所示。测量时应注意消除圆度盘的偏心差, 两侧游标均要读数。

④ 求 d 及 λ

已知汞灯绿线的波长 $\lambda=546.1\text{nm}$, 由测出的绿线衍射角 φ_m 求出光栅常数 d 。再利用已得到的 d 与汞灯两

条黄线和紫线衍射角分别求出对应的波长，给出实验结果，并计算所测波长与标准值的相对偏差。

(3) 在 $i = 15^\circ$ 时，测定汞灯光谱中波长较短的黄线的波长。

① 使光栅平面法线与平行光管光轴的夹角（即入射角）等于 $15^\circ 0'$ ，同时记下入射光方位和光栅平面的法线方位。调整方法自拟，请课前考虑好。

② 测定波长较短的黄线的衍射角 φ_m 。与光线垂直入射时的情况不同，在斜入射的情况下，对于同一波长的光，其分居入射光两侧且属同一级次的谱线的衍射角并不相等，因此，其 φ_m 只能分别测出。

③ 根据上述读数，判断衍射光线和入射光线位居光栅平面法线同侧还是异侧。

④ 确定 m 的符号并用已求出的 d 计算出汞灯光谱中波长较短的黄线的波长 λ ，并与标准值相比较。

(4) 用最小偏向角法测定波长较长的黄线的波长。

确定 δ 的方法与分光计实验中确定三棱镜折射谱线最小偏向角的方法相似。改变入射角，则谱线将随之移动，找到黄光某一条谱线与零级谱线的偏离为最小的方位后，就可由该谱线的方位及零级谱线的方位（即入射光的方位）测出最小偏向角 δ 。

实际测量时，为提高测量精度，可测出 2δ 。方法是：先找到黄光中与入射线位居光栅平面法线同侧的某一条谱线，改变入射角，当其处于最小偏向角位置时，记下该谱线的方位；然后，以平行光管的光轴为对称轴，通过转动小平台，使光栅平面的法线转到对称位置上，在入射线的另一侧，对应级次的衍射线亦同时处于最小偏向角位置，记下其方位，前后两种情况下衍射线的夹角即为 2δ 。

利用已测出的 d 和式 (6) 即可求出汞灯光谱中波长较长的黄线的波长，并与标准值相比较。

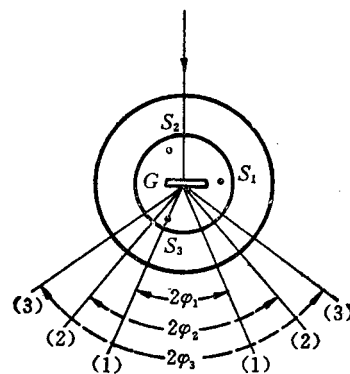


图 6 左右两侧同一 m 级对应谱线间的夹角为 $2\varphi_m$

5. 思考题

(1) 用公式 (2) 测 d (或 λ)，实验时要保证什么条件？如何实现？

(2) 由式 (2) 推导出 Δ_d/d 及 Δ_λ/λ 的表达式，分析它们的大小与 φ_m 的关系。

(3) 实验任务 (3) 中，如何保证入射角等于 $15^\circ 0'$ ？

(4) 对于同一光源，分别利用光栅分光和棱镜分光，所产生的光谱有何区别？20 世纪初，在原子光谱的研究中确定了原子能级的存在。原子光谱中的每根谱线就是原子从某个较高能级向较低能级跃迁时的辐射形成的。原子能级的存在，除了可由光谱研究证实外，还可利用慢电子轰击稀薄气体原子的方法来证明。1914 年弗兰克-赫兹采用这种方法，研究了电子与原子碰撞前后电子能量改变的情况，测定了汞原子的第一激发电位，从而证明了原子分立态的存在，后来他们又观测了实验中被激发的原子回到正常态时所辐射的光，测出的辐射光的频率很好地满足了玻尔假设中的频率定则。弗兰克-赫兹实验的结果为玻尔的原子模型理论提供了直接证据，他们获得了 1925 年度的诺贝尔物理奖。

6. 数据记录表格 (参考)

(1) $i = 0$ 时, 测定光栅常数和光波波长光栅编号: _____ $\Delta_{\text{仪}} =$ _____ 入射光方位 $\varphi_{10} =$ _____ $\varphi_{20} =$ _____

波长 (nm)	黄 1		黄 2		546.1		紫	
衍射光谱级次 m								
游标	I	II	I	II	I	II	I	II
左侧衍射光方位 $\varphi_{\text{左}}$								
右侧衍射光方位 $\varphi_{\text{右}}$								
$2\varphi_m = \varphi_{\text{左}} - \varphi_{\text{右}}$								
$\overline{2\varphi_m}$								
φ_m								

(2) $i = 15^\circ 0'$ 时, 测量波长较短的黄线的波长光栅编号: _____ 光栅平面法线方位 $\varphi_{1n} =$ _____ $\varphi_{2n} =$ _____

	游标	入射光方位 φ_0	入射角 i	\bar{i}	
	I				
	II				
光谱级次 m	游标	左侧衍射光方位 $\varphi_{\text{左}}$	衍射角 $\varphi_{m\text{左}}$	$\overline{\varphi}_{m\text{左}}$	同 (异) 侧
	I				
	II				
光谱级次 m	游标	右侧衍射光方位 $\varphi_{\text{右}}$	衍射角 $\varphi_{m\text{右}}$	$\overline{\varphi}_{m\text{右}}$	同 (异) 侧
	I				
	II				