

高等教育国家级教学成果奖
教学成果应用及效果支撑材料

目 录

一：部分论文列表

二：部分获奖证书

三：部分实验报告

一：部分论文列表

(共 16 篇)

- (1) 王合英, 孙文博, 陈宜保等. 自由实验、乐学创新的近代物理实验教学. 《物理实验》, 37 (2), 33-37, 2017.
- (2) 王子逸 (学生), 王合英, 孙文博. 分析 II 类自发参量下转换光场光子通量分布辅助纠缠源调节, 《物理实验》, 37 (3), 52-55, 2017.
- (3) 王合英, 孙文博, 陈宜保等. 实验物理教学中的留白艺术. 《物理实验》, 37 (5), 21-27, 2017.
- (4) 鲍亦澄 (学生), 陈宜保, 孙文博, 王合英. 基于微控制器的拉曼光谱仪控制系统的研发. 《物理实验》, 36 (11), 7-9, 2016.
- (5) 马聆越 (学生), 孙文博. 超声实验中迟到波成因和影响因素的探究. 《物理实验》, 36 (9), 32-36, 2016.
- (6) 王合英, 陈宜保, 孙文博等. 信息技术在大学物理实验教学中的应用. 《实验技术与管理》. 33(8), 141-144, 2016.
- (7) 孙文博, 王合英, 陈宜保等. I 类量子纠缠实验教学系统, 《物理实验》. 36 (6), 1-5, 2016.
- (8) 陈宜保, 马聆越 (学生). 石墨烯薄膜的微观结构和光电性能, 《实验技术与管理》. 33 (11), 49-53, 2016.

- (9) 孙文博, 王合英. I 类和 II 类光子偏振纠缠源的实验教学对比研究, 《实验技术与管理》. 23 (11), 75—79, 2016.
- (10) 蒋笑寒 (学生), 陈宜保, 梁昌林等. 测量 Ga_{0.85}Mn_{0.05}As 薄膜材料磁学性质的实验系统——基于反常霍尔效应和表面磁光克尔效应, 《物理教学》, 37 (10), 2-7, 2015.
- (11) 孙文博, 王子逸 (学生), 王合英等. 分析自发参量下转换光场结构辅助搭建双光子纠缠源. 《物理实验》. 34 (4), 5-10, 2014.
- (12) 宋彭 (学生), 王合英. 高温超导导线 I_c - B 特性的测量. 《物理实验》. 33 (2), 6-9, 2013.
- (13) 王合英, 陈国旭 (学生) 等. 低温等离子体物理实验教学研究. 《物理实验》. 33 (3), 35-38, 2013.
- (14) 孙文博, 王合英, 陈宜保等. 用光子纠缠源验证 Bell 不等式. 《物理实验》. 30 (12), 1-4, 2010.
- (15) 实用新型专利 1: 张敬涵 (学生), 孙文博. 一种银丝插入溶液的深度对针尖腐蚀效果影响的测量组件. 专利号: ZL 2017 2 0579056. 6.
- (16) 实用新型专利 2: 张敬涵 (学生), 孙文博. 一种扫描隧道显微镜针尖制备装置. 专利号: ZL 2017 2 0579059. X

专
题



自由实验、乐学创新的近代物理实验教学

王合英, 孙文博, 陈宜保, 张留碗

(清华大学 物理系, 北京 100084)

摘 要:通过具体事例阐述了清华大学近代物理实验室以“自由实验、乐学创新”为主旨的近代物理实验教学组织和实施方法,探讨了近代物理实验教学对学生素质培养、能力提高和品格塑造所发挥的积极作用。

关键词:近代物理实验;素质培养;能力提高;创新

中图分类号:G642.423

文献标识码:B

文章编号:1005-4642(2017)02-0033-05

在 2006 年前后,清华大学近代物理实验室即提出分层次教学、多平台同时运转的教学模式。这一模式兼顾对大量学生的志趣激励和素质培养及对优秀学生的能力提高和创新启迪。在这种教学模式的运行过程中,我们发现宽松自由的学习氛围能激发学生进一步实验探索的兴趣和热情。在应试教育体制下成长的学生,这份主动探索的积极性和热情难能可贵。大三学生经过近 2 年的基础物理实验训练,已掌握基本的实验技能,如果在近物实验仍采用按部就班的实验模式,容易让学生觉得没有挑战性而失去对物理实验的兴趣,甚至产生厌学情绪,学习效果会大打折扣。同时,学生的实验能力因人而异,丰富完善多层次的教学体系、深化研究型教学的内容势在必行。近代物理实验(以下简称近物实验)教学该如何呵护学习热情,并让学生在这份热情的驱动下,通过近物实验唤醒潜在的创新意识和独立精神,是我们思考和探究的主题。在这样的环境背景下,我们采用以“自由实验、乐学创新”为主旨的研究型近物实验教学方法,让学生在学研结合的形式下,通过探究式学习发现问题,解决问题,让学生以主动的姿态在获得知识的同时,获得一整套科学研究方法训练,使得其个人综合能力得到大幅度提高。

“自由实验、乐学创新”的研究型教学理念是给学生轻松自由的学习氛围,有效解除常规实验教学模式对学生创新意识和独立精神的束缚与限制,给学生挑战自己的空间和施展才华的舞台,在

宽松的氛围中激发兴趣,在兴趣引导下快乐探索,在快乐探索中培养独立精神和创新意识。大部分学生喜欢课程有一定挑战性,在解决问题、克服困难的过程中获得自信和成就感。因此近物实验室在实验物理教学中心的支持下,进一步加强开放型综合研究实验项目的建设,完善实验教学组织和管理体系,整合实验室内各平台资源,调集实验室教师和技术人员,实施以“自由实验、乐学创新”为主旋律,面向优秀物理人才培养的研究型教学模式。本文介绍近几年清华大学近物实验教学在人才培养中的实践与探索,发挥近物实验教学对学生素质培养、能力提高和品格塑造的积极作用。

1 自由实验、乐学创新的近物实验教学模式

自由实验、乐学创新的近物实验教学模式以现有分层次教学体系为基础,践行教育的深刻内涵。应试教育体制往往强调“教”而忽视“育”。教不过是手段,学生独立人格的长育、专业能力的提高必须靠学生自己的体证身修得以实现。因此教育教学不只是向学生传授知识,而应激发学生学习兴趣,为学生的自主成长提供条件。自由实验、乐学创新的近物实验教学模式给学生自由发挥的空间,让学生展开想象力的翅膀,将所学所知融于实验设计,让学生做自己的实验,做实验的主人。

所谓“自由实验”是强调思维之自由、探索之自由。在按部就班的基础实验技能和规范训练中,学生固然可以养成良好的实验习惯,培养基本

“第 9 届全国高等学校物理实验教学研讨会”论文

收稿日期:2016-05-25

资助项目:国家基础科学人才培养基金支撑条件建设项目资助(No. J1210018);教育部基础学科拔尖学生培养试验计划项目资助(No. 20160204);DIY 近代物理实验教学模式对学生创新能力培养的实践与研究项目资助(No. ZY01_02)

作者简介:王合英(1965—),女,山东单县人,清华大学物理系副教授,博士,从事近代物理实验教学。



的实验能力,但这种中规中矩的教学模式会严重限制学生创造性思维的成长,让学生产生畏惧权威、唯恐出错的强烈心理烙印。我们强调的“自由实验”正是针对这一点,在实验中给予学生必要的资料指引、必要的疑难解决方向指引,同时也给予学生自由选题、自由设计实验方案并自由完成实验的资源配置,以期让学生摆脱长期应试环境下不敢探索、不敢犯错的心理。

孔子云:“知之者,不如好之者;好之者,不如乐之者。”只有志在于此、乐在其中,才能学有所成,将来成为拔尖人才,甚至成为学科大师。我们通过讨论、资料交流、展示以往同学的成功范例等诸多方式,将实验室所拥有的教学资源展现给学生,让学生从中感受物理学之美、实验科学之美,进而激发其学习热情,点燃其对物理学学习的兴趣之火,让被动学习向“乐学”转化。引导学生把自由实验课题与自己的兴趣相结合,将“乐学”融入自主实验过程,部分学生为了实验达到废寝忘食的境界,真正实现教学目的,达到最佳效果。

兴趣、好奇心、想象力和洞察力是创新能力的本质要素,然而创新能力并非无源之水,也非与生俱来,它需要有意识地培养和体验。在近物实验研究型教学过程中,无论“自由”设计环节,还是为乐学氛围所做的各项工作,都在呵护学生的热情,给学生“创新”的机会,提供“创新”的动力。我们把实验室交给学生,鼓励他们提出原创性问题,并独立设计实验方案解决问题。当然,创新意识的培养也并非一味地盲目向前,在每个环节中,都有专人值守,随时与学生讨论,一同探索,耐心陪伴。

“自由实验、乐学创新”的研究型教学实施既需要实验室有足够的教学资源,也得益于现代化的网络平台和信息管理,更需要全体教师和技术人员的全力配合和辛勤付出。通过 3 期 985 和理科基地人才培养基金的资金支持,近代物理实验室新建了一批有特色且反映科研前沿新成果的综合研究型实验,使综合研究型实验平台进一步丰富和完善,实验内容基本涵盖物理学的二级学科,为本模式的顺利运行提供了硬件资源和设备保障。同时,全体教师和技术人员全力配合,积极探索,配置全新的教学内容架构、组织模式、评判机制,使新模式得以顺利运行。

教学组织充分体现“自由、乐学、创新”的宗旨,学生自由选题,自主实验,实验注重细节,享受

过程,允许失败。根据设计实验的内容灵活安排,设置多目标、多层次、多出口的成绩评价模式。在期末设置口头报告环节,给学生展示与交流的机会。教师在自主实验环节是一同探索的同伴,参与问题的讨论和方案规划,但不做具体细节的指导,充分发挥学生的潜能,鼓励学生独立思考,独立解决问题,敢于质疑,勇于创新。这种教学组织给学生提供了轻松的实验环境,学生以愉悦的心情享受实验的过程,在轻松的氛围中学生潜在的独立精神和创新意识得以唤醒和展现。

相对自由实验,乐学创新是教学重点和难点。乐学的驱动力是对未知世界的好奇与兴趣,对自己能力的挑战与提高,因此,如何引发兴趣、如何设置问题和任务是教学的关键。对此我们针对不同实验,采用不同方式,有些在实验前通过实验预告引发学生的兴趣,有些在实验过程中设置一定的引导问题和具体要求,让学生产生进一步探索的渴望。在激发起学生的兴趣之后,再给他们自由设计的空间,鼓励和陪伴他们一同探索和成长。

2 教学示例

例 1:对于反映当代科学发展、与科研领域结合较密切的研究实验,如量子纠缠实验,通过实验预告引发兴趣,学生自愿报名,师生交流后,学生根据兴趣自由选择课题方向并自主完成实验。

量子纠缠实验^[1-5]是清华大学物理系科研成果的转化,蕴含丰富的物理内容,也是多项现代前沿技术的综合。本实验内容与最新的科研前沿紧密呼应,选题有很强的开放性和探究性。自投入教学以来,已开设“非线性光学元件参量测量与标定”、“纠缠光子补偿系统设计与实现”、“双光子纠缠源搭建”、“量子力学完备性验证”等基础实验题目,同时也开设了“纠缠源部件效率测试”、“纠缠源效率提高方案设计”、“量子密钥分发方案实验”等开放型、研究型实验题目。通过开放实验,学生受到实验方案设计、实验装置搭建、实验结果探究等多方面的能力培养。

由于本实验的理论和技术的综合性很强,对学生的理论基础和实验能力都有较高的要求,类似这样的实验(其他实验如 STM、纳米材料的拉曼光谱测量与分析等),在近物网站先给出报名指导宣传,然后学生自愿报名,再由教师面试选拔。图 1 为发布的报名通知示例。

Welcome To

**光子偏振纠缠源系统
教研实验 (Quantum Entanglement)**



**激光-扫描隧道显微镜
联合系统教研实验
(Laser-STM System)**



Department of Physics Tsinghua University

导学

- 电子真的可以隧穿势垒吗?
- Hilbert空间的计算如何指导Euclid空间的实验?
- 量子力学本身真的是完备而自洽的吗?
- 量子力学的深奥理论真的可以在实空间被观察到吗?



Department of Physics Tsinghua University

Join us to

- 动脑思考—深邃的量子力学基本问题!
- 独立设计—体会“理论指导实践”的深刻哲理!
- 亲自动手—感受实验中的量子理论!
- “无微不至”—学习现代尖端技术手段!



Department of Physics Tsinghua University

光子偏振纠缠源系统教研实验 (Quantum Entanglement)



课程内容: 双光子偏振纠缠源搭建、Bell不等式验证、纠缠源系统“固化”方案建设

考查方式: 独立完成基础内容并上交报告,协作完成建设性内容中的某一模块、并上交论文、口头报告

课程时间: 2-4周实验室勤工助学工作

课程开始具体时间: 至实验室确定

课程地点: 清华-近代物理实验室

指导教师: 王合英、孙文博

课程容量: 6-8人

报名方式: 自荐

选拔机制: 面试



Department of Physics Tsinghua University

图 1 量子纠缠源和 STM 实验报名通知

学生报名后师生交流,确定实验人员名单,学生查阅实验资料并整理总结,选择自己的实验课题,然后进行师生讨论。讨论时先让学生报告文献资料综述,自己对该实验原理的理解、实验方向和初步的实验方案等,教师根据学生的报告提出问题,引导学生较深入地理解实验原理,针对实验方案给出建议和实验中需要注意的问题。之后学生预约时间完成实验。

例如 2013 年秋季学期物理系张鹏飞同学在量子纠缠实验分平台上提出以光谱仪代替单光子计数器,进行非线性晶体在特定波长泵浦光下 SPDC 光场的分析工作,并初步完成了实验方案。而在 2014 年春季学期,选做量子纠缠验证 Bell 不等式的吴宇恺(物理系)同学在实验过程中发现所选用的光谱仪在超强泵浦光照射下有强烈的高级衍射信号产生,这个噪声信号对原有设备方案造成致命打击,于是他和其他几位在该平台上做探究实验的同学共同查找文献、调研设备参量、重新规划方案,以增加长通滤波片、改 SMA905 光纤为 FC 光纤、借用灵敏度更高的高级光谱仪等调整手段重新完成了实验,并用单光子计数器方案对同学们自行完成的方案进行了验证,取得了

实验的最终成功。纵观这个过程,同学们首次提出方案,体现了近物实验教学给学生带来“勇于创新”的机会,发现问题后,进行脑力激荡、团体协作、设备调研、实验重构,并最终完成,在实验教学中通过质疑进而探索研究的过程使同学们的质疑思想和创新意识得到强化,并相信自己具有创新的潜质。实验过程中因新问题的发现而改变预定的探究方向,符合“自由选题、关注细节、注重过程、自主实验”的理念。事实上,学生做什么课题并不重要,重要的是自主实验过程中发现问题并解决问题的实践体验和能力的提高。事后常有学生来实验室与教师讨论,并提出新的设想,希望“师弟师妹”们能有兴趣代为实验,这更是体现了主动学习兴趣的激发和“乐学”习惯的养成。事实上,量子纠缠实验平台一直在学生不断发现问题和质疑中丰富和完善,该平台的教学实践过程始终体现“师生互动、激发兴趣、激励创新”的教学原则,对于激发学生学习兴趣、培养学生综合实践能力、促进学生成长起到很好的作用。

与量子纠缠实验类似,根据需要自己搭建的综合实验还有以激光拉曼实验为基础建设的光谱学研究平台、等离子体特性综合研究实验、液晶器

件的制作与物理性能测试综合研究实验、变温磁光效应等,这些方向的设计研究实验均采用与量子纠缠实验相似的方法。这些实验的共同点是在建设实验时注意仪器的开放性和组合性,既能对学生进行基础的实验技能训练,又能与现代科研前沿结合,根据学生的特点和兴趣,选择不同方向和不同深度的研究性实验内容来开展教学。

例 2:学生在兴趣的激励下设计完成新的实验装置搭建,对实验室的建设做出积极贡献。

物理系研究生宋彭同学在近物实验课程学习中自己设计搭建高临界温度超导线材的临界电流随磁场的变化的实验测量装置,之后又不断改进,现在已作为近物实验基础内容对学生开放。

高临界温度超导电性的发现获得 1987 年诺贝尔物理奖。高温超导材料临界温度的测量是国内外一流大学普遍开设的近代物理实验项目,但基本上只测量其临界转变温度,不涉及临界电流的测量。而在实际应用中,高温超导导线的临界电流大小是制约其通流能力的因素之一,而且临界电流与其所在处的磁场大小和方向密切相关,因此临界电流及其随磁场的变化是超导线材在实际应用中的重要指标。物理系研究生宋彭同学在做近物实验时对超导线材临界电流的测量有很大兴趣,当时实验室并没有这套实验装置。我们认为对研究生应该给他们自己搭建实验装置的机会,以锻炼仪器设计和独立工作能力。我们鼓励宋彭自己设计搭建一套测量超导线材临界电流的实验装置,宋彭同学对此表现出极大的热情和兴趣,他先查阅了大量文献,又向做超导研究的科研实验室教师请教,很快就提出实验装置的设计方案,经实验室教师讨论审阅,认为方案可行,实验室提供经费支持,并配以指导教师与技术人员,让宋彭同学完成这项实验装置的搭建。之后测量仪表的选购、测量样品架和磁体的设计加工、厂商的调研、测量仪表性能的比较与价格选择等,所有这些具体的事情都交给他去做,他把各种信息汇总后向负责教师汇报,最后由教师和技术人员确定仪表厂商,付款购买。实验中通过超导线材的电流高达 150 A,对测量架的设计加工尤其关键,同时临界电流大小对周围磁场比较敏感,在实际应用中也要考虑环境磁场的影响。因此样品架与磁场的配合也是该实验装置的难点。宋彭同学不怕困难,一次次设计,一次次征询教师和专家意见,

一次次改进方案,历时一年多,最终成功完成该实验装置的搭建,并用自己搭建的实验装置测量出满意的实验结果。相关的实验结果发表在《物理实验》杂志上^[6],宋彭同学也因为对实验室建设的贡献获得清华大学第 23 届学生实验室贡献奖。

超导线材临界电流实验装置完成后已作为近物凝聚态物理与技术综合研究平台的实验内容之一供学生选做,也成为激励后续做近物实验学生积极参与实验室建设的典范。受此启发,2014 年春季学期工物系曹德志同学便在做此基础实验后,完成对该设备进行计算机自动控制测量的改进工作。他在总结时说自己在认知、能力和创新方面都有所收获,特别是在此过程中所经历的开始时痛苦坚持,程序调不通时一度心灰意冷,在教师鼓励下迎难而上,愈挫愈勇,到最后程序运行成功时的平静喜乐,这个过程中心理变化和成长是最大的收获。

从这一事例可以看出“自由实验、乐学创新”的研究型近物实验教学模式能有效发挥学生的积极性和探索精神,学生在探究过程中不仅使自己的才能得到锻炼和提高,而且对实验室建设做出贡献,是人才培养和实验室建设的双赢模式。学生以研究型实验模式参与近物实验室建设的例子还有物理系研究生周飞同学参与量子纠缠实验的建设,工物系研究生陈国旭同学参与“大气等离子体物理与技术”的建设^[7],之前的“稀土材料的巨磁致伸缩效应”、“半导体热电效应测量”等实验装置都是近物实验教学人才培养和实验室建设双赢的典型事例。学生通过设计实验参与实验室建设的模式也是“自由实验、乐学创新”教学模式的成果之一,值得在实验室建设中进一步推广。

例 3:经典实验中通过历史故事和问题激发学生的探究兴趣,学生在探究过程中成长。

近代物理实验中有很多是获得诺贝尔物理学奖的经典实验,如 X 射线衍射系列、巨磁电阻效应、核磁共振等,这类实验蕴含丰富的物理思想和技术设计,但仪器的使用功能却有所限制,实验内容也相对固定。如何通过这类经典实验的学习激发学生探索的兴趣也是我们努力的方向。

例如 X 射线衍射实验是近物实验的经典实验之一。在 X 射线系列实验教学中,教师会在学生等待数据采集过程中与学生讨论历史上与 X 射线有关的诺贝尔物理学奖获得者以及他们的研

究贡献。特别是清华大学物理系第一任系主任吴有训先生用 X 射线衍射仪验证康普顿效应的历史故事,学生都非常感兴趣。在引起学生兴趣后,教师会提出一些问题:康普顿散射是非相干散射,是一种量子效应,无法直接用衍射的方法验证,吴先生当年用什么方法实现实验验证?你能否设计一种实验方法用现有仪器测量非相关散射的波长?类似的问题还有很多。这样的讨论和问题引导会有效激发学生的探究兴趣,很多学生会主动上网查阅原始文献,在前人基础上结合实验室的仪器提出自己的实验设想进行探究。例如基科班周曼桐同学用所查文献中使用的实验方法测量康普顿效应,发现结果误差很大。她注意到文献所用实验仪器与实验室所用的仪器在性能和测量精度上差别很大,盲目套用文献所用的测量方法并不合适。经过对实验原理和仪器结构的深入分析,发现 X 射线的单色性对实验测量结果有较大影响,于是改进实验方案重新实验,最终得到比较满意的实验结果。

又如工物系柳嘉阳同学在做完巨磁电阻效应及应用的实验后对磁隧道结磁电阻产生好奇,并希望自己做磁隧道结测量其磁电阻效应。实验设计方案得到教师通过后,他利用周末时间到实验室做实验,历经失败,不断分析总结,改进制备条件和技术参量,最后终于看到与理论一致的实验结果。

纵观学生设计实验的过程,几乎无一例外要经过失败的历练,但大多数学生都能正确面对失败,并且用不放弃、不言败的心态积极找寻失败的原因加以改进,最后获得较为满意的结果。

因篇幅所限,在此仅举数例说明“自由实验、乐学创新”的近物实验教学模式在人才培养中所发挥的积极作用。可能学生们认为的“最美的成果”算不了什么,但他们在一次次失败、一次次改进的过程中所收获的坚持、思考、耐心和信心,都在潜移默化中深入人心,在润物无声中养成严谨科学的思维方式和坚忍不拔、不轻言放弃的美好品格。另外,我们每学期都注意收集教师、工程师和学生的反馈意见,并不断地将新的思想、措施融入教学改革体系中,使其成为接收反馈意见、不断革新自身、再次投入教学实践、再次吸收反馈并革新的与时俱进的“生命体”,以在人才培养中发挥更大的作用。

3 结束语

数年的教学实践表明以“自由实验、乐学创新”为基调的近物教学模式能够充分利用实验室的所有资源,有效解决不同学生群体的实验需求,破除学生在实验教学中被动实验、不敢探索的心理问题,激发学生对实验和物理学习的兴趣,增强学生的自信心,培养学生的创新意识,形成“兴趣激励、自主探索、独立思考、勇于创新”的良好实验氛围。学生在这门课的学习中付出很多,也收获很多。很多学生反映通过近物实验的学习学到的不仅是知识和能力,更有品质和精神上的收获,而后者将会让他们受益颇多。这也是我们所希望达到的教学效果。学生的诸多正面反映使我们坚定了推广这种教学模式的信心,学生喜欢挑战,喜欢创新,我们所做的就是给学生提供挑战和创新的舞台,让他们的潜能和才智得以充分发掘和展现。另外,在这种教学模式中,每个学生有不同的想法,教师会随时面临新问题的挑战,教师也不再是指导者,而是和学生一起探索,一起成长。在这个过程中,受益的不仅是学生,教师也在不断学习和丰富自己。同时,将学生的自主实验与实验室建设相结合,实现人才培养和实验室建设的双赢,显示其蓬勃的生命力。

参考文献:

- [1] 王合英,孙文博,陈宜宝,等. 光量子纠缠态的制备和测量实验[J]. 物理实验,2009,29(3):1-5.
- [2] 孙文博,王合英,陈宜保,等. 用光子纠缠源验证 Bell 不等式[J]. 物理实验,2010,30(12):1-4.
- [3] 孙文博,王子逸,王合英,等. 分析自发参量下转换光场结构辅助搭建双光子纠缠源[J]. 物理实验,2014,34(4):5-10.
- [4] 孙文博,王合英,陈宜保,等. 量子纠缠实验中 SPDC 光谱分布的计算分析与实验研究[J]. 物理实验,2014,34(11):1-5.
- [5] 孙文博,王合英,陈宜保,等. I 类量子纠缠实验教学系统[J]. 物理实验,2016,36(6):1-5.
- [6] 宋彭,王合英,陈宜保. 高温超导线 I_c-B 特性的测量[J]. 物理实验,2013,33(2):6-9.
- [7] 王合英,陈国旭,葛楠,等. 低温等离子体物理实验教学实践[J]. 物理实验,2013,33(3):35-38.

(下转第 42 页)

设备的维护和维修,还要回答助教和学生对于实验仪器的问题,及时“清理”邮件。他的办公室就是小型的车间,有各种小型车床和工具,各种配件和工具分门别类有序摆放。这么一支人数不多的队伍是完成物理实验教学的有力保障。

致谢:感谢斯坦福大学 Gregory S. Romine 教授和伯克利大学王胜同学的帮助和指导。

参考文献:

- [1] 姚凯伦,刘祖黎. 美国大学的物理实验教学及其管理[J]. 物理实验,1986,6(3):137-139.
- [2] 段家祗,曹惠贤,王煜,等. 美国高校物理实验教学和管理情况考察报告[J]. 大学物理,2004,23(3):42-45.
- [3] 俞熹,乐永康,冀敏,等. 美国大学物理教学和管理考察报告[J]. 物理实验,2013,33(4):14-20.
- [4] 李静,王祖源. 中美大学物理实验教学的比较与分析[J]. 中国大学教学,2008(2):95-97.
- [5] 沈元华. 美国大学物理实验教学考察报告[J]. 实验室研究与探索,2001,20(1):89-92.
- [6] Horowitz P, Hill W. The art of electronics [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1989.

Introduction of the physics experiment teaching of Stanford University and UC Berkeley

ZHU Wei

(School of Physical Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

Abstract: The situation of physics experiment teaching at Stanford University and UC Berkeley was introduced based on the several months' visiting and studying there. The physics experiment lessons' curriculum, features and management of the lab were introduced. The gains from this visiting were also reported.

Key words: physics experiment; teaching model; curriculum provision; lab management

[责任编辑:任德香]

(上接第 37 页)

Modern physics experiment teaching with free alternative, pleasure learning and inspired innovation

WANG He-ying, SUN Wen-bo, CHEN Yi-bao, ZHANG Liu-wan

(Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: This paper described the organization and implementation of modern physics experiment teaching in Tsinghua University with several examples. The teaching process emphasized free alternative, pleasure learning and inspired innovation. The positive role of modern physics experiment teaching on students' quality training, ability improvement and character development was also discussed.

Key words: modern physics experiment; quality training; ability improvement; innovation

[责任编辑:任德香]

分析 II 类自发参量下转换光场光子通量分布辅助纠缠源调节

王子逸¹, 王合英², 孙文博²

(1. 中国人民大学附属中学, 北京 100080; 2. 清华大学物理系, 北京 100084)

摘 要: 分析并测量了 405 nm 泵浦光产生的 II 类 SPDC 纠缠点附近小范围内光子通量的空间分布, 辅助 II 类 SPDC 纠缠源调节, 从而有助于减少教学实验所需时间, 增强学生对纠缠点空间定位理论的理解, 有助于学生更好地开展实验学习. 并为对光场进行详细分析以建立程序自动调节纠缠源提供了基础和可能.

关键词: 量子纠缠; 自发参量下转换光场; 光子通量; 纠缠源

中图分类号: O431

文献标识码: A

文章编号: 1005-4642(2017)03-0052-04

量子纠缠是一种特殊的量子态, 它在量子力学中具有极其重要的地位. 量子纠缠的概念最早由薛定谔和著名的 EPR 样缪提出^[1-3]. 量子纠缠的特殊性质使其在量子计算、保密通讯、量子态隐形传送方面具有显著的应用价值^[4-6].

自发参量下转换光场 (spontaneous parametric down-conversion, SPDC) 是单色强泵浦光子流作用于非线性介质时, 与量子真空噪声综合作用产生的非经典光场. SPDC 光场可用于产生高质量的纠缠光子对, 被广泛应用于量子纠缠的研究和应用中. 清华大学近代物理实验室从 2009 年起开始开展基于 II 类 SPDC 的量子纠缠教学实验. 教学实验中普遍反映收获颇多, 但也存在以下问题: 对纠缠光子产生机制及纠缠点定位方法缺少深刻的理解, 学生对光场分布的理解不够准确, 导致实验调节耗时较长^[7-8]. 针对以上问题, 对 II 类 SPDC 光场近纠缠点区域小范围内光子通量空间分布进行了理论分析, 并利用基于单光子计数器的光子收集系统进行实验测量, 辅助搭建双光子偏振纠缠源.

1 理论分析与数值模拟

SPDC 过程中 1 个泵浦光子转化为 1 个信号光子与 1 个空闲光子, 在一定条件下频率简并的信号光子与空闲光子对具有量子纠缠特性. 基于不同的偏振模式 SPDC 可分为 I 类和 II

类. I 类 SPDC 产生 1 个偏振相同的光锥, II 类 SPDC 产生 2 个偏振相互垂直的光锥. II 类 SPDC 2 个光锥交点处的光子具有偏振纠缠的特性. II 类 SPDC 的空间结构及偏振特性如图 1 所示.

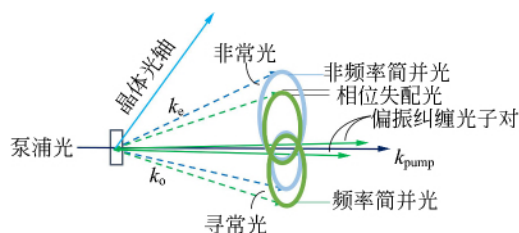


图 1 II 类 SPDC 光场示意图

SPDC 是强泵浦光在非线性介质中与量子真空噪声导致的自发辐射进行参量震荡所产生的. 在这个过程中, 泵浦光的能量被耦合进信号光与空闲光中. 信号光与空闲光首先要满足能量守恒, 为使产生的信号光与空闲光光强达到最大, 也要满足相位匹配, 即动量守恒:

$$\omega_s + \omega_i = \omega_p, \quad (1)$$

$$k_s + k_i = k_p, \quad (2)$$

其中 ω_s, ω_i 及 ω_p 分别为信号光 (signal)、空闲光 (idler) 以及泵浦光 (pump) 的频率, k_s, k_i 及 k_p 分别表示信号光、空闲光和泵浦光的波矢.

II 类 SPDC 可以产生非频率简并的信号光与空闲光, 空间分布可通过 (1)~(2) 式计算. 在相位失配情况下, 即信号光与空闲光波矢不符合相

“第 9 届全国高等学校物理实验教学研讨会”论文

收稿日期: 2016-05-30

基金项目: 国家基础科学人才培养基金支撑条件建设项目 (No. J1210018); 清华大学实验室创新基金项目 (No. 110007019)

作者简介: 王子逸 (1999-), 男, 北京人, 中国人民大学附属中学学生.

指导教师: 孙文博 (1980-), 男, 辽宁锦州人, 清华大学物理系工程师, 学士, 从事近代物理实验教学.



位匹配时,信号光与空闲光仍能以较弱的光强产生. 所产生的光强大小与相位失配量 Δk 相关.

因为 Δk 是三维矢量,为简化计算,将相位失配量 Δk 分解为相对于泵浦光的纵向分量 Δk_z 和垂直分量 K ,定义:

$$\begin{aligned} \Delta k_z &= k_{pz} - k_{sz} - k_{iz}, \\ K &= K_s + K_i, \end{aligned} \quad (3)$$

其几何关系如图 2 所示.

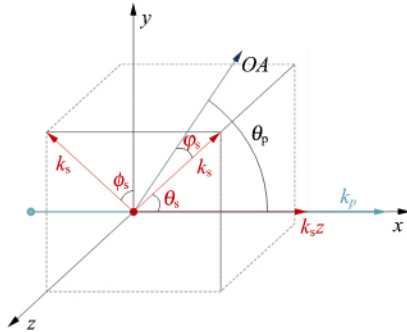


图 2 II 类 SPDC 几何关系示意图

根据 K. Koch 等人的计算结果,SPDC 光场所产生的单位频率及单位出射角所对应光子通量为^[9-10]

$$N_s(\omega_s, K_s) = \frac{\hbar d_{\text{eff}}^2 \omega_s \omega_i \omega_p L^2 N_p}{2\pi^4 c^3 \epsilon_0 n_s n_i n_p} d\omega_s d^2 K_s \int d^2 \delta \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\delta^2\right) \text{sinc}^2\left(\frac{1}{2}L\Delta k_z\right), \quad (4)$$

其中 n_p, n_s 和 n_i 是泵浦光,信号光与空闲光的折射率, d_{eff} 是 BBO 晶体的有效二阶非线性系数, L 是作用长度, $\delta = K\omega$ 是信号光与空闲光的无量纲横向动量, ω 泵浦光半径除以 e^2 .

对于任意的信号光与空闲光光子对,其所处平面与光轴所在竖直平面夹角 ϕ_s 在 $0^\circ \sim 360^\circ$ 间均匀分布. 而在双光子偏振纠缠源调节过程与光子测量过程中,单光子计数器接收恒定空间角内的光子. 因此当接收器处于光场不同位置时,其接收的光子对应的 ϕ_s 范围也不同. 如图 3 所示,图中圆环为在相位匹配情况下 805~810 nm 信号光光子的出射角分布,图中三角区域为一确定的 ϕ_s 所对应的区域. 由于接收器对应的空间角不变,随着接收器逐渐远离泵浦光,其接收范围如图 3 中长方形区域所示,从中容易看出随接收器与泵浦光距离增大,接收器接收的光子所对应的 ϕ_s 范围变小. 由于光场并非标准圆,此变化关系无法直接计算得到,需要通过理论模拟得出.

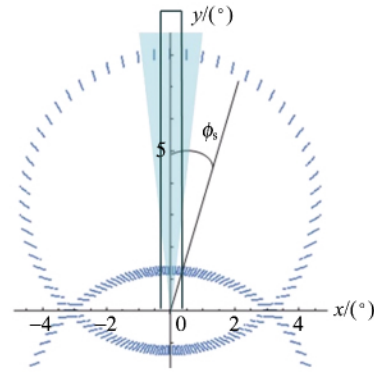


图 3 修正因子示意图

基于前文所述,在模拟单光子计数器测量到的光子通量空间分布时需要添加基于光场空间结构的修正因子,用来表示在光场不同位置时单光子计数器接收到的光子对应的 ϕ_s 大小相对值. 修正因子与出射角相关,但基于前文出射角空间分布的计算理论,在相位匹配条件下光子波长与出射角呈一一对应关系,故可以将修正因子转化为与波长相关的因子. 添加修正因子后,(4)式可以写为

$$N_s(\lambda_s, \theta_s, \phi_s) = \frac{\hbar d_{\text{eff}}^2 \omega_p \omega_i \omega_p L^2 N_p}{8\pi^4 c^3 \epsilon_0 n_s n_i n_p} \sqrt{2\pi} d\omega_s K_s dK_s d\phi_s \int d\delta_i \cdot \exp\left[\frac{1}{2}(\delta_s - \delta_i)^2\right] \text{sinc}^2\left(\frac{1}{2}L\Delta k_z\right) \xi(\lambda_s). \quad (5)$$

基于(1)~(2)式,可解得确定波长的信号光出射角,由计算可得在相位匹配条件下,对于确定的 ϕ_s 信号光波长与其出射角具有一一对应关系. 且基于(5)式可以计算得在出射角 θ_s 处不同波长的信号光因相位失配产生的光子通量.

故在理论模拟过程中以信号光波长为基础进行遍历,首先计算得到此信号光的出射角,之后将相位匹配光与相位失配光产生的光子通量进行累加,得到此出射角对应的光子通量,遍历完成后得到光子通量的角分布.

模拟得到的信号光与空闲光光锥交点处信号光光子通量空间分布如图 4 所示. 其中纠缠光子的出射角约为 3.0° ,而从中可以看出该出射方向上光子通量并不是最大值.

在实际情况中,纠缠光子出射方向为信号光与空闲光光锥的交点,在此处的光子通量为信号光与空闲光通量的叠加. 基于信号光与空闲光空间结构上的对称性,将两者光子通量分别计算并

叠加后得到 II 类 SPDC 光场信号光与空闲光光锥交点处的光子通量空间分布(图 5).

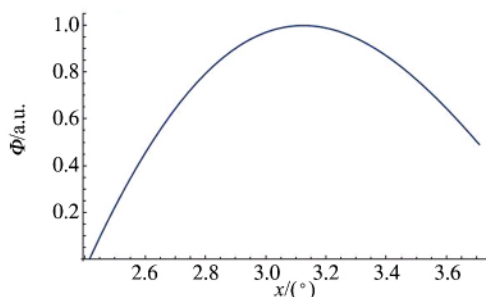


图 4 近纠缠点区域信号光通量空间分布

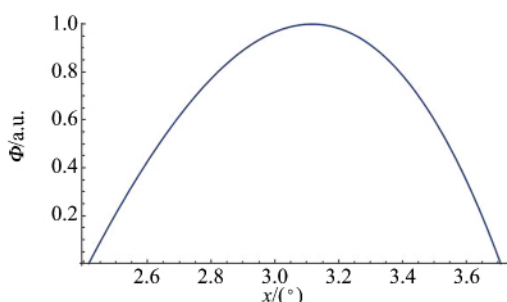


图 5 近纠缠点区域光子通量空间分布

2 实 验

本实验中测量 II 类 SPDC 光场中信号光与空闲光光锥相交区域内光子通量沿水平方向的空间分布. 实验光路如图 6 所示, 通过 2 个反射镜以调节泵浦光的高度与俯仰, 并通过透镜使其聚焦在 BBO 晶体上. 用尾光接收桶接收透过 BBO 晶体的泵浦光, 防止其干扰测量结果. 光纤准直器固定在可调俯仰角和水平角的移动台上, 移动台可以进行竖直方向与水平方向的移动. 光纤一端连接在光纤准直器上, 另一端连接到单光子计数器, 使光纤准直器作为单光子计数器的接收器. 单光子计数器产生的信号进入电子学系统进行处理, 再进入计算机系统产生读数.

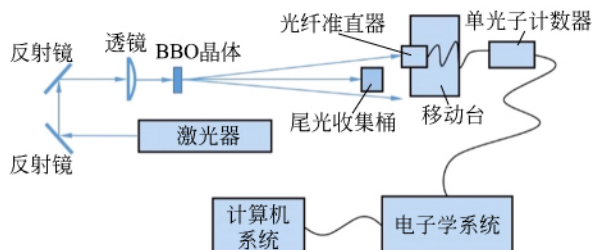


图 6 光子通量空间分布测量实验光路图

实验装置如图 7 所示, BBO 晶体晶轴方向在竖直平面内, 使信号光与空闲光相交区域处于水平平面内. 首先通过反打光系统将光纤准直器对准纠缠光子的出射方向, 并将这个位置作为测量的基准点(在信号光与空闲光相交区域内, 频率简并光子即为纠缠光子). 之后沿与出射光垂直的方向以恒定步长进行水平移动, 在每个节点调节水平角使得单光子计数器示数最大, 并记录最大示数, 以此对信号光与空闲光光锥交点处的光子通量进行水平方向的扫描测量. 为了排除背景光的影响, 在每个节点处旋转 BBO 晶体 90° , 并记录旋转晶体前后的示数. 基于理论计算, BBO 晶体旋转 90° 后单光子计数器所对应方向无显著 SPDC 光场光子通量, 所以旋转晶体前后的示数差即为去除背景光后的 SPDC 光场光子通量.

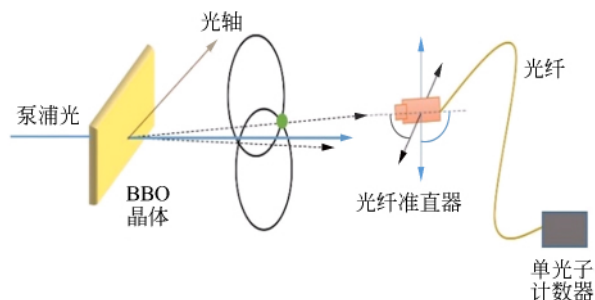


图 7 光子通量空间分布测量实验示意图

实验仪器参量:

- 1) 半导体激光器发射激光波长 405 nm, 线宽 0.7 nm, 功率 18 mW.
- 2) 可见光反射镜反射效率 90%.
- 3) 聚焦透镜焦距 500 mm.
- 4) 主 BBO 晶体尺寸 7 mm × 7 mm × 2 mm, 切割角度 $\theta_p = 42.6^\circ$, 光轴在 xy 平面内与 x 轴的夹角 $\phi = 30^\circ$, 表面增透膜 810 nm/405 nm.
- 6) 单光子探测器(相对)探测效率 92%.
- 7) 移动台精度 0.01 mm, 行程 25 mm.

3 结果与讨论

II 类 SPDC 光场信号光与空闲光交点处光子通量空间分布的实验测量结果与理论模拟结果如图 8 所示.

在实验测量中, 接收器所在竖直平面距 BBO 晶体 400 mm, 所以通过接收器的水平位置来表示光子通量的空间分布. 由于实验中泵浦光准确

光强和各元件的反射率等参量的准确值不明,无法准确模拟出光场的光子通量值,故在此讨论光子通量相对值的空间分布。

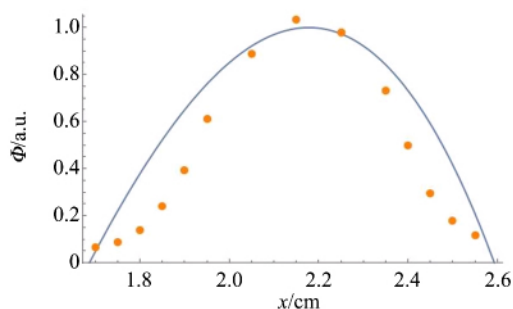


图8 信号光与空闲光交点处光子通量空间分布

由图8可以看出,实验数据与理论数据有一定偏差。偏差产生的原因是在调节接收器至基准点时竖直方向位置与俯仰角有一定误差,使得接收器与纠缠光子出射方向距离增大时所测得的光子通量相对于理论结果衰减更快。

图8中2.1 cm处对应纠缠光子出射方向,可以看出在实验中光子通量最大的出射方向与纠缠光子的出射方向有一定偏差。此偏差是相位失配光以及相位匹配条件下非频率简并的出射光导致的。但在纠缠源的调节过程中,单光子计数器接收不可忽略的空间角内光子,而纠缠光子出射方向和光子通量最大的出射间的偏差相对较小,所以在调节过程中当单光子计数器示数达到最大时,可认为其已对准纠缠光子的出射方向。基于这个思路可以有效地辅助学生进行纠缠源的调节,将对纠缠点的定位依据由2个单光子计数器的符合计数转化为了1个单光子计数器单路的计数,简化了对纠缠的定位。

基于以上对于光子通量空间分布的分析,快速地搭建了基于II类SPDC光场的双光子偏振纠缠源,并使用CSHS不等式进行验证,实验结果 $S=2.3$,以50个标准差破坏不等式,验证了此纠缠源产生光子对的纠缠特性。

4 结论

通过计算机模拟得到了纠缠点附近II类SPDC光场光子通量空间分布,并使用单光子计数器进行了实验上的验证,促进了学生对SPDC光场空间结构与空间分布的认识,加深了学生对量

子纠缠实验现象的理解。在实验中可应用此结果,从而仅依据单光子计数器单路示数辅助定位光场中的纠缠点位置,辅助双光子偏振纠缠源的搭建,进而降低此类传统纠缠源教学实验的操作难度,提高学生调节纠缠源的效率,减少实验所需要的时间。

参考文献:

- [1] Einstein A, Podolsky B, Rosen N. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? [J]. *Physical Review*, 1935, 48(10):696-702.
- [2] Schrödinger E. Die gegenwärtige situation in der quantenmechanik [J]. *The Science of Nature*, 1935, 23(50):823-828.
- [3] Schrödinger E. Discussion of probability relations between separated systems [J]. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 1935, 31(4):555-563.
- [4] Feynman R P. Simulating physics with computers [J]. *International Journal of Theoretical Physics*, 1982, 21(6/7):467-488.
- [5] Shor P W. Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer [J]. *Siam Review*, 1997, 26(5):1484-1509.
- [6] Ekert A K. Quantum cryptography based on Bell's theorem [J]. *Physical Review Letters*, 1991, 67(6):661-663.
- [7] 王合英,孙文博,陈宜保,等. 光子纠缠态的制备和测量实验[J]. *物理实验*, 2009, 29(3):1-5.
- [8] 孙文博,王子逸,王合英,等. 分析自发分量下转换光场结构辅助搭建双光子纠缠源[J]. *物理实验*, 2014, 34(4):5-10.
- [9] Koch K, Cheung E C, Moore G T, et al. Hot spots in parametric fluorescence with a pump beam of finite cross section [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1995, 31(5):769-781.
- [10] Hsu F K, Lai C W. Absolute instrument spectral response measurements using angle-resolved parametric fluorescence [J]. *Optics Express*, 2013, 21(15):18538-18552.
- [11] 孙文博,王合英,陈宜保,等. I类量子纠缠实验教学系统[J]. *物理实验*, 2016, 36(6):1-5.

(下转第59页)

增大,夹角为 0° 时产生电量达到最小值,夹角为 90° 时产生电量达到最大值.对静电感应起电机两电刷杆垂直时,起电量最大进行理论解析,并且利用传感器实验进行实证分析.基于传感器拓展实验不仅使物理知识呈现的维度得到了增加,化抽象、概括为形象、具体,而且促进了物理思维的

可视化,使师生可以直观、形象地理解静电感应起电机的相关原理.

参考文献:

- [1] 梁灿彬,秦光戎,梁竹建.电磁学[M].第2版.北京:高等教育出版社,2006:68-70.

Research on the experimental development of electrostatic induction generator based on weak current sensor

MU Xiao-yan, YANG Xiao-mei

(School of Physics and Electronic-Electrical Engineering, Ningxia University, Yinchuan 750021, China)

Abstract: Based on the working principle of electro static induction generator, the reason why the two electric brushes produced maximum electric quantity when they were mutually perpendicular was analyzed. And a reasonable explanation was given. Using weak current sensor, the electric quantity generated by the electro static induction generator was researched qualitatively and quantitatively.

Key words: electro static induction; generator; weak current sensor; electric quantity

[责任编辑:尹冬梅]

(上接第55页)

Analyzing photon flux distribution of type-II SPDC for adjustment of entangled twin-photon source

WANG Zi-yi¹, WANG He-ying², SUN Wen-bo²

(1. High School Affiliated to Renmin University of China, Beijing 100080, China;

2. Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: The photon flux distribution near the entangled photons in type-II SPDC was investigated to help the adjustment of entangled twin-photon source. The result of this article further decreases the time needed for this teaching experiment and enhances students' understanding for locating entangled photons. And the result provides basis for the precise mapping of type-II SPDC and automatically adjusting program for entangled twin-photon source.

Key words: quantum entanglement; spontaneous parametric down conversion; photon flux; entangled twin-photon source

[责任编辑:郭伟]



实验物理教学中的留白艺术

王合英, 孙文博, 陈宜保, 张留碗

(清华大学 物理系, 北京 100084)

摘要: 阐述了实验物理教学中留白的目的、实验教材留白、实验课堂留白的策略和作用. 通过适当的留白艺术, 激发学生做物理实验的兴趣和自主探究的热情, 培养学生的独立精神和创新思维, 提升学生的综合素养和实验能力, 让物理实验课生动有趣、精彩纷呈.

关键词: 实验物理教学; 留白艺术; 人才培养

中图分类号: G642.423

文献标识码: B

文章编号: 1005-4642(2017)05-0021-06

“留白”作为一种艺术表现手法, 是在艺术创作中为了更充分地表现主题而有意识地留出空白. “留白”在美术、音乐、文学、园林和建筑等各种艺术领域中均焕发出独特光彩^[1-3]. “无画之处皆成妙境”、“此时无声胜有声”、“不著一字, 尽得风流”等都表达了留白艺术的魅力. 虚实相生, 疏密有致, 以有限传达出无限, 以一种局部传递大千神韵, 以空白处激发观赏者的思维活力和想象力, 让人浮想, 令人回味, 从而营造出独特的情意空间和审美意境, 堪称是艺术中的至高境界.

实验物理教学是一门科学, 也是一门育人的艺术. 把留白艺术恰当应用于实验物理教学, 同样可以提升教学品质. 实验物理作为培养学生创新能力和综合素质的实践课程, 对学生素质培养、能力提高和品格塑造起着理论课无可替代的重要作用. 为了充分发挥实验物理教学在创新人才培养中的作用, 从事实验教学的教师们从教学体系、教学内容、教学方法、组织和管理等各方面不断进行探索和改革, 取得了一定的成效^[4-9]. 本文结合清华大学近代物理实验教学说明实验物理教学中留白的目的、策略和作用. 在实验物理教学中适当运用“留白”艺术, 根据不同的实验教学内容和学生具体情况, 适时适度地留给学生独立思考、自主探索和创新的时间和空间, 以激发学生的求知欲, 充分激发出学生的潜能, 让学生的主体意识和创新意识得以萌芽生长和充分发挥, 从而提高实验物理教学的质量.

1 实验物理教学中“留白”的目的

前苏联教育家苏霍姆林斯基曾说^[10]: “教师必须懂得什么该讲, 什么留着不讲完. 不讲完的东西, 就好比是学生思维的‘引爆管’, 马上就会在学生的思维中出现问题.” “留着不讲完的东西”即是留白, 通过留白引爆学生的发散思维. 可见教学的留白艺术早就为教育家所提倡, 是教育教学的一种良方. 老子曰^[11]: “埏埴以为器, 当其无, 有器之用. 凿户牖以为室, 当其无, 有室之用. 故有之以为利, 无之以为用.” 这段话精辟地阐述了留白的本源和目的. 器皿中间是空的, 我们才可以用它的“空间”盛放东西. 房屋墙壁之间是空的, 我们才可将其作为房屋之用. 故“有之以为利, 无之以为用”. 可见留白不是形式, 而是延伸和升华. “无画之处皆成妙境”表明中国画的“留白”是一种深邃的意境, 一种“藏境”的手法. 同样, 实验物理教学中的留白也是一种“藏境”, 书中和课内的世界很精彩, 但毕竟有限, 书外课外的世界更令人神往, 且广博无垠. 在实验物理教学中留白的目的就是要打开从课内通向课外、从已知世界通向一望无际的未知知识原野的一扇门, 为学生提供自主学习、满足求知欲和好奇心的自由探索空间, 于留白处发展心智、彰显个性. 教师在教学的各个环节通过不同形式的留白, 旨在引起学生对实验的期待和兴趣, 引导学生对实验细节、实验现象的关注和思考, 对实验结果的深入分析

收稿日期: 2017-03-07

项目资助: 国家基础科学人才培养基金项目(No. J1210018); 教育部基础学科拔尖学生培养试验计划项目(No. 20160204); DIY 近代物理实验教学模式对学生创新能力培养的实践与研究(No. ZY01_Q2)资助项目

作者简介: 王合英(1965—), 女, 山东单县人, 清华大学物理系副教授, 博士, 从事近代物理实验教学.



与探究,以实现物理实验课赋予方法、启迪思维、提高能力、塑造品格的教学目的。那么,如何留白才能达到上述目的?

2 实验教材的留白艺术

人们一般对未知世界感到好奇和向往,因为好奇,就产生去追求的动力,有追求和付出,就会有所收获。学生上实验课之前最先接触到的实验教材内容将直接影响学生对后续实验课的心理期待程度。如果学生在阅读完实验教材后,对实验原理、实验过程和结果都一目了然,没有什么悬念和问题,一定不会引起他们对实验课的兴趣,做实验的效果会大打折扣。因此,教师在编写实验教材时,应根据不同的实验内容,清楚留白的目的和意义,采用不同形式的“留白”,“虚实结合”,达到“言有尽而意无穷”的目的,以激发学生的实验兴趣和探索热情,对将要做的实验有一份期待,无疑为提高实验课的质量奠定了基础。

实验教材的留白策略可以用古代教育家孔子的一句话概括:“叩其两端而竭焉”(出自《论语·子罕》)。“叩其两端”指两端写实,中间则适当留白。两端中的一端是实验的核心原理,所用的仪器结构、功能和使用注意事项,这些是实验的基础,是学生思维萌芽和生长的土地;另一端是该实验的教学目的,是学生通过做实验要实现的目标。这“两端”的内容都是教材中要写“实”的部分。中间部分指具体的实验方法、实验过程、实验中的问题、实验结果等则是留给学生独立思考、自主学习、自我提高、自我成长的留白空间,相应于“虚”的部分。这样,学生阅读实验教材后,既清楚相关的物理原理、实验仪器和实验目标,同时通过“叩其两端”思考实现目标的实验方法及可能的结果,激发学生通过实验去“补白”的欲望,为学生留下自由发挥的挑战空间。

在上述大的留白原则下,实验教材中的留白方式应根据不同的实验内容和特点灵活变化,以达到不同的教学目的。常用的教材留白方式可归纳为如下几类:如点到为止的拓展性留白、有计划的探究性留白、画龙点睛的指导性留白、引发思考的省略性留白等,在此通过具体事例加以说明。

1) 点到为止的拓展性留白

点到为止的拓展性留白指虽然不是本实验的重点内容,但与本实验的内容有较为密切的关系,

如本实验领域的科技前沿或应用等。这类内容不适合在实验教材中长篇大论地叙述,但对了解该领域的前沿进展和科技发展十分必要。这类留白多放在教材的引言部分,可以拓展学生的视野,为学生进行课外自主学习和实验探究指明参考方向,同时启迪学生的创新精神,为学生做课外深入探究和创新思维的萌芽留下生长空间。

以四极质谱实验教材为例。四极质谱实验所用教学仪器和科研仪器的分辨率和灵敏度有一定的差别,另外质谱仪中四极杆所加电场的形式不同,其作用和应用领域也不同。这些内容和四极质谱的实验原理密切相关,但不是本实验的重点内容,在写实验教材时就可以用“点到为止的拓展性留白”为学生留下开阔思路、增长知识的生长点:“随着技术的发展,四极质谱技术也不断发展,现在双曲面形四极杆的应用更加广泛。在气相色谱和液相色谱仪中,利用四极杆串联技术可以获得高分辨的定量测量。如果在四极杆上只加射频场,可以作为离子阱。有兴趣的同学可以自己查阅相关文献学习。”^[12]这段话既“点”出了四极质谱仪的技术发展和不同应用,也为有兴趣的同学进行课外自主学习和拓展阅读“点”出具体的方向:如何通过串联技术提高分辨率?四极电场形式不同导致作用不同的物理本质是什么?除了离子阱还有其他应用吗?更重要的是启迪学生的创新思维:用电路的串联技术就可以实现技术的革新,而改变电场的形式就能约束离子的运动。让学生了解创新并不是高不可攀,只要保持一种灵活变通的思维方式,将学到的知识融会贯通,就可能产生创新的灵感。很多学生在做实验时主动和教师探讨自己对于上述问题的理解,也有学生和教师分享自己查阅的文献,讨论该领域的技术发展和实际应用,并提出自己的见解。由此可见这种点到为止的留白能够引起学生的关注和兴趣,并通过自主学习去主动补白,让学习从课内延伸到课外,拓宽视野,提升素质,达到了留白的目的。

2) 有计划的探究性留白

有计划的探究性留白一般针对本实验的核心原理设置,旨在引起学生对核心原理及应用的深入思考和探究。这种留白的“计划性”和“探究性”表现在它与实验内容相结合,让学生产生通过实验去“补白”的欲望,在“补白”过程中深化对实验原理的理解,对实验细节的关注,对实验现象的深

入思考,对拓展问题的主动探究,不仅使实验课生气盎然,而且达到人才培养的目的。

仍以四极质谱实验教材为例。四极质谱实验的核心内容是双曲电场按质荷比分离离子的物理原理、仪器分辨率和灵敏度的测量和识谱技术。这些内容是“实”写的部分,如果教材中分块阐述这些内容,学生读完可能只是零散的知识片段,不能形成完整的知识系统。为了引起学生对上述知识片段相互关系的思考,从而对实验原理有全面的理解和系统的认识,对实验结果有所期待,我们在实验原理部分采用了“有计划的探究性留白”：“一般情况下,质谱仪对分辨率和对灵敏度的要求往往是相互矛盾的,这可以从四极质谱仪的工作原理予以解释,也可以通过实验加以验证。^[12]”首先指出分辨率和灵敏度矛盾的关系,但为什么矛盾和怎么矛盾则是“计划留白”,一是引起学生预习时对两者相互关系的关注和对实验原理的深入理解:怎样从原理上分析两者矛盾的关系?二是引起学生对实验的期待:如何通过实验验证两者矛盾的关系?通过这样的计划留白,给学生留下独立思考和运用物理原理分析问题的空间,也为后面实验内容的“补白”埋下伏笔。

正因为分辨率和灵敏度的关系问题是该实验核心原理的体现,我们在编写教材时同时注意到实验原理的“计划留白”与实验内容探究的“补白”相结合。在实验中有意安排相关的实验内容^[12]：“了解质谱仪的仪器设计,改变质谱仪的工作参量,测量其分辨率和灵敏度,分析两者随工作参量的变化规律和相互关系,并从原理上予以解释。”即便学生在预习时没有关注这个问题,在实验时也会以研究的态度关注实验现象和结果:仪器的工作参量对分辨率和灵敏度究竟有什么样的影响?两者是否表现出相互矛盾的关系?这种相互矛盾的关系如何从原理上予以解释?通过这种计划留白和实验补白相结合,学生不仅能真正理解物理原理的内涵,而且能活学活用,用物理理论解决问题,提高学生分析问题及灵活运用知识的能力,提升学生的综合素养和实验能力。

该计划留白还可以进一步拓展。对那些求知欲强且对实验表现出浓厚兴趣的学生,在他们完成有关实验内容后,教师在和学生的交流讨论中进一步提出比较开放的应用型问题将此留白进一步发挥。例如:“如果让你设计出具有高分辨率的

四极质谱仪,根据你对实验原理的理解和实验结果的分析,应从哪几个方面考虑?”“如果空间有限,又要达到较高的分辨率,仪器设计的关键是什么?”这就要求学生的思维不能仅局限于完成的实验内容,而是需要有一种全局观,对各种因素进行综合考虑。从仪器的使用者转变为设计者,这种角色转变带给他们完全不同的思维角度和心理体验。通过这种综合分析、深入理解、全盘考虑的“补白”实现学生素质的提升、思维的拓展和能力的提高。很多学生在总结中表示这种开放问题的讨论让他们脑洞大开,受益匪浅,不仅真正理解了实验原理,而且学会如何运用物理原理去分析问题,解决问题,有“山重水复疑无路,柳暗花明又一村”的美妙感觉。

3)其他形式的留白方式

教材中的留白方式因教学目的灵活改变。例如实验的注意事项可采用“画龙点睛的指导性留白”:只给出注意内容,不说明注意的本质原因。这种留白也可以与实验课的补白相结合,虚实相生,培养学生的质疑精神。

引发思考的省略留白或问题留白相对直观,通过提问直接引起学生的注意和思考。这种留白一般以思考题的形式出现,提醒学生物理原理和实验的重点内容。这类留白应注意问题的有效性,提出的问题既要给学生思考的方向,体现核心原理和实验的关键所在;又要给学生思考的空间,能从“留白”的问题情境中“无”中生“有”,体验思考的乐趣和心智的成长。

总之,实验教材中根据实验目的巧用不同形式的留白,以引起学生的思考和注意,激发学生的实验兴趣和探究欲望,唤起学生通过实验来填补“空白”的求知欲和解惑心,让学生以积极主动的态度拉开后续实验学习的序幕。同时留白体现了教材的开放性,它赋予学生更多研究、发展和创新的空间,有利于实验探索和师生对话互动,在实验补白的过程中活化和深化教材内容,使实验过程充满解惑和收获的喜悦。

3 实验课堂的留白与补白

目前大多数高校的物理实验以固定时间内完成固定实验内容的基础实验或验证性实验为主。很多实验只需按照教材或讲义中的实验步骤操作就能顺利完成,没有查阅资料、独立思考和自主发

挥的空间,影响了学生对实验课的兴趣,抑制了学生主观能动性和创造性的发挥.但如果教师在常规实验教学过程中适当运用“留白”的艺术,同样能够激发学生做实验的热情和活力,通过物理实验课达到赋予方法、启迪思维、提高能力、塑造品格的目的.

实验课与理论课最大的差别在于学生是课堂的主角,是实验的执行人.实验课的优势是教师可以和学生一对一地零距离交流和讨论,针对不同学生的具体情况和问题采用个性化的留白指导,实施以人为本、因材施教的教学策略,达到最佳的教学效果.实验课堂的留白方法不一,形式多样.教师应因人而异,灵活应用.常用的课堂留白方式有以下几种,现举例加以说明.

1) 于实验细节处留白,培养学生认真严谨的科学作风和发现问题的敏感性和洞察力.

对问题的敏感和洞察力是科研工作者重要的潜质,发现问题、提出问题是科研的基础,也是创新的前奏.于实验细节处留白,则能培养学生关注细节、认真严谨的实验素养和善于发现问题的能力.

例如,用 X 射线衍射仪做物相分析的实验中,仪器配套的铝样品架开孔尺寸略小于 X 射线的狭缝长度,导致少量的 X 射线照射到样品架上,测量样品的 X 射线衍射谱中均含有 1~2 个铝的衍射峰,但强度相对较弱.这原本是样品架设计的瑕疵,但把它作为实验细节的留白,观察不同学生对此问题的关注度和解决方法,针对不同学生采用不同的引导方法,以鼓励和培养学生关注细节和发现问题的能力.因为这 2 个较弱的“多余”衍射峰并不影响所测材料的物相分析结果,不太注意细节的学生很难发现衍射谱中“多余”的衍射峰,或者因为不影响实验结果而对它们视而不见,不深究其原因.比较细心的学生往往在测量一两个样品后就发现有不属于所测材料的未知衍射峰,更有观察力较强的学生能发现所测不同样品的衍射峰中均出现相同的未知衍射峰.对于前一类学生,教师可适时提醒他们对结果认真分析,仔细对比观察,引导他们发现细微的差别,从而关注实验细节.对于后一类学生,教师首先肯定他们的“火眼金睛”和关注细节的良好习惯,再鼓励他们自己分析判断“多余”衍射峰的来源.教学实践表明实验过程中这种意外的细节发

现常常令学生兴奋,激发了他们揭开谜底的欲望和好奇心.一旦学生实验探究的兴趣和好奇心被小小的细节留白激发出来,学生的思维也随之活跃起来,物理实验课就会变得丰富有趣、生动精彩.

2) 于实验方法处留白,给学生提供自主尝试和解决问题的机会,提高学生的实验能力和自信心.

仍以 X 射线衍射实验的样品架为例.既然实验结果中出现了“意外”,那么通过实验研究“意外结果”的原因就是于实验方法处留白的好时机.当学生沉浸在发现多余衍射峰或兴奋或茫然的情绪中时,如果教师直接告诉他们这些多余衍射峰的来源,就会错失让学生自己分析问题、解决问题的良机.相反,如果此时教师采用实验方法留白的教学方式,鼓励学生自己设法通过实验分析多余衍射峰的来源,就能培养学生分析问题解决问题的能力.当然,实验方法的留白也因人而异.有些学生实验能力强,喜欢自己去尝试解决问题,教师就轻松放手,给他们发现自我、发掘潜能、展示自己能力的机会.如果有的学生茫然无绪,教师就给予适当的启发性引导,鼓励他们大胆推测,积极思考,再想办法用实验验证.

对于那些面对问题不知所措的学生,不能采用完全放羊式的“完白”,需要教师给予一定的方法启发,也是实验物理教学中赋予方法、启迪思维的过程.教师可以通过一系列问题启发学生分析问题的思路和方法:先观察比较不同样品测量结果中多余衍射峰峰位有什么共同点?从峰位相同的共同点,你能做出什么推测?这种未知物质是样品成分还是样品外部因素引起?实验过程中有哪些外部因素可能引起衍射?一般情况下,当讨论到这些问题时,学生很容易把关注点集中到样品架上.怎样通过实验验证这些衍射峰来自样品架?原来如此!这时学生都会表现出豁然开朗的表情,兴致勃勃地着手实验验证猜想的过程.有些学生直接测量铝样品架的衍射谱,将其与前面的测量结果相比较,发现样品架的衍射峰与测量结果中多余谱峰一致,很快判定铝样品架是罪魁祸首.有的学生采用更换玻璃样品架的方法,发现用玻璃样品架测量的样品衍射谱中不含这些神秘衍射峰,也间接证明样品架的影响.无论用哪种方法,当学生看到实验结果能证明自己的分析

判断时,兴奋之情溢于言表,做实验的成就感和喜悦油然而生,也增加了他们后续实验主动探究的兴趣和信心。这时,教师乘着学生兴奋的东风,把握“赋予方法”的良机及时加以引导,告诉学生直接验证和间接证明相互补充,得到的实验结论更令人信服。让学生了解用不同的实验方法或实验技术从不同侧面验证同一个问题或结论是科研中常用的方法。学生通过亲身实践体会到的科研方法会留下深刻的印象,达到实验课启迪思维、赋予方法的教学目的。

其实很多的教学实验仪器都有这样那样的瑕疵或问题,教师要善于化劣势为优势,通过适当的细节留白或实验方法留白,给学生提供自主实验、解决问题的灵动课堂,启发思路,赋予方法,提高能力,增加学生的成就感和自信心。

3)于问难解疑时留白,为学生提供独立思考和挑战自己的空间,激发学生的潜能,培养学生分析问题、解决问题的能力。

对于学生实验过程中提出的问题,不予直接回答,而是采用适度“留白”的策略,根据具体情况采用不同的方法区别对待。有些问题只要他用心思考就能找到答案,那就留给他一段思考或查阅实验资料的时间,鼓励学生自己解决,以发展学生的独立思考能力。有些问题比较有深度或难度,如果能用实验解答,如前面的样品架问题,则鼓励学生通过自主设计实验寻找答案。如果难以直接用实验解决问题,教师应结合具体情况给予画龙点睛的引导,留白与启发并用,指出问题的关键,通过一系列问题引导学生积极思考,从现象到本质,逐步揭开问题的神秘面纱,发现问题的本质和关键,并悟出解决问题的办法。通过这种粗线条的留白讨论达到赋予方法、启迪思维、提高能力的实验教学目的。

4)于拓展实验中留白,为学生提供展示自我的舞台,充分发挥学生的主观能动性和个人特长,激发学生的创新思维。

学生在实验过程中会发现各种问题,由于实验课堂时间有限,很多问题可以作为拓展性留白,留给学生课外探究和拓展的空间,点燃学生进一步实验研究的热情之火,把实验室交给学生,通过自主设计实验或研究型实验培养学生的创新意识,提升学生的综合实验能力。近代物理实验教学模式采用基础实验和设计实验相结合的方式,

尽可能给学生提供自由实验、乐学创新、展示自我的舞台^[4]。许多设计型实验题目直接来自于学生在基础实验中发现问题。拓展实验不像课内实验有确定的实验结果,学生在拓展实验中要查阅资料、设计方法、测量结果、分析原因,实验过程中不确定因素较多,失败的可能性也比较大,因此拓展实验更有利于学生心智的成长、品格的塑造、能力的提高和创新思维萌芽的发展。毋庸置疑,这种拓展性留白是激发学生自主学习的动因,实现学生的个性发展和能力成长,起到课止而思不止、课止实验研究不止的作用。每至期末学生交流,学生们最津津乐道、体会最深、收获最大的就是这些设计、研究型的拓展实验。很多学生表示这样的实验是真正的实验,即使结果不完美甚至失败,也受益良多,影响深远。学生的认知能力和潜能常常超过我们的预期,只要给他们展示的空间和适当的引导,他们的表现就会带给我们很多意外的惊喜。

5)实验课的“留白”与“补白”相辅相成,彰显活力,提高质量。

无论实验教材中的留白,还是实验课的留白,如果没有学生自主学习或自主实验的补白,这些留白只能流于形式,没什么实际意义。实验教材中的铺垫留白引起学生的兴趣与关注重点,尤其是教材中有计划的拓展性留白,实验课上必要的补白会使教材留白彰显活力。实验课堂上留白与补白相互结合,相辅相成,运用得当,才会提升实验课的效果和质量。

笔者认为,实验物理课的留白可以无处不在,关键是教师要善于根据学生的个性差异采用不同的留白方式,激发学生的求知欲和好奇心,让每个学生自主自发地去补白,学生的收获和成长也会无处不在。例如每个实验的注意事项就可以作为实验教学留白与补白的内容。注意事项可划分为两类:安全区和雷区的注意事项。安全区指那些操作不当只影响实验结果的注意事项,完全可以让学生大胆“违规”,培养其质疑精神。雷区是那些一旦误操作就会伤及人员或损坏仪器的注意事项,应让学生“知其然知其所以然”,提前预警,防止触雷。

例如X射线衍射实验有一条关于制样的注意事项:“在放置测量样品时注意保证样品测量表面和样品架表面在同一平面内,否则会造成测量

误差。”^[13] 这一注意事项就可作为实验细节的留白让有兴趣的学生通过实验补白。有很多爱思考的学生常在实验课上质疑“为什么会造成测量误差？”或“会造成怎样的测量误差？”对于这些学生，鼓励他们“违规”操作，通过实验自己寻找答案和原因。学生对这种违规操作的实验往往兴致很高，不厌其烦地做多种实验：分别测量样品表面高于和低于样品架平面及两者保持一致的衍射谱，比较分析衍射谱峰的变化，再与标准谱对比，就能清楚地观察到“违规操作”的后果：衍射峰位发生了偏移，且 2 种不同的违规操作导致峰位偏移的方向截然不同！发现实验结果的不同只是“知其然”，教师仍然可以用点到为止的启发留白让学生“知其所以然”。“既然测量结果和实验操作有关，能否说明它们与仪器的结构设计和测量原理有关？”引导学生分析注意事项背后所隐藏的物理原理，学习用理论分析实验结果的方法。通过这种注意事项的细节留白与违规实验的补白，既可以培养学生敢于质疑的精神，又通过实验解疑的过程培养学生严谨求实的科学作风，提高学生分析问题的能力，同时也深化对实验原理和仪器设计思想的理解。当然对于那些雷区内的注意事项，不能让学生“以身试法”。笔者发现采用师生换位的方式，让学生给老师讲解注意事项的内容、原因及后果，也会收到很好的效果。学生一旦明白这些注意事项的本质原因及其后果，就会在实验过程中严守操作规程，警惕“雷区”，保证实验的顺利进行。

事实上，有些课堂留白是根据教学目的和要 求有意为之，有些则是教师根据实验情况、学生的特点和兴趣即兴发挥。教师应善于根据学生的个体差异和不同的实验内容选择合适的教学策略，灵活运用不同的教学方式，达到实验教学的目的。

4 结束语

把艺术留白的方法运用到实验物理教学的各个环节，不仅有助于教师智慧的授业解惑，更有利于学生的自主学习和能力提高。教师要善于留白，巧用留白，给学生独立思考的空间，自主探究

的天地，施展潜能的舞台，让学生体验实验探索的乐趣，获得能力的提高和心智的成长。教材留白，留出好奇与期待；课堂留白，留出灵动与精彩；课外拓展留白，留出收获与成长。教师应因时而异、因人而异，合理利用各种形式的留白，把握留白的时机和技巧，巧用留白，善用补白，在有限的实验课堂教学中达到最佳的教学效果。当然，留白应恰到好处，张弛有道，如果采用放羊式的“完白”或过多的留白也会影响实验教学的效果。

参考文献：

- [1] 马献利. 无墨之韵——浅论中国山水画的“留白”艺术[J]. 广西艺术学院学报, 2006, 20(4): 71-72.
- [2] 鲍英华, 鲍鲲鹏. 传统园林空间中的留白思想解析[J]. 风景园林艺术, 2012, 28(5): 73-76.
- [3] 刘启明, 董雅. “留白”思想在当代建筑创作中的隐 现[J]. 建筑与文化, 2014(5): 105-106.
- [4] 王合英, 孙文博, 陈宜保, 等. 自由实验、乐学创新的 近代物理实验教学[J]. 物理实验, 2017, 37(2): 33-37.
- [5] 曹显莹, 曲阳. 基于慕课模式的大学物理实验教学 改革与创新[J]. 物理实验, 2016, 36(5): 25-28.
- [6] 吴肖, 熊建文. 基于翻转课堂的大学物理实验教学 模式及支撑平台的研究[J]. 物理实验, 2015, 35(10): 11-14.
- [7] 於黄忠, 刘雪梅. 加强物理实验管理, 提高实验教学 效果[J]. 实验室研究与探索, 2013, 32(10): 135-137.
- [8] 孙维民, 赵丽军, 赵寰, 等. 开设研究性与创新性实 验, 提高学生创新能力[J]. 实验室研究与探索, 2012, 31(7): 124-126.
- [9] 吴宗汉, 钱锋, 周雨青. 改革大学物理实验教学, 创 建大学物理课程新体系[J]. 物理通报, 2006(8): 10-13.
- [10] 苏霍姆林斯基 B A. 给教师的建议[M]. 北京: 教 育科学出版社, 1984.
- [11] 老子. 道经[M]. 北京: 华夏出版社, 2002: 21.
- [12] 王合英, 陈宜保. 清华大学近代物理实验讲义[Z].
- [13] 王合英. 清华大学近代物理实验讲义[Z].

(下转第 31 页)

- thin films obtained by sulfurization of evaporated Cu_2SnS_3 and ZnS layers: Influence of the ternary precursor features [J]. *Applied Surface Science*, 2017, 400: 220-226.
- [5] Ge Fangfang, Chen Chunli, Shu Rui, et al. Hard and wear resistant VB_2 coatings deposited by pulsed DC magnetron sputtering [J]. *Vacuum*, 2017, 135: 66-72.
- [6] Okoshi M, Awaiharu Y, Yamashita T, et al. F_2 -laser-induced micro/nanostructuring and surface modification of iron thin film to realize hydrophobic and corrosion resistant [J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2014, 53(11): 112701-1-112701-5.
- [7] Senthilkumar R, Anandhababu G, Mahalingam T, et al. Photoelectrochemical study of MoO_3 assorted morphology films formed by thermal evaporation [J]. *Journal of Energy Chemistry*, 2016, 25(5): 798-804.
- [8] 唐贵德, 马长山, 杨连祥, 等. 近代物理实验 [M]. 石家庄: 河北科学技术出版社, 2003: 124-125.
- [9] 侯登录, 郭革新. 近代物理实验 [M]. 北京: 科学出版社, 2010: 209-210.
- [10] 徐仁军, 贺天民, 王魁香. 具有定向及自控功能的真空镀膜系统 [J]. *物理实验*, 2005, 25(9): 45-47.

Preparation of aluminum film by vacuum evaporation

ZHEN Cong-mian^{a,b}, LI Zhuang-zhi^{a,b}, HOU Deng-lu^{a,b}, GUO Ge-xin^{a,b}, LI Yu-xian^{a,b}
(a. College of Physics and Information Engineering; b. Hebei Advanced Thin Films Key Laboratory, Hebei Normal University, Shijiazhuang 050024, China)

Abstract: The preparation of aluminum film by vacuum evaporation was introduced in detail. The creation and detection of vacuum, the principle of evaporation and the important notes were presented. This work was a guidance for understanding and mastering vacuum system.

Key words: vacuum; evaporation film; mean free path

[责任编辑:尹冬梅]

(上接第26页)

Art of “white space” in experimental physics teaching

WANG He-ying, SUN Wen-bo, CHEN Yi-bao, ZHANG Liu-wan
(Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: This paper described the purpose, method, and effects of “white space” in the experimental physics teaching process. Appropriate white space for students to fill in the teaching process could stimulate students’ interests to do the experiments, activate their enthusiasm for independent inquiry, cultivate their independent spirit and innovative thinking, and improve their comprehensive quality.

Key words: experimental physics teaching; art of white space; talent training

[责任编辑:尹冬梅]

基于微控制器的拉曼光谱仪控制系统

鲍亦澄, 陈宜保, 孙文博, 王合英

(清华大学 物理系, 北京 100084)

摘 要:使用 STM32F303 微控制器为核心,重新设计了高精度长焦距双光栅光谱仪(SPEX1403)的控制系统.重新设计的控制系统具有测量拉曼光谱的全部功能,具有完善的可编程加减速功能,并使用 USB VCP 协议与计算机通讯.

关键词:拉曼光谱仪;控制系统;微控制器;USB 虚拟串口

中图分类号:TH744.1; TP332

文献标识码:A

文章编号:1005-4642(2016)11-0007-03

80 年代初进口的高精度长焦距双光栅光谱仪(型号 SPEX1403),原用于拉曼光谱教学实验,该光谱仪分辨率高(0.15 cm^{-1})^[1],专门为拉曼光谱测量设计.控制器在实验过程中经常发生故障,无法启动,即使启动成功,实验过程中也经常发生死机或者显示错乱.而且受当时技术所限,原来的控制系统在设计上比较笨重,且缺少内部存储器,若干重要参量无法保存,必须每次开机后设置,使用不够方便.但该光谱仪的光学和机械部件极为优良,是 1 台非常有价值的光谱仪器,也有其他研究人员对该型号光谱仪控制系统进行改

造的先例^[2-3].为了继续利用该光谱仪进行教学和科研实验,笔者采用 ARM 控制芯片,重新设计并制作了光谱仪控制器,使得这台具有高分辨率的长焦距光谱仪重新在近代物理实验教学中发挥作用.

1 拉曼光谱测量系统的结构

拉曼光谱测量系统的结构图如图 1 所示.控制核心使用 STM32F303 微控制器.该微控制器是基于 ARM Cortex-M4 核心的 32 位微控制器,不但具有强大的计算性能,还有丰富的外部设备.

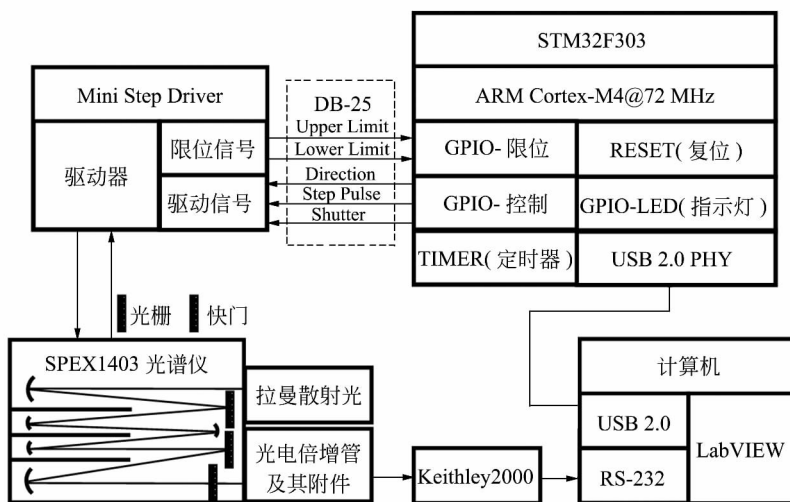


图 1 拉曼光谱测量系统的结构图

“第 9 届全国高等学校物理实验教学研讨会”论文

收稿日期:2016-05-31;修改日期:2016-09-07

资助项目:教育部基础学科拔尖学生培养试验计划资助(No. 20160204);基金委基础科学人才培养资助(No. J1210018)

作者简介:鲍亦澄(1995-),男,浙江杭州人,清华大学物理系 2013 级本科生.

指导教师:陈宜保(1973-),男,湖北兴山人,清华大学物理系高级工程师,硕士,主要从事实验物理教学工作.



通过内置的通用串行总线物理层控制器(USB PHY)可以方便、高速地与计算机连接。该微控制器同时负责 USB 通讯、命令解析以及脉冲信号的产生等工作,使得电路核心只需 1 片芯片,减小了电路的规模^[4]。

由于使用了 USB 接口作为通讯接口,此系统的控制器非常小巧(仅 3.5 英寸硬盘大小),且只需通过 1 条 USB 连接线连接计算机,避免了某些改造方式需要拆开计算机机箱安装专用板卡的麻烦,并且也不需要过时的并行接口,使得普通笔记本电脑也能轻松使用该控制器运行整个实验。所有的脉冲生成和安全功能都由控制器硬件掌控,具有最高的优先级,不会因为 USB 传输失败或者计算机运行非实时操作的原因而造成脉冲不稳定,甚至发生危险。

2 硬件设计

本系统硬件基于成品 STM32F3 DISCOVERY 开发板,引出其自带的 USB 接口和 GPIO,并将部分 GPIO 连接至 LED 和 DB-25 接口。其中 LED 为指示用,DB-25 接口则负责传输脉冲控制信号至步进电机驱动器(Mini Step Driver, MSD)。

常用的 USB 设备通常需要配置传输端点,使用前需要安装特定的 USB 驱动程序。由于本系统并没有大量数据传输的需求(只需要传输命令),此处使用这样的开发模式不但没有必要,而且由于编写基于 libusb 的上位机具有一定难度,提高了研究人员进一步开发控制器的门槛。

为此,笔者选择了基于 USB 通讯设备类(Communication device class, CDC)^[5-6]的 USB 虚拟串口(Virtual COM port, VCP)传输模式。大部分常用的操作系统(包括 Windows, Linux, OS X)都预装了 USB VCP 驱动程序,一般只要插上该控制器即可正确识别,并且添加一虚拟串口设备(在 Windows 下一般为 COM*,在 Linux 和 OS X 下一般位于/dev/tty.usbmodem*,*为系统分配序号)。此串口设备和标准串口设备相同,原来能通过串口通讯的程序无需修改即可直接应用于该设备。注意到 USB VCP 设备没有像普通串口规定波特率,其传输速率可以达到 USB 协商速率(在本控制器上,为 USB 2.0 全速,即 12 Mbps),远超一般 RS232 串口的 11.52 Mbps

的速率。引入 USB VCP 使得普通用户可以仅凭借串口编程的知识,轻松体验 USB 接口的高速传输速率的优势。

为了方便使用,本控制器预留了若干个指示运行状态的 LED 指示灯,可以让使用者清楚地了解到控制器的运行状态(是否正在运行,波数运行方向,脉冲信号速度,USB 通讯指示等)。

3 微控制器软件设计

本系统的通讯通过自定义的命令集来实现,实现了设定实验参量、回读设定参量、运行、运行情况查询等实验必需功能。此外,本系统也为拉曼光谱测量添加了若干实用功能,保证了系统的稳定运行。

此光谱仪使用步进电机带动正弦驱动机构来移动光栅到合适角度,从而实现波数的扫描。步进电机启动时,需要使用低于最大空载启动频率的脉冲,如果直接使用高速脉冲启动步进电机,将由于扭矩不足而造成步进电机丢步。对于此光谱仪现有的开环系统,丢步将造成未知的光栅角度,从而造成错误的光谱扫描范围。

为了解决该问题,必须引入合适的加速和减速脉冲序列,来实现缓慢的加速过程^[7-8]。系统使用 STM32 内置高级定时器可以生成所需要的时钟,配合软件实现自定义的加减速脉冲序列,在实际使用中,定义了 256 点的脉冲间隔序列,其加减速效果良好,在反复启停测试中未发现丢步。

由于光谱仪的光程长、拉曼光谱信号弱,故系统采用具有高量子效率的光电倍增管作为光电探测器。但光电倍增管不能接受强光的照射,工作条件下的强光照射将导致其损坏。在拉曼光谱测量中,必然需要用到较强的激光,也必然会在激发出拉曼信号的同时激发出更强的瑞利散射信号,如果扫描范围中包含了所使用的激光的波长(如直接从反斯托克斯峰扫描到斯托克斯峰,必然经过与泵浦激光同频率的瑞利散射峰),那么较强的瑞利散射信号就有可能对光电倍增管造成损害。

本系统可以直接通过 USB VCP 设定激光波长的范围,并在运行中产生正确的快门信号,当扫描到设定的激光波长范围时,自动用机械快门挡住光电倍增管,实现对光电倍增管的保护。

4 上位机软件设计

根据 USB VCP 类似于标准串口设备的原

理, LabVIEW 程序可以直接通过 VISA 读写模块对虚拟串口设备进行操作, 即格式化生成所需的命令字符串并发送, 然后查询控制器返回的运行结果即可。

笔者为拉曼光谱实验所编写的 LabVIEW 控制程序界面截图如图 2 所示。在教学实验中, 可以设定到简单模式, 程序会自动设定好参量并且发送到控制器, 一方面防止学生对控制器不熟悉, 错误操作造成故障; 另一方面, 也防止过多参量的设置给学生带来压力。对于科研人员, 可以在切换到高级模式后, 详细地调节控制器的各个参量, 优化扫描过程。

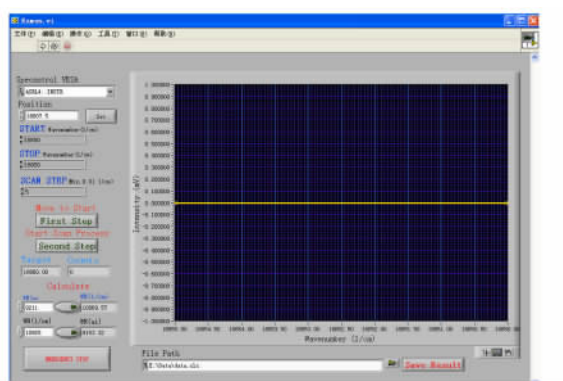
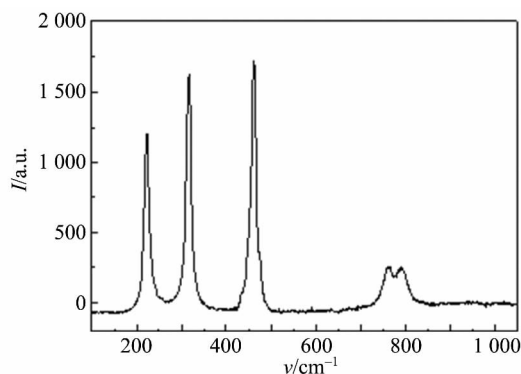
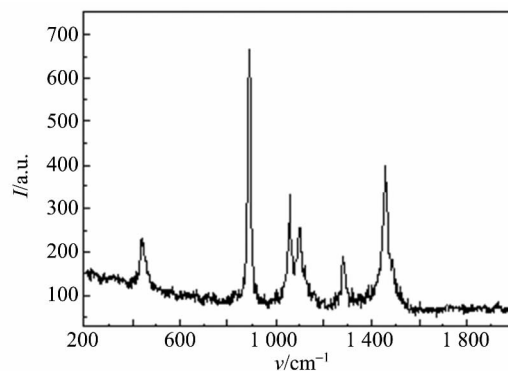


图 2 LabVIEW 程序界面

控制系统改造完成, 已经成功应用于近代物理实验教学, 图 3 是利用本系统测量到四氯化碳和酒精的拉曼光谱图。本项目也为在物理实验教学中对一些高精度指标的旧仪器装备进行基于现代通信技术接口的改进, 使其使用更为方便, 在教学中发挥更大的作用。



(a) CCl_4



(b) $\text{C}_2\text{H}_5\text{O}$

图 3 CCl_4 和 $\text{C}_2\text{H}_5\text{O}$ 的拉曼光谱

5 结束语

基于微控制器的拉曼光谱仪控制系统实现了对光谱仪的自动控制, 可以让拉曼光谱教学实验顺利开展, 提高了光谱的分辨精度, 从而使开展更多的研究性实验成为可能, 同时还能让学生更好地接触到科研级别的拉曼测量, 激发了学生的学习兴趣。由于控制器的性能较好, 且具有可编程性, 易于后续开发更新或者推广。

参考文献:

- [1] SPEX Industries, Inc. SPEX-1403 operation & maintenance instructions [Z]. 1984.
- [2] 缪凤英, 王华, 唐新桂, 等. SPEX-1403 拉曼光谱仪扫描控制和数据采集系统的研制[J]. 光散射学报, 2000, 12(1): 46-48.
- [3] 彭卫群, 欧榕, 韦国恒, 等. SPEX-DM1B 替代系统 BD-POW 的研制[J]. 光散射学报, 1993, 5(1): 28-32.
- [4] STMicroelectronics. STM32F303VC reference manual [Z]. 2015.
- [5] 吴明琪, 马潮. 嵌入式系统的 USB 虚拟串口设计[J]. 单片机与嵌入式系统应用, 2005(4): 62-63.
- [6] 方旭. 基于 STM32 处理器的两种 USB 通信方法的实现[J]. 科技信息, 2010(21): 589-591.
- [7] 杨超, 张冬泉. 基于 S 曲线的步进电机加减速的控制[J]. 机电工程, 2011, 28(7): 813-817.
- [8] 仪慧玲, 张仁杰. 基于 STM32 的步进电机 S 曲线加减速算法的优化[J]. 信息技术, 2015(3): 178-181.

(下转第 19 页)

Innovative experiment project based on heat energy utilization

HUANG Lin, TANG Yi-wen, WANG Jian-zhong

(College of Physical Science and Technology, Central China Normal University, Wuhan 430079, China)

Abstract: A Li-ion battery charger was designed based on thermoelectric effect. The device used hot water as heat source, F40550 as thermoelectric generation tables, LM1085 and SD8001 were chosen as the voltage stabilizing circuit and Li-ion battery charging protection circuit control chip, respectively. And the voltage output was USB interface. Small digital products with Li-ion battery could be charged by the device.

Key words: heat energy; thermoelectric effect; Li-ion battery charger

[责任编辑:任德香]

(上接第 9 页)

Raman spectrometer control system based on microcontroller

BAO Yi-cheng, CHEN Yi-bao, SUN Wen-bo, WANG He-ying

(Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: The control system for a high resolution double Raman spectrometer was rebuilt based on a STM32F303 microcontroller. This control system included all the function needed for Raman spectrum measurement, guaranteeing high performance with programmable acceleration. The system utilized USB VCP protocol through full-speed USB port to communicate with computer, making it easy to develop software for host computer and extend the system for other experiments.

Key words: Raman spectrometer; control system; microcontroller; USB virtual COM port

[责任编辑:任德香]

(上接第 15 页)

Improvement on apparatus of magneto-optic Kerr effect and measurement of coercive force of non-standard soft magnetic materials

WANG Chun-mei, ZHAO Zhen-jie, RUAN Jian-zhong, LI He, SHEN Guo-tu

(School of Physics and Materials Science, East China Normal University, Shanghai 200241, China)

Abstract: The original magneto-optic Kerr effect experiment device in the lab, with a discrete magnetic optical bench, was difficult to adjust and the precision was low, because of the complexity in light path adjustment. Only standard samples could be measured with it. In this paper, an adjustable optical guide rail was designed and a lens group was inserted to simplify the adjustment of the optical path. Combining with the series resistance compensation method, the sensitivity was further improved. The measurement of the coercive force of non-stranded soft magnetic materials was realized.

Key words: magneto-optic Kerr effect; soft magnetic materials; coercive force

[责任编辑:尹冬梅]

学
生
园
地



超声实验中迟到波成因和影响因素的探究

马聆越¹, 孙文博²

(1. 清华大学附属中学, 北京 100084; 2. 清华大学 物理系, 北京 100084)

摘 要:在超声实验及探测中,在第一次和第二次底面回波之间存在一系列等间距的衰减波包. 利用纵波探头对不同材质和规格的试块产生的这些衰减波包分别测试其声时,分析了它们的形成原因和影响因素.

关键词:超声;迟到波;波形转换

中图分类号:O426.2;TB559

文献标识码:A

文章编号:1005-4642(2016)09-0032-05

在超声实验中用纵波探头对钢、铝试块测量纵波声速或探伤检测时,笔者在第 1 次底面回波和第 2 次底面回波之间观察到一系列衰减波包(在第 2 次底面回波和第 3 次底面回波之间出现同样的现象),但实验讲义和实验内容中并未涉及这些回波的来源及影响因素,本文将对这些回波的产生原因和影响因素进行深入的探究和分析.

据文献报道^[1-4],超声无损检测被广泛应用于各个领域. 在超声探测时,示波屏上除了始波、底波和缺陷波外,还会出现其他的信号,主要有迟到波、三角反射波、仪器及探头引起的杂波等伪缺陷波^[5-6]. 伪缺陷波并非工件中缺陷所造成的反射信号,但这类波的存在影响对缺陷波的正确判断,应加以识别. 其中迟到波是在 1 次底波后出现的固定位置的特殊回波. 因此了解迟到波的成因,正确认识迟到波,避免超声检测中把迟到波误认为缺陷波,对于超声探伤和无损检测也具有重要意义.

1 实验原理

为了分析迟到波的形成与哪些因素有关,实验中分别用纵波探头对 2 种不同几何尺寸的钢试块和同样几何尺寸、不同材料的钢及铝试块进行测量. 所用探头的晶片直径为 $\phi 22$ mm,工作频率为 3.5 MHz. 钢试块 1 和铝试块几何尺寸相同,均为 300 mm \times 130 mm \times 20 mm. 钢试块 2 材质和钢块 1 相同,厚 25 mm.

实验测量仪器为数字智能化的超声波分析测试仪,如图 1 所示. 它主要有主机、超声波发射接收卡、A/D 转换卡和超声波换能器(探头). 主机是整个系统的枢纽,完成系统的控制操作、数据采集、数据存储和数据的分析处理. 超声卡实现超声波发射和接收功能,A/D 转换实现了超声波接收信号的数字化. 利用计算机的控制和高速运算功能对数字信号进行数字处理以实现超声波分析测试智能化.

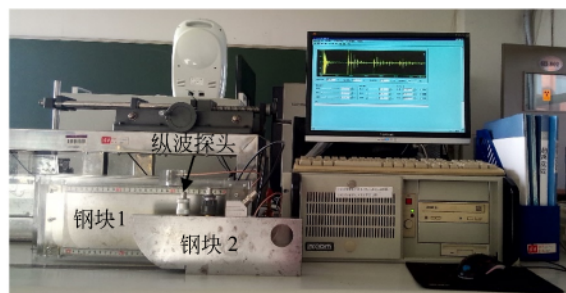


图 1 超声波分析测试仪器

测量时将纵波探头放在试块上方,让探头与试块紧密接触,探头在高压负脉冲激励下产生有一定周期的波包,该波包在试块中传播遇到缺陷或界面时发生反射,反射回波被同一个探头接收显示在示波器(计算机显示器)上. 实验的关键是正确判断超声波经试块底面反射产生的第 1 次和第 2 次底面反射回波(简称底波),调整增益使得测信号能够完整且清晰地显示,避免信号振幅过

收稿日期:2016-03-11;修改日期:2016-04-14

基金项目:国家基础科学人才培养基金(No. J1210018);教育部基础学科拔尖学生培养试验计划资助(No. 20160204)

作者简介:马聆越(1999-),男,北京人,清华大学附属中学学生.

通讯作者:孙文博(1980-),男,辽宁锦州人,清华大学物理系工程师,学士,从事实验物理教学工作.



大或过小,以减小测量误差.分别测量纵波探头在钢、铝不同试块不同侧面中 2 次底面回波之间的一系列衰减波包对应的声时和声程,以分析其产生原因和影响因素.

2 实验测量与分析

2.1 超声实验中观察到 2 次底波之间的一系列衰减波

图 2 是将纵波探头置于钢试块 1 的 20 mm×300 mm 面沿 130 mm 方向测量时示波屏上显示的典型超声回波信号.从图 2 可以看到示波屏上在每 2 个底波间均存在一系列的衰减波信号.在试块上沿 300 mm 方向移动探头时这一系列衰减波包一直稳定存在,回波信号的强度和位置均不

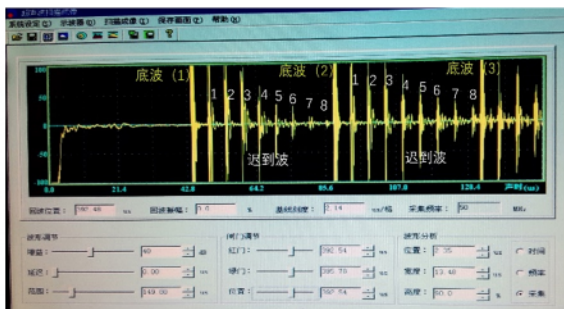


图 2 纵波探头置于钢试块 1 的窄面时显示的超声波形

随探头位置的改变而改变.铝试块中衰减波包的波形和钢块 1 相似,但回波位置与钢试块中不同.图 3 为探头放在钢块 2 宽面(100 mm×300 mm)沿 25 mm 方向测量时示波屏上显示的超声回波信号,可以看到图中只有底面回波的多次反射信号,在底面回波之间没有出现衰减回波信号.



图 3 探头置于钢块 2 宽面显示的超声波形

2.2 实验数据

表 1 为同一纵波探头分别置于相同几何尺寸的钢试块 1 和铝试块的 20 mm×300 mm 面、声波沿 130 mm 方向传播时及钢试块 2 的 25 mm×300 mm 面、沿 100 mm 方向测量的各衰减波声时及相邻信号的声时差.

表 1 用纵波探头在钢试块 1,2 和铝试块中测量的各衰减波声时及相邻信号的声时差

| 回波 编号 | $t/\mu\text{s}$ | | | $\Delta t/\mu\text{s}$ | | |
|----------|-----------------|-------|-------|------------------------|------|-------|
| | 钢试块 1 | 铝试块 | 钢试块 2 | 钢试块 1 | 铝试块 | 钢试块 2 |
| (1) | 44.74 | 41.47 | 34.56 | | | |
| 1 | 49.92 | 47.66 | 41.01 | 5.18 | 6.19 | 6.48 |
| 2 | 55.30 | 52.99 | 47.81 | 5.38 | 5.33 | 6.77 |
| 3 | 60.29 | 58.32 | 54.00 | 4.99 | 5.33 | 6.19 |
| 4 | 65.66 | 64.08 | 60.62 | 5.37 | 5.76 | 6.62 |
| 5 | 70.85 | 69.41 | | 5.19 | 5.33 | |
| 6 | 76.03 | 75.17 | | 5.18 | 5.76 | |
| 7 | 81.22 | 80.35 | | 5.19 | 5.18 | |

另外,用纵波探头置于钢试块 1 的 20 mm×130 mm 面、沿 300 mm 方向测量的衰减波声时和相邻信号间的声时差平均值 $\overline{\Delta t}=5.23 \mu\text{s}$.表 1 中编号(1)为试块底面的第 1 次回波,1~7 依次为第 1 次底波之后开始出现的各个衰减波编号.由表 1 可知 $\overline{\Delta t}_{\text{钢试块1}}=5.21 \mu\text{s}$, $\overline{\Delta t}_{\text{铝试块}}=5.55 \mu\text{s}$, $\overline{\Delta t}_{\text{钢试块2}}=6.51 \mu\text{s}$.仔细分析实验现象和表 1 中的实验数据,可以发现这一系列衰减波具有以下

特点:

1)同一试块中各衰减波的位置固定,相邻衰减波信号间的声时差相等.同一试块,左右移动探头,各衰减波包的位置不变.

2)相邻衰减波间的声时差与试块材质和试块几何尺寸有关.相同几何尺寸的钢试块和铝试块中相邻波包间的声时差明显不同;相同材质的 2 个钢试块厚度不同,相邻波包的声时差也不同.

3) 衰减波包的出现与探测面有关. 只有将探头放置于细长面(20 mm×300 mm; 130 mm×300 mm) 时 2 次底面回波间才出现系列衰减波. 当探头置于宽面(130 mm×300 mm) 时, 2 次底面回波之间不出现衰减波包.

4) 衰减波包个数与试块几何尺寸有关, 传播距离越长, 窄边尺寸越小, 出现的波包个数越多.

2.3 实验结果分析与讨论

实验中把探头置于试块的窄面(如 20 mm×300 mm) 表面测量时 2 次底波间才会出现衰减波, 说明衰减波的出现可能与纵波波束的扩散及试块窄面两侧的侧壁对扩散波的反射时的波型转换有关. 当超声纵波斜入射到固体表面, 在固体界面发生反射与折射, 不仅会产生反射或折射纵波, 也会产生反射或折射横波. 这种由纵波通过反射或折射产生横波的现象称为波型转换. 反射波传播方向遵守反射定律(斯涅耳定律):

$$\frac{\sin \alpha_L}{C_{L1}} = \frac{\sin \gamma_L}{C_{L1}} = \frac{\sin \gamma_S}{C_{S1}}, \quad (1)$$

式(1)中 α_L 表示纵波入射角, γ_L 表示纵波反射角, γ_S 表示转换横波反射角, C_{L1} 表示第 1 种材料中纵波声速, C_{S1} 表示第 1 种材料中横波声速. 波型转换现象一般发生在斜入射的场合, 而且与界面两侧媒质的状态有关.

图 4 给出超声实验中第 1 和第 2 次底波之间衰减波形成的原理示意图. 当把纵波探头 P 置于钢或铝试块的窄长面(如图 4 中 AB 面) 上检测时, 扩散纵波波束(FE) 斜入射到试块的侧壁 BD 面, 被 BD 面反射, 反射的部分包括纵波和发生波型转换的横波. 纵波(图中未画出) 经侧壁和底面

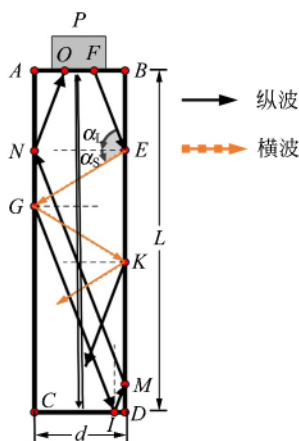


图 4 衰减波形成原理示意图

的反射后被探头捕获, 因纵波速度大, 试块尺寸较小, 经侧面和底面反射的纵波声时与直接由底面反射的纵波声时相差无几, 形成第 1 次底面回波的波包. 而反射波中经波型转换成为横波的部分(EG), 因横波速度比纵波速度小近一半, 横波声程变长($EG > NG$), 导致转换横波的声时比纵波的声时明显增加. 横波 EG 斜入射到试块另一侧面 AC, 被 AC 反射的波既有横波 GK, 也有再次发生波型转换产生的纵波 GI, 纵波 GI 被底面 CD 反射后(IM) 经两侧面多次反射(MN=NO) 回到探头, 被探头接收产生第 1 个衰减波信号. 每次超声波被试块界面反射时, 无论纵波和横波均发生与 E 点和 G 点类似的波型转化现象, 每多经历 1 个横波声程, 到达探头的声时会延长一定时间. 经历 1 个横波声程的回波信号形成第 1 个衰减波, 经历 2 个横波声程的超声波信号是第 2 个衰减波, 依此类推, 经历 n 个横波声程的信号为第 n 个衰减波. 声波在传播过程中经 2 个侧面的多次反射回到超声探头, 因此两底波之间会出现一组衰减波信号. 随着声程不断增大, 振幅逐渐衰减. 另外, 转换波型的回波必须经底面反射才能回到探头被接收, 因此这些经过波型转换的回波信号总是出现在第 1 次底波之后, 故称之为迟到波或延迟波.

根据图 4 中迟到波的形成原理, 可以推导相邻 2 个迟到波之间的声时差和声程差. 设试块的两侧壁间厚度为 d, 探头发射的纵波垂直入射试块方向传播的长度为 L(如图 4 所示), 则纵波发射后在试块中不发生波型转换经底面反射后到达探头的声时(从探头发射到接收的时间)为

$$T_0 = 2t_0 + \frac{2L}{C_L}, \quad (2)$$

式中: t_0 表示探头延迟(超声波在探头内传播时间), L 表示纵波沿直线传播方向的试块长度, C_L 为试块中纵波波速.

设超声探头发射的纵波经扩散后斜入射到试块侧面的入射角为 α_L , 被试块侧面反射时转换横波的反射角为 α_S , C_S 为试块中横波波速, 由反射定律 $\frac{\sin \alpha_L}{C_L} = \frac{\sin \alpha_S}{C_S}$, 得到

$$\alpha_S = \arcsin \left(\frac{C_S}{C_L} \sin \alpha_L \right). \quad (3)$$

由分析可知: 迟到波产生的主要是因为扩散的纵波波束在试块侧壁反射时发生波型转换, 纵

波变为横波,因横波波速远小于纵波波速,且声程增加,导致声时延长.由图4知转换横波EG对应的声程为 $\frac{d}{\cos \alpha_S}$,时间为 $\frac{d}{C_S \cos \alpha_S}$.又因超声波传播方向上试块长度 L 较小(0.1~0.3 m),而钢和铝中纵波波速约6 000 m/s,因此忽略纵波在两侧壁反射的声程差,经1次横波转换的纵波从发射到接收的长度近似为 $2L-d \tan \alpha_S$.

记 n 为转换横波被2个侧壁(厚度为 d)反射的次数,则第 n 个迟到波的声时为

$$T_n = 2t_0 + \frac{2L - nd \tan \alpha_S}{C_L} + \frac{nd}{C_S \cos \alpha_S}. \quad (4)$$

由(2)和(4)式得到相邻2个迟到波之间的声时差 Δt 为

$$\Delta t = T_1 - T_0 = T_2 - T_1 = T_3 - T_2 = d \left(\frac{1}{C_S \cos \alpha_S} - \frac{\tan \alpha_S}{C_L} \right). \quad (5)$$

用(5)式能很好地解释前面所观察到的实验现象和实验结果:当试块中有迟到波产生时,同种材料的声速相同,相邻迟到波之间的声时差与试块厚度 d 有关.当 d 较大时 Δt 变大.钢试块2比钢试块1厚,所以钢试块2中 Δt 比钢块1的值大.对相同尺寸的钢试块1和铝试块, d 相同,但声速 C_L 和 C_S 不同,所以同样尺寸的钢和铝试块中相邻迟到波之间的声时差也不同.下面用(5)式对钢和铝试块中的 Δt 进行定量计算.

虽然扩散纵波斜入射到试块侧壁的很多位置都可产生反射横波,但对应不同入射角产生的转换横波的反射角不同,有些位置的反射横波及纵波经2个侧面多次反射后不能到达探头被接收,也就不能被检测到.另外不同入射角产生的横波强度不同,只有当转换横波强度较大时,才能经侧壁多次反射到达接收探头被检测出来.如果转换横波强度较弱,在传播过程中经过衰减很难被检测到.据文献[6]报道,纵波斜入射到钢/空气界面,当 $\alpha_L \approx 70^\circ$, $\alpha_S \approx 33^\circ$ 时,转换横波最强.

已知钢中纵波声速 $C_L = 5\,900$ m/s,横波声速 $C_S = 3\,230$ m/s;铝材料中 $C_L = 6\,260$ m/s, $C_S = 3\,080$ m/s.铝试块中当 $\alpha_L = 70^\circ$ 时,由(3)式可计算出 $\alpha_S = 28^\circ$.将钢和铝的纵波波速和横波波速分别代入(5)式,计算出钢、铝试块中相邻迟到波的声时差为

$$\Delta t_{\text{钢}} = 0.26 d, \quad (6)$$

$$\Delta t_{\text{铝}} = 0.28 d. \quad (7)$$

(6)和(7)式中 d 的单位取mm.对钢试块1: $d_{\text{钢}1} = 20$ mm;钢试块2: $d_{\text{钢}2} = 25$ mm;铝试块: $d_{\text{铝}} = 20$ mm.将这些值分别代入(6)和(7)式,得: $\Delta t_{\text{钢}1} = 5.2 \mu\text{s}$, $\Delta t_{\text{钢}2} = 6.5 \mu\text{s}$, $\Delta t_{\text{铝}} = 5.6 \mu\text{s}$.

将上述理论推导计算的声时差与表1中实验测量的结果相比较,可分别计算出钢试块1、钢块2和铝块中实验测量的相邻衰减波之间的声时差的平均值与理论值的相对偏差分别为0.2%,0.6%和0.9%.理论值与实验值相对偏差很小,说明了理论模型的正确性.

另外,2次底波之间迟到波的个数也可以从上述理论模型中推导出来.从(5)式可以容易地推出相邻迟到波之间的等效声程差为

$$\Delta x = C_L \frac{d}{2} \left(\frac{1}{C_S \cos \alpha_S} - \frac{\tan \alpha_S}{C_L} \right), \quad (8)$$

将钢试块的参量代入(8)式,得

$$\Delta x_{\text{钢}} = 0.76 d. \quad (9)$$

设在第1次和2次底波之间能够检测到的迟到波的个数为 n ,则有

$$n = \frac{L}{\Delta x} = \frac{L}{0.76 d}. \quad (10)$$

从(10)式可知,只有当 $L > 0.76 d$ 时, $n > 1$,才能在第1次底波之后出现迟到波,对同种材料的试块,能够检测到的迟到波的个数与试块的厚度和长度有关.分别将钢试块1和2的数据代入(10)式得到2个钢试块中可检测到迟到波的个数分别为 $n_1 \approx 8$, $n_2 \approx 5$.

实验结果和理论计算结果相同,表明了理论模型的正确.

3 结束语

分析了超声实验中2次底波之间系列衰减波的成因及影响因素.分析表明:这些衰减波不是常规缺陷波,其产生条件是探头尺寸和试块厚度相近、探头发射的纵波声束具有一定的扩散.扩散的超声纵波斜入射到试块侧壁,被侧壁反射时发生了波型转换,从而导致声程变长,声速减慢.据此模型从理论上推导出相邻迟到波之间的声时差和声程差公式,计算结果与实验测量结果十分吻合,证明了理论模型的正确性.

参考文献:

- [1] 宗和厚,张伟斌,肖丽,等.超声端点反射法检测

- PBX 表面裂纹深度[J]. 含能材料, 2016, 24(2): 166-170.
- [2] 张红军, 孟永乐, 高磊, 等. T91 钢管外表面纵向缺陷超声检测技术[J]. 热力发电, 2016, 45(1): 117-121.
- [3] 王洪良. 压力容器超声检测技术的原理和应用[J]. 科技与创新, 2016(1): 122-123.
- [4] 焦敬品, 马婷, 李光海, 等. 用于裂纹方向识别的超声散射系数分析方法研究[J]. 声学学报, 2016, 41(1): 13-24.
- [5] 侯胜利. 一种特殊的迟到波[J]. 无损检测, 2008(6): 35-37.
- [6] 王科学, 赵敏. 锻件超声探伤中缺陷波和伪缺陷波的识别[J]. 机械管理开发, 2009(4): 73-75.

Formation mechanism and affecting factors of delayed wave in ultrasonic experiments

MA Ling-yue¹, SUN Wen-bo²

(1. Attached High School of Tsinghua University, Beijing 100084, China;

2. Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: In ultrasonic experiment, there were a series of decaying wave packets with equal spacing between the first and the second wave packets reflected by the bottom surface of the rectangular block. Different types of longitudinal wave ultrasonic transducers and different materials with different geometry sizes were used to measure the spread time of the decayed waves in the experiment. The formation mechanism and influencing factors of these decayed waves were analyzed.

Key words: ultrasonic wave; delayed wave; waveform conversion

[责任编辑:郭 伟]

(上接第 31 页)

Discussion on the “MOOCs” and “micro class” model of college physics experiment

Ni Yan-ru

(Physics & Information Communication Academy, Quanzhou Normal University, Quanzhou 362000, China)

Abstract: In recent years, with the expansion of college enrollment, there emerged a lot of problems in the teaching of public physics experiment in local universities. By analyzing the shortage of teaching hours of physics experiment in Quanzhou Normal University, the significance of introducing “MOOCs” in the course of physics experiment was explained. The ways to overcome the deficiency of the traditional teaching mode by introducing “MOOCs” and “micro lesson” was discussed. This presented a certain reference for the study of the teaching reform of public course of college physics experiment.

Key words: college physics experiment; MOOCs; micro lesson; teaching mode

[责任编辑:郭 伟]

信息技术在大学物理实验教学中的应用

王合英, 陈宜保, 孙文博, 张留碗

(清华大学 物理系, 北京 100084)

摘要: 清华大学实验物理教学中心将现代信息技术运用于物理实验教学, 改进了实验教学组织和管理方式, 形成了分层次、多模式的开放研究型实验教学体系和实验室综合管理系统。学生可以通过实验物理教学中心网站预约实验、提交报告; 教师可以在网上指导学生实验、对实验教学情况进行统计分析; 维护人员可以对实验仪器进行远程维护和诊断。该文还讨论了利用信息技术辅助实验教学应注意的问题和未来发展问题。

关键词: 信息技术; 物理实验教学; 多媒体课件

中图分类号: G647 **文献标识码:** B **文章编号:** 1002-4956(2016)8-0141-04

Application of information technology in college physics experimental teaching

Wang Heying, Chen Yibao, Sun Wenbo, Zhang Liuwan

(Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: This article introduces the application of modern information technology in physics experimental teaching in Experiment Physical Teaching Center of Tsinghua University, discusses the problems when using the information technology for the experiment teaching, and points out its prospect in the future development. With the information technology, the Center has improved the experimental teaching organization and management modes, promoted the reform of experimental teaching, enriched the teaching resources, changed the experimental teaching mode and the communication means between teachers and students, and improved the teaching effect. The application of information technology in the traditional physics experimental teaching made it a new vitality. Teachers should adapt to the rapid development of information technology, be to learn continuously, improve the level of using information technology, and let the modern information technology play the positive role in physics experimental teaching and talent training.

Key words: information technology; physics experimental teaching; multimedia coursewares

信息技术是利用计算机、网络、媒体等各种硬件设备及软件工具, 对文、图、声、像各种信息进行获取、加工、存储、传输与使用的技术总和。以计算机多媒体和网络为核心的现代信息技术的迅速发展和普遍使用, 不仅极大地改变了人们的生产和生活方式, 而且极大地改变了人们的思维方式和学习方式^[1-3]。在教育领域, 信息技术的应用改变了传统的教学模式, 丰富了教学内容, 使教学方式更加灵活, 为高等学校的课程建设和教学改革提供有力的环境条件和技术支持^[4-10]。

清华大学实验物理教学中心(以下简称实验中心)将传统的实验教学优势与现代信息技术相结合, 充分发挥网络资源和环境在物理实验教学和创新能力培养中的积极作用。本文介绍信息技术在实验中心实验教学中的应用以及利用信息技术进行物理实验辅助教学时应注意的问题, 并对其未来的发展作出展望。

1 信息技术为大学物理实验教学注入新活力

1.1 开发实验教学网络管理和应用平台

实验中心通过一系列教学改革和持续的实验室建设, 形成了分层次、多模式的开放研究型实验教学体系。实验中心的教师根据实验物理的教学特点和多模式开放研究型教学体系的需要, 利用现代信息技术建设了实验中心网站。各实验室因为教学模式和内容不

收稿日期: 2016-03-14

基金项目: 国家基础科学人才培养基金项目(J1210018)资助

作者简介: 王合英(1965—), 女, 山东单县, 博士, 副教授, 主要研究方向为近代物理实验教学。

E-mail: wanghey@mail. tsinghua. edu. cn

同,网站建设各有特色,功能也略有差别,但都是为更好地开展实验教学而设计建设。

网站的内容主要包括实验室综合管理、实验教学管理和组织、学生选课系统(包括实验预约,报告提交等)、教师网上教务系统、电子版实验讲义和参考资料、多媒体课件、网站与信息展示管理平台等,基本实现了信息化、网络化的实验教学管理和网上辅助教学。实验中心网站的建设不仅方便了各实验室实验教学的组织和管理工作,有利于多模式、开放型实验教学的实施,而且使学习内容从课堂扩展到网络,突破实验教学的时间、空间以及人数的限制,大大提高了实验教学的实效。

1.2 实施自主开放的研究型实验教学模式

在校学生的个性、能力、特长差别很大,大学物理实验教学的开放研究型教学模式尊重学生的个体差异,注重学生在实验过程中的思维发展和实践体验,让学生自主选择实验项目、实验时间和实验内容,给学生以探索 and 发展的空间,为学生的主动学习和个性发展提供一个宽松、开放的实验室环境,体现以人为本、因材施教的教学理念。

自主开放的研究型实验教学模式是在实验室全方位开放的基础上实施的。实验室不仅在时间和空间上开放,而且在实验内容和仪器设备等方面也是开放的。因为实验课程是二级选课,学生的实验时间段会有所不同。在开放时段,学生可根据自己的时间和兴趣自主预约实验时间和实验仪器。

由于实验室仪器种类繁多,开放时段也不尽相同,全面开放的实验组织和管理没有网络技术的应用是很难实现的。实验中心根据开放研究型教学要求建设的实验教学网站和管理系统,使各种教学组织和管理方便、简单,保证新的教学模式顺利运行和实施。学生可以随时登录实验中心教学网站,完成选课、实验预约、资料查阅与下载、实验报告的多次修改和提交、设计性实验方案和报告的提交。师生之间可以实时沟通,分享各种电子资源和多媒体课件,在实验论坛上分享自己的问题和收获等。

在开放式实验教学组织和管理中,实验预约和成绩统计是较为关键的两个环节,如果用人工则特别繁琐费力,但利用网络技术和计算机技术则方便快捷、易于实现。

1.2.1 开放实验预约

网上预约为开放实验课提供了既灵活、又便于管理的组织方式,但如果没有实验预约环节,会给实验室管理带来不便,甚至造成教学秩序混乱。

以近代物理实验为例,学生可以在实验前1周内的任何时间,用自己的选课账号登录近代物理实验室教学网站进行预约。为保证实验效果和资源的充分利用,每

位学生在1周内只能预约1次实验。在预约成功后6小时内,学生可以自行撤销预约;超过6小时,则需要通过网站管理教师才能撤销预约。教师可以通过网站实时查看每天各个实验的预约情况,做好实验仪器维护和实验准备,使开放式实验教学模式有序运行。

1.2.2 成绩统计及教学规律研究

在开放实验中,每个实验项目的任课教师会综合学生的实验预习、实验操作和实验报告给出单项实验成绩。每个学生在一学期内至少要完成6个实验,很多学生会选择基础实验+设计性实验的模式。基础实验要完成实验讲义要求的实验内容,实验方法由自己选择;设计性实验则需要学生自主发挥,实验内容和方案都由自己设定。学期末,学生自愿参加口头报告答辩,教师进行综合评定并给出每个学生的总实验成绩(基础实验成绩+设计性实验成绩+口头报告成绩)。

成绩统计工作是繁琐的,统计内容包括每个实验项目的选课人数、成绩分布、所有学生总成绩的分布情况等。这种繁琐的成绩统计工作可以通过网络输入服务器系统完成,而且高效、准确。大量的学生成绩数据由软件处理,还能够分析学生成绩的优秀率、及格率和分布规律,每个实验的成绩分布规律,某专业或某班级的成绩分布规律,每个任课教师给分的分布规律以及其他教学规律。

大学物理实验开放式教学体系的实时、网络化管理,便于教师随时关注实验教学效果,及时发现问题、分析原因,改进教学方法、丰富实验内容。

1.3 为学生的抽象思维配上了“魔力可视镜”

视觉、听觉的共同参与,能使人最大限度地接受信息,利用动画和视频技术能使抽象、深奥的知识简单化、直观化。恰当地运用动画和视频技术于物理实验教学中,能促进学生提高思维能力、加深对物理原理的理解,并激发起学习的主动性和兴趣。

实验中心网站提供的多媒体课件把抽象的实验原理具体化,通过动画和视频帮助学生理解物理原理,使抽象的物理概念和原理便于理解和接受,很好地突出教学重点和难点。

大学物理实验所研究的对象大到宇宙天体,小到基本粒子,一些研究对象在物理实验教学中不可能实际操作,也有一些实验的物理机制和物理过程通过实验也难以观察到。例如电子自旋共振、量子纠缠态的制备与测量等有关原子分子物理和量子物理的实验,理论上比较抽象,实验中只能观察到一些宏观的物理现象,却难以观察到微观的物理过程。

另外,很多实验仪器结构复杂,不能打开观察。例如真空实验中所用的机械泵和分子泵,其结构和工作原理难以用语言表述清楚。运用多媒体技术可以将其

内部结构和工作原理动态呈现出来,让学生直观了解抽真空的原理和工作过程,相比传统的实验讲义更形象、更生动,大大减轻了学生认知的难度。

对于实验原理中较难理解的概念、原理和不能拆解的复杂实验仪器,都可以通过多种媒体技术直观展示出来。把现代信息技术应用于物理实验辅助教学,就像给学生的抽象思维配上一副魔力可视镜,使抽象的物理原理和微观的物理过程可视化,再与实际实验相结合分析实验现象,从而深刻理解物理规律,学习实验技术,彼此相得益彰,得到更好的学习效果。

1.4 改变传统的实验预习和师生交流方式

在开放式研究型物理实验教学中,学生是实验的主体。为了在约定时间内高质量地完成实验项目,学生必须在实验前做好实验预习。传统的实验预习方式是通读实验讲义,知晓实验原理、实验内容和注意事项,完成预习报告。而信息技术的发展使学生获得知识的途径更加灵活多样,除了实验室教学网站提供的电子版实验讲义和参考文献、多媒体课件,以及图书馆的各种数据库外,网络上的各种搜索引擎都使学生能不受时间、地点的限制而随时随地学习。

学生的预习报告也一改传统的书面报告形式,普遍制作成 PPT 文件。学生按自己的理解和思路将实验原理、实验内容和实验方法制作成 PPT 预习报告,图文并茂、思路清晰、简洁生动。学生在做实验前要用约 8 min 做课前预习演讲,其他学生可以质疑和点评,教师根据学生对原理的理解和演讲的表现给出预习成绩。学生普遍重视 PPT 的制作和展示演讲,所制作的 PPT 赏心悦目、生动形象。

有些学生还会自己制作简单的动画。例如四极质谱实验,其中四极杆所形成的双曲电场分离不同质荷比的离子的物理过程比较抽象,一位工物系的学生在做此实验前,将四极质谱仪的工作原理制作成动画,从电离气体分子开始,到四极电场按不同质荷比分离离子,到最后离子的检测过程,全部用动画表现出来,获得了教师和同学的好评。不少学生在实验预习报告 PPT 中加入自己的创意和简单的动画设计,创新意识在准备 PPT 时就悄然潜入思维之中。

做完实验后,学生要在两周内完成科技论文格式的实验报告,并通过实验教学网站提交电子版报告。教师通过网站内网的教务系统批阅学生的实验报告,并将实验成绩、实验报告中的问题及修改意见及时反馈给学生。学生能够及时看到教师的批阅意见,尽快根据教师的建议对实验报告做出修改,然后重新提交。实验报告可以多次修改、多次提交,学生的科技论文写作水平也随之得到明显的提高。

除了实验报告的修改批阅外,BBS、QQ 聊天系

统、网络视频、电子邮件、实验论坛、网络学堂等也为学生之间、师生之间的交流提供了便捷的通道,使交流更自由、更开放、更及时。尤其是对于设计性实验,当学生遇到问题时教师不一定在实验室,这时应用现代信息技术使师生之间及时沟通和交流,使学生的问题可以及时得到解决,从而提高学习效率。

1.5 实现实验仪器的远程维护和诊断

信息技术的应用不但可以丰富教学活动的形式、提高教学管理和组织的效率、改变传统的教学方式,而且可以改变传统的仪器维修方式。实验中心不仅利用信息技术辅助实验教学,而且利用信息技术,让仪器厂家的工程师实现对仪器的远程诊断和维修,从而提高维修仪器的效率,节约维修费用。

现在,物理实验教学仪器的信息化技术应用日益广泛,很多实验仪器都要通过计算机控制操作和采集数据,因而为远程实时控制实验和进行仪器维修提供了技术支撑。例如有一段时间四极质谱实验的控制软件在运行中屡屡出现问题,实验中心及时通报厂方技术人员,而厂方从未遇到过该问题,因此需要了解更多的细节才能找到解决方案。为尽快排除故障,厂方技术人员通过网络远程操作仪器的控制测量软件,了解到实验过程中软件的具体运行情况和问题所在,及时对程序进行了改进和完善,并通过网络更新了程序,使问题得以顺利解决。

总之,现代信息技术的迅速发展为大学物理实验教学改革提供了广阔的空间,打破了传统实验教学模式的束缚,改善了教学组织和管理方式,丰富了教学资源,为师生之间的交流提供快捷方式,为开放式、研究型实验教学改革的顺利实施提供了软件环境和技术保障。同时信息技术的应用有利于提高学生的学习兴趣,培养学生的创新思维。

2 信息技术辅助物理实验教学需注意的问题

利用现代信息技术可以有效实施多模式、开放性实验教学的组织和管理,在开放选课、实验预约、实验预习、师生交流和设计性实验等方面发挥其优势,为全面开放实验室,实施“以人为本,因材施教”的教学理念提供有效的技术支持。但在使用信息技术为物理实验教学服务时也应注意一些问题。

首先,现代信息技术应用于大学物理实验辅助教学时,应该注意信息技术只是一种现代工具和手段,不能过多地追求信息技术的使用、夸大信息技术的作用,避免给物理实验教学带来一些负面影响。不管是现在还是将来,都不可能用信息技术制作的虚拟实验或仿真实验完全代替真实的物理实验教学。物理实验教学可以培养学生规范的动手操作能力和观察能力,实验

过程中出现的各种现象和问题可以培养学生的应变能力和分析问题、解决问题的能力,也是培养学生创新思维和创新能力的重要途径。只有通过真实的实验探究过程,才能有效地培养学生严谨的科学态度和较强的实验技能,提高学生的综合实践能力。要正确处理信息技术的应用和物理实验教学之间的关系,利用好信息技术和网络媒体这一辅助工具,最大限度地发挥其作用与效益,将现代化的教学手段与传统实验教学方式相结合,扬长补短,相互配合,取得教学最佳效果。

其次,目前高质量的网络课件数量相对较少,而开发和制作需要一定的专业技术知识,这在一定程度上限制了信息技术的使用,而信息技术在大学物理实验教学中的应用对教师提出更高的要求。实验课教师要不断学习新的知识和技术,更新和拓展自己的一般文化知识、专业知识、教育教学知识以及现代教学技术,提高自己对信息技术的利用能力。这样才能充分利用网络资源和计算机技术,更好地为人才培养服务。

3 信息技术辅助实验物理教学的发展

信息技术在日新月异地快速发展,物联网、云平台、Web2.0、大数据等新的技术和应用不断出现。随着这些应用的不断成熟,在利用信息技术辅助实验物理教学方面,也必将有更广阔的空间。实验中心也将在进一步的发展中整合新的信息技术,更好地辅助和改进实验物理教学。

3.1 基于物联网的综合实验教学平台

通过开发智能仪器接口,利用物联网技术使实验教学设备互联,使学生在预习实验时,可以远程感知真实的实验设备,达到更好的预习效果,使教师和技术人员可以通过网络更有效地监控学生在实验中对设备的操作和使用。结合智能分析技术,对于一些可能带来损害和危险的错误操作,仪器设备可以主动给出提示与正确操作指导,在必要时,可以对仪器进行实时保护,从而大大减少设备故障、提高教学设备的使用效率,更好地实现教学实验的全面开放。物联网技术的应用,可以实现一些教学实验的远程操作,便于有选择地将部分或者全部教学实验对外开放,实现教学资源共享。

3.2 实验物理教学 MOOC

MOOC 是一种新的在线课程模式,目前国内外很多高校都在发布具有自己特色的 MOOC 课程,并深受用户的喜爱。在实验物理教学方面,也应该大力发展实验 MOOC,将一些优秀的实验教学资源利用起来,建立起一套高质量的实验教学 MOOC 课程,既有利于提高本校学生的学习效果,也可面向社会服务,提高实验物理教学的影响力。

3.3 开发深入进行原理展示的虚拟仿真实验

虚拟仿真实验是目前非常热门的一个研究方向,很多高校在这方面也取得了不少成绩,未来应该大力发展基于物理理论模型的实验仿真技术,加强理论模型研究,做到理论模型层面实验的虚拟仿真。

3.4 基于云计算与大数据分析的教学分析平台

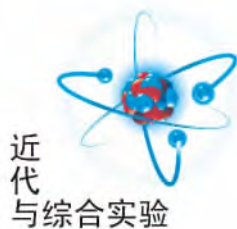
大数据分析已成为信息技术产业中广受关注的热点领域之一。在实验物理教学领域,也应该建立一套基于大数据分析的教学分析平台,借助智能分析技术,实现实验报告查重、实验报告评价、学生实验技能分析与培养指导、教师教学水平综合分析与评价、课程教学效果分析、实验设备智能管理等多种功能,从而更好地提高实验物理的教学质量与效果。

4 结语

传统物理实验教学和现代信息技术有机结合的实验教学改革没有固定的模式可循,但要紧扣实验教学目标,充分发挥信息技术的优势,合理使用并辅助于实验教学,提高实验教学质量。教师要不断学习,提高自身素质、改进教学方式。此外,高等学校之间应协同合作,开发具有开放性功能、兼容性和移植性好的数据库网络课件,实现资源共享。学生可以利用数据库的网络资源自主设计新的实验,也可以在原有实验的基础上进一步开发和改进,补充进数据库。这样,通过模拟或仿真实验设计方案中存在的问题,找到解决方案和改进方法,在真实实验中节约人力、物力、财力,提高成功率,使信息技术在创新人才培养中发挥更大的作用。

参考文献(References)

- [1] 熊才平,何向阳,吴瑞华.论信息技术对教育发展的革命性影响[J].教育研究,2012(6):22-29.
- [2] 杨宗凯,杨浩,吴砥.论信息技术与当代教育的深度融合[J].教育研究,2014(3):88-95.
- [3] 郑飞翔.信息技术环境下大学生个性化学习的研究[J].中国电化教育,2014(7):126-132.
- [4] 徐先锋,袁红光.计算机及网络技术在大学物理实验开放实验教学中的应用[J].科技信息,2011(29):166.
- [5] 谢红梅,蓝孝帅.运用现代信息技术,改革大学物理实验教学[J].考试周刊,2011(62):22-23.
- [6] 姜蓉.大学物理实验网络辅助教学平台的探究与实践[D].长沙:湖南大学,2014.
- [7] 钱晓微.信息技术与教学改革谈[J].科技信息,2008(10):274.
- [8] 杨成,高利明.论信息技术条件下远程教学互动过程的共识[J].中国电化教育,2002(11):59-62.
- [9] 王国忠,谢百治.信息技术条件下学与教方式研究的元分析[J].现代教育技术,2012,22(3):47-51.
- [10] 郭淑霞,高敬惠,李玉海,等.教育信息化:网络信息技术条件下教学方式研究[J].教育信息化,2002(12):11-12.



I 类量子纠缠实验教学系统

孙文博,王合英,陈宜保,陈 宏

(清华大学 物理系 实验物理教学中心,北京 100084)

摘 要:为使量子纠缠实验更好地服务于本科生基础实验教学,自建了 I 类纠缠源实验教学系统. 采用 2 块光轴相互垂直的薄片 BBO 晶体粘合,并调整泵浦光偏振与光轴成 45° 入射,在粘合面附近位置产生的下转换光锥交叠部分将形成量子纠缠. 由于 I 类源产生的光子对偏振相同,从而避免建立补偿系统,降低了纠缠点空间定位的精度要求和操作难度,简化接收装置,同时保持原实验中的核心原理和操作训练要求,本科生在 1~2 次实验课中达到教学设定要求.

关键词:量子纠缠; I 类纠缠源; CHSH 不等式; 符合测量

中图分类号: O413

文献标识码: A

文章编号: 1005-4642(2016)06-0001-05

2015 年底,英国物理学会新闻网站《物理世界》评选的年度国际物理学十大突破揭晓^[1],其中“多自由度量子隐形传态^[2]”、“‘无漏洞’贝尔不等式实验^[3]”、“硅材料上的量子逻辑门^[4]”3 项成果都与量子纠缠密切相关,足见量子纠缠这一既精深又前沿的课题始终焕发着无限的学术魅力和技术应用前景. 将量子纠缠实验直接引入教学,让更多的本科生有机会亲手实验,加深对这一神奇现象的认知,就显得极有价值. 2009 年至今,清华大学近代物理实验室一直致力于此项工作,并在探索和挖掘量子纠缠实验在本科生教学中的规律和价值方面开展了多项研究^[5].

量子纠缠概念是量子力学、量子信息学的基本概念,它用以描述子系统间不可分离的特性,其着重强调一个量子系统中,多个子系统之间存在的非定域、非经典的强关联特征^[6],其在量子通讯、量子计算机等尖端领域显现出了难以估量的应用前景. 双光子偏振纠缠源是量子纠缠的一类技术实现手段,其中更以入射的泵浦光和出射的纠缠光子对的偏振关系为依据进行划分,将其细分为 I 类纠缠源和 II 类纠缠源.

II 类量子纠缠源教学实验系统自 2009 年在清华近代物理实验室建成以来^[7],受到了学生们的欢迎,也受到了兄弟院校的关注. 但因其实验精度要求高、涉及元器件多、操作难度大、投入成本高,而一直只能作为需要多次课才能完成的综

合设计型实验课题开设. 这样一方面限制了选课学生数量、缩小了受益面,另一方面也不适合向有兴趣开展此类教学的院系和兄弟院校推广应用.

经过几年的教学实践和摸索,笔者在原有的 II 类纠缠源基础上进行改造,制作了 I 类纠缠源教学系统. 与原系统相比,新系统应用了不同的方法产生纠缠光子对,降低了纠缠点空间定位的精度要求和操作难度,简化了接收装置,同时保留了原实验中的核心原理和操作训练要求,本科生在 1~2 次实验课中达到教学要求,从而增加量子纠缠实验的受益面,有利于该实验的推广.

1 量子纠缠态概念和 Bell 不等式的数学形式

薛定谔最早提出了量子纠缠态的概念^[8-9]. 他强调在某些特定的条件下,所研究的体系包含多于 2 个以上的子系统时,子系统之间就会具有空间的非定域关联. 这些子系统间显示出纠缠性质,无法找到任何一个量子力学表象,将其表达为各个子系统的直积形式. 在实验上,将子系统空间分离之后,对其中一个子系统的测量也会导致另一子系统相关态的瞬时对应坍缩.

量子纠缠概念在其后的若干年中,经历了学术界的激烈争论. 1965 年, Bell 总结前人工作,将这一争论数学化,从对局域隐变量理论^[10]的研究出发,提出著名的 Bell 不等式^[11]. 验证这一不

收稿日期:2016-01-19;修改日期:2016-03-04

基金项目:国家自然科学基金资助(No. J1210018);清华大学实验室创新基金资助(No. 110007019)

作者简介:孙文博(1980-),男,辽宁锦州人,清华大学物理系工程师,学士,从事近代物理实验教学.



等式是否成立,则可以成为鉴别正统量子力学和局域隐变量理论孰对孰错的直接依据. 其后,为便于实验验证,在 Bell 不等式的基础上,又诞生了其推广形式 CHSH 不等式. 在我们的实验中将以验算 CHSH 不等式作为验证纠缠源搭建完成和对量子力学完备性验证的手段.

CHSH 不等式的数学表达式^[12]为

$$S = |P(\theta_1, \theta_2) - P(\theta_1, \theta_2') + P(\theta_1', \theta_2) + P(\theta_1', \theta_2')|, \quad (1)$$

$$P(\theta_1, \theta_2) = \frac{C(\theta_1, \theta_2) + C(\theta_1^+, \theta_2^+) - C(\theta_1, \theta_2^+) - C(\theta_1^+, \theta_2)}{C(\theta_1, \theta_2) + C(\theta_1^+, \theta_2^+) + C(\theta_1, \theta_2^+) + C(\theta_1^+, \theta_2)}, \quad (2)$$

其中 $P(\theta_1, \theta_2)$ 为关联函数, $C(\theta_1, \theta_2)$ 为 2 路偏振片角度分别在 θ_1 和 θ_2 时的符合计数.

2 自发参量下转换

在非线性光学晶体中,单色泵浦光和量子真空噪声综合作用产生非经典光场,即自发参量下转换 (Spontaneous parametric down-conversion, SPDC). 当 1 个泵浦光子入射到非线性晶体上,将有一定概率自发地劈裂为 2 个能量较低的光子. SPDC 产生的 1 对光子在时间、偏振、频率等方面均可表现出纠缠特征,并具有宽的光谱分布特征^[13]. 实验应用了其偏振纠缠特性. SPDC 于 20 世纪六七十年代被理论预言^[14-15],于 1970 年被实验验证^[16].

3 I 类和 II 类纠缠源及其在实验中的核心器件原理

按照光在晶体中相位匹配的类型,将自发参量下转换分为 I 类和 II 类,在实验中分别对其应用,从而制成 I 类和 II 类量子纠缠源. 晶体双折射作用导致偏振不同的光在晶体内具有不同折射率,同时由于晶体色散作用使得不同波长的光出射方向不同,从而使出射光形成彩虹圆锥^[17]. 若泵浦光选择 e 光, I 类下转换将表示为 $e \rightarrow o + o$,即产生了相同偏振的双光子,且均与泵浦光偏振方向垂直,如图 1 所示.

为了在实验上产生偏振纠缠的光子对,采用的方法是利用 2 块相同的 I 类相位匹配 BBO 晶体,将 2 块晶体的光轴取向彼此垂直放置,如果泵浦光的偏振方向与 2 块晶体的光轴均成 45° 角入射,则由 2 块晶体产生的 2 个光锥的偏振方向相

互垂直,如图 2 所示^[18-19].

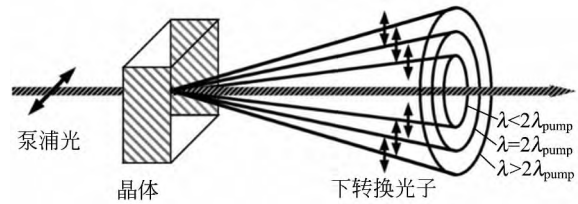


图 1 I 类自发参量下转换 ($e \rightarrow o + o$)

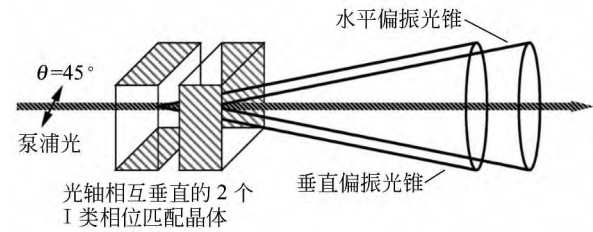


图 2 I 类自发参量下转换偏振纠缠

若将 2 块厚度很薄、光轴垂直的晶体粘接在一起,则 2 个晶体的出射光圆锥重合,测量 2 个下转换光子的偏振方向,两者要么都是水平偏振,要么都是垂直偏振,水平偏振和垂直偏振的概率各为 0.5. 因此只要测量其中一个光子的偏振方向,就可以推知另一个光子的偏振方向. 这种偏振态不能表示成 2 个光子态简单的乘积,即 $|\psi_{\text{EPR}}\rangle \neq |A\rangle_1 |B\rangle_2$,因而形成了偏振纠缠态. 其波函数为

$$|\psi_{\text{EPR}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|V\rangle_1 |V\rangle_2 + |H\rangle_1 |H\rangle_2), \quad (3)$$

其中 $|V\rangle$ 和 $|H\rangle$ 分别表示垂直偏振和水平偏振,下标 1 和 2 分别表示参量下转换的 2 个光子.

在实验中所使用的组合 BBO 晶体为 2 块 $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 0.2 \text{ mm}$ 、切割角 $\theta = 29^\circ$ 的 I 类晶体,光轴相互垂直粘接,并在其两表面分别镀有 405 nm 和 810 nm 增透膜.

II 类下转换可以用 $e \rightarrow e + o$ 表示,即产生的双光子具有互相垂直的偏振方向,如图 3 所示. 图 3 中上面的光锥由 e 光形成,下面的光锥由 o 光形成^[20].

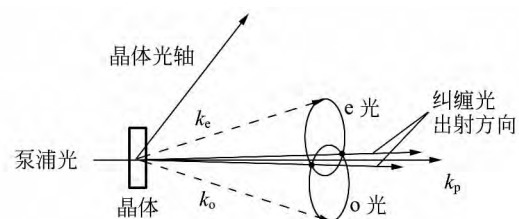
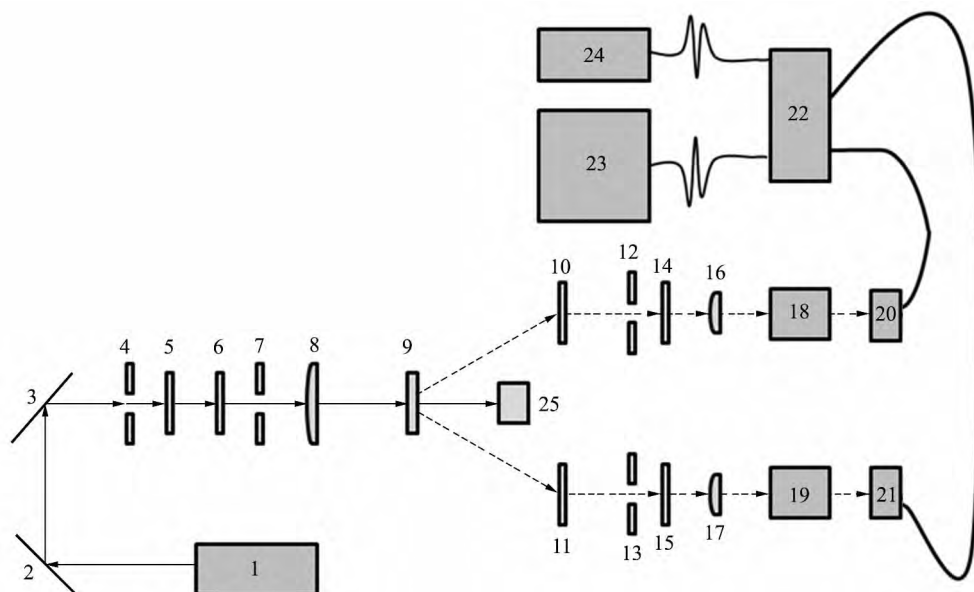


图 3 II 类自发参量下转换 ($e \rightarrow e + o$)

4 实 验

图 4 为 I 类纠缠源实验装置示意图. 半导体激光器 1 产生泵浦光(403 nm)经过反射镜 2 和 3 调整光线出射方向,经过低通滤光片 5 过滤同方向杂光,经过器件 6 的起偏器得到竖直偏振光并经过波片消除双折射带来的相位影响,再经过聚焦透镜 8 入射到组合 BBO 晶体 9 上. 其中光阑 4 和 7 一方面起到光路定位作用,另一方面在学生实验时可过滤不需要的杂光. 聚焦透镜 8 将光束聚焦并正入射于组合 BBO 晶体的双块连接点处,这一点很重要. 由于自发参量下转换的效率只有 10^{-10} 量级^[21],故将有很强的 403 nm 未转换光出射,而其对于数据测试有很大的干扰作用,必须处理掉,故设置尾光吸收器 25 将其滤除. 在组合

BBO 晶体(2 个光轴相互垂直的 BBO 晶体)内有一部分泵浦光子经过自发参量下转换形成偏振纠缠的光子对(注意此处将组合 BBO 晶体的两光轴置于竖直方向两侧各 45° 处). 由于下转换的纠缠光子对同时产生,并分别位于泵浦光的两侧,因此采用 2 路关于泵浦光对称的光路收集纠缠光子对. 被收集光路中的光子先后经过光阑 12 和 13 滤除杂光,并辅助收集定位,长通滤波片 14 和 15 滤除杂光,经准直透镜 16 和 17 后,被单模光纤准直器 18 和 19 收集进入单模光纤. 进一步,由光纤送入单光子计数器 20 和 21 转化为电信号,送入电子学系统 22 测量其单路计数、符合计数等必要数据,而后送入计算机 23 和示波器 24 计算处理和显示数据结果. 其中检偏器 10 和 11 用于偏振方向的设定和偏振纠缠特性对比曲线的测量.



1. 激光器 2,3. 反射镜 4,7,12,13 光阑 5. 低通滤光片 6. 起偏器和波片组合件
8. 聚焦透镜(焦距 600 mm) 9. 组合 BBO 晶体 10,11. 检偏器 14,15. 长通滤波片
16,17. 准直透镜 18,19. 单模光纤准直器 20,21. 单光子计数器 22. 电子学系统
23. 计算机(软件) 24. 示波器 25. 尾光吸收器

图 4 I 类纠缠源装置示意图

5 结果与讨论

调整好光路,进行数据采集. 此时采取的实验条件为:进入组合 BBO 晶体的泵浦光为 403 nm 竖直偏振,聚焦光斑基本位于 BBO 晶体组合连接位置. 两 BBO 晶体光轴位置与竖直位置均夹角 45° . 在未加检偏器 10 和 11 时,记录到

2 个单路计数均为约 $5 \times 10^4 \sim 6 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$,符合计数每 5 s 约 200. 然后加入两路检偏器,进行符合曲线测量,得到数据图如图 5 所示.

从图 5 可以看出,将 2 通道上的检偏器置于相对竖直方向 45° 时(光具架直接读数 120°),旋转 1 通道检偏器测得黑色数据曲线. 将 2 通道上的检偏器置于相对竖直方向 -45° 时(光具架直接

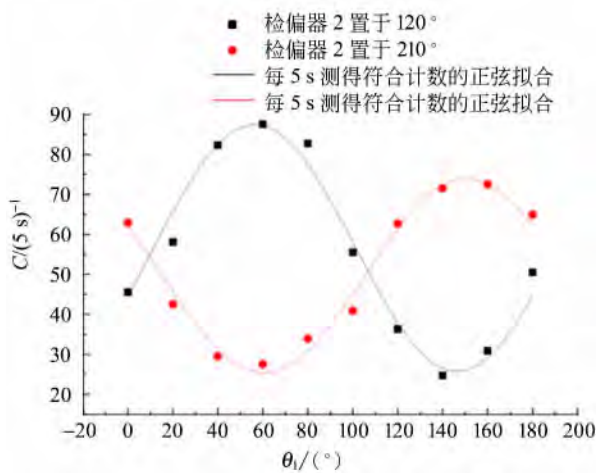


图 5 组合 BBO 光轴位置合适时的符合计数曲线

读数 210°), 旋转 1 通道检偏器测得红色数据曲线。在图中 1 通道检偏器刻度盘直接读数 60° 时, 对应其与竖直方向夹角 45° 。从而, 通过对黑色曲线的观察可以看出, 当 2 通道检偏器 45° 时, 1 通道检偏器也为 45° , 符合计数最大, 而 1 通道为 -45° (直读 150°) 时, 符合计数最小。对红色曲线观察也会得到同样结果, 且二曲线之间具有完全相反的符合计数值峰谷关系。这表明收集的两路光子始终满足偏振方向一致的关系, 也即满足 $e \rightarrow o + o$ 的关系。这验证了 I 类纠缠源的完成。由式(1)和式(2), 如参考文献[22]所述选取合适角度, 测量的角度为 $\theta_1 = 92.5^\circ, \theta_2 = 115^\circ, \theta_1' = 137.5^\circ, \theta_2' = 160^\circ$, 得到数据如表 1 所示。计算得 $P(\theta_1, \theta_2) = -0.197, P(\theta_1', \theta_2) = 0.975, P(\theta_1, \theta_2') = -0.992, P(\theta_1', \theta_2') = -0.088$ 。

表 1 测量数据

| $C(\theta_1, \theta_2)$ | $C(\theta_1', \theta_2)$ | $C(\theta_1, \theta_2')$ | $C(\theta_1', \theta_2')$ |
|-------------------------|--------------------------|--------------------------|---------------------------|
| 191 | 182 | 131 | 197 |
| 86 | 250 | 226 | 78 |
| 211 | 70 | 91 | 207 |
| 149 | 130 | 144 | 147 |

计算得 $S = 2.252 > 2$, 从而完成了 CHSH 不等式的计算和破缺验证。其中考虑到实验误差, 在测量符合计数时, 采用了 5 次读数取平均值的方法; 在计算 P 时, 采取适当手段处理了由于实验环境所致的每 5 s 约 20 的背底噪声。综合看以上实验设计、操作和数据, 并比较以往教学中使用

的 II 类纠缠源, 可以发现, 制作的 I 类纠缠源在“亮度”上远不及 II 类, 但在体现量子纠缠独有性质及验证量子力学完备性方面却并无不足, 这使得我们能够保持原有的学术教学目标没有丝毫降低。而在简化设备, 降低调节精度要求方面, 新建的 I 类源则具有很大的优势, 这决定了新建 I 类源更适合拓展量子纠缠实验的受益面, 适合大面积近代物理实验教学, 同时也可对兄弟高校推广。

6 结束语

在教学实践中, 将新建的 I 类和原有的 II 类纠缠源相结合开展教学。将每学期分为两段, 前 12 周使用 I 类源作为基础内容教学, 这段时间让更多的学生了解和学习与纠缠源相关的知识和技能, 并激励学生的学习兴趣和兴趣, 同时也是对后期探究型实验的预培训和对此方向学习有兴趣的学生的选拔。后 6 周使用 II 类源与 I 类源结合开展探究型、综合设计型实验教学, 给有兴趣、有能力研究此方向的学生以支持, 让他们有更多的机会自主学习。从而可见, 新建 I 类源实验教学系统对近代物理实验教学课程具有重要的价值和作用。

致谢: 感谢蒋文韬、熊浩楠、李嘉琛、王子逸等本科生同学在实验学习过程中的数据积累。

参考文献:

- [1] <http://physicsworld.com/cws/article/news/2015/dec/11/double-quantum-teleportation-milestone-is-physics-world-2015-breakthrough-of-the-year> [EB/ON].
- [2] Wang Xi-lin, Cai Xin-dong, Su Zu-en, et al. Quantum teleportation of multiple degrees of freedom of a single photon [J]. Nature, 2015, 518(7540): 516-519.
- [3] Hensen B, Bernien H, Dréau A E, et al. Loophole-free Bell inequality violation using electron spins separated by 1.3 kilometres [J]. Nature, 2015, 526(7575): 682-686.
- [4] Veldhorst M, Yang C H, Hwang J C, et al. A two-qubit logic gate in silicon [J]. Nature, 2015, 526(7573): 410-414.
- [5] 孙文博, 王子逸, 王合英, 等. 分析自发参量下转换光场结构辅助搭建双光子纠缠源[J]. 物理实验, 2014, 34(4): 5-10.
- [6] 王合英, 孙文博, 陈宜保, 等. 光子纠缠态的制备和测量实验[J]. 物理实验, 2009, 29(3): 1-5.

- [7] 孙文博,王合英,陈宜保,等. 用光子纠缠源验证 Bell 不等式[J]. 物理实验, 2010, 30(12):1-4.
- [8] Schrödinger E. Die gegenwärtige situation in der quantenmechanik [J]. Naturwissenschaften, 1935, 23(49):823-828.
- [9] Schrödinger E. Discussion of probability relations between separated systems [J]. Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 1935, 31(4):555-563.
- [10] Bohm D. A suggested interpretation of the quantum theory in terms of "hidden" variables, I and II [J]. Phys. Rev., 1952, 85(2):166-179, 180-193.
- [11] Bell J S. Speakable and unspeakable in quantum mechanics [M]. London: Cambridge University Press, 1987.
- [12] Clauser J F, Horne M A, Shimony A, et al. Proposed experiment to test local hiddenvariable theories [J]. Phys. Rev. Lett., 1969, 23:880-884.
- [13] 樊代和,白云飞,张海龙,等. 泵浦谱宽和测量带宽对 SPDC 过程产生的光子对分布的影响[J]. 量子光学学报, 2008, 14(2):109-113.
- [14] Klyshko D N. Utilization of vacuum fluctuations as an optical brightness standard [J]. Sov. J. Quantum Electron., 1977, 7(5):591-595.
- [15] Louisell W H, Yariv A, Siegman R L, et al. Quantum fluctuations and noise in parametric processes I [J]. Phys. Rev. A, 1961, 124(6):1646-1654.
- [16] Burnham D C, Weinberg D L. Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs [J]. Phys. Rev. Lett., 1970, 25(2):84-87.
- [17] Shih Y. Entangled biphoton biphoton source—property and preparation [J]. Rep. Progr. Phys., 2003, 66(6):1009-1044.
- [18] Dehlinger D, Mitchell M W. Entangled photon apparatus for the undergraduate laboratory [J]. Am. J. Phys., 2002, 70(9):898-902.
- [19] Dehlinger D, Mitchell M W. Entangled photons, nonlocality, and Bell inequalities in the the undergraduate laboratory [J]. Am. J. Phys., 2002, 70(9):903-910.
- [20] 孙文博,王合英,陈宜保,等. 量子纠缠实验中 SPDC 光谱分布的计算分析与实验研究[J]. 物理实验, 2014, 34(11):1-5.
- [21] Hsu Feng-Kuo, Lai Chih-Wei. Absolute instrument spectral response measurements using angle-resolved parametric fluorescence [J]. Optics Express, 2013, 21(15):18538-18552.
- [22] Hariharan P, Sanders B C. II quantum phenomena in optical interferometry [J]. Progress in Optics, 1996, 36:49-128.

Experimental teaching system of type-I quantum entanglement

SUN Wen-bo, WANG He-ying, CHEN Yi-bao, CHEN Hong
(Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: The experimental teaching system of type-I quantum entanglement was built in order to make the experimental teaching of quantum entanglement more expansive for the undergraduates and to improve the service quality for the experimental teaching. Two spliced thin pieces of BBO crystals which had perpendicular optical axes were used in the new system. Entangled photon pairs in the overlapped light cones which generated from the space near splicing area were obtained when a pump laser having a polarization angle with their optical axes was incident. Because the polarizations of the pairs were the same, the compensation system becomes unnecessary. Furthermore, the requirement for the spatial precision and the operation difficulty could be reduced. Thus, we could offer a simplified experimental setup for which the core principles and operational training requirements were maintained. The undergraduates could achieve the teaching goals in 1 or 2 afternoons of experiments.

Key words: quantum entanglement; type-I entanglement source; CHSH inequality; coincidence measurement

[责任编辑:任德香]

石墨烯薄膜的微观结构和光电性能

陈宜保¹, 马聆越²

(1. 清华大学 物理系, 北京 100084; 2. 清华大学附属中学, 北京 100084)

摘要:研究了化学气相沉积方法在 Cu 基底和 Ni 基底上生长的不同层厚的石墨烯薄膜的微观结构、拉曼光谱、透光率和导电性能。研究结果表明 Cu 基底上生长的单层石墨烯薄膜质量较好, 具有良好的光学性能; Ni 基底生长的多层石墨烯薄膜为单晶薄膜, 呈现优异的电性能。不同生长机理使得两种基底在制备不同层厚的石墨烯薄膜时各有优势。薄膜的晶界和缺陷是影响石墨烯薄膜质量和性能的主要原因。

关键词: 石墨烯; CVD; 拉曼光谱; 透光率; 方块电阻

中图分类号: O484 **文献标识码:** A **文章编号:** 1002-4956(2016)11-0049-05

Microstructure and optoelectronic properties of monolayer and multilayer graphene films

Chen Yibao², Ma Lingyue¹

(1. Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China;

2. Attached High School of Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: This paper studies the microstructure, Raman spectrum, transmittance and conductivity of graphene thin films with different layers grown on Cu and Ni substrates by CVD method. The results show that the single layer graphene film grown on Cu substrate exhibits better quality and better optical properties, and the multilayer graphene film grown on Ni substrate is a single crystal thin film with excellent electrical properties. Different growth mechanism makes the two substrates have the advantage in the preparation of graphene thin films with different layer thickness. Grain boundaries and defects in the film are the main reasons of affecting the quality and performance of graphene films.

Key words: graphene; CVD; Raman spectrum; transmittance; sheet resistance

1 石墨烯及制备方法简述

石墨烯是一种从石墨材料中剥离出的单层碳原子材料,由英国曼彻斯特大学的两位科学家安德烈·杰姆和克斯蒂亚·诺沃消洛夫在 2004 年首次成功制备出石墨烯^[1]。石墨烯的碳原子按正六边形紧密排列成蜂窝状的二维原子晶体结构,是 sp² 键碳原子组成的

二维纳米材料。正是这种独特的二维结构使得石墨烯具有许多优异的性能,如室温下电子的高迁移率、高可见光透过率、高热导率、高机械强度、室温量子隧道效应、反常量子霍尔效应等^[2-6]。因此石墨烯一经问世,就被公认为在场效应晶体管、透明导电薄膜、储氢电池、光调制器、功能复合材料等方面有广阔的应用前景,成为各国研究的热点。石墨烯的发现突破了人们认为二维原子晶体不能稳定存在的思维定式,填补了碳材料家族中一直缺失的二维成员,从而形成了从零维富勒烯、一维碳纳米管、二维石墨烯到三维金刚石和石墨的完整碳家族体系,如图 1 所示。安德烈·杰姆和克斯蒂亚·诺沃消洛夫两人因成功制备出石墨烯并发现其独特的电子性能而获得 2010 年的诺贝尔物理学奖^[1]。

收稿日期:2016-05-24

基金项目:国家基础科学人才培养基金项目(J1210018);教育部基础学科拔尖学生培养试验计划项目(20160204);清华大学教改项目(ZY01_02)资助

作者简介:陈宜保(1973—),男,湖北兴山,硕士,高级工程师,从事近代物理实验教学。

E-mail:chenyibao@mail.tsinghua.edu.cn

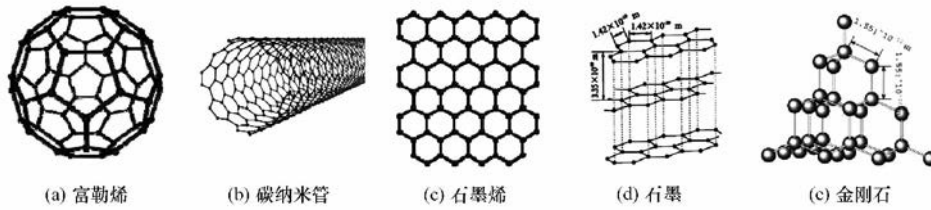


图1 碳材料家族成员体系

目前,石墨烯的制备方法主要有机械剥离、SiC 外延生长、单晶金属表面外延生长、氧化还原及化学气相沉积(chemical vapor deposition, CVD) 法等。机械剥离可制备出没有缺陷、结构完美的单层石墨烯,但尺寸问题限制了其应用。外延生长石墨烯能制备大面积、高质量的单层石墨烯,但对设备和实验条件要求很高。2009 年,美国德州大学奥斯汀分校的 Ruoff 研究组用 CVD 方法于低压下在多晶 Cu 箔表面生长出大面积、高质量的单层石墨烯^[7],此后 CVD 方法制备石墨烯的研究取得飞速发展。CVD 方法制备石墨烯,具有成本低、高质量、大尺寸、透光性好、易于转移、适合规模生产等优点而成为一种重要的石墨烯制备方法。

CVD 方法制备石墨烯是以甲烷等含碳化合物作为前驱体,使其在金属基体表面发生高温分解生成热解碳,通过控制反应条件,热解碳经过成核、重排而生长成石墨烯。按石墨烯生长机理的不同,CVD 制备石墨烯的方法主要分为两种^[8-9]:

(1) 渗碳析碳机制:对于镍等具有较高溶碳量的金属基体,碳前驱体裂解产生的热解碳原子在高温时渗入金属基体内,在降温时再从其内部析出成核,进而生长成石墨烯,这种方法适合生长层数较多的石墨烯,单层或少层石墨烯较难控制;

(2) 表面生长机制:对于铜等具有较低溶碳量的金属基体,高温下气态前驱体裂解生成的碳原子吸附于金属表面,进而成核生长成“石墨烯岛”,随着“石墨烯岛”数量的增加和面积的不断扩大,最终在二维层面上合并形成连续的石墨烯薄膜。

本文主要研究用 CVD 方法在 Cu 基底上制备的单层和多层石墨烯、Ni 基底上生长的 30 层左右的石墨烯薄膜的拉曼光谱、微观结构、光学和电学性能,分析不同生长机理对石墨烯薄膜质量和光、电性能的影响。

2 实验

实验对用 CVD 方法在 Cu 箔和 Ni 箔基底上生长,然后转移到玻璃基片上的不同层厚的石墨烯薄膜做一系列结构和性能检测。用 Horuba 公司的显微拉曼光谱仪测量转移到石英玻璃上的石墨烯薄膜的拉曼

光谱,分析薄膜的质量和层厚;用高倍光学显微镜观察转移到普通玻璃上的薄膜的表面形貌,分析薄膜的均匀性和连续性;用多晶 X 射线衍射分析仪测量石墨烯薄膜的 X 射线衍射谱分析其晶体结构;用 756PC 型紫外可见分光光计测量薄膜的透射光谱分析其光学性能,用四探针方法测量薄膜的方块电阻分析其电性能。通过不同的测试数据综合分析不同基底上生长的不同层厚的石墨烯薄膜的微观结构和光、电性能。

3 结果分析和讨论

3.1 单层和多层石墨烯薄膜的拉曼光谱

拉曼光谱作为一种无破坏性、快速且敏锐的测试技术,成为表征石墨烯和研究其缺陷的最重要的实验手段,在石墨烯的结构和层数表征方面具有独特的优势。石墨烯的结构缺陷(D 峰)、sp²碳原子的面内振动(G 峰)和碳原子的层间堆垛方式(2D 峰,也称 G' 峰)等信息均在拉曼光谱中得到了很好的体现^[10-11]。单层或本征石墨烯有 2 个典型的拉曼特征峰,分别为位于 1 582 cm⁻¹ 附近的 G 峰和位于 2 700 cm⁻¹ 左右的 2D 峰。对于含有缺陷的石墨烯样品或者在石墨烯的边缘处,还会出现位于 1 350 cm⁻¹ 左右的缺陷 D 峰,以及位于 1 620 cm⁻¹ 附近的 D' 峰。因为 D 峰涉及一个缺陷散射的双共振拉曼过程,所以石墨烯的缺陷会反映在其拉曼 D 峰上,通过对石墨烯拉曼 D 峰的检测可以定量地对其缺陷密度进行研究,并由此判断石墨烯的质量。在石墨烯的层数表征方面拉曼光谱更是具有独特的优势,完美的单洛伦兹峰型的二阶拉曼峰(2D 峰)是判定单层石墨烯简单而有效的方法,而多层石墨烯由于电子能带结构发生裂分使其 2D 峰可以拟合为多个洛伦兹峰的叠加^[10,12]。不同层数石墨烯的拉曼光谱除了 2D 峰的差异,G 峰的强度也随着层数的增加而近似线性增加。这是因为在多层石墨烯中会有更多的碳原子被检测到。因此 G 峰强度、G 峰与 2D 峰的强度比以及 2D 峰的峰型常被用来作为石墨烯层数的判断依据。拉曼光谱用来测定石墨烯的层数给出的是石墨烯的本征信息,而不依赖于所用的基底。

图 2 中的(a)—(d) 是用 CVD 方法在 Cu 箔基底上生长的单层和多层石墨烯薄膜转移到石英玻璃上的

拉曼光谱图。图 2 (e) 是用 CVD 方法在 Ni 箔基底上生长的约 30 层石墨烯薄膜转移到石英玻璃上的拉曼谱。图 2 中的(a)和(b)为典型的单层和双层石墨烯薄膜的拉曼光谱。从图中可以看到石墨烯的两个特征峰 G 峰和 2D 峰,单层石墨烯的 2D 峰强度大于 G 峰,并具有单洛伦兹峰型;双层石墨烯的 2D 峰强度和 G 峰强度几乎相同,且 2D 峰的半峰宽明显比单层石墨烯的半峰宽大。从图 2 中的(a)和(b)中还可以观察到位于 1350 cm^{-1} 左右的缺陷 D 峰,但峰强较弱,说明 Cu 箔基底上生长的单层和双层石墨烯的质量较好。位于 D 峰和 G 峰之间的 3 个拉曼峰是转移过程中因没有清洗干净有机玻璃膜(PMMA)引入的拉曼峰。图 2 中的(c)和(d)为 5 层和 10 层石墨烯样品的拉曼光谱。这两个样品的缺陷峰 D 峰很强,而石墨烯的特征峰很弱(G 峰),2D 峰几乎看不到,说明这两个石墨烯薄膜的晶格缺陷很多,质量较差。图 2 (e) 为 Ni 箔基底生长的约 30 层石墨烯的拉曼光谱,图中没有缺陷峰 D 峰,且石墨烯的特征峰 G 峰很强,2D 峰较宽且为双峰,呈现典型的多层石墨烯的拉曼光谱峰特征,表明 Ni 箔基底上生长的多层石墨烯晶体质量很好。

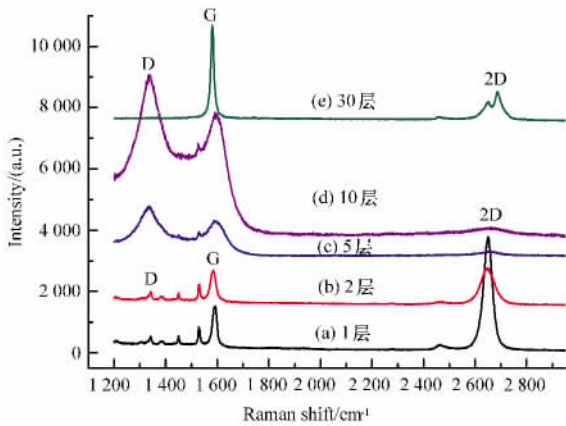


图 2 转移到石英玻璃上的单层和多层石墨烯的拉曼光谱

3.2 单层和多层石墨烯薄膜的透射光谱

用紫外可见光分光计测量在 Cu 箔基底上生长的不同层厚石墨烯薄膜的透射光谱,结果见图 3 和图 4。由图 3 和图 4 可知,所有的石墨烯薄膜在可见光范围内对各种光的吸收基本保持不变,随着层厚的增加,透光率逐渐减小。两种基底上单层石墨烯的透光率约 95%~97%。据文献[13]报道,单层石墨烯具有独特的电子结构,虽然只有一个原子层厚,但它对光仍有吸收率。当入射光穿过单层的理想石墨烯材料后,其出射光强 I 和入射光强 I_0 之比,即透光率 $T = I/I_0 = 97.7\%$,入射光强被吸收了 2.3%。我们的实验结果比理想单层石墨烯的透光率稍低,是因为薄膜褶皱造成的吸收差别。图 4 中当波长小于 350 nm 时透光率

急剧减小是因为普通玻璃基底对紫外光的强烈吸收。

根据朗伯-比尔定律^[14],光通过均匀薄膜时,透光率 T 为

$$T = e^{-\alpha d} \quad (1)$$

其中, d 为薄膜的厚度, α 为薄膜的光吸收系数。从图 3 和图 4 可以看出多层石墨烯的透光率随层数增加逐渐衰减。当层厚超过 5 层时透光率变化趋势与理论公式(1)基本一致。

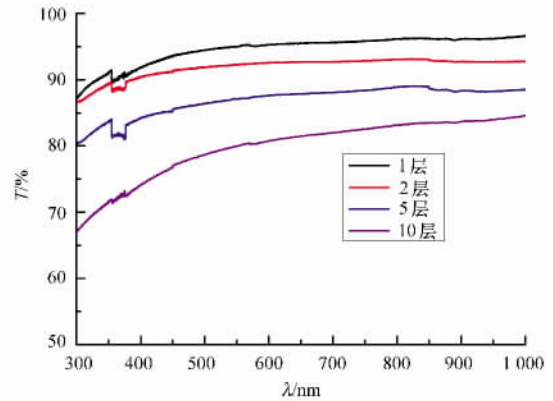


图 3 转移到石英玻璃基底上几种典型的单层和多层石墨烯透射光谱

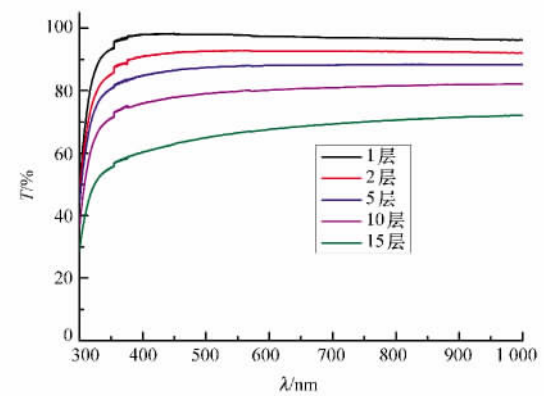


图 4 转移到普通玻璃基底上几种典型的单层和多层石墨烯透射光谱

3.3 单层和多层石墨烯薄膜的方块电阻

图 5 为四探针方法测量转移到石英玻璃和普通玻璃基底上不同层厚的石墨烯薄膜的方块电阻。结果显示,两种基片上的石墨烯薄膜的方块电阻随层厚呈现相似的变化趋势。较好质量的单层石墨烯的方块电阻均低于 10 层以内的多层石墨烯薄膜的方块电阻值,5~10 层薄膜的方块电阻较大,达 6 200 Ω 左右,随着层数的进一步增加,薄膜的方块电阻呈下降趋势,15~25 层石墨烯薄膜的方块电阻基本不变,约 1 500 Ω 左右。值得说明的是, Ni 箔基底生长的石墨烯的方块电阻只有 30 Ω 左右,远小于单层石墨烯和 Cu 箔基底生长的多层石墨烯的电阻值。

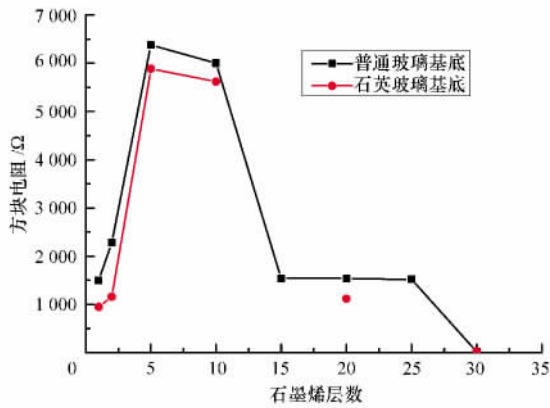


图5 转移到两种玻璃基底上石墨烯薄膜的方块电阻

石墨烯中的碳原子按照 sp^2 方式杂化,由 s 轨道和 2 个 p 轨道在杂化后形成,另一个 p 轨道垂直分布在平面上,通过 sp^2 杂化碳原子之间形成 σ 键,剩余的轨道形成 π 键。 π 轨道和 p 电子的能带结构是石墨烯电学性能的主要影响因素。对于理想的单层石墨烯,由于其所有原子均参与了离域 π 键,整个片层上下两侧的电子都可以自由移动,且由于共价单键的稳定性,石墨烯不会出现某位置碳原子的缺失或被杂原子替换,保证了大 π 键的完整性,电子在其中移动时不会受到晶体缺陷的干扰,得以高速传导,因此理想石墨烯中的电子在室温下的迁移率高达 $15\,000\text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})^{[15]}$ 。

图 5 中石墨烯薄膜的方块电阻值随层厚的变化趋势可以用图 2 的拉曼光谱结果给予说明。两种玻璃基底上单层石墨烯薄膜的方块电阻比理想单层石墨烯的值(约 $1\,000\ \Omega$ 左右)较大的原因是该薄膜中存在一定的缺陷。薄膜中缺陷和晶界处对电子的散射比较大,导致较大的电阻。尤其是 5~10 层的薄膜缺陷特别多,所以 5~10 层薄膜的电阻比单层的电阻大很多。当石墨烯膜层数进一步增多时,晶界在晶畴间有更好的连通性,而且由于层间碳原子相互叠层,使缺陷减少,因而 15~25 层石墨烯的电阻较低。Ni 箔基底上生长的 30 层石墨烯基本没有缺陷,这从图 2 的拉曼散射及后述的 X 射线衍射图得到证实,完美的晶体结构使其呈现优异的电性能。

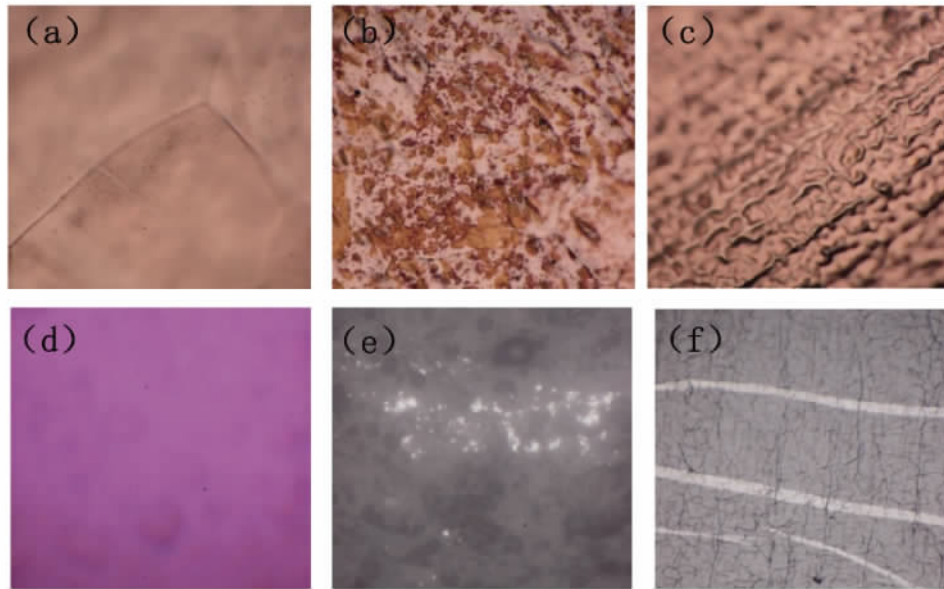
3.4 单层和多层石墨烯薄膜的微观结构和晶体结构

为了进一步分析单层和多层石墨烯的质量,了解薄膜性能与微观结构的关系,对 Cu 基底上生长的单层和多层石墨烯薄膜分别做高分辨光学显微镜分析和 X 射线衍射分析。

图 6 中的(a)、(b)、(c)分别为 Cu 基体上 CVD 方法生长的单层、5 层、15 层左右的石墨烯的高分辨光学显微镜照片。图 6 中的(d)、(e)、(f)分别是上述 Cu 基体上生长的单层和多层石墨烯将 Cu 箔刻蚀掉转移

到 Si 和普通玻璃表面再烘干后的薄膜照片。从图 6 (a)可以看出,Cu 上单层石墨烯生长得比较均匀致密,但有一些褶皱。图 6 (d)中 Si 基片上的单层石墨烯薄膜颜色比较均匀,说明从 Cu 箔转移到 Si 片上的石墨烯薄膜层数单一,质量比较好。图 6(b)是约 5 层石墨烯薄膜的照片,可观察到大量颜色较深的 Cu 颗粒。图 6(e)是将其转移到普通玻璃上的照片,可以看到薄膜的颜色明显深浅不一,其中还有一些透光的针孔,说明石墨烯薄膜是由大量的石墨烯多晶晶粒组成,不但层厚不均匀,而且还有部分不连续,该薄膜的质量较差。从图 6 (c)中也可看到 Cu 表面有很多褶皱凸起,但颜色比较均匀。由图 6(f)可看出,转移到玻璃上的 15 层左右的石墨烯薄膜是连续膜。

上述石墨烯薄膜的微观结构的变化可由 CVD 方法在 Cu 箔上生长石墨烯薄膜的机理理解。CVD 方法在 Cu 箔上生长石墨烯薄膜为表面生长机制。生长单层石墨烯所用 Cu 箔的厚度为 $250\ \mu\text{m}$,Cu 箔在 $1\,050\ ^\circ\text{C}$ 退火后,表面得到尺寸较大的单晶畴,在生长时碳原子容易穿过晶畴边界形成连续的单层薄膜。图 6(a)中的褶皱是因为 Cu 基底和石墨烯的热膨胀系数不同,石墨烯在 $1\,050\ ^\circ\text{C}$ 高温下形成,Cu 箔处于半融化状态,降温过程中 Cu 基底收缩,而石墨烯薄膜收缩很小,因此会在 Cu 基底表面产生一些褶皱。这些褶皱是影响单层石墨烯薄膜光电性能的原因之一。由于 Cu 箔表面生长石墨烯为自限制生长模式,单层石墨烯的质量比较容易控制。为了在 Cu 表面生长多层石墨烯薄膜,需要较大的甲烷和氢气流量以确保碳源,导致热解的碳原子在 Cu 表面堆积过快,有序性差,造成晶格缺陷较多。另外,较大的氢气流量对 Cu 表面产生一定的刻蚀作用,在 $1\,000\ ^\circ\text{C}$ 左右高温退火后,Cu 箔表面平整度变差,形成很多小的晶粒、晶界增多。在生长石墨烯时,在晶界处会形成一些终止点,局部就不会形成连续的石墨烯膜。小的晶粒形成小的石墨烯岛,大的晶粒形成面积较大的石墨烯岛。这些石墨烯岛在二维晶面上不断生长,最终连接成石墨烯薄膜。由于 Cu 箔表面上各个石墨烯岛的晶体取向不同,导致不同石墨烯岛之间的结合处形成缺陷,整个多层石墨烯薄膜为多晶结构。如果 Cu 箔在退火时表面褶皱较大,造成表面凸起和下凹处石墨烯岛的非均匀生长,就会导致图 6(b)5 层左右的石墨烯薄膜的缺陷较多,甚至有些地方不连续,在转移到玻璃上时出现针孔缺陷,使薄膜的光电性能变得很差。当石墨烯层数超过 10 层后,石墨烯岛继续长大形成连续的石墨烯多层膜,但膜层厚度有些不均匀,薄膜仍然具有较大的电阻。当层厚超过 15 层时,形成比较均匀的薄膜,薄膜结构相似,所以 15~25 层薄膜的电阻变化不明显。



(a)—单层石墨烯/Cu箔; (b)—约5层石墨烯/Cu箔; (c)—约15层石墨烯/Cu箔;
(d)—单层石墨烯/Si; (e)—约5层石墨烯/普通玻璃; (f)—约15层石墨烯/普通玻璃。

图6 CVD方法在Cu基体上生长和转移的不同层厚的石墨烯
高分辨光学显微镜照片(物镜 $\times 100$ 倍)

转移到普通玻璃基片上几种典型层厚的石墨烯薄膜的晶体结构从X射线衍射图(XRD)得到进一步证实,如图7所示。结果显示在Cu基体上生长的2~25层石墨烯薄膜的XRD衍射图中均没有衍射峰,说明这些多层石墨烯中的碳原子的晶体结构比较差,而Ni基底上生长的30层石墨烯薄膜有很强的C(002)衍射峰,同时出现C(004)的衍射峰,说明该薄膜中碳原子的排列类似单晶体结构。这种类单晶石墨烯薄膜中碳原子有序排列,在层内和层间基本没有晶体缺陷和晶界散射,电子在其中的传输类似于理想的单层石墨烯,因而表现出优异的电性能。

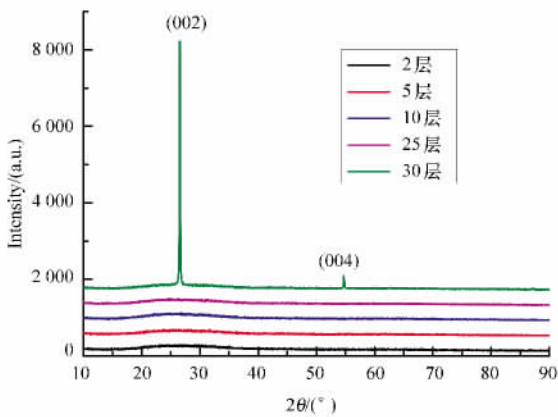


图7 转移到玻璃基底上不同层厚的石墨烯薄膜的XRD图

综合分析上述的结构与性能测试结果,可以发现石墨烯薄膜的结构和质量是影响其光学和电学性能的

主要因素。而石墨烯薄膜的结构和质量与制备方法、生长条件等因素有关。在Ni基体上生长的多层石墨烯薄膜(约30层)具有单晶结构,几乎没有缺陷,所以电子的缺陷散射和晶界散射都很小,薄膜表现出优异的电性能。但由于Ni晶体对碳原子的溶解度较大,这种渗碳析碳方法只适合制备层数较多的多层石墨烯薄膜,少层薄膜很难控制,不适合单层或少层石墨烯薄膜的生长。Cu基底上石墨烯的自限制表面生长机制适合制备结构较好的单层或双层石墨烯薄膜,但多层薄膜的结构相对较差。因此,应根据不同的应用选择不同的石墨烯制备方法,以满足不同实际应用的要求。

4 结论

本文研究CVD方法在Cu箔和Ni箔上生长的不同层厚的石墨烯薄膜的微观结构和光电性能。研究表明,不同生长机理使得两种基底上生长的石墨烯薄膜结构和性能明显不同。Cu基底上适合生长质量较好的单层石墨烯薄膜,Ni基底适合制备层数较多的单晶石墨烯薄膜。晶界和缺陷仍然是导致石墨烯薄膜电阻较大的主要原因。通过对制备工艺、参数的优化减少石墨烯的缺陷是提高石墨烯薄膜质量的主要途径。

虽然目前对CVD法渗碳析碳机制和表面生长机理的研究对石墨烯薄膜的制备有重要的指导作用,但这两种机理只是涉及石墨烯形成的主要过程,没有在

(下转第58页)

对分离。

本实验操作方法简单易行,并借助实验室常用的仪器设备对样品进行分析表征。对于本科生来说,这些实验过程能够激励学生的求知欲望,激发学生的成就感,提高学生的实验技能及科研创新能力,从而达到提高教学质量的目的。

参考文献(References)

- [1] 宋永臣,杨明军,刘卫国,等. 本科生专业实验教学研究探讨[J]. 实验室研究与探索, 2014,33(2):161-165.
- [2] 曾明荣. 浅谈专业实验建设存在的问题与对策[J]. 实验技术与管理, 1996,13(3):53-55.
- [3] 张兴元,严薇,黄佳木,等. 发挥专业实验室的支撑作用 培养材料本科创新人才[J]. 实验技术与管理, 2013,30(6):178-180.
- [4] 杜娴,杜慧玲. TiO₂的混晶效应与光催化性能综合实验研究[J]. 实验技术与管理, 2016,33(1):58-60.
- [5] 杨广武,孙笑宇,郭文跃. 量子点敏化太阳能电池制备、组装与测试:新能源专业综合研究型实验[J]. 实验技术与管理, 2015, 32(12):79-83.
- [6] Mills A, Le Hunte S. An overview of semiconductor photocatalysis [J]. Journal of photochemistry and photobiology A: Chemistry, 1997,108(1):1-35.
- [7] Trovarelli A. Catalytic properties of ceria and CeO₂-containing materials[J]. Catalysis Reviews, 1996, 38(4):439-520.
- [8] Nair J P, Wachtel E, Lubomirsky I, et al. Anomalous expansion of CeO₂ nanocrystalline membranes[J]. Advanced Materials, 2003,15(24):2077-2081.

(上接第 53 页)

分子水平上解释裂解碳如何形成石墨烯的核心问题。利用各种技术手段对碳原子在金属基体表面成键、成核、排列及生长形成石墨烯的动力学过程的深入研究将大幅度提升 CVD 法制备石墨烯的水平。

参考文献(References)

- [1] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, et al. Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films[J]. Science, 2004, 306(5696): 666-669.
- [2] Geim A K, Novoselov K S. The Rise of Graphene[J]. Nat Mater, 2007,6(3):183-191.
- [3] Castro Neto A H, Guinea F, Peres N M R, et al. The Electronic Properties of Graphene[J]. Rev Mod Phys, 2009,81(1):109-162.
- [4] Schwierz F. Graphene Transistors[J]. Nat Nanotechnol, 2010, 5(7):487-496.
- [5] Bonaccorso F, Sun Z, Hasan T. Graphene Photonics and Optoelectronics[J]. Nat Photonics, 2010,4(9):611-622.
- [6] Pumera M. Graphene in Biosensing[J]. Mater Today, 2011,14(7/8):308-315.
- [7] Li X, Cai W, An J, et al. Large Area Synthesis of High Quality and Uniform Graphene Films on Copper Foils[J]. Science, 2009, 324(5932):1312-1314.

- [9] Li H, Kang Z, Liu Y, et al. Carbon nanodots: synthesis, properties and applications[J]. Journal of materials chemistry, 2012,22(46):24230-24253.
- [10] Sheng Y, Wei J, Pan J, et al. The up-converted photoluminescence and cell imaging of water-soluble carbon dots[J]. Chemical Physics Letters, 2015,638:196-200.
- [11] Salinas-Castillo A, Ariza-Avidad M, Pritz C, et al. Carbon dots for copper detection with down and upconversion fluorescent properties as excitation sources[J]. Chemical Communications, 2013, 49(11):1103-1105.
- [12] Choudhury B, Chetri P, Choudhury A. Annealing temperature and oxygen-vacancy-dependent variation of lattice strain, band gap and luminescence properties of CeO₂ nanoparticles[J]. Journal of Experimental Nanoscience, 2015,10(2):103-114.
- [13] Liu Y, Xiao N, Gong N, et al. One-step microwave-assisted polyol synthesis of green luminescent carbon dots as optical nanoprobes[J]. Carbon, 2014,68:258-264.
- [14] Liu X, Du H, Sun X W. High-performance photoresponse of carbon-doped ZnO/reduced graphene oxide hybrid nanocomposites under UV and visible illumination[J]. RSC Advances, 2014, 4(10):5136-5140.
- [15] Pu X, Zhang D, Gao Y, et al. One-pot microwave-assisted combustion synthesis of graphene oxide-TiO₂ hybrids for photodegradation of methyl orange[J]. Journal of Alloys and Compounds, 2013,551:382-388.
- [16] Ming H, Ma Z, Liu Y, et al. Large scale electrochemical synthesis of high quality carbon nanodots and their photocatalytic property[J]. Dalton Transactions, 2012, 41(31):9526-9531.

- [8] Li X S, Cau W W, Colombo L, et al. Evolution of graphene growth on Ni and Cu by carbon isotope labeling[J]. Nano Lett, 2009, 9(12):4268.
- [9] Zhang Yi, Zhang Luyao, Zhou Chongwu, Review of chemical vapor deposition of graphene and related application[J]. Accounts of Chemical Research, 2013,46(10):2329-2339.
- [10] Ferrari A C, Meyer J C, Scardaci V. Raman Spectrum of Graphene and Graphene Layers[J]. Phys Rev Lett, 2006, 97:18740116.
- [11] Zhao W J, Tan P H, Zhang J, et al. Charge transfer and optical phonon mixing in few-layer graphene chemically doped with sulfuric acid[J]. Phys Rev B, 2010, 82:245423.
- [12] Graf D, Molitor F, Ensslin K, et al. Spatially Resolved Raman Spectroscopy of single-Layer Graphene[J]. Nano Lett, 2007, 7(2):238-242.
- [13] Nair R R, Blake P, Grigorenko A N, et al. Fine Structure Constant Defines Visual Transparency of Graphene[J]. Science, 2008, 320(5881):1308.
- [14] Cai W, Zhu Y, Li X, et al. Large area few-layer graphene/graphite films as transparent thin conducting electrodes [J]. Appl Phys Lett, 2009,95(12):123115-123118.
- [15] Zhang Y B, Tan Y W, Stormer H L, et al. Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene[J]. Nature, 2005,438(7065):201-204.

I类和II类光子偏振纠缠源的实验教学对比研究

孙文博, 王合英

(清华大学 物理系, 北京 100084)

摘要: 从实验系统、教学内容、教学中I类和II类光子偏振纠缠源各自所发挥的作用,以及联合开展两类纠缠源实验教学在激励学生学习兴趣、鼓励创新思维等方面做出分析,以期让更多感兴趣的教师和学生得以了解两类纠缠源有何异同以及各自的教学价值和意义所在。

关键词: 实验教学; 量子纠缠; 光子纠缠源

中图分类号: O413.1;G642.0 **文献标识码:** A **文章编号:** 1002-4956(2016)11-0075-05

Study of experimental teaching based on comparison between Type I and Type II polarization entangled twin-photon sources

Sun Wenbo, Wang Heying

(Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: In order to address the differences between these two experiments and highlight the importance of their combination, this paper tries to provide a brief introduction to those who (teachers and students) are interested in these experiments, focusing on the experimental setup, the teaching manner, the role of these two experiments in teaching, and the effects of stimulating learning interests and innovative thinking of students.

Key words: experimental teaching; quantum entanglement; photon entanglement source

量子纠缠是近些年物理学和信息通信等学科的研究热点。特别是近一两年,与量子纠缠相关的重大科研成果和直接关系国计民生、国防通信的报道屡见报端。2015年度国际物理学十大突破^[1]中的“多自由度量子隐形传态^[2]”“无漏洞”贝尔不等式实验^[3]等最新重量级科研成果,中国金融新闻网2015年2月4日报道的关于中国工商银行运用量子通信技术实现信息安全传输等消息。这一切既让学生感受到了量子纠缠相关实验的科学研究价值,同时也为他们展示了量子纠缠在未来人类生产生活中所潜藏的巨大应用价值。

清华大学近代物理实验课程2009年开设了量子纠缠教学实验^[4],期望通过这一实验课题的开展,帮助学生更好地理解量子纠缠这一重要概念,同时训练学

生实验技能、激励学习兴趣、启发学生创新思维。自量子纠缠源教学实验开设以来,我们一直在教学内容、教学组织模式、教学效果等方面进行摸索和实践。我们最初以单一开设II类光子偏振纠缠源搭建为起点,逐渐扩展出CHSH不等式实验验证、纠缠源效率测试与分析、SPDC光场模拟计算与实验研究等内容,逐步积累和收获到许多教学经验。直至2014年中期,在学校实验室创新基金和实验物理教学中心的大力支持下,进一步开设了I类光子偏振纠缠源的实验内容^[5],并将之与原有的II类纠缠源并行开设,取得了更好的教学效果。

在实验教学的开展过程中,发现刚刚接触这一实验的学生往往会问,是该选做I类源还是II类源呢?来参观和指导工作的兄弟院校及单位的教师往往会问,为什么要同时开设两类纠缠源,他们有何异同呢?在本文中,对两类纠缠源的各方面特点进行对比,供感兴趣的教师和学生借鉴。

1 核心器件

在两类光子偏振纠缠源中,均应用BBO(偏硼酸钡)晶体的自发参量下转换(SPDC)过程^[6]产生纠缠光子对。依据光在非线性晶体中相位匹配的类型,可将

收稿日期:2016-06-24 修改日期:2016-06-30

基金项目:国家基础科学人才培养基金支撑条件建设项目(J1210018)资助;教育部基础学科拔尖学生培养试验计划项目(20160204)资助;清华大学实验室创新基金项目(110007019,53100700116)资助

作者简介:孙文博(1980—),男,辽宁锦州,学士,工程师,从事近代物理实验教学工作。

E-mail:swb@tsinghua.edu.cn

SPDC 过程分为 I 类和 II 类, 实验中的 I 类和 II 类光子偏振纠缠源与其对应。

如果选择泵浦光为 e 光, I 类过程可用 $e \rightarrow o + o$ 表示, 即出射光子偏振态相同, 并垂直于泵浦光偏振^[7], 如图 1 所示。

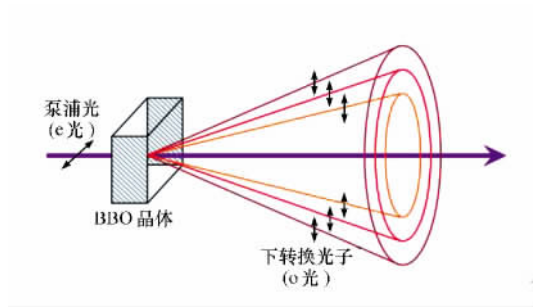


图 1 I 类下转换过程 (e 光 \rightarrow o 光 + o 光)

但一块这样的 I 类 BBO 晶体并不足以直接产生纠缠光子对, 为此在实验中, 将 2 块特别设计的全同 I 类 BBO 晶体光轴垂直放置, 使泵浦光偏振方向与两块晶体光轴均为 45° 入射, 则两块晶体分别产生一个光锥, 此两光锥偏振方向相互垂直, 如图 2 所示^[8]。

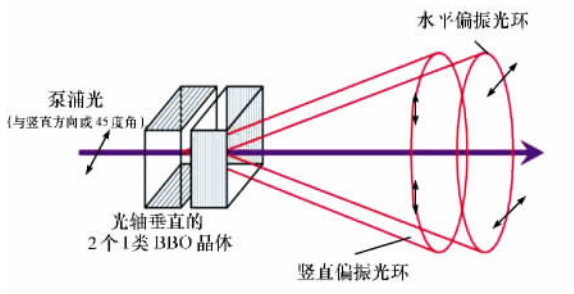


图 2 I 类下转换偏振纠缠

将两块如上所述的很薄的晶体彼此粘接, 在两个出射圆锥彼此重合的部分测量其下转换出射光子的偏振情况, 将发现出射光子处于 I 类偏振纠缠态。

可将其表达为

$$|\psi_{\text{EPR}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|V\rangle_1 |V\rangle_2 + |H\rangle_1 |H\rangle_2) \quad (1)$$

公式中, $|V\rangle$ 和 $|H\rangle$ 分别表示竖直和水平偏振方向, 下标 1 和 2 分别表示出射的 2 个光子。

若选择入射泵浦光为 e 光, 则可将 II 类下转换表示为 $e \rightarrow e + o$, 即产生了一对偏振方向相互垂直的光子, 如图 3 所示。图中上方圆锥为 e 光圆锥 (竖直偏振), 下方圆锥为 o 光圆锥 (水平偏振), 在两圆锥交线上观察偏振情况, 可发现出射光子处于 II 类偏振纠缠态, 表示为

$$|\psi_{\text{EPR}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|V\rangle_1 |H\rangle_2 + |H\rangle_1 |V\rangle_2) \quad (2)$$

可见其形成了与前述 I 类源不同的另一种偏振纠缠态

模式。

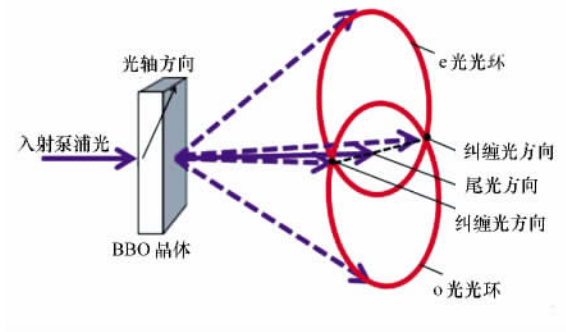


图 3 II 类自发参量下转换 (e \rightarrow e + o)

在 I 类偏振纠缠源实验装置中使用了 2 块 $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 0.2 \text{ mm}$ 的 I 类 BBO 晶体, 切割角 $\theta = 29^\circ$, 光轴垂直黏合, 前后两表面分别镀有 405 nm 和 810 nm 增透膜。II 类源装置中使用 1 块 $7 \text{ mm} \times 7 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ 的 II 类 BBO 晶体, 切割角为 42.6° , 前后两表面也分别镀有 405 nm 和 810 nm 增透膜。其切割角的不同选择决定了所构建纠缠源的不同类型。厚度的选择则主要依据前述器件原理的不同。容易看出两类纠缠源所选用的晶体厚度差距很大, 这也直接影响了 SPDC 光出射的强度, 从而造成纠缠源亮度的差异。

2 主体框架

在实验平台上, 为学生体会实验设计思路, 体现两类纠缠源的相似性, 特意从设计着手, 采用了相同的主体结构模式, 如图 4 所示。

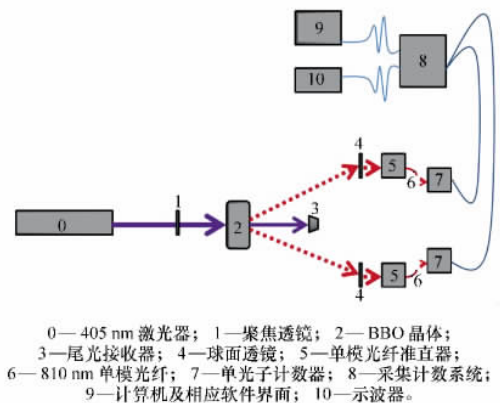


图 4 两类纠缠源相同的主体结构

首先由 405 nm 激光器作为泵浦源, 经过聚焦透镜将泵浦光聚焦于核心器件 BBO 晶体上, 发生 SPDC 过程。由于下转换效率一般仅为 10^{-10} 数量级^[9], 故会有大量尾光 (原波长的光) 残留, 这些尾光将给纠缠源数据采集系统带来巨大的光背底噪声, 甚至在某些学生实验误操作的情况下损坏单光子计数器, 故需要设置尾光接收器将尾光进行阻挡收集, 同时在球面透镜

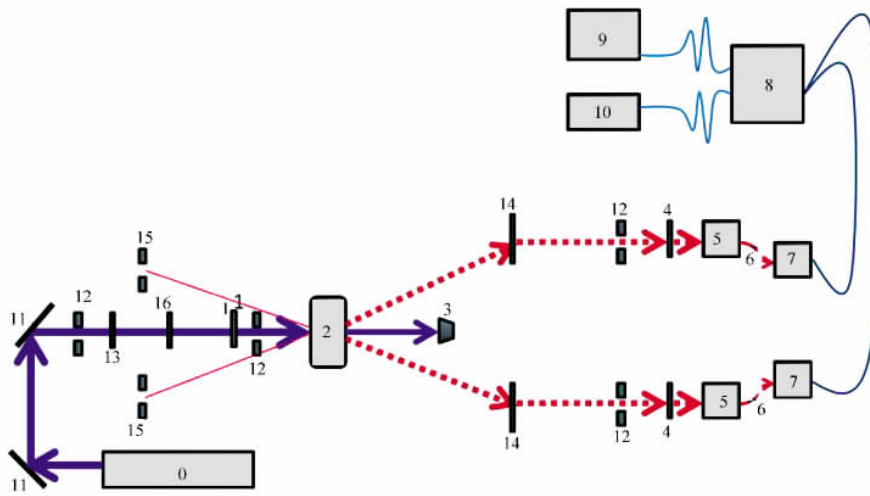
的镜筒前安装长通滤波片进行进一步的降噪。在BBO晶体中发生SPDC过程产生的偏振纠缠光子对将按照预先设定的空间角度(由设计的晶体切割角情况^[5]确定)射出,且两路成对称结构。将下转换光子对经透镜和准直器收集进入单模光纤,并传递至单光子计数器(Perkinelmer的APCM-AQRH-13),转变为电信号送至电子学采集计数系统处理,再经计算机和软件系统以及示波器系统进行数据处理和表达。

同时为让学生切实了解两类纠缠源的不同,并对关键实验环节反复练习,对其中的几个设定参数进行了调整。如设计I类源BBO晶体下转换出射角(泵浦光传播方向与某一下转换光在晶体外的传播方向之间的夹角)为 2.5° ,而II类源此角度设计为 3° 。由此带来了图4中器件4(球面透镜)和器件5(单模光纤准直器)空间位置的调整,也直接影响了反打光系统的放置位置(后文详述)。为适应这些变化,聚焦透镜也需要

选择不同焦距才能完成实验,这些都需要学生思考,重新计算和标定才能完成。由上述可知,对于II类源,要求泵浦光偏振为竖直时,BBO光轴在竖直平面内,而对I类源,若仍保持泵浦光为竖直偏振,则要求组合BBO晶体两光轴采用与竖直成 45° 的角度摆放。为让学生了解BBO晶体光轴方向和空间俯仰对下转换角度的影响和出射纠缠态相位^[10]的影响,特意将BBO晶体安放于多维空间调节架上。

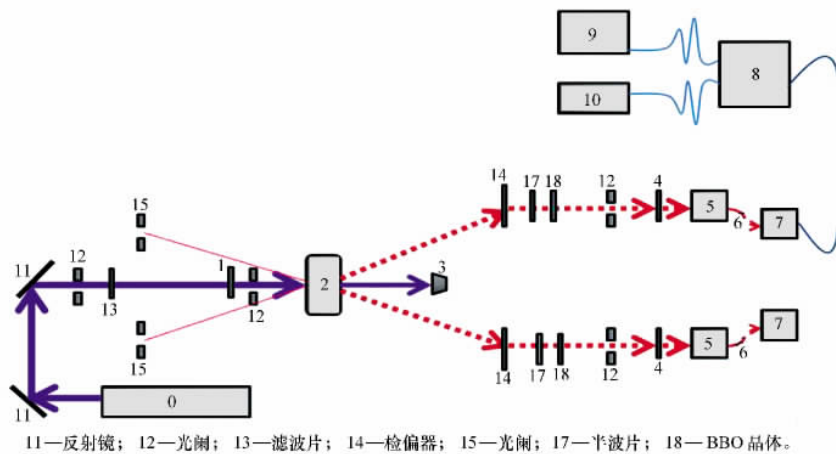
3 辅助器件与全光路

在主体框架的基础上,仍需要加入必要的辅助性器件,这些辅助性器件包括有利于对学生动手能力训练的调整定位系统、空间反打系统,以及对不同纠缠源具有特殊作用的补偿系统。图5和图6分别展示了I类源和II类源的全光路图,图中0—10与图4中的一致。



11—反射镜; 12—光阑; 13—滤波片; 14—检偏器; 15—光阑; 16—波片。

图5 I类源的全光路图(图中标号含义见正文描述)



11—反射镜; 12—光阑; 13—滤波片; 14—检偏器; 15—光阑; 17—半波片; 18—BBO晶体。

图6 II类源的全光路图(图中标号含义见正文描述)

在图 4 的主框架结构中, 第一步加入两类源共有的调整定位系统。在图 5 和图 6 中的 11 为 2 个反射镜, 它们用来对激光器出射的光束空间定位, 以便后续系统搭建, 同时将一般光学实验中常用的共轴调节手段应用于其中, 但所用反射镜应注意其在 405 nm 的反射效率, 以及搭建时是否对光的偏振产生不利影响。另外, 在图 5 和图 6 不同关键位置加了光阑 12, 一方面用于定位光束方向, 方便后续调节, 另一方面也有一定的遮挡杂光作用。为更好地遮挡杂光, 还在图 5 和图 6 中加入短通滤波片 13。最后加入检偏器 14, 用以分析下转换光子的偏振特性。

第二步, 加入反打光系统。首先利用 BBO 晶体切割角度计算出纠缠所在下转换光子的理论出射方向^[4] (选择水平平面), 再利用光学面包板的台孔和三角函数计算, 将图 5 和图 6 中的光阑 15 摆放于纠缠下转换光束的延长线上。断开 6 和 7 的连接, 在光纤 6 上装入 650 nm 激光束, 使光与接收方向反向出射经过各器件照在 BBO 晶体 2 上, 并进一步射入光阑 15 中, 以此确保接收系统近似摆放于正确的空间位置。其中应注意, 两束反射光在 BBO 上应重合, 由于接收 810 nm (BBO 晶体出射光) 和反射 650 nm 的不同以及人眼定位能力的有限性, 此种空间定位只能作为粗调节。前两步是 I 和 II 类源共有的部分, 在教学中, 这些部分主要强调技能的训练。

第三步, 针对两类纠缠源需要加入特定的补偿。在 I 类源中, 如图 5 所示, 加入了波片 16 (或加入合适的双折射晶体)。由于晶体的双折射, 会在前述的纠缠态表达式中引入相位修正, 将态表达为

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_1 |H\rangle_2 + e^{i\varphi} |V\rangle_1 |V\rangle_2) \quad (3)$$

可通过对波片 16 的调节, 消除这种影响^[11]。

在 II 类源中, 如图 6 所示, 加入由半波片 17 和副 BBO 晶体 18 组成的走离补偿系统。如前所述, 在二类晶体中, 下转换可以表示为 $e \rightarrow e + o$, 显然下转换光子在晶体内传播时也将受到双折射效应的影响, 同时产生横向走离和纵向走离效应。横向走离指在双折射晶体中, 电场矢量 E 和电位移矢量 D 方向不一致, 而造成的波矢量 K 与能流方向 S 之间存在一个夹角, 这个夹角使 e 光和 o 光发生空间上的走离。纵向走离指由于 o 光和 e 光在双折射晶体中群速度不同而造成的传播时间上的走离^[12]。由于这些走离的存在将降低纠缠度, 所以必须进行补偿。这一部分在教学中尤为重要, 一方面其作为基础实验技能训练, 更主要的是它引导学生从原理到器件要考虑周详, 对非预期因素做出补偿和调整, 从而构建科学严谨、注重细节的科学实验观。

4 纠缠点的空间定位接收

由前述可知, 两类源的纠缠点位置情况有所不同, 如图 7 所示, 在 II 类纠缠源中, 只有沿 A 和 B 所示位置的出射光是满足要求的纠缠光, 这就要求实验者在进行空间定位接收时, 同时对准 A 和 B , 但由于下转换光场很弱以及波段因素, 实验者并不能直接观察光束位置, 而对 A 和 B 所在位置的定位精度要求又比较高, 这种定位操作就成为学生较难掌握的技巧性能力, 有较高的实验难度。

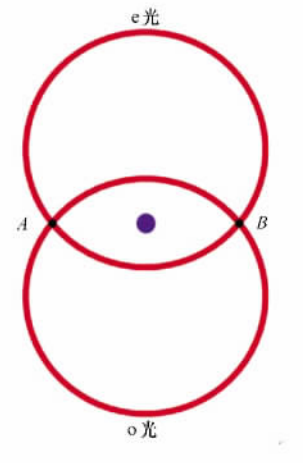


图 7 II 类下转换纠缠位置示意图

如图 8 所示, 在 I 类源系统中, 两光锥的交叠部分也形成一个圆锥面, 在这个圆锥面上, 关于圆心的对称点均为纠缠点。在学生实验时, 仅需将其中一点置于圆锥面上, 另一点做扫描式寻找, 即可找到纠缠信号。与 II 类源相比, 这样的实验操作难度大大降低, 可有效缩短学生完成纠缠源实验所需时间。

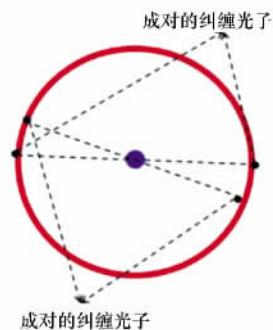


图 8 I 类源纠缠点位置示意图

两种纠缠点空间定位情况不同, 不仅是对学生实验技能和个体方案的训练, 同时可以启示学生, 通过不同的实验设计思想和方法, 可以改变实验难度, 收获不同实验成果, 有利于鼓励学生开展创新性思维。

5 实验结果与源亮度

在图5和图6中固定一路检偏器为某确定角度,旋转另一路检偏器。图9和图10分别展示了教学过程中I类和II类纠缠源的一组学生实验数据。图9是I类纠缠源数据点^[5],观察黑色数据点曲线明显看出,当一路检偏器确定为 120° 时,另一路的检偏器置 60° 时出现峰值、 150° 时出现谷值,表明此时两光子出射偏振彼此平行。再观察红色曲线,当一路检偏器转至 210° (转 90° ,与原位置关系垂直),另一路的检偏器置 60° 时出现谷值,说明此时两光子出射偏振垂直,在约 150° 处再次出现峰值,也说明了这一点。从以上分析可以看出,考察两路的光子偏振状态,符合I类源纠缠态定义。进一步验算CHSH不等式,得 $S=2.252 > 2$ 。

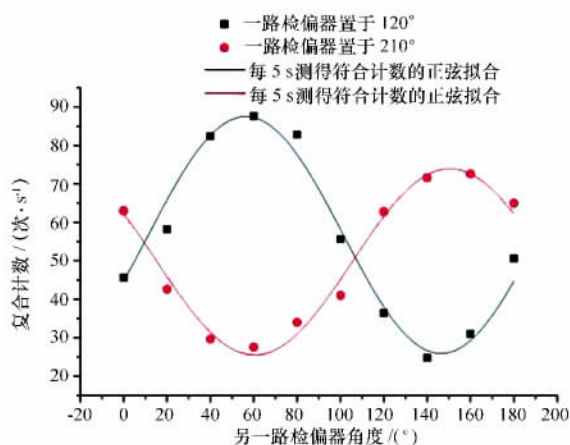


图9 I类纠缠源学生实验曲线

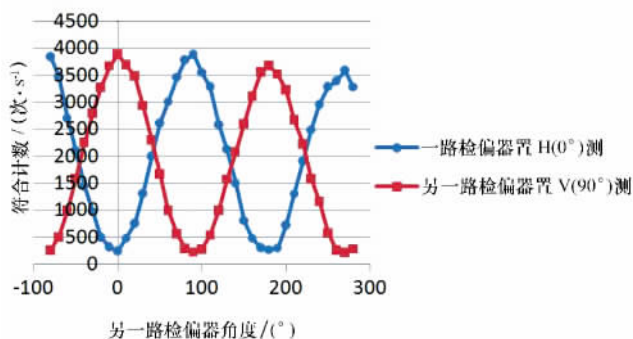


图10 II类纠缠源学生实验曲线

观察图10,类似上边的讨论,可以得出其数据结果符合II类纠缠源的定义,验算CHSH不等式结果为 $S=2.299 > 2$ 。但进一步观察两张数据图会发现,I类纠缠源峰值数据每5s不足100,即每秒约20;而II类源每秒有4000计数。很明显两种源的亮度有巨大差异,这主要取决于核心器件的选择和设计,虽然两者

都能完成贝尔不等式的验算,达到教学设定要求,但由于亮度的不同也必将导致其后续应用阶段的差异。这一点告诉学生,不同的实验设计会导致不同的数据结果,改变实验难度的同时也会影响实验的应用效果,从而激励学生综合思考实验方案,在未来的研究工作中,按照自己的需求有目的地设计和开展实验。

6 联合实验的作用与教学安排

针对两类纠缠源的特点,在教学中对其开展了“联合实验”。I类纠缠源实验操作难度小,我们将其搭建和CHSH验算环节设定为基础训练类实验,要求学生以1~2次实验课完成。若学生感兴趣,可开展如相位调节影响研究、光锥重叠性对纠缠态形成研究等。

II类源由于搭建操作难度较大,一般作为研究型实验内容开展,当然也有特别优秀的学生可以在一次实验课上将其完成。对于这种情况,可针对II类纠缠源亮度较高这一特点,让学生进一步研究以其作为单光子源或纠缠源实施量子密钥分发、下转换光场的采集研究等拓展性内容。

将两类纠缠源联合使用,可以同时进行基础训练和研究型教学,有利于实验室的教学计划排布。同时通过两者对比,可以有效展示实验设计细节对实验难度、实验效果、实验应用走向的影响,激励学生创新思维、动手实践,同时又保持严谨性、注重细节,对养成学生良好的实验习惯和建立正确的科研观有所助益。

7 结语

在国家的十三五规划中,着重强调需要以创新发展为新的经济突破口。高校尤其是作为创新人才养成的教学实验室必然肩负重任。面对这样的需求,教学实验室自己也需要站在创新的前列。直接大量购买市场上的成品实验设备将不能满足需求,因为过于套路性和商品化的设备在因材施教、创新思维启迪方面有其天然不足。直接照搬科研实验也不能满足需求,因为当下很多科研实验要么成本太高或过于复杂,不适合本科生实验教学,要么自动化程度太高或过于黑盒子化,不能展示实验细节,不利于培养学生的实验技能和提高实验素养。

我们从实验教学目标出发,将先进的科研内容转化融合成为新的教学实验,全面兼顾人才培养所注重的各个环节,而且可以在实验开发和发展过程中带领学生一同完成,学生可以从中收获更多。本文所述的两类纠缠源联合实验就是一个典型例证。我们希望以此为引,抛砖引玉,为各位有兴趣自建实验的教师提供一个可供参考的实验详例。

(下转第93页)

6 结论

针对目前光纤光栅技术的发展及航空航天测力实验要求,本文设计了一台以等离子减阻研究为目的的光纤光栅天平。光纤光栅天平设计考虑到了光纤传感器与常规应变片的区别,并且对光纤的温度敏感特性加以考虑,并在光纤光栅天平使用中进行了温度修正。通过风洞等离子减阻测力实验,光纤光栅天平可以对其进行定量的测量,与常规测压方法数据基本吻合。因此,本文设计的光纤光栅天平可以应用于航空航天测力实验,并且随着设计方法及修正方法的改进,其应用有广泛的前景。对于同种结构与常规应变片天平对比需要进一步研究。

参考文献(References)

- [1] Kentfield J A C, Claele E J. The flow physics of the Gmney flaps devices for improving turbine blade performance [J]. Wind Engineering, 1993, 19(1): 24-34.
- [2] Qian Weiqi, Cai Jinshi. Numerical simulation of turbulent flow past airfoil at low mach number [J]. Acta Aeronautica Et Astronautica Sinica, 1999, 20(3): 261-264.

- [3] Jesse Little, Munetake Nishihara, Igor Adamovich, et al. Separation control from the flap of a high-lift airfoil using DBD plasma actuators [R]. AIAA 2009: 145.
- [4] Corke T C, Post M L, Orlov D M. Single-dielectric barrier discharge plasma enhanced aerodynamics: concepts, optimization, and applications [J]. Journal of Propulsion and Power, 2008, 24(5): 935-945.
- [5] 任亮, 李宏男, 胡志强, 等. 一种增敏型光纤光栅应变传感器的开发及应用 [J]. 光电子激光, 2008, 19(11): 1437-1441.
- [6] 陆文详, 彭超. 高精度大升阻比民机测力天平研制 [J]. 流体力学实验与测量, 1999, 13(3): 75-79.
- [7] 姚裕, 吴洪涛, 张召明. 并联风洞天平应用研究 [J]. 南京航空航天大学学报, 2007, 39(1): 84-87.
- [8] 钱焯祺, 蔡金狮. 绕翼型低速流的数值模拟 [J]. 航空学报, 1999, 20(3): 261-264.
- [9] 恽起麟. 风洞试验 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2000: 19-80.
- [10] 毕卫红, 李一良, 张睿. 新型光纤压力传感器 [J]. 仪表技术与传感器, 2008(8): 8-10.
- [11] 王颖. 光纤光栅传感器技术的原理与应用 [J]. 开发研究与设计技术, 2007(23): 1297-1299.
- [12] 李应红, 吴应, 张朴, 等. 等离子体激励抑制翼型失速分离的实验研究 [J]. 空气动力学学报, 2008, 26(3): 372-377.

(上接第 79 页)

参考文献(References)

- [1] Tushna. Double quantum-teleportation milestone is physics world 2015 Breakthrough of the Year [EB/OL]. [2016-06-20]. <http://physicsworld.com/cws/article/news/2015/dec/11/double-quantum-teleportation-milestone-is-physics-world-2015-breakthrough-of-the-year>.
- [2] Wang Xili, Cai Xindong, Su Zuen, et al. Quantum teleportation of multiple degrees of freedom of a single photon [J]. Nature, 2015, 518(7540): 516-519.
- [3] Hensen B, Bernien H, Dreau A E, et al. Loophole-free Bell inequality violation using electron spins separated by 1.3 kilometers [J]. Nature, 2015, 526(7575): 682-686.
- [4] 孙文博, 王合英, 陈宜保, 等. 用光子纠缠源验证 Bell 不等式 [J]. 物理实验, 2010(12): 1-5.
- [5] 孙文博, 王合英, 陈宜保, 等. I 类量子纠缠实验教学系统 [J]. 物理实验, 2016(6): 1-5.
- [6] Burnham D C, Weinberg D L. Observation of simultaneity in para-

- metric production of optical photon pairs [J]. Phys Rev Lett, 1970, 25: 84-87.
- [7] Yanhua Shih. Entangled biphoton source—property and preparation [J]. Rep Prog Phys, 2003, 66: 1009-1044.
- [8] Dehlinger D, Mitchell M W. Entangled photons, nonlocality, and Bell inequalities in the the undergraduate laboratory [J]. Am J Phys, 2002, 70(9): 903-910.
- [9] Hsu Fengkuo, Lai Chihwei. Absolute instrument spectral response measurements using angle-resolved parametric fluorescence [J]. OPTICS EXPRESS, 2013, 21(15): 18538-18552.
- [10] Kwiat P G, Waks E, White A G, et al. Ultra bright source of polarization-entangled photons [J]. Phys Rev A, 1999, 60: 773.
- [11] Galvez E J, Holbrow C H, Pyssher M J, et al. Interference with correlated photons: Five quantum mechanics experiments for undergraduates [J]. American Journal of Physics, 2005, 73(2): 127-140.
- [12] Kwiat P G, Mattle K, Weinfurter H, et al. New High-Intensity Source of Polarization-Entangled Photon Pairs [J]. Phys Rev Lett, 1995, 75: 4337-4341.

专 论

测量 $\text{Ga}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{As}$ 薄膜材料 磁学性质的实验系统

——基于反常霍尔效应和表面磁光克尔效应

蒋笑寒² 陈宜保¹ 梁昌林¹ 朱旭波³ 张留碗¹

(1. 清华大学物理系 北京 100084;

2. 中国人民大学附属中学 北京 100080;

3. 北京航空航天大学物理系 北京 100191)

摘 要 利用反常霍尔效应和磁光克尔效应,我们搭建了一套可以自动完成数据采集的电学和光学测试系统,成功表征了厚度为 20 nm 的 $\text{Ga}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{As}$ 薄膜的磁性行为。进一步地综合比较了对同一个薄膜样品中极向、纵向磁光克尔效应与反常霍尔效应在测量上的优劣,为弱磁性材料磁学性质的测量提供了有益的参考。

关键词 半导体自旋电子学 稀磁半导体 $\text{Ga}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{As}$ 薄膜 反常霍尔效应 磁光克尔效应

文章编号 1002-0748(2015)10-0002

中图分类号 G633.7

文献标识码 A

一、引言

磁性半导体(Ga, Mn)As 薄膜是一种重要的半导体自旋电子学材料,自 1996 年被成功制备出来后,由于其兼具半导体和铁磁体的优良特性而成为研究热点^[1-6]。充分了解(Ga, Mn)As 薄膜的磁学性质,最常规的办法是通过超导量子干涉仪(SQUID)等磁强计对其温度和磁场依赖的磁矩变化行为进行直接探测。这种办法是基于法拉第电磁感应定律将磁信号转化为电信号,其测试耗费极高,且使用的商用仪器集成度高,无法直接引入实验教学使用。考虑到磁化强度是材料的本征属性而与材料的具体尺寸无关,新的磁性测量方法可以直接与磁化强度相关联。

基于上述考虑,我们分别利用(Ga, Mn)As 薄膜中磁学量和电学量、光学量的关联,通过和材料本征磁性相关的反常霍尔效应(AHE)和磁光克尔效应(MOKE)搭建了一套实验系统,成功观察到了厚度为 20 nm 的 $\text{Ga}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{As}$ 薄膜在不同温度下的磁滞回线,完整地表征了 $\text{Ga}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{As}$ 薄膜磁化强度的温度和磁场依赖行为。进一步地,我们还综

合比较了 AHE 极向和纵向 SMOKE 的测量结果,分析了各自测量方法的优劣势,为弱磁性材料磁学性质的测量提供了有益的参考。另外,我们搭建的是一个开放的实验系统,非常适合在高校近代物理实验教学中使用,有助于提高学生的创新意识和创新能力,激发学生对物理实验的学习热情和兴趣。

二、实验原理

磁滞回线是研究磁性材料静态磁特性的重要手段^[7],对于薄膜材料,由于其厚度薄、磁矩小,在测试方法上经常面临很大的难度;而由材料的反常霍尔效应产生的霍尔电压与材料磁化强度成正比,与材料厚度成反比的特性,使得利用反常霍尔效应原理可以更精确灵敏地测量出材料的磁滞回线^[8]。表面磁光克尔效应(SMOKE)是由磁场引起光的偏振面发生变化的一种效应,其磁性灵敏度达到 1 个原子层厚度,是研究表面磁学性质的重要方法^[9-11]。

1. 反常霍尔效应

美国物理学家霍尔(A. H. Hall, 1855—1938)于 1879 年在研究金属的导电机制时发现了霍尔效应^[12]。当电流垂直于外磁场通过导体时,在导体的垂直于磁场和电流方向的两个端面之间会出现电势

差,这一现象就是霍尔效应。这个电势差也被称为霍尔电势差。1880年,霍尔在研究磁性金属的霍尔效应时发现,即使不加外磁场也可以观测到霍尔效应,这种零磁场中的霍尔效应就是反常霍尔效应(Anomalous Hall Effect)(见图1)。霍尔电阻率可以写成霍尔效应和反常霍尔效应两部分之和^[12-15]。

$$\rho_{xy} = R_0 B + 4\pi R_s M \quad (1)$$

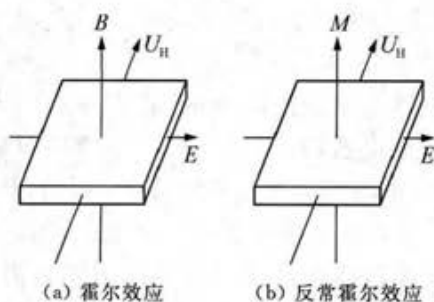


图1 霍尔效应示意图

其中 R_0 为霍尔系数, R_s 为反常霍尔系数, M 为磁化强度。霍尔电阻率随磁场变化的关系如图2所示,从图中可以看出,霍尔电阻率随磁场的变化快速增加,然后达到饱和。

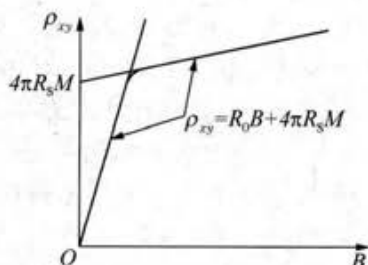


图2 霍尔电阻率随磁场变化关系示意图

对于薄膜材料,霍尔电阻 R_{Hall} 为:

$$R_{Hall} = \frac{R_0}{d} B + \frac{R_s}{d} M_{\perp} \quad (2)$$

其中 d 为薄膜厚度, M_{\perp} 为垂直于样品表面(简称“面外”)的磁化强度分量。式中第一项为正常霍尔项,由洛伦兹力引起,与外磁场成正比;第二项为反常霍尔项,来源于自旋-轨道耦合,与垂直于样品表面的磁化强度成正比。在低温和低磁场范围内,正常霍尔效应可以忽略不计,霍尔电阻主要取决于反常霍尔效应。从②式可以看出,测量得到霍尔电阻(实验中一般测量霍尔电压)与外加磁场的关系,即可以得到样品的面外磁化强度分量 M_{\perp} 与磁场 H 的关系,即得到样品的面外磁滞回线。

2. 磁光克尔效应

磁光克尔效应由 John Kerr 在 1877 年观测偏振光通过抛光过的铁磁电极反射时发现。1985 年 Moog 和 Bader 进行铁磁超薄膜的磁光克尔效应测量,首次成功地测得了 1 个原子层磁性薄膜的磁滞回线,并提议将该技术称为 SMOKE (Surface Magneto-Optic Kerr Effect),从此这种探测薄膜磁性的先进技术开始在研究中得到大量的应用^[9]。

当一束线性偏振光入射到不透明样品表面时,如果样品是各向异性的,反射光将变成椭圆偏振光且偏振方向会发生偏转。而如果此时样品为铁磁状态,还会导致反射光偏振面相对于入射光的偏振面额外再转过一小角度,这个小角度称为克尔旋转角 θ_K ,即椭圆长轴和参考轴间的夹角,如图3所示。同时,由于样品对 p 偏振光和 s 偏振光的吸收率不同,反射光的椭圆率也要发生变化,这个变化称为克尔椭圆率 ϵ_K ,即椭圆长短轴之比。

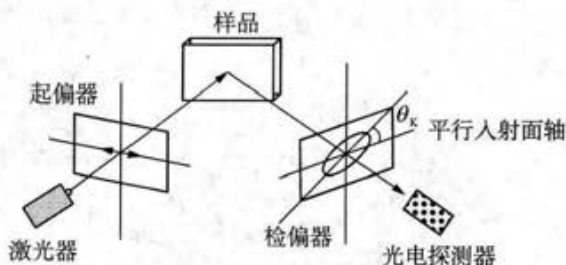


图3 表面磁光克尔效应原理图

按照样品磁化矢量相对样品表面和入射面的配置状态不同,表面磁光克尔效应可以分为3种:

(a) 极向克尔效应:样品磁化方向垂直于薄膜表面并且平行于入射面;

(b) 纵向克尔效应:样品磁化方向平行于薄膜表面和入射面;

(c) 横向克尔效应:样品磁化方向平行于薄膜表面并且垂直于入射面。

从微观上看,磁介质在磁场中时,通过自旋-轨道相互作用使光的电场和电子的自旋发生耦合作用产生磁光效应。当线偏振光在各向同性介质中传播时,可以分解成两个圆偏振光的叠加,在磁场的作用下左旋圆偏振光和右旋圆偏振光的传播速度不同时,这两种圆偏振光模式产生不同的相移,结果使光的偏振面产生一个很小角度的转动,即为磁光效应。另外介质对左旋圆偏振光和右旋圆偏振光的吸收的不同将影响克尔椭圆率。介质的性质用一个 3×3 的张量 ϵ_{ij} 来表示,其中 $i, j = 1, 2, 3$ 。

3. 光学测量系统

(1) 光路系统

光路系统由输入光路和接收光路组成,光源为一线偏振的 He-Ne 激光器,功率为 1.5 mW,激光经光阑后通过起偏棱镜入射到样品表面。

实验所使用的起偏和检偏棱镜为格兰-汤姆逊棱镜,安装在可 360 度调节的偏光镜架上,通过螺旋测微头可以对棱镜的偏振方向进行微调。

(2) 光学探测系统

实验系统的光学探测采用美国 Newport 高灵敏度 PIN 光电探测器,输出电压信号放大后接入 Keithley2001 型数字电压表,然后通过 GPIB 接口接入计算机,光路调节时,可以通过电压表的指示值判断消光状态。

4. 数据采集系统

数据采集软件采用 C# 语言编写,数字电压表的电压信号以及温控仪的测量信号通过 GPIB 接口输入计算机供采集软件读取。软件通过串口和励磁电源连接,控制磁场电流的扫描,完成基于反常霍尔效应和磁光克尔效应的磁滞回线测量。

图 6 是数据采集软件的主界面,在信噪比较差的情况下,可以设置多次扫描,改善信号质量。

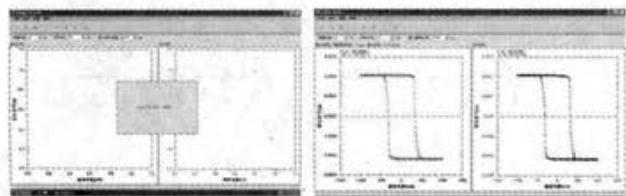


图 6 自动测量软件界面

5. 实验样品

本研究中所用的测试样品为用分子束外延(MBE)技术生长的 Ga_{0.95}Mn_{0.05}As 薄膜材料,其样品结构如图 7 所示。其中 GaAs 缓冲层用于平滑样品表面,而 In_{0.2}Ga_{0.8}As 缓冲层用于提供面内张应力,从而使 Ga_{0.95}Mn_{0.05}As 薄膜的易磁化轴垂直于样品表面。

| |
|---|
| Ga _{0.95} Mn _{0.05} As(20 nm) |
| In _{0.2} Ga _{0.8} As(500 nm) |
| GaAs buffer(100 nm) |
| Si GaAs(001) |

图 7 Ga_{0.95}Mn_{0.05}As 薄膜外延结构示意图

四、测量结果与讨论

1. 反常霍尔效应测量结果

实验首先测量样品纵向电阻(即薄膜电阻)随温度的变化关系[见图 8(a)],样品上加的直流电流为 10 μA,目的是减小焦耳热导致样品局部温度的上升。从图中看到,样品的纵向电阻 R_{xx} 随温度的下降不断上升,在 100 K 附近出现一个转变点,初步推测该样品的居里温度为 100 K 左右^[5]。

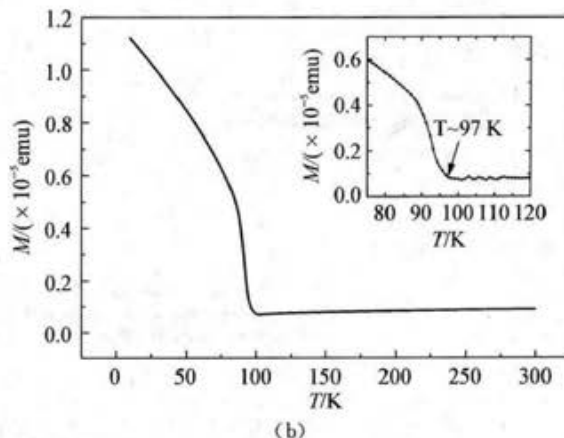
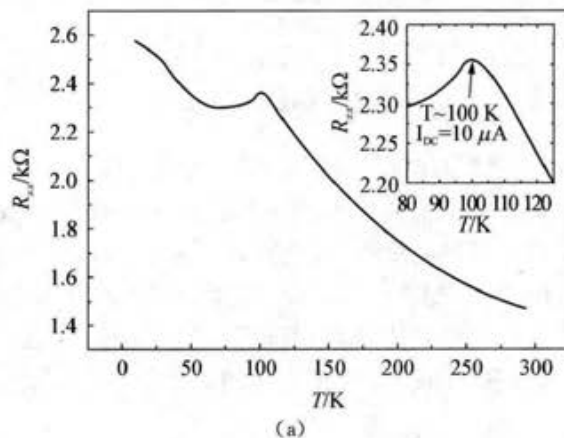


图 8 纵向电阻 R_{xx} 随温度变化关系(a)和场冷测试 M~T 曲线(b)

为了对比,同时用 SQUID 进行场冷测量得到样品 M 随温度的变化关系如图 8(b)所示,从图中看出,大约在 97 K 左右出现转变点。

进行霍尔测量时,考虑到测量霍尔电压的两个电极无法保证处在绝对的等电势面上,采用电流换向的方法来消除纵向电阻的影响,得到霍尔方向的电阻随温度变化的曲线(见图 9)。可以看到,样品的反常霍尔效应随着温度的上升逐渐减小,100 K 基本上已经看不到反常霍尔效应,在 105 K 时完全消失,这和测量样品纵向电阻 R_{xx} 得到的样品居里温度结果一致。从图中可以看出,该样品的易磁化轴垂直于薄膜表明,与之前的分析结果吻合。

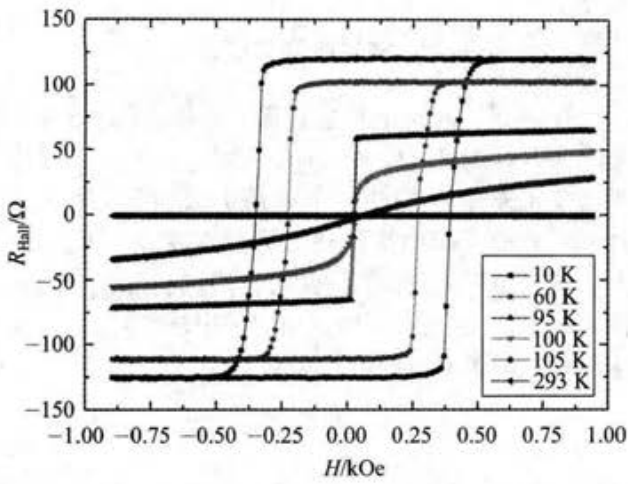


图 9 霍尔电阻随温度变化关系

2. 磁光克尔效应测量结果

我们测量了样品的极向和纵向两种克尔曲线，极向克尔效应测量得到的克尔信号随温度变化的曲线见图 10。从图中可以看到，随着温度的上升，样品的磁光信号越来越弱，反映出来样品的磁性也越来越弱，到了 90 K，已经基本测不到样品的磁光信号了。

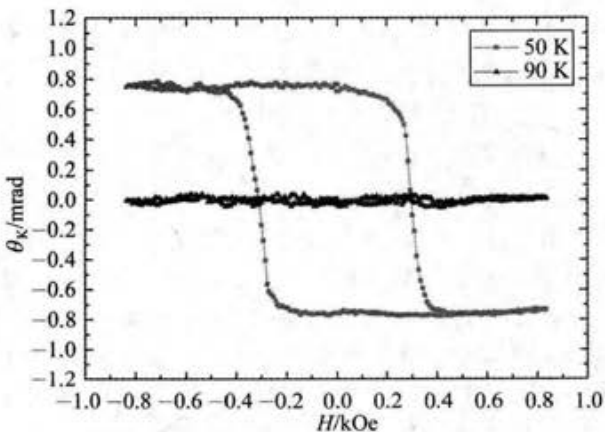
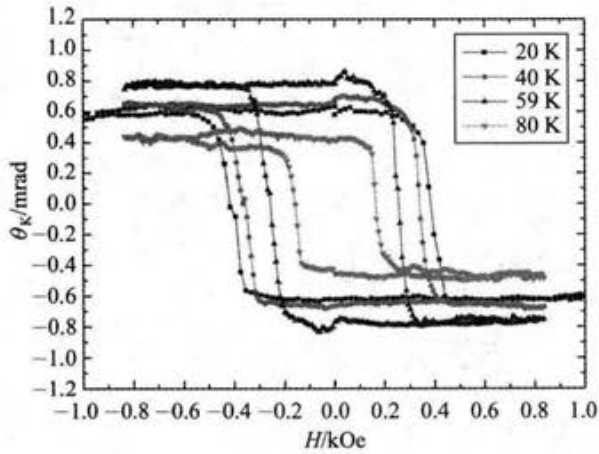


图 10 极向克尔转角随温度的变化

纵向磁光克尔效应随温度的变化关系如图 11 所示。同样可以看到，低温下磁光信号明显，随着温度的升高，磁光信号越来越弱，样品的磁性也越来越弱，到了 98 K 左右，无法测到磁光信号。

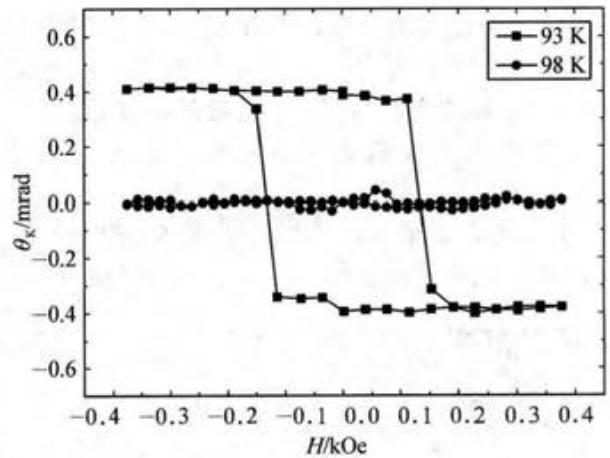
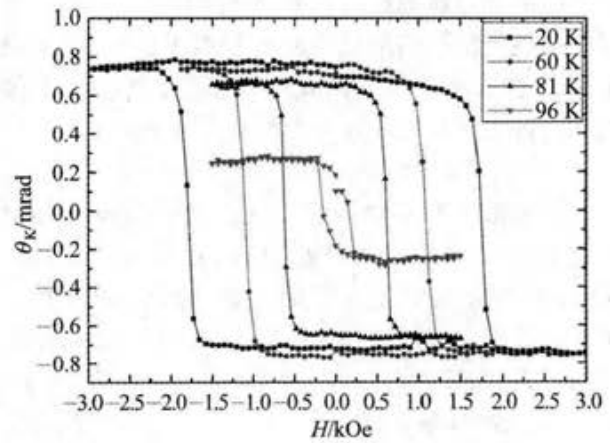


图 11 纵向磁光克尔效应

3. 反常霍尔效应和磁光效应的对比分析

根据测量得到的不同温度下样品的磁滞回线，可以计算出样品矫顽力随温度的变化关系(图 12)，

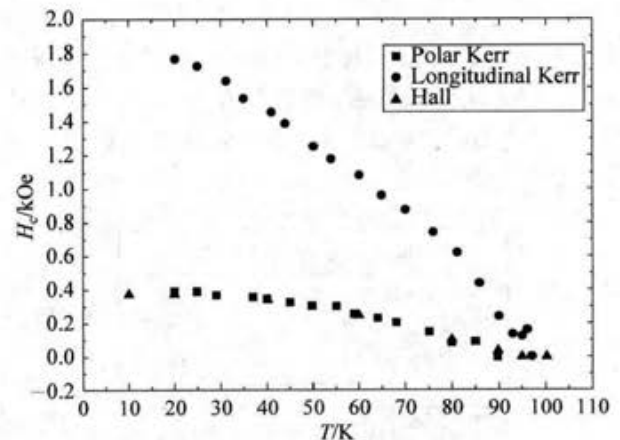


图 12 H_c 随温度变化的对比

从图中可以看到,反常霍尔效应和极向克尔测量得到的 H_c 完全一致,符合很好,这是因为这两种测量方法下样品均为垂直磁化。相对而言,纵向克尔效应外加磁场方向平行于薄膜表面,测量得到的 H_c 明显大于同温度下垂直磁化时的矫顽力,且随着温度的降低,差别越大,而垂直磁化时,其在低温下 H_c 最终会达到一个稳定的值。其原因目前尚无法解释。

图 13 为测量得到的克尔转角和反常霍尔电阻随温度的变化关系,从图中可以看出, R_{Hall} 、 θ_K 随温度的变化关系比较一致,均随着温度的降低而增加,在低温时,趋向于达到一个稳定的值。低温下,纵向克尔和极向克尔测量得到的克尔转角比较一致,随着温度的升高,克尔转角均有一个小的上升,在 65 K 左右达到最大,然后迅速随着温度的升高而减小,且极向克尔转角下降速率更快。反常霍尔电阻同样随温度的上升而下降,没有出现极值的情况。 R_{Hall} 、 θ_K 均在 100 K 左右降为 0,这是因为此时温度达到样品的居里温度,样品由铁磁性相变为顺磁性。

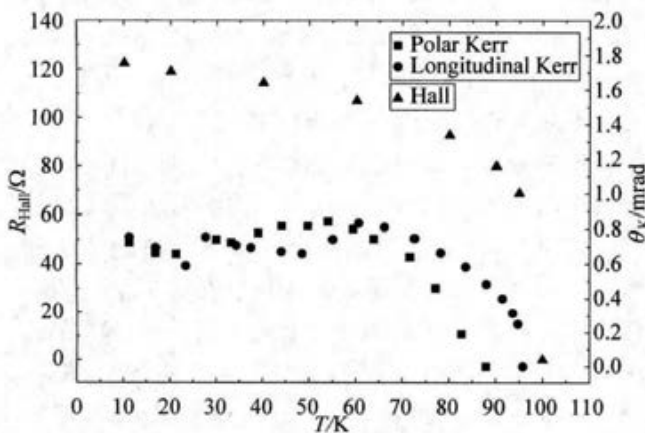


图 13 R_{Hall} 、 θ_K 随温度变化的对比

五、结 论

基于反常霍尔效应和磁光克尔效应的基本物理原理和实验方法,我们设计并搭建了实验测试系统,编写了用于数据测量的采集软件。利用这套系统,我们用电学和光学手段成功测量了厚度为 20 nm 的稀磁半导体(Ga, Mn)As 薄膜在不同温度下的磁滞回线,全面表征了(Ga, Mn)As 薄膜磁化强度对温度和磁场的响应。对两种手段进一步地分析对比表明:

(1) 反常霍尔效应基于电信号测试,其优势是信噪比高,这在接近居里温度磁信号迅速下降时表

现得尤为明显。其劣势是电测量需要焊接电极,对样品具有一定的破坏性,更换样品相对比较麻烦。

(2) 磁光克尔效应基于光学测量,其优势是对样品没有损伤,便于更换样品且在实验调节过程中不需要破坏样品腔的真空;此外,磁光克尔效应还有三种模式,可以测量样品磁化强度的不同分量。其劣势是信噪比较低,且涉及到较复杂的光路条件;另外,磁光克尔测量结果往往混杂了其他的信号,需要通过数据处理分离出样品的真实磁信号。

参考文献

- [1] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura et al. (Ga, Mn)As, A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs [J]. Appl. Phys. Lett. 1996,69(3):363-365
- [2] Matsukura F, Ohno H, A. Shen et al. Transport properties and origin of ferrimagnetism in (Ga, Mn)As [J]. Phys Rev B, 1998,57(4):2037-2040
- [3] D. Chiba, N. Akiba, F. Matsukura et al. Magnetoresistance effect and interlayer coupling of (Ga, Mn)As trilayer structures [J]. Appl Phys Lett, 2000,77(12):1873-1875
- [4] L. Chen, S. Yan, P. F. Xu et al. Low-temperature magnetotransport behaviors of heavily Mn-doped(Ga, Mn)As films with high ferromagnetic transition temperature [J]. Appl Phys Lett, 2009,95(18):182505(1)-182505(3)
- [5] 赵建华,邓加军,郑厚植. 稀磁半导体的研究进展[J]. 物理学进展,2007,27(2):109-144
- [6] 罗佳,向楠. (Ga, Mn)As 磁电输运性质的研究进展[J]. 材料导报 A:综述篇,2014,28(3):1-7
- [7] 王建国,邵雪辉. 磁滞回线的物理机理[J]. 河北建筑工程学院学报,2001,19(3):90-92
- [8] 周卓作,杨晓非,李震等. 基于反常霍尔效应的薄膜磁滞回线测量系统的原理与设计[J]. 磁性材料及器件,2011,42(2):43-52
- [9] E. R. Moog, S. D. Bader, Smoke signals from ferromagnetic monolayers: $p(1 \times 1)$ Fe/Au(100), Superlattices Microstruct. 1985,1,543-552
- [10] Qiu Z Q, Bader S D. Surface magneto-optic Kerr effect (SMOKE) [J]. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 1999,200(1-3):664-678
- [11] 刘平安,丁春,陈裕江等. 用表面磁光克尔效应实验系统测量铁磁性薄膜的磁滞回线[J]. 物理实验,2006,26(9):3-6
- [12] Hall E H. On a new action of the magnet on electric currents [J]. Am J Math, 1879,2:287-292
- [13] Chien C L, Westgate C R. The Hall Effect and Its Applications [M]. New York: Plenum, 1980. 55-76
- [14] 杨锡震,杨道生,田强. 异常霍尔效应和自旋霍尔效应[J]. 物理实验,2005,25(10):3-6
- [15] 梁拥成,张英,郭万林等. 反常霍尔效应理论的研究进展[J]. 物理,2007,36(50):385-390

分析自发参量下转换光场结构辅助搭建双光子纠缠源

孙文博, 王子逸, 王合英, 陈宜保

(清华大学 物理系, 北京 100084)

摘要: 用高灵敏度光谱仪实测纠缠点附近 SPDC 光场的波长-空间位置关系、强度-空间位置关系, 辅助定位光场中的纠缠点位置, 搭建双光子偏振纠缠源. 测量不同条件下的符合对比度, 计算 Bell 不等式, 验证了量子力学的完备性. 该方法提升了传统纠缠源实验的教学品质, 同时降低此类传统实验的操作难度, 减少学生完成纠缠源实验所需时.

关键词: 量子纠缠; 纠缠源; 自发参量下转换光场

中图分类号: O413 文献标识码: A 文章编号: 1005-4642(2014)04-0005-06

1 引言

量子纠缠是指多个量子系统之间存在的非定域、非经典的关联, 它描述了子系统之间不可分离的特性. 量子纠缠概念是量子力学的一个基本概念. 双光子纠缠源是量子纠缠的一种技术实现手段. 2009 年清华大学近代物理实验室提出了“量子力学概念、规律实验化教学”这一理念, 希望通过直观的实验现象使学生加深对量子力学基本概念和基本规律的理解. 而量子纠缠实验正是在这一理念下, 由实验室自主建设完成的实验之一^[1-2]. 在几年的教学实践中, 做过此实验的学生普遍反应大有收获. 然而学生实验中也反映出一些存在的问题: 首先, 对纠缠光子对产生机制、纠缠点定位方法的理解不够深刻; 其次, 每人次实验时间长而造成学生受益面降低. 正是针对以上两点不足, 我们利用高灵敏度光谱仪分析自发参量下转换光场结构, 辅助搭建了双光子纠缠源实验装置.

2 量子纠缠态与 Bell 不等式

量子纠缠态的概念最早由薛定谔提出^[3-4]. 当所研究的体系包括 2 个或 2 个以上的子系统时, 在某些特定的条件下, 子系统之间会具有空间非定域关联特性. 此时在任何量子力学表象中, 都无法表示为组成它的各子系统量子态矢的直积形式时, 这些子系统之间即表现出相互纠缠的不

可分特性, 即使将它们空间分离, 对一个子系统的观察也必然影响另一个子系统的测量结果.

量子纠缠的概念一经提出, 就引起学术界的大规模论战. 直到 1965 年, Bell 在局域隐变量理论^[5]的基础上导出著名的 Bell 不等式^[6]. 此不等式与量子力学的预言不相符, 于是可以通过对此不等式的实验检验来判断正统量子力学的概率诠释是否正确. 我们的实验正是以 Bell 不等式的推广形式 CHSH 不等式为理论指导, 验证纠缠源搭建是否成功, 同时对量子力学完备性给出实验验证.

以下给出 CHSH 不等式的具体形式^[7]:

$$S = |E(\phi_A \phi_B) - E(\phi_A \phi_B') + E(\phi_A' \phi_B) + E(\phi_A' \phi_B')| \leq 2, \quad (1)$$

$$E(\phi_A \phi_B) = \frac{N_{\phi_A \phi_{B\perp}} + N_{\phi_{A\perp} \phi_B} - N_{\phi_A \phi_B} - N_{\phi_{A\perp} \phi_{B\perp}}}{N_{\phi_A \phi_{B\perp}} + N_{\phi_{A\perp} \phi_B} + N_{\phi_A \phi_B} + N_{\phi_{A\perp} \phi_{B\perp}}}, \quad (2)$$

其中: $N_{\phi_A \phi_B}$ 为 AB 两路检偏器分别为 ϕ_A 和 ϕ_B (实际角度) 时的符合计数. 该不等式将成为以下实验数据处理的指导数学形式.

3 SPDC 光场

自发参量下转换 (spontaneous parametric down-conversion, SPDC) 是单色泵浦光和量子真空噪声在非线性介质中综合作用产生的非经典光场. 每个入射光子以一定概率自发地分裂成能量较低的 2 个光子. SPDC 产生的光子对具有时间、

收稿日期: 2014-01-17; 修改日期: 2014-01-24

作者简介: 孙文博 (1980-), 男, 辽宁锦州人, 清华大学物理系工程师, 学士, 从事近代物理实验教学工作.

偏振、频率等方面的纠缠特性,具有泵浦频率到晶格共振频率的宽光谱辐射分布. 在我们的实验中,应用了偏振纠缠这一特性. 20 世纪六七十年代, Louisell 和 Klyshko 等人从理论上预言了 SP-DC 现象^[8-9]. 1970 年 Burnham 和 Weinberg 在光子计数实验中首先发现了 SPDC 光场^[10].

4 二类相位匹配 SPDC 光场的光谱和强度分布特征

在偏振纠缠的实验应用中,根据晶体中相位匹配的类型,当 2 个下转换光子的偏振相同时称为一类相位匹配,若 2 个下转换光子的偏振彼此垂直,则称为二类相位匹配. 我们的实验应用二类相位匹配. 纠缠源产生纠缠以后,可以利用半波片和四分之一波片将其量子态转换为下式表示形式之一:

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_1|V\rangle_2 + e^{i\phi}|V\rangle_1|H\rangle_2),$$

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_1|H\rangle_2 + e^{i\phi}|V\rangle_1|V\rangle_2).$$
(3)

通过计算^[11-12],图 1 给出了实验中所用的二类匹配下转换的光谱分布. 其中泵浦光的波长为 403 nm,非线性晶体为 2 mm 厚的 BBO 晶体,切割角度为 $\theta=42.8^\circ, \phi=0$. 从中可以看出,自发参量下转换的光谱分布宽度是很宽的,有几十 nm. 这也正是自发参量下转换产生双光子态时间关联(10^{-15} s)特别好的原因.

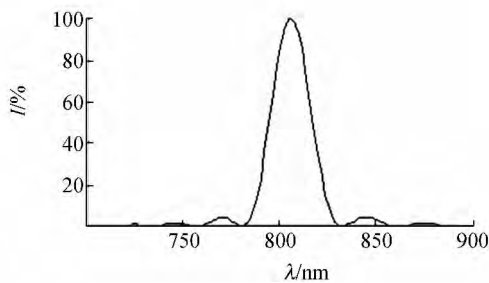


图 1 自发参量下转换光子频谱图

二类下转换通常采用频率简并情况,这时可产生偏振纠缠双光子对. 如图 2 所示^[13],参量光在非共线匹配时的分布为 2 个圆锥,图中上半圆为 e 光,下半圆为 o 光,其交叉的两点则可能是 e 光也可能是 o 光,但如果其中一个为 e 光,则另一个为 o 光,这样在这两方向上的 1 对光子形成偏

振纠缠的双光子态. 图中所示交叉的圆环在本实验中意指 806 nm 的下转换光所构成的图样. 在实际实验中此圆环应有一定的宽度,此宽度受到泵浦谱宽和测量带宽的共同影响,而超过此宽度之外会有光子密度很低的区域^[14].

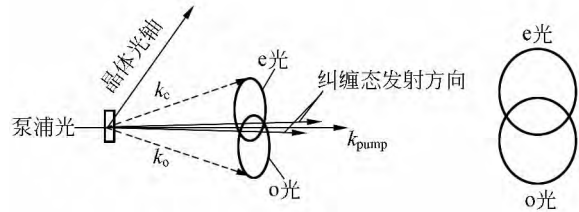
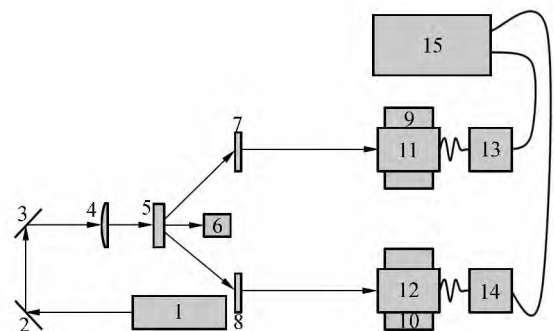


图 2 二类参量下转换示意图

5 实 验

本实验分 3 部分进行:

1) 第一部分(如图 3 所示搭建光路),首先学生需要依据本申请表原理部分的核心图所示,参照实验室提供的各器件参量,理论计算,预判 SP-DC 光场形貌,预判纠缠点空间位置,设计规划反打光路体系,预设器件位置. 而后,通过高分辨光谱仪和大行程精密位移台寻找纠缠点大致位置,并进一步采集分析纠缠点位置附近的 SPDC 光场的光谱信息、强度与位置变化关联信息,并测取纠缠点附近 806 nm 波长光的空间位置曲线. 进而由曲线形象描述 SPDC 频率简并情况下的空间分布情况,以促进学生理解光场产生机制. 同时作为第二部分实验的指导性技术指标.

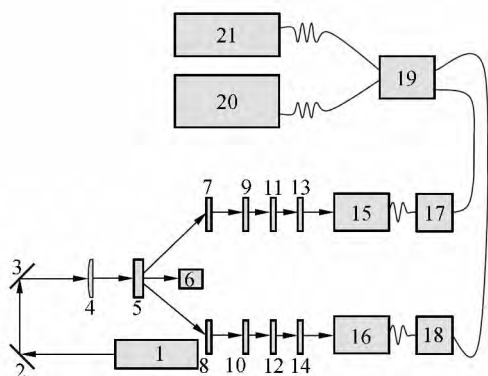


1. 激光器 2,3. 可见光反射镜 4. 聚焦透镜
5. 主 BBO 晶体 6. 尾光收集桶 7,8. 红外反射镜
- 9,10. 大行程移动台 11,12. 光纤准直器 13,14. 光谱仪
15. 计算机系统(配光谱仪采集控制软件)

图 3 SPDC 光场分析系统图

2)第二部分,以第一部分为基础,在纠缠点附近,将接收到的光信号接入单光子计数器系统,测量单路计数衰减曲线,作为纠缠点空间位置寻找的区域范围信息,为第三部分纠缠源搭建做数据技术指导。

3)第三部分,如图 4 所示搭建光路,通过双路加入检偏器,分析数据变化情况,用以较精确地确定纠缠点位置。而后断开光谱仪,并将信号连入单光子计数器——电子学甄别与符合分析系统,加入补偿,略作调整,完成纠缠源搭建实验全过程。采集数据画出符合计数分析曲线,将关键数据代入 Bell 不等式的导出形式 CHSH 不等式,检验不等式计算结果。从而判别纠缠源搭建是否成功,纠缠源接收效率高,并验证量子力学基本概念,以完成实验设定的目标^[2]。



1. 激光器 2,3. 可见光反射镜 4. 聚焦透镜 5. 主 BBO 晶体 6. 尾光收集桶 7,8. 红外反射镜 9, 10. 宽带半波片 11,12. 补偿 BBO 晶体 13,14. 检偏器 15,16. 单模光纤准直器 17,18. 单光子计数器 19. 电子学系统 20. 计算机系统 21. 示波器系统

图 4 纠缠源性能测试系统图

仪器设备参量指标:

- 1) 半导体激光器 403 nm, 线宽 0.7 nm, 功率 18 mW.
- 2) 可见光反射镜反射效率 90%.
- 3) 聚焦透镜焦距 500 mm.
- 4) 主 BBO 晶体 7 mm×7 mm×2 mm, 切割角度(晶体通光方向与光轴的夹角) $\theta=42.6^\circ$, 光轴在 xy 平面内与 x 轴的夹角 $\phi=30^\circ$, 表面增透膜 810 nm/405 nm.
- 5) 红外反射镜反射率约 95%.

6) 补偿 BBO 晶体 7 mm×7 mm×1 mm, 切割角度 $\theta=42.6^\circ, \phi=30^\circ$, 表面增透膜 810 nm/810 nm.

7) 检偏器 100 000 : 1.

8) 单光子探测器(相对)探测效率 92%, 87%.

9) 高灵敏光谱仪波长范围 400~1 000 nm, 分辨率 0.7 nm, 灵敏度 100 s^{-1} 可识别.

10) 光纤跳转适配器跳转收集效率 80%.

11) 大行程精密数显移动台精度 0.1 mm, 行程 150 mm.

6 结果与讨论

如图 3 所示配置光路与器件,采集到纠缠点附近 806 nm 下转换空间位置图如图 5 所示。由图中曲线结果可清晰看到 806 nm 光环相交的交点附近情况,由本实验原理可知,交点即为纠缠点,完成了分析着重关注部分的 SPDC 光场,并辅助寻找纠缠点空间位置的初步定位。

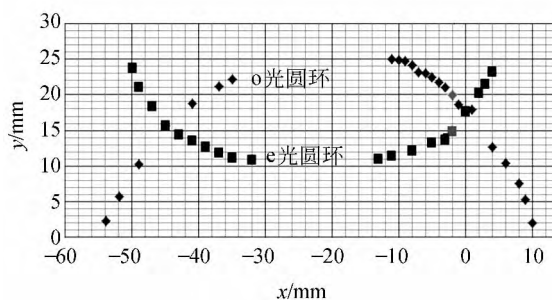
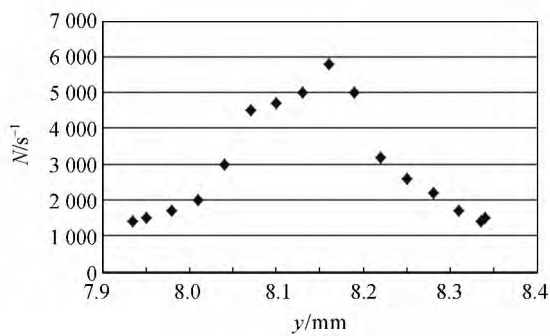


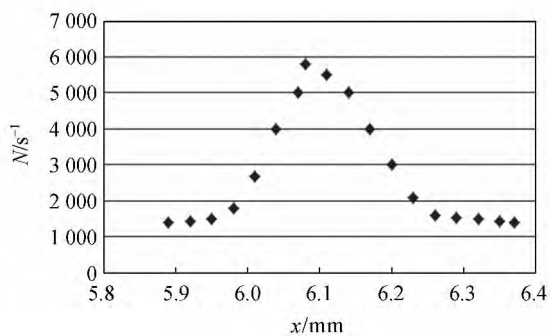
图 5 纠缠点附近 806 nm 下转换空间位置图

将图 4 的光谱仪系统换成单光子计数系统,采集纠缠点附近横向和纵向计数率衰减图如图 6 所示(背底噪声等级 1 400)。由图中曲线可以看出纠缠点附近单路数据下降情况,可以判知初步定位到精确定位的可调节范围约为 $0.2\text{ mm}\times 0.2\text{ mm}$ 。同时观察曲线可知纠缠点所在光环外为光子稀疏区。

加入补偿系统,但未检偏前计数器计数数据:单路 A 为 $6.9\times 10^4\text{ s}^{-1}$,单路 B 为 $7.2\times 10^4\text{ s}^{-1}$,符合为 $1.27\times 10^4\text{ s}^{-1}$ 。加入检偏器,符合对比度粗测结果见表 1(检偏器通光方向为水平用 H 表示,竖直用 V 表示,与竖直方向成 45° 用“+”表示,与竖直方向成 -45° 用“-”表示)。



(a)纵向



(b)横向

图6 纠缠点附近纵向和横向计数率衰减

表1 加入检偏器后符合对比度粗测结果

| 偏振片放置 | N/s^{-1} | | 对比度 |
|-------|-------------|-------------|---------------|
| | H/+ | V/- | |
| H/+ | 202/491 | 4 210/3 711 | 21 : 1/8 : 1 |
| V/- | 4 195/4 096 | 108/421 | 39 : 1/10 : 1 |

加入检偏器,测试对比度曲线. 当一个偏振片放置于H,V,旋转另一接收端的偏振片时,测量符合曲线如图7所示. 当一个偏振片放置于+, -, 旋转另一接收端的偏振片时,测量符合曲线如图8所示.

由图7和图8所示可以看出所采集数据形成了明显的峰谷曲线趋势,图中横坐标为偏振光角度实际数据,纵坐标为在对应偏振光角度下测得的符合计数. 观察图7,一路偏振片放置于H,另一路偏振片旋转使出射偏振光角度为 0° 时(即H位置)出现谷值,为 90° 时(与H的垂直位置)出现峰值;一路偏振片放置于V,另一路偏振片旋转使出射偏振光角度为 90° 时(即V位置)出现谷值,为 0° 时(与V的垂直位置)出现峰值. 同样观察

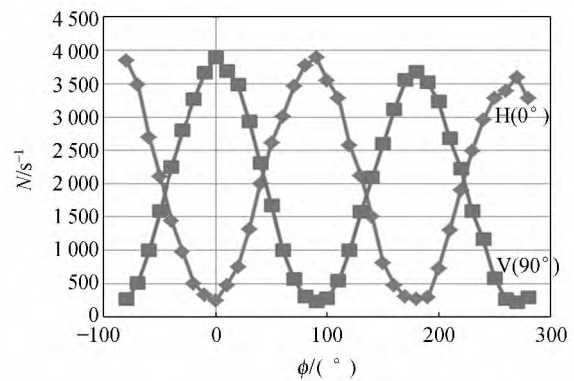


图7 检偏器置于H或V对比度测试结果

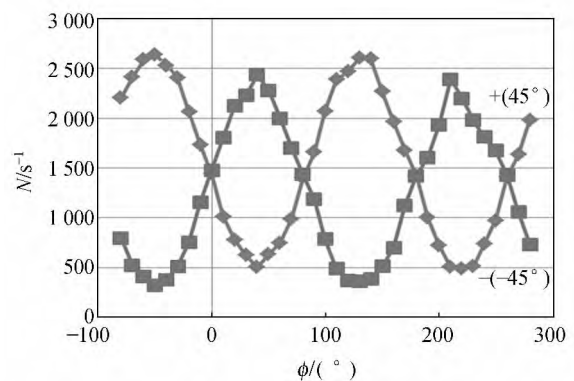


图8 检偏器置于+或-对比度测试结果

图8,也会发现同样数据规律,当2路偏振光平行时数据出现谷值,当2路偏振光垂直时数据出现峰值. 这一数据规律与纠缠光子对二类相位匹配定义完全一致. 这一结果体现了2路光子之间的反关联属性,完成了本实验设计第一步目标,即验证了双光子纠缠源的达成. 对于峰谷位置没有严格出现在理论位置而是略有偏差解释为:所读取数据为概率统计数据为1s电子仪器累加数值,且有小幅涨落.

加入检偏器,Bell不等式破缺验证所需数据见表2.

表2 加入检偏器,验证Bell不等式破缺数据表

| $\phi_A/(^\circ)$ | N/s^{-1} | | | |
|-------------------|-----------------------|------------------------|-----------------------|------------------------|
| | $\phi_B = 22.5^\circ$ | $\phi_B = 112.5^\circ$ | $\phi_B = 67.5^\circ$ | $\phi_B = -22.5^\circ$ |
| 0 | 7 947 | 36 988 | 36 424 | 8 126 |
| 90 | 37 105 | 7 806 | 9 425 | 31 228 |
| 45 | 11 003 | 33 101 | 11 047 | 31 998 |
| -45 | 34 771 | 9 633 | 33 987 | 9 294 |

将上表数据代入式(1)和(2),对实验数据的处理结果见表3.

表3 对应 E 值与偏差

| $\phi/(\circ)$ | E | ΔE |
|----------------|--------|------------|
| 0,22.5 | 0.649 | 0.003 |
| 0,67.5 | -0.588 | 0.003 |
| 45,22.5 | -0.534 | 0.003 |
| 45,67.5 | -0.529 | 0.003 |

$S=2.300\pm 0.006$,50 个标准偏差破坏 Bell 不等式.

由原理部分,对于 CHSH 不等式,定域实在论认为 $S\leq 2$,量子力学认为 $S\leq 2\sqrt{2}$,实验所得 $S=2.300\pm 0.006>2$,从而验证了 Bell 不等式的破缺,支持了量子力学的结论.

实验数据结果总体分析:对于 SPDC 光场的分析,使纠缠点空间位置直观形象地展现在学生面前,并且让学生进一步看到纠缠点附近光子强弱变化情况,从而有助于加深学生对下转换光场和纠缠点空间定位技术细节的理解,同时也起到了使下一步纠缠点空间精密定位有序、快捷的作用.以此方案所构建的纠缠源搭建成功,且品质良好,这充分说明了实验方法在优化教学过程、提高教学品质的同时也很好地保持了纠缠源原有的技术品质,从而证明了该方法的成功性.

7 结束语

通过用高灵敏度光谱仪实测纠缠点附近 SPDC 光场,并与理论结果比较,加深学生对 SPDC 光场形成机制的认识,促进学生对量子纠缠概念及实验现象的理解.进一步应用此数据结果辅助定位光场中的纠缠点位置,以辅助双光子偏振纠缠源的搭建,从而降低此类传统纠缠源教学实验的操作难度,减少学生完成纠缠源实验所需时间.

参考文献:

[1] 王合英,孙文博,陈宜宝,等.光子纠缠态的制备和

测量实验[J].物理实验,2009,29(3):1-5.

[2] 孙文博,王合英,陈宜宝,等.用光子纠缠源验证 Bell 不等式[J].物理实验,2010,30(12):1-5.

[3] Schrödinger E. Die gegenwärtige situation in der quantenmechanik [J]. Naturwissenschaften, 1935, 23(48):807-812.

[4] Schrödinger E. Discussion of probability relations between separated systems [J]. Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 1935,31(4):555-563.

[5] Bohm D. A suggested interpretation of the quantum theory in terms of hidden variables, I and II [J]. Phys. Rev., 1952,85(2):166-179,180-193.

[6] Bell J S. Speakable and unspeakable in quantum mechanics [M]. London: Cambridge University Press, 1987.

[7] Clauser J F, Horne M A, Shimony A, et al. Proposed experiment to test local hidden-variable theories [J]. Phys. Rev. Lett., 1969,23(15):880-884.

[8] Klyshko D N. Utilization of vacuum fluctuations as an optical brightness standard [J]. Sov. J. Quantum Electron., 1977,7(5):591-595.

[9] Louisell W H, Yariv A, Siegman A E. Quantum fluctuations and noise in parametric processes [J]. Phys. Rev., 1961,124(6):1646-1654.

[10] Burnham D C, Weinberg D L. Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs [J]. Phys. Rev. Lett., 1970,25(2):84-87.

[11] Scully M O, Zubairy M S. Quantum optics [M]. New York: Cambridge University Press, 1997:4-7.

[12] Rubin M H. Transverse correlation in optical spontaneous parametric down-conversion [J]. Phys. Rev. A, 1996,54(6):5349-5360.

[13] Kwiat P G, Mattle K, Weinfurter H, et al. New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs [J]. Phys. Rev. Lett., 1995,75(24):4337-4341.

[14] 樊代和,白云飞,张海龙,等.泵浦谱宽和测量带宽对 SPDC 过程产生的光子对分布的影响[J].量子光学学报,2008,14(2):109-113.

Building entanglement source by analyzing spontaneous parametric down-conversion light field structure

SUN Wen-bo, WANG Zi-yi, WANG He-ying, CHEN Yi-bao
(Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: A quantum entanglement source was built by analyzing spontaneous parametric down-conversion (SPDC) light field through point location technique, which employed a high sensitivity spectrograph as a pre-detector to measure the wavelength-space and intensity-space relations. Using this technique, a high-quality bi-photon polarization entanglement source was obtained. The Bell inequality was calculated by measuring the coincidence contrast in different conditions, and the completeness of quantum mechanics was verified. Consequently, this made the traditional quantum entanglement experiment easier and efficient, and it was possible to get more students involved in.

Key words: quantum entanglement; entanglement source; spontaneous parametric down-conversion light field

[责任编辑:任德香]

(上接第 4 页)

- [10] 欧阳艳东,吕秀品,聂传岗,等. 胆甾相液晶双稳态器件电光特性研究[J]. 汕头大学学报,2012,27(3):50-52.
- [11] 黄子强. 液晶显示原理[M]. 2 版. 北京:国防工

业出版社,2008:139-141.

- [12] 任芝,张志东. 手性垂直排列液晶盒的视角特性[J]. 液晶与显示,2005,20(1):32-35.
- [13] 李永忠,陈伟川. TN-LCD 的视角特性[J]. 现代显示,2005,9(55):35-39.

Experimental study of the electro-optic effect in liquid crystal

YUAN Shun-dong, WANG Shi-yan, WANG Dian-sheng
(Key Laboratory of New Energy Physics & Materials Science in Universities of Shandong, College of Science, China University of Petroleum, Qingdao 266580, China)

Abstract: The electro-optic effect of twist nematic liquid crystal was studied experimentally. The transmission characteristics of liquid crystal for different light sources were obtained under different voltages. The response time and viewing angle of the liquid crystal were also measured and analyzed.

Key words: twist nematic liquid crystal; electro-optic effect; transmission; response curve; viewing angle characteristic

[责任编辑:任德香]

高温超导导线 I_c - B 特性的测量

宋 彭, 王合英, 陈宜保

(清华大学 物理系, 北京 100084)

摘 要:测量了高温超导导线 Bi-2223/Ag 的临界电流值与外加磁场的依赖性关系. 实验结果表明:超导线材的临界电流不仅与磁场大小有关,而且还与外磁场的方向有关. 外磁场越大,临界电流值越小;Bi-2223/Ag 呈扁带状,临界电流对磁场的依赖性呈现各向异性. 该实验与高温超导材料临界温度测量实验结合为高温超导电性能综合测试实验,为学生自主研究提供了拓展空间.

关键词:高温超导;临界电流;磁场;Bi-2223/Ag

中图分类号:O511

文献标识码:A

文章编号:1005-4642(2013)02-0006-04

1 引 言

高临界温度超导电性的发现获得 1987 年诺贝尔物理奖,对高温超导电性的测量和研究是凝聚态物理学的一个重要课题. 高温超导材料的应用有 2 个重要指标:临界转变温度和临界电流. 高温超导材料临界温度的测量是国内外一流大学普遍开设的近代物理实验,但大都只测量其临界转变温度,不测量临界电流值. 而在实际应用中,高温超导导线的临界电流大小是制约其通流能力的因素之一,而且临界电流与其所在处的磁场大小和方向密切相关.

清华大学近代物理实验室利用超导研究中心的科研成果设计制作了测量高温超导线材临界电流及其磁场依赖性的实验装置,作为高年级本科生的近代物理教学实验仪器,其实验与近代物理实验室原有的高温超导材料临界温度测量实验结合为高温超导电性能综合测试实验^[1]. 通过实验学生对高温超导电性有了深入全面的了解,接触科研前沿,为学生的自主研究提供很好的拓展空间,有利于培养学生的科学素质和创新思维.

2 基本原理

高温超导材料的发现对于超导电气工程应用具有重大的意义^[2]. 高温超导体可以承载很高的

电流密度,在很多场合可以实现传统导体所无法实现的功能,因为超导体几乎没有焦耳热损耗,在实际运行中可大大减少功率损耗. 现有实用化的高温超导材料的临界温度都在液氮沸点之上,因此可直接用液氮进行制冷,比使用液氢的成本大大减小.

目前商用化的高温超导材料均为氧化物陶瓷材料,主要有 2 类体系:铋锶钙铜氧(Bi-Sr-Ca-Cu-O)体系和钇钡铜氧(Y-Ba-Cu-O)体系. 铋锶钙铜氧体系中最重要成分是 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$,以这种材料为基础制成的商用化高温超导导线的名称是 Bi-2223/Ag,也称为 BSCCO 导线或 Bi 系导线. 其制备工艺较为复杂,最终成品是扁带状的多芯的 Bi-2223/Ag 导线. 其截面图如图 1^[3].



图 1 Bi-2223/Ag 高温超导导线截面图

本实验所用的高温超导导线是清华大学物理系超导中心生产的 Bi-2223/Ag 导线. 这种高温超导导线的横截面积大约为 $4\text{ mm} \times 0.2\text{ mm}$,其临界电流可以达到 100 A 以上,工程临界电流密度可达 10^4 A/cm^2 以上,是铜导线的通流能力的几十倍,并且损耗极小,是一种高性能的高温超导

“第 7 届全国高等学校物理实验教学研讨会”论文

收稿日期:2012-06-02;修改日期:2012-11-30

资助项目:清华大学物理学理科基地条件建设项目

作者简介:宋 彭(1987—),男,辽宁大连人,清华大学物理系博士研究生,研究方向为高温超导材料.

通讯作者:王合英(1965—),女,山东菏泽人,清华大学物理系副教授,博士,从事实验物理教学.

导线. 在实际应用场合, Bi 系导线会处于非常复杂的电磁环境中, 而 Bi 系导线的临界电流值与所处环境的磁场的大小和方向都有密切的关系.

Bi 系高温超导材料属于第二类超导体, 当外磁场为零时, 通电导线周围产生感生磁场, 称为自场. 自场也会在高温超导材料内产生磁通穿透现象. 当电流增大到某一值时, 自场的磁通线也会运动起来, 此时的电流值即为零场下的临界电流值^[4]. 在外加磁场时, 当外磁场超过下临界场之后会有磁通穿透超导导线的过程. 外磁场越大, 穿透到超导体内部的磁通线越多. 当超导体承载直流传输电流时, 传输电流会与超导体内部的磁通线发生作用力. 当电流达到某一数值时, 这种相互作用力使得大量磁通线摆脱钉扎力的束缚在超导体内部运动起来, 磁通运动在超导体内感生出电场, 导致功率损耗, 于是超导材料开始失超. 电场与电流的矢量内积就是损耗功率, 此时对应的电流值就是临界电流值. 外磁场越大, 穿透到超导体内部的磁通越多, 使得磁通线开始运动的临界电流值越小. 这便是高温超导材料临界电流对磁场大小的依赖性.

由于高温超导导线呈扁带状, 临界电流对磁场的依赖性会呈现各向异性. 当超导导线的宽面垂直于磁感应线时, 高温超导带材的临界电流值随着磁场的增大下降得很快. 当超导导线的宽面平行于磁感应线时, 高温超导带材的临界电流值随着磁场的增大下降的幅度要慢得多. 因为当宽面垂直于磁感应线时, 高温超导导线中穿透的磁通线数量较多, 临界电流就小; 宽面平行于磁感应线时, 高温超导导线中穿透的磁通线数量较少, 临界电流就相对较大. 这便是高温超导导线临界电流值对磁场方向的依赖性.

3 实 验

图 2 是超导线材临界电流及其磁场依赖性的实验测量装置, 主要由磁体、测量架、杜瓦箱、电源及仪表组成. 磁体为超导导线样品提供直流匀强磁场, 测量架为样品提供支撑和通流的作用, 杜瓦箱用于承装液氮, 为样品提供低温环境, 直流稳压电源用于为样品通入大电流, 纳伏电压表用于测量样品上的电压降, 另有一小型直流电源为磁体供电. 实验时采取将磁体与超导导线样品一同制冷的方式, 而非样品单独制冷.

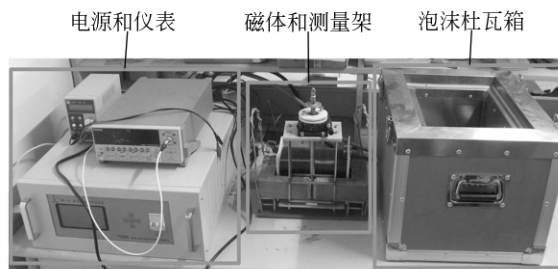


图 2 实验装置图

磁体采用有磁路的结构, 通过常规铜导线绕组励磁, 在气隙中产生较强的匀强磁场^[5], 匀场区的宽度可以覆盖测量样品的范围, 如图 3 所示, 且匀强磁场的变化范围应使超导导线样品的 I_c 出现明显变化. 磁场与线圈电流关系测量结果如图 4 所示. 当磁体绕组电流为 3 A 时, 可以在 6 mm 的气隙中产生约 0.5 T 的匀强磁场. 在气隙磁密达到 0.8 T 之前, 气隙磁密与磁体电流呈线性关系, 当气隙磁密超过 0.8 T 后, 磁轭接近饱和, B - I 曲线出现拐点.

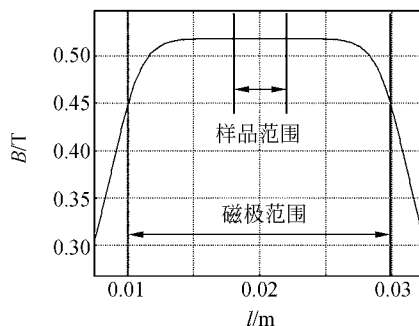


图 3 匀场区范围与样品宽度的比较

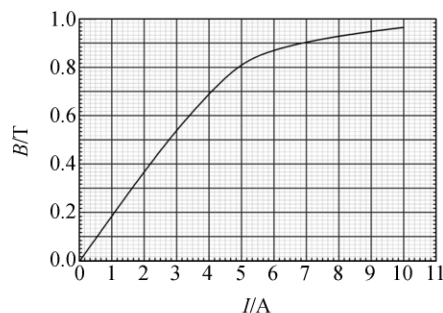


图 4 磁体标定曲线

测量架要实现 2 个功能: 一是为超导导线样品提供支撑, 这个支撑不仅要保证超导导线样品

在气隙中的位置相对固定,还要能够改变超导导线样品与磁感应线的夹角;二是能够为超导导线通入大电流.如前所述超导导线能够通入 100 A 以上的电流,由于气隙大小的限制和可旋转性的要求,测量架自身同时要承担电流引线的任务.因此测量架的设计是整套测量装置的关键.在测量架的顶部设置了旋转平台,可以任意改变样品与气隙磁场的夹角.

为样品通电的直流稳压电源的特点是低电压大电流,实验中采用额定电压、电流分别为 10 V 和 150 A 的直流电源.为了能够采集样品伏安特性,还需要该电源提供稳定的自动升流功能.纳伏电压表采用 Keithley 2182A 型,该电压表可以测量纳伏级的微弱电压信号,灵敏度高,能够满足测量样品处于临界态时电压信号的要求.

基本测量原理是四点法测量,如图 5 所示,将超导导线样品置于直流匀强磁场中,在样品中通入直流电流,测量超导导线样品中某一段的电势差.具体而言,将超导导线样品与测量架的电极连接起来,测量架与直流稳压电源连接.在超导导线样品表面通过焊接的方式接出 2 根电压引线,匀场区范围包含电压引线的焊点以确保所测电势差的准确性.测量时采取公认的超导失超判据作为判定临界电流值的依据,即:若样品上某相距 1 cm 的两点之间的电势差为 $1 \mu\text{V}$ 时,则此时的电流值即为超导导线样品的临界电流值.实际测量时,直流稳压电源通过测量架给高温超导导线样品输入直流电流,并且不断调整电流值,使电压引线之间的电压值达到失超判据.电流调节的方式可以手动调节,也可以电源自动升流.若采取电源自动升流的方式,则需要设定好升流的速率,过快可能会导致测量偏差.

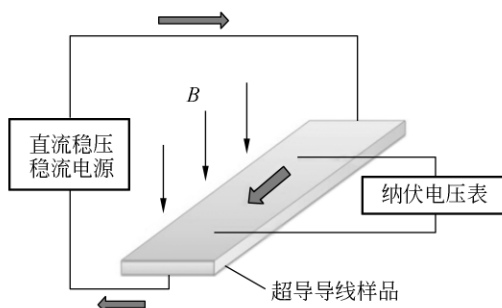


图 5 高温超导导线临界电流测量基本原理图

4 实验结果与讨论

超导材料临界温度的测量作为常规实验内容在此不再赘述,本文重点介绍超导线材零场临界电流的测量及临界电流随外加磁场大小和方向的变化.

超导导线样品由超导态到正常态的转变并不是突然发生的,而是渐变的过程.图 6 是零磁场时超导线材电压与电流的关系曲线,可知其 $U-I$ 曲线近似为指数关系,可表示为 $U=U_0(I/I_c)^n$,当电流接近或超过 I_c 之后,超导导线样品上的电压降落迅速增大.式中的 n 值大小与样品的好坏有关,样品质量越好, n 值越大,曲线越陡峭.

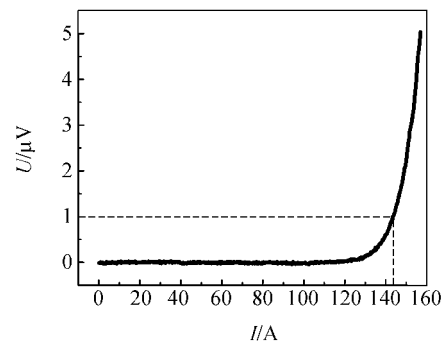


图 6 超导导线样品的伏安特性曲线

将磁体和测量架一同放入杜瓦箱中,待完全冷却之后,将磁体通电.固定磁体电流,则此时气隙中的磁场为直流匀强场.然后给超导导线样品通入电流,电流值以 1 A/s 的速度上升,观察纳伏电压表的电压值.当电压值达到失超判据时,立即切断直流电源,记录下此时的电流值,即为在该磁场下的临界电流值.固定超导导线样品与磁感应线的夹角,测量临界电流值与磁场强度的依赖性关系.然后改变样品与磁感应线的夹角,重复上面的测量过程.测出临界电流与磁场角度的依赖性.图 7 为实验测量到的 Bi-2223/Ag 导线临界电流随磁场大小和方向的变化曲线.

从图 7 可以看出,超导线材的临界电流不仅与磁场大小有关,而且与外磁场的方向有关.

根据硬超导体的磁通穿透模型,超导导线样品的临界电流 I_c 与外磁场的关系式可以表达为^[6]

$$I_c = \frac{I_{c0}}{\left(1 + \frac{\sqrt{k^2 B_{//}^2 + B_{\perp}^2}}{B_0}\right)^{\beta}},$$

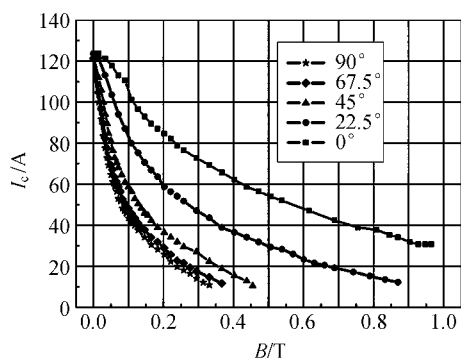


图7 超导线材临界电流随磁场大小和方向的变化曲线

其中, $0 < k < 1$ 为参量, I_{c0} 和 B_0 为常量. 由上式可以看出平行场(磁感应线平行于样品宽面)对超导导线样品的影响要小于垂直场(磁感应线垂直于样品宽面). 并且当样品宽面与磁感应线的夹角介于 $0^\circ \sim 90^\circ$ 之间时, 磁场对 I_c 的影响也是介于垂直场影响和平行场影响之间的. 理论上可以通过测量样品临界电流与外磁场角度依赖性算出上式中的各个参量. 取 $0^\circ \sim 90^\circ$ 的数据, 则可以得出表达式

$$I_c(B_0 + kB_{\parallel})^\beta = I_c'(B_0 + B_{\perp})^\beta.$$

式中 I_c 和 I_c' 为各自情况下的临界电流. 取 $I_c = I_c'$ 可得 $B_{\perp} = kB_{\parallel}$, 再代入临界电流相同时的磁场值, 即可求得 k 值. 进而再根据各个角度的其他实验结果可以求出其余各项参量, 从而得出该超导导线样品在磁场下的 I_c - B 特性. 本实验装置所测量的超导材料实验结果为 $k \approx 0.14$, $B_0 \approx 0.09 \sim 0.13$ T, $\beta \approx 1.3 \sim 1.4$.

I_c - B characteristics of high-temperature superconducting wires

SONG Peng, WANG He-ying, CHEN Yi-bao

(Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: The dependence of critical current on magnetic field in high-temperature superconductor Bi-2223/Ag was measured. The experimental results indicated that the critical current of Bi-2223/Ag wire depended on both magnitude and orientation of the applied magnetic field. This comprehensive testing experiment was combined with the critical temperature test of high-temperature superconductor to make more space for students to explore.

Key words: high-temperature superconductor; critical current; magnetic field; Bi-2223/Ag

[责任编辑:任德香]

5 结束语

高温超导导线具有承载大电流的特性,但其临界电流值的大小依赖于外加磁场的大小和方向. 在实际应用中,超导电工器件中的电磁环境较为复杂,高温超导导线不可避免地受到磁场的影响,从而影响到整个超导电工器件. 因此测量高温超导导线对外磁场的依赖性是十分必要的. 本实验旨在测量高温超导导线的临界电流与磁场关系特性,不仅可以测量对磁场值大小的依赖性,还可以测量对磁场的角度依赖性. 通过测量结果可以得出超导导线样品的 I_c - B 特性,并与理论公式比对,算出表征高温超导导线特性的列参量.

参考文献:

- [1] 章建高. 实用的高 T_c 超导特性测试仪的研制[J]. 物理实验, 2009, 29(9): 14-15.
- [2] Gomory F, Klincok B. Self-field critical current of a conductor with an elliptical cross-section [J]. Supercond. Sci. Technol., 2006, 19: 732-737.
- [3] 章立源, 张金龙, 崔广霖. 超导物理学[M]. 北京: 电子工业出版社, 1995: 186-199.
- [4] 龚绍文. 磁路及带铁芯电路[M]. 北京: 高等教育出版社, 1985: 37-52.
- [5] Hull J R. Applications of high-temperature superconductors in power technology [J]. Rep. Prog. Phys., 2003, 66: 1865-1886.
- [6] 石零, 王惠龄, 唐跃进, 等. 应用高温超导导线(带)的研制现状与进展[J]. 低温工程, 2004, 4: 22-25.



低温等离子体物理实验教学实践

王合英^{1a}, 陈国旭², 葛楠², 李和平^{1b}, 张慧云^{1a}, 包成玉^{1b}

(1. 清华大学 a. 物理教学实验中心; b. 工程物理系, 北京 100089;
2. 北京舒杰特科技有限责任公司, 北京 100089)

摘 要: 设计了 SJ-1 型常压低温等离子体物理学实验教学系统, 得到了大气压介质阻挡放电等离子体伏安特性曲线及功率-电压曲线, 并得到了空气击穿放电产生等离子体后持续放电时的电压和电流波形图. 开发了多个气体放电等离子体实验, 加深学生对不同条件下各种气体放电过程及气体放电所产生的等离子体特征的认识.

关键词: 等离子体; 大气压放电; 低温

中图分类号: O53 文献标识码: A 文章编号: 1005-4642(2013)03-0035-04

1 引 言

等离子体是由大量带电粒子组成的非束缚态宏观体系, 它与固体、液体、气体一样, 是物质的一种聚集状态, 也称为物质的第四态. 常规意义上的等离子体是指当中性气体产生了相当程度的电离, 带电粒子浓度超过一定数量时, 中性粒子的作用开始退居次要位置, 整个系统将受带电粒子的运动所支配, 从而表现出一系列不同于寻常流体的新性质. 由于电离过程中正离子和电子总是成对出现, 二者总数大致相等, 所以等离子体呈现宏观电中性^[1-5].

随着等离子体科学与技术的不断发展, 气体放电等离子体在焊接、切割、喷涂、微纳材料合成、空气净化、高危有害固体废物处理、空间推进、能量转换、生物医学、国防安全等领域有着广阔的应用前景^[6-8], 有望形成支撑 21 世纪产业和科学技术的重要基础. 虽然国内一些高校已经相继开设了一些等离子体基础理论的课程, 然而目前有关气体放电等离子体基本特性的实验教学环节还比较薄弱^[5]. 根据清华大学工程物理系近几年来开展的等离子体观摩实验教学的成功经验, 清华大学物理教学实验中心联合北京舒杰特科技有限责任公司共同研制开发了与高校等离子体物理课程相配套的常压低温等离子体物理实验教学

系统.

2 实验教学方案设计

2.1 实验目的

- 1) 了解常压低温等离子体的概念以及其产生方式;
- 2) 学习绝缘介质层厚度以及电极间距对介质阻挡放电的电特性的影响;
- 3) 学习气体流量及电源频率对非热电弧放电特性的影响;
- 4) 了解表面介质阻挡放电等离子体的产生, 制作不同结构的放电单元, 测量其放电特性.

2.2 实验装置

图 1 为我们研发的 SJ-1 型常压低温等离子



图 1 SJ-1 型常压低温等离子体实验平台及部分等离子体发生器组件照片

“第 7 届全国高等学校物理实验教学研讨会”论文

收稿日期: 2012-05-29; 修改日期: 2012-06-30

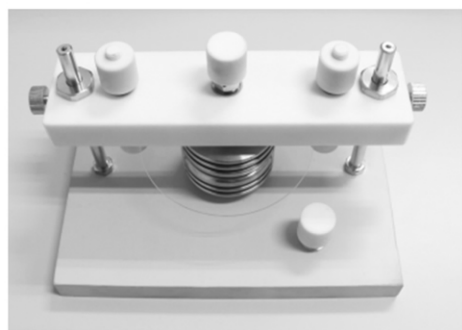
资助项目: 清华大学物理学理科基地条件建设项目 (No. 2012132009)

作者简介: 王合英 (1965-), 女, 山东菏泽人, 清华大学物理系副教授, 博士, 从事实验物理教学方面的研究工作.

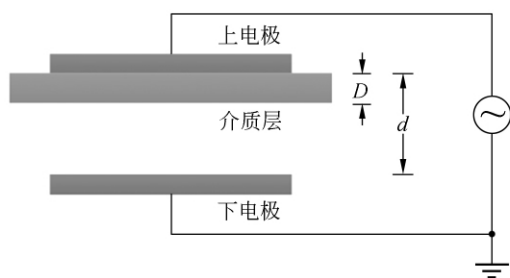
体实验平台及部分等离子体发生器组件照片. 该实验教学平台主要由电源及等离子体发生器组件构成, 采用积木式配件搭建法, 无需真空系统和特殊气体的配气系统, 放电现象直观, 实验内容丰富, 可操作性强. 本文以 SJ-I 型常压低温等离子体实验教学平台上典型的大气压介质阻挡放电等离子体发生器单元为例, 结合数字示波器 (Tektronix DPO4034)、高压探头 (Tektronix P6015A)、电流探头 (Tektronix TCP202) 以及光谱仪, 对典型的大气压空气介质阻挡放电等离子体特性进行了实验研究.

2.3 介质阻挡放电实验结果及讨论

图 2 给出了典型的大气压介质阻挡放电等离子体发生器照片图 2(a) 和相应的结构示意图 2(b), 其中电极的间距 d 为 2.6 mm, 介质层的厚度 D 为 1.4 mm.



(a) 实物照片

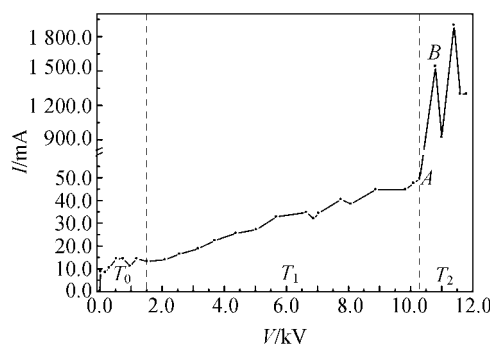


(b) 结构示意图

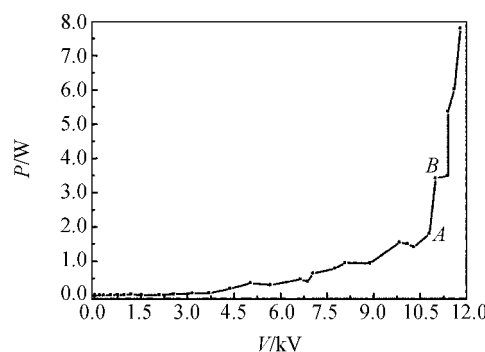
图 2 典型的大气压介质阻挡放电等离子体发生器组建照片及其结构示意图

图 3 为相应工况下空气放电产生等离子体时的伏安特性曲线及功率-电压曲线. 实验测量结果表明, 空气被击穿产生介质阻挡放电等离子体的过程可分成 3 个区间 [如图 3(a) 所示]: 在 T_0

区间, 在平行板发生器两电极间外加的电压很小, 此时在金属电极与绝缘层之间所形成的空气间隙处, 通过的电流很小且其变化亦较小. 当进入 T_1 区间时, 随着两电极间外加电压的逐渐增大, 两极板间的电流亦随之逐渐增大. 当外加电压达到某一值时空气被击穿放电产生等离子体, 放电进入第三阶段 (T_2 区间), 此时由于间隙间的空气放电产生等离子体使得发生器两电极间的电导率迅速增大, 因而通过的电流也迅速增大. 这一放电过程与汤生放电较为相似^[4]. 图 3(b) 给出了这一放电过程的功率-电压曲线, 从图中可以看到放电消耗功率随输入电压的增大逐渐增大, A 点为空气击穿放电时所需放电功率. 空气击穿放电产生等离子体后, 维持放电所消耗的功率较大, 这与放电后放电电流的变化趋势是一致的.



(a) 伏安特性曲线



(b) 功率-电压曲线

图 3 大气压介质阻挡放电等离子体伏安特性曲线及功率-电压曲线

图 4 给出了空气击穿放电产生等离子体后持续放电时 (B 点) 的放电电压和放电电流波形图.

典型介质阻挡放电结构可看成是由两金属电极及两电极间的空气介质和固体绝缘介质构成。由于固体绝缘介质层的介入,在足够大的外加电压下,空气首先会被击穿产生放电,从而在金属电极与固体绝缘层间形成电流通道。从等离子体放电的电流波形图来看,其在正半周期的放电过程中所产生的电流脉冲信号应处于输入电压增大之时,这一过程与图 4 所给出的放电电流波形图相吻合;在负半周期相应外加电压变化区间有相同的放电现象发生^[4]。

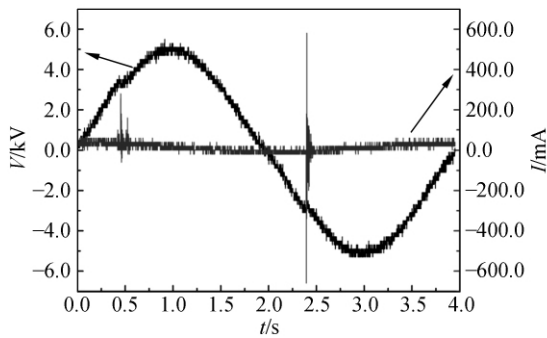


图 4 大气压介质阻挡放电等离子体的放电电压和放电电流波形图

将该实验平台与光谱仪配合使用还可对气体放电等离子体的发射光谱进行测量分析。图 5 给出了对应于图 3 所示 B 点处的等离子体发射光谱图,图 5 中右上角为对应的等离子体放电图像。从光谱仪所采集到的等离子体在 300~400 nm 范围内的发射光谱图可以看到,空气放电时发射光谱中存在着 OH, N₂ 等化学活性粒子的谱线,其中 OH 谱线和 N₂ 谱线的确定是依据文献[9-10]得到的。

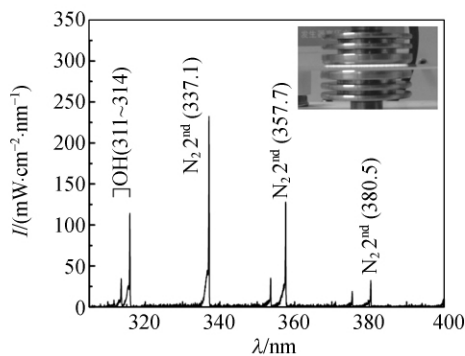


图 5 等离子体发射光谱图

3 实验教学体会

在常压低温等离子体实验教学平台上开展的大气压介质阻挡放电等离子体实验,使学生在在学习等离子体物理的过程中,对等离子体自身特性及其产生过程有了更加直观且深入的了解,为后期的深入学习打下了扎实的实践基础。在 SJ-I 型常压低温等离子体实验教学平台上结合数字示波器、光谱仪、流速测量仪等测量仪器共同组成的等离子体物理实验系统,可以开展各类常压或低压条件下的低温等离子体源的放电特性、光谱特性以及流动特性的系列实验,可对等离子体的电特性、光谱特性以及流动特性等进行全方位的学习。从教学的角度来讲,教师可根据实际的教学需求设计不同类型和难度的实验题目,从不同的角度和深度上开展有关等离子体物理的实验教学工作;从学生学习的角度来讲,学生不仅仅可以根据已有的实验指导书完成既定的实验项目,而且还可以在教师的指导下通过查阅相关的资料开展创新性的实验研究工作。目前,我们通过对前期已开展的实验课程的总结和完美,已经基本具备了全面地推广该低温等离子体物理实验教学工作的条件。

目前,我们已经开发完成了与等离子体物理教学相配套的多种气体放电等离子体实验系统,如表 1 所示。这为学生全面认识气体放电等离子体特性提供了一个良好的实验教学平台。在这一平台上通过学生实际的动手实验,加深学生对于不同条件下各种气体放电过程以及气体放电所产

表 1 等离子体物理教学实验(SJ-PLASMA 系列)

| 类别 | 实验名称 |
|----------|------------------|
| 热平衡等离子体 | 直流自由燃烧电弧等离子体实验 |
| | 直流非转移型电弧放电等离子体实验 |
| | 直流转移型电弧放电等离子体实验 |
| | 双射流电弧放电等离子体实验 |
| 非热平衡等离子体 | 大气压非热电弧放电等离子体实验 |
| | 大气压介质阻挡放电等离子体实验 |
| | 大气压沿面放电等离子体实验 |
| | 大气压射频辉光放电等离子体实验 |
| | 大气压水电极放电等离子体实验 |
| | 低气压辉光放电等离子体实验 |

生的等离子体特性的认识,提高学生的实验动手能力和知识的综合应用能力,激发学生对等离子体科学与技术的学习热情,提升学生的科研创新能力.

参考文献:

- [1] 陈熙. 热等离子体传热与流动[M]. 北京:科学出版社,2009.
- [2] 李定,陈银华,马锦秀,等. 等离子体物理学[M]. 北京:高等教育出版社,2006.
- [3] Bogaerts A, Neyts E, Gijbels R, et al. Gas discharge plasmas and their applications [J]. Spectrochimica Acta Part B, 2002,57:609-658.
- [4] 徐学基,诸定昌. 气体放电物理[M]. 上海:复旦大学出版社,1996.
- [5] 菅井秀郎. 等离子体电子工程学[M]. 北京:科学出版社,2000.
- [6] 张锐,刘鹏,詹如娟. 大气压辉光放电研究现状及应用前景[J]. 物理,2004,33(6):430-434.
- [7] Gad-el-Hak M. Flow control: passive, active, and reactive flow management [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2000.
- [8] Moreau E. Airflow control by non-thermal plasma actuators [J]. J. Phys. D: Appl. Phys., 2007,40(3):605-636.
- [9] Moon S Y, Choe W. A comparative study of rotational temperatures using diatomic OH, O₂ and N₂⁺ molecular spectra emitted from atmospheric plasmas [J]. Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy, 2003,58(2):249-257.
- [10] Boudam M K, Moisan M, Saoudi B, et al. Bacterial spore inactivation by atmospheric-pressure plasmas in the presence or absence of UV photons as obtained with the same gas mixture [J]. J. Phys. D: Appl. Phys., 2006,39(16):3494-3507.

Experimental teaching of low temperature plasma physics

WANG He-ying^{1a}, CHEN Guo-xu², GE Nan²,

LI He-ping^{1b}, ZHANG Hui-yun^{1a}, BAO Cheng-yu^{1b}

(1a. Experimental Physics Teaching Center; 1b. Department of Engineering Physics,
Tsinghua University, Beijing 100089, China;

2. Beijing Superjet Technology Co., Ltd., Beijing 100089, China)

Abstract: The SJ-1 type low temperature plasma physics experimental teaching was designed, and the $V-I$ and $P-V$ curves of the atmospheric pressure dielectric barrier discharge plasma were obtained. The curves of voltage and current were got for continuous atmospheric plasma discharge. Based on the much exploitation of gas charge plasma experiments, the understanding of gas discharge process and the characteristic of plasmas produced by atmospheric gas discharges in different condition were enhanced.

Key words: plasmas; atmospheric gas discharges; low temperature

[责任编辑:郭 伟]



实验教学

用光子纠缠源验证 Bell 不等式

孙文博, 王合英, 陈宜保, 何元金

(清华大学 物理系, 北京 100084)

摘要: 以 Bell 不等式的推广形式 CHSH 不等式为理论指导, 利用自主搭建的双光子纠缠源制备光子纠缠态, 通过测量不同条件下符合对比度计算 Bell 不等式, 验证了量子力学的完备性.

关键词: 量子力学完备性; Bell 不等式破缺; CHSH 不等式; 纠缠源

中图分类号: O413.1

文献标识码: A

文章编号: 1005-4642(2010)12-0001-04

1 引言

量子力学与相对论是近代物理学的两大基础理论. 量子力学是上世纪 20 年代创立的描述微观世界物质运动规律的一门科学. 正统量子力学物理诠释主要内容是波函数的概率解释^[1]、不确定原理^[2]和 Bohr 提出的互补原理^[3]. 然而, 在量子力学概率诠释提出之初, 就遭到了 Einstein 的批评与责难, 引发了一场论战. Einstein 认为以概率诠释为基础的量子力学理论是不完备的. 从 1927 年到 1955 年 Einstein 逝世, Bohr 和 Einstein 多次对量子力学完备性问题进行激烈的辩论, 最终他们谁也没有说服对方. 此后, 关于量子力学物理诠释的争论仍在继续, 并一直延续至今. Einstein 之后, 在这一场争论中发生的最重要的事件是“隐变量理论”^[4]和“Bell 不等式”^[5]的提出. 1965 年, Bell 在局域隐变量理论的基础上导出一个不等式, 称为“Bell 不等式”. 此不等式与量子力学的预言不相符, 于是可以通过对此不等式的实验检验来判断正统量子力学的概率诠释是否正确.

我们的实验正是以 Bell 不等式的推广形式 CHSH 不等式^[6]为理论指导, 应用双光子纠缠源技术实现对量子力学完备性的验证. 本文所涉及的实验内容已作为清华大学近代物理实验室量子纠缠实验^[7]的子题目, 用于为高年级本科生和部分研究生开设研究型教学实验课程. 希望通过这样的实验内容, 让学生在基础实验课程阶段就有

机会感受量子力学的神奇和魅力, 从而激发学生的学习兴趣, 鼓励学生的创新精神.

2 量子纠缠态与量子力学完备性

光子纠缠源是量子纠缠的一种技术实现手段, 借助光子纠缠源, 通过对以特定方法制备的偏振纠缠光子对的统计计数, 可以获得相关数据, 加以分析后可以了解量子纠缠的性质, 体现量子力学的规律.

量子纠缠是指多个量子系统之间存在的非定域、非经典的强关联, 它描述了子系统间不可分离的特性^[7]. 在实验系统中, 关联性体现在成对的 2 个光子之间始终保持着相互垂直的偏振关系; “非定域、非经典”和不可分离性则体现在, 2 个光子之中的任何一个的偏振无法孤立地得到测量, 而不对另一个光子产生影响. 事实上, 在测量过程中, 对一个光子的测量, 导致了另一个与之成对的光子状态发生坍缩, 而偏振关系相互垂直的关联性恰恰体现于其中.

1935 年 Einstein, Podolsky 和 Rosen 联名发表文章, 首次对量子力学完备性予以质疑, 提出了著名的“EPR 佯谬”^[8]. 通过精妙的假想实验和逻辑推理, Einstein 等人得出以下二者必居其一的结论:

1) 存在着瞬时的超距作用, 在测量粒子 1 的同时, 立即干扰了粒子 2 的对应物理量;

2) 一些物理量本来可以同时有精确值, 只是量子力学的描述不完备.

“第 6 届全国高等学校物理实验教学研讨会”论文

收稿日期: 2010-06-18; 修改日期: 2010-09-06

作者简介: 孙文博(1980-), 男, 辽宁锦州人, 清华大学物理系工程师, 学士, 从事近代物理实验教学工作.

在其后的 30 年当中,量子力学完备与否的争论在学术界广泛展开起来,直到 1965 年, Bell 在局域隐变量理论的基础上推导出“Bell 不等式”^[5]. 此不等式与量子力学的预言不相符,于是就有可能通过对此不等式的实验检验来判断正统量子力学的诠释是否正确,进而判断量子力学完备与否.

实验上容易检验的“Bell 不等式”形式是 1969 年 Clauser, Horne, Shimony 和 Holt 提出的 CHSH 不等式^[6]:

$$S = |E(\phi_A \phi_B) - E(\phi_A \phi_B') + E(\phi_A' \phi_B) + E(\phi_A' \phi_B')| < 2, \quad (1)$$

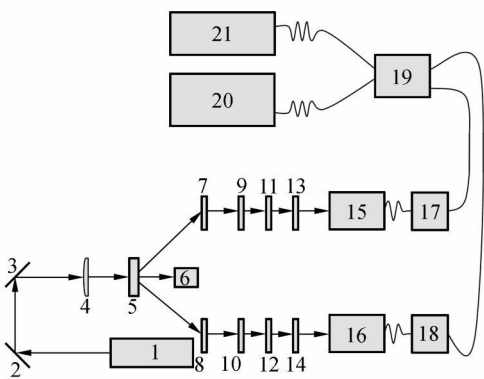
其中

$$E(\phi_A \phi_B) = \frac{N_{\phi_A \phi_A} + N_{\phi_B \phi_B} - N_{\phi_A \phi_B} - N_{\phi_B \phi_A}}{N_{\phi_A \phi_A} + N_{\phi_B \phi_B} + N_{\phi_A \phi_B} + N_{\phi_B \phi_A}}, \quad (2)$$

$N_{\phi_A \phi_A}$ 为 AB 两路偏振片分别为 ϕ_A 和 ϕ_B 时的符合计数. 该不等式将成为以下实验数据处理的指导数学形式.

3 实验

产生纠缠光子对的基本实验装置示意图如图 1 所示. 实验过程参见文献[7]. 表 1 列出与实验最终数据密切相关的仪器设备参量. 单模光纤准直器 15 和 16 与主 BBO 晶体 5 之间的接收距离为 400 ~ 425 mm.



1. 半导体激光器 2, 3. 可见光高反镜 4. 聚焦透镜
5. 主 BBO 晶体 6. 尾光收集筒 7, 8. 红外反射镜
- 9, 10. 半波片 11, 12. 辅 BBO 晶体 13, 14. 偏振片
- 15, 16. 单模光纤准直器 17, 18. 单光子计数器
19. 电子学模块 20. 计算机系统 21. 示波器系统

图 1 应用双光子纠缠验证量子力学完备性的实验装置示意图

表 1 仪器设备参量

| 仪器 | 参量 1 | 参量 2 |
|----------|--|---------------------------|
| 半导体激光器 | 中心波长 405 nm | 输出功率 17 mW |
| 聚焦透镜 | 焦距 500 mm | 聚焦后光斑的直径约 0.3 mm |
| 主 BBO 晶体 | 切割角 $\theta = 42.8^\circ$, $\varphi = 30^\circ$, 厚度 2 mm | 镀有 405 nm 和 810 nm 增透膜 |
| 宽波段半波片 | 波段分布 690 ~ 1 200 nm | 切割角 $\theta =$ |
| 辅 BBO 晶体 | 切割角 $\theta = 42.8^\circ$, $\varphi = 30^\circ$, 厚度 1 mm | 双面镀有 810 nm 增透膜 |
| 单光子探测模块 | 800 nm 附近的量子效率约为 50% | 暗计数水平 250 s ⁻¹ |

实验过程中标记探测器 17 所计数据为 A 路数据, 探测器 18 所计数据为 B 路数据. 电子学模块符合宽度设置为 3 ns. 标记偏振片透光方向水平为 H, 竖直为 V, 与竖直向上呈右旋 45° 为 +, 呈左旋 45° 为 - . 定义实验过程中 A 和 B 路偏振片分别取 H 和 V 时的符合计数与分别取 H 和 H 时的符合计数之比为 H/V 对比度; A 和 B 路偏振片分别取 + 和 - 时的符合计数与分别取 + 和 + 时的符合计数之比为 +/- 对比度.

调节光路得单路计数: A 路为 58 820 s⁻¹, B 路为 68 999 s⁻¹, 总符合数为 7 051 s⁻¹; H/V 对比度约为 72 : 1, +/- 对比度约为 15 : 1 时, 开始进行数据采集.

4 结果与讨论

4.1 光子纠缠态制备

光路调好之后, 首先测量 A, B 两路光子的对比度曲线, 以判断两路光子是否为纠缠态. 符合测量时将 A 路偏振片分别放置于 H 和 - 位置, 旋转 B 路偏振片进行测量.

条件 I: 入射光从补偿 BBO 晶体中心通过 (中心比较模糊, 透过率较低), 测量符合曲线如图 2 所示.

条件 II: 入射光从补偿 BBO 晶体边缘通过 (边缘相对干净, 透过率较高), 测量符合曲线如图 3 所示.

从图 2~3(图中横坐标为偏振片角度, 纵坐标为两路光子符合计数)可以看出所采集数据形成了明显的峰谷曲线趋势, 由曲线可以观察到, 峰谷位置相差为 90° 。这一结果体现了两路光子偏振方向之间的相互垂直关系, 从而体现了反关联属性, 说明两路光子具有偏振纠缠特性, 也即完成双光子纠缠态的制备。

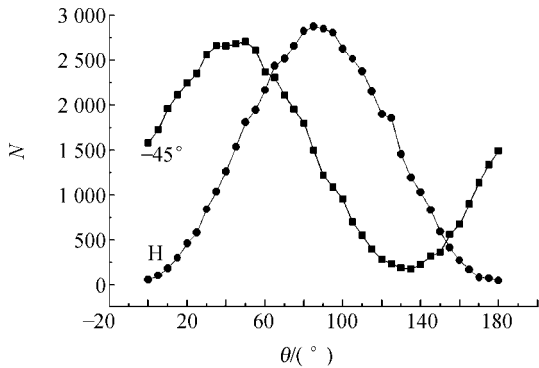


图 2 条件 I 下符合数据曲线

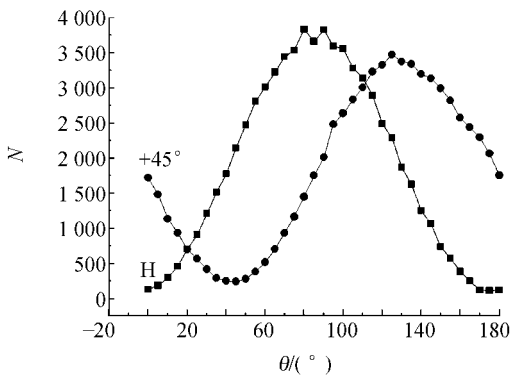


图 3 条件 II 下符合数据曲线

4.2 符合对比度与 Bell 不等式破缺验证

量子纠缠态应遵守量子力学的基本原理, 用它们测量计算的 Bell 不等式应符合量子力学的结论。分别用上述方法制备的纠缠光子对做 2 种不同条件下符合对比度测量, 并且计算 Bell 不等式, 符合计数统计测试时间为 10 s, 结果如表 2~7 所示。

表 2 在条件 I 时, 2 种基矢下符合对比度测量结果

| 偏振片放置 | N | | 对比度 |
|-------|-------------|-------------|---------------|
| | H/+ | V/- | |
| H/+ | 46/167 | 2 870/2 659 | 62 : 1/16 : 1 |
| V/- | 2 678/2 713 | 33/190 | 81 : 1/14 : 1 |

表 3 在条件 I 时, Bell 不等式破缺测量

| 角度/ $^\circ$ | N | | | |
|--------------|---------------|----------------|---------------|----------------|
| | 22.5 $^\circ$ | 112.5 $^\circ$ | 67.5 $^\circ$ | -22.5 $^\circ$ |
| 0 | 4 883 | 23 968 | 25 266 | 3 959 |
| 90 | 23 397 | 5 014 | 3 715 | 24 140 |
| 45 | 4 161 | 23 954 | 6 386 | 21 469 |
| -45 | 23 846 | 4 721 | 22 576 | 6 359 |

将表 2~3 符合计数统计数据代入式(2)中计算得到对应不同角度下 E 值及其偏差见表 4。

表 4 条件 I 时不同角度下 E 值及其偏差

| 角度/ $^\circ$ | E | ΔE |
|--------------|--------|------------|
| 0, 22.5 | 0.654 | 0.003 |
| 0, 67.5 | -0.731 | 0.003 |
| 45, 22.5 | 0.687 | 0.003 |
| 45, 67.5 | 0.551 | 0.004 |

再将表 3 中的 E 值与偏差数据代入式(1)中计算, 得 Bell 不等式破缺测试结果: $S_1 = 2.623 \pm 0.006$, 99.7 个标准偏差破坏 Bell 不等式。

综合以上数据计算结果, 由量子力学完备性原理部分的 CHSH 不等式, 定域实在论认为 $S \leq 2$, 量子力学认为 $S \leq 2\sqrt{2}$, 实验所得 $S_1 = 2.623 \pm 0.006 > 2$, 与量子力学理论的结果相符合, 从而在实验上验证 Bell 不等式的破缺, 支持了量子力学的结论, 验证了量子力学完备性。

在条件 II 时, 依同样方法测得 2 种基矢下符合对比度, Bell 不等式破缺测量及对应 E 值与偏差结果如表 5~7 所示。

表 5 在条件 II 时, 2 种基矢下符合对比度测量结果

| 偏振片放置 | N | | 对比度 |
|-------|-------------|-------------|---------------|
| | H/+ | V/- | |
| H/+ | 122/251 | 3 827/3 607 | 31 : 1/14 : 1 |
| V/- | 3 925/3 612 | 64/306 | 61 : 1/12 : 1 |

表 6 在条件 II 时, Bell 不等式破缺测量

| 角度/ $^\circ$ | N | | | |
|--------------|---------------|----------------|---------------|----------------|
| | 22.5 $^\circ$ | 112.5 $^\circ$ | 67.5 $^\circ$ | -22.5 $^\circ$ |
| 0 | 7 895 | 31 109 | 33 920 | 5 261 |
| 90 | 30 571 | 6 675 | 4 871 | 29 850 |
| 45 | 6 172 | 30 721 | 8 453 | 27 342 |
| -45 | 32 079 | 6 249 | 29 501 | 8 873 |

表 7 条件 II 时不同角度下 E 值及其偏差

| 角度/ ($^{\circ}$) | E | ΔE |
|--------------------|--------|------------|
| 0, 22.5 | 0.618 | 0.003 |
| 0, 67.5 | -0.726 | 0.003 |
| 45, 22.5 | 0.670 | 0.003 |
| 45, 67.5 | 0.533 | 0.003 |

Bell 不等式破缺测试结果: $S_2 = 2.546 \pm 0.005$, 99.3 个标准偏差破坏 Bell 不等式.

此实验数据结果, $S_2 = 2.546 \pm 0.005 > 2$, 仍然支持量子力学的结论.

由 2 种条件下所得数据进行对比, 可以了解到: 第 1 组的计数记录值普遍小于第 2 组, 而对比度普遍优于第 2 组; 从破缺结果看到 $S_1 = 2.623 \pm 0.006$, 99.7 个标准偏差破坏 Bell 不等式, $S_2 = 2.546 \pm 0.005$, 99.3 个标准偏差破坏 Bell 不等式, 说明这一实验的成败关键在于 2 种基矢条件下符合对比度的大小, 而与计数记录值的大小无直接关系. 由此得出实验中的数据核心与操作判据为符合对比度的大小.

5 结束语

本实验以纠缠源为实验对象, 以验证量子力学完备性为实验目标. 将量子力学基本原理体现于基础实验教学之中, 在实验教学的各个环节中都发挥了积极与良好的作用^[7]. 在更深层次, Einstein 与 Bohr 之争在很大程度上是哲学观点之争^[9], 学生可以通过对物理学界关于量子力学

自洽性和完备性的争论历史的了解, 感受到从事物理学研究工作也应以辩证唯物主义为指导, 贯彻“实践是检验真理的唯一标准”这一基本原理.

参考文献:

- [1] Born M. Zur quantenmechanik der stossvorgänge [J]. Z. Physik, 1926, 37: 863-867.
- [2] Heisenberg W. Über den anschaulichen inhalt der quantentheoretischen kinematik and mechanik [J]. Z. Physik, 1927, 43: 172-198.
- [3] Bohr N. Atomic theory and the description of nature [M]. London: Cambridge University Press, 1934: 52-91.
- [4] Bohm D. A suggested interpretation of the quantum theory in terms of “hidden” variables, I and II [J]. Phys. Rev., 1952, 85(2): 166-179, 180-193.
- [5] Bell J S. Speakable and unspeakable in quantum mechanics [M]. London: Cambridge University Press, 1987.
- [6] Clauser J F, Horne M A, Shimony A, et al. Proposed experiment to test local hidden-variable theories [J]. Phys. Rev. Lett., 1969, 23: 880-884.
- [7] 王合英, 孙文博. 光子纠缠态的制备和测量实验 [J]. 物理实验, 2009, 29(3): 1-5.
- [8] Einstein A, Podolsky B, Rosen N. Can quantum-mechanical description of reality be considered complete? [J]. Phys. Rev., 1935, 47: 777-780.
- [9] 雅默 M. 量子力学的哲学 [M]. 秦克诚译. 北京: 商务印书馆, 1989: 126-152, 154-158, 225-229, 292-295.

Experimental verification of the Bell inequality using two-photon entanglement source

SUN Wen-bo, WANG He-ying, CHEN Yi-bao, HE Yuan-jin
(Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: Entanglement is prepared based on the CHSH inequality, the extended form of Bell inequality and a self-made system of two-photon entanglement source. The Bell inequality is calculated by measuring the coincidence contrast in different conditions. Thus the completeness of quantum mechanics is verified.

Key words: completeness of quantum mechanics; Bell inequality; CHSH inequality; entanglement source

[责任编辑:任德香]

证书号第6722408号



实用新型专利证书

实用新型名称：一种银丝插入溶液的深度对针尖腐蚀效果影响的测量组件

发明人：张敬涵；孙文博

专利号：ZL 2017 2 0579056.6

专利申请日：2017年05月23日

专利权人：清华大学

授权公告日：2017年12月15日

本实用新型经过本局依照中华人民共和国专利法进行初步审查，决定授予专利权，颁发本证书并在专利登记簿上予以登记。专利权自授权公告之日起生效。

本专利的专利权期限为十年，自申请日起算。专利权人应当依照专利法及其实施细则规定缴纳年费。本专利的年费应当在每年05月23日前缴纳。未按照规定缴纳年费的，专利权自应当缴纳年费期满之日起终止。

专利证书记载专利权登记时的法律状况。专利权的转移、质押、无效、终止、恢复和专利权人的姓名或名称、国籍、地址变更等事项记载在专利登记簿上。



局长
申长雨

申长雨



证书号第 6722410 号



实用新型专利证书

实用新型名称：一种扫描隧道显微镜针尖制备装置

发 明 人：张敬涵;孙文博

专 利 号：ZL 2017 2 0579059.X

专利申请日：2017 年 05 月 23 日

专 利 权 人：清华大学

授权公告日：2017 年 12 月 15 日

本实用新型经过本局依照中华人民共和国专利法进行初步审查，决定授予专利权，颁发本证书并在专利登记簿上予以登记。专利权自授权公告之日起生效。

本专利的专利权期限为十年，自申请日起算。专利权人应当依照专利法及其实施细则规定缴纳年费。本专利的年费应当在每年 05 月 23 日前缴纳。未按照规定缴纳年费的，专利权自应当缴纳年费期满之日起终止。

专利证书记载专利权登记时的法律状况。专利权的转移、质押、无效、终止、恢复和专利权人的姓名或名称、国籍、地址变更等事项记载在专利登记簿上。



局长
申长雨

申长雨



二：部分获奖证书

(共 16 份)

- (1) 王合英，清华大学 2016 年度教学优秀奖。(2017 年)
- (2) 孙文博，第十一届清华大学优秀实验技术人员奖。(2017 年)
- (3) “铷原子磁光阱教学实验系统搭建”，陈丞等，清华大学学生实验室建设贡献奖二等奖。(2017 年)
- (4) 袁子，石经天，全国大学生物理实验竞赛-综合性研究性实验项目一等奖。(2017 年)
- (5) “用于电子衍射实验的超顺排碳纳米管基膜制备装置”，刘博远 等，清华大学学生实验室建设贡献奖一等奖。(2016 年)
- (6) “量子纠缠源中 BBO 晶体原位定轴的方法设计和实验建设”。熊昊楠等，清华大学学生实验室建设贡献奖二等奖。(2016 年)
- (7) “Analysis of photon flus distribution of type-II SPDC for highly efficient entangled twin-photon adjustment”，王子逸，第四届东润丘成桐科学奖（物理）铜奖。(2016 年)

- (8) “The Interference of a Laser Beam Traveling Through Graphene Dispersions”, 马聆越, 第四届东润丘成桐科学奖(物理)铜奖。(2016年)
- (9) “数字式硅片少子寿命测量仪”, 陈宜保等, 全国高校物理实验教学自制仪器评比一等奖。(2016年)
- (10) “I类量子纠缠实验教学系统”, 孙文博等, 清华大学第十四届实验技术成果二等奖。(2016)
- (11) “反常霍尔及磁光效应实验教学系统”, 陈宜保等, 清华大学第十四届实验技术成果二等奖。(2016)
- (12) “(Ga,Mn)As薄膜的磁学性质及其相变点附近的磁电关联”, 蒋笑寒, 第十五届“明天小小科学家”奖励活动一等奖。(2015年)
- (13) “SPEX1304拉曼光谱仪的控制器的制作与上位机的编写”, 鲍亦澄, 清华大学学生实验室建设贡献三等奖。(2015年)
- (14) “自由实验、乐学创新的研究性近物实验教学”, 王合英, 等清华大学教学成果奖一等奖。(2014年)
- (15) 满浩然, 王江涛, 全国大学生物理实验竞赛-综合性研究性实验项目一等奖。(2012年)
- (16) “双光子偏振纠缠源”, 孙文博等, 清华大学第十一届清华大学实验技术成果奖一等奖。(2010年)



清华大学荣誉证书

CERTIFICATE OF HONOR

王合英 老师

为了表彰您在 2016 年度教学工作中取得的
优异成绩，特颁发“清华大学年度教学优秀奖”
以资鼓励。



荣誉证书

孙文博 同志：

在学校实验室工作中，成绩显著，被评为第十一届（2015~2016年度）清华大学优秀实验技术人员。

特发此证，以资鼓励。



荣誉证书

物理系 钛原子磁光阱教学实验系统搭建 项目

荣获 2017 年度清华大学学生实验室建设贡献二等奖。特发此证，以资鼓励。

获奖学生（4）

陈 晏 李奕璠 鲍亦澄 李相良

清华大学实验室与设备处
2018年1月8日

获奖证书

Certificate of Award

清华大学



袁子同学 石经天同学

在2017年第四届全国大学生物理实验竞赛-综合研究性实验项目中，荣获 一等 奖。

特发此证，以资鼓励。

高等学校国家级实验
教学示范中心联席会

全国大学生
物理实验竞赛组委会

2017年7月14日

证书编号: QGWLSYZ2-1-02

荣誉证书

物理系

用于电子衍射实验的透射排碳
纳米管基膜制备装置

项目

荣获 2016 年度清华大学学生实验室建设贡献一等奖。特发此证，以资鼓励。

获奖学生 (2人):

刘博远、陈博轩

清华大学实验室与设备处

2017年3月1日

荣誉证书

物理系

量子纠缠源中 BBO 晶体原位置
轴的方法设计和实验建设

项目

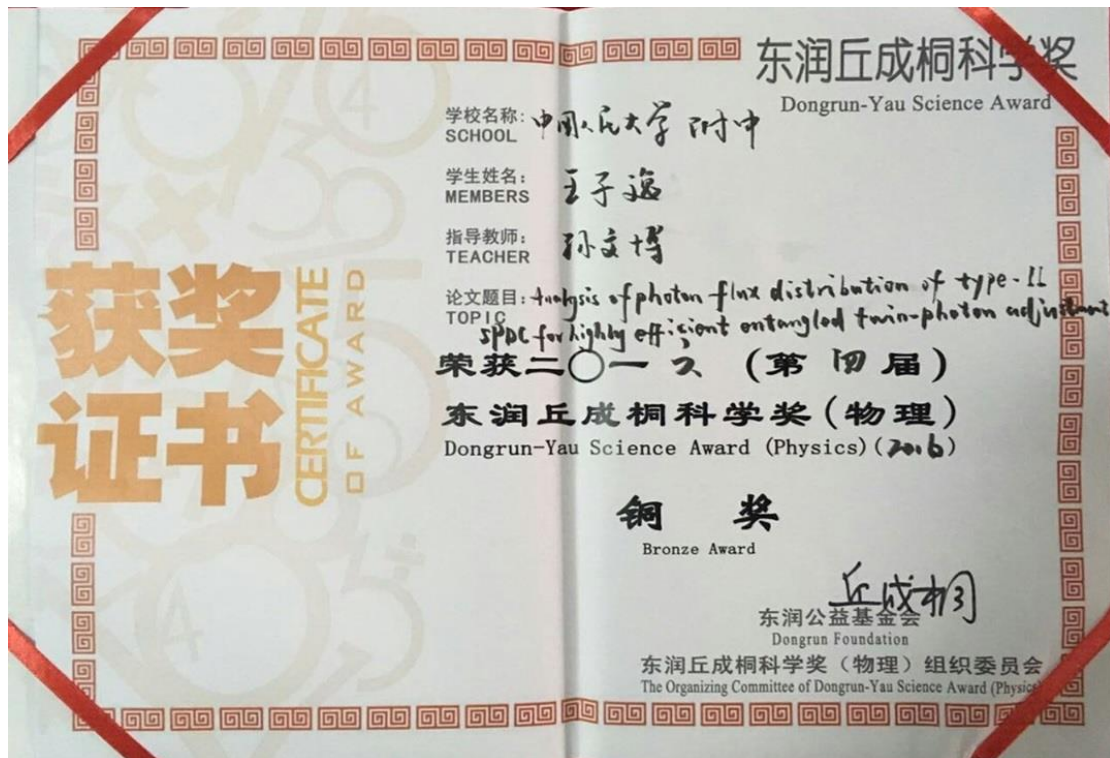
荣获 2016 年度清华大学学生实验室建设贡献二等奖。特发此证，以资鼓励。

获奖学生 (2 人):

焦昊楠、蒋文韬

清华大学实验室与设备处

2017 年 3 月 1 日





荣誉证书

物理系

I类量子纠缠实验教学系统 项目，荣获清华大学第十四届实验技术成果二等奖。

获奖人员（4人）：

孙文博 王合英 陈宜保 陈宏

清华大学

2016年5月31日

荣誉证书

物理系

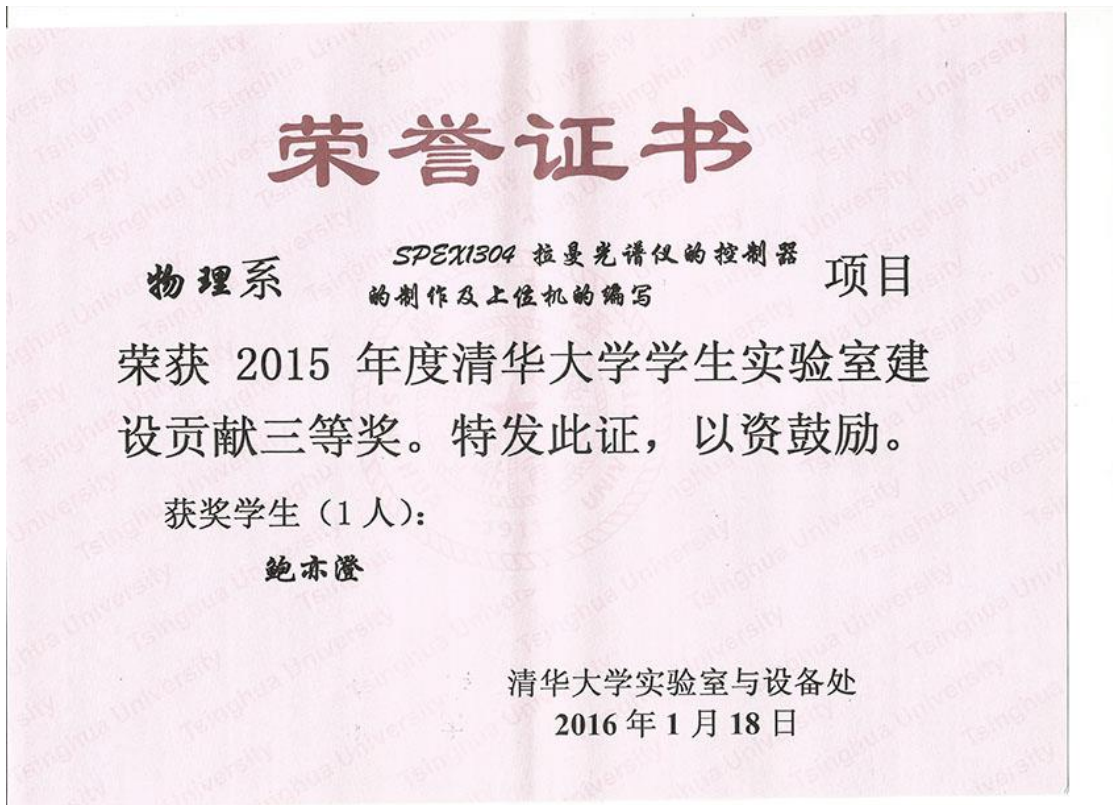
反常霍尔及磁光效应实验教学系统 项目，荣获清华大学第十四届实验技术成果二等奖。

获奖人员（5人）：

陈宜保 梁昌林 孙文博 陈宏 王合英

清华大学

2016年5月31日



荣誉证书

王合英、孙文博、陈宜保、张慧云、陈宏：

自由实验、乐学创新的研究型近物实验
教学荣获2014年清华大学教学成果一等奖。

清华大学
二零一五年二月

获奖证书

Certificate of Award



满浩然同学



王江涛同学

在2012年全国大学生物理实验竞赛-综合性、
研究性实验项目中，荣获一等奖。
特发此证，以资鼓励。

高等学校国家级实验
教学示范中心联席会

第二届全国大学生
物理实验竞赛组委会

证书编号：QGWSZY-1-03

2012年12月22日

荣誉证书

物理系 **双光子偏振纠缠源** 项目，荣获清华大学第十一届实验技术成果一等奖。

获奖人员（3人）：
孙文博 陈宜保 王合英

清华大学
2010年6月17日

三：部分实验报告

(共 11 篇)

- (1) 苗文韬 等 饱和吸收光谱与磁光阱实验报告
- (2) 蔡正阳 等 NV色心的光探测磁共振_FINAL
- (3) 徐穆清 等 基于空间自相位调制研究石墨烯的电子相干性
- (4) 周曼桐 X射线的单色性对观察康普顿效应的影响
- (5) 汪旻臻 等 PSD 位移敏感探测装置实验仪的搭建与特性研究
实验报告
- (6) 熊昊楠 等 量子纠缠批阅（一类源量子纠缠实验方案的改进
和探索）
- (7) 蒋文韬 等 量子纠缠实验报告-2013011717
- (8) 李昊元 等 量子纠缠实验2015 春（量子纠缠实验实验结果
与理论分析）
- (9) 李昊元 量子纠缠设计性试验报告2014 秋（负单轴晶体光学
性质探究）
- (10) 吴宇恺 量子纠缠设计性实验
- (11) 张鹏飞 BBO 晶体自发参量下转换光场的测定

饱和吸收光谱与磁光阱实验报告

高茂东¹, 苗文韬¹

(1. 清华大学物理系, 北京 100084)

摘要: Rb 的饱和吸收光谱可以显示出其普通光谱无法显示的超精细结构, 如果首先使用饱和吸收法测得 Rb 的精细结构位置后通过对激光器进行锁频使激光射出的光线固定在某一特定频率上, 就可以通过这一特定频率的光对原子进行精细操控。比如用磁光阱 (Magneto-optical trap, 简称 MOT) 的方法将原子囚禁在特定位置, 并用激光进行冷却, 达到捕获原子的目的。

关键词: 饱和吸收光谱; 磁光阱; 激光冷却; 原子囚禁

Saturated Absorption Spectrum and MOT Experimental Report

GAO Maodong¹, MIAO Wentao¹

(1. Department of physics, Beijing, 100084, China)

Abstract: The saturated absorption spectrum of Rb can show the ultrafine structure whose ordinary spectrum can not be displayed. If the saturation absorption method is first used to measure the fine structure position of Rb, the laser is locked to fix the light emitted by the laser at a specific frequency, You can fine-tune the atoms through this particular frequency of light. For example, a magneto-optical trap (referred to as MOT) method to trap atoms in a particular location, and laser cooling to achieve the purpose of capturing atoms.

Keywords: Saturation absorption spectrum; MOT, laser cooling; trapping atoms.

目录

| | |
|-------------------------|----|
| 一、实验简述与原理 | 2 |
| (一) 理论基础: 超精细能级分裂 | 2 |
| (二) 饱和吸收谱简述和原理 | 3 |
| (三) 磁光阱部分原理 | 5 |
| 二、实验仪器及其工作原理 | 7 |
| (一) 饱和吸收谱实验仪器 | 7 |
| 1、饱和吸收光学部分 | 8 |
| (1) 玻片基本知识 | 8 |
| (2) PBS 基本知识 | 9 |
| (3) 激光输出频率调制原理 | 9 |
| 2、电子学部分 | 9 |
| (1) PID 反馈稳频原理 | 10 |
| (2) PDH 原理 | 11 |
| (二) 磁光阱部分 | 13 |
| 1、电子学部分 | 13 |
| 2、光学部分 | 13 |
| 三、实验过程 | 14 |
| (一) 系统组成与关开机顺序 | 14 |
| 1、系统组成部分 | 14 |

2、关机顺序 14

3、开机顺序 15

(二) 饱和吸收谱测量中的光路调节 walking 优化方法 (20171212) 15

(三)、实验中需要注意的问题 16

1、PD 的饱和问题 (20171212) 16

2、信号形状不好的球差影响 16

3、激光管温度的稳定性对实验的重要性 17

四、结论与建议 18

(一) 饱和吸收谱实验结果 18

1、饱和吸收谱谱波形 18

2、激光管温度的稳定性对实验的重要性 19

3、测得能级间距与理论比较 19

4、差分信号波形信噪比 23

(二) MOT 实验结果 23

(三) 建议 25

1、实验器材部分 25

2、MOT 部分 25

五、REFERENCE 26

六、附录 26

光通过介质时会产生该种介质特有的吸收谱线，但是由于介质本身的热运动速率服从麦克斯韦分布率，导致光谱线本身的展宽比较大，无法分辨出 Rb 的超精细结构。于是使用饱和吸收谱的方法对多普勒展宽进行压制，测得超精细结构的光谱。

一、实验简述与原理

(一) 理论基础：超精细能级分裂

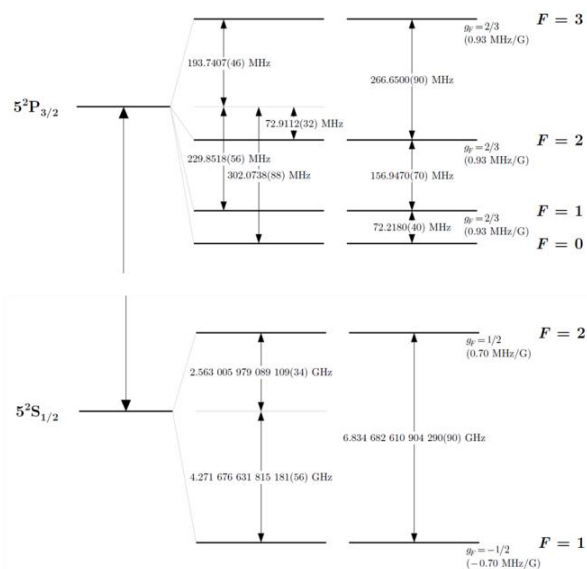


图 1——超精细能级分裂能谱

众所周知，H 原子的 Bohr 模型得到的结果在“宽线宽”时代是非常完美的，但是随着人

们光谱学技术的迅速提高，人们发现藏在很宽的多普勒展宽中还有其他的光谱结构。精细结构是指原子中的电子本身性质的不经典性造成的光谱结构。其结果是原子光谱中的 S 轨道能级和 P 轨道能级之间以及具有不同 $J (=L+S)$ 的 P 轨道之间发生分裂。贡献精细结构的原因有原子高速运动的相对论修正、原子自旋角动量和轨道角动量的耦合以及由 Dirac 方程贡献的 Darwin 项。精细结构的量级在 THz。

超精细结构是指当原子核与电子之间发生耦合时，导致每一个 $2s+1L_j$ 能级自己发生劈裂，总自旋 $F=J+I$ ，其中 I 是核自旋。超精细结构的量级在 MHz 到 GHz。对于 Rb 原子而言 $I = \frac{3}{2}$ 。

在没有外加磁场的情况下，把超精细结构看成微扰项，其哈密顿量为 $H_{\text{HFS}} = -\mu_I B_e$ ，其中 $\mu_I = g_I \mu_N I$ 是原子核的磁矩， B_e 是由于电子绕核运动形成的电流在原子核处产生的磁场。 $\mu_I = g_I \mu_N I$ 中 g_I 是核自旋的朗德因子，可以看做常数，I 是核自旋数，对于 ^{85}Rb 和 ^{87}Rb 是相同的。

μ_N 和 Bohr 磁子之间的关系为 $\mu_N = \mu_B \frac{m_e}{M_p}$ ， m_e 为电子质量， M_p 为原子核质量。在实验中由于

跃迁选择定则，可以看到 Rb 的 $5^2S_{\frac{1}{2}}, F=1$ 到 $5^2P_{\frac{1}{2}}, F=0,1,2$ 的跃迁以及 $5^2S_{\frac{1}{2}}, F=2$ 到

$5^2P_{\frac{1}{2}}, F=1,2,3$ 这两组信号。（因为 $5^2S_{\frac{1}{2}}, F=1,2$ 之间的劈裂在 GHz 量级，而 $5^2P_{\frac{1}{2}}, F=0,1,2,3$

之间的劈裂在 MHz 级别。）

更直观的将相互作用写成超精细结构常数的形式：

$$H_{\text{HFS}} = A_{\text{HFS}} I J + B_{\text{HFS}} \dots,$$

其中后一项与磁场相关，本实验中不需考虑。根据文献【2】的实验结果， $A_{\text{HFS}}^{87} = -16.801 \pm 0.005$ ， $A_{\text{HFS}}^{85} = -4.978 \pm 0.004$ 。可以直观的看出 ^{85}Rb 比 ^{87}Rb 的超精细劈裂要小。在实验中 ^{85}Rb 的两组谱线在光谱中应该出现在 ^{87}Rb 两组谱线的中间。从上式还可以写出能级劈裂的

$$\Delta E_{I,J} = \frac{a_{j,I}}{2} [F(F+1) - I(I+1) - j(j+1)]$$

大小

探测精细结构和超精细结构的思路除了本实验的“保持激光频率不变，想办法降低光谱展宽”以外，历史上更重要的方法是从直接想办法降低展宽入手。随着二战带来的微波技术的发展，Lamb 在 1947 年首次用微波直接验证了精细结构中 Darwin 项的存在。原理上是因为光谱的展宽与入射光的频率之间是正相关关系的，直接从降低入射光频率的角度入手可以直接降低光谱的展宽。

（二）饱和吸收谱简述和原理

首先，饱和吸收谱是一种分辨率大于普通吸收光谱的物质吸收谱。其中“饱和”的含义不是被吸收物质处于饱和气状态，而是指二能级系统的高能态在某一光强下处于受激激发，激发激光与能级间距稍有不同时由于多普勒效应，该激光会激发对应于粒子沿激光方向速度分布（麦克斯韦分布）的某一速度区间的粒子。当将激光反射同一团原子被来回激光激发，同一能级——激光频率差会激发对应于速率分布对称的两部分原子，形成双份的吸收强度。而当激光频率正好对应于能级差时，来回激光对应于同一速度等于 0 的分布，有效吸收区域因重合而减少，故其激光吸收率降低光强会反常增大形成一个尖峰（如图 2），可以形象的认为是由于一束激光已经将原子饱和激发而使回来的激光无法继续被吸收，因而称为饱和吸收峰。需要注意的是，只有对射激光重合的区域才会产生饱和吸收效应，故此实验要求反射

镜将光尽可能精确地原路返回。

饱和吸收示意图如图所示

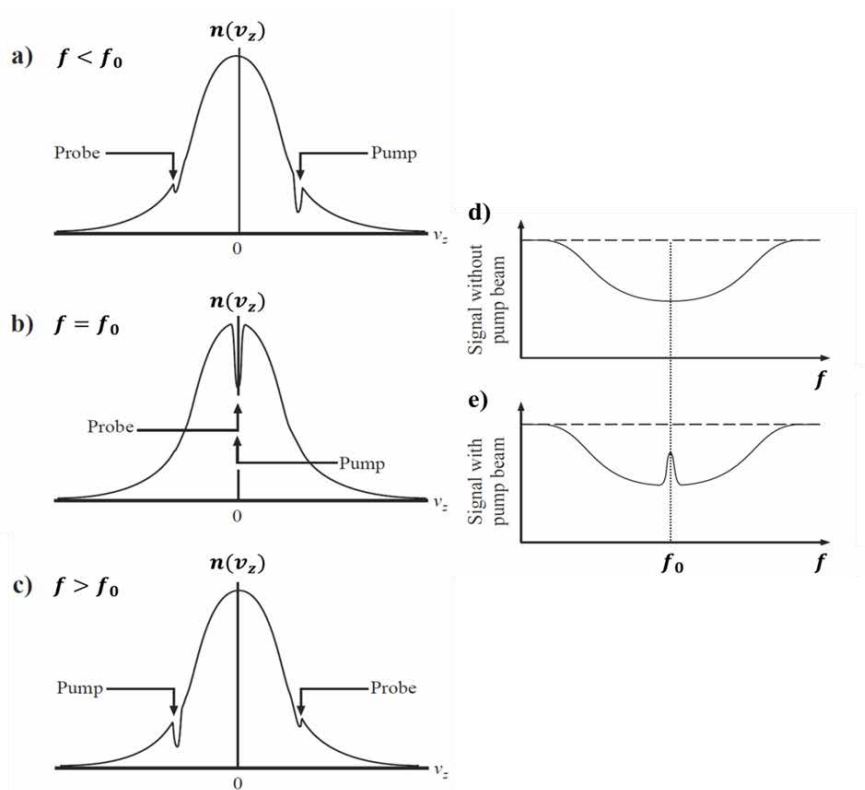


图 2——饱和吸收谱原理

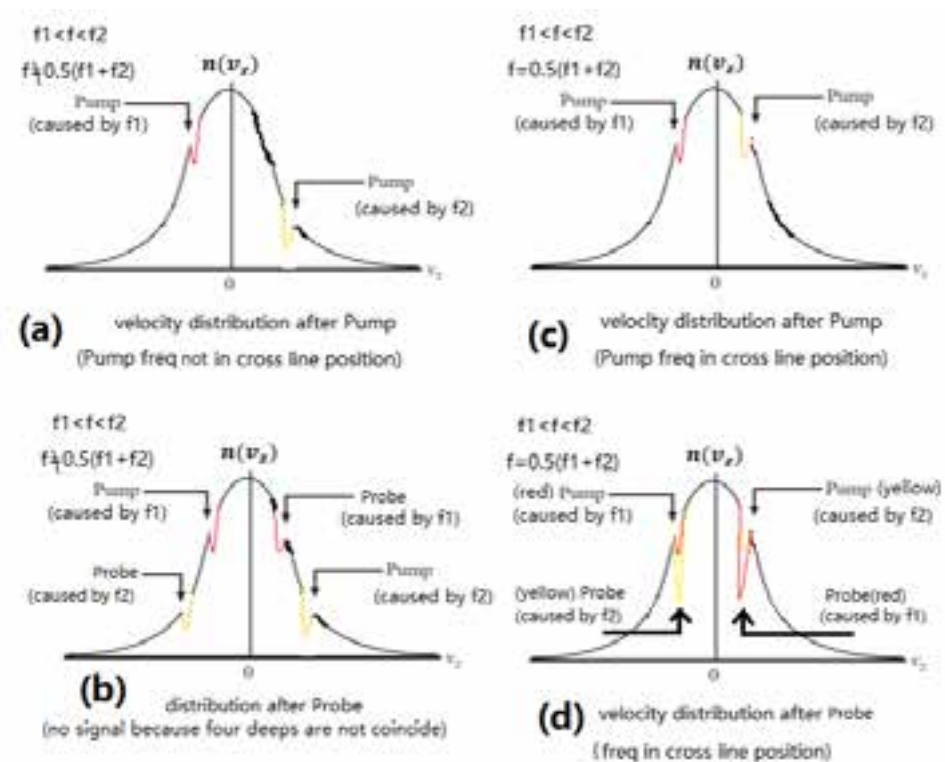


图 3——饱和吸收谱交叉峰原理

实际还有另一个尖峰，在为基态能级加 $h\nu$ 对应两能级中点处，也有类似的饱和吸收峰效应。这是由于实际一束激光激发较明显的为基态能级加 $h\nu$ 后上下的两个能级，来回两束光对应了实际 4 个分布区域。当对应两能级中点处时，对应一束（一个方向）激光向上的能级对应的谐振速度分布区间与回来方向激光向下的能级对应的谐振速度分布区间为同一速度区间，即吸收对应同一重合速度区域，故与前面类似会产生吸收率反常减少的尖峰。此吸收效应频移半个能级的多普勒频率对于 v 较大的速度分布该分布速度的原子密度较小（但大于二分之一 n_v ），但由于此饱和吸收对应于速率分布的两个速度区间（如图 3），相比整能级仅对应于 0 速度附近一个区间，cross 峰实际对应有效原子数较多，故其吸收峰信号实际比整能级的信号要大，为一组中最大的吸收信号。实验饱和吸收峰信号示意图如下图所示。

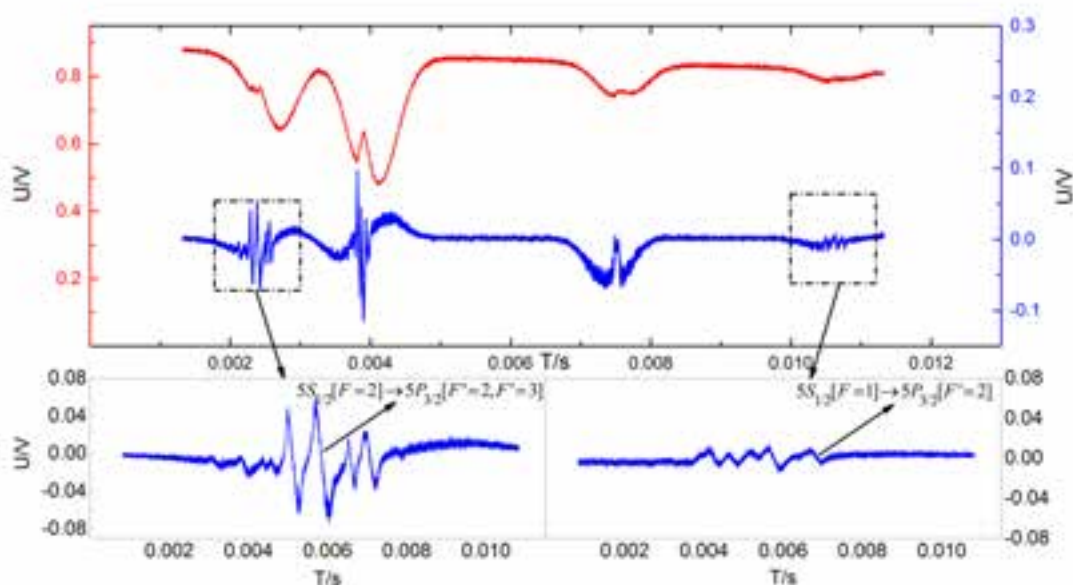
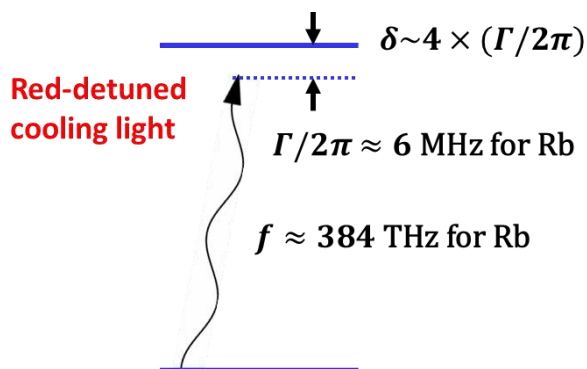


图 4——饱和吸收谱理论波形【2】

此图为饱和吸收信号的示意图，红色代表吸收效应后测量激光光强随激光频率的变化曲线，蓝色为该红色信号的微分信号，吸收（红色）信号的峰对应于蓝色微分信号的震荡较大（斜率非 0）区域，而饱和吸收尖峰对应于蓝色微分信号的震荡幅值最大直线的中点（即斜率为 0 点）。

（三）磁光阱部分原理



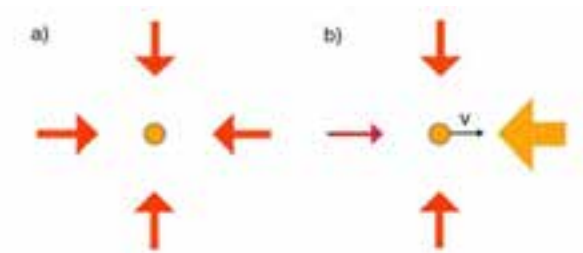


图 5.6——多普勒效应冷却原子示意图

如左图设置激光频率略低于能级间距，静止粒子能级与激光不匹配，原子吸收激光的概率较低。但向着激光方向运动的粒子由于多普勒效应激光频率会略微提高，与原子能级相匹配而吸收变强。吸收光子的动量会使原子收到一个反向于速度方向的力。而位于左侧速度向右的粒子由于磁场方向相反能级不匹配（见下）而不受向外的力，故平均效应六束光的综合效应就使得原子收到一个指向中心的力且一定范围内，速度越高回复力越大，故原子被陷阱其中产生凝聚的原子团。

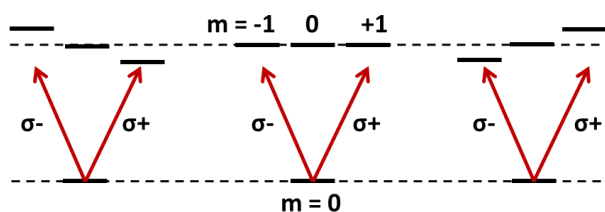


图 7——自旋选择效应示意图

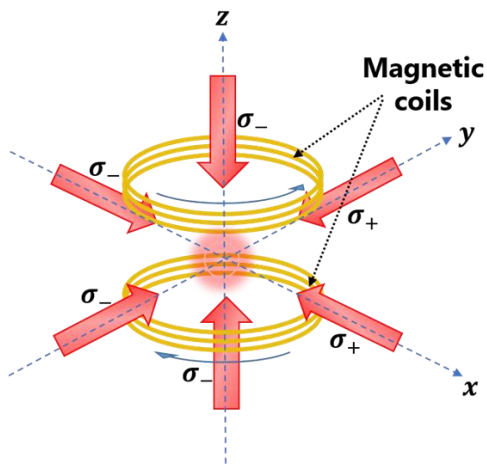


图 8——磁光阱效果图

能级间距通过外加磁场 B 的方式由于自旋磁场作用能发生劈裂，与其自旋方向有关。而外加激光为圆偏旋光时电子只能选择性吸收与自旋匹配的角动量守恒的跃迁方式（如上图所示）。设置外加磁场为沿 z 轴的反亥姆霍兹线圈，故以原点为中心各轴正负半轴磁场方向相反。如下图设置对射激光的偏振，则粒子只能受到回复力。

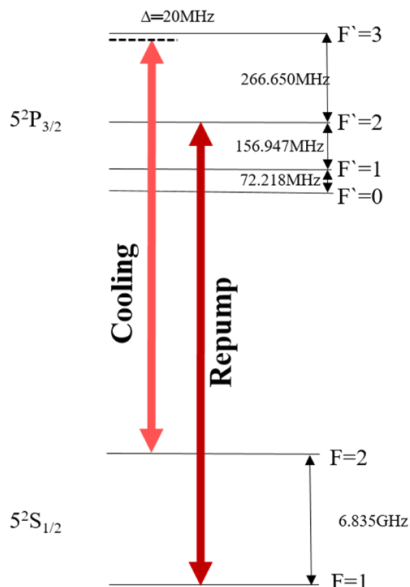


图 9——Repump 激光的引入

实际实验中除了 Cooling 所需激光还需要设置一组 Repump 激光，这是由于原子团密度较高时会出现多原子相互作用的吸收效应而出现偏离 $S_{F=2}$ 到 $P_{F=3}$ 的跃迁并落回 $S_{F=1}$ 能级。这时粒子能级与激光不再匹配故会很快脱离磁光阱散失。故加一组 Repump 激光（由选择定则不可能将其直接激发到 $P_{F=3}$ ）将其激发到 $P_{F=2}$ 能级，其一部分会落回 $S_{F=2}$ 能级，另一部分落回 $S_{F=1}$ 能级的，会继续被激发。从而形成 $S_{F=1}$ 到 $S_{F=2}$ 的间接抽运，保证粒子失谐散失尽可能少。Repump 激光不需要比能极差低，因为其需要做的是将冷却的失谐低速原子尽快打回 $S_{F=2}$ 能级，而不是为提供回复力而牺牲低速原子的激光吸收率。

二、实验仪器及其工作原理

(一) 饱和吸收谱实验仪器

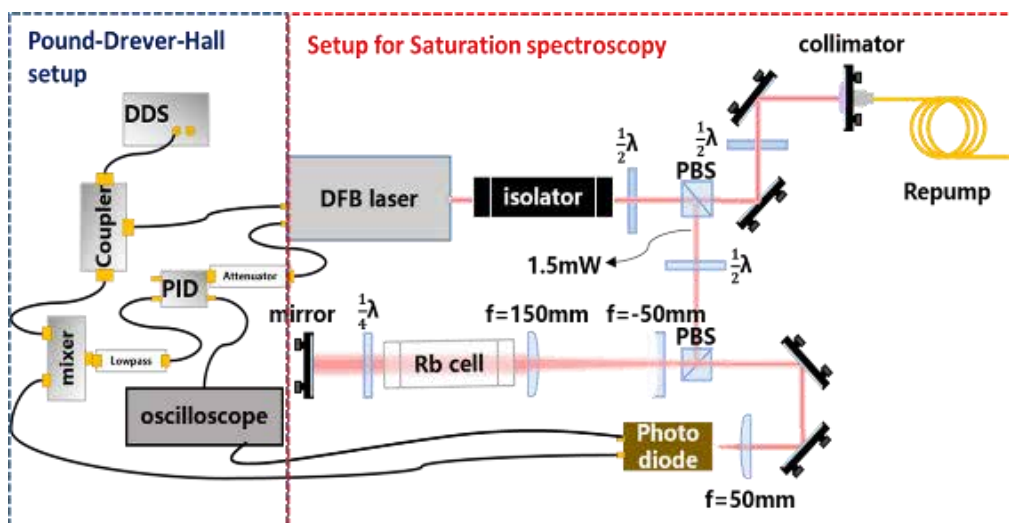


图 10——饱和吸收谱实验仪器示意图

实验装置分为电子电路控制部分和饱和吸收光学两大部分部分，下面分开进行分析。

(2) PBS 基本知识

PBS 能将入射光的垂直于入射面方向的光（竖直偏振分量）基本完全透射，平行于入射面方向的光（水平偏振分量）几乎完全反射，通过控制入射光偏振方向可以做到精确分光的效果。

(3) 激光输出频率调制原理

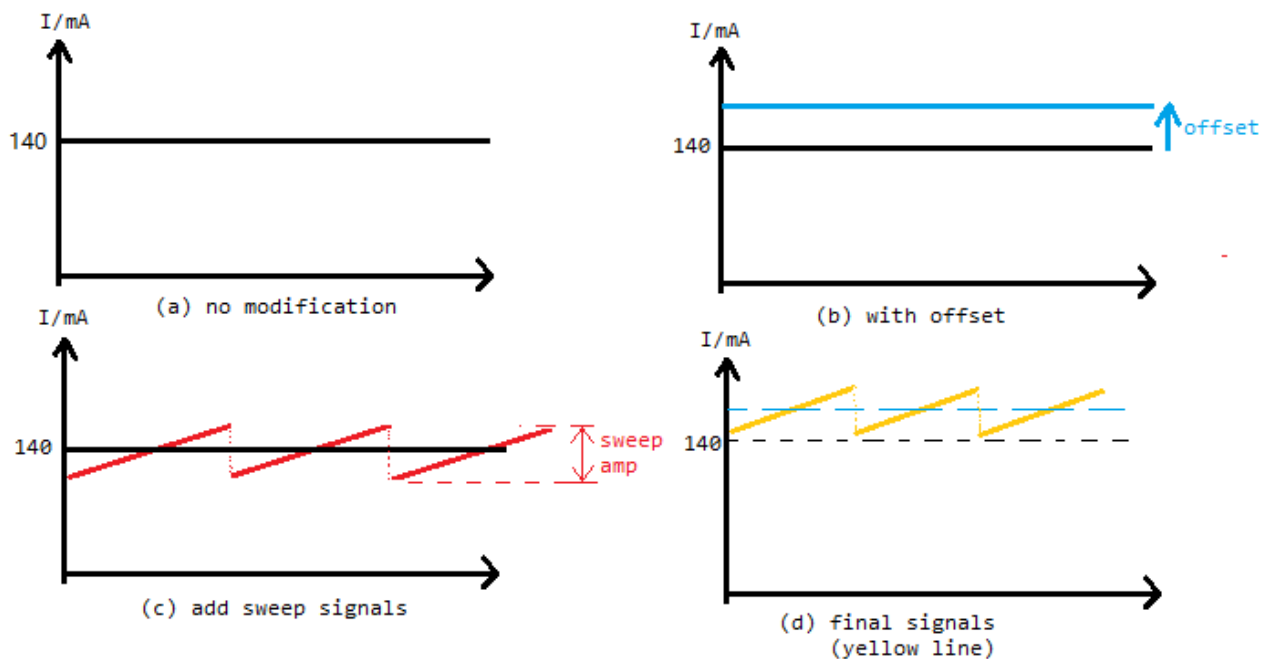


图 12—— 激光频率扫描电流示意图

激光腔体的输出特性其频率与输入电流有关，且小范围内成线性关系，故通过输入一个直流加扫描信号（如上图）的调制信号，可以控制激光输出频率进行一个区间扫描，以此扫过吸收区间观察上面讨论的吸收信号。面板有调制控制面板可以控制直流电流大小（对应示波器饱和和吸收波形会横向左右平移）和扫描电流大小（对应示波器饱和和吸收波形会横向拉开），进而控制频率进行相同波形的扫描。当然，激光的光强也会有相同波形的变化，但这个变化与原子的吸收造成的光强变化相比可以忽略。

2、电子学部分

电子电路控制部分较为复杂，一个设计性实验的时间难以完全搞清其中功能的电路实现方法，故忽略电路实现方法只进行各器件功能的解释。电子学控制面板见下图，电子控制模块分为激光控温电路模块（1,2,3），激光直流电流输入电路模块（4,5,6），激光微调（包括直流幅度和加入扫描电流）电路模块（7,8,9），PID 反馈稳定模块（10,11,12）、精确控制电磁铁电流的 PI 模块面板（17, 19）和分功率 COUPLER 的信号输入电路模块以及给 Cooling 路降频晶体提供耦合信号的信号输入电路模块（13,14,15,16）。以及不需要面板控制的乘法器 MIXER（原理见后 PDH 部分）。



图 13——电子学部分控制面板

(1) PID 反馈稳频原理

PID 为三种反馈计算稳定方式,这里以零质量物体受外界各种特性的力干扰偏移目标位置的位移与受力的关系进行形象化的解释。

P 为正比反馈,相当于无原长理想弹簧,给物体提供一个与位移反向正比于其偏移位移的恢复力。其优点为响应速度较快,但问题是当外界有扰动时(比如恒力)其受力为 0 的平衡

位置并非原点，较大干扰无法很好的稳频。

I 为积分反馈，为偏移对时间进行积分运算，以运算结果施加反向正比受力，其优点在可以弥补 P 的问题在长时间后精确的回到原点，但缺点是需要时间进行积分响应速度慢，并且会出现已经回到原点但仍反向推动反而偏移的情况。

D 为微分反馈，为将偏移进行微分运算（看速度）后反方向施加正比力，就像一个“有预见性的父母”，从速度层面对其偏移趋势进行预防。其响应速度为预防性，但问题是其完全不考虑平衡点的作用无法防止很慢的漂移的时间积累效应。另外，其可以作为阻尼防止 I 反馈反向偏移的情况。

本实验装置只使用正比反馈 P 和积分反馈 I，D 的参数设为 0。

(2) PDH 原理

PDH 方法是一种原理类似于锁相放大器，但功能上与锁相放大不同的一种选频放大的方法，最大的不同在于这种方法参考信号就是调制信号。这种方法最早于 1983 年由 Drever 和 Hall 提出，由 Pound 在实验上验证【3】。其基本原理和结构如下图所示。这个结构最终希望实现的目的是将激光器的输出频率锁定在右侧 FPI 腔的频率上。（在本实验中，右侧的腔就相当于铷泡。）著名的引力波探测实验装置 LIGO 就是使用了这种原理。【4】

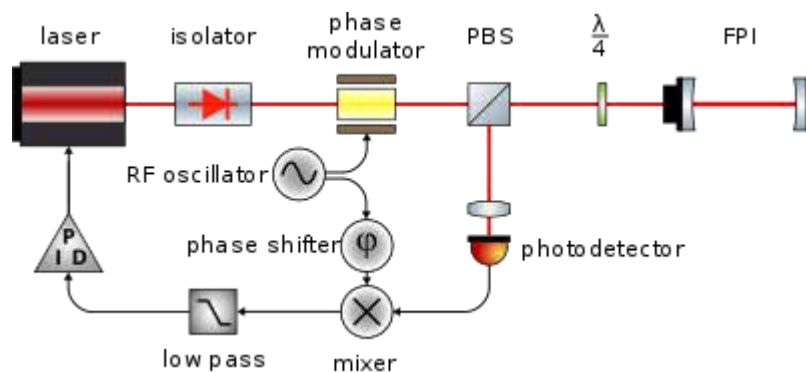


图 14——PDH 原理示意图

激光发射出来的光是用正弦行波表示的频率为 $\frac{\omega}{2\pi}$ 的光，先略去空间项，有。

$$E = E_0 e^{-i\omega t}$$

然后经过电光晶体频率为 ω_m 的相位调制（本实验的调制信号是直接加入激光器的），RF 振荡器输出的信号为

$$U = \sin \omega_m t$$

电矢量变为

$$E = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \omega_m t)}$$

将其写为实数后展开，有

$$E = E_0 \cos(\omega t + \beta \sin \omega_m t)$$

由 Bessel 函数的性质

$$e^{\pm iz \sin \phi} = J_0(z) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(z) \cos(2n\phi) \pm 2i \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(z) \sin((2n+1)\phi)$$

可以将相位调制后的光束写成：

$$E = E_0 e^{i\omega t} * \{ J_0(\beta) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\beta) \cos(2n\omega_m t) + 2i \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(\beta) \sin((2n+1)\omega_m t) \}$$

取实部有：

$$E = E_0 * \{ J_0(\beta) \cos \omega t - 2 J_1(\beta) \sin \omega t \sin \omega_m t + 2 J_2(\beta) \cos \omega t \cos(2\omega_m t) - 2 J_3(\beta) \sin \omega t \sin 3\omega_m t + 2 J_4(\beta) \cos \omega t \cos(4\omega_m t) + \dots \}$$

容易看出，这时信号的频谱上有 ω 、 $\omega \pm \omega_m$ 、 $\omega \pm 2\omega_m$ 、 $\omega \pm 3\omega_m$...的分量，且强度依次下降。

在这个信号经过吸收腔 FPI 以后，由于吸收腔对不同的频率有不同的吸收特征，用吸收系数 $\alpha(\omega)$ 表示。它的实部表示强度吸收，虚部表示相位延迟。进入 PD 的光场形式变为：（以下只关心 ω 、 $\omega \pm \omega_m$ 的频率分量的光场 $E^{(0)}$ 、 $E^{(\pm 1)}$ 。）

$$E = E_0 * \{ \alpha(\omega) J_0(\beta) \cos \omega t - \alpha(\omega - \omega_m) J_1(\beta) \cos(\omega - \omega_m)t + \alpha(\omega + \omega_m) J_1(\beta) \cos(\omega + \omega_m)t \}$$

故 PD 得到的光生电流强度为

$$I = |\bar{E}|^2 = E_0^2 * \left\{ \frac{1}{2} |\alpha(\omega) J_0(\beta)|^2 + \frac{1}{2} |\alpha(\omega - \omega_m) J_1(\beta)|^2 + \frac{1}{2} |\alpha(\omega + \omega_m) J_1(\beta)|^2 + [|\alpha(\omega) J_0(\beta) * \alpha(\omega + \omega_m) J_1(\beta)| - |\alpha(\omega) J_0(\beta) * \alpha(\omega - \omega_m) J_1(\beta)|] * \cos(\omega_m t) - |\alpha(\omega - \omega_m) J_1(\beta) * \alpha(\omega + \omega_m) J_1(\beta)| * \cos(2\omega_m t) \right\}$$

将其中的交直流分开，有

$$I = I_{DC} + I_{\omega_m} + I_{2\omega_m}$$

其中重要的是

$$I_{\omega_m} = [|\alpha(\omega) J_0(\beta) * \alpha(\omega + \omega_m) J_1(\beta)| - |\alpha(\omega) J_0(\beta) * \alpha(\omega - \omega_m) J_1(\beta)|] * \cos(\omega_m t)$$

将 α 中的相位调制项考虑进来，将这一项简单的写成

$$I_{\omega_m} = I_0(\omega, \omega_m) \cos(\omega_m t + \phi)$$

其中 $I_0(\omega, \omega_m) = [|\alpha(\omega) J_0(\beta) * \alpha(\omega + \omega_m) J_1(\beta)| - |\alpha(\omega) J_0(\beta) * \alpha(\omega - \omega_m) J_1(\beta)|]$

这是从 PD 出来以后的光生电流频率为 ω_m 的表达式。之后 PD 的电流与 RF 振荡器的信号经过相移后的信号

$$U = U_0 \sin(\omega_m t + \phi_0)$$

相乘，再经过低通滤波器得到 DC 分量为

$$I_{\text{error}} = \frac{1}{2} I_0 U_0 \sin(\Delta\phi)$$

如果可以调节相移器使他与 α 中的相位调制的大小一致（实验中是通过更换这段导线的不同长度，或者等效的调节 ω_m （因为本质上就是想调同一个导线长度对应的相位延迟），就可以得到最大的误差信号了。

在实验中，我们看到的误差谱是

$$I_{\text{error}}(\omega) = \frac{1}{2} I_0(\omega) U_0 \sin(\Delta\phi)$$

因为这个时候 ω_m 已经确定了。

这种方法需要注意的是 DC 滤波器的选取，可以看出 DC 以上的频率分量最小的是 ω_m 的频率分量，为了将这一部分频率滤掉选取的滤波器的最高通频应该在 $0.1\omega_m$ 以下（MHZ 量级），所以说 ω_m 不能选太小，否则有一些 MHZ 量级的扰动都会被 DC filter 滤掉，不能起到稳频的效果。

锁频时一定要锁下降沿，因为由前面的分析，吸收峰为吸收反常减小信号反常增大，故信号左沿斜率向上差分为正右沿斜率向下差分为负，故峰位对应差分信号的下斜信号。

（二）磁光阱部分

1、电子学部分

磁光阱部分电路模块部分同饱和吸收峰，但多了电磁铁电流控制电路模块、晶体频移器频移控制模块，且不进行原吸收谱观察直接观察 MIXER 输出的差分信号，但多了利用 PID 反馈进行锁频的操作来获取稳定的激光频率，来高精度稳定激光频率保证冷却精度要求。

2、光学部分

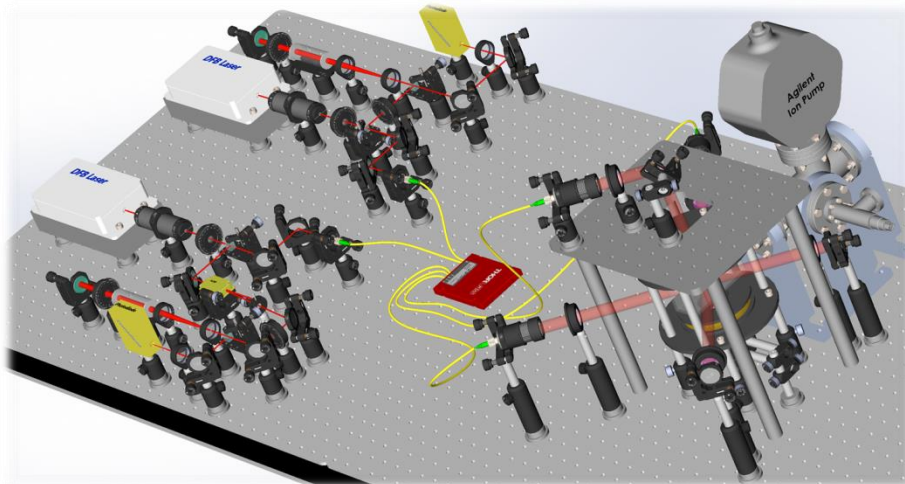


图 15——磁光阱部分实验仪器

光学部分实验装置如图，激光输出部分和饱和吸收谱类似，输出 cooling 激光先经过 PBS 分光，不过这里将原来进入光学垃圾桶的主要功率分光部分耦合进入光纤并分束后进入对射磁光阱部分，小功率用来经过铷泡饱和和吸收进行锁频。并且锁频部分激光加了一个晶体频移器，调节声波频率使激光频率降低 130MHZ 左右，降频后当铷泡吸收谱线锁定在 cross 峰时保证进入光纤的输出激光为 cross 峰加 130MHZ 左右，正好对应 F=3 能级向下 6 个 MHZ 的冷却频率。

两边激光装置群各为 Cooling laser 和 Repumping laser，经光线传到磁光阱，各分三路（必同波长）通过四分之一玻片变圆偏，经两次四分之一玻片相当于二分之一玻片返回，由二分之一玻片作用为沿着快轴和垂直快轴的光出射相位差比原来多 π ，画出相图容易证出射光旋光方向与入射相反，故达到图 a 的旋光要求。我们使用的光纤应该是保偏光纤，以确保从激光传导过来的入射光线没有圆偏的成分。

正确对准 6 束激光后利用 PBS 的仅竖直方向偏振透射透射的性质，在玻片后面加 PBS 之后探测出射光强最大处即可确定偏振方向，旋转四分之一玻片使入射光偏振方向与 1/4 玻片上的快慢轴标记夹角 45 度，出射光即为圆偏振。调节完毕后用 CCD 接受原子从高能级发射的光子信号转化后传输到显示器上显示的白点来探测原子团。

实际实验中磁光阱冷却只是一种手段，之后会进行进一步的原子性质测量。但限于本实验仪器及面积，无法进行后续的实验测量。

三、实验过程

(一) 系统组成与关开机顺序

1、系统组成部分

系统主要由以下几个部分组成：

- (1) 磁场调控部分与光子探测器 PD
- (2) 激光温度控制部分
- (3) 激光调制部分 (PI, PID)
- (4) 激光电源部分
- (5) 外部设备部分 (CCD, 离子泵等)

2、关机顺序

※离子泵电源不要关！

面板最上方为第一排，最下方为第四排。

关闭前确认三路失锁，在 PID 面板上用锥子调整。

(1) 先关磁场调控部分和 photon detector

首先先关闭第二排最右面板上下方开关，关闭后黄色指示灯熄灭，磁场供电电流降为 0，且光子探测器停止工作。（? 下面不确定）再关闭第四排最右侧面板下方开关，红色指示灯熄灭。至此磁场供电控制电路已经关闭，关闭磁铁供电的学生电源。

(2) 第二步关闭激光调制部分

激光的所有部分都包含三路，以下只写其中一路为例。三路分别为饱和吸收激光、repump 激光和 cooling 激光，分别对应于一三四排面板。

先关闭 PI 调制，对应于最右侧面板上方按钮，关闭后对应指示灯熄灭。（第一排没有指示灯）

再关闭 PID 调制，第一排的 PID 调制显示的 ON 和 OFF 是写反的，全部都应该是向下为 off。至此调制部分全部关闭。

(3) 第三步关闭激光调制部分

对应的是每一排的第三个面板，面板上有上下两个开关，下方是 OSC 功能开关，上方是

该面板总开关。关闭时注意先关闭功能开关,再关闭总开关。

(4) 第四步关闭激光供电电路

激光供电电路是每排的第二块面板,关闭时注意先将电流输出变为零,再关闭总开关。白色按钮可以调整调节位。注意在开启时第一排的第二块面板可能会提示错误信息,这时候需要用锥子按下面板左上方第二个白色按钮以复位。

最后关闭每排第一块面板激光器温度控制。关闭的时候直接关闭即可,但是打开时要注意一定要打开同时按下红色控制按钮开始控制状态为 ON。

(5) 关闭外部设备

包括示波器, coupler, mixer, CCD, CCD 显示器以及他们的供电电源。注意不要关闭离子泵和离子泵电源。离开实验室之前检查光学面板上有没有未固定的光学仪器。

3、开机顺序

开机顺序原则上与关机顺序相反,核心是理解系统的组成部分与相互之间的控制关系,顺序不是一成不变的。

(二) 饱和吸收谱测量中的光路调节 walking 优化方法 (20171212)

在光路调节以获得最大信号的过程中,需要注意只有当入射的 pumping 激光和反射回的 probe 激光在 Rb 泡中的光路重合时才能得到最好的饱和吸收谱峰型。因为只有在重合的时候两束激光(来光 pump 和回光 probe)所面对的才是同一个区域的原子,才能确保回光看到的原子都是经过 pump 光作用的。为了达到这个目的需要调节最后一个反射镜的角度。

同时,为了让 PD (photon detector) 能够有最好的信噪比,PD 前面的聚焦透镜和反射镜组合要保证尽可能使光全部进入 PD 探头,所以这时候需要调节 PD 前面的反射镜角度。

综上所述,在确定 PBS 分光光强一定的情况下,为了调节到最好的光谱信号,至少有两面镜子的角度需要在粗调的基础上细调。这时由于可选取的变量太多,而且变量之间互相影响(因为其中一面镜子的角度会影响另一面镜子的最佳角度位置),调节一定要按照一定的原则和方法,这里使用的是一种“walking”方法,这是一种在多变量调节时的常用思想,其大致过程如下。首先固定其中一个平面镜 A 的方向,调节另一个平面镜 B 的方向并始终观察光谱使其达到最强;然后把刚才没动的平面镜 A 更换一个角度,再重复上面的过程,比较两次达到的最大值之间哪一个更大,以确定平面镜 A 在哪一个角度更好。这是一个逐步逼近“局域极值”的过程。

值得注意的是,为了调节到最好的饱和光谱,PBS 的分光光强也是有影响的(通过 PBS 前的二分之一波片调节)。不过这个影响与平面镜角度不同,它是严格单调的所以不必放在 walking 优化步骤中。但另一个问题是调节 PBS 分光光强变强的过程中可能会导致误差信号的信噪比下降(与 PD 的饱和有关)。所以在实验过程中可以根据特定的实验目的选择不同的分光光强。

(比如仔细观察 MOT 实验台上的 cooling 和 repump 光,他们在 error 信号的表现也是不同的,比如 repump 光所需要锁定的频率的 error 信号(最右面的最右面那条)本身就十分微弱,所以对他的信噪比要求就很高,但是 cooling 信号锁定在最左面的最大的那一条,就不

会对信噪比提出太高要求。这一个情况可以在实验结果的图片中看到。见饱和吸收谱实验结果—差分信号波形信噪比章节）

（三）、实验中需要注意的问题

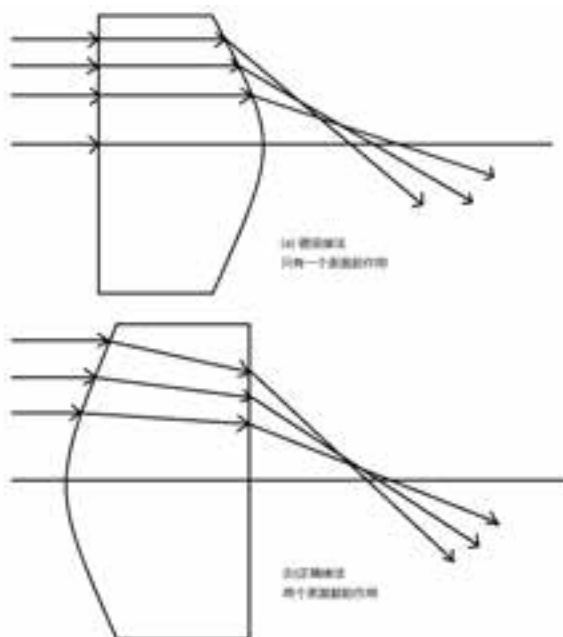
1、PD 的饱和问题（20171212）

PD 在达到一定入射光子数后回答道饱和，导致 PD 探测到的直流信号过大，信号吸收的强度只有直流强度的 10%左右，信噪比可能会比较小，所以用于做饱和吸收的光强不是越大越好，PBS 前面的二分之一波片就是用来调整这部分光强的。

2、信号形状不好的球差影响

有时 error 信号形状不好，Error 信号的形状主要影响还是光路的问题，一旦发现形状不好一定要从光路上仔细查，而不是首先怀疑电子学系统不稳定。如果在光路中出现“砍光”的现象，凸透镜要注意使用方向，否则会遇到光线球差。

光线球差的直观图像如下图所示。由于现在我们使用的透镜都是一面平另一面弯的，所以使用过程中一定要确保两个平面都尽量对光线产生偏折作用。所以平面一侧不能对着平行光束的一侧，如下图 16（a）所示。所以在扩束镜的使用过程中一定要将两个平的面“藏在里面”相对而放，确保平面一侧的光不平行。



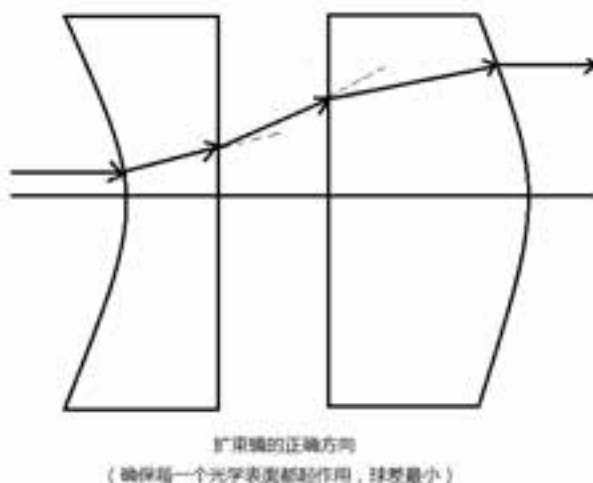


图 16,17——球差影响原理示意图

3、激光管温度的稳定性对实验的重要性

虽然在我们的实验过程中，激光管控温系统不再我们实验要求的内容范围内，但是掌握激光管温度对频率的影响对进一步的探究性实验是很有帮助的。

激光管的控温模块本质上也是一种 PID 反馈系统。由于 1mK 的温度变化带来的激光管频率漂移在 MHz 的量级上，所以精密光谱实验对激光管温度的控制十分重要！当实验过程中发现有些时候单独调节激光管电流调制旋钮不能完全达到自己的目的的时候（比如在本次实验中希望为光谱加标度尺，虽然后来没有用上所以本报告没有仔细讨论），不要忘记还有温度旋钮可以宽范围的调节频率。调节温度设置值一定要小心调节，倒数第二位上的温度变化（10mK）就可以导致激光器中心频率漂移到饱和吸收峰以外的区域，所以请在 1mK 的级别上，一边观察饱和吸收谱一边调整。

但是由于是 PID 反馈（实际上这个模块没有用 D（微分）反馈），温度调节范围过大也还是会出现失锁的现象（偏移大导致积分反馈过强导致无法达到稳定值的现象），这个时候可以选择小心的调节 PI 的反馈比例解决这个问题，但是强烈不建议将温度调节到在现有 PI 比例的情况下会失锁的位置。

鲍亦澄学长设计的这个控温面板还有 Sensor select 功能，使用不同的传感器监测激光管的温度，我们的实验保持此选项默认就好。

四、结论与建议

(一) 饱和吸收谱实验结果

1、饱和吸收谱谱波形



图 18——饱和吸收峰波形

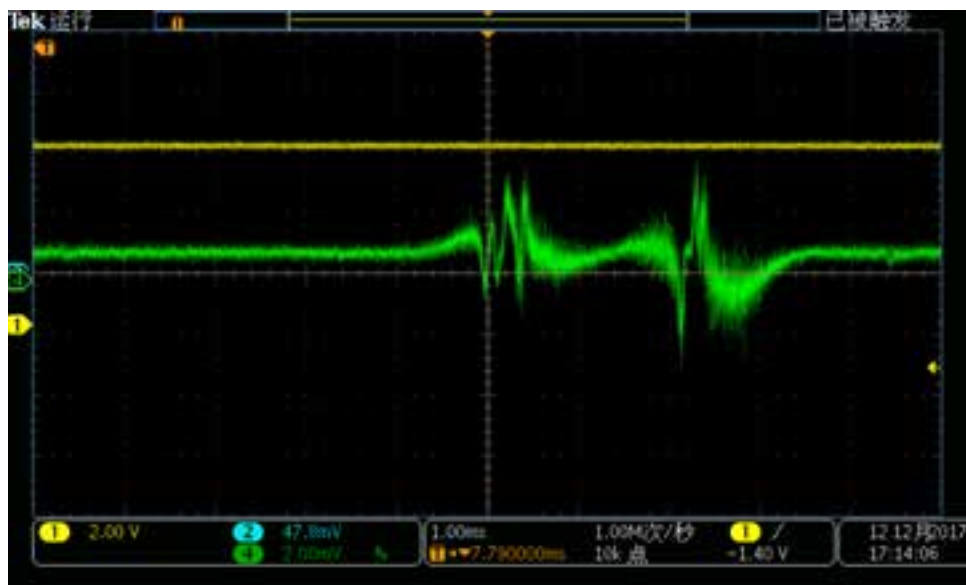


图 19——乘法器差分信号波形

相对老师们已经调好的 Cooling 和 Repump 两路信号，我们自己搭建光路得到的差分信号并不是很满意，噪声较大而且信号幅度很小，这很大一部分程度是由于光路不够准直以及球差等各种误差较大而造成的。

这里有一部分也是由于光学仪器基座过矮调节范围太小无法调节等高造成的，详见建议

部分。

2、激光管温度的稳定性对实验的重要性

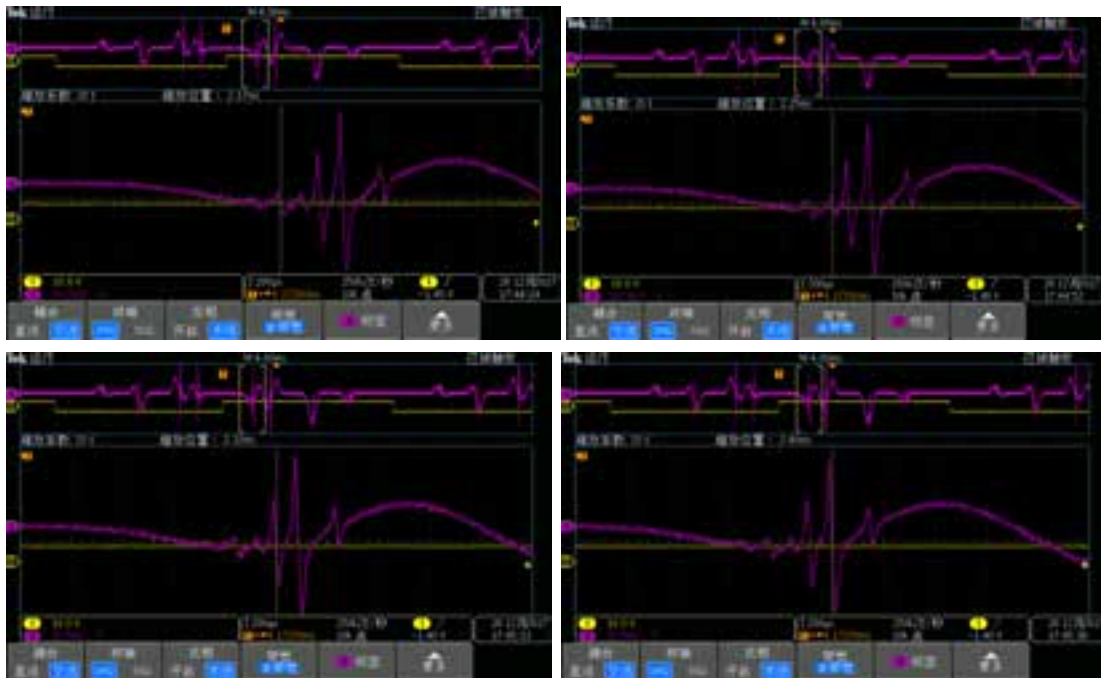
前面注意事项已经分析过，倒数第二位上的温度变化（10mK）就可以导致激光器中心频率漂移到饱和吸收峰以外的区域，调节最后一位即可见到波形的近似平移，可见本实验对温度区间精度的要求很高。调节温度时波形的未平衡时变化是欠阻尼振动型趋向平衡的，这体现了其控温元件内部的 PID 反馈调节机制。

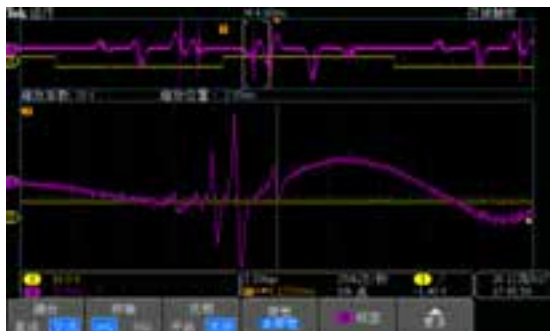
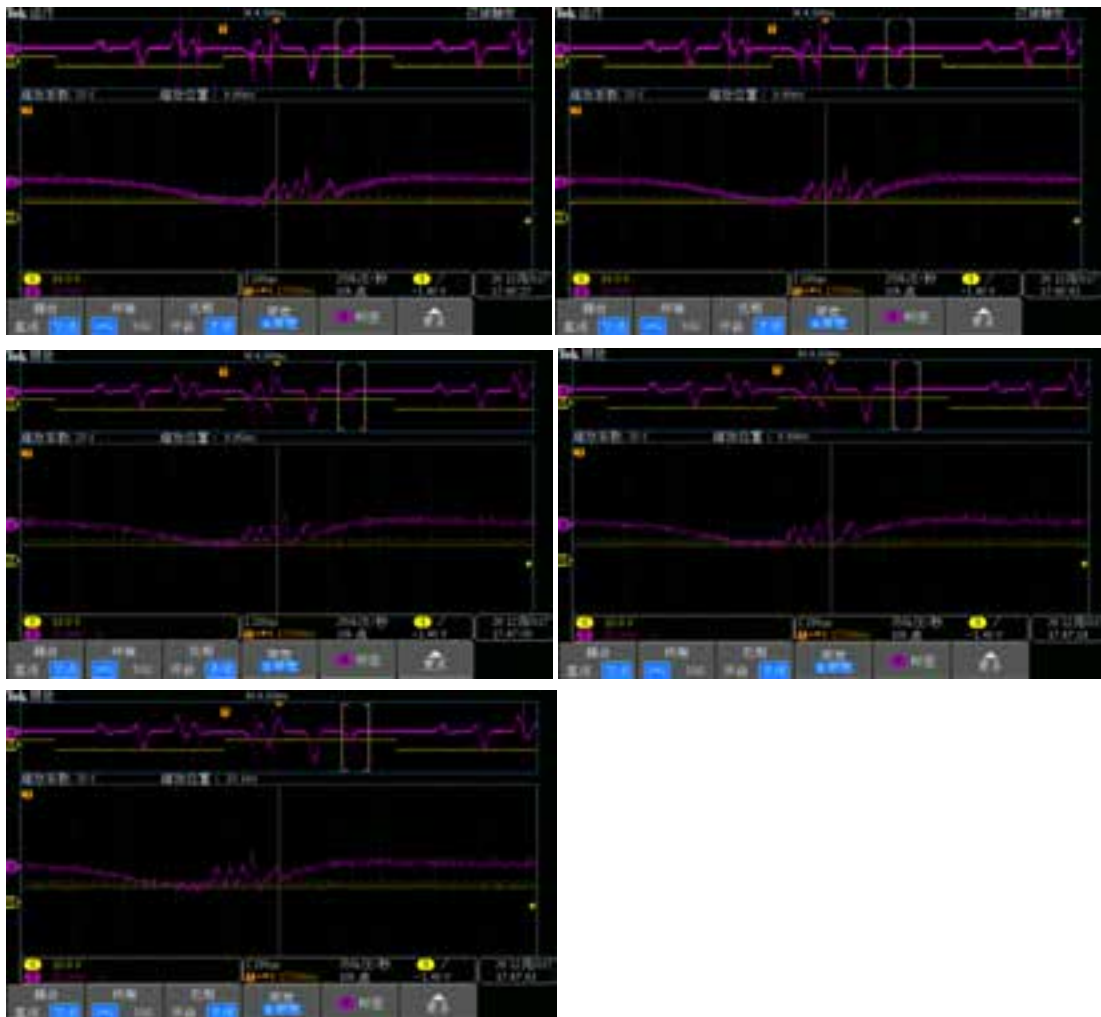
3、测得能级间距与理论比较

由于扫频信号的电流在一个周期内对时间是线性变化的，故频率在小幅度电流变化下在一个周期内对时间也是线性变化的（见上“激光输出频率调制原理”），故扫描两饱和吸收信号的时间差正比于两能级能级间距（对应的频率），可以通过验证这一正比特性来检验超精细分裂理论、饱和吸收理论与本实验现象是否相符。

为达到这一实验目的，要求得到尽可能明显而稳定的信号来进行读数。饱和吸收谱的差分信号比原始饱和吸收峰信号更明显，而差分信号的稳定和各峰位的明显程度又与很多因素有关，譬如温度，光路的准直程度，激光光源的特性等。

由于本测量对差分信号波形清晰和精确程度的要求极高（见下面对比），我们选取老师搭好的 Repump 光路的饱和吸收差分信号进行测量读数来进行。锁定峰位进行读数时锁定差分信号下降沿中点读数，向右为频率增大的方向。



图 20~24——最左侧 ^{87}Rb 从 $S_{F=2}$ 到各个 P 能级的跃迁测量的数据记录图 25~29——最右侧 ^{87}Rb 从 $S_{F=1}$ 到各个 P 能级的跃迁测量的数据记录

这里为各个能级的饱和和吸收信号的峰位时间的原始数据，缩放位置的数字即为示波器中线所对应位置到 Trigger 触发位置（黄色方波信号突变点）的时间差。

从超精细分裂理论能级加入交叉峰后得到理论信号：

记交叉峰为 $P_{F=\frac{b_1+b_2}{2}}$ ， $S_{F=a}$ 到 $P_{F=b}$ 的信号为 $a \rightarrow b$ 。

第一组信号为 $S_{F=2}$ 到 P 的 3 个能级及其 2 个交叉峰的吸收峰。最右峰为 Cooling 用的 $F=2 \rightarrow 3$ 最大记为原点的话，组内最大为 $2 \rightarrow 2.5$ （锁频用）为 133.3MHz，向左依次还有 $2 \rightarrow 2$

为 266.6MHz, 2→1.5 为 345.1MHz, 2→1 为 423.6MHz

第四组信号为 $S_{F=1}$ 到 P 的 3 个能级及其 2 个交叉峰的吸收峰。Repump 用的峰为 $S_{F=1}$ 到 $P_{F=2}$, 对应频率 (6834.7-266.6) MHz, 为该组中频率最大即最右侧的峰。向左依次为 1→1.5 为 (6834.7-345.1) MHz, 1→1 为 (6834.7-423.6) MHz, 1→0.5 为 (6834.7-459.7) MHz, 1→0 为 (6834.7-495.8) MHz。其中理论上 1→1 的峰也可以起到将原子泵回 $S_{F=1}$ 的作用, 故也可以用作 Repump 激光的锁频频率。

从 Repump 路信号可以清晰地看到每一组峰都有清晰的 5 个峰位, 与理论相符。

| 低能级 (S) | 高能级 (P) | 理论能级差(相对值)/MHz | 实验扫描吸收峰与 Trigger 时间差/ms |
|---------|---------|----------------|-------------------------|
| F=2 | F=3 | 0.0 | 2.6 |
| | F=2.5 | -133.3 | 2.4 |
| | F=2 | -266.6 | 2.3 |
| | F=1.5 | -345.1 | 2.3 |
| | F=1 | -423.6 | 2.2 |
| F=1 | F=2 | 6568.1 | 10.1 |
| | F=1.5 | 6489.6 | 10.0 |
| | F=1 | 6411.1 | 10.0 |
| | F=0.5 | 6375.0 | 9.9 |
| | F=0 | 6338.9 | 9.9 |

表 1——实验吸收峰时间差与理论能级差对照表

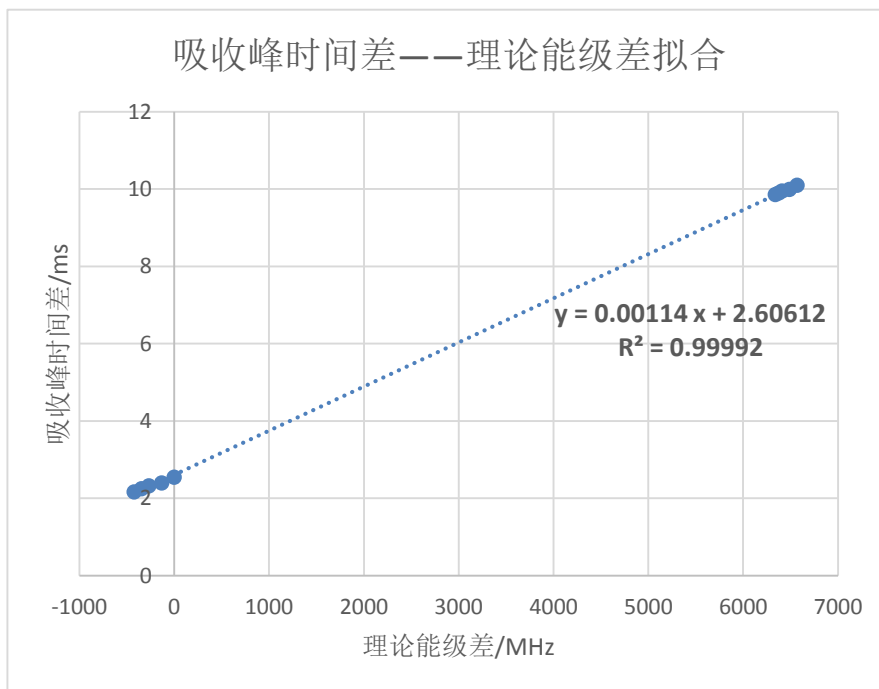


图 30——吸收峰时间差——理论能级差拟合图

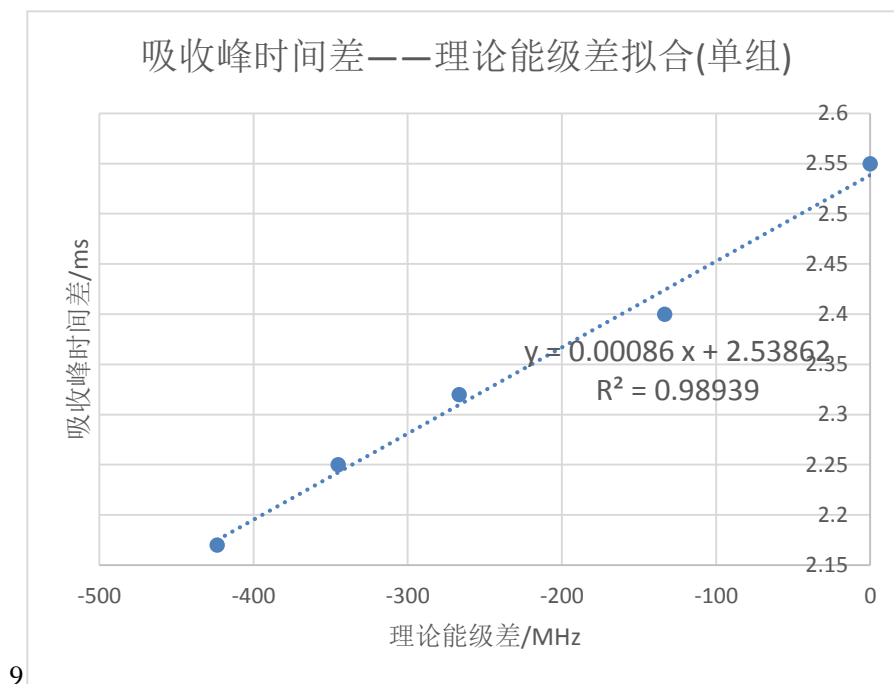


图 31——最左侧 ^{87}Rb 的 $S_{F=2}$ 单组 5 点数据拟合图

既然扫描两饱和吸收信号的时间差正比于两能级能级间距，最简单的想法是作差，得到时间差与能级间距进行比较。但如果用计算时间差和能级间距相比较的方式会使得作为基准能级的时间数据的权重变得很大，其单个数据的误差会得到放大。故采用线性拟合的方法来达到同样的目的并避免这个问题。由于时间差是相对 Trigger 起点进行的测量，故会出现不为 0 的截距。

在只有 10 个点的情况下，本实验拟合的 R^2 达到了 4 个 9，5 个点的单组拟合 R^2 也几乎达到了 2 个 9，可以认为与超精细分裂能级理论的理论能级间距较为相符。但由于饱和吸收谱在示波器上有一些峰并不是那么明显而容易判断峰位，故单组内的同一低能级到几个高能级的测量值与实际有一定误差，在单组的局部拟合上容易看出。

4、差分信号波形信噪比

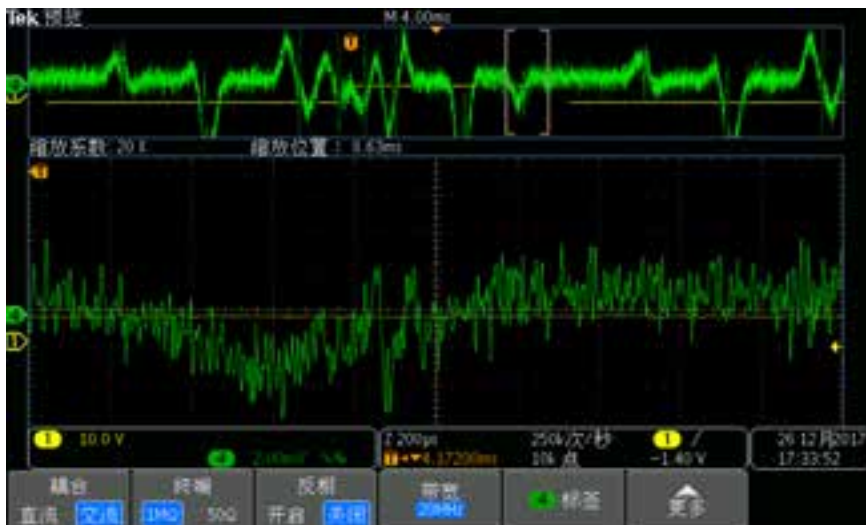


图 32——老师搭好的 Cooling 激光路信号（上方小图）其中最右侧一组峰 $S_{F=1}$ ——P 的信号

这组信号是另一路的 Cooling 激光路信号，可以看到已经比我们所得到的差分信号清晰和稳定了相当多了。但与用于 REPUMP 的信号对比，最右侧 ^{87}Rb 从 $S_{F=1}$ 跃迁的信号无法明显看出 5 个峰位，并且信号幅度也小了很多且波动性较大，如果拿本组作为 Repump 激光对最右侧峰位进行锁频的话基本可能会失败。

差分信号调节到如此之清晰明显而稳定是相当难的，即使光路已经相当完美了仍然难以得到可以用于锁频和测量能级位置的好的信号，可以想象，Repump 路的调节真是辛苦老师了。

关于 error 信号信噪比已经在之前的章节讨论过（三、实验过程一（二）walking 优化方法）。

（二）MOT 实验结果

12 月 14 日使用以下参数获得了磁光阱成像：

1 号玻片 216 度，3 号玻片 180 度的情况下，2 号玻片在 180.5 到 127.5 度之间均可观察到囚禁原子的现象。在这个范围内从玻片开始调整到 CCD 图像的变化达到稳定大概会有 3 秒左右的延迟。所以要小心调节过程中调节速度不要太快。这次实验凝聚原子团持续时间十几分钟，这次实验尝试我们发现玻片的调节范围还是比较广的。

光斑消失重新锁频后（此次锁频效果进行了记录，见下图），



图 33——Repump 激光锁频后信号

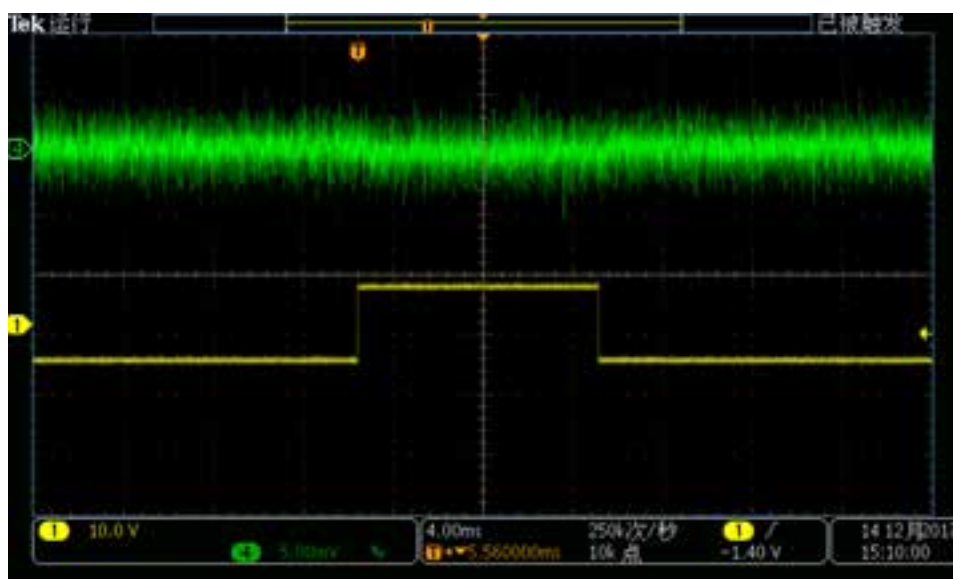


图 34——Cooling 激光锁频后信号

图 33,34 是锁频后的 error 信号，尽管有一定的噪声，但是其直流分量几乎为零，显示锁频效果较好，噪声并不重要。

我们尝试测量了 CCD 成像上能呈现的光斑大小的最大值。1 号玻片 212 度 2 号玻片 171 度，3 号玻片 166 度附近时原子团体积达到最大，光斑能达到 2.3-2.4mm 的直径，持续 40 分钟。



图 35——冷原子团 CCD 成像照片

(三) 建议

1、实验器材部分

当前实验室中一些常见必须的器材还有一点缺少，在实验中遇到并记录下来的包括：

20171207：光底座（当前实验室的底座高度十分不匹配）

20171212：BNC 接头（T 型接头，全攻的用于监测调制信号的幅度，以计算饱和吸收峰的位置）；光具座上的螺母；

还是建议光具座的腿高更高一点，这样调节余量更大一点，当前激光器、铷泡、PBS、透镜以及其他元件的等高非常难以达到，总会有一些仪器超过其正常调节范围。尽管选用光具座的腿高更高一点会使光路不稳定性略微增加，但是本饱和吸收谱实验稳定性的要求并不高，现在这样反而是增加了很多调节上的麻烦。

2、MOT 部分

当前 MOT 部分所有玻片老师均已经调节到正确的位置，在正确的锁相完成后马上就能看到原子团，然后实验基本要求就结束了，总感觉有点意犹未尽的感觉（当然这之后我们大多数时间都花在理解电学部分的原理上，也一直做着非常有意义的事情）。

虽然和老师交流了一下，确实后面的部分由于需要很多仪器所限制很难继续做下去，但是个人认为可以至少在记录正确角度便于恢复之后将各玻片的主轴方向调乱，让学生们自己探究用 PBS 确定光偏振方向并调节出原子团的过程，首先由实验记录本实验部分对角度的变化并不那么敏感应该比较容易调出现象，二来这样也使同学加深了对 MOT 部分限俘原子理论的理解。如果需要降低难度的话可以第一次试验先调好玻片方向让同学集中精力于锁频上，在学生看到现象有信心之后下次实验前将玻片角度调乱，这样降低了难度同时也达到了实验

目的。

五、REFERENCE

[1] Determination of the hyperfine structure constants of the 87Rb and 85Rb $4D_{5/2}$ state and the isotope hyperfine anomaly. Jie Wang, Huifeng Liu, Guang Yang, Baodong Yang, and Junmin Wang Phys. Rev. A 90, 052505 – Published 10 November 2014

[2] TEY MENG KHOON, 近代物理实验—MOT, 2017/11/29

[3] Wikipedia- Pound Drever Hall technique 2017/12/21

https://en.wikipedia.org/wiki/Pound%E2%80%93Drever%E2%80%93Hall_technique

[4] Abramovici A, et al. (1992). "LIGO: The Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory". Science. 256 (5055): 325–333. doi:10.1126/science.256.5055.325. PMID 17743108

六、附录

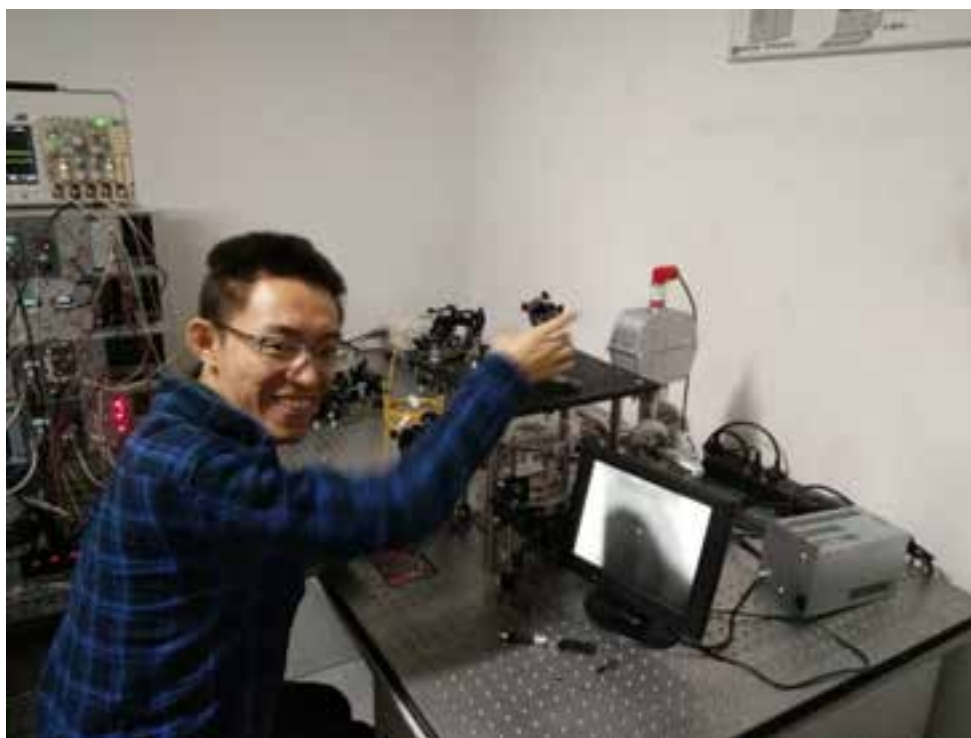


图 36——调出光斑后愉快的苗文韬

NV色心的光探测磁共振 实验报告

蔡正阳 陈宇韶 杜博涛 雷鳌 刘圣沿 万周全

2017年12月31日

1 实验简介

1.1 NV系统简介

NV色心 (Nitrogen-Vacancy center) 是金刚石中两个晶格缺陷组成的结构, 包括一个替位的氮原子和与其相邻的一个空穴 (见图1)。NV色心具有十分丰富的物理性质, 包括顺磁性和光学极化性[1], 这使得NV色心易于从其他色心中区分出来, 也比较容易进行操作。NV色心在量子计算领域得到了非常大的关注, 尤其是其在室温下的相干时间接近秒的量级、可以在室温下对其进行操作的特性是其他量子计算系统都不具备的[2]。2008年, 德国斯图加特的Wrachtrup和美国的Lukin组同时提出[3, 4], NV体系可以用于高分辨率高灵敏度的磁探测。至今, 用NV单自旋体系实现高分辨率和高灵敏度的磁探测已经有了相当大的进展。

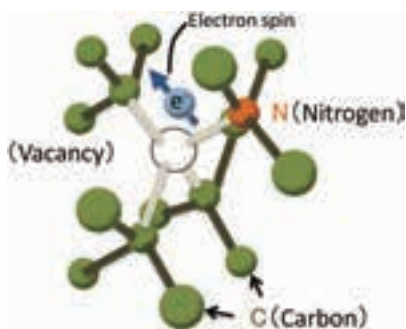


图 1: NV-结构示意图, 由一个替位的氮原子和一个邻位空穴组成。这里展示的是NV-, 即除了碳原子、氮原子自带的未成键电子之外, 还额外地俘获了一个电子。

1.2 自旋磁共振简介

自旋磁共振是一类已经被广泛研究和应用的物理现象, 常见的自旋磁共振包含核磁共振 (Nuclear Magnetic Resonance, 简称NMR) 和电子自旋共振 (Electron Spin Resonance, 简称ESR)。它描述了一个处于外磁场中的自旋可以吸收或者放出相应频率的电磁辐射。磁共振的原理可以用量子力学描述: 当一个自旋放置在磁场中, 由于塞曼效应, 原本简并的自旋能级会产生劈裂, 其能级劈裂的大小可以描述为

$$\Delta E = \mu_B g B \Delta m \quad (1)$$

其中 μ_B 为玻尔磁子, g 为自旋系统的朗德 g 因子, B 为外磁场的大小, Δm 为两个自旋能级磁量子数的差。当系统吸收或放出一个能量等于能级劈裂的光子, 自旋系统就可以在劈裂的低能级和高能级之间跃迁。

2 实验原理

2.1 NV色心的能级结构

NV色心具有 C_{3v} 对称性（即系统绕一根对称轴旋转 $2\pi/3$ 不变，且存在过对称轴的三个平面，系统对这三个平面反射不变），对称轴为氮原子和空穴构成的晶轴。这样的对称性结构允许四种单电子轨道，记为 $a_1(1)$ ， $a_1(2)$ ， e_x 和 e_y ，其中 $\{e_x, e_y\}$ 两条电子轨道是简并的[5]。为了直观感受，这四种单电子轨道的概率密度如图2所示，从中我们可以看出 $a_1(1)$ 和 $a_1(2)$ 两条单电子轨道的空间波函数都是对称的。这四条单电子轨道能量按照从低到高排为： $a_1(1) < a_1(2) < \{e_x, e_y\}$ 。

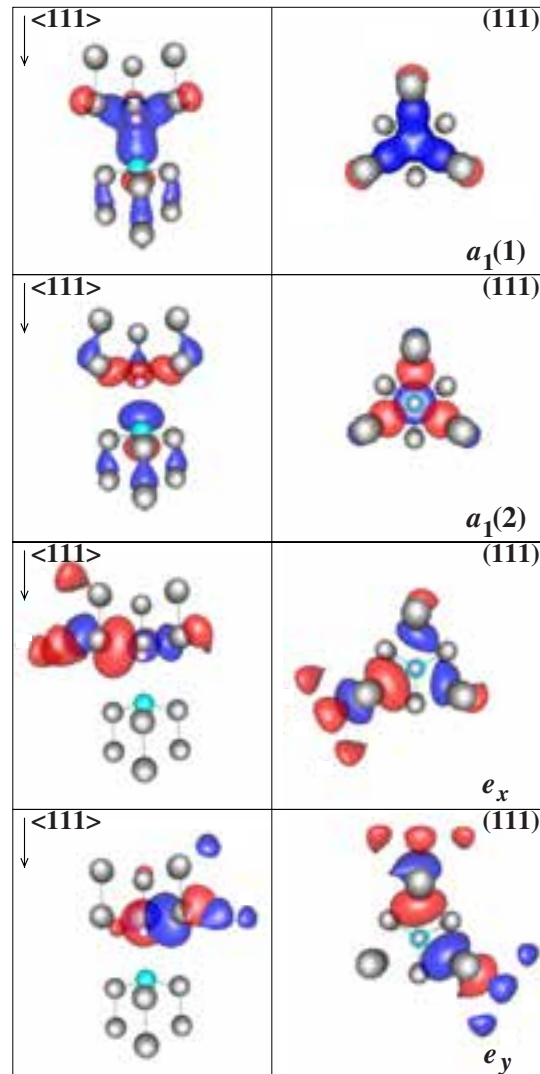


图 2: 通过第一性原理计算出的波函数等值面，从上到下分别为 $a_1(1)$ 、 $a_1(2)$ 、 e_x 和 e_y 。左侧是侧视图，右侧是俯视图，每幅图的左上角标注了晶轴在这个观察角度下的位型。等值面为蓝色说明波函数为负，红色说明等值面为正。粉红色的圆圈标注空穴的位置，灰色和青色的球标注碳、氮原子。我们这里不仅画出了与空穴相邻的原子，还画出了再与之相邻的原子。（图引自参考文献[6]）

NV色心可以为中性的NV0或者带负电的NV $^-$ 。中性的NV0为五电子结构，带负电的NV $^-$ 为六电子结构。如无特殊说明，我们这里只讨论NV $^-$ ，也即除了三个碳原子提供的三个，氮原子提供的两个未成键电子外，还另外俘获一个电子。那么NV $^-$ 的能级结构就由这六个电子如何填充之前提到的四个电子轨道决定。六电子的轨道填充比较复杂，我们可以用等价的两空穴视角来看：如果我们再有两个电子，就可以形成一个八电子结构，填满全部的

能级，类似于满壳层。那么填这六个电子，就等价于先填满八个电子，再讨论两个空穴怎么填入四个轨道。由于我们先填满电子，相当于用空穴抵消多填的电子，那么空穴填在能量较高的轨道，系统的能量就越低，系统的基态就是将两个空穴均填入 $\{e_x, e_y\}$ 。由于空穴是费米子，其总波函数需是反对称的，那么有两种构成方法。空间上构成反对称波函数，而后自旋部分构成对称的自旋三重态，波函数即

$$|\psi\rangle = |e_x e_y - e_y e_x\rangle \otimes \begin{cases} |\uparrow\uparrow\rangle \\ |\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle \\ |\downarrow\downarrow\rangle \end{cases} \quad (2)$$

或者空间上构成对称的波函数，而后自旋部分构成反对称的自旋单态，即

$$|\psi\rangle = \begin{cases} |e_x e_x - e_y e_y\rangle \\ |e_x e_y + e_y e_x\rangle \\ |e_x e_x + e_y e_y\rangle \end{cases} \otimes |\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle \quad (3)$$

这样我们就在没有考虑电子之间库仑相互作用的情况下，写出了无相互作用的电子轨道。如果考虑到库仑相互作用，(2)中给出的波函数，也即自旋三重态能量较低（因为其空间波函数重叠较少），是我们要考虑的基态。在实验中我们还要考虑系统的激发态，也即一个空穴填充在 $\{e_x, e_y\}$ 上，另一个空穴填充在 $a_1(2)$ 上，这里我们考虑的也是空间部分构成反对称波函数，自旋部分构成自旋三重态的情况。如果不考虑系统更精细的相互作用（比如空穴的自旋-轨道耦合），那么之前提到的基态和激发态对于自旋的不同磁量子数（ m_s ）都是简并的。但是由于相互作用，能级会发生劈裂。对于基态的不同磁量子数， $m_s = 0$ 的态能量最低，而 $m_s = \pm 1$ 的态仍然简并且能量相较 $m_s = 0$ 要高。

除了这两个三重态的能级外，我们在实验中还常常用到两个自旋单态的能级。其中 1E 这个能级¹较为稳定，寿命约为250ns，是一个亚稳态，而 1A_1 不稳定，寿命小于1ns。我们上面提到的四个能级及其能量高低如图3所示。

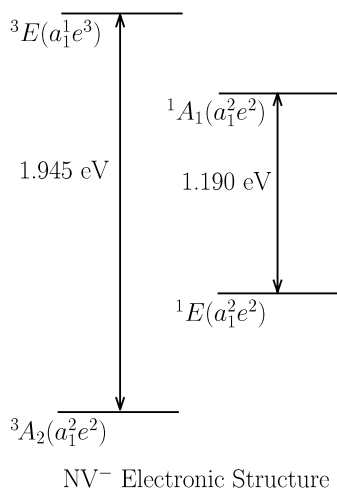


图 3: NV⁻的能级示意图，图中标出了能级之间的能量差。左侧的 3A_2 和 3E 分别是基态和激发态（自旋三重态），右侧的 1A_1 和 1E 是两个自旋单态。（图引自参考文献[7]）

当系统从激发态跃迁回基态，会自发辐射放出红色荧光。两个能级的能量差为1.945eV，对应的光子波长为637nm。但在实验中，由于斯托克斯效应，光子会受到周围晶格的散射，放出声子，使得光子的波长只有4%处于637nm，其余的光子会弛豫到637nm-750nm的声子边带上，其中680nm波长附近最强[1]。

¹这里 1E 和 1A_1 标记的是这两个能级的对称性，详细的内容可以参见[5]

2.2 NV色心的初始化

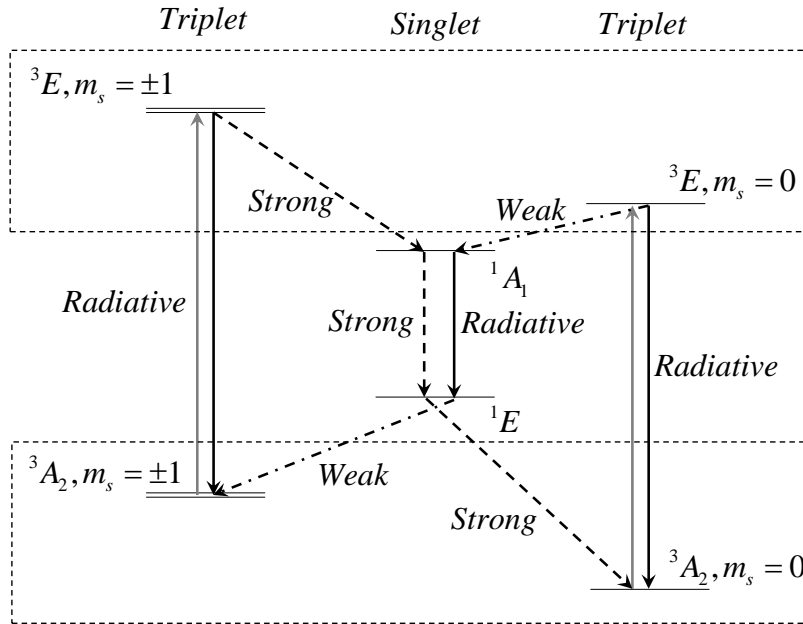


图 4: NV色心初始化及ISC机制示意图。图中实线代表辐射跃迁（用“Radiative”标注其属于辐射跃迁），即放出一个光子；虚线表示非辐射跃迁（用“Strong”或者“Weak”标注其强度）。能级顶端的“Triplet”和“Singlet”表明下面的能级是属于自旋三重态还是自旋单态，这里为了清晰，将三重态中 $m_s = 0$ 和 $m_s = \pm 1$ 的态分成了左右两栏。上面虚线方框中的态是三重激发态（ 3E ），下面虚线方框中的态是三重基态（ 3A_2 ）。中间的是亚稳态（ 1A_1 和 1E ）。

NV色心的初始化主要依赖于系统中存在的一种非辐射跃迁机制，称为ISC（Intersystem Crossing）过程。 $m_s = \pm 1$ 的激发态可以先到亚稳态，再从亚稳态回到 $m_s = 0$ 的基态上，这个过程中不发出光子（图中标注为“Strong”，代表这个过程很强）。对于 $m_s = 0$ 的激发态也存在相同的过程，先到达亚稳态，再回到 $m_s = \pm 1$ 的基态上，过程中有比较小的几率放出红外光子，但是这个过程发生的概率远远低于 $m_s = \pm 1$ 的激发态（图中标注为“Weak”，代表这个过程弱于前面的过程）。我们可以利用这个机制进行初始化：我们不断地将处于基态的NV色心用激光激发到激发态，此时 m_s 不变。大部分的色心会自发辐射，放出光子回到对应的基态， m_s 不变。但也有一部分NV色心（主要是 $m_s = \pm 1$ 的激发态）会通过ISC过程回到基态， m_s 发生变化。正是由于这种过程主要发生在 $m_s = \pm 1$ 的NV激发态上，所以， $m_s = \pm 1$ 的色心会逐渐减少，不断地通过ISC过程转化为 $m_s = 0$ 的NV色心。最终初始化结束后，几乎全部的NV色心都处于 $m_s = 0$ 的态上。图5是[8]中的实验结果，其说明了无论初态是 $m_s = \pm 1$ 还是 $m_s = 0$ ，经过一段时间的初始化，所有色心都被制备在 $m_s = 0$ 。

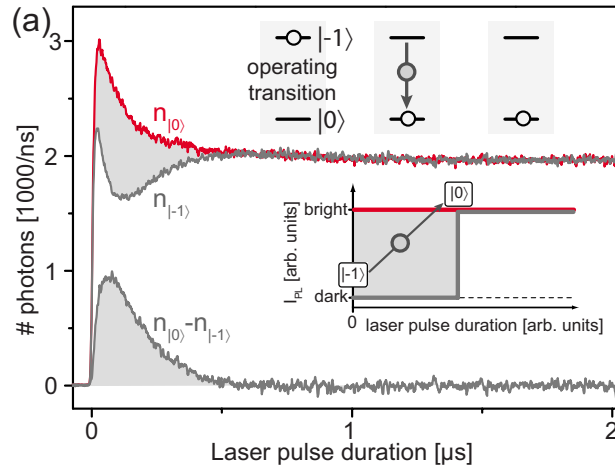


图 5: 系统被制备在不同初态下的放出的荧光计数。位于上面的红线是系统一开始被制备在 $m_s = 0$, 上面的灰线是系统一开始被制备在 $m_s = -1$, 下面的灰线是二者的差。内图: 如果系统从 $m_s = -1$ 开始演化, 系统会经过暗单态 (即不辐射) 最后到达亮态 $m_s = 0$ (稳态)。

2.3 NV 色心的光探测磁共振

当外磁场为零时, NV 色心基态和激发态中的 $m_s = \pm 1$ 的能级是简并的。由于激光泵浦持续开启, 根据上面一节的原理, 经过一段时间的初始化之后, 几乎所有的色心都在 $m_s = 0$ 的基态和激发态之间来回跃迁, 当从高能级跃迁回低能级时放出红色的荧光。我们这时外加一个微波场, 如果微波场的频率和 $m_s = 0$ 与 $m_s = \pm 1$ 之间的能级差是匹配的, 这时有一部分 NV 色心就会先从基态的 $m_s = 0$ 被激发到基态的 $m_s = \pm 1$, 之后被激光泵浦到激发态的 $m_s = \pm 1$ 。而激发态中的 $m_s = \pm 1$ 的态可以通过不辐射光子的方式回到基态。产生的结果就是, 当微波的频率与能级差不匹配, 几乎所有的 NV 在被反复泵浦的过程中都会发出红色的荧光; 然而当微波频率与能级差匹配, 就会有一部分 NV 通过不放出荧光的方式回到基态, 这就会导致荧光的计数率 (强度) 下降, 系统演化示意以及荧光计数谱示意如图 6。

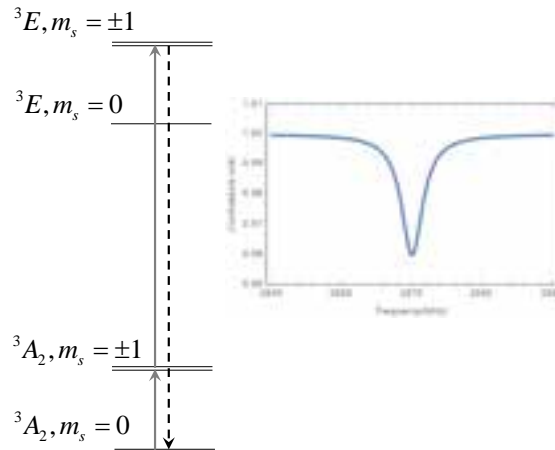


图 6: 不加外磁场的系统演化及荧光谱示意图。当微波频率与能级劈裂失谐, 系统会从 $^3A_2, m_s = 0$ 被光激发到 $^3E, m_s = 0$, 随后自发辐射放出光子回到 $^3A_2, m_s = 0$ 。当微波频率与能级劈裂共振, 系统会从 $^3A_2, m_s = 0$ 被微波激发到 $^3A_2, m_s = \pm 1$, 再被激光激发到 $^3E, m_s = \pm 1$ 。相比从 $^3A_2, m_s = 0$ 被光直接激发到 $^3E, m_s = 0$ 的色心, 这部分色心可以不辐射光子回到 $^3A_2, m_s = \pm 0$, 从而导致计数率谱有一个下降。

当我们给NV色心加上外磁场，其基态和激发态中本来简并的 $m_s = \pm 1$ 因为塞曼效应劈裂为两个子能级，如图7所示。如这时外加一个微波场，微波场的频率和 $m_s = 0$ 与 $m_s = -1$ 或 $m_s = 0$ 与 $m_s = 1$ 之间的能级差是匹配的，同样的，这时有一部分NV色心就会先从基态的 $m_s = 0$ 被激发到基态的 $m_s = \pm 1$ ，之后被激光泵浦到激发态的 $m_s = \pm 1$ ，而后可以通过不辐射光子的方式回到基态，这就会导致荧光的计数率（强度）谱上有两个下降谷。如果考虑到超精细结构（如空穴-核自旋相互作用），每个能级可以进一步劈裂，按照同样的原理，就可以在荧光谱中观测到六个下降谷，当然，这需要谱具有比较高的分辨率。系统演化示意以及荧光计数谱示意如图7。本实验的目的就是获得如图7所示的连续荧光谱。

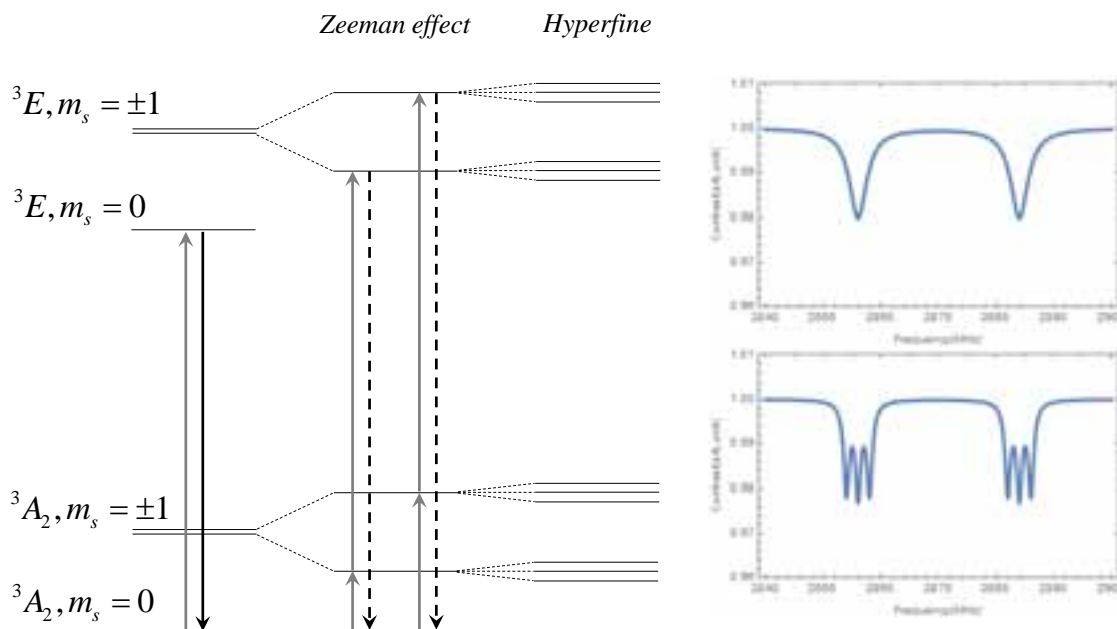


图 7: 加外磁场的系统演化及荧光谱示意图。在外磁场下，能级进一步分裂为两个。当微波频率与任何一个塞曼能级共振，系统会从 $^3A_2, m_s = 0$ 被微波激发到 $^3A_2, m_s = 1$ 或 $^3A_2, m_s = -1$ ，再被激光激发到 $^3E, m_s = 1$ 或 $^3E, m_s = -1$ 。相比从 $^3A_2, m_s = 0$ 被光直接激发到 $^3E, m_s = 0$ 的色心，这部分色心可以不辐射光子回到 $^3A_2, m_s = \pm 0$ ，从而导致计数率谱有两个下降谷（右上）。如果分辨率足够高，由于超精细结构，能级会继续劈裂，从而可以在计数率谱中观察到有六个下降谷（右下）。

3 实验设置

3.1 实验仪器

3.1.1 532nm激光器

激光器在本次实验中的作用 激光经扩束、滤波后照到样品上，激发NV色心从低能级跃迁到高能能级。同时样品表面反射会的绿光被CCD相机收集，可以用来判定对焦情况以及对焦位置。

激光器操作步骤

- 1) 打开电源，亮起红色信号灯。
- 2) 打开钥匙开关，5秒后绿色信号灯亮起，10分钟后，激光器开始稳定工作。
- 3) 关闭钥匙开关。
- 4) 关闭电源开关。

激光器注意事项

- 1) 佩戴护目镜。
- 2) 避免激光反射回激光器，否则可能损坏激光器。
- 3) 长时间工作后，若激光器温度超过35度，应关闭激光器。

3.1.2 尼康Plan Apo Lamda物镜

尼康Plan Apo Lamda物镜在本次实验中的作用 将激发光聚焦到样品上，并收集NV色心发出的荧光，而油浸物镜可以使我们收集到更多的光子。

尼康Plan Apo Lamda物镜操作步骤

- 1) 滴油。
- 2) 调整物镜至较高位置，眼睛同时看CCD和物镜，慢慢向下降直至对焦。

尼康Plan Apo Lamda物镜注意事项

- 1) 镜油一两滴即可，能够完全覆盖住物镜通光孔即可，若太多不易清洗。
- 2) 使用后，用擦镜纸擦一遍，再用二甲苯浸润的试纸擦一遍，最后再用擦镜纸擦一遍。
- 3) 调节物镜高度时注意不碰到盖玻片。

3.1.3 CCD相机

CCD相机在本次实验中的作用 CCD相机收集样品表面反射回的绿光，可以用来判定对焦情况以及对焦位置。

CCD相机操作步骤

- 1) 打开CCD配套软件Toupview即可。
- 2) 根据需求可以调整图像分辨率、截图等。

CCD使用注意事项 不要用强光照射CCD元件，尤其避免应激光直接入射。

3.1.4 扫描振镜

扫描振镜在本次实验中的作用 在我们的实验中，扫描振镜用于调节入射光在样品平面上的位置。

扫描振镜的结构 实验中使用的振镜通过两个相互垂直的角度可调节振镜，实现了光束在样品平面上的自由移动，其原理图如图所示：

- 1) 首先光线从一个固定的方位入射，入射至振镜1上，振镜1的旋转角度可调，实现光线在振镜1的角速度的正交方向的自由度。
- 2) 然后光线通过振镜1反射到振镜2上，振镜2的角度依然可调。

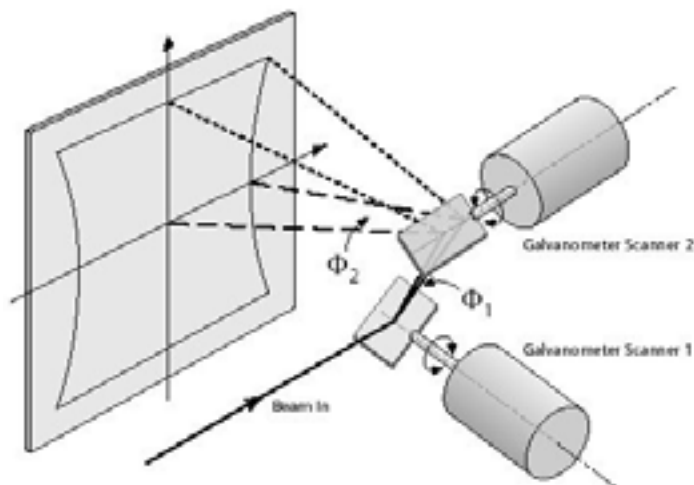


图 8: 扫描振镜原理示意图。

扫描振镜的控制 扫描振镜将外界输入的模拟电压转化为两个电机的转动角度，并控制出射光线的方向。通用的扫描振镜是基于XY2-100协议的数字振镜，本实验用的扫描振镜内置了模数转换模块，只需要两路电压的接入即可直接控制（差分接法）。经过模数模块简化后，需要的接线头只有7个，分别为：1.+15V 2.-15V 3.地 4.x信号 5.x信号地（差分） 6.y信号 7.y信号地（差分）

扫描振镜注意事项

- 1) 最大摆角 15° ，有过载过流保护，但电压最好不超过7.5V，一般在7V以下
- 2) 最大工作频率1000Hz
- 3) 不可直接用手接触信号端接线

扫描振镜底座 由于入射激光的高度与扫描振镜入射光的孔的高度有一定差距，我们用3D设计软件Inventor设计了一个扫描振镜底座抬高扫描振镜，使得扫描振镜得以在合适的位置固定在面包板上。

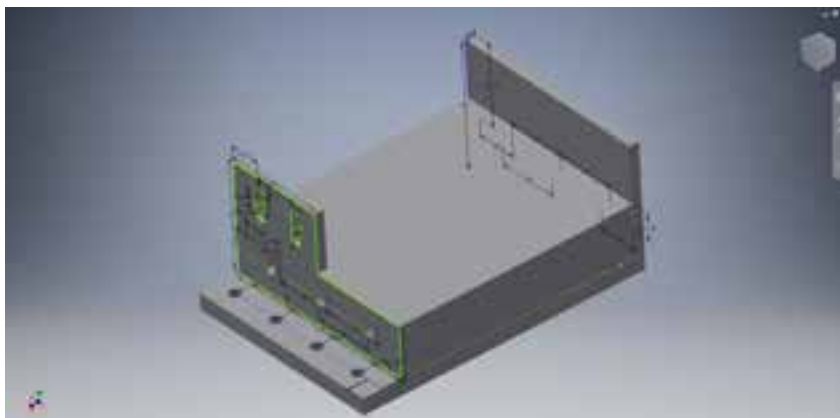


图 9: 扫描振镜底座图示。下方的四个圆孔用于将底座固定在面包板上，上方的两个槽通过振镜主体上对应的两个孔将其固定在底座上。

3.1.5 微波源

微波源在本次实验中的作用 微波提供给NV色心足够跃迁的频率磁场，并在后期实验中通过Labview控制扫频，最终通过扫频测量出发光-频率谱。

微波源的面板控制 在进行微波源性能检验输出波形观察时，需要通过微波源自带面板进行直接操作，当程序故障时，面板操作也是十分必要的，具体步骤如下：

- 1) 最右侧按钮，选择RF ON，允许射频输出。
- 2) 按SWEEP按钮。
- 3) 屏幕右侧的功能按钮，选择sweep (frequency)。
- 4) sweep type选择step模式。
- 5) sweep repeat根据情况选择single或cont (自动循环)。
- 6) configure处可以设置起止频率、功率、划分点个数，在点击more按钮设置扫频的时间间隔等。设置step spacing为lin，进行线性扫描，LIN Freq Step根据需要设置。
- 7) 点击return回到扫频的主菜单。
- 8) 点击single sweep功能键对应的按键，开始扫频。

微波源注意事项 使用前应将RF PULSE设置为on，并将输出功率调整到最小。

3.1.6 单光子计数器

单光子计数器在本次实验中的作用 单光子计数器在本次实验中用来测量NV色心在激光下荧光的强度，在不同的微波频率测量荧光强度的变化可以观察到NV色心特有的荧光曲线。

单光子计数器注意事项 单光子计数器是十分灵敏的测量仪器，应当十分注意其输入的光强，不能让自然光进入，以防损坏仪器。

3.2 实验光路

3.2.1 入射光路

激光器与衰减片 20mW的激光器的532nm的激光（图示1）通过可变中性密度滤光片/衰减片来调控入射光光强。

扩束系统 光路中的图示3是扩束系统，是由50mm和150mm的平凸透镜构成。两透镜之间距离为 $d_1 = 200\text{mm}$ ，可以使激光的束腰近似变成原来的3倍。光路中图示5也是扩束系统，由75mm和150mm的平凸透镜构成，透镜之间距离为 $d_2 = 225\text{mm}$ 。经过扩束系统（图示5）来再次扩大激光的束腰，使得光束的发散角较小，具有较好的平行性。

空间滤波系统 空间滤波系统（图示4），保留高斯光束中光强分布在高斯峰附近的部分，使得光强在垂直于传播方向的截面上分布相对均匀。

光阑和二向色镜 再通过光阑（图示6）来过滤掉光束的高阶衍射斑，并调控激光的光斑大小。之后通过二向色镜（图示7，二向色镜能够通红光，不能通过绿光）。

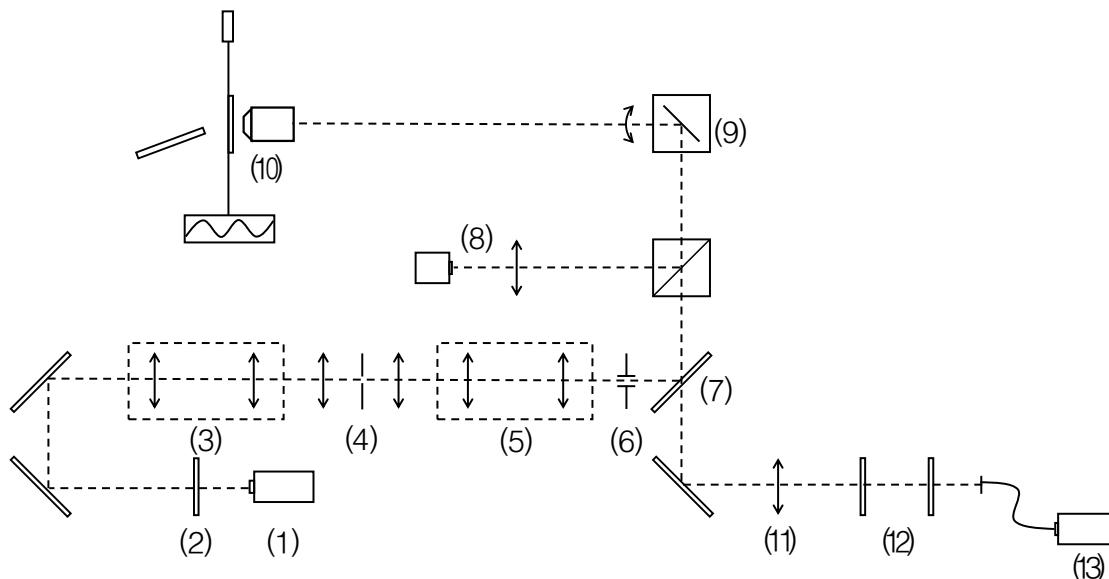


图 10: 光路图及简介: (1): 532nm激光器, 功率为20mW。(2): 衰减片, 用来控制光强。(3): 扩束系统, 前面为 $f = 50\text{mm}$ 的平凸透镜, 后面为 $f = 150\text{mm}$ 的平凸透镜。(4): 空间滤波系统: 两边为 $f = 75\text{mm}$ 的透镜, 使得光在中间聚焦。中间为一个直径 $30\mu\text{m}$ 的针孔。(5): 扩束系统, 前面为 $f = 75\text{mm}$ 的平凸透镜, 后面为 $f = 150\text{mm}$ 的平凸透镜。(6): 孔径光阑。(7): 二向色镜。(8): CCD及成像透镜。(9): 扫描振镜。(10): 0.9NA物镜及样品。微波通过波导导到样品上, 波导末端接一 50Ω 的匹配电阻。磁场通过一块永磁体加在样品上。(11): $f = 300\text{mm}$ 消色差透镜。(12): 频域滤波, 前面为650nm长通滤波片, 后面为550nm长通滤波片。(13): 单光子计数器, 用于接收返回荧光光子。

扫描振镜与入射样品光路 光束经过二向色镜反射并透过分束镜后进入扫描振镜 (图示9), 再经过物镜 (图示10) 聚焦到样品上。样品上有一根铜丝作为波导, 微波通过波导导于样品上。样品尾端加一匹配电阻匹配阻抗。

3.2.2 样品反射光路

成像系统 样品受激发出的荧光与样品表面反射的光沿原光路返回经过扫描振镜后, 其中一部分在分束镜处反射, 光束被导入CCD上成像系统 (图示8)。

二向色镜与单光子计数器的光路 另一部分光透过分束镜及二向色镜 (由二向色镜特性可知, 透过二向色镜的光应主要为样品荧光)。透过二向色镜的光束再途径反射镜, 经过消色差透镜 (图示11) 聚焦, 以及650nm和550nm的长通滤波片 (图示12) 进行频域滤波后, 耦合进入多模光纤 (图示13, 多模光纤另一侧连接在单光子计数器上, 用以探测样品的荧光信号)。

3.3 控制部分

3.3.1 扫描振镜控制

实验中实际使用的扫描振镜控制VI分为三个版本, 其中一个是通过旋钮/刻度形式的控件实现的, 适用于对用户友好的使用环境, 其前面板以及程序框图如图所示:

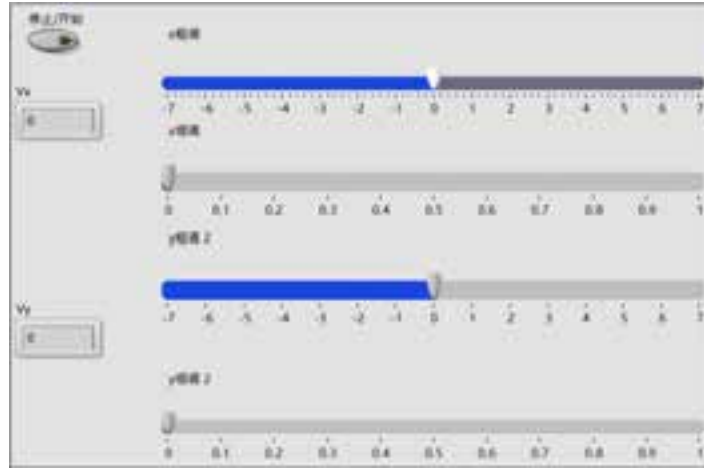


图 11: 版本1——VI前面板

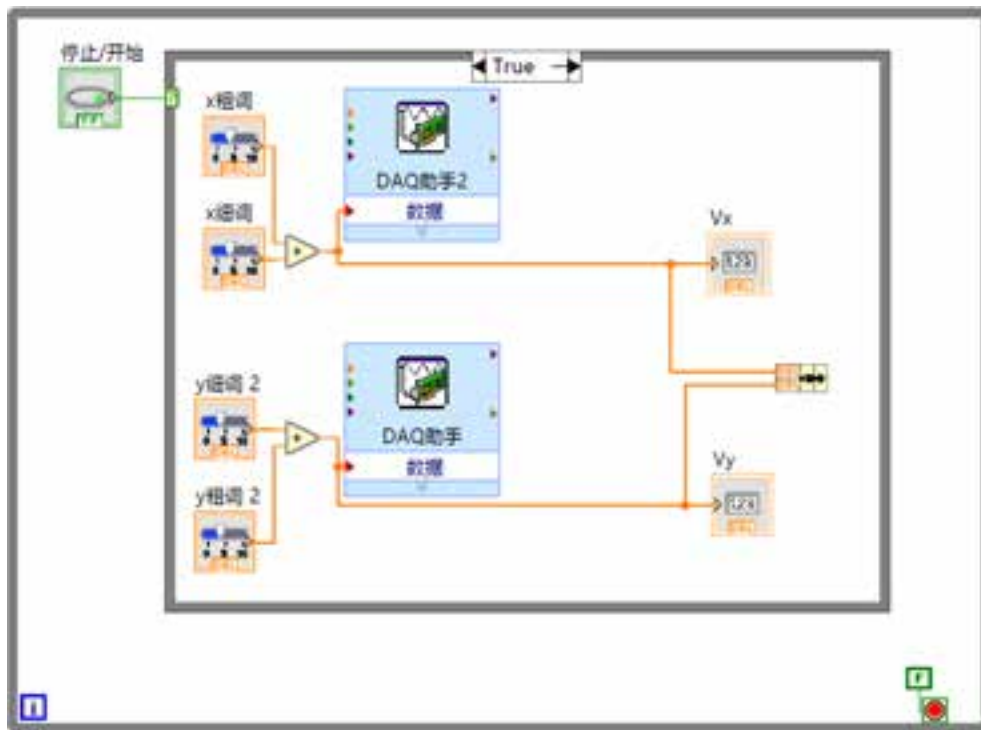


图 12: 版本1——VI程序框图

另一个为精确输入浮点数的控件，适用于要求精度十分高的情况，如图所示：



图 13: 版本2——VI前面板

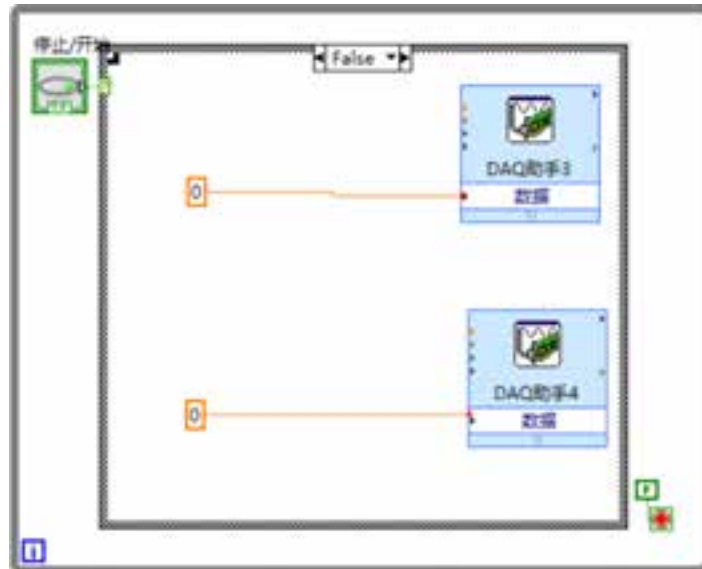


图 14: 版本2——VI程序框图

第三个则是为了调节方便。由于Labview对DAQ的接口设计得十分完备，用户基本不需要考虑任何底层的硬件实现，我们在实际操作中只需要编写好控制逻辑，并将其对应到Labview的语句即可。

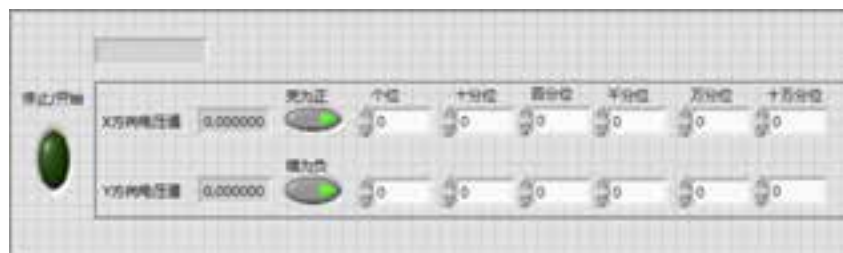


图 15: 版本3——VI前面板

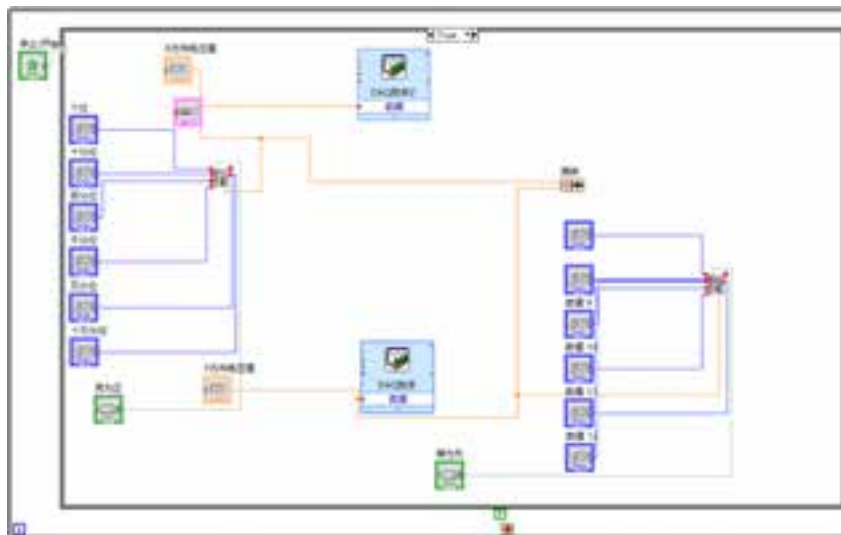


图 16: 版本3——VI程序框图

扫描振镜除了用于光路调试时的使用，还会在以后的NV光子位置确定中使用。由于DAQ输出的电压的精度较高，而且也能以同等高精度微调振镜，因此可以通过人眼确定光点的大致位置，然后通过程序控制DAQ自动寻找。

3.3.2 微波源控制

本次实验中使用的微波源是Keysight的MXG Vector Signal Generator N5182B，控制手段是LAN口通信，接入Labview统一控制。Labview中控制LAN口通信的方法是VISA（Virtual Instrument Software Architecture，虚拟仪器软件架构），该结构为各种不同的硬件通信提供了方法，但是在使用前需要先使用NI公司的NI MAX软件调试好设备连接。该VI分为三部分：

- 1) 首先接受一个输入数值，通过Labview内置的转换结构转换为字符串。
- 2) 然后根据Keysight公司提供的说明书中的LAN口通信语法，利用Labview内置的字符串连接函数输出可以使用的控制命令字符串。
- 3) 通过Labview中的VISA资源控制，将上一步生成的命令使用LAN口通信传输给微波源。

图中的语句控制的是微波源输出微波的频率，其语法是：FREQuency x MHZ，其中 x 表示一个浮点数，大写的FREQ表示也可以只使用缩写FREQ传递同样的语义

3.3.3 单光子计数器控制

本实验只需应用一路单光子计数器来测量，但采用的是符合计数器来采集单光子计数器的原始数据，整合后通过串口传给电脑。这套符合计数系统如下图所示：



图 17: 左侧为符合计数系统, 可用于收集一个或多个单光子计数器的数据, 并判定信号间的量子关联。右侧为单光子计数器, 其探测光强的精密度可至一个光子。

系统原本具有一个功能很完备的, 但较复杂的符合计数程序 (以Labview编写)。但本实验不需用到譬如多路单光子计数器之间的符合计数等部分, 只需要能够采集到一路单光子计数器在一定时间内收到的光子数, 故而我们将原有程序进行了裁剪。



图 18: 单路单光子计数器数据采集VI前面板示意图。只需要输入串口名称, 符合脉宽和计数脉宽的值, 即可获得计数值。

符合计数器与电脑之间是通过波特率为9600的串口相连接, 其协议是电脑相此串口发送一个包含计数时间加符合有效时间的数据包, 等待一段时间符合计数器会将整合后的单光子计数器数据通过串口发送给电脑。所以程序先初始化一个9600波特率的串口, 相其发送一个上述的数据包, 等待符合计数器采集结束, 从串口中采集计数器发回的数据包并进行解读, 读出一路单光子计数器的整合数据。

本程序可以作为验证单光子计数器连接是否成功的程序, 但在最后整个实验程序的整合时是作为一个子VI来使用的, 其输入接口为串口的物理通道, 计数时间, 符合时间, 输出为光子数。

3.3.4 程序的整合

上面已经介绍了为本实验而编写的几个子VI, 分别实现了Labview对扫描振镜、微波源、单光子计数器的控制或数据采集功能。在这几个功能的基础上可以为我们的实验整合出一套可以自动寻找样品中数据采集点, 并自动在采集点上让微波源扫频绘制出荧光强度-微波频率的数据图线的功能。

功能1——自动寻找样品上的最佳数据采集点

程序功能及简介 这个功能实现整合了扫描振镜控制以及单光子计数程序。程序通过让扫描振镜控制光线打在样品上。本功能的实际意义是在块状样品中准确定位色心的位置信息, 为下一步的精确采集做好准备。程序的具

体的使用方法为：1.手动调整光标到某个NV色心的附近 2.开始运行程序 3.程序返回设定范围内的单点荧光强度最大值对应的坐标信息。

程序的操作面板 在下图所示的界面中手动调整坐标初值，并设置好单光子计数器的参数，点击开始运行，即可得到反馈坐标。值得注意的是，这里的平面坐标尚未严格标定，因此单位均使用伏，因为振镜的摆角与振镜电压成严格线性关系，在小范围内摆动时，可以认为激光通过物镜投射到样品平面上的坐标也和振镜电压成线性。

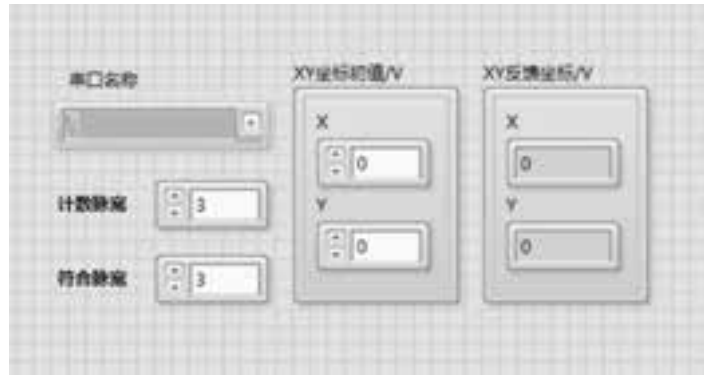


图 19: 自动寻找最佳数据采集点VI前面板示意图。

程序基本结构 程序读取当前的坐标，使用单光子计数器的单点采集子程序在一定的小范围内进行采集，比较当前坐标的计数值和邻域内的计数值，如果找到某一点的计数值较大，就把当前的坐标转移到这一点，而后进行类似的操作，直到移动范围达到预设的上限或荧光强度的最最大值达到某个阈值。重复进行3次操作后，一般就可以得到单点发光的最大值点。

功能2——在一定点上采集数据，绘制荧光强度-微波频率图线

程序功能及简介 这部分功能整合了单光子计数程序以及微波源控制程序。实现方式是通过微波源控制程序让微波源在一定频率范围内扫频，频率每变化一次，通过单光子计数程序记录单光子计数值，最后将数据汇总绘制图线并输出数据至表格文档中。

程序的操作面板 最左侧的一系列面板为微波源的参数设置，可以设置扫频的起止频率和频率的间隔、在某一个频率的采样时间等，最下方的文件路径表示数据采集后数据文件的保存路径。微波源面板右侧一系列面板为单光子计数器的相应设置参数。最右侧为扫频谱线的图表，当程序开始运行时，会在这个区域自动绘制共振谱线图，用户可以设置图表的种种参数。



图 20: 荧光强度-微波频率图线绘制VI操作面板示意图，启动前先选择VISA和串口以及存图文件路径，之后调节扫频参数和计数参数（中间左侧六项）即可开始

程序基本结构 程序读取当前的坐标，使用单光子计数器的单点采集子程序在一定的小范围内进行采集，比较当前坐标的计数值和邻域内的计数值，如果找到某一点的计数值较大，就把当前的坐标转移到这一点，而后进行类似的操作，直到移动范围达到预设的上限或荧光强度的最最大值达到某个阈值。重复进行3次操作后，一般就可以得到单点发光的最大值点。

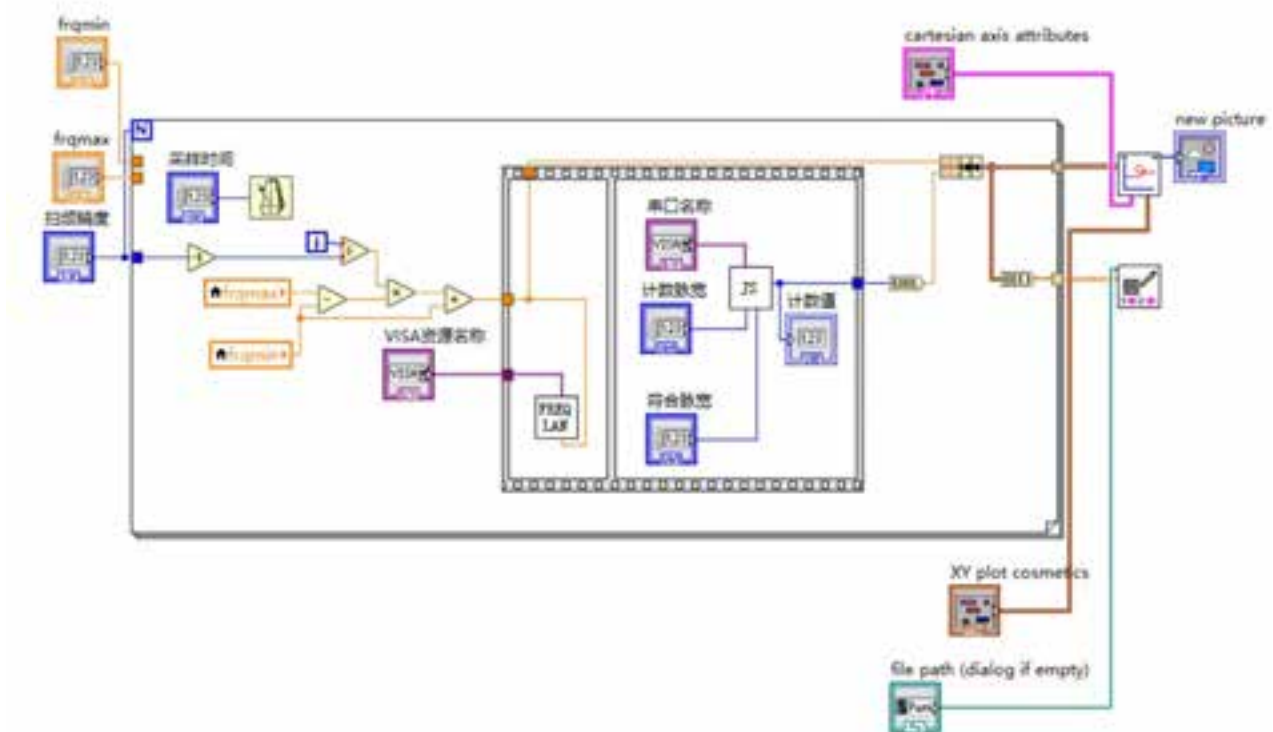


图 21: 荧光强度-微波频率图线绘制VI程序框图。通过设置扫频的范围和精度，利用循环结构多次调用单光子计数器，实现频谱的测量，绘制频谱图，并存入指定目录。

功能3——控制入射光点移动，逐点采集并绘制样品荧光强度图

程序功能及简介 这部分功能整合了基于单光计数器VI和扫描振镜VI的单点采集子程序，在全局变量中设置好扫图的边界和精度后，即可在平面内进行二维扫描并逐点获得荧光强度信息，最后将三维数据输出至强度图控件，

通过颜色表征改点的荧光强度的相对大小。

程序的操作面板 程序的操作非常简单，设置好单光子的端口后，点击开始运行，即可获得荧光强度图。

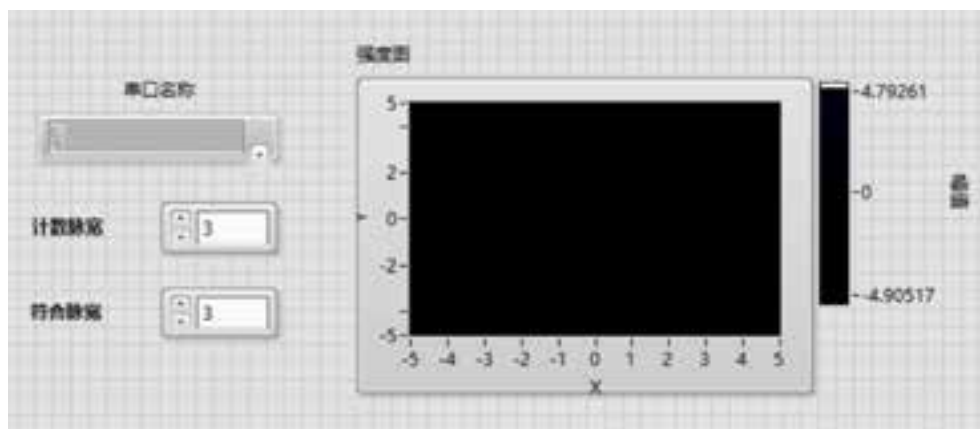


图 22: 样品荧光强度图绘制VI操作面板示意图。输入计数脉宽和符合脉宽可以得到对于整个样品平面荧光强度的扫描。

程序基本结构 左侧的帧获得全局变量里的种种参数，并传递给循环嵌套结构，循环结构控制激光光点在样品平面内移动，移动到某一点，开始等待单点采集VI运行结束，运行结束后，将这一点计数值和坐标值整合为簇，当整个循环遍历之后，将三维数据输出给强度图VI，使其绘制出相应图案。

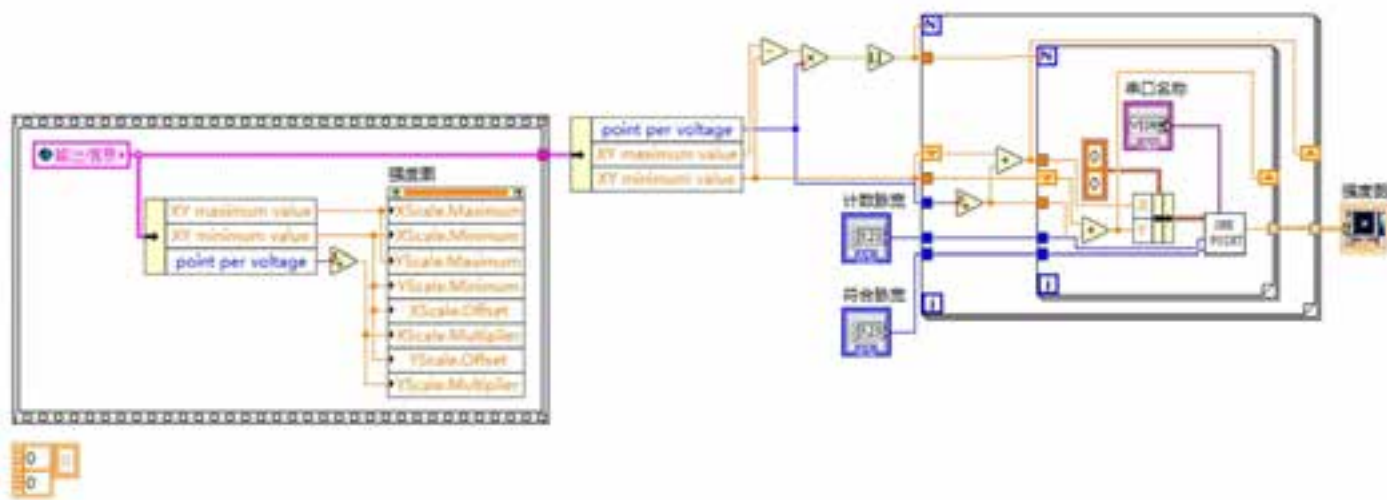


图 23: 样品荧光强度图绘制VI程序框图。

4 实验步骤

4.1 光路调节

4.1.1 入射光路调节

确定光路 固定激光器并在激光器前固定衰减片后，沿光路设置两面反射镜及一对中心高度相等光阑（使得两光阑中心的高度近似与装配在底座上的扫描振镜入射孔中心位置等高，光阑的放置位置确定了之后系统的光路传播方向），通过beam walking的方法调节两面反射镜使激光经过两面平面镜反射后，近似平行于面包板，并沿光阑确定的方向传播。

确定透镜高度 之后扩束系统以及空间滤波系统的透镜就是根据两个光阑来确定摆放位置及透镜的高度。例如在放置一个透镜时，将其放入上述两个光阑中间，通过这两个光阑来调节准直在光线，使得光线遇到透镜的表面的反射光能够与入射光重合，且透过透镜的光传播方向不改变，即使得反射斑反射到靠近激光器一侧的光阑中心，经过透镜的光仍通过远离激光器一侧的光阑中心，调节完成后固定透镜位置，并将靠近激光器一侧的光阑移动至远离激光器一侧，其位置通过激光仍能通过光阑中心位置来确定，进而来放置第二个透镜，依次类推。

确定针孔的位置 完成了扩束系统以及空间滤波部分中各个透镜的放置及固定后，我们需要确定空间滤波系统的针孔的位置。如果针孔的位置放置不当，会大大降低照到样品上的光强，从而大大降低荧光计数。调节步骤具体是：将针孔固定在三维平移台上，选取三维平移台的放置位置使得光束在针孔平面处近似聚焦，粗调三维平移台使得光束部分通过针孔后反复细调三维平移台使得光线透过针孔达到的光强最大，最终激光透过针孔的效率大约为80%-90%。

调节光阑、二向色镜与扫描振镜 在其后放置光阑（图示6），使光束中心与光阑中心近似重合，放置二向色镜（图示7），使得激光大致通过扫描振镜（图示9）的入射口中心，并在扫描振镜后再设置两个等高光阑来确定扫描振镜之后的光路，在这里通过调节扫描振镜中两面反射镜的角度以及二向色镜的角度来实现beam walking。

调节平面镜与三维平移台 之后光线又经过三面平面镜的反射通过物镜照射到样本上，其中物镜固定在三维平移台上（由于样本需要水平放置，其中三面平面镜主要是为了使光路从水平传播变为从上到下竖直接传播，从而能使光线垂直照射到样本上，这三面反射镜在光路简图中未始意），三面反射镜的具体调节方法为，先用一平面镜代替样本，从靠近物镜端向远离物镜端分别调节三面反射镜的位置以及角度，使得入射光线和通过物镜下“样本”（此处调节光路中用平面镜代替样本）反射的反射光重合，以此使得样本的荧光和样本表面反射的光可以沿原光路返回。

4.1.2 反射光路调节

调节入射CCD部分的光路 并利用532激光在“样本”（此处调节光路中用平面镜代替样本）上的反光来确定CCD成像系统的透镜以及CCD的大致位置，其细调需要通过将样本放置在物镜下，移动CCD前成像透镜位置使得CCD上的光斑最小（即聚焦）来确定成像透镜的具体位置。

调节入射到单光子计数器部分的光路 由于532激光在样本上的反射光不能透过二向色镜，所以无法利用样本的反光来确定样本发出荧光的光路，但实验需要将样品荧光耦合进入多模光纤中，我们通过两方面调节光路来确定耦合光纤的光路并提高耦合效率。首先在二向色镜后粗略放置反射镜，300mm消色差透镜以及光纤光具座的位置。一方面我们将激光笔（Visual Fault Locator，波长650nm）接到光纤的另一端，调节反射镜，透镜，光纤光具座的位置及角度，使得激光笔的光经过光纤从光具座出射，通过消色差透镜并经由反射镜反射，透过二向色镜与二向色镜后的532激光光路重合，且650激光近似正入射消色差透镜。另一方面为了提高耦合效率，我们将650激光放置在物镜前的两个光阑处，使得650激光通过这两个光阑中心，以此来模拟样本荧光光路。这时细调光纤耦合光路部分的反射镜以及光纤光具座的角度，使得通过光纤耦合后的光强达到最大值（实验中利用650激光笔在物镜侧模拟样本荧光达到了60%以上的耦合效率）。

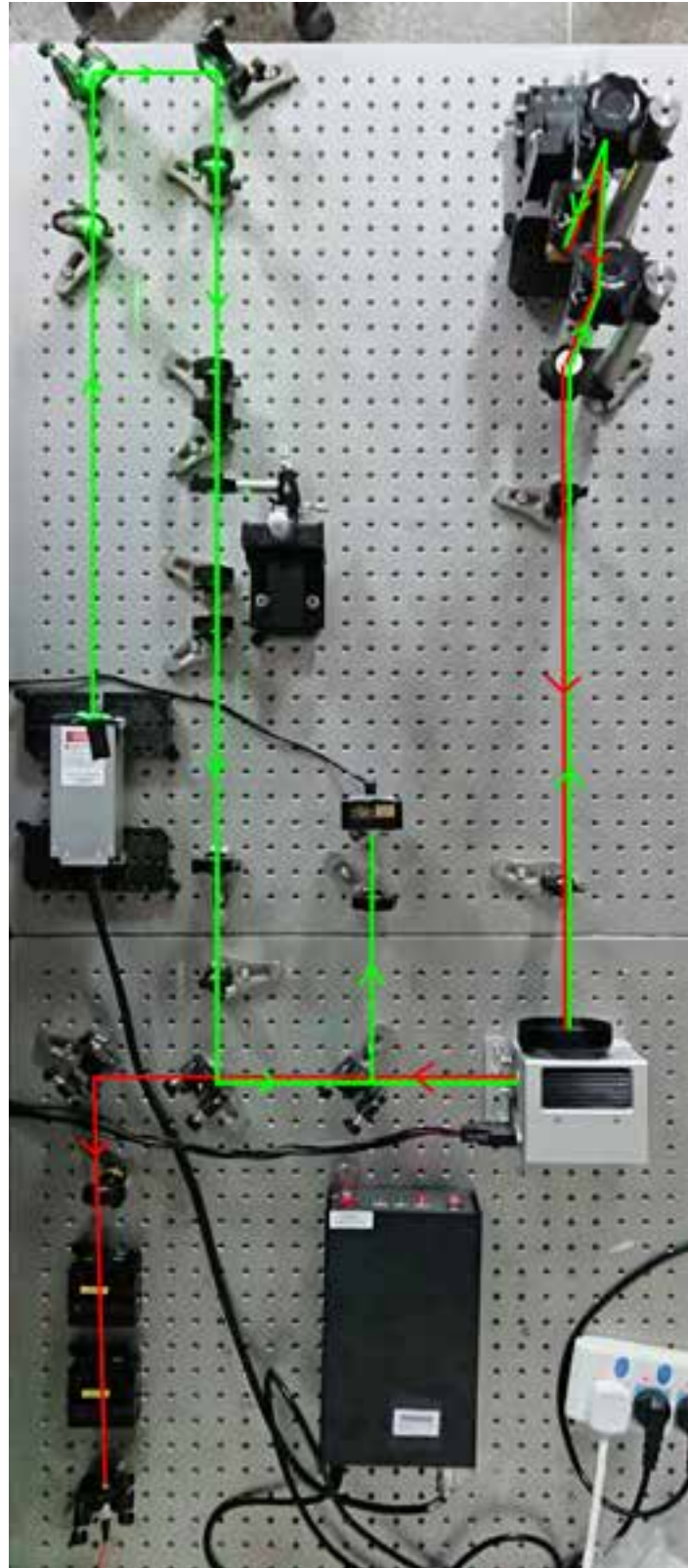


图 24: 实际光路图。绿色代表入射、反射的绿光, 红色代表NV色心受激发发射的红光, 箭头表示光的方向。

5 实验结果及讨论

1) 光路调节完成后测得, 从激光器发出的激光到达物镜前的功率仍可达到300微瓦, 可以满足实验的光强需求。

- 2) 使用红色荧光样本时，可以在CCD上观察到红色圆形斑状图像，说明从样本处发出的荧光可以通过原光路返回，并在分束镜处成功导向CCD成像系统。另外使用labview扫描振镜控制程序调节扫描振镜两面反射镜的角度，可以观察到CCD界面上亮斑位置的移动，再次证实了从样本处发出荧光直至CCD成像系统处的光路调节是导通并正常工作的。



图 25: CCD上观察到的样本图像。绿色为样品对于532nm激光的反射，红色为样品发出的荧光。

- 3) 使用红色荧光样本时，在扫描振镜后遮挡入射向样本的光路，可以观察到单光计数器计数数值的明显变化，说明从样本发出的荧光/反射光至光纤光具座的光路也是导通的。
- 4) 本学期中采用的油镜+纳米金刚石的组合虽然在理论上可行，但是在实际操作中存在诸多问题，其中最为严重的就是一旦使用的香柏油用量过多，会使得涂敷于盖玻片底面的纳米金刚石直接扩散损耗掉，而这也是使得我们无法继续进一步实验的主要原因。

致谢 感谢孙文博老师在整个实验过程中的悉心指导以及全方位的帮助，感谢北京大学的边珂学长和中国科学技术大学的高星宇学长在实验细节上的帮助，感谢2017春季学期参与本课程的王卓和周典卓同学对实验做出的贡献。

参考文献

- [1] Fazhan Shi. Nanoscale Magnetic Resonance based on Single Solid State Spin at Room Temperature in Diamond[D]. USTC, 2013
- [2] Kihwan K, Luyan S, Zhangqi Y, Recent developments in quantum computation with trapped ions, superconducting circuits, and nitrogen-vacancy centers in diamond[J]. Tsinghua Science and Technology Review, 2017.
- [3] Balasubramanian G, Chan I Y, Kolesov R, et al. Nanoscale imaging magnetometry with diamond spins under ambient conditions[J]. Nature, 2008, 455(7213): 648-651.
- [4] Maze J R, Stanwix P L, Hodges J S, et al. Nanoscale magnetic sensing with an individual electronic spin in diamond[J]. Nature, 2008, 455(7213): 644-647.
- [5] Maze J R, Gali A, Togan E, et al. Properties of nitrogen-vacancy centers in diamond: the group theoretic approach[J]. New Journal of Physics, 2011, 13(2): 025025.

- [6] Gali A, Fyta M, Kaxiras E. Ab initio supercell calculations on nitrogen-vacancy center in diamond: Electronic structure and hyperfine tensors[J]. *Physical Review B*, 2008, 77(15): 155206.
- [7] Doherty M W, Manson N B, Delaney P, et al. The nitrogen-vacancy colour centre in diamond[J]. *Physics Reports*, 2013, 528(1): 1-45.
- [8] Steiner M, Neumann P, Beck J, et al. Universal enhancement of the optical readout fidelity of single electron spins at nitrogen-vacancy centers in diamond[J]. *Physical Review B*, 2010, 81(3): 035205.

基于空间自相位调制研究石墨烯的电子相干性

基科 31 2013012244 徐穆清

同组同学：刘博远

指导老师：王合英 实验日期：2015.12

摘要：

本实验研究了石墨烯经过非共价键处理的烷基胺溶液的自聚焦及自相位调制现象。实验利用 473nm 蓝光固体激光器以及 532nm 半导体激光器作为光源，照射片状石墨烯烷基胺溶液时确定地观察到空间自相位调制以及自聚焦现象。实验利用 CMOS 成像测量了自相位调制衍射条纹的强度分布以及尺度信息，定量测量并利用非线性光学理论计算出样品等效的三阶折射率 n_2 ，获得了与文献[1]相接近的结果；实验定性研究了入射样品的高斯光束发散角与衍射条纹形态的关系，提出了重力、热效应影响折射率分布的滞后模型，并进行了初步的数值模拟。利用小于阈值功率的 650nm 红色激光，验证泵浦光决定样品折射率这一猜想，并利用衍射环数测定了红光波长。结果表明自相位调制衍射条纹数近似同光强成线性关系，但在部分功率区间会出现对线性的明显背离，且整体趋于饱和，其原因有待进一步研究。

关键字：石墨烯 自相位调制 自聚焦 非线性光学

一、引言

近年来，随着石墨烯的发现，对各种二维 Honeycomb lattice 晶格材料的研究进展迅速。由于其能带结构在 Dirac Point 附近具有线性色散关系，价带电子满足无质量费米子的 Dirac Equation，带来了同经典的满足 Schrödinger Equation、具有二次型色散关系的能带结构完全不同的材料性质。

目前，对于石墨烯的研究集中于直接对于电子运动的观测，例如采用超快激光技术研究二维电子气系统的热输运，增加栅极形成二维电子气研究量子霍尔效应等电输运性质，研究角度较为基本，试图发掘本质的

物理性质。对于其整体性质的研究较为缺乏。

2011 年，Wu R, Zhang Y, Yan S, et al.[1] 发现了入射激光功率大于临界功率时会导致石墨烯烷基胺溶液发生自相位调制和自聚焦效应，从而呈现出衍射条纹。文献[1]中认为该现象是由于石墨烯的价带电子能带具有线性色散关系，从而其 π 电子可以实现无能隙的激发进入导带，该特殊结构贡献了样品的非线性光学效应，集中表现为三阶介电张量即三阶非线性折射率

$$n(\omega) = n_0 + n_2 I$$

式中 I 为光强， n_0 为线性折射率， n_2 为三阶折射率。

通过研究衍射图案环数同光强的关系，

文献[1][2]表示确定无误地验证了所观察到的衍射条纹确实是由于空间自相位调制所引起的，并据此计算了非线性折射率 n_2 。

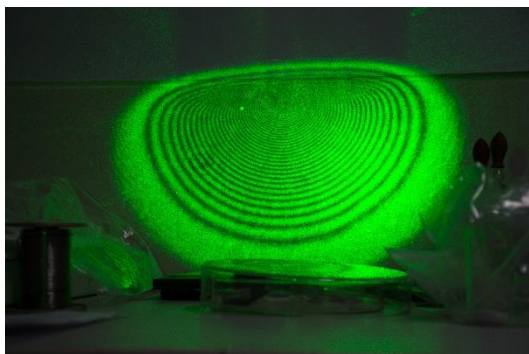


图 1 空间自相位调制

本实验依照文献[1][2]中的方案制备样品、研究其中发生的空间自相位调制效应。实验验证了文献中的结论，并通过采用小于阈值功率的 650nm 红色激光，进一步研究了文献中提到的泵浦光可以使其它光束在远小于临界功率的情形下仍然出现空间自相位调制现象。在研究衍射条纹同光强的线性关系中，我们发现该线性关系被近似满足，但是在某些功率区间里，会出现衍射条纹同光强负相关的现象，即发现了衍射条纹的非单调性。这表明样品的非线性三阶折射率系数 n_2 也具有光强相关性，可能需要进一步的电子能谱分析，例如 STM 或 ARPES，予以验证。

二、 实验介绍

1. 自聚焦及空间自相位调制

当非线性光学介质中存在与光强相关的三阶折射率时，高斯光束会由于其特定的光强分布而积累高斯型的相位，导致波阵面发生弯折。因此，光束有会聚的趋势；该趋

势将同衍射效应竞争。

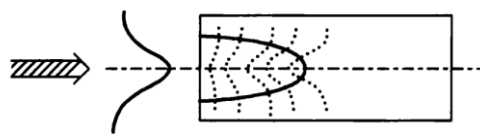


图 2 自聚焦效应

由于光功率密度同光束截面积成反比，即同半径的平方成反比；而衍射角同光束直径成反比，故自衍射对光斑大小（面积）的作用也是同半径的平方成反比。这样，如果不考虑耗散项，自聚焦过程一旦开始，就会一直持续下去，直到会聚于焦点。

根据文献[4]，若假设入射时激光波阵面为平面，则临界功率是一个自然的结果

$$a^2(z) = a_0^2 \left[1 + \left(1 - \frac{2n_2 k^2}{n_0} P \right) \frac{z^2}{k^2 a_0^4} \right]$$

其中， $a(z)$ 是高斯光束的半径，如可以通过高斯光束的 3σ 位置来定义； k 为波数， P 为功率， z 为光传播方向的坐标。由此得到，自聚焦效应的发生等效于随着 z 增大衰减的半径，要求

$$P \geq \frac{n_0}{2n_2 k^2}$$

但是，由于介质并不是无损耗的，尤其在石墨烯体系中会发生强烈的非弹性过程吸收光子，功率会逐渐减小。

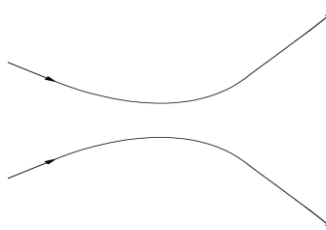


图 3 自聚焦同衍射竞争

这样，起初光强大于临界光强，自聚焦效应大于衍射效应，光束不断汇聚；当石墨烯吸收光子，光强小于临界功率后衍射效应

占据主导，而且由于功率衰减是依指数函数衰减，可以近似认为此后自聚焦过程可以忽略，而此前衍射效应可以忽略。

对于自聚焦效应的另一种表述是空间自相位调制。由于自聚焦本质是相位的积累与波阵面的改变，即高斯光束的相位被自己的光强所调制。高斯光束在空间形成光强相关的折射率标量场，从而使光束积累相位。当自聚焦结束时，自相位调制因此也结束，即积累相位的过程中止。此时，将以这个最小的束腰作为光束的截面发生衍射，形成衍射条纹，根据文献[4]，可以计算衍射环的数量 N 和衍射角 θ

$$N = \frac{n_0 n_2}{\lambda} \int_0^l I_c(z) dz = \frac{A}{2\pi}$$

$$\sin(\theta) = \frac{2A}{ak} e^{-0.5}$$

通过这两个方程可以求解出 A 和衍射束腰 a ，若可以求出光强随 z 的具体函数形式和所谓反应长度，即发生自相位调制的区间长度，即可以计算出三阶折射率系数 n_2 。

2. 实验

实验首先验证了文献[1][2]的实验结果，分别采用 473nm 的蓝色固体激光器和 532nm 的半导体激光器，改变功率，测量不同泵浦光功率下自相位调制导致的衍射条纹数量 N ，验证其线性正相关关系。

随后，固定蓝光激光功率，改变溶液浓度，测量自相位调制导致的衍射条纹数量 N 。由于三阶非线性折射率系数 n_2 同浓度有关，利用此实验可以得到 n_2 随浓度的变化关系。同时，由于浓度降低反应长度将随之改变；而改变浓度可以同时测量激光功率的损耗，

实验中测得激光透过率同浓度呈 e 指数关系，从而可以验证自相位调制区域吸收光子的定性关系。

实验定性测量了入射发散角对于衍射图案的影响。利用透镜汇聚高斯光束，在束腰附近可以对称地获得相同束腰发散和会聚的光束，且通过线性地改变样品的位置，可以近似线性调节高斯光束在样品处的束腰。实验测量了衍射图案的光强分布。

实验最后，假设泵浦光形成的折射率场在可见光范围内近似不变，则其对于小于临界功率的光束等效为一个透镜。实验中利用 $650 \pm 10 \text{nm}$ 的红色激光，观察到同泵浦光相同的衍射图案，测量了不同光强下泵浦光衍射条纹数量 N_b 和红光衍射条纹数量 N_r 。

三、 数据处理与结果分析

1. 自相位调制定性和半定量研究

实验中确定的观察到了当激光光强大于临界功率（对于蓝色固体激光器为 2.30A）时，会在透射样品后发生衍射呈现出衍射条纹。固定蓝色固体激光器功率为 3.60A，高斯光束经过 $f = 10 \text{mm}$ 透镜聚焦，样品位于高斯光束束腰前 2.54cm 处，测得衍射条纹光强分布如下图

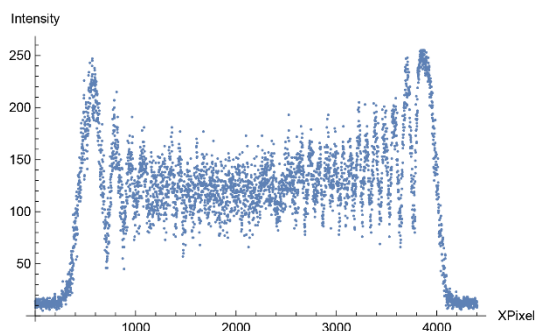


图 4 衍射图案光强分布

光强分布利用 Nikon D7100 相机拍照获得，其 CMOS 像素数为 6000×4000 ，Intensity 为 NEF 文件约化光强，取值为 0~256。可以观察到清晰的衍射图谱。

利用第二部分中提到的数值计算方法计算自相位调制衍射条纹可以得到

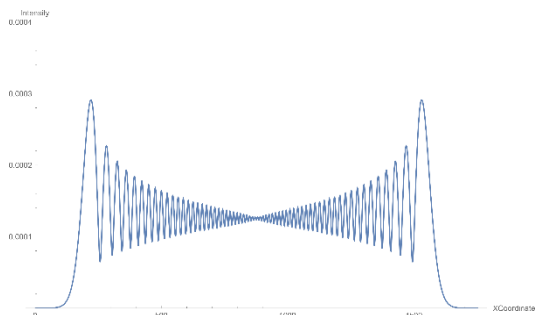


图 5 数值计算衍射图案光强分布

可以看出，数值模拟和实验值定性符合。

上面的工作是在高斯光束束腰附近采集的，当入射光束的发散角不同时，在本实验中体现为发散和会聚，衍射图案会有这显著的差别，如下图所示

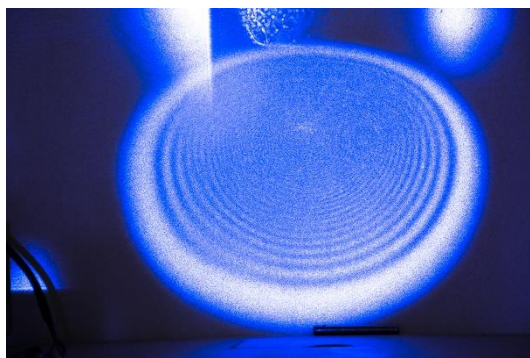


图 6 样品位于束腰处的衍射图案



图 7 样品位于束腰前（会聚）衍射图案



图 8 样品位于束腰后（发散）衍射图案

当样品位于束腰处时，由于激光功率密度在该处达到极大值，故获得最大的自聚焦和自相位调制效应，呈现出最大的衍射条纹，且较为接近圆形；当样品位于束腰之前时，高斯光束仍在会聚，发散角小于零，会表现出一个竖立的锥形，且由于光功率密度减小而发散角减小；对于样品位于束腰之后的情形，同理会出现光功率密度减小的情形，发散角大于零，高斯光束发散

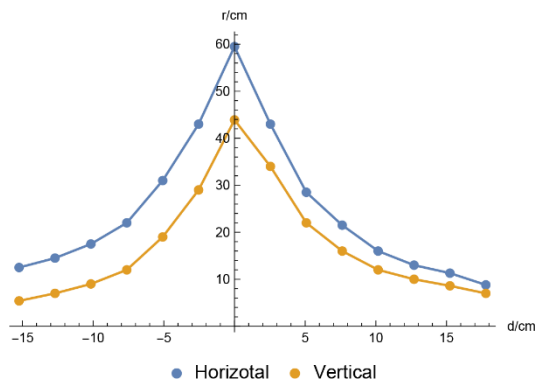


图 9 不同距离处衍射图案半径

从测量可以表明，在关于束腰位置对称的位置处，可以近似认为光功率密度相同，如果高斯光束和溶液各向同性，将测得完全对称的衍射条纹以及对称的半径。从数据中可以看出，水平方向的半径基本对称，符合理论的预期。当离开束腰附近的非线性区域后，高斯光束将近似线性会聚/发散。

对稍远离束腰处的点进行拟合，可以看

出靠近束腰处由于高斯光束即将达到极小束腰，不再线性会聚，在散点的两端对直线有着很大的偏移；但是，对于距离束腰大于等于 2cm 的点进行拟合，线性度很好。

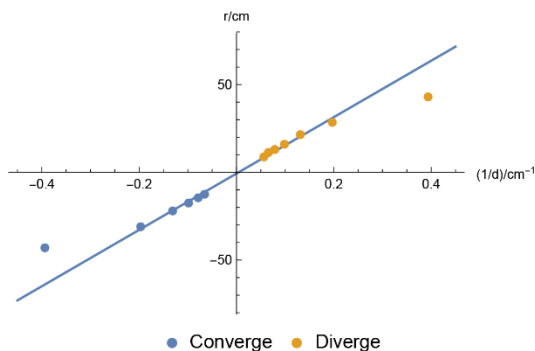


图 10 水平方向半径与相距束腰距离关系

直线拟合表明，衍射图案半径同样品到束腰处的距离成反比， $r^2 = 0.9958$ ，这表明该衍射条纹确实同光功率密度成正比，这也验证了水平方向为正常效应。

而竖直方向衍射图案的尺寸有较大的偏移。这表明发散角引起的图案畸变可能同竖直方向对称性的破坏有关。注意到竖直方向存在重力梯度，因此实验中观测到石墨烯溶液受热后会发生竖直方向的对流。

实验中两个暂态过程的观察是，

1. 出现衍射条纹有一定的弛豫时间，根据文献[1][2]，约为 1s；通过文献[1][2]中 ultrafast 激光实验，表明此过程实质是所有衍射条纹同时出现，特征时间为 fs 量级；但是光强增大至饱和值，使得条纹清晰可见的特征时间很长，这样会表现为条纹从内部向外部逐渐出现。
2. 当移动透镜使光束照射溶液的位置发生水平移动时，图案会发生水平方向锥形畸变，表现为中心随着光束移动，而外围条纹来不及移动，这同上面提到的观察是一致的。

这样，当溶液发生竖直方向对流时，可以等效为 2 中提到的光束移动，从而导致畸变的发生。若假设由于对流，下方溶液来不及产生自相位调制贡献，可以得到初步的数值结果如下图所示：

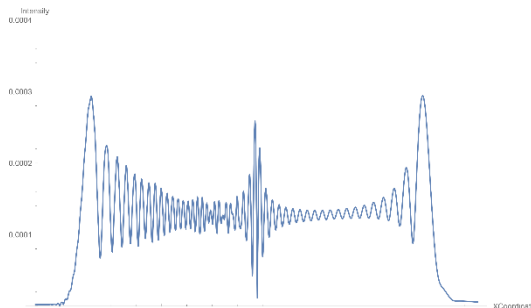


图 11 会聚光束衍射数值计算

而实验中测得会聚光束导致的自相位调制衍射光强分布为：

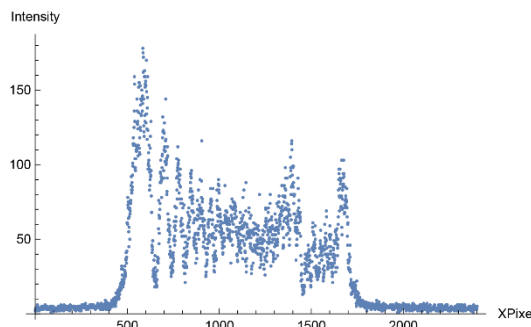


图 12 会聚光束衍射光强

可以看出，此模型定性解释了“锥”的形成，即贯穿衍射图谱的一对明显的亮线，以及在该亮线上方衍射条纹被显著压制的现象。即由于对流导致折射率场分布背离高斯光束的圆形，导致对角线方向的衍射图案发生畸变。

但是对于发散光束衍射图案中中央部分的缺失，目前尚不能提出一个有效的解释方案。该过程在文献[1][2]中均采用风铃模型加以描述，这依据于文献[3]中提到的液晶分子在电场中的运动。但是，由于石墨烯具有线性色散关系，且光场下折射率的来源是

电子吸收光子振动再辐射的过程，其中复杂多级次过程的特征时间有待进一步谱学研究的测定。

2. 浓度对激光透过率的影响

为了讨论溶液对光功率的吸收作用，首先需要明确吸收光的机制。按照文献[1][2]中的说法，光的吸收主要发生在自相位调制的区域内，这样通过对于入射前、入射后光强的测量，就可以测量出对自相位调制有贡献的石墨烯的层数。但是，我们的实验表明这一假设是错误的。

表 1 有/无自相位调制时光功率透过率

| | Pin/mw | Pout/mv | Trans | M |
|---------|--------|---------|-------|-------|
| SSPM | 86.7 | 31.6 | 0.364 | 43.38 |
| no SSPM | 0.890 | 0.335 | 0.376 | 41.99 |
| average | | | 0.370 | 42.68 |

我们采用 Thorlabs PM100D 光功率计对入射样品前后的光功率进行测量。由于实验条件所限，我们采用一个滤光片进行操作，使用滤光片时光强小于临界功率、不使用滤光片时光强大于临界功率。实验表明，在入射光强小于临界光强时样品对于光功率的吸收同发生自相位调制时几乎一样大，透过率 Trans 分别为 36.4% 和 37.6%。考虑到实验误差，发生自相位调制而引入的光功率减少可以忽略不计。另一种表述是，非线性光学效应往往是非弹性且消耗功率的，故可以近似将发生、不发生自相位调制情况下的透过率微小差别作为等效的功率损耗。

但是，更加严格的讨论应该在小于临界功率和大于临界功率的情形下分别测量多组不同功率值对应的透过率，求平均之后进行比较，来获得自相位调制的功率损耗。因

为，自相位调制的功率损耗可能是功率相关的函数，因此需要进一步实验来证明。

由于单层石墨烯的透过透过系数 Tol=0.977[1]，因此，可以利用公式

$$M = \ln \frac{T}{Tol}$$

计算得出两种情形下对应的石墨烯层数，可以发现近似相等。

这样，我们验证了对于光子吸收起到主要贡献作用的是石墨烯本身，而自相位调制这一非线性光学效应引发的损耗可以忽略。

实验下一步改变溶液的浓度进行测量。由于配置溶液时浓度无法直接测量，故此仅考虑浓度的相对改变，即以不稀释的浓度作为基准来归一化。实验采用 473nm 蓝光固体激光器，功率为 3.45A，通过每次加入相同剂量的溶液来稀释样品，保持样品位于束腰前 2cm 不变，测量出射光功率以及衍射图案环数 N。

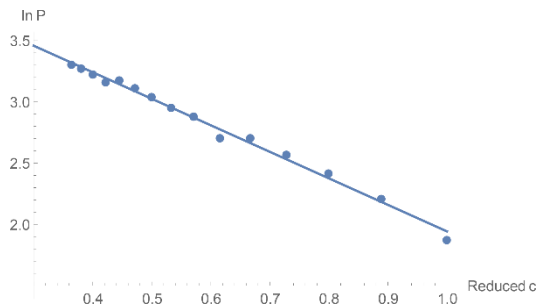


图 13 浓度与透过率关系

对功率的对数 ln P 以及约化浓度 $c = 40c_0 / (40 + 5x)$ 进行直线拟合，表明功率透过率同浓度呈对数关系，这同石墨烯作为吸收光功率的主要来源这一结论是自洽的。拟合方程为 $\ln P = 4.107 - 2.164c$ ，即

$$P = 60.78e^{-2.164c}$$

拟合优度为 $r^2 = 0.9925$ 。

不同浓度下的衍射环数，一方面由于浓度会影响三阶折射率系数 $n_2 \propto m^2 \propto c^{2/3}$ ， m 为石墨烯层数体密度；另一方面由于整个样品中石墨烯层数减少，对光功率的吸收下降。综合以上两个原因，反应长度会发生不可预测的改变，而同理积累的自相位调制相位也会出现不可预测的改变。对此，从纯数值的角度，刘博远同学探究了 $N - rc^n$ 的过原点直线拟合，发现 $n=1/2$ 时线性最好。

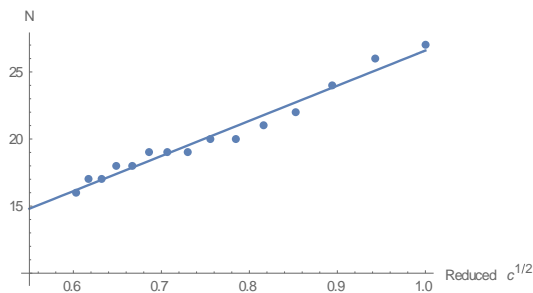


图 14 浓度与衍射环数关系

过原点拟合结果为

$$N = 26.71c^{1/2}, r^2 = 0.9703$$

3. 自相位调制效应测量非线性折射率

为了确认该效应确实是空间自相位调制效应，需要定量测量衍射条纹环数 N 同光强（激光功率） I 的关系。

首先，激光自聚焦之后开始衍射处束腰

$$a = \frac{4\pi e^{-0.5} N}{k \sin \theta}$$

接着利用公式

$$I_c = \frac{2P}{a^2\pi}$$

求出中心光强 I_c

实验采用最大功率 267mW 的 532nm 半导体激光器作为光源，利用滤光片的组合来改变入射光功率，并且可以保持入射光束腰基本不变。每次利用滤光片改变光功率之后，都会采用功率计进行定标。实验中测量了 10 个不同功率下的衍射环数，衍射角 θ ，依照

上式计算出对应的开始衍射处束腰和中心光强，最后通过直线拟合来获得非线性三阶折射率。

其中，衍射环数 N 直接数出，衍射角通过相机 56mm 端具有 28° 的视角，再利用衍射图案的横向尺度 d ，根据相机横向像素数为 6000，可以得到

$$\sin \theta = \sin \tan^{-1} \frac{d}{6000} \tan 14^\circ$$

对于反应长度 l ，文献中取值为 3mm，事实上由于存在折射效应，观测到的该长度均经过扭曲，因此该长度很难直接从实验中读出，可能需要原位测量手段加以测量。在对光强的积分中，按照文献[1][2]的方法，不考虑衰减以及自聚焦导致的光强增强作用。这样做的合理性在于，自聚焦过程中，是聚焦带来的光束收缩 ($1/r^2$) 和溶液对光子的吸收 (e 指数) 的竞争，一般会有一个先增大后减小的过程，取入射功率作为平均值可以近似的描述整个过程中的光强；否则，需要严格描述热对流过程并严格求解出束腰关于坐标的函数关系。

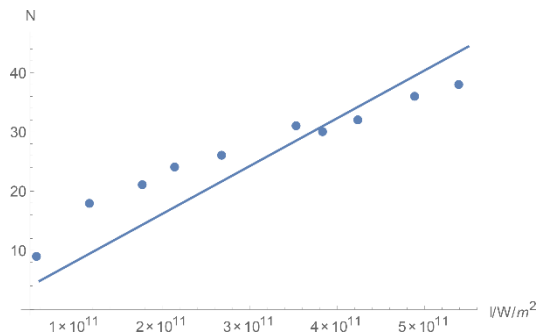


图 15 激光功率密度同衍射环数关系

拟合得到 $n_2 = 5.52 \times 10^{-10}$ 。这一定量实验证明了我们实验中确实观察到了空间自相位调制现象，其产生了衍射条纹。

文献中，利用同 2 中相同的方法求出的

石墨烯层数，但是，应该注意到，2 中的方法求出的是整个样品中所有的石墨烯层数。正如 2 中已经证明的，反应区域吸收的光能相对于石墨烯整体可以忽略，不能如文献中假定所有的光吸收过程都来自反应区域。

文献[1][2]中为了解释该效应同石墨烯层数的关系，运用了风铃模型。该模型假定位于导带的电子是 delocalized，受到外光场（电场）的作用，所有电子都处于光场中因此发生同相位的运动，这表明各个电子的波函数具有相同的相位因此可以直接将幅度相加。由于振幅正比于电场强度即 \sqrt{I} 和石墨烯层数 M ，因此得到样品整体三阶折射率 n_2 同单层石墨烯贡献的三阶折射率 n_{2s} 的关系

$$n_2 = n_{2s}M^2$$

如果我们采用同文献中一样的方法，可以得到等效的单层石墨烯对应的三阶折射率系数

$$n'_2 = 5.52 \times 10^{-10} \times \left(\frac{94}{43}\right)^2 = 2.638 \times 10^{-9}$$

与文献中给出的结果十分接近。

4. 双光束

文献[1][2]中提到，当有一束超过临界功率的光入射溶液时，就会产生自相位调制作用，改变溶液的折射率；此时再入射一束远小于临界功率的激光，该束激光也会受到相位调制，且调制后衍射图案同大于临界功率的光相同。

对此，可以提出猜想：超过临界功率的激光可以看作泵浦光，设定了溶液的折射率分布，若假定在可见光范围内该折射率分布对于各种色光是类似的，那么各种光将积累

同波长成正比的仅仅相差一个比例系数的相位。此时，溶液对于任意低于临界功率的光起到一个透镜的作用，进行相位调制而非自相位调制。这样，由于相位调制后衍射图案完全决定于光束的相位分布，故所有的光将具有几乎相同的相位分布。根据文献[1][2]中的描述，当低于临界功率的光改变功率时，衍射条纹数量几乎不变，这支持了我们的猜想。实际测量中，我们发现不同的 650nm 激光笔确实产生了同泵浦光几乎完全相同的衍射图案，但是存在着细微的差别，我们猜测这可能是由于不同的激光具有不同的初相位分布从而导致了不同的衍射图案。



图 16 双光束相位调制

实验中，改变蓝光（泵浦光）功率，从而改变蓝光的衍射环数，测量红光衍射环数的对应变化，得到过原点拟合

$$N_{red} = 0.7155N_{blue}, r^2 = 0.9989$$

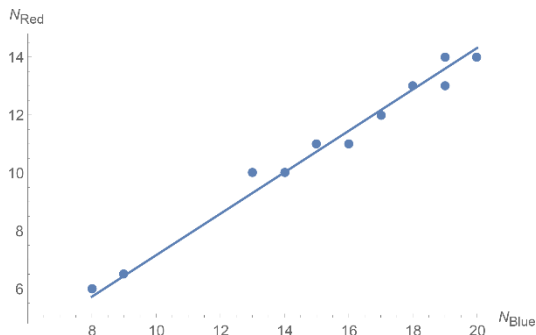


图 17 红光和蓝光衍射条纹数

由此，可以计算出红光的波长为

$$\lambda_{red} = \frac{\lambda_{blue}}{0.7155} = 661.7\text{nm}$$

考虑到激光笔标称波长为 $650 \pm 10\text{nm}$, 以及离散的衍射环读数的误差较大, 该结果表明理论和实验吻合的很好。

四、 结论

本实验重复了文献[1]中关于石墨烯的烷基胺溶液空间自相位调制的实验, 验证了文献中提到的大多数结论, 并对于文献中关于反应区域石墨烯层数的计算方法提出了质疑。实验测得石墨烯溶液的三阶非线性折射率系数 $n_2 = 5.52 \times 10^{-10}$, 若利用文献中提到的方法, 我们对该系数进行约化, 可以得到十分接近文献值的结果。

我们进一步探究了在泵浦光存在的情形下, 低于临界功率的激光受到相位调制的现象, 提出了自己的假设并通过实验较好的验证了该假设的合理性。

由于实验结果有限, 很难通过简单的拟合来分析。因为, 对于具有复杂函数关系的物理量, 我们可以假定其 leading term 具有的多项式近似形式, 但是由于忽略了其他项,

这样整个拟合过程将具有内生性问题, 导致整个拟合是有偏的以及不可靠的。

石墨烯材料的特点是其特殊的能带结构, 因此单纯的光学测量不能从本质上揭示出现此自相位调制现象的原因, 需要进一步通过谱学手段进行研究。对于文献[1][2]中提出的风铃模型, 我们对于激光可以对整个石墨烯薄层进行极化并使之发生转动的假设提出一种检验方案, 即文献中提到的同相位极化可以通过输运测量。同时, 石墨烯中通过改变电子的有效质量或者破坏时间反演对称性均可以在 Dirac Point 打开能隙, 从而可能对于自相位调制现象造成本质性的影响。此类测量对于研究究竟是线性色散关系还是无能隙结构的二维材料导致了石墨烯溶液中的自相位调制现象有着重要意义。因此, 本实验体系仍存在很大的研究空间, 希望其他领域的测量方法可以被广泛应用进来。

参 考 文 献

- [1] Wu R, Zhang Y, Yan S, et al. Purely coherent nonlinear optical response in solution dispersions of graphene sheets[J]. Nano letters, 2011, 11(12): 5159-5164.
- [2] Wu Y, Wu Q, Sun F, et al. Emergence of electron coherence and two-color all-optical switching in MoS₂ based on spatial self-phase modulation[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences, 2015, 112(38).
- [3] Durbin S D, Arakelian S M, Shen Y R. Laser-induced diffraction rings from a nematic-liquid-crystal film[J]. Optics letters, 1981, 6(9): 411-413.
- [4] 叶佩弦. 非线性光学物理[M]. 北京大学出版社, 2007.

附录：实验原始数据

激光功率与衍射环数

| N | P/mw | Dx/pix |
|----|------|---------|
| 38 | 267 | 4690.39 |
| 36 | 242 | 4433.72 |
| 32 | 210 | 4190.88 |
| 30 | 190 | 3975.25 |
| 31 | 175 | 4194.7 |
| 26 | 133 | 3637.41 |
| 24 | 106 | 3270.37 |
| 21 | 88 | 3010 |
| 18 | 58 | 2464.03 |
| 9 | 28 | 1281.45 |

溶液浓度与衍射环数/透过率

| NOD | P/mw (rt) | rc | N |
|-----|-----------|----------|----|
| 0 | 6.5 | 1 | 27 |
| 5 | 9.11 | 0.888889 | 26 |
| 10 | 11.23 | 0.8 | 24 |
| 15 | 13.02 | 0.727273 | 22 |
| 20 | 14.97 | 0.666667 | 21 |
| 25 | 14.97 | 0.615385 | 20 |
| 30 | 17.8 | 0.571429 | 20 |
| 35 | 19.2 | 0.533333 | 19 |
| 40 | 20.9 | 0.5 | 19 |
| 45 | 22.5 | 0.470588 | 19 |
| 50 | 23.9 | 0.444444 | 18 |
| 55 | 23.6 | 0.421053 | 18 |
| 60 | 25.2 | 0.4 | 17 |
| 65 | 26.4 | 0.380952 | 17 |

| | | | |
|----|------|----------|----|
| 70 | 27.1 | 0.363636 | 16 |
|----|------|----------|----|

红光与蓝光衍射环数

| Nb | Nr | i/A |
|----|-----|------|
| 20 | 14 | 3.55 |
| 19 | 14 | 3.5 |
| 19 | 13 | 3.45 |
| 18 | 13 | 3.4 |
| 17 | 12 | 3.35 |
| 16 | 11 | 3.3 |
| 15 | 11 | 3.25 |
| 14 | 10 | 3.2 |
| 14 | 10 | 3.15 |
| 13 | 10 | 3.1 |
| 9 | 6.5 | 3.05 |
| 8 | 6 | 3 |
| 8 | 6 | 2.9 |

设计性实验——X射线的单色性对测量康普顿效应的影响

姓名：周曼桐 班级：基科 11

指导老师：王合英 实验日期：2013.12.10

【摘要】：由康普顿效应描述的 X 射线散射产生波长位移以及 X 射线边沿吸收的原理，探究了 X 射线的单色性对测量康普顿效应的影响。本实验借助德国莱宝 X 射线实验装置，基于康普顿测量非相干散射的 X 射线波长的方法，通过测量 X 射线的入射波和散射波对相同铜片的透射系数，求得在包含 K_α 和 K_β 成分时 X 射线康普顿散射波长的变化。再基于 Zr 箔能实现对 X 射线的滤波这一已有结论，在原有实验基础上对 X 射线进行滤波，求得仅包含 K_α 成分的单色 X 射线的康普顿散射结果。与理论值作对比，发现提高入射 X 射线的单色性能提高康普顿效应测量实验的精度。

【关键词】：X 射线衍射仪；康普顿效应；X 滤波

一、引言：

1922~1923 年，康普顿研究了 X 射线被较轻物质（石墨等）散射后光的成分，发现散射谱线中除了有波长与原波长相同的成分外，还有波长较长的成分。这种散射现象称为康普顿散射或康普顿效应，第一次从实验上证实了爱因斯坦提出的关于光子具有动量的假设，在物理学发展史上占有极端重要的位置。

对于单一频率的入射光非相干散射，康普顿给出的公式为：

$$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \lambda_c(1 - \cos\theta) \quad (1)$$

其中 θ 为散射角，电子的康普顿波长 $\lambda_c = \frac{h}{m_e c} \approx 2.43 \text{ pm}$ ，所以 $\Delta\lambda$ 只与散射角 θ 有关。

实验发现，X 射线穿过物质会衰减，透射率 T 遵循 Lambert 定律：

$$T = \frac{R}{R_0} = e^{-\mu x} \quad (2)$$

其中材料的吸收系数 μ 与 X 射线波长、材料原子序数、材料厚度 x 都有关系。而对于同一吸收材料，透射率 T 仅是波长 λ 的函数。

边沿吸收原理指出，由于吸收实质上是原子的电离，故透射率将在吸收边 λ_K 处发生突

变。先前的实验已经验证了，对于 Zr 箔， λ_K 波长处于 K_α 和 K_β 之间，导致 X 射线经过 Zr 箔后，几乎只剩单一的 K_α 成分，即可以用 Zr 箔滤出单色的 X 射线。

由于各种条件的限制，康普顿效应在实际测量中得到的误差都较大。为了使我们的实验条件更符合康普顿实验的理想状况，本实验将利用加置 Zr 箔来模拟单一频率的 X 射线，以证明改善 X 射线的单色性能提高测量精度。

二、实验：

实验用德国莱宝教具公司生产的教学 X 射线实验装置和配套“X-Ray Apparatus”程序完成系列实验和部分数据处理工作。采用铜箔作吸收材料，石墨作衍射材料。用 LiF 的衍射角对莱宝射线仪校准系统的零位。

实验时，仪器的工作参数为 $U=35\text{kV}$ ， $I=1.0\text{mA}$ ， $\Delta t = 300\text{s}$ 。

X 射线透过铜箔时，透射率与波长的关系为：

$$T = e^{-a\lambda^n} \quad (3)$$

a 和 n 近似为常数，根据统计的方法，扫描 LiF 在靶角位 β 处于 $5.9\sim 11.8^\circ$ （一级衍射）下的透射率，根据得到的多组波长与透射率数据来拟合所用铜箔的参数。

我们这里借鉴被普遍认可的一种测量康普顿效应中非相干散射波长的方法^{[1]-[2]}：

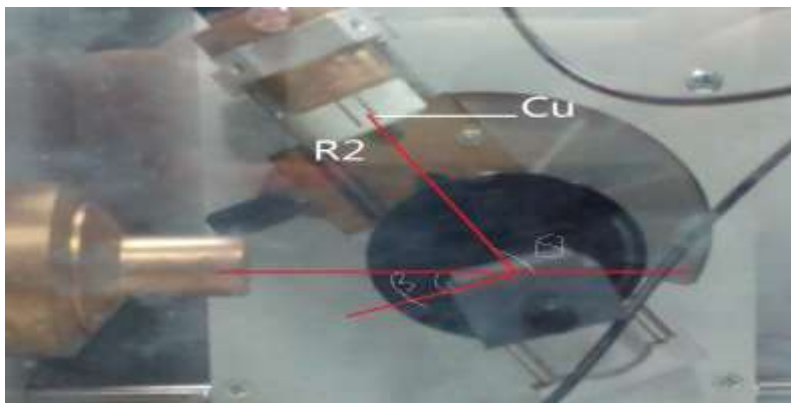
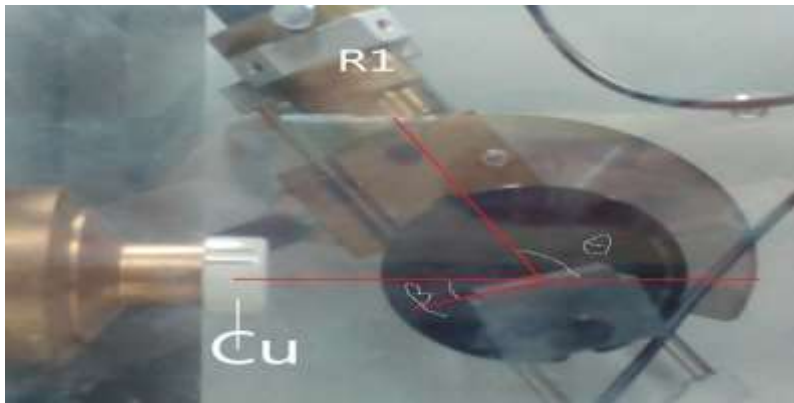
首先测量光路中不加 Cu 时某一 θ 的计数率 R_0 ，然后分别将 Cu 固定在入射狭缝和出射狭缝处，分别测量 X 光被石墨散射前后穿过 Cu 的计数率 R_1 和 R_2 。也测出不加 X 光 ($U=0\text{kV}$, $I=0\text{mA}$) 时的背景计数 R ，即可根据 (3) 式推出：

$$T_1 = \frac{R_1 - R}{R_0 - R}, \quad T_2 = \frac{R_2 - R}{R_0 - R} \quad (4)$$

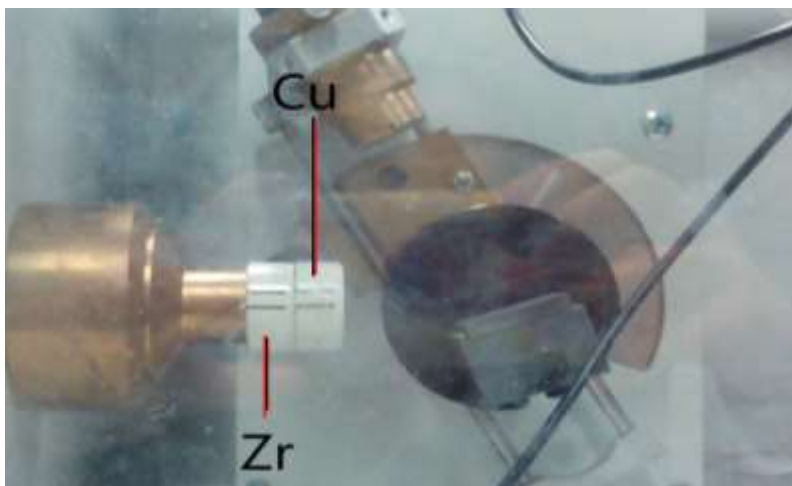
$$\Delta\lambda = \left[\frac{\ln(R_0 - R) - \ln(R_2 - R)}{a} \right]^{\frac{1}{n}} - \left[\frac{\ln(R_0 - R) - \ln(R_1 - R)}{a} \right]^{\frac{1}{n}} \quad (5)$$

实验光路如图一所示，其中 $\beta = 20^\circ$ （非相干散射）， θ 分别取 60° 、 90° 、 120° 。

接着在光路的起点（入射狭缝）添加 Zr 箔，依然测量上述四个量，其中测量 Cu 也在入射狭缝处的 R_1 时，将 Zr 箔和 Cu 箔粘在一起，如图二所示，使 X 射线管出射的光依次通过 Zr 箔和 Cu 箔。通过对比两种测量结果的相对误差来评估两种方法的优劣。



图一：测量 R 、 R_0 、 R_1 、 R_2 时的光路



图二：测量加 Zr 滤波时的 R_1 的光路

三、实验结果及讨论：

- 石墨的相干衍射角：

由于扫描图的衍射峰不明显，我们采用理论计算石墨的相干衍射角。

对于石墨，通过查阅资料知道其晶面间距 $d = 335.4 \text{ pm}$ 。且已知 X 射线特征线的波长为： $K_{\alpha} = 71.08 \text{ pm}$ ， $K_{\beta} = 63.09 \text{ pm}$ 。根据布拉格公式：

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (6)$$

可以得到石墨的相干衍射对应的角度如下：

| n | 一级衍射 | 二级衍射 | 三级衍射 | 四级衍射 | 五级衍射 |
|---------|-----------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| β | 5.4°、6.1° | 10.8°、12.2° | 16.4°、18.5° | 22.1°、25.1° | 28.1°、32.0° |

表一：石墨的相干衍射对应的角度

而我们观测康普顿效应时需要的是非相干散射，因此取一非相干衍射的角度 $\beta = 20^\circ$ 来完成实验是合理的。

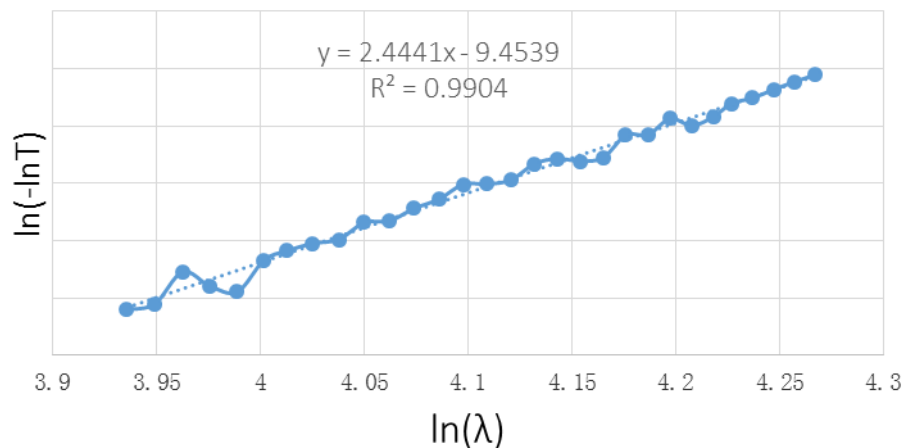
- 拟合 Cu 箔的透射率参数 a、n：

对于 (3) 式可作变换为：

$$\ln(-\ln T) = \ln a + n \ln \lambda \quad (7)$$

用 LiF 的相干衍射数据拟合结果如图三所示：

Cu箔透射相关常数的拟合图



图三：Cu 箔透射相关常数用 LiF 相干衍射数据拟合结果

由此可知，对于我们所用的铜箔， $a = e^{-9.4539} \approx 7.84 \times 10^{-5}$ ； $n \approx 2.44$

对于如何得到 a 和 n，还有一种基于衍射峰的方法^[1]，根据衍射积分强度的比值得到 Cu

箔对两种 K 系特征线的透射系数，从而求出 a, n 。虽然利用积分得到的透射率比我们实验中采用的计数比要精确，但统计学方法也能通过大量数据来消除一定的误差，且实验操作更为简便，故后续实验采纳拟合结果 $a = 7.84 \times 10^{-5}$ ； $n = 2.44$ 。

● 波长位移的测量

表二给出了不同散射角度下，用两种方法测得的计数及根据式（5）得到的波长差，表三将两种方法得到的结果对比列出，并计算了相对误差：

| 实验条件 | $\theta = 60^\circ$ ， 不滤波 | $\theta = 60^\circ$ ， 滤波 | $\theta = 90^\circ$ ， 不滤波 | $\theta = 90^\circ$ ， 滤波 | $\theta = 120^\circ$ ， 不滤波 | $\theta = 120^\circ$ ， 滤波 |
|----------------------|------------------------------|-----------------------------|------------------------------|-----------------------------|-------------------------------|------------------------------|
| R / s^{-1} | 0.189 | 0.239 | 0.223 | 0.256 | 0.176 | 0.198 |
| R_0 / s^{-1} | 84.207 | 30.433 | 47.427 | 21.490 | 73.550 | 25.576 |
| R_1 / s^{-1} | 16.993 | 5.279 | 12.127 | 4.300 | 15.007 | 4.967 |
| R_2 / s^{-1} | 15.457 | 4.846 | 9.886 | 3.619 | 12.607 | 3.886 |
| $\Delta\lambda / pm$ | 1.404 | 1.239 | 3.267 | 2.617 | 2.560 | 3.589 |

表二：不同散射角度下的四个计数及波长差($a = 7.84 \times 10^{-5}, n = 2.44$)

| θ | 理论值 $\Delta\lambda / pm$ | $\Delta\lambda_{复} / pm$ | $\Delta\lambda_{单} / pm$ | $\eta_{复} = \left \frac{\Delta\lambda_{复} - \Delta\lambda}{\Delta\lambda} \right $ | $\eta_{单} = \left \frac{\Delta\lambda_{单} - \Delta\lambda}{\Delta\lambda} \right $ |
|-------------|-----------------------------|--------------------------|--------------------------|---|---|
| 60° | 1.22 | 1.404 | 1.239 | 15.6% | 2.0% |
| 90° | 2.43 | 3.267 | 2.617 | 34.4% | 7.7% |
| 120° | 3.65 | 2.560 | 3.589 | 29.8% | 1.5% |

表三：复色光入射和单色光入射测出的波长位移情况($a = 7.84 \times 10^{-5}, n = 2.44$)

由此我们看出，滤掉入射 X 射线中的 K_β 成分，使测量波长差的相对误差降低了一个数量级。说明改善入射光的单色性的实验方案更优。

根据康普顿发现的实验现象^[3]，当光子与自由电子碰撞，由于损失能量，波长变长；若光子和内层电子碰撞，相当于和整个 C 原子碰撞，传出的能量几乎为零，波长不变。对于单一频率的入射光，散射光含有两种成分，差值一定。而对于非单色入射光，散射光含有多种成分，各成分间的波长差值都不同，导致最终测量的波长位移会出现偏差。

然而我们也看到，实验中的任何近似都造成了误差的累积。例如在变化角度如此之大的情况下， a 和 n 不一定为常数；测量同一组 R_0 、 R_1 、 R_2 时，背景辐射不是一个定值且和 R 有差距……这些都是需要考虑却未被解决的误差来源，进一步提高实验精度可以从多方面着手。

四、结论：

本实验借助德国莱宝 X 射线实验装置，采用铜箔作吸收材料，石墨作衍射材料，用计数 R 、 R_0 、 R_1 、 R_2 的比值求出非相干散射前后 X 光的透射率，从而算出前后的波长差来验证康普顿效应。通过在出光口添加 Zr 箔对入射 X 射线滤波，设置了单色入射光的对比实验。所测三个角度下的波长位移的相对误差显示，滤掉入射 X 射线中的 K_β 成分，测量波长差的相对误差从百分之几十降低到百分之几。由此总结出，提高入射 X 射线的单色性能提高康普顿效应测量实验的精度。

五、参考文献：

- [1]王合英，孙文博，陈宜保，用 X 射线衍射仪测量康普顿散射的波长改变，物理实验，2007，第 26 卷 第 12 期：32—35。
- [2]张艳席，王合英，孙文博，用 X 射线衍射仪验证康普顿效应的实验研究，物理实验，2007，第 27 卷 第 7 期：45—48。
- [3]黄胜涛，固体 X 射线学，高等教育出版社，1985 年 7 月

附录：（总结）

完成设计性实验的过程比想象中要曲折得多……

选题初衷是做完莱宝实验后发现那一系列实验都侧重于 X 射线反射、透射的性质，而没有反应 X 射线波长短这个基本性质，于是想到了诺奖级的发现——康普顿效应。恰巧实验网站上给出了老师们曾经的实验，就借用过来。但做完第一次实验后，发现结果不理想，又缺乏新意，于是改变题目重心，结合滤波实验的结果，探究入射光单色性对实验的影响。有了一个大致思路后开始第二遍实验，测完头两个角度后发现结果又很奇怪，反省实验方案，发现所测量缺乏物理意义，就临时想了第三种方案，测量出的结果还挺满意的。

前后三次实验加起来近 10 个小时，真是难忘的经历……查阅资料、反复思考方案、和老师探讨问题、耐住寂寞和饥饿苦做实验，别有一番研究学者的体验~

最后十分感谢老师对本次实验提供的指导！

PSD 位移敏感探测装置实验仪的搭建与特性研究

工物 30 汪旻臻 工物 32 李岳桥

指导教师：王合英 孙文博 实验日期：2015 年 5-6 月

摘要：PSD 位移敏感探测装置是根据 p-I-n 结横向光电效应制作的通过改变外激光照射位置而反映细微位移的装置，其最高分辨率可至 $0.2\mu\text{m}$ 。本实验根据 PSD 位移敏感探测装置的特性，设计并实际焊接了信号的滤波、放大、运算、调整电路，设计了基于 PSD 装置的特殊光学支架，将输出信号接入单片机中，进行了程序编写将其反应在外接计算机屏幕上，实现了数据的实时采集与可视化处理。实验验证了根据光学支架上的螺旋测微器所显示的 PSD 装置位移量 Δx 与输出电压 U 成线性关系，即 PSD 装置的基本特性。据此对装置测量进行了定标与分辨率的确定，分析了影响分辨率的具体因素。之后进行了光强与双激光照射对 PSD 装置输出的影响实验。最后，将装置与单片机固定在机箱中，同时内化激光源与电源，实现了全部装置的完整器件化过程。

一 引言

随着基础科学与技术要求的不断发展，如何探测超过人类可视范围的微小位移逐渐成为新兴科技热点之一。自 1848 年由法国人 Jean Laurent Palme 发明第一架螺旋测微器开始^[1]，人们便在微位移探测领域不断进步。位移敏感探测方法也经历了从机械探测到逐渐以光探测电信号输出探测方法的转换，PSD 位移敏感探测装置^[2]与四象限探测器^[3]均通过位移变化而产生外部光信号的变化，转化为输出电信号进行探测，其探测精度均可达到 μm 量级。

PSD 位移探测装置的历史起源于 1957 年，由 Wallmark 教授首次提出采用横向光电效应进行位移探测的思想，进而迅速转化为 PSD 探测装置^[4]。现阶段 PSD 已发展为二维 PSD 装置，可同时探测两个维度的坐标位置，在对 PSD 非线性区插值化的修正方法上也有深入研究^[5]，PSD 探测技术已较为成熟全面。由于 PSD 高分辨率、低反应时间、器件体量微小等诸多优势，现已广泛被运用在光学位置和角度的测量与控制、远程光学控制系统、位移和振动监测、激光光束校准、自动范围探测系统以及人体运动及分析系统等诸多领域。

本实验基于 PSD 的基本特点，构建了一整套的关于 PSD 探测装置的采样、放大、处理、输出、显示的实验装置，并组合成了完整的 PSD 器件化单元。并验证了 PSD 装置位移量 Δx 与输出电压 U 成线性关系的基本特性，据此对装置测量进行了定标与分辨率的确定分析。同时分析了双激光干扰下 PSD 输出特性，为之后具体实验的位移测量实验提出理论依据与测量方法。

二 实 验

1 PSD 位移敏感探测装置的验证与定标

本实验 PSD 位移敏感探测装置为武汉搏盛科技有限公司生产的 BS-PSD0018 型，其标称分辨率为 $0.2\mu\text{m}$ ，光敏面积为 $1*8\text{mm}$ ，反应时间为 $0.6\mu\text{s}$ ，满足本实验要求。

将计算机与装置内置单片机外接串口线相连接，打开对应的超级终端程序，调节相应初始参数，进入数据采集阶段。PSD 装置由于其面积微小，故采用特殊的光学支架使其光敏表面迎向外部激光方向，调节光学底座使激光光斑中心落在 PSD 光敏面区域。调节光学支架垂直方向的螺旋测微器，以改变激光光斑在 PSD 光敏面上的纵向位移。当纵向位移变化时，测得计算机相应输出信号的变化，可验证其线性关系，表现了 PSD 的基本特性。以输出电压为零时的螺旋测微器读数选为基准点，此时光斑中央落在 PSD 的正中心，求出该曲线的拟合斜率，即可为该测量状态定标。同时可反算出电压变化一个最小单位时位移的变化量，即为 PSD 位移敏感探测装置的分辨率。

2 PSD 位移敏感探测装置输出电压与外加激光光强的关系

实验采用实验室专用准直型 682nm 氦氖激光器与普通激光笔激光进行对比，使用光强计测量其强度大小，测量了以上两种状态下输出电压与位移的线性关系，得到了外加激光光强与输出拟合曲线斜率成正相关的结论，既而推出了增强光照强度可以提高 PSD 分辨率。但由于测量数据较少，无法断定根据理论得到的线性关系。

3 PSD 双激光照射条件下输出特性研究

根据 PSD 的特性，在不同光强但同一位置的激光照射下，产生的光电流大小不同，从而经放大后的输出电压示数不同，根据此特性，研究当两束激光分别照射在 PSD 两端时，若使输出为零，其位置与相应光强的比值，从而进一步确定了输出与光强的相关性，以及更换激光器后重新定标的重要性，验证了增强光照强度可以提高 PSD 分辨率的结论。

三 实验结果及讨论

1 PSD 位移敏感探测装置基本原理与特性

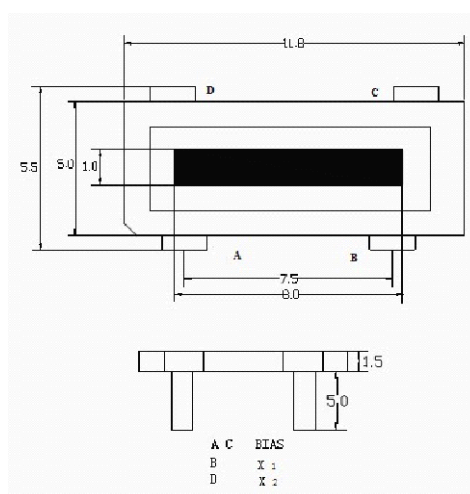


图 1 PSD 装置尺寸图（单位：mm）

图 1 即为 PSD 装置的基本结构图。其四个引脚中，AC 端为外接偏置电压输入端，可增大耗尽层厚度，减小结电容，提高光电转换效率等，本实验精度要求未达到该要求，且其效果不明显，故可不加外接偏置。BD 端为光电流输出端，其输出电流大小约为 $10\mu\text{A}$ 量级附近，查阅手册可得其最大输出电流为 $55\mu\text{A}$ ，需要后续的流转变压与放大处理电路。实际使用中各端可通过俯视图中左下角的缺口判断。

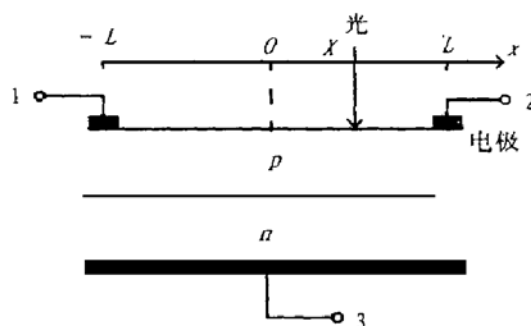


图 2 PSD 装置原理图^[6]

PSD 装置之所以可以探测微小位移，其原理是依据横向光电效应。横向光电效应是指当 p-n 结或金属-半导体结的一面被非均匀辐照时，在平行于结的一面出现电势差的现象。如图 2 所示，当 PSD 表面收到聚焦度高的光束（如激光）照射时，可激发光生的电子空穴对，若 N 区高度掺杂，形成等电势区，且电子属于多子，则电子会很快离开照射区而均匀分布在 N 区中。P 区中的光生空穴则在横向电场作用下产生电流。稳态时，显然光生电流在 P

区表面层按电阻分流，由于左右两端位置不同，对应电阻长度与大小不同，从而两端光电流产生差异，这便是通过电流信号探测位移的基本原理。以 PSD 光敏面中心为原点，设光敏面总长度为 L ，P 区总电阻为 R_0 ，输出两端负载均为 R_L ，总光电流为 I_L ，则有分流公式

$$I_1 = \frac{\frac{1}{2}(1 - \frac{2}{L}x)R_0 + R_L}{R_0 + 2R_L} I_L \quad (1)$$

$$I_2 = \frac{\frac{1}{2}(1 + \frac{2}{L}x)R_0 + R_L}{R_0 + 2R_L} I_L \quad (2)$$

根据方程(1)(2)可得出位移 x 与两端输出光电流 I_1, I_2 的关系为

$$x = \frac{L(R_0 + 2R_L)}{2R_0} \left(\frac{I_2 - I_1}{I_1 + I_2} \right) \quad (3)$$

一般而言对于 PSD 实验装置有 $R_0 \gg R_L$ ，则上式简化为

$$x = \frac{L}{2} \left(\frac{I_2 - I_1}{I_1 + I_2} \right) \quad (4)$$

(4)式即为 PSD 装置的基本特性。由于输出电流之和 $I_1 + I_2$ 为一定值，则有位移 x 与两端输出光电流之差 $I_2 - I_1$ 成正比，通过后续运算与放大电路将该电流之差转化为输出电压 U_{OUT} ，则可以验证 $U_{OUT} - x$ 的线性关系，求出斜率也就为 PSD 装置进行了定标，其他实验中只需要读出电压示数便可直接反算出位移量。

实际使用中，PSD 装置常采用 p-I-n 结构，在 p-n 结之间增加一层厚的本征高阻层，以提高分辨率与响应速度，本实验所用 PSD 便为该结构。

2 放大电路设计

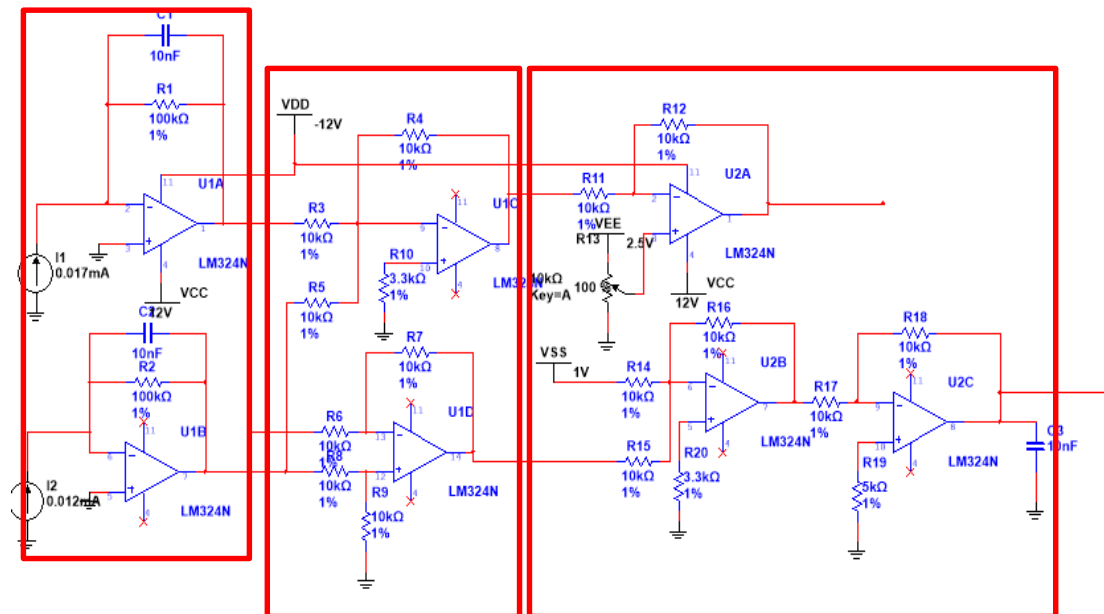


图 3 PSD 后接放大电路设计

如图 3 所示，PSD 后接放大电路选择以运算放大器为基本模块的运算电路，这是由于理想运算放大器与二极管相比，开环增益较大，共模抑制比较高，可以有效抑制噪声干扰，同时以运算放大器为核心设计的各种功能电路较多，可以较好的实现信号处理作用。实验中所用运放型号为 LF353N，与设计图中相比，其性能指标更加完善。电阻电容均选用标准元件，外接电源在装箱后采用开关电源为运算放大器供电以及提供偏置电压。

图 3 中，从左到右将电路分为三级，其作用各有不同，现分别叙述如下：

第一级，第一级主要实现的功能为滤波与电流-电压转换。当两端光电流 I_1, I_2 输入后，通过 10nF 的电容构成的低通滤波器，可有效抑制高频杂波干扰。同时 R_1, R_2 作为 $100\text{k}\Omega$ 的大电阻，将 $10\mu\text{A}$ 量级的光电流转化为 V 量级的输出电压，有利于后续运算与测量。

第二级，第二级主要构成了加减法运算电路，分别实现了将第一级输出信号相加与相减的运算，获得了 $I_1 + I_2$ 与 $I_2 - I_1$ 的输出关系，上路输出为 $I_1 + I_2$ ，下路输出为 $I_2 - I_1$ 。这是由(4)式中位移测量公式决定的，理论上应有 $x \propto I_2 - I_1$ 。

第三级，第三级为后续的调整与补偿电路。三个运放从左到右，从上到下的功能分别为

1.通过外加电源 VEE 与滑动变阻器，调整 $I_1 + I_2$ 的背景光干扰，调节滑动变阻器，可使得未加激光时输出端输出为零。 $I_2 - I_1$ 输出部分无需此调整，这是由于在输出时两端光电流做减法，背景光干扰已抵消。

2.通过合理的外加 VSS 电源实现电平转换功能，由于实验电路 GND 端电平不为零，与实际地端存在电势差，选择合理的 VSS 可以实现电平转换，即使得 GND 端电位为零，实现共地。

3.相位补偿功能，由于在实现电平转换功能时，输出 $I_2 - I_1$ 反相，故再次通过相位补偿进行反相，使输出与原相位相同。

图 3 中右端的两个端子即为两路输出端，可与 GND 端接入单片机中进行后续处理，实际实验中，已知 $I_1 + I_2$ 端输出应为定值，故只接入 $I_2 - I_1$ 输出端与 GND 端，验证其与位移 x 满足线性关系。

3 单片机信号处理

本实验所采用的单片机为 ARM 公司下 mbed 品牌的 NUCLEO-F302R8 型单片机，其具有 12 位模-数转换功能，同时内置与计算机串口通讯功能，可使用简单的 USB 线实现与计算机进行数据传输，其外观与对应接口如下图。

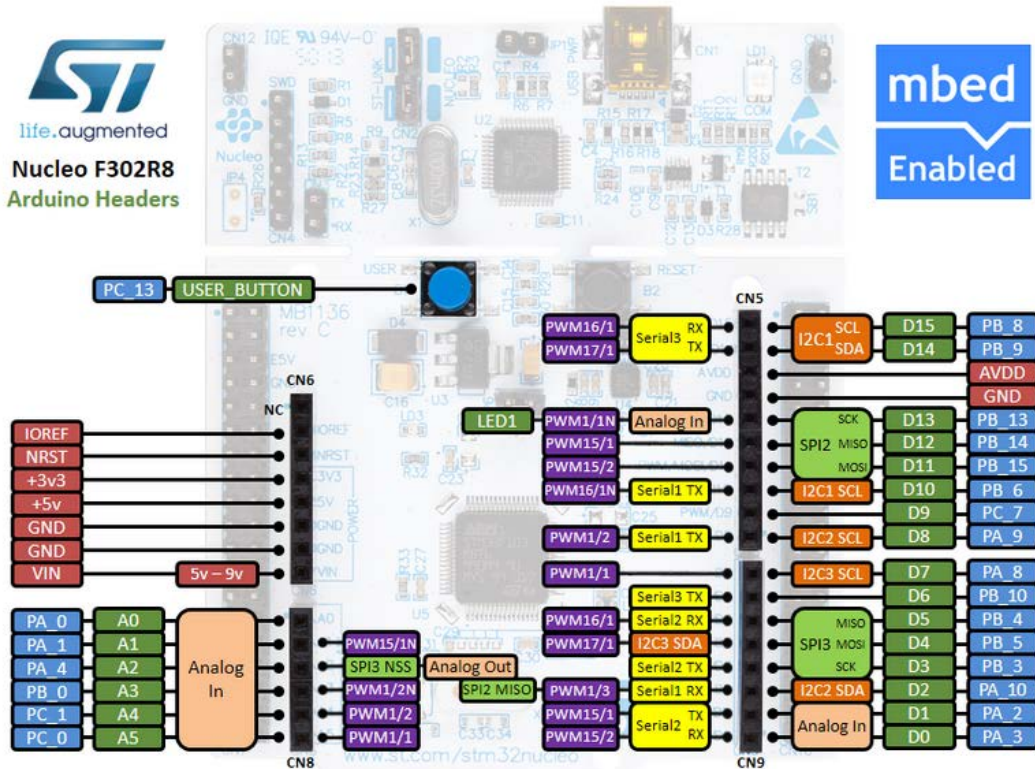
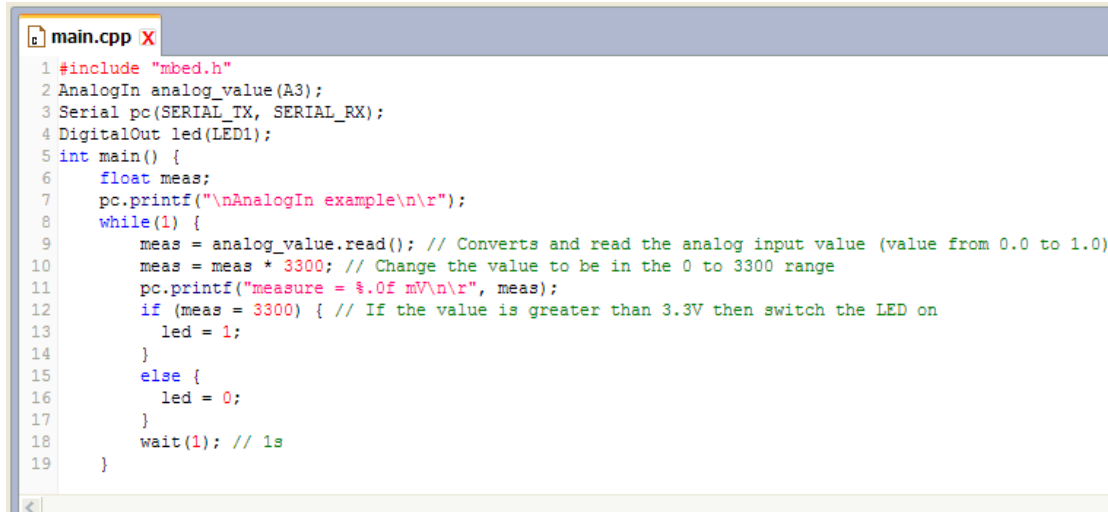


图 4 NUCLEO-F302R8 型单片机外观与接口图^[7]

左下角的 A0-A5 接口为模拟信号输入端口，本实验选择 A3 作为 $I_2 - I_1$ 输出端的接入口，同时将 GND 端接入 A0-A5 上方的 GND 接口。在 mbed 提供的在线编译器 (<https://developer.mbed.org/>) 中进行编程，将程序写入单片机中，在计算机上使用超级终端作为接收端，选择合理参数值，可在显示屏上观测到产生的实时电压信号的 measure 值，其最小分度为 1mV（代码源文件、程序文件、计算机超级终端程序文件见附件）。



```
main.cpp X
1 #include "mbed.h"
2 AnalogIn analog_value(A3);
3 Serial pc(SERIAL_TX, SERIAL_RX);
4 DigitalOut led(LED1);
5 int main() {
6     float meas;
7     pc.printf("\nAnalogIn example\n\r");
8     while(1) {
9         meas = analog_value.read(); // Converts and read the analog input value (value from 0.0 to 1.0)
10        meas = meas * 3300; // Change the value to be in the 0 to 3300 range
11        pc.printf("measure = %.0f mV\n\r", meas);
12        if (meas = 3300) { // If the value is greater than 3.3V then switch the LED on
13            led = 1;
14        }
15        else {
16            led = 0;
17        }
18        wait(1); // 1s
19    }
```

图 5 单片机程序代码图

如图 5 所示，单片机实现了简单的读取模拟信号并转换为数字信号，之后将数字信号放大到 0-3.3V 的电压极限承受范围区间内，通过 TX_RX_双端虚拟串口将数据传递到计算机中，供超级终端读取。同时程序实现了电压过载时 LED 灯会发光进行提示功能，采样时间为 1s，可以确保测量数据的实时性。

4 PSD 实际功能探究

4.1 PSD 位移敏感探测装置的验证与定标

实验进行定标测量得到输出电压 U 与螺旋测微器竖直位移读数 x 关系图如下

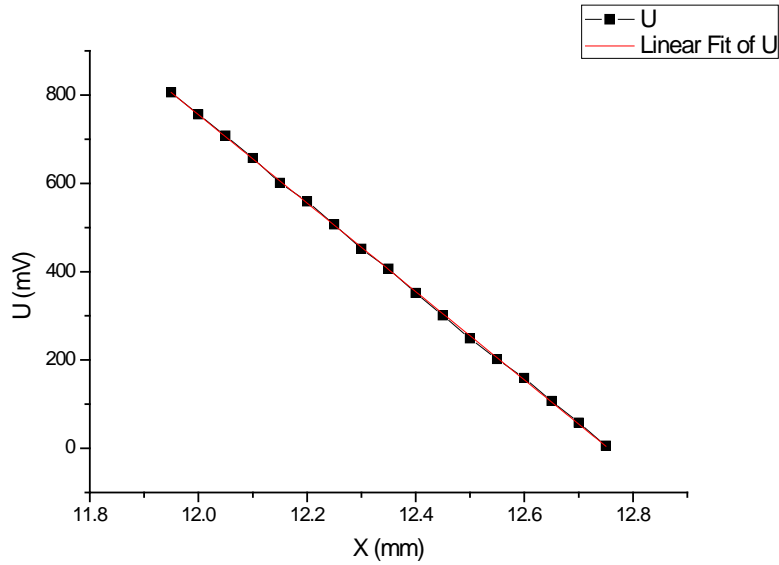


图 6 $U_{OUT} - x$ 关系图

由图 6 可知, $U_{OUT} - x$ 具有极好的线性拟合关系这是由于 U_{OUT} 是由 $I_2 - I_1$ 信号线性放大而来, 而 $I_2 - I_1$ 与 x 的关系满足(4)式的线性关系, 故 $U_{OUT} - x$ 呈线性关系, 其斜率 $k = -1000.98\text{mV} / \text{mm}$, 线性回归系数 $R^2 = 0.99983$ 。曲线的拟合斜率反映了实验装置的分辨率, 当输出电压变化为最小范围即 1mV 时, 所测得的位移变化即为该装置的分辨率, 由此计算可得, 分辨率为

$$r = 1\mu\text{m} / \text{mV} \quad (5)$$

2 误差分析

由(5)式可知, 该实验装置分辨率已达到 μm 量级, 仅为 PSD 装置本身极限分辨率的 5 倍, 可见已达到较高要求, 这是由于采用了单片机进行数据采样, 避免了每次测量时的偶然误差, 提高了测量的可视化与器件化整体进程, 更为关键的是, 使得输出电压分辨程度较高, 且相比万用表读数而言, 更加精准。

现分析可能分辨率未达到极限的可能原因:

1)主要原因是单片机 A-D 转换器位数不足, 无法进一步细化输出的模拟信号 U_{OUT} , 无法将输出信号降低到 mV 以下级, 使得分辨率达到 μm 量级。

2)运算电路器件本身可能由于运放失调电压、温度漂移、共模抑制不足而产生极小干扰, 加之实验电路为手工焊接, 非集成性, 也会存在小幅误差。

3)PSD 器件本身存在暗电流、反向饱和电流,且工作环境受温度影响等 p-n 结自生属性,也会对实验结果产生极小偏差,该误差已采取加入耗尽层物质进行消除,但是无法根除。

4)光照为激光笔光照产生,强度低且聚焦性较差,该因素对分辨率的影响将在后文中进行进一步探讨。

但 μm 量级的位移敏感探测装置已经完全满足本实验的要求,且器件化程度高,可作为实际探测装置进行使用。

3 PSD 位移敏感探测装置输出电压与外加激光光强的关系

3.1 理论分析

根据光电效应公式,外加光强决定了单位时间内单位光子数目,其产生的光电流应与光照强度成正比,即

$$i_L \propto I \quad (6)$$

由于电路的放大功能为定值放大,根据前文分析,输出电压与两端光电流之差为线性,则其亦应与外光强成线性关系,即

$$U_{OUT} \propto i_2 - i_1 \propto I \quad (7)$$

由(7)式可知,增强光照强度可以在位移量不变的情况下提高输出电压,因此可以提高 PSD 装置的分辨率。且聚焦度好的激光也可以增加光强,故选用光强大、聚焦性好的激光是提高 PSD 装置分辨率的好方法。同时,该理论也指明,在更换激光器时必须对装置重新进行定标。

3.2 实验测定

对实验室用 632.8nm 氦氖激光器与激光笔分别进行定标,其结果如下图所示

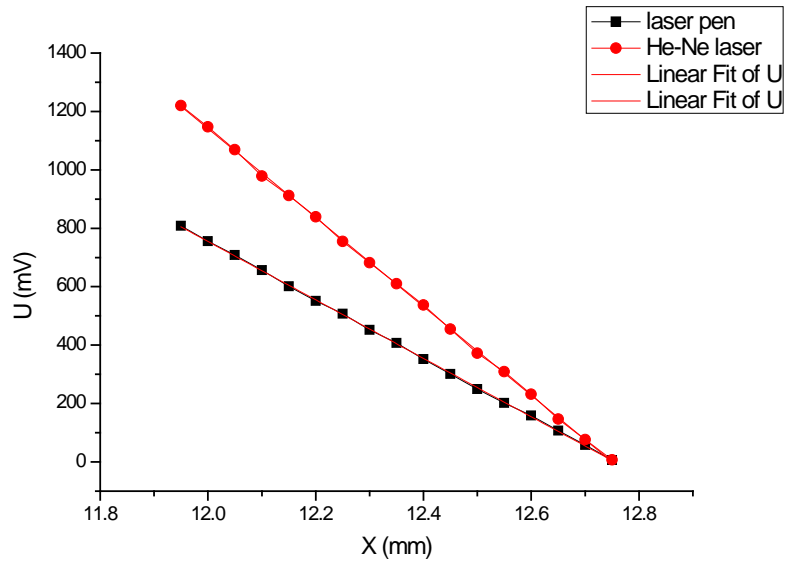


图 7 不同光强分别定标图

如图 7 所示，可见使用氦氖激光器增强光强，可以有效提高输出电压示数，从而提高了 PSD 装置的精确度，但由于只标定了两组实验变量，测量数据较少，无法断定根据理论得到的线性关系，但仍可以得出定性的正相关关系，从而验证了理论的推断。

4 PSD 双激光照射条件下输出特性研究

根据 PSD 的特性，在不同光强但同一位置的激光照射下，产生的光电流大小不同，从而经放大后的输出电压示数不同。根据此特性，研究当两束激光分别照射在 PSD 两端时，若两束光光强相等，则输出为零时，两束光应位于距 PSD 中心左右对称的位置，若光强不同，使输出为零，得到了两光束位置中点与 PSD 中心的偏移量由以下公式决定

$$\Delta x = \frac{I_1 / I_2 - 1}{2} x_1 \quad (8)$$

x_1 表示的是光强为 I_1 的入射光距 PSD 中心的位置。(8)式从理论上表明了位置偏移与光强和位移的双重关系，若两光光强比较大，则移动极其微小的 x_1 可能会造成较大的偏移，故外激光干扰在实验中应避免。同时本实验也进一步确定了输出与光强的相关性，以及更换激光器后重新定标的重要性，验证了增强光照强度可以提高 PSD 分辨率的结论。

5 装箱

为使实验装置器件化，模块化，方便后续实验测量使用，减少定标造成的实验步骤繁琐与复杂，最终将全部实验有关器件进行了装箱与固定处理，制作完成了实用 PSD 位移敏感探测装置实验箱。

5.1 机箱

机箱采用 30*25*15cm 的塑料机箱，进行了钻孔等工作以固定元件与外接布线使用。

5.2 开关电源

采用正负 12V 直流稳压电源，为运算放大器提供工作电压，固定在机箱中，外接三脚电源线，同时进行分压处理，作为偏置电源使用。

5.3 单片机

单片机模拟信号输入端与放大电路板输出端相连接，固定在机箱中，通过外接 USB 线与电脑进行通讯实现 AD 转换与信号显示。

5.4 PSD 工作台

PSD 工作台与原工作台相同，用磁性表座固定在铁质底面上，底面通过螺钉固定在机箱中，可以进行水平方向的微调，确保激光正入射在光敏表面。同样地，垂直方向采用螺旋测微器调节，可进行定标操作。

5.5 实验用电路板

电路板同样已固定在机箱中，导线连接也已布好。

5.6 激光源

使用支撑装置固定激光笔作为激光源，其位置与高度均以固定，不可调。

四 实验结论

本实验根据 PSD 位移敏感探测装置的特性，设计并实际焊接了信号的滤波、放大、运算、调整电路，设计了基于 PSD 装置的特殊光学支架，将输出信号接入单片机中，进行了程序编写将其反应在外接计算机屏幕上，实现了数据的实时采集与可视化处理。实验验证了 PSD 装置的基本特性，即 $U_{OUT} - x$ 的线性关系。据此对装置测量进行了定标，同时得到测量分辨率为 $r = 1\mu\text{m} / \text{mV}$ ，并对影响分辨率的因素进行了细致分析确定。基于此，确定了光强与双激光照射对 PSD 装置输出的影响。最后，将装置与单片机固定在机箱中，同时内化激光源与电源，实现了全部装置的完整器件化过程。

五 参考文献

[1] J. W. Roe. English and American Tool Builders[M]. 1916, pp212.

[2] C. Narayanan, A. B. Buckman & I. Busch-Vishniac. Position Detection of Multiple Light Beams Using Phase Detection[J]. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 1994, Vol.43, No.6: 830-836.

- [3] S. Cui & Y. C.i Soh. Analysis and Improvement of Laguerre–Gaussian Beam Position Estimation Using Quadrant Detectors[J]. OPTICS LETTERS, 2011, Vol. 36, No. 9: 1692-1694.
- [4] J. T. Wallmark. A New Semiconductor Photocell Using Lateral Photoeffect[J]. Proceedings of the IRE, 1957, Vol. 45, S: 474-483.
- [5] 丛培田, 刘广军, 陆明. 位置敏感探测器(PSD)的非线性补偿技术[J]. 仪表技术与传感器, 2012, No. 7: 53-54, 57.
- [6] 黄梅珍, 唐九耀, 陈钰清. 基于半导体横向光电效应的位置敏感探测器[J]. 电光与控制, 2000, Vol. 78, No. 2: 34-38.

一类源量子纠缠实验方案的改进和探索

熊昊楠物理 32 班

合作者蒋文韬

指导老师孙文博

【摘要】:

本实验研究了一类纠缠源的纠缠特性在不同条件下的变化,探究了一类纠缠源实验中相关的影响因素。尝试使用添加半波片和四分之一波片的方式对实验方案进行改进,减小反射镜对下转换光子偏振的影响。实验探究了加波片之后的实验效果,改进方案的结果并不如预想的理想,我们也针对实验中出现的各种对于实验结果进行干扰的现象进行了解释和分析,发现了 BBO 晶体的非理想性,以及波片对于紫光的影响的非理想性,并且我们提出了进一步的可能的修正的方案。

关键词: 量子纠缠、BBO、偏振

一、引言

量子纠缠是实现量子计算的重要资源,人们尝试在不同的物理体系探索希望能找到好的纠缠源。光的偏振态纠缠是一个已经被广泛使用的纠缠源,许多实验组都利用 BBO 晶体的参量下转换得到偏振态的纠缠,从而开展一些对量子算法的实现和对量子体系的模拟的研究。

光波色子取样问题就是一个经典计算机难以模拟的问题。在任意线性酉变换下的波色子演化如果增加粒子数和模式的情况下很快就难以用经典计算机去预测。但是光子在多端口干涉仪中的传播很自然地就解决了这个所谓的波色子取样问题,因此激励了能够在大型干涉仪中进行精确的多光子干涉操控的技术的发展。在 Andrea Crespi 等人的文章中【1】,一个新的三维制造技术被用于实现所有相关参数的同时操控。通过研究在五模集成干涉仪中的三光子干涉,量子力学的预测得到了证实。扩大这个装置的规模将有希望证明量子体系的计算的优越性,而对于任意线性光学干涉仪的实现也有助于高精度测量和量子通信。

另外一个利用量子比特回收的方式实现肖尔的分解算法的实验组也使用到了 BBO 晶体的参量下转换形成的一类纠缠源【2】。实验中为了实现迭代,使用后选择的方式取代了在团簇态光子量子计算体系上已经实现的测量和前馈的操作。该实验组使用 404nm 的 CW 激光,使 40um 的束腰聚焦在主平面互相垂直的 BBO 晶体上来实现一类的纠缠源,光子经过高透射的干涉滤光片后耦合进保偏光纤。实验中对两 qubit 控制寄存器的输出概率的所有结果进

批注 [swb1]: 阅读了你们俩的报告,对比看看,在内容与分析上基本是一样的。所以就不分别标注两份报告了,你俩都请参考我在这份报告上的批注。量子纠缠这个实验,挺深的,较一般近物实验也复杂得多,有些事情其实我也是一种试探性的解释,只不过多了综合多次实验和以往同学的想法和经验而已。也就是说,我说的也不一定就对,全部内容和讨论都是开放性的,如果你有了比较确凿的想法和计算,也请随时反馈给实验教学,以便惠及以后的同学。文韬的报告比浩楠的多了一部分反思,关于这个,我再讲两句。第一,关于多次测量取平均这个做法很好,但以往我们并不要求,因为这样做很麻烦,一般做实验的同学会不接受。关于先有预见性再做,而非先做一大堆,再挑选这件事,咱们实验室一直这么强调,包括磁电阻、磁致伸缩等在实验课上老师一般也会提及。文韬提及了两点你们做的很好的地方,但我觉得你们做的很好的地方远远不止那么两点。不过我要提一点你们做的不好的地方,就是与老师的交流偏少,增加交流有助于细化、向前、取得更好的探索结果。我想一般科研组的组会的意义也是这样吧?

批注 [swb2]: 综合: 实验完成的很好。前半部分完成了我交代你们的最初目标,包括曲线和 CHSH。后半部分有自己的想法,有分析,有预期,有模拟计算,有实验探索,有技术细节。虽然最终的数据结果上看并不是特别理想,但是作为一个简单的设计性实验来说,已经非常好了! 实验分数是对你们实验能力、分析能力、严谨程度、认真程度的综合考量。在这几个方面,我觉得你们都很出色,故我对你们的设计性实验环节给予满分。

批注 [swb3]: 从引言可以看出你对这个实验方向多有涉猎,且很有兴趣。

图 2 左图为改进记录方法前，右图为改进记录方法后
可见数据取平均的数据记录方式更好了。

为了把 BBO 确定在正确的角度上，我们把两个通道的偏振片的角度定在和水平方向呈 45° 的位置，然后旋转 BBO 使得符合计数最大。最初我们认为此时的 BBO 应当是在正确的角度（此时 BBO 方位角为 320° ），但是后续的测量发现并非如此。我们在这种情况下固定通道一的偏振片方位角然后转动通道二偏振片的方位角得到的符合计数图线如下图所示。

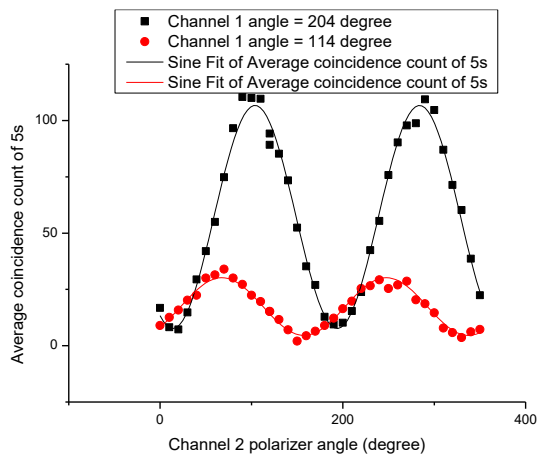


图 3 BBO 方位角为 320° 时的符合计数

如果是最大纠缠态，两条曲线应当是反相的，振幅应当几乎一致。对于单通道计数的变化图线也可以得到类似的结论，如下图所示：

批注 [swb6]: 判断的有道理，在杂光稍有过滤的情况下，这种判断就是合理的

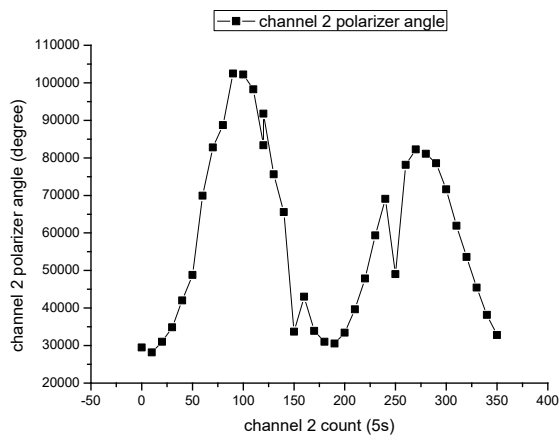


图 4 单通道计数变化

批注 [swb7]: 横纵坐标的说明写反了吧？

对于最大纠缠态，单通道的计数应该不随偏振片的旋转而变化。而当 BBO 的方位角为 340° (也就是整套仪器的初始状态时的角度) 时，上述两种测量方法则显示和最大纠缠态更接近。

以下分别为 BBO 方位角为 340° 时的符合计数曲线和单通道计数曲线。

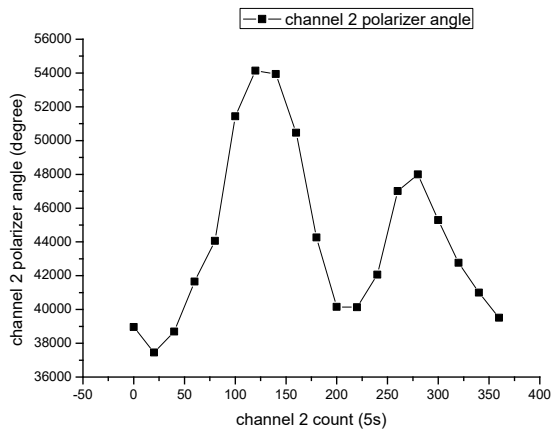
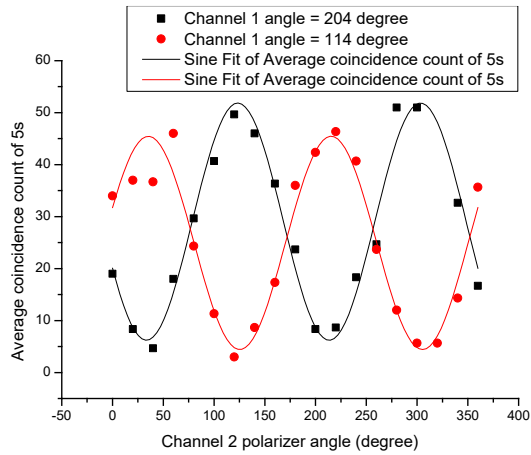


图 5 BBO 上图为方位角为 340° 时的符合计数曲线，下图为对应单通道计数曲线

若假设 θ 为 BBO 主平面与竖直方向夹角； α ， β 为两偏振片偏振方向与竖直方向夹角，

则可以推导出出射偏振态可有如下表示：

$$|out\rangle = [\sin\theta \cos(\theta - \alpha) \cos(\theta - \beta) + \cos\theta \sin(\theta - \alpha) \sin(\theta - \beta)] |+\rangle_1 |+\rangle_2 + [\cos\theta \sin(\theta - \alpha) \cos(\theta - \beta) - \sin\theta \cos(\theta - \alpha) \sin(\theta - \beta)] |+\rangle_1 |-\rangle_2 + \dots$$

由此可以导出符合计数，单通道计数，以及出射态为混态下的概率为：

批注 [swb8]: 一般教学实验中依据单路不适合做出这类判断。原因在于微量杂光就会完全扰乱结果，而且杂光本身是有偏振信息的，而非白噪声

批注 [swb9]: 你是指我最开始让你们测量的时候摆的角度吗

批注 [swb10]: 基于前述原因，我仍然认为这里的单路曲线不足以说明问题。尤其你的符合曲线谷底离横坐标如此之远，更说明杂光很多，进而单路无此分析价值

批注 [swb11]: 将计算预期与实验结合，做的非常好

$\alpha=\beta=\pi/4$ 时，可以模拟出符合计数的图线如下图所示：

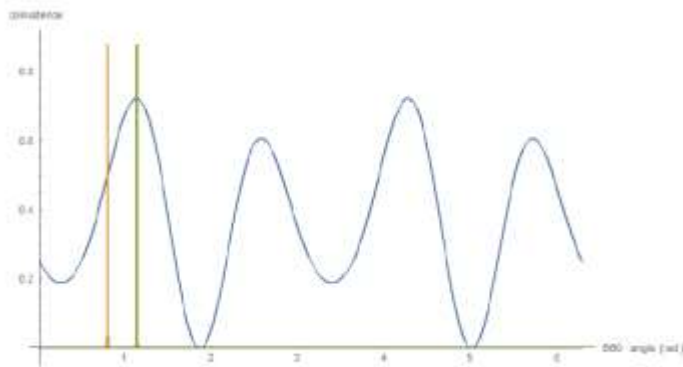


图 6 符合计数模拟

黄线表示 BBO 主平面和竖直方向成 45° ，绿线表示 BBO 和竖直方向 64.2° 。可以看到绿线即是符合计数最大值时 BBO 的角度，这说明我们之前的方法找到的 320° 并不是真正正确的角度，而 340° 有可能才是真正正确的角度。

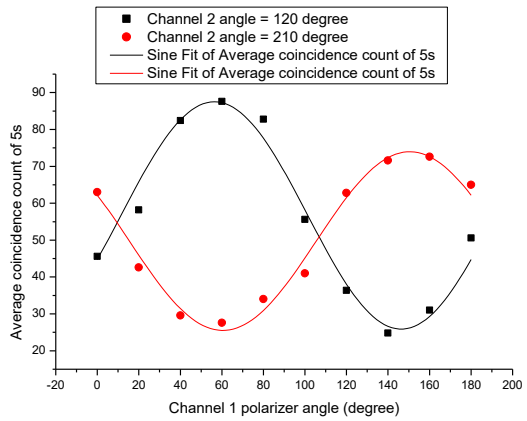
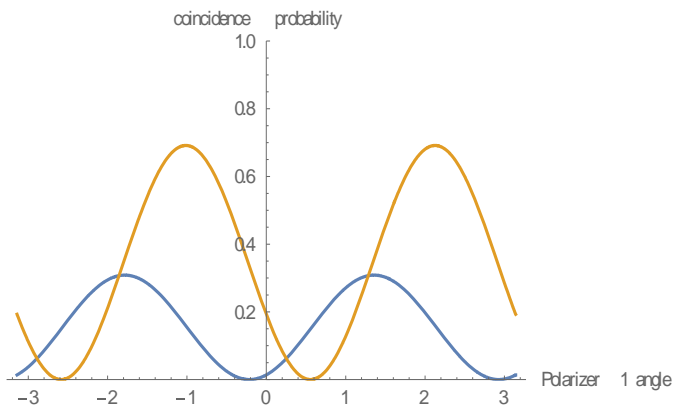
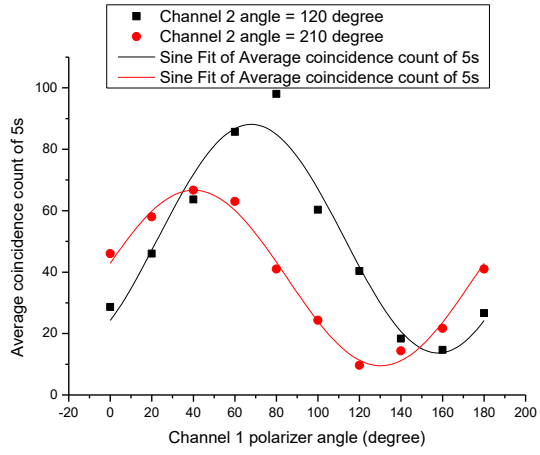
之后我们自己重新搭建了光路，最初的一次结果很差，之后考虑到是摆放过程中光阑角度有误，反打激光没有在 BBO 上与入射激光重合等问题，因此我们重新再次搭建了光路，效果有了较大改善。

我们在 BBO 方位角为 320° 、 340° 时得到的实验曲线和理论模拟曲线作了比较，发现实验曲线和理论曲线符合较好。

批注 [swb12]: 这个结论很好，也很有趣，在上上学期的组会上，曾有一位同学专门讨论过关于咱们的实验中可能出现各种不对称曲线，记得当时主要讨论的是 spdc 分布强度的曲线形状，你这个当时也曾提及

批注 [swb13]: 这个记得第一次咱们讨论，我特意嘱咐过吧，常出的问题

批注 [swb14]: 做的不错



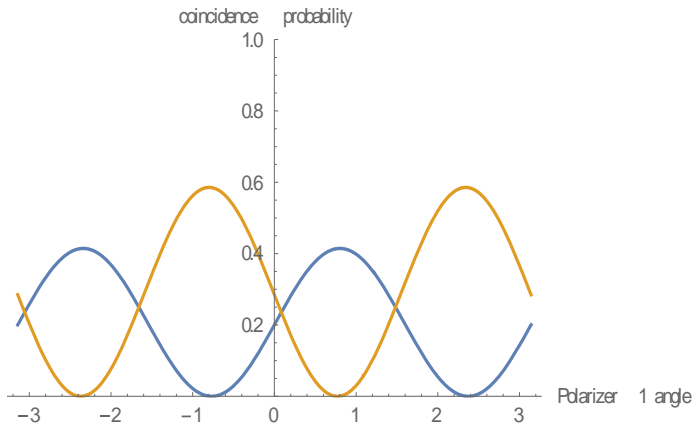


图 8 上起第一为 BBO 方位角为 320° 时符合计数实验曲线，第二为对应理论曲线，第三为 BBO 方位角为 340° 时符合计数曲线，第四为对应理论曲线

在这之前的实验操作中，我们发现以下几个问题。反射镜会影响下转换光子的偏振情况；在旋转 BBO 镜架过程中，BBO 的反射光点沿某一圆周移动，调整镜架俯仰不影响其半径。说明 BBO 法向与镜架法向有夹角，据老师介绍，这可能是来自于粘 BBO 时，因为技术上的问题难以准确将两片 BBO 平行地粘在一起因而出现夹角；此外，我们发现没有进行任何操作时，单通道计数都随时间递减。

我们测量了单通道计数的衰减率，约为 $2000\text{count}/5\text{s}$ (i.e., $6.7\%/5\text{s}$)，因此我们在之后的测量中加快了测量速度。经老师介绍，这可能来自于单模光纤耦合器的机械装置的滑动。实际上我们实验时，发现计数率衰减之后尝试调节单模光纤耦合器都无法使得计数率回升，因此可能计数率衰减也有激光器的原因。

之后我们尝试使用观察单通道计数法推测 BBO 的正确角度，我们把通道一偏振片放置为通过水平偏振的状态，则经过我们的推导可以知道，通道一的单通道计数随 BBO 角度变化为，即应如下图所示：

批注 [swb15]:可能属于器件问题，但较难解决，实验室会继续寻找办法

批注 [swb16]:这个原因有些难说，最好的是替代式实验，可以找到原因，但咱们器件没多的，所以一直没找原因，前边不少同学反映过这个问题，关于激光器，你们的测量应该是等激光器稳定之后测的吧，我想应该不是预热不充分所致吧

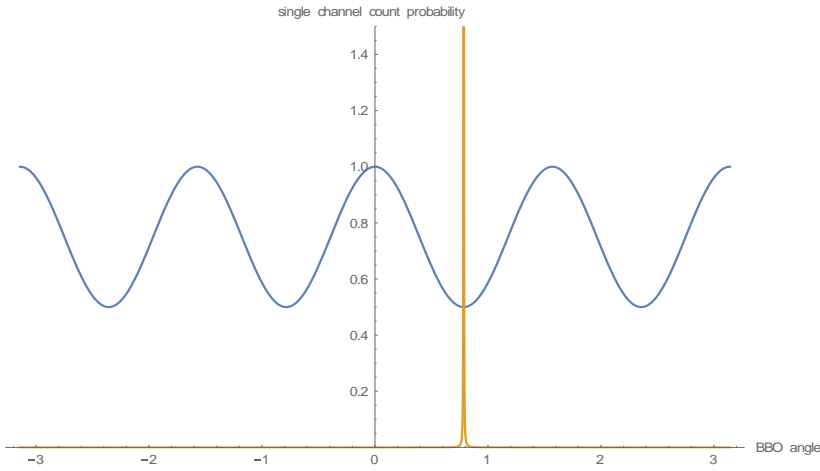


图 9 单通道计数随 BBO 角度变化理论曲线

理论上通过测量单通道极小值应该能找到 BBO 主平面和竖直方向夹角为 45° 的情形。但是实际的测量结果如下：

批注 [swb17]: 我一直觉得单通道作为判断依据不太好, 些许带偏振信息的噪声都会导致混乱的结果

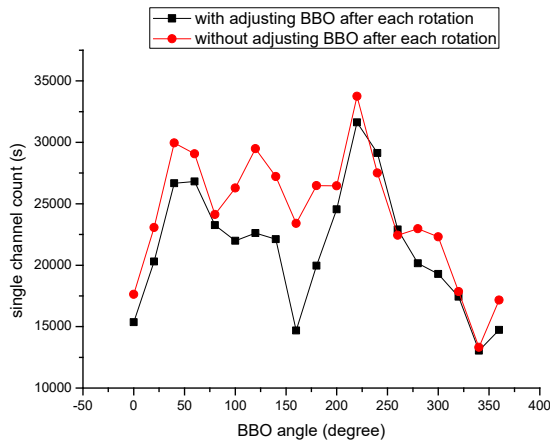


图 10 单通道曲线随 BBO 变化实验曲线

实验中考虑了旋转 BBO 时可能导致的 BBO 会不满足正入射的情形, 因此我们每旋转一次 BBO 即调节一次 BBO 的正入射。但是无论是否调节正入射, 得到的实验曲线都和理论表达式不符。这是很奇怪的地方, 因为理想的满足实验条件的 BBO 应当是两个主平面互相垂直, 那么曲线总应该具有 90° 的平移对称性, 而实际上则最多只能看到 180° 的平移对称性。因此这样的对称性的破坏可能就来自于粘合 BBO 时, 黏合角度不正确, 黏合不平整导致的。这也会给实验引入无法避免的误差。一个可能的方案是考虑其影响因素再对结果进行修正,

批注 [swb18]: 我倒觉得是单通道混入过多噪声导致的, 下次有机会再加一个长通试试看会不会对分析有所帮助, 我记得以前让同学们这么做过, 从而觉得单路不可信。当然 BBO 本身的制作缺陷也许也占一部分原因

即实验测出黏合时的两片 BBO 的相对位置，理论计算其对于结果的影响把这个影响纳入到对于结果的预测当中，即对原来的预测作出修正。

而我们旋转 BBO 后调节正入射的方法是必要的，因为当我们把 BBO 转到 340° 时，如果不调节正入射，测出的曲线如下图：

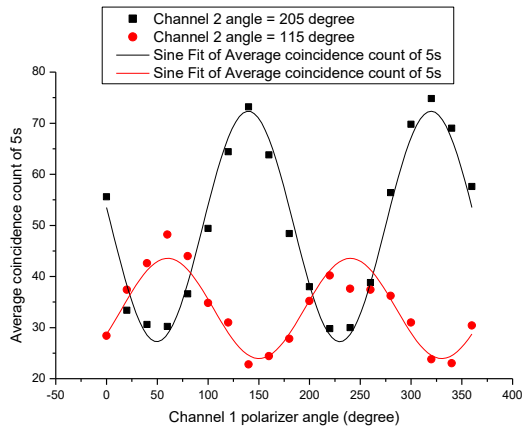


图 11 不调节正入射符合计数曲线图

如果调节了正入射，则测出的曲线如下：

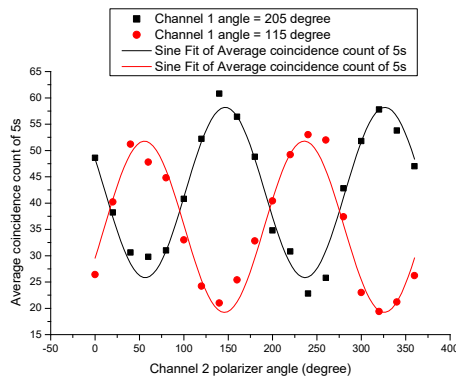


图 12 调节正入射符合计数曲线图

之后我们进行了 CHSH 不等式的验证，我们根据上图曲线排除掉背景噪声后得到的 CHSH 值为 $2.252 > 2$ 。虽然从之前的测量结果来看我们得到的不是准确地最大纠缠态，但是已经能观察到对于 CHSH 不等式的破坏。实验中我们发现实验室的讲义上写的公式有误

批注 [swb19]: 做得好，如果不调正入射，似乎是说不通的吧，按道理就该调啊

批注 [swb20]: 计算结果说明你们的实验虽然还不是最大纠缠态，但是已经离的不太远了。不过这种被低噪声的排除，原本是实验上的精雕细琢来实现，而非直接数据上剪掉。原因在于，实际应用中这些噪声完全可以构成对信道安全性的彻底破坏。

批注 [swb21]: 做得好，很认真

$$S = \left| E(\phi_A, \phi_B) - E(\phi_A, \phi'_B) + E(\phi'_A, \phi_B) + E(\phi'_A, \phi'_B) \right| < 2$$

$$E(\phi_A, \phi_B) = \frac{N_{\phi_A \phi_A} + N_{\phi_B \phi_B} - N_{\phi_A \phi_B} - N_{\phi_B \phi_A}}{N_{\phi_A \phi_A} + N_{\phi_B \phi_B} + N_{\phi_A \phi_B} + N_{\phi_B \phi_A}}$$

正确的公式应该为

$$S = \left| P(\theta_1, \theta_2) - P(\theta_1, \theta'_2) + P(\theta'_1, \theta_2) + P(\theta'_1, \theta'_2) \right|$$

$$P(\theta_1, \theta_2) = \frac{C(\theta_1, \theta_2) + C(\theta_1^\perp, \theta_2^\perp) - C(\theta_1, \theta_2^\perp) - C(\theta_1^\perp, \theta_2)}{C(\theta_1, \theta_2) + C(\theta_1^\perp, \theta_2^\perp) + C(\theta_1, \theta_2^\perp) + C(\theta_1^\perp, \theta_2)}$$

之后我们考虑反射镜可能改变偏振的问题。为了对我们的猜想（反射镜会影响下转换光子偏振态）进行验证，我们研究了反射镜对于反打激光偏振态的改变情况，发现反射镜确实能够使反打激光的偏振态由线偏振变成椭圆偏振。之后我们考虑到由于反射镜不改变偏振方向垂直或平行入射平面的光线的偏振方向，反射镜近似与水平面垂直，泵浦激光近似为竖直偏振。

因此使下转换光子以竖直或水平偏振入射反射镜即可。因此我们提出了两种解决方案：一，使出射 BBO 的下转换光子偏振方向旋转到水平与竖直方向；二，使激光与水平方向 45deg 入射 BBO，且 BBO 光轴为水平与竖直方向。

我们的第一个方案是使用半波片，从而使出射 BBO 的下转换光子的偏振方向旋转到水平方向。第一步需要确认半波片的快慢轴，因为考虑到不同波长的光半波片的影响不一样，而下转换出来的红外光一方面太弱，另一方面也无法直接观察，而反打激光是红光，我们认为波长比较接近下转换光子的波长，所以我们使用的是反打激光来检验半波片的快慢轴。利用反打激光，我们先加上一个偏振片起偏，通过半波片后再检偏，因此可以推断出半波片快慢轴的位置。调整好半波片快慢轴的位置后，我们将快轴或者慢轴的位置调整至和水平成 22.5°，即可把 45° 线偏振的光转化为水平或者竖直偏振的光。我们把 BBO 晶体方位角设置在 340°，放好半波片，我们重新调整光纤的耦合，发现单通道的计数比之前提高了几乎二十倍，都约能有每秒 16 万的计数率。我们测量了通道偏振片二方位角为 160° 时，旋转通道一偏振片得到的符合计数，结果如下图：

批注 [swb22]: 在刚建这个实验初期，是采用的你们所说的第二种方案，但不是吧激光器转了，而是加了半波片和起偏器，但是后来把借来的半波片和激光器一起还了，就勉强用现在的了。

批注 [swb23]: 提高的有点多，我没想明白为什么，是两路都提高了，还是加了半波片这边提高了？

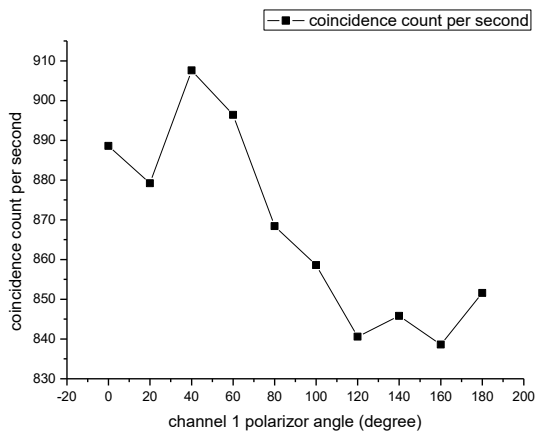


图 13 加了半波片后符合计数变化

符合计数在 800 到 900 之间浮动，大大超过了之前的符合计数。浮动的幅度约为 70，可以看到有类似于正弦的变化，然而变化量占计数率的比例却比较小，相当于变化约为 8%。因此我们得到的大部分计数都是来自于没有关联的杂光。

批注 [swb24]: Ok

考虑到加了半波片之后，半波片对紫光有较强反射作用，部分紫光会沿原光路返回，射到凸透镜表面会再次反射，然后穿过半波片，如此一来紫光的发散程度会变大，从而无法被完全收入光学垃圾桶而进入到光线当中，造成误计数。为了避免这个因素，我们调节半波片的俯仰，使其不具备正入射条件，此时计数率减半，但是仍然有较高的误计数，这说明紫光的反射效应可能对误计数有一定影响，这影响可能来自于过于发散的反射紫光进入光纤，也可能有别的原因。经过观察可以发现，旋转半波片角度时，单通道的计数率显著下降，甚至能恢复到正常值，这是一个不寻常的现象。而当半波片快慢轴旋转到某些角度时，入射紫光处可以看到红光。因此我们认为有可能是因为镜片不净导致有其它频率的散射光，即发生了另外的非线性效应。取下半波片，我们发现镜片上有两处明显的污渍，这可能是造成误计数的原因。因为污渍附着得比较紧密，因此我们尝试用酒精擦拭时，难以擦除。为了避免污渍的影响，我们采取的方案是调节入射光斑在镜面的位置，使之避开污染处。经过这样的调整，计数率下落接近至正常值，但是仍然以显著的速率上涨，这说明仍然有随时间增强的杂光进入光纤。这可能是来自于高功率的激光会逐渐加热半波片，是指升温，发出越来越强的热辐射。为了减小出射 BBO 后的紫光的强度，我们尝试在半波片前增加长通滤光片。结果仍然十分不理想，单通道计数率上涨得更高，达到了每秒 50 万的技术，符合计数的误计数也上涨到了每秒 8000。这说明和半波片类似，紫光照射长通滤光片仍然会产生低频的杂光。这

批注 [swb25]: 很好的分析

批注 [swb26]: 没想到会是因为这个

批注 [swb27]: 以前只有使用过几次 ppktp 时，考虑过温度影响，用半波片时候还是第一次考虑。不过或许你们的分析师对的

些杂光虽然是互相没有关联的，但是因为每个通道每秒接收到的杂光过多，无关光子同时进入符合时间窗的几率增大，导致更多的符合计数。为了验证这一点，我们使用两束彼此无关的激光分别照射两个单模光纤耦合器，发现 1 秒内单通道计数都达到约三四万的程度时，无关光子能够引发越有几十的误计数。

为了解决杂光的影响，我们自制了一个简易的具有中心挡光功能的半波片，如下图所示。通过在半波片上固定一根铁棒用以挡住透过 BBO 的紫光，但因为要考虑到铁棒不能遮挡下转换的光子，因此我们利用反打激光，调整铁棒位置，使之能遮挡紫光而不遮挡红光。经过这样的改进，我们有效解决了产生杂光和热辐射的问题，计数率恢复到正常值。

批注 [swb28]: 这个在以前的教学中是普遍发生的。不过你们的这一验证，还真是吓人，没把计数器搞瘫吧。。。。好危险的操作

批注 [swb29]: 小手段，体现了实验能力，点赞，加分

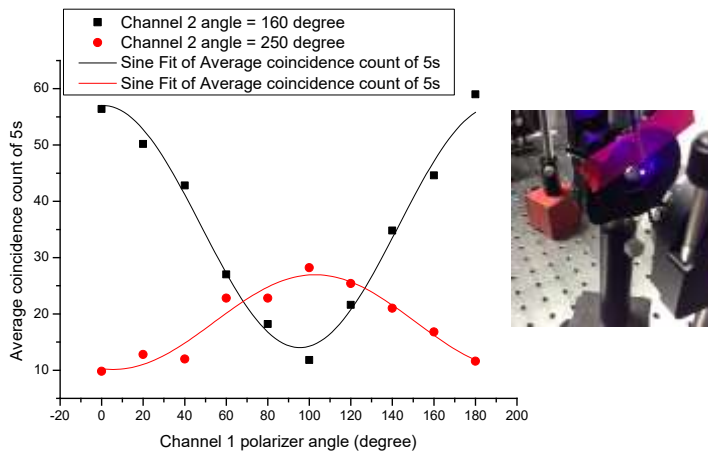


图 14 加入了中心挡光棒的符合计数变化以及实物图

我们分别把通道二的偏振片的方位角固定在 160° 和 250° ，旋转通道一的偏振片的角度，测量得到的结果如上图所示。可以看到结果不如我们预想的理想，测量结果显示仍然不是最大纠缠态，两条曲线的振幅有明显的变化。我们认为这可能是由于出射 BBO 的纠缠光子就已经不是最大纠缠导致的。我们把半波片去掉后又测量了几组曲线，结果如下图。对比下图中的蓝线和上图中的黑线可以看到，两者的振幅几乎一致，最低点出现的偏振片的方位角正好相差了 45° ，两条曲线对应的通道二的偏振片的方位角也正好相差 45° 。这说明我们使用半波片成功地实现了偏振态 45° 的旋转，我们没有得到最大纠缠态的原因可能是 BBO 光轴稍微有偏离或者入射的紫光不是完全的竖直偏振。

批注 [swb30]: 这段，我认可你们的操作和结论

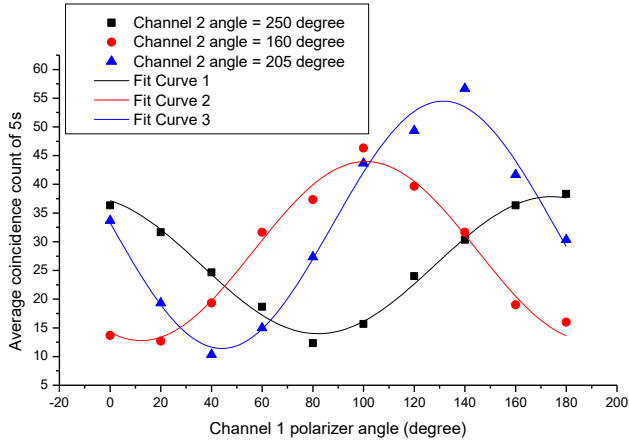


图 15 移开波片的符合计数曲线

假设是因为 BBO 光轴稍微有偏离的情形，我们使用我们理论推导出的公式进行比较，发现在 BBO 和正确方向偏离 10° 时得到的理论曲线如下图，可以看到理论和实验符合较好，说明实验结果不理想的原因可能来自于 BBO 角度不正确。

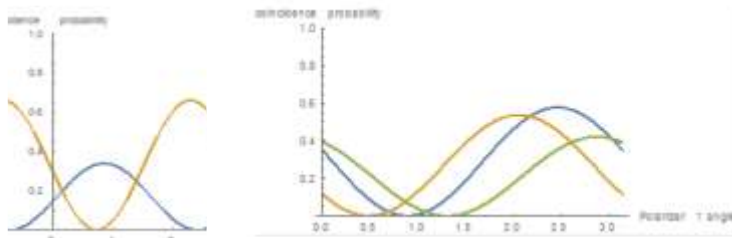


图 16 BBO 角度有偏差时的理论曲线

实验中我们认为半波片的效果没有预想中好，因此我们改用在 BBO 前加波片的方案。经过实验，当我们把半波片放在 BBO 前时，发现反射光太强，能量损耗太多，随后我们尝试使用两个四分之一波片以代替一个半波片，实验证明这样能够减少能量损耗。之后我们利用 PBS 调整好两个四分之一波片的角度使得快慢轴重合或垂直。因为当波片的快慢轴和入射光偏振方向重合时将不改变入射光偏振，因为紫光正入射 PBS 外边面无透射光，因此我们认为入射光是竖直偏振的。使入射光经过四分之一波片再进入 PBS，调整四分之一波片的方位角，可以使进入到 PBS 的光仍然无法穿透 PBS，由此说明快轴或者慢轴为竖直方向，由此我们可初步标定四分之一波片快慢轴方向，但是具体是哪个方向无法确定。之后我们调节两个四分之一波片角度，使之重合（或垂直）且都和水平成 45° 角。实验发现，如果快轴垂

直，则偏振不变，如果快轴重合，则偏振没有完全变成水平。这说明对于实验用的紫光，四分之一波片不能准确使平行于快慢轴的偏振光相位相差 $\pi/2$ ，但是却能够实现可逆操作，没有引入混乱的相位差。因为直接测量四分之一波片对紫光引入的相位差比较繁琐，为了调整四分之一波片在正确的角度，我们让激光通过两个四分之一波片再通过 45° 的偏振片，观察通过偏振片的光强，通过 walk step by step 的方式寻找光强极小值，即反复调节两个波片的方位角，每次调节都找到调整该波片所能达到的光强最小值。这样的调节方法是基于我们的如下想法：透过光强是调节参数的连续函数，在参数空间偏离光强极小值不远时（或参数空间光强只有一个极小值）能够通过扫描参数的办法找到最小值。实验中发现，我们能够找到光强的极小值，但是这极小值不为 0。这可能来自于偏振片和波片的不理想性，四分之一波片对于紫光的变换矩阵可能存在非对角元，最终的出射光可能无法变成线偏振。

批注 [swb31]: 事情变得越来越复杂了。原来我们之所以借了半波片起偏器，还借了激光器就是因为用了较大功率的激光器，直接扔了一部分光强，并拿到足够光强的我们需要的偏振态。那时没觉得有这么复杂的啊。

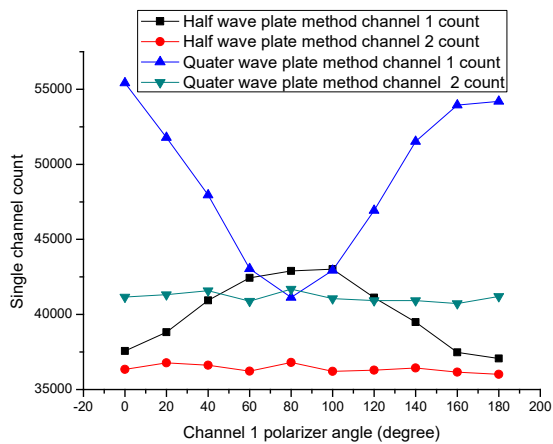


图 17 四分之一波片、半波片单通道计数对比

单通道的计数对比见上图，和在 BBO 之后加半波片的方法相比，四分之一波片法的单通道计数的大小相对不错，比我们预想要好，符合计数率不高，性噪比下降，如下图所示。我们认为可能是引入两个光学器件造成了下转换光子出射光锥的移动，或者入射的光偏振不纯。

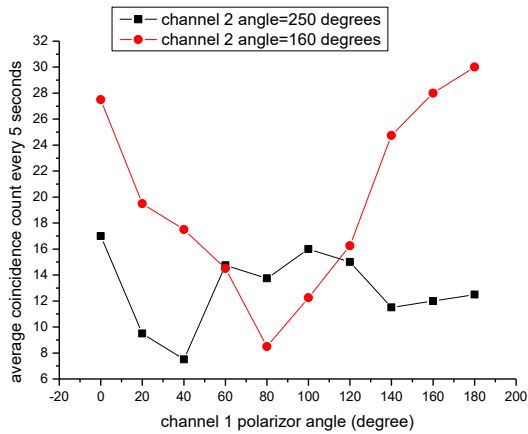


图 18 四分之一波片方案符合计数变化曲线

我们尝试对四分之一波片方案进行改进，加上偏振片进行进一步的纯化，但是结果是计数率过低，累计 20s 的符合计数仍然只有个数位，因此方案失败。

四、总结

我们的实验方案虽然不尽人意，但是我们在实验过程中发现了许多量子纠缠实验应该考虑到的问题，总结如下：
 反打激光应该在 BBO 上与入射激光重合；
 反射镜会影响下转换光子偏振（解决方案为加半波片，前提是 BBO 角度准确）；
 旋转 BBO 镜架过程中，BBO 的反射光点沿某一圆周移动，调整镜架俯仰不影响其半径，说明 BBO 法向与镜架法向有夹角，且 BBO 晶体缺乏足够的旋转对称性（解决方法：探索黏合的两片 BBO 的相对位置，纳入对于结果的预测当中从而进行修正）；
 未进行任何操作时单通道计数随时间递减（解决方法：加快测量）；
 紫光入射半波片会有其它频率的散射光（污渍，热效应）（解决方法：自制中心挡光棒）；
 紫光入射长通滤光片产生杂光；
 无关杂光会产生符合误计数；
 两个四分之一波片和一个半波片相比能减少能量损耗；
 四分之一波片对紫光能实现可逆操作但不是理想的四分之一波片（解决方法：使用 walk step by step 的方法）；
 偏振片不理想，偏振片对紫光吸收较强；
 在前部光路中加上镜片有可能使光锥移动。而对于实验的后续改进还能有以下几点：
 更精确地确定 BBO 光轴角度，测量两片 BBO 的相对位置以作修正；
 利用 PBS 纯化入射光；
 四分之一波片法矫正光锥位置；
 加上光功率计记录激光功率变化以作修正；
 测量下转换光子偏振的具体变化；
 利用 quantum tomography 测量密度矩阵；
 实现自动化测量，增加数据量（给偏振片加装电机）。

批注 [swb32]: 嗯，想这么做不借激光器好像不行，以前咱们实验室试过了。。。不过已经申请了新激光器，并得到了批准，估计很快就换了。

批注 [swb33]: 很重要，嘱咐过你们的，在说到模式匹配时候，强调的三光点对位

批注 [swb34]: 你们说的没错，但是不加这个手段，教学实验能完成，就是纠缠元品质差了。

批注 [swb35]: 不太好做，手有点笨，粘坏了，成本不低，舍不得搞了。。不过以后还会搞得

批注 [swb36]: 这个一直在怀疑各种原因，但是一直不确切，说实话我现在也说不清具体什么原因

批注 [swb37]: 搞掉杂光对 I 类源显得更加重要。

批注 [swb38]: 你这个的含义，我没弄明白

批注 [swb39]: 接受你的建议，在适当的时候，逐步改进设备

五、参考文献

- [1] Andrea Crespi, Roberto Osellame, Roberta Ramponi, Daniel J. Brod, Ernesto F. Galvao, Nicolo Spagnolo, Chiara Vitelli, Enrico Maiorino, Paolo Mataloni and Fabio Sciarrino. *Nature Photonics* 7: 545-549 (2013)
- [2] E. Martin-Lopez, A. Laing, T. Lawson, R. Alvarez, X. Q. Zhou, and J. L. O'Brien, *Nature Photonics* 6, 1 (2011).
- [3] 实验讲义
- [4] Dietrich Dehlinger and M. W. Mitchell. *American Journal of Physics* 70, 903 (2002);
doi: 10.1119/1.1498860

量子纠缠实验

指导老师：孙文博

基科物理 32 蒋文韬 2013011717

合作：基科物理 32 熊昊楠 2013012211

2015 年 12 月 30 日

摘要

摘要：本实验中我们了解了量子纠缠态的概念，性质与运用，学习了光子纠缠源的性质及产生原理以及相关非线性光学的知识，测定了符合计数曲线与 CHSH 不等式，并进一步通过理论推导对实验数据进行了定性说明，给出了实验数据偏差的原因因为 BBO 轴测定有偏差，并通过理论粗略拟合出了偏差大小。我们进一步验证了反射镜对偏振的影响，并提出与探究了两种解决方案，其中一种结果比较理想，且与相应的理论吻合。

关键词：量子纠缠，CHSH 不等式，单模光纤，符合测量

1 引言

量子纠缠态在量子物理研究领域占据极其重要的地位，同时又是量子信息技术中最基础和核心的内容。量子纠缠实验包含丰富的物理内容，如量子纠缠态的本质及其性质，EPR 佯谬和 Bell 不等式在量子力学发展中的作用，非线性晶体中的 I 类和 II 类自发参量下转换，以及参量过程中相位匹配的物理内涵及其实现方法。同时，量子纠缠实验也利用了多种现代实验技术，如偏振纠缠光子对的产生机理及测量方法，激光技术，光纤耦合技术，单光子探测与符合测量等技术，是一个技术综合、内容开放的实验。通过这次实验，我们不仅更加深入地理解了上述物理内容，锻炼了上述技能，也在实验过程中发现了诸多问题并逐一尝试解决，锻炼了探究与实验的能力。

2 实验目的

1. 了解量子纠缠态的概念，性质与运用。
2. 学习量子通信的基本原理与过程，了解与量子通讯相关的基本概念与知识。
3. 学习光子纠缠源的性质及产生原理以及相关非线性光学的知识。
4. 了解光纤传输与耦合的理论与技术以及单光子计数的原理与技术。
5. 学习对光子纠缠源产生的光子纠缠对比度的符合测量方法

3 实验原理

3.1 量子纠缠态的性质

量子纠缠态是复合体系中常见的一种态，具有相互关联的不可分性与非定域性等奇异特性。对处于一个纯态的两个子系统之一进行测量，虽然不对另一个子系统产生直接的相互作用，但却包好了另一子系统的信息，并在瞬间改变了另一子系统的描述。因此纠缠态的关联是一种超空间的、非定域的关联。

由于量子纠缠是量子信息科学的基础和核心，所以实验上制备纠缠态并研究其性质进而应用于量子信息各个领域就具有特别重要的意义。

3.2 量子纠缠态的制备方法

任何可以控制相互作用的量子系统之间均可产生纠缠，但对微观量子系统进行可控操作并不容易。实验上技术最成熟，应用最广泛的是用光学手段产生纠缠态。其中利用非线性晶体中的自发参量下转换 (SPDC-spontaneous parametric down-conversion) 过程实现双光子纠缠的产生与操纵的探测简便，纠缠纯度高，应用最为广泛。

3.3 验证量子纠缠态的非局域性质

1965 年，Bell 从定域实在论和有隐变量存在两点出发，二粒子自旋纠缠态关联函数满足的不等式，为基于隐变量与定域实在论的理论遵守而量子力学不遵守。1969 年，CHSH 不等式被提出，更容易检验。

对于 4 个测量方向 a, a', b, b' ，则关联函数 P 满足关系式

$$S = |P(a, b) - P(a, b')| + |P(a', b) + P(a', b')| \leq 2 \quad (1)$$

上式即为 CHSH 不等式。本实验利用 BBO 晶体下转换产生的双光子偏振纠缠态的相关性计算 CHSH 不等式中的 S 值：

$$S = |P(\theta_1, \theta_2) - P(\theta_1, \theta'_2) + P(\theta'_1, \theta_2) + P(\theta'_1, \theta'_2)| \quad (2)$$

其中关联函数 $P(\theta_1, \theta_2)$ 表示为符合计数的关系式：

$$P(\theta_1, \theta_2) = \frac{C(\theta_1, \theta_2) + C(\theta_1^\perp, \theta_2^\perp) - C(\theta_1, \theta_2^\perp) - C(\theta_1^\perp, \theta_2)}{C(\theta_1, \theta_2) + C(\theta_1^\perp, \theta_2^\perp) + C(\theta_1, \theta_2^\perp) + C(\theta_1^\perp, \theta_2)} \quad (3)$$

其中 $C(\theta_1, \theta_2)$ 即为 A、B 两路偏振片角度分别为 θ_1, θ_2 时的符合计数。

实验上对 Bell 不等式的测量与验证是对量子力学基本原理最有力的说明，对量子信息安全性的保证有重要意义。

3.4 非线性光学效应

在非线性介质中，极化率可展开为电场强度的幂级数，即具有非线性光学效应，如光学二次谐波，光学和频与差频，光学参量放大与振荡。

光学参量放大为泵浦光与信号光发生两次差频效应，在满足相位匹配的条件下，泵浦光的能量即可不断耦合到信号光与空闲光中。三波相互作用满足能量守恒，介质只起媒介作用。

3.5 自发参量下转换

自发参量下转换光场产生原理类似参量混频，但有本质区别。它由单色泵浦光与量子真空噪声对非中心对称非线性晶体综合作用产生，可理解为自发辐射的参量放大过程。理论与实验均表明 SPDC 过程产生的双光子具有量子相关性，具有频率、时间、偏振与自旋纠缠特性以及全同的时间涨落。

一般情况下，参量下转换产生纠缠光子对效率低，因此有若干改进的 SPDC 方案。本实验任务包含了 I 类与 II 类相位匹配方法，我们在进行 I 类源的实验过程中发现了一些问题并进行了较深入的探讨，因此主要进行了 I 类源的实验部分。

3.5.1 相位匹配

即参量相互作用中能量，动量均需守恒：

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (4)$$

$$\vec{k}(\omega_p) = \vec{k}(\omega_s) + \vec{k}(\omega_i) \quad (5)$$

上两式同时成立即需借助晶体的双折射。

单轴晶体的折射率椭球是一个旋转椭球。调节光传播方向与晶体光轴的夹角即可实现相位匹配，称为角匹配。由于晶体折射率与温度相关，因此有时也采用温度匹配。

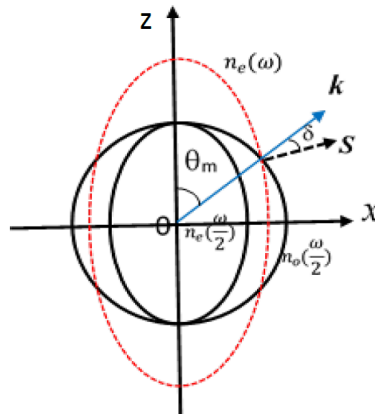


图 1: I 类共线简并下转换的相位匹配

负单轴晶体中频率为 $\omega/2$ 与 ω 的两束光的折射率如上图所示，前者由较小的椭球面 $n_e(\omega/2)$ 与球面 $n_o(\omega/2)$ 构成，后者由较大的椭球面 $n_e(\omega)$ 与球面 $n_o(\omega)$ 构成，仅椭球面 $n_e(\omega)$ 与球面 $n_o(\omega/2)$ 相交，因此下转换光都是 o 光，且交点方向即是能实现相位匹配的光波共线传播的方向，其与光轴所成角 θ_m 称为匹配角。

3.5.2 I 型与 II 型自发参量下转换

I 型参量下转换产生沿泵浦光轴呈锥状分布的光场，在时间，空间和频率上纠缠的双光子态。

II 型下转换采用频率简并情况时产生偏振纠缠双光子对，在非共线匹配时分布为两个圆锥，上半为 o 光，下半为 e 光，两交叉点即为两偏振态的纠缠态。

3.6 走离效应与补偿

晶体中 o 光与 e 光的能量传播方向不同，产生离散角，称为横向走离。两光由于群速度不同而造成传播时间上的走离称为纵向走离。横向走离与纵向走离均可破坏光子对的相干性，因此需采用加入半波片与辅助 BBO，补偿横向走离与纵向走离。

4 实验装置

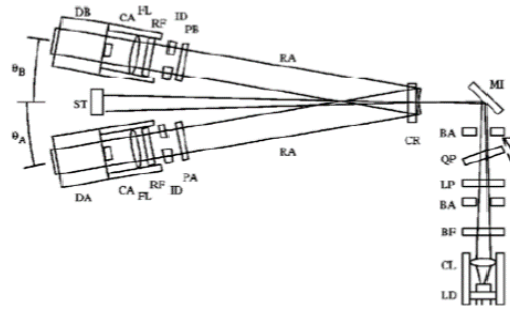


图 2: I 类下转换实验装置示意图

I 类下转换实验装置如图 2 所示。实际实验中所用光路与上图略有不同，激光由泵浦激光器发出，依次经过两个反射镜以调整激光高度与准直。随后激光通过一个长焦透镜将束腰位置调整为 BBO 晶体上。通过 BBO 发生下转换的光子呈半顶角约为 3° 的圆锥分布，分别通过图中 DA, DB 耦合进单模光纤，并通过单光子计数器记录光子到达事件，小于 3ns 的两个光子到达间隔即视为一次符合计数。

实际实验中因光锥顶角较小而单模光纤调整架有一定大小，因此利用一面反射镜改变光路，给调整架留出足够空间。调整架前各有偏振片 PA, PB，用于偏振方向的设定和纠缠对比曲线的测量。

5 实验步骤与结果

5.1 预测量

实验过程中，我们首先利用已经搭好的光路进行了一次调整耦合与数据测量。首先利用单模光纤的调整架微调耦合，使两个单通道的计数分别达到最大。调整后两个单通道的计数分别达到了 33000 个/秒与 60000 个/秒左右。两个通道计数最大值不同的原因为单模光纤之一的接头有磨损所致。调整耦合后进行符合曲线测量，在通道 2 偏振片为 98 和 10 度下调整通道 1 的偏振片角度，测得符合曲线数据与正弦拟合如下

由于是第一次测量，我们并没有过多思考数据记录的方法，直接采用累计 5s 的符合计数读数并记录。通过测量可以看见结果并不是很好，因此我们改进了数据记录方法，从只读取一次数据改为读取 5 次 5s 的符合计数，取平均值作为该角度的 5s 符合计数数值，改进数据记录方法后重新测量的符合曲线如下

可以看到，数据结果有一定程度的改善，偏离拟合曲线较远的数据点的数量有所减小，但区别不明显。另一方面，通道 2 偏振片角度为 98 度的符合计数曲线振幅小于通道 2 偏振片角度为 10 度的符合计数曲线的振幅，说明纠缠光子不为理想的最大纠缠态。

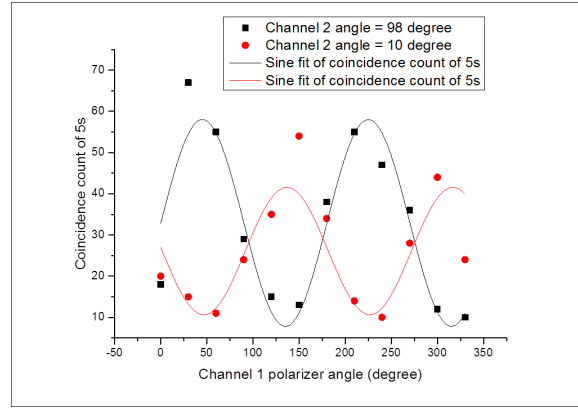


图 3: 单次读数的符合计数曲线测量图

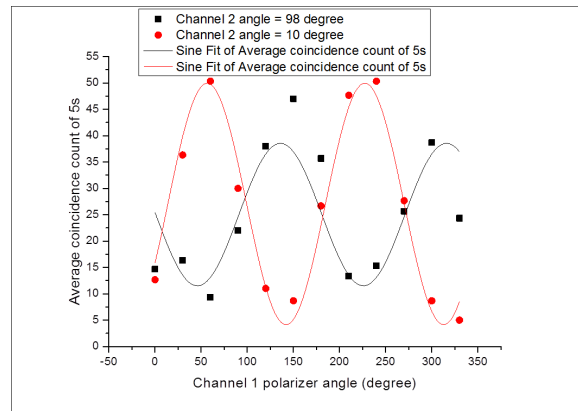


图 4: 5 次读数取均值的符合计数曲线测量图

5.2 确定 BBO 晶体光轴

我们最初采用的方法是保持两个通道的偏振片均为 45 度，旋转 BBO 晶体并观察符合计数。通过寻找符合计数最高的点即为 BBO 晶体两个光轴与出射的下转换光子偏振方向形成的两个主平面在入射光偏振方向左右各 45 度的角度。但实际上之后通过理论计算发现这样测量出的符合计数最大时 BBO 的角度并不是上述的角度，因此这样的测量有一定问题，这也导致我们在重新搭建光路后很快发现了符合计数曲线很不理想的问题，于是对 BBO 重新进行了测量。用上述方法测得的符合计数与 BBO 镜架读数的关系如图5所示。

即 320 度时符合计数达到最大值，因此我们之后用这个度数进行了一些实验数据测量。下面简要说明这种测量方案的问题。通过 BBO 下转换过程出射的纠缠光子对的状态为

$$|out\rangle = \sin\theta |HH\rangle + \cos\theta |VV\rangle \quad (6)$$

其中 H, V 为两个互相垂直的主平面的方向的偏振态， θ 为旋转 BBO 导致的主平面与入射偏振方向，即竖直方向，的夹角，我们希望确定 $\theta = \pi/4$ ，这样出射的光子即为最大纠缠态。为得到测量结果，我们需要将出射的光子态变换到偏振片的本征态为基的表示之下。计通道 1(通道 2) 偏振片与入射偏振方向

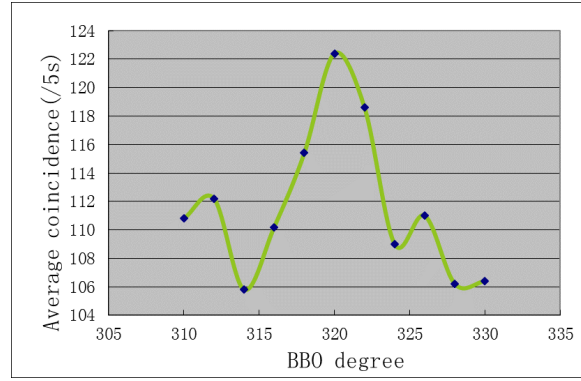


图 5: 符合计数与 BBO 镜架读数关系曲线测量图

夹角为 $\alpha(\beta)$, 则有

$$|H\rangle = \cos(\theta - \alpha) |+\rangle_1 - \sin(\theta - \alpha) |-\rangle_1 = \cos(\theta - \beta) |+\rangle_2 - \sin(\theta - \beta) |-\rangle_2 \quad (7)$$

$$|V\rangle = \sin(\theta - \alpha) |+\rangle_1 + \cos(\theta - \alpha) |-\rangle_1 = \sin(\theta - \beta) |+\rangle_2 + \cos(\theta - \beta) |-\rangle_2 \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \therefore |out\rangle &= [\sin\theta \cos(\theta - \alpha) \cos(\theta - \beta) + \cos\theta \sin(\theta - \alpha) \sin(\theta - \beta)] |+\rangle_1 |+\rangle_2 \\ &+ [\cos\theta \sin(\theta - \alpha) \cos(\theta - \beta) - \sin\theta \cos(\theta - \alpha) \sin(\theta - \beta)] |+\rangle_1 |-\rangle_2 + \dots \end{aligned} \quad (9)$$

其中 9 式为我们推导以及后续推导的主要依据。记 9 式中 $|+\rangle_1 |+\rangle_2$ 态与 $|+\rangle_1 |-\rangle_2$ 态的系数分别为 C_{++}, C_{+-} , 则符合计数的个数即与 $|C_{++}|^2$ 成正比, 单通道的计数则与 $|C_{++}|^2 + |C_{+-}|^2$ 成正比, 即

$$P(\text{coincidence}) = [\sin\theta \cos(\theta - \alpha) \cos(\theta - \beta) + \cos\theta \sin(\theta - \alpha) \sin(\theta - \beta)]^2 \quad (10)$$

$$P(\text{singlechannel}) = |C_{++}|^2 + |C_{+-}|^2 = \sin^2\theta \cos^2(\theta - \alpha) + \cos^2\theta \sin^2(\theta - \alpha) \quad (11)$$

对于我们的测量, 即为 $\alpha = \beta = \pi/4$, 因此

$$P(\text{coincidence}) = [\sin\theta \cos^2(\theta - \pi/4) + \cos\theta \sin^2(\theta - \pi/4)]^2 \quad (12)$$

作出 $P(\text{coincidence}) \sim \theta$ 图如图6所示。

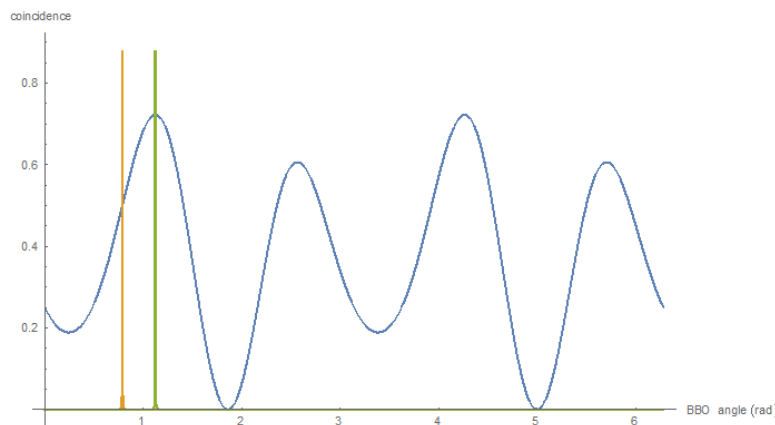


图 6: 理论计算符合计数与 BBO 镜架读数关系曲线图

可以计算得符合计数的理论最大值在 64.23° 左右取得, 与 45° 相差 20° 。图6中的黄线即为 BBO 45° , 而绿线为 BBO 角度使符合计数最大时的值。实验上 BBO 晶体 340° 时测得了较好的符合

计数曲线，即对应理论的 45 度，因此按照这种方法测出的符合计数最大值对应 BBO320 度，与 340 度相差了 20 度，和理论计算相符。

另一方面，在之后光路的调节过程中，我们发现旋转 BBO 镜架过程中，BBO 的反射光点沿某一圆周移动，且调整镜架俯仰不影响其半径，说明 BBO 法向与镜架法向有夹角。在上述测量过程中我们没有刻意观察 BBO 反射光点变化情况，若正入射情况变化，则也会影响实验测量结果。

我们在发现 BBO 光轴测量有误后，改用了另一种测量方法，仍旋转 BBO，但记录单通道的计数值，而偏振片角度为水平，即 $\alpha = \pi/2$ 。此时

$$P(\text{singlechannel}) = \sin^2 \theta \cos^2(\theta - \alpha) + \cos^2 \theta \sin^2(\theta - \alpha) = \sin^4 \theta + \cos^4 \theta \quad (13)$$

作出 $P(\text{singlechannel}) \sim \theta$ 图如图7所示。

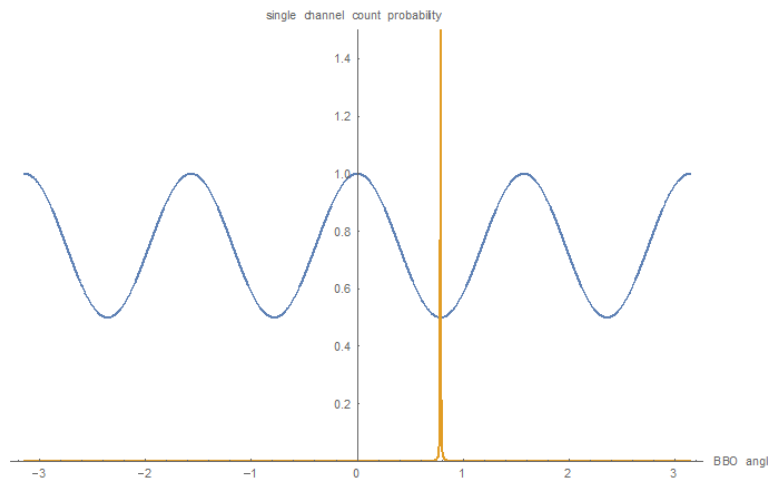


图 7: 理论计算单通道计数与 BBO 镜架读数关系曲线图

可计算得单通道计数最小时 $\theta = 45^\circ$ ，即图中黄线所示。因此，直接测量单通道最小值时的 BBO 角度，即为主平面与竖直方向呈 45 度时的角度，也即出射光子为最大纠缠态的角度。由于转动 BBO 后正入射产生偏差，因此实际测量中我们分别测量了两组数据，分别为转动 BBO 后立刻调整正入射与转动 BBO 后不调整正入射，测的数据如图8所示。

可以看到，调整正入射对测量情况有一定影响，曲线整体趋势受影响较小。但曲线整体形态与理论计算结果也有较大偏差，我们怀疑为 BBO 的各向同性性质不佳所致。通过测量数据可以得出，BBO 主平面与竖直方向呈左右 45 度时的 BBO 镜架读数为 340 度。

5.3 重新搭建光路与符合对比度曲线测量

首先通过两面反射镜与两个孔径光阑调节激光的高度与准直，随后安装长焦透镜，并注意调整激光与透镜的正入射关系。随后安装 BBO 并注意调整激光与 BBO 的正入射关系。通过下转换光子形成的圆锥顶角的大小计算孔径光阑的位置，并进行安装，为后续的反打激光调节步骤做准备。随后利用反打激光通过单模光纤射出，通过单模光纤的调节架将反打激光的光点调节到上一步确定好的孔径光阑的位置上。

第一次重新搭建光路完成后，进行测量后结果较差。经过分析我们找出了如下原因：孔径光阑的位置有误差，以及反打激光没有在 BBO 上与入射激光重合。于是我们重新确认了孔径光阑的正确角度，I

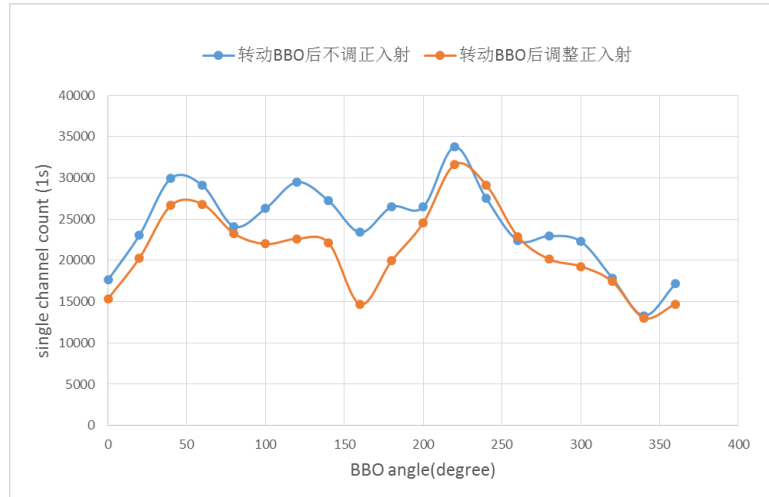


图 8: 单通道计数与 BBO 镜架读数关系曲线测量图

类源为 2.5° [4]。在反打激光的调节步骤中，控制反打激光在 BBO 上与入射激光重合，同时反打激光也通过确认角度所用的孔径光阑。

第二次重新搭建光路并调整耦合之后，我们在 BBO 角度为 320° 与 340° 的情况下再次测量了符合计数曲线，以证实光路调节的效果以及 BBO 光轴的测量情况。结果如图9，10所示。

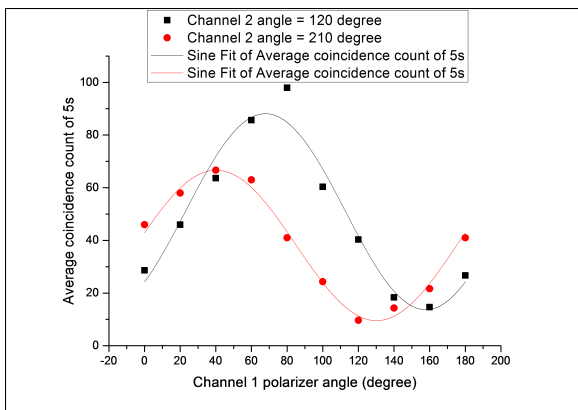


图 9: BBO 320° 时的符合计数曲线

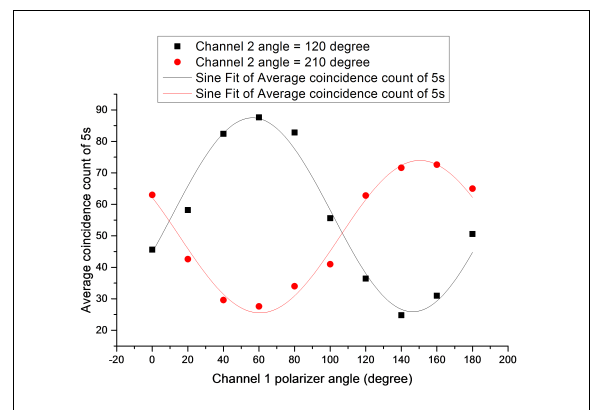


图 10: BBO 340° 时的符合计数曲线

可以看出，BBO 为 320° 时，通道二偏振片在 45° 与 -45° 下的两曲线之间有不为 π 的相移，并且幅值有所变化。而 BBO 为 340° 时，通道二偏振片在 45° 与 -45° 下的两曲线之间有近似为 π 的相移。运用公式10进行理论计算，可得理想情况下，即 BBO 主平面方向为精确的 25° 与 45° ，以及偏振片理想且角度精确，理论给出的对应情况的曲线为

明显可以看出理论给出曲线与实验测得曲线大致相符，进一步验证了对 BBO 角度测量情况的判断，以及公式10的正确性。可以看出，BBO 320° 时两曲线具体的相移大小与相对振幅大小与理论结果有一定误差，通过公式可以推导出 BBO 角度不为产生最大偏振态的 45° 时通道二偏振片两个角度的偏差会影响相移与相对幅值。对于 BBO 340° 的情况下，理论给出两曲线应该幅值相等，且不受偏振片角度的误差影响。因此可以得出 BBO 角度的确定仍有一定偏差。

还有一点值得注意，偏振片的旋转也可能对单模光纤的耦合情况造成影响，进而影响单通道与符合计数。随后，我们又发现了旋转 BBO 导致的正入射的问题，在调整 BBO 正入射后，再次测得完整的

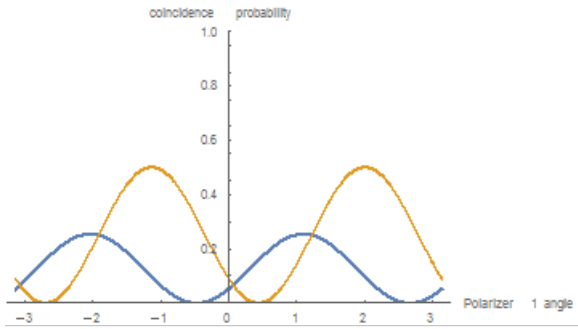


图 11: BBO320° 时的符合计数曲线

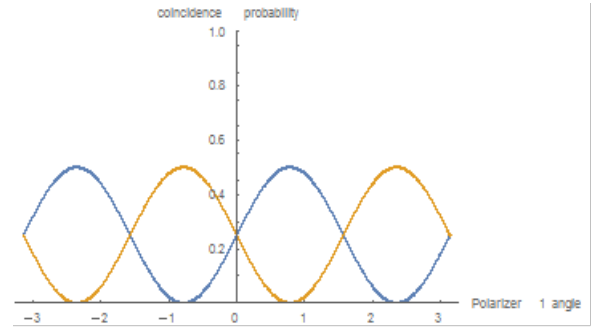


图 12: BBO340° 时的符合计数曲线

符合计数曲线如下。

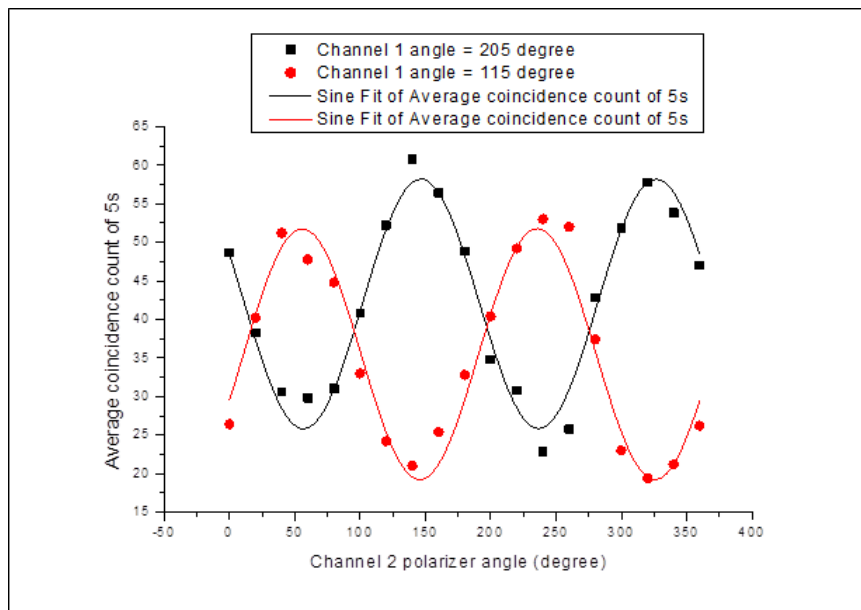


图 13: 单通道计数与 BBO 镜架读数关系曲线测量图

5.4 CHSH 不等式的测量

由实验原理部分推导的公式 2, 3, 参考文献 [2] 中对角度的选取, 我们测量的角度为 $\theta_1 = 92.5^\circ, \theta_2 = 115^\circ, \theta'_1 = 137.5^\circ, \theta'_2 = 160^\circ$ 。调整偏振片到相应角度测量得

$$\therefore S = |P(\theta_1, \theta_2) - P(\theta_1, \theta'_2) + P(\theta'_1, \theta_2) + P(\theta'_1, \theta'_2)| = 2.252 > 2 \quad (14)$$

其中, 考虑到实验误差, 在计算 P 时, 我们从分母的 $C(\theta_1, \theta_2) + C(\theta_1^\perp, \theta_2^\perp) + C(\theta_1, \theta_2^\perp) + C(\theta_1^\perp, \theta_2)$ 中扣除了根据符合计数曲线判断得出的 20count 每 5 秒的背景噪声。

5.5 对反射镜可能影响偏振的问题的探究

在实验过程中我们注意到, BBO 之前的光路中, 泵浦激光经过了两个反射镜, 而 BBO 之后的光路中, 通道二的下转换光子经过了一个反射镜。根据光学的相关知识, 反射镜对于不在入射平面内的偏振

| | $P(\theta_1, \theta_2)$ | $P(\theta'_1, \theta_2)$ | $P(\theta_1, \theta'_2)$ | $P(\theta'_1, \theta'_2)$ |
|-------------------------------------|-------------------------|--------------------------|--------------------------|---------------------------|
| P | -0.197 | 0.975 | -0.992 | -0.088 |
| $C(\theta_1, \theta_2)$ | 191 | 86 | 211 | 149 |
| $C(\theta_1^\perp, \theta_2)$ | 182 | 250 | 70 | 130 |
| $C(\theta_1, \theta_2^\perp)$ | 131 | 226 | 91 | 144 |
| $C(\theta_1^\perp, \theta_2^\perp)$ | 197 | 78 | 207 | 147 |

表 1: CHSH 不等式测量数据

方向的光，可能影响其偏振情况。对于泵浦激光，其偏振性较好，且为竖直方向，因此当反射镜垂直水平面时其处于入射平面内，因此 BBO 前的两个反射镜对激光偏振的影响可忽略不计。我们也通过偏振分束器验证了通过两个反射镜后的泵浦激光，其偏振性很好。

对于 BBO 后光路中的反射镜，我们首先利用反打激光验证了其对偏振的影响。首先使反打激光通过单模光纤射出，垂直通过偏振片后再入射到反射镜。调节偏振片使得入射光的偏振不位于反射镜的入射平面内。首先用另一偏振片检验通过第一个偏振片的偏振，通过旋转第二个偏振片能使透射光光强下降到肉眼不可见，说明线偏振性较好。随后测量经反射镜反射后的偏振光，无论如何旋转检偏偏振片，始终有肉眼可见强度的光线透射，说明经反射后的激光已经丧失了较好的线偏振性。

我们设计了两种方案，其核心思想均为利用波片将出射 BBO 的光子的偏振旋转到水平与垂直方向，这样其偏振便近似不会受反射镜影响。具体可以通过 1、在 BBO 后加 $\lambda/2$ 波片；2、在 BBO 前加 $\lambda/2$ 波片并同步旋转 BBO 这两种方案。我们分别用现有的器材尝试了这两种方案。

5.5.1 在 BBO 后加 $\lambda/2$ 波片

首先，我们利用反打激光确定半波片的快慢轴位置。通过从单模光纤射出反打激光经过一个偏振片起偏后通过半波片，再通过另一个偏振片检偏即可测出半波片的快慢轴对应方向。

完成半波片快慢轴的测量后，我们将快轴置于与竖直方向呈 22.5° 方向，理论上即可将 $|H\rangle, |V\rangle$ 方向的偏振反射到水平与竖直方向。设置好半波片后，我们观察到单通道计数上涨了 20 余倍，达到 200000 左右，符合计数也成相同比例上涨，达到 900 左右。转动偏振片观察符合计数，发现没有明显变化且变化不规律，实验数据如图14所示。

进行分析后认为，半波片反射的部分泵浦激光多次反射并进入了光纤导致计数增多，因此我们转动半波片使正入射条件破坏，即多次反射光不再能通过半波片，此时计数下降为转动前的一半左右。进一步旋转半波片角度，发现计数率明显下降，甚至能回复到正常值。更细致的观察发现，把半波片转动到某些角度时，入射紫光处可以看到红光。因此我们进一步猜想为镜片不净导致产生其他频率的杂散光。取下半波片仔细观察后我们发现其上有两处明显污渍，用酒精擦拭较难去除。因此我们选择了等效的半波片角度并避开污渍。此时计数率征程，但随时间显著增加。重新旋转或移动半波片后计数再次回到正常值并开始上升。因此我们推测该现象为泵浦激光加热了半波片产生热辐射所致。于是我们将长通滤光片加入 BBO 和半波片之间，希望能过滤掉泵浦激光，即可避免半波片发出杂光。

加入长通滤光片后，各通道计数更大，单通道达到了 430000 左右，而符合计数达到了 7000 左右，如图15所示。

因此，长通滤光片也有产生杂光的问题。同时也说明了杂光太强时会产生错误的符合计数。我们使用两束不同的激光掠射单模光纤耦合器，当单通道计数达到 1 秒几万的数量级时，即开始产生几十数量级的符合计数。因此，我们需要新的方法避免泵浦激光照射到半波片上。

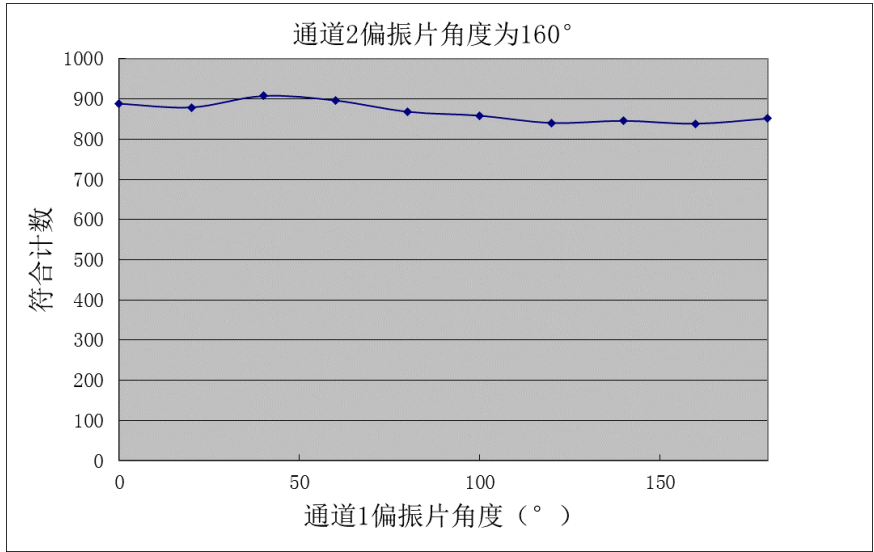


图 14: 符合计数与偏振片角度关系曲线测量图

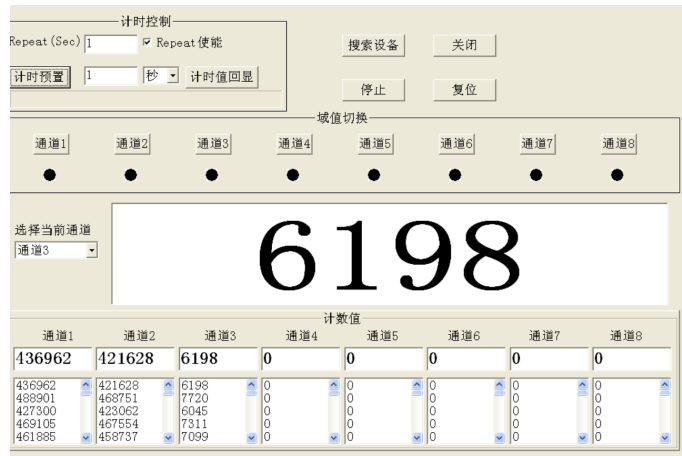


图 15: 加入长通滤光片后计数软件截图

经过思考我们决定将一根黑色细杆粘到半波片镜架上，使其经过半波片转轴，即可遮挡住经过 BBO 未发生下转换的泵浦激光。同时，我们用反打激光仔细调整了半波片与挡光棒的位置，使其遮挡住泵浦激光的同时不会遮挡住反打激光，也即不会遮挡住下转换的光子。改进后的光路有效解决了杂散光与热辐射的问题，计数率恢复到正常水平。于是我们在新的光路下进行了符合曲线的测量，测量结果如图16所示。可以观察到纠缠度下降，因此我们移走半波片进行了对照实验，测量了通道二偏振片为三个角度下的符合计数曲线。

在半波片理想且角度准确的情况下，出射的纠缠光子偏振方向关于 22.5° 方向镜像反转，可推导得式10中因换坐标系，即包含 α, β 的三角函数中的 θ 被变换为 $\pi/4 - \theta$ ，即

$$P(\text{coincidence}) = [\sin \theta \cos(\pi/4 - \theta - \alpha) \cos(\pi/4 - \theta - \beta) + \cos \theta \sin(\pi/4 - \theta - \alpha) \sin(\pi/4 - \theta - \beta)]^2 \quad (15)$$

由式15对实验中所用的水平与竖直方向检偏代入对应的 α, β 值，调节 θ 可得图18，其中使用的 θ 为 35° 。另一方面，通过符合曲线可以看出，BBO 的角度设置还是没有达到准确的能产生最大偏振态的 45° ，通过公式10调整参数可拟合出与实测结果较接近的符合曲线如图19所示。

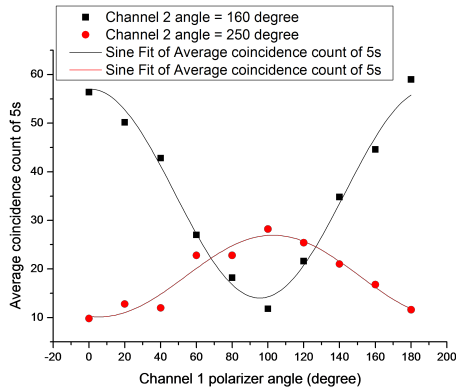


图 16: 加入半波片后符合计数曲线测量图

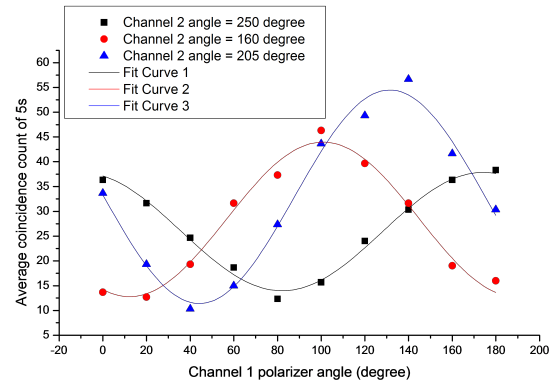


图 17: 未加半波片对照组符合曲线测量图

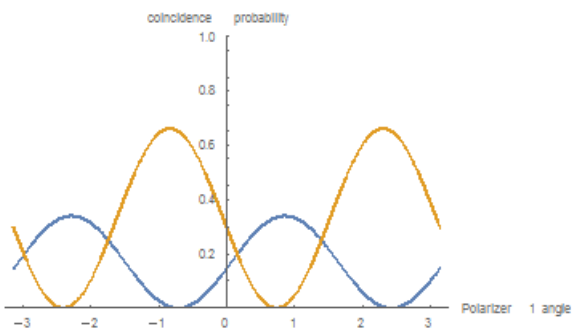


图 18: 理论拟合得加半波片符合计数曲线图

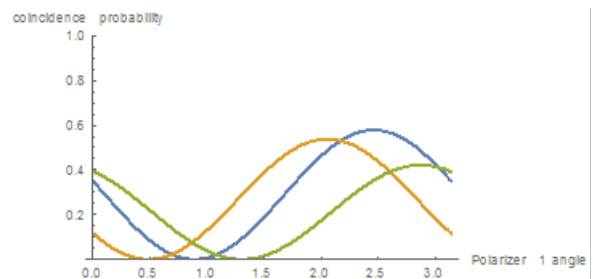


图 19: 理论拟合得未加半波片符合计数曲线图

可以看出理论拟合曲线与实验测得曲线十分相近，拟合得出图19曲线所用的 BBO 角度为 35° ，可以看到两种实验数据所给出的 BBO 方向一致。因此 BBO 正确的角度应该为实验中使用的 340° 再加上 10° 。可以看到，在 BBO 后加半波片的方案是比较成功的，实验测得曲线与考虑 BBO 角度有偏差的理论曲线定性相符很好，说明了公式15与公式10的正确性与半波片的有效性。在 BBO 角度较为准确的情况下，应该能够得到比较好的符合计数曲线。

5.5.2 在 BBO 前加波片

我们的另一个方案为在 BBO 前加波片将泵浦激光偏振旋转到与竖直方向呈 45° 夹角，并且使 BBO 的两个主平面分别为竖直与水平方向，此时出射的下转换光子的偏振方向即为竖直与水平方向的纠缠态，进而近似不受反射镜影响。

首先，我们直接将半波片置于 BBO 前，立即发现半波片对泵浦激光频率的光反射太强，能量损耗较大。因此我们改用其他波片进行尝试，发现四分之一波片的反射光很少，于是我们改用两个四分之一波片来代替一个半波片。通过偏振分束器分出的竖直方向的偏振光，我们对两个四分之一波片的不同角度进行了尝试，发现四分之一波片不能准确使平行于快慢轴的偏振光相位刚好相差 $\pi/2$ ，但可实现可逆操作，即保持通过两个四分之一波片的激光偏振不变。因此我们用一个偏振片以 45° 角检偏，调整两个四分之一波片的角度使透射光最弱，则被检偏的激光即近似为另一方向 45° 偏振的线偏振光。通过实验我们能够观察到透过检偏器的激光强度能够降到很低，但并不完全消失。

利用上述方法得到的 45° 偏振光，我们进行了符合计数测量，结果如图20所示。

可以看到测量结果很不理想，分析认为主要由入射光偏振不纯以及造成了下转换光锥不纯所致。我

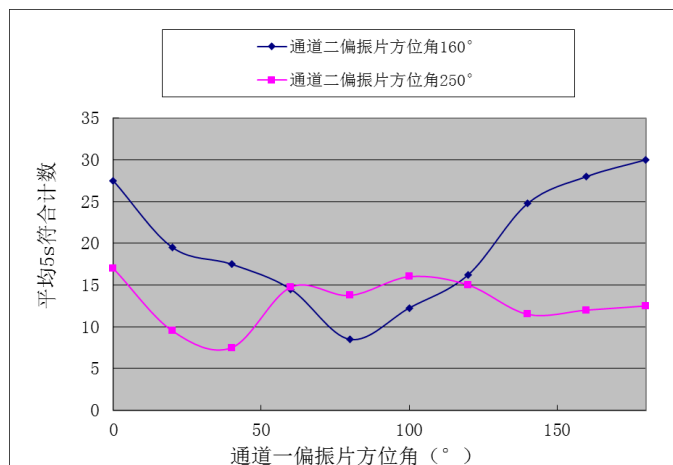


图 20: 加入两个 $\lambda/4$ 波片后的符合曲线测量图

们继续尝试了再加偏振片对偏振进行进一步纯化，但偏振片同样大幅减小了透射光强与计数率，20 秒内符合计数仅为个位数。因此，在 BBO 前加波片调整偏振的方案没有达到理想的效果。

6 总结

通过量子纠缠实验，我们了解了量子纠缠态的概念，性质与运用；学习了量子通信的基本原理与过程，了解与量子通讯相关的基本概念与知识；学习了光子纠缠源的性质及产生原理以及相关非线性光学的知识；了解了光纤传输与耦合的理论与技术以及单光子计数的原理与技术，以及学习了光子纠缠源产生的光子纠缠对比度的符合测量方法。

在实验过程中，我们主要发现了以下注意事项，问题与解决方案：

- 反打激光应该在 BBO 上与入射激光重合
- 无关杂光会产生符合误计数
- 两个四分之一波片和一个半波片相比能减少能量损耗 (对泵浦激光频率)
- 偏振片不理想，偏振片对紫光吸收较强
- 旋转偏振片可能影响光纤耦合情况
- BBO 法向与 BBO 镜架法向有夹角：旋转 BBO 后需调整正入射
- 未进行任何操作时单通道计数随时间递减：加快测量
- 反射镜会影响下转换光子偏振：利用半波片调整出射光子偏振
- 紫光入射半波片会有其它频率的散射光与杂光 (污渍，非线性效应，热效应)：挡光棒

最终，我们完成了基本的 I 类源的实验任务，即测定符合计数曲线与 CHSH 不等式，并进一步通过理论推导对实验数据进行了定性说明，给出了实验数据偏差的原因为 BBO 轴测定有偏差，并通过理论粗略拟合出了偏差大小。我们进一步验证了反射镜对偏振的影响，并提出与探究了两种解决方案，其中一种结果比较理想，且与相应的理论吻合。

6.1 反省

完成实验后，在完成实验报告的过程中，我对我们的实验过程进行了反思，有不少地方都做的不是很好，进而导致了实验效果不是十分理想，因此希望能够通过反思达到以后的实验能够完成得更好的效果。

在实验过程中，我们测量了相当多的数据，而量子纠缠实验的数据测量耗时又是比较多的，特别是每次对光路有所调整后都需要调整单模光纤的耦合情况，因此我们耗费了很多时间在数据测量上，但最终处理数据时用到的数据大概只占了所有数据的三分之二，即意味着我们在实验过程中更加仔细地思考后再进行测量，比尽可能多的测量数据更加高效与节省时间。

另一方面，通过理论对实验测得数据的分析我们能够分析得到 BBO 主平面方向测量的误差大致大小，而实验数据关于理想情况的偏差很大一部分都是 BBO 主平面测量的偏差所致 (因为考虑 BBO 角度后的理论曲线与实验结果定性相符很好)。因此实验过程中应尽可能及时处理数据，并根据已有数据改进实验方案与结果。

我们做的比较好的部分我认为有两点。首先我们发现了实验过程中的许多问题，并尽可能提出了相应的改进方案，并针对反射镜影响偏振这一点深入进行了探究并能够在一定程度上验证我们的想法。另一方面，在完成实验报告的过程中，我们详细了解分析了讲义上说明得并不是十分明确的下转换过程，并推导了较一般情况下的出射纠缠光子态，得到了符合计数概率，单通道计数概率等理论公式，并与实验所测曲线定性相符很好。进一步的，我们的公式适用于一般情况，因此可以通过实验数据拟合出纠缠度的大小，我们的公式也可导出出射光子为经典混态下的符合计数情况，进而可以用于讨论实验中实际测到的非纠缠部分的大小。由于篇幅，时间与精力原因，这一部分没有进行详细讨论。

参考文献

- [1] Dietrich Dehlinger and MW Mitchell. Entangled photons, nonlocality, and bell inequalities in the undergraduate laboratory. *American Journal of Physics*, 70(9):903–910, 2002.
- [2] P Hariharan and BC Sanders. Quantum phenomena in optical interferometry. *Progress in Optics*, 36:49–128, 1996.
- [3] 近代物理实验组. 量子纠缠实验讲义.
- [4] Dietrich Dehlinger and MW Mitchell. Entangled photon apparatus for the undergraduate laboratory. *American Journal of Physics*, 70(9):898–902, 2002.

7 实验数据

表 2: 重搭光路前 BBO340° 符合曲线测量数据

| degree2 | degree1 | count1 | count2 | corelated1 | corelated2 | corelated3 | average |
|---------|---------|--------|--------|------------|------------|------------|-----------|
| 0 | 204 | 23103 | 37096 | 16 | 20 | 21 | 19 |
| 20 | | 23107 | 35580 | 11 | 4 | 10 | 8.333333 |
| 40 | | 23072 | 37371 | 4 | 4 | 6 | 4.666667 |
| 60 | | 23085 | 39965 | 24 | 19 | 11 | 18 |
| 80 | | 22835 | 43148 | 30 | 28 | 31 | 29.66667 |
| 100 | | 22855 | 49985 | 41 | 40 | 41 | 40.66667 |
| 120 | | 22682 | 53982 | 53 | 49 | 47 | 49.66667 |
| 140 | | 22833 | 52601 | 55 | 47 | 36 | 46 |
| 160 | | 22802 | 50468 | 39 | 38 | 32 | 36.333333 |
| 180 | | 23568 | 44007 | 24 | 32 | 15 | 23.66667 |
| 200 | | 22583 | 40216 | 9 | 6 | 10 | 8.333333 |
| 220 | | 22737 | 40498 | 8 | 9 | 9 | 8.666667 |
| 240 | | 23052 | 42829 | 16 | 16 | 23 | 18.333333 |
| 260 | | 22727 | 48179 | 33 | 23 | 18 | 24.66667 |
| 280 | | 23037 | 49528 | 45 | 45 | 63 | 51 |
| 300 | | 22604 | 47782 | 44 | 60 | 49 | 51 |
| 320 | | 22665 | 45279 | 58 | 54 | 54 | 55.333333 |
| 340 | | 22905 | 43024 | 32 | 33 | 33 | 32.66667 |
| 360 | | 22927 | 41047 | 18 | 20 | 12 | 16.66667 |
| 0 | 114 | 14409 | 40830 | 35 | 29 | 38 | 34 |
| 20 | | 14390 | 39319 | 35 | 44 | 32 | 37 |
| 40 | | 14429 | 40021 | 31 | 41 | 38 | 36.66667 |
| 60 | | 14363 | 43339 | 55 | 40 | 43 | 46 |
| 80 | | 14278 | 44986 | 26 | 22 | 25 | 24.333333 |
| 100 | | 14456 | 52892 | 12 | 10 | 12 | 11.333333 |
| 120 | | 14289 | 54293 | 4 | 1 | 4 | 3 |
| 140 | | 14275 | 55286 | 8 | 12 | 6 | 8.666667 |
| 160 | | 14193 | 50469 | 19 | 19 | 14 | 17.333333 |
| 180 | | 14607 | 44506 | 38 | 43 | 27 | 36 |
| 200 | | 14152 | 40082 | 40 | 42 | 45 | 42.333333 |
| 220 | | 14199 | 39767 | 40 | 48 | 51 | 46.333333 |
| 240 | | 14417 | 41284 | 41 | 38 | 43 | 40.66667 |
| 260 | | 14203 | 45840 | 24 | 22 | 25 | 23.66667 |
| 280 | | 14356 | 46455 | 12 | 11 | 13 | 12 |
| 300 | | 14128 | 42804 | 6 | 2 | 9 | 5.666667 |
| 320 | | 14142 | 40256 | 4 | 10 | 3 | 5.666667 |
| 340 | | 14073 | 38966 | 13 | 16 | 14 | 14.333333 |
| 360 | | 14207 | 37967 | 24 | 38 | 45 | 35.66667 |

表 3: 重搭光路前 BBO320° 符合曲线测量数据 1

| degree2 | degree1 | count1 | count2 | corelated1 | corelated2 | corelated3 | corelated4 | corelated5 | average |
|---------|---------|--------|--------|------------|------------|------------|------------|------------|---------|
| 120 | 204 | 34823 | 92629 | 94 | 85 | 95 | 99 | 73 | 89.2 |
| 110 | | 33445 | 99381 | 103 | 121 | 100 | 104 | 120 | 109.6 |
| 100 | | 33079 | 103158 | 125 | 111 | 112 | 88 | 114 | 110 |
| 90 | | 33380 | 102224 | 107 | 113 | 111 | 107 | 114 | 110.4 |
| 80 | | 33029 | 82116 | 95 | 89 | 88 | 112 | 99 | 96.6 |
| 70 | | 33208 | 73471 | 78 | 74 | 75 | 74 | 73 | 74.8 |
| 60 | | 33226 | 64514 | 51 | 52 | 62 | 61 | 49 | 55 |
| 50 | | 32613 | 55550 | 38 | 47 | 47 | 45 | 33 | 42 |
| 40 | | 32727 | 45908 | 27 | 26 | 30 | 33 | 31 | 29.4 |
| 30 | | 32816 | 38450 | 11 | 15 | 21 | 15 | 12 | 14.8 |
| 20 | | 32395 | 33201 | 7 | 5 | 9 | 8 | 7 | 7.2 |
| 10 | | 32290 | 30845 | 11 | 8 | 6 | 7 | 9 | 8.2 |
| 0 | | 31700 | 32347 | 20 | 14 | 15 | 15 | 20 | 16.8 |
| 350 | | 32120 | 35678 | 29 | 14 | 26 | 21 | 22 | 22.4 |
| 340 | | 32016 | 42213 | 37 | 34 | 37 | 48 | 37 | 38.6 |
| 330 | | 31815 | 49306 | 63 | 55 | 54 | 60 | 69 | 60.2 |
| 320 | | 31676 | 59642 | 78 | 80 | 74 | 60 | 65 | 71.4 |
| 310 | | 31592 | 68431 | 88 | 87 | 84 | 76 | 100 | 87 |
| 300 | | 31655 | 80415 | 107 | 100 | 100 | 94 | 122 | 104.6 |
| 290 | | 31527 | 84075 | 122 | 98 | 120 | 110 | 97 | 109.4 |
| 280 | | 31349 | 86471 | 113 | 89 | 97 | 95 | 100 | 98.8 |
| 270 | | 31088 | 85747 | 94 | 107 | 113 | 81 | 94 | 97.8 |
| 260 | | 31060 | 82662 | 88 | 89 | 84 | 98 | 92 | 90.2 |
| 250 | | 31198 | 62393 | 76 | 77 | 89 | 75 | 62 | 75.8 |
| 240 | | 30679 | 75448 | 54 | 49 | 61 | 53 | 60 | 55.4 |
| 230 | | 30684 | 63761 | 43 | 39 | 27 | 50 | 53 | 42.4 |
| 220 | | 30917 | 52064 | 27 | 22 | 20 | 23 | 27 | 23.8 |
| 210 | | 30809 | 42287 | 19 | 20 | 8 | 15 | 15 | 15.4 |
| 200 | | 30727 | 35579 | 13 | 9 | 10 | 8 | 11 | 10.2 |
| 190 | | 30465 | 32594 | 7 | 10 | 11 | 8 | 11 | 9.4 |
| 180 | | 30765 | 32837 | 6 | 13 | 15 | 17 | 13 | 12.8 |
| 170 | | 30493 | 37439 | 26 | 27 | 27 | 23 | 32 | 27 |
| 160 | | 30347 | 45612 | 31 | 37 | 32 | 35 | 41 | 35.2 |
| 150 | | 30359 | 53165 | 51 | 50 | 52 | 52 | 57 | 52.4 |
| 140 | | 30349 | 68862 | 74 | 58 | 82 | 73 | 80 | 73.4 |
| 130 | | 30611 | 80328 | 76 | 91 | 93 | 83 | 83 | 85.2 |
| 120 | | 30365 | 91039 | 101 | 102 | 91 | 87 | 90 | 94.2 |

表 4: 重搭光路前 BBO320° 符合曲线测量数据 2

| degree2 | degree1 | count1 | count2 | corelated1 | corelated2 | corelated3 | corelated4 | corelated5 | average |
|---------|---------|--------|---------|------------|------------|------------|------------|------------|---------|
| 120 | 114 | 15327 | 90885 | 13 | 19 | 19 | 13 | 12 | 15.2 |
| 110 | | 15336 | 97101 | 22 | 14 | 22 | 20 | 20 | 19.6 |
| 100 | | 15160 | 101228 | 20 | 24 | 16 | 28 | 24 | 22.4 |
| 90 | | 15395 | 1002668 | 24 | 28 | 30 | 34 | 20 | 27.2 |
| 80 | | 15211 | 95302 | 33 | 33 | 25 | 30 | 29 | 30 |
| 70 | | 15041 | 92090 | 37 | 29 | 29 | 40 | 35 | 34 |
| 60 | | 15426 | 75313 | 36 | 32 | 34 | 29 | 26 | 31.4 |
| 50 | | 15030 | 42079 | 36 | 28 | 27 | 31 | 28 | 30 |
| 40 | | 14781 | 38127 | 24 | 22 | 23 | 20 | 23 | 22.4 |
| 30 | | 14989 | 31259 | 18 | 26 | 19 | 21 | 17 | 20.2 |
| 20 | | 14859 | 28832 | 14 | 23 | 12 | 15 | 15 | 15.8 |
| 10 | | 14979 | 25456 | 15 | 11 | 11 | 11 | 15 | 12.6 |
| 0 | | 14850 | 26603 | 7 | 7 | 10 | 13 | 8 | 9 |
| 350 | | 14827 | 29898 | 1 | 6 | 7 | 12 | 10 | 7.2 |
| 340 | | 14769 | 34148 | 6 | 8 | 6 | 5 | 6 | 6.2 |
| 330 | | 14779 | 41521 | 4 | 4 | 3 | 3 | 4 | 3.6 |
| 320 | | 14904 | 47584 | 8 | 4 | 6 | 5 | 6 | 5.8 |
| 310 | | 14843 | 55399 | 9 | 7 | 6 | 8 | 9 | 7.8 |
| 300 | | 14777 | 62798 | 17 | 20 | 14 | 9 | 13 | 14.6 |
| 290 | | 14896 | 73013 | 16 | 15 | 19 | 26 | 17 | 18.6 |
| 280 | | 14797 | 75708 | 24 | 26 | 16 | 17 | 19 | 20.4 |
| 270 | | 14565 | 78784 | 33 | 30 | 16 | 35 | 29 | 28.6 |
| 260 | | 14620 | 73577 | 29 | 26 | 24 | 21 | 35 | 27 |
| 250 | | 14766 | 35673 | 29 | 27 | 32 | 15 | 24 | 25.4 |
| 240 | | 14593 | 62705 | 28 | 20 | 40 | 25 | 33 | 29.2 |
| 230 | | 14896 | 54914 | 22 | 29 | 21 | 36 | 25 | 26.6 |
| 220 | | 14715 | 43656 | 31 | 27 | 19 | 27 | 23 | 25.4 |
| 210 | | 14328 | 37016 | 22 | 17 | 18 | 30 | 12 | 19.8 |
| 200 | | 14755 | 31320 | 11 | 18 | 18 | 18 | 17 | 16.4 |
| 190 | | 14523 | 28426 | 7 | 9 | 14 | 18 | 13 | 12.2 |
| 180 | | 14343 | 29171 | 10 | 8 | 13 | 9 | 5 | 9 |
| 170 | | 14161 | 30372 | 5 | 6 | 3 | 9 | 9 | 6.4 |
| 160 | | 14250 | 40403 | 4 | 3 | 6 | 4 | 5 | 4.4 |
| 150 | | 14827 | 14272 | 0 | 1 | 6 | 2 | 1 | 2 |
| 140 | | 14534 | 62230 | 5 | 10 | 7 | 7 | 6 | 7 |
| 130 | | 14318 | 70901 | 13 | 12 | 9 | 13 | 11 | 11.6 |
| 120 | | 14374 | 75637 | 16 | 19 | 11 | 18 | 12 | 15.2 |

表 5: 重搭光路后 BBO320° 符合曲线测量数据

| ch1 deg | ch2 deg | ch1count | ch2count | corel1 | corel2 | corel3 | average |
|---------|---------|----------|----------|--------|--------|--------|---------|
| 204 | 120 | 76848 | 45439 | 70 | 64 | 64 | 66 |
| 180 | | 51231 | 45052 | 23 | 27 | 30 | 26.6667 |
| 160 | | 34986 | 44968 | 12 | 12 | 20 | 14.6667 |
| 140 | | 29919 | 44368 | 19 | 21 | 15 | 18.3333 |
| 120 | | 39200 | 45077 | 47 | 36 | 38 | 40.3333 |
| 100 | | 59353 | 44518 | 67 | 58 | 56 | 60.3333 |
| 80 | | 78678 | 44854 | 87 | 99 | 108 | 98 |
| 60 | | 89662 | 44718 | 84 | 91 | 82 | 85.6667 |
| 40 | | 86936 | 44620 | 61 | 69 | 61 | 63.6667 |
| 20 | | 71263 | 44473 | 41 | 47 | 50 | 46 |
| 0 | | 50379 | 44672 | 24 | 29 | 33 | 28.6667 |
| 0 | 210 | 50300 | 31124 | 51 | 41 | 46 | 46 |
| 20 | | 71901 | 31154 | 55 | 57 | 62 | 58 |
| 40 | | 86558 | 30918 | 66 | 64 | 70 | 66.6667 |
| 60 | | 90028 | 31110 | 66 | 64 | 59 | 63 |
| 80 | | 79276 | 30863 | 40 | 42 | 41 | 41 |
| 100 | | 59729 | 31125 | 26 | 25 | 22 | 24.3333 |
| 120 | | 39113 | 30852 | 10 | 10 | 9 | 9.66667 |
| 140 | | 29376 | 30768 | 15 | 15 | 13 | 14.3333 |
| 160 | | 34043 | 31486 | 21 | 20 | 24 | 21.6667 |
| 180 | | 52680 | 31028 | 42 | 38 | 43 | 41 |

表 6: 重搭光路后 BBO34° 符合曲线测量数据

| ch1 deg | ch2 deg | ch1count | ch2count | corel1 | corel2 | corel3 | corel4 | corel5 | average |
|---------|---------|----------|----------|--------|--------|--------|--------|--------|---------|
| 0 | 210 | 71998 | 40482 | 70 | 84 | 50 | 50 | 61 | 63 |
| 20 | | 73848 | 40039 | 41 | 36 | 55 | 41 | 40 | 42.6 |
| 40 | | 72993 | 40097 | 28 | 32 | 34 | 23 | 31 | 29.6 |
| 60 | | 70000 | 39580 | 29 | 27 | 27 | 27 | 28 | 27.6 |
| 80 | | 65756 | 39164 | 34 | 37 | 28 | 35 | 36 | 34 |
| 100 | | 60976 | 39221 | 35 | 45 | 38 | 37 | 50 | 41 |
| 120 | | 58520 | 38777 | 62 | 62 | 59 | 74 | 57 | 62.8 |
| 140 | | 58999 | 38523 | 70 | 71 | 68 | 74 | 75 | 71.6 |
| 160 | | 63428 | 38630 | 87 | 78 | 79 | 48 | 71 | 72.6 |
| 180 | | 67822 | 38631 | 54 | 60 | 75 | 69 | 67 | 65 |
| 180 | 120 | 67773 | 41214 | 49 | 48 | 48 | 52 | 56 | 50.6 |
| 160 | | 62869 | 43490 | 39 | 24 | 30 | 34 | 28 | 31 |
| 140 | | 58662 | 43636 | 34 | 28 | 24 | 17 | 21 | 24.8 |
| 120 | | 57318 | 43574 | 39 | 41 | 35 | 33 | 34 | 36.4 |
| 100 | | 59284 | 43275 | 54 | 55 | 57 | 48 | 64 | 55.6 |
| 80 | | 63600 | 43080 | 77 | 81 | 93 | 92 | 71 | 82.8 |
| 60 | | 67401 | 43421 | 81 | 102 | 75 | 84 | 96 | 87.6 |
| 40 | | 69918 | 42869 | 89 | 94 | 70 | 77 | 82 | 82.4 |
| 20 | | 69839 | 43195 | 55 | 50 | 64 | 66 | 56 | 58.2 |
| 0 | | 66864 | 43317 | 35 | 55 | 51 | 44 | 43 | 45.6 |

表 7: BBO 角度测量数据 (未调正入射)

| BBO deg | ch1count1 | ch1count2 | ch1ave | ch2count1 | ch2count2 | ch2ave |
|---------|-----------|-----------|---------|-----------|-----------|---------|
| 0 | 17693 | 17571 | 17632 | 11427 | 11238 | 11332.5 |
| 20 | 22940 | 23196 | 23068 | 8416 | 8200 | 8308 |
| 40 | 30041 | 29854 | 29947.5 | 14638 | 16091 | 15364.5 |
| 60 | 29372 | 28769 | 29070.5 | 19618 | 19619 | 19618.5 |
| 80 | 24275 | 23971 | 24123 | 19948 | 19206 | 19577 |
| 100 | 26551 | 26014 | 26282.5 | 14938 | 14406 | 14672 |
| 120 | 29689 | 29297 | 29493 | 11022 | 11483 | 11252.5 |
| 140 | 27221 | 27223 | 27222 | 13725 | 13672 | 13698.5 |
| 160 | 23622 | 23202 | 23412 | 17373 | 16921 | 17147 |
| 180 | 26669 | 26292 | 26480.5 | 17787 | 18204 | 17995.5 |
| 200 | 26648 | 26278 | 26463 | 11254 | 11245 | 11249.5 |
| 220 | 34295 | 33197 | 33746 | 17187 | 17963 | 17575 |
| 240 | 27403 | 27627 | 27515 | 18451 | 18344 | 18397.5 |
| 260 | 22719 | 22150 | 22434.5 | 18496 | 18079 | 18287.5 |
| 280 | 23149 | 22777 | 22963 | 11680 | 11586 | 11633 |
| 300 | 22298 | 22307 | 22302.5 | 5827 | 5751 | 5789 |
| 320 | 17828 | 17882 | 17855 | 5296 | 5400 | 5348 |
| 340 | 13251 | 13375 | 13313 | 8641 | 8500 | 8570.5 |
| 360 | 17323 | 17002 | 17162.5 | 10649 | 10733 | 10691 |

表 8: BBO 角度测量数据 (调节正入射)

| BBO deg | ch1count1 | ch1count2 | ch1ave | ch2count1 | ch2count2 | ch2ave |
|---------|-----------|-----------|---------|-----------|-----------|---------|
| 0 | 15477 | 15231 | 15354 | 10441 | 10355 | 10398 |
| 20 | 20297 | 20287 | 20292 | 8883 | 8788 | 8835.5 |
| 40 | 26938 | 26413 | 26675.5 | 14113 | 14352 | 14232.5 |
| 60 | 26905 | 26740 | 26822.5 | 18399 | 18510 | 18454.5 |
| 80 | 23530 | 22975 | 23252.5 | 18907 | 18810 | 18858.5 |
| 100 | 22211 | 21779 | 21995 | 13428 | 13239 | 13333.5 |
| 120 | 22382 | 22864 | 22623 | 8798 | 8653 | 8725.5 |
| 140 | 22066 | 22173 | 22119.5 | 11015 | 10813 | 10914 |
| 160 | 14736 | 14622 | 14679 | 11872 | 11739 | 11805.5 |
| 180 | 20080 | 19831 | 19955.5 | 14179 | 14634 | 14406.5 |
| 200 | 24640 | 24454 | 24547 | 12917 | 12894 | 12905.5 |
| 220 | 31873 | 31374 | 31623.5 | 17284 | 17777 | 17530.5 |
| 240 | 29250 | 29012 | 29131 | 18759 | 19059 | 18909 |
| 260 | 23231 | 22583 | 22907 | 16574 | 16131 | 16352.5 |
| 280 | 20347 | 19947 | 20147 | 11447 | 11189 | 11318 |
| 300 | 19423 | 19143 | 19283 | 6482 | 6177 | 6329.5 |
| 320 | 17451 | 17417 | 17434 | 6590 | 6694 | 6642 |
| 340 | 12983 | 13110 | 13046.5 | 9407 | 9700 | 9553.5 |
| 360 | 14975 | 14471 | 14723 | 10137 | 10050 | 10093.5 |

表 9: 加半波片后符合曲线测量数据

| ch1deg | ch2deeg | ch1count | ch2count | cor1 | cor2 | cor3 | cor4 | cor5 | ave co |
|--------|---------|----------|----------|------|------|------|------|------|--------|
| 0 | 160 | 37565 | 36339 | 54 | 56 | 56 | 56 | 60 | 56.4 |
| 20 | | 38822 | 36782 | 51 | 53 | 52 | 46 | 49 | 50.2 |
| 40 | | 40938 | 36614 | 45 | 41 | 39 | 42 | 47 | 42.8 |
| 60 | | 42436 | 36222 | 24 | 33 | 32 | 21 | 25 | 27 |
| 80 | | 42899 | 36802 | 19 | 17 | 16 | 17 | 22 | 18.2 |
| 100 | | 43020 | 36205 | 11 | 8 | 10 | 14 | 16 | 11.8 |
| 120 | | 41124 | 36290 | 22 | 26 | 23 | 15 | 22 | 21.6 |
| 140 | | 39486 | 36441 | 51 | 32 | 32 | 37 | 22 | 34.8 |
| 160 | | 37481 | 36155 | 41 | 47 | 49 | 35 | 51 | 44.6 |
| 180 | | 37063 | 36018 | 54 | 58 | 61 | 61 | 61 | 59 |
| 200 | | 38227 | 36097 | 48 | 47 | 55 | 59 | 53 | 52.4 |
| 220 | | 40403 | 35883 | 39 | 48 | 41 | 30 | 37 | 39 |
| 240 | | 41900 | 35864 | 30 | 34 | 19 | 20 | 27 | 26 |
| 260 | | 42596 | 35945 | 16 | 11 | 13 | 18 | 16 | 14.8 |
| 280 | | 42263 | 35685 | 19 | 17 | 15 | 25 | 13 | 17.8 |
| 300 | | 41058 | 35964 | 29 | 25 | 16 | 20 | 24 | 22.8 |
| 320 | | 39003 | 35700 | 40 | 34 | 33 | 37 | 25 | 33.8 |
| 340 | | 37212 | 35613 | 44 | 44 | 48 | 56 | 48 | 48 |
| 360 | | 37116 | 35401 | 55 | 57 | 58 | 57 | 63 | 58 |
| 0 | 250 | 36616 | 30954 | 7 | 11 | 9 | 14 | 8 | 9.8 |
| 20 | | 37676 | 30665 | 12 | 13 | 16 | 11 | 12 | 12.8 |
| 40 | | 39218 | 30566 | 12 | 15 | 14 | 8 | 11 | 12 |
| 60 | | 41361 | 30509 | 24 | 22 | 15 | 33 | 20 | 22.8 |
| 80 | | 42407 | 30583 | 23 | 27 | 21 | 14 | 29 | 22.8 |
| 100 | | 41896 | 30353 | 23 | 32 | 23 | 30 | 33 | 28.2 |
| 120 | | 42125 | 30556 | 32 | 30 | 26 | 22 | 17 | 25.4 |
| 140 | | 37980 | 29918 | 16 | 20 | 20 | 17 | 32 | 21 |
| 160 | | 36725 | 30151 | 16 | 15 | 17 | 9 | 27 | 16.8 |
| 180 | | 36269 | 30275 | 11 | 11 | 19 | 5 | 12 | 11.6 |

表 10: 未加半波片符合计数曲线对照组测量数据

| ch1deg | ch2deg | count1 | count2 | core11 | core12 | core13 | average |
|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|---------|
| 0 | 250 | 41444 | 35093 | 37 | 35 | 37 | 36.3333 |
| 20 | | 43771 | 33617 | 37 | 33 | 25 | 31.6667 |
| 40 | | 44427 | 33404 | 29 | 22 | 23 | 24.6667 |
| 60 | | 43003 | 33543 | 19 | 20 | 17 | 18.6667 |
| 80 | | 40613 | 33279 | 14 | 14 | 9 | 12.3333 |
| 100 | | 38249 | 33225 | 12 | 18 | 17 | 15.6667 |
| 120 | | 37301 | 33386 | 23 | 25 | 24 | 24 |
| 140 | | 37765 | 33593 | 31 | 28 | 32 | 30.3333 |
| 160 | | 39223 | 33485 | 33 | 35 | 41 | 36.3333 |
| 180 | | 41112 | 33267 | 44 | 35 | 36 | 38.3333 |
| 0 | 160 | 41571 | 36751 | 15 | 14 | 12 | 13.6667 |
| 20 | | 43728 | 36691 | 11 | 12 | 15 | 12.6667 |
| 40 | | 44483 | 36784 | 22 | 17 | 19 | 19.3333 |
| 60 | | 42871 | 36520 | 34 | 25 | 36 | 31.6667 |
| 80 | | 40110 | 36323 | 33 | 45 | 34 | 37.3333 |
| 100 | | 37985 | 36555 | 39 | 53 | 47 | 46.3333 |
| 120 | | 37025 | 35863 | 35 | 40 | 44 | 39.6667 |
| 140 | | 37750 | 36613 | 29 | 36 | 30 | 31.6667 |
| 160 | | 39603 | 36331 | 22 | 18 | 17 | 19 |
| 180 | | 41467 | 36292 | 19 | 12 | 17 | 16 |
| 0 | 205 | 41531 | 38690 | 30 | 38 | 33 | 33.6667 |
| 20 | | 42359 | 39197 | 16 | 21 | 21 | 19.3333 |
| 40 | | 44472 | 39095 | 13 | 6 | 12 | 10.3333 |
| 60 | | 42944 | 38671 | 12 | 15 | 18 | 15 |
| 80 | | 40489 | 38956 | 28 | 25 | 29 | 27.3333 |
| 100 | | 38560 | 38806 | 46 | 46 | 39 | 43.6667 |
| 120 | | 37382 | 38983 | 45 | 55 | 48 | 49.3333 |
| 140 | | 38496 | 39165 | 49 | 62 | 59 | 56.6667 |
| 160 | | 38889 | 38870 | 39 | 45 | 41 | 41.6667 |
| 180 | | 41148 | 38980 | 34 | 23 | 34 | 30.3333 |

量子纠缠实验

实验结果与理论分析

物理 22 李昊元学号: 2012012161 同组人: 马雨玮

综合评价:

1. 实验结果中包含了纠缠点的信息, 故可通过数据处理, 将纠缠信息曲线得到. 从实验结果来看, 这并非一个搭建完美的纠缠源, 甚至可以说是失败的搭建. 但是通过数据处理, 剪除环境型信号, 以取得关注的信息, 这一研究手段运用得很好.
 2. 数据的分析处理作的很好, 有理有据. 但有些问题仍然存疑, 待进一步分析探索.
 3. 实验技术细节上模式匹配的具体操作方法值得推广.
 4. 实验过程中认真、善于思考、理论实践联系紧密.
 5. 对于一类源的建设方案 讨论和 现有实验的预期对于 实验室改进和建设实验很有帮助.
- 总的来看, 不计结果, 这是一次非常成功的设计性、探索性实验过程。

得分建议:

建议趋近满分。

EPR 佯谬与 Bell 不等式

说起量子纠缠, 就不得不回到 100 年前的美国, 在那里, 量子力学的先驱之一, 伟大的思想家科学家爱因斯坦, 他的一番思考开启了量子纠缠百年的纷扰与探究。

深深受到自己创立的相对论的影响, 爱因斯坦在意识到量子力学中的核心概念“测量”是一个非常微妙的概念后, 设想了一个理想实验。假设我们有一对粒子, 我们处在它们的质心系里, 它们是全同的。它们相对运动并最终发生相互作用, 然后又相互分离。此时如果我们测量其中一个粒子的位置, 同时(质心系里的同时)又测量另一个粒子的速度, 那么我们由于动量守恒, 将会得到另一个粒子这个时刻的位置和动量! 这是在量子力学中绝对不会被允许的。当然这里实际上涉及到非常多微妙的概念, 比如量子力学中所谓的测量是什么, 在量子力学中, 上述的测量应当用什么算符表征。同时性的选取是否正确。以及最重要的两点, 动量守恒的使用是否是恰当的, 假如是类空的距离, 这么做是不是意味着信息的传递超过了光速。

要回答这些全部问题，原则上讲是不可能在一篇简短的实验报告中写明的，而且实际上有些问题，到现在我们实际上还在不断地探索，以求获得更加准确的答案，比如说：信息的传递是否可以超过光速。

而且实际上，这些问题，并不完全是量子力学的问题。为了更好地体现这个问题和量子力学的关联，玻姆将上述的问题的等价问题用量子力学的语言重新严格的阐述了一遍。

假设一个双原子分子的总角动量为零，由于内部的作用，两个原子在空间上发生了分离。由于这个过程角动量守恒，所以只能有两种结果：原子 1 自旋向上，原子 2 自旋向下；或者原子 1 自旋向下，原子 2 自旋向上。由于这两种情况根本无法区分，所以其波函数可以写为：

$$|\Psi\rangle_{LZ} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_1|\downarrow\rangle_2 - |\downarrow\rangle_1|\uparrow\rangle_2)$$

当两个原子之间的距离足够远，以至于他们之间不会再有相互作用，此时测量两个原子的自旋，结果发现，无论在什么基矢下测量，这两个原子的自旋都呈现完美的反关联。

而这是与定域实在论相违背的。在很长的一段时间内，量子力学与定域实在论之间的矛盾只能从哲学上加以论述。这种状况一直持续到了 Bell 不等式的出现。

1965 年，Bell 从 Einstein 的定域实在论和隐变量假设出发，得到了二粒子的自旋纠缠态关联函数满足一个不等式。

$$|P(\vec{a}, \vec{b}) - P(\vec{a}, \vec{c})| \leq 1 + P(\vec{b}, \vec{c})$$

与此同时，随着光学实验的迅猛发展，Bell 不等式以及其的变形不等式，已经可被实验检验了。

1972 年，Freedman 和 Clauser 首次利用光学实验，推翻了 Bell 不等式，而实验结果与量子力学的预言相当吻合。从而确立了量子力学的正确性，推翻了因变量理论。尽管在量子信息领域里，实际上仍然存在一定比例的人认为定域实在论尚未被推翻，但是我个人人为他们实验以及之后的类似实验已经成功确立了量子力学的正确性与定域实在论的错误性。

报告内容

- 1、实验涉及的原理与技术（略）
- 2、BBO 晶体主光轴的校定

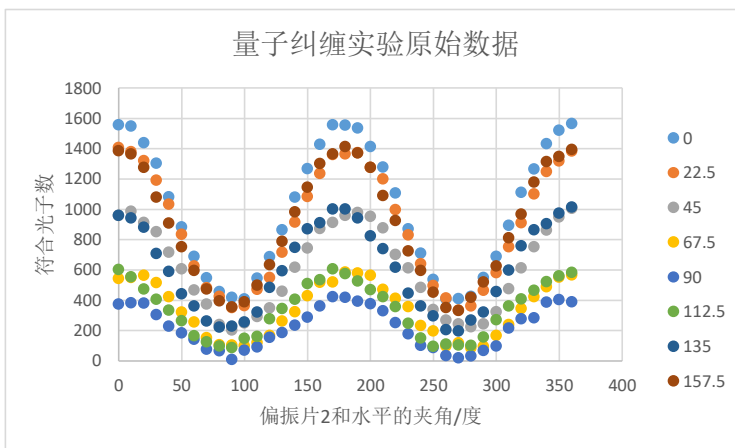
- 3、双光子偏振纠缠态的制备、测量与分析
- 4、未来的实验建设的建议
- 5、实验总结（总结的实验技巧在附录）

实验涉及原理与技术（略，见实验讲义）

- 1、量子通讯基本原理
- 2、自发参量放大与振荡
- 3、相位匹配
- 4、自发参量下转换
- 5、非线性晶体性质
- 6、光纤传输和耦合技术与理论
- 7、单光子计数器原理

双光子偏振纠缠态的制备、测量与分析

经过一系列光路调解，我们组得到了以下的曲线。此时我们组设定的实验参数是，接受角为 2.6 度，凸透镜和 BBO 之间的距离为 50cm。假定激光器波长为 402nm,事后得知并非这个波长。而由于工作时间跨度很大，所以未能确切得知具体的波长。



这个结果和实验讲义中所提到的结果大相径庭。而实际上经过缜密的分析，可以看出这实际上是由于位置摆放有误造成的。尽管得到的量子态不是贝尔态，经过分析可以看出，这

实际上是贝尔态和另一个态的混态。分析如下。

首先观察图表，在偏振片 1 处于水平状态时，偏振片 2 的最大值很大，而偏振片 1 处于竖直状态时，偏振片 2 的最大值很小。而且所有曲线的最小值位置偏差很小，从而可以认为偏振片 2 实际上接收了过多的竖直偏振的光子。而且实际测量时也发现，单路计数随着偏振片的角度有约 30% 的变化，而且最大值时，偏振片均为垂直方向从而可以看出，这个方向上，有 $|V\rangle|V\rangle$ 的光子数。由于这种非纠缠的光子和纠缠的光子的产生机制不同，从而从原则上是可以区分的，所以用于描述整个体系的量子态，应是一个混态而非纯态。

假设 $|V\rangle|V\rangle$ 对应的比重为 A，纠缠态对应的比重为 B，那么整个量子态可以用下面的密度矩阵描述。

$$\rho_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\rho_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0.5 & e^{-i\alpha} & 0 \\ 0 & e^{i\alpha} & 0.5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\rho = A\rho_1 + B\rho_2$$

其中 α 是两路光线的相位差 A, B 平方和为 1，而我们的偏振算子则为

$$S = S_1(\theta) \otimes S_1(\varphi)$$

$$= \begin{pmatrix} \cos^2\theta\cos^2\varphi & \cos^2\theta\sin\varphi\cos\varphi & \sin\theta\cos\theta\cos^2\varphi & \sin\theta\cos\theta\sin\varphi\cos\varphi \\ \cos^2\theta\sin\varphi\cos\varphi & \cos^2\theta\sin^2\varphi & \sin\theta\cos\theta\sin\varphi\cos\varphi & \sin\theta\cos\theta\sin^2\varphi \\ \sin\theta\cos\theta\cos^2\varphi & \sin\theta\cos\theta\sin\varphi\cos\varphi & \sin^2\theta\cos^2\varphi & \sin^2\theta\sin\varphi\cos\varphi \\ \sin\theta\cos\theta\sin\varphi\cos\varphi & \sin\theta\cos\theta\sin^2\varphi & \sin^2\theta\sin\varphi\cos\varphi & \sin^2\theta\sin^2\varphi \end{pmatrix}$$

假设单位时间内，我们得到的有效的光子数为 N，记 $\cos\alpha = x$ (仅仅为了之后的描述方便)。由量子力学的测量公理可以得到，设偶合计数为 C，则

$$C(\theta, \varphi) = N \cdot \text{Tr}(\rho S)$$

$$= N \cdot (A\cos^2\theta\cos^2\varphi + \frac{B}{2}(\cos^2\theta\sin^2\varphi + \sin^2\theta\cos^2\varphi - 2x\sin\theta\cos\theta\sin\varphi\cos\varphi))$$

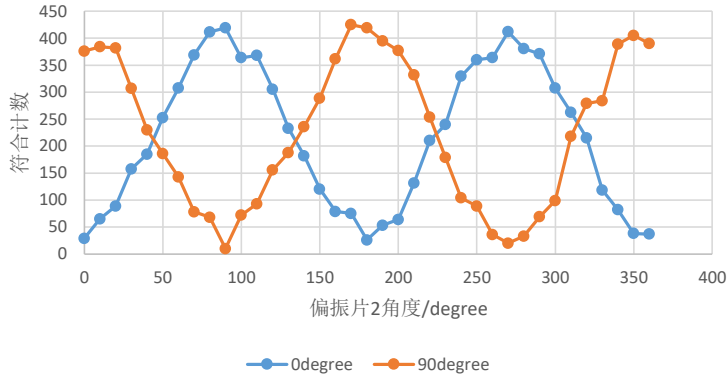
利用这个公式对数据进行拟合处理可以得到。

$$N = 1722.4 \pm 40 \quad A = 0.90 \pm 0.01 \quad x \approx 0.65 \pm 0.1$$

其中 x 不确定度较大，0.1 是变化的上下界。利用拟合得到的数据我们将 $|V\rangle|V\rangle$ 引起的符合计数的影响减去，可以看出，实际上我们得到了八条看起来还不错的曲线。

批注 [swb1]: 这段是整个报告中我存在质疑和不懂最多的段落. 并已找你详细聊过, 故不再多做批注了. 如果有一天, 你弄清楚了这个 w 的信号代表的信息, 请一定记得告诉我哦

表1、符合计数曲线对比



这四幅图片（另外三张见下一页），显示出了漂亮的负相关性。但是可以看出，与一个正常的纠缠源相比，曲线更加不规则，这是由于我们实际上收录了两种状态的光子，但是由于有效的只有一种光子，所以我们在处理的时候减掉了另一种光子引起的理论上的平均计数而留下了另一种光子引起的光子数的涨落，从而要比正常的曲线涨落更大。但是仍然可以看出，涨落的幅度大约为70，这是与之前在调整实验设备室观察到的涨落是一致的。

表2、符合计数曲线对比

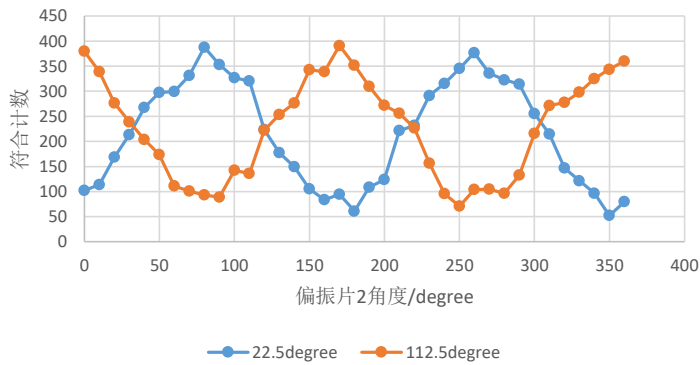


表3、符合计数曲线对比

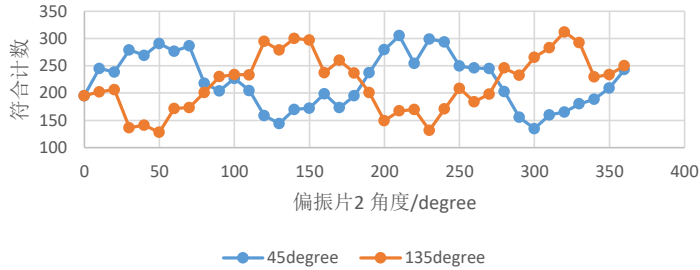
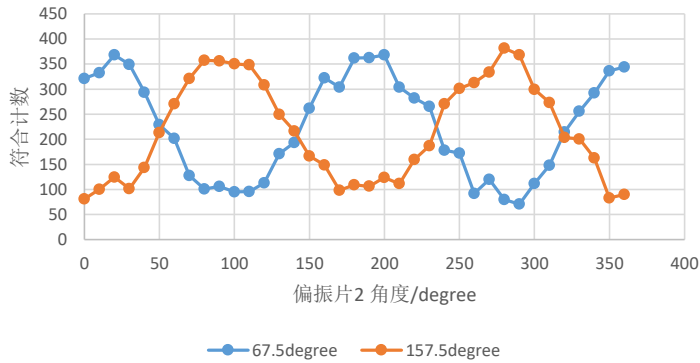


表4、符合计数曲线对比



所以尽管我们的原始曲线远远地偏离了纠缠光子源，但是经过细心地分析和处理，我们仍然得到了纠缠曲线。但是这个纠缠曲线性质比较差，而且涨落太大从而不能进行 CHSH 不等式的验证。而且简单的计算可以得知，该实验结果并没有违反 CHSH 不等式。

而且特别要指出的是，即使本次试验违反了 CHSH 不等式，也不能推翻局域隐变量假设，因为，该实验中使用的单光子计数器的逻辑电路截取的时间尺度是 3ns，从而为了使两个计数器处于类时的时空间隔，必须将两个计数器间隔 90cm，以上，而我们实验室中计数器是并排放置的。从而我们的实验并不能真正意义上攻击或者支持隐变量理论。

批注 [swb2]: 有些疑问,但不太重要

然而我们的实验结果，显示出了和以往实验截然不同的结果，这实际上是可以理解的。

首先，我们最初选取的角度为 2.6 度，这当然是由于初始数据选择错误导致的计算错误造成的。

其次，老师认为只有纠缠点处有符合计数的最大值，但是这并不一定。经过我们的实验，我们发现对符合计数影响最大的因素实际上是模式匹配。实验讲义里也提到了，模式匹配可

批注 [swb3]: 我询问了更专业的人士,这个判据是对的.最大值和大值是不同的,你看到的不是最大值,所以你的论据不足以支持这一结论

以使符合光子数提高几个数量级。在实验过程中，我们组细心地调解水平和模式匹配，使得反打激光从另一路光纤中射出时，就可以照亮十厘米外的屏，同时细心调节光斑使得肉眼无法区分 BBO 晶体上的反打激光和入射激光的光斑大小。在这样的状态下，只要打开单光子计数器，就可以看到接近 700 的符合计数，之后稍微调解各镜片的俯仰，就可使得符合计数上 1500。从而实际上即使是符合计数本身很大，也不能说明纠缠度好。纠缠度好，只能用纠缠度好来检验。我认为之前之所以“似乎可以”用符合计数来判断，完全是因为，模式匹配一开始的时候并没有做的特别好。我们的实验结果表明，尽管现在我们的实验器械远远不如建设之初那样好了，但是粗调使得符合计数上千并没有想象的那样困难。

批注 [swb4]: 模式匹配中你们的做法,实验室会在未来的教学中加以推广,谢谢

未来试验的建设与建议

为了明确实验建议，我们不妨首先分析一下当前的实验设置的几个要点。

- 1、调节水平，经过计算可以看出，BBO 晶体光轴位置若有 1° 左右的变化，大约会有 1 毫米的位置变化。这个距离看起来似乎并不大，但对于实验调节来说，实际上是比较困难的。因而我们最好能够把 BBO 的光轴直接固定到竖直位置，这样将比较有利于调解。
- 2、模式匹配。在我们实验里，感受最深的就是模式匹配对于光子计数的影响。最明显的莫过于，最初的几次，我们没有非常认真地进行模式匹配，则只有非常费时的调节，才能使得计数上升。但是当我们细心地做好模式匹配后，我们发现实际上计数非常容易就上升了。而且从我们的结果可以看出，尽管我们由于没有进行角度计算而简单的使用了另一组告诉我们的计算结果，从而角度偏了，但是这并不影响我们仍然接收到了一部分的纠缠光子。所以在选对角度的前提下，努力做好模式匹配将十分有利于降低实验困难。从而我认为，应当让每一个参加实验的同学都自己计算一下角度，因为在角度对的前提下，做好模式匹配，我相信很快就能得到正确的结果。

批注 [swb5]: 未来会尝试条纹法辅助,如同跟你聊得那样

当然，通过实验讲义可以看出，尽管由上面说的几个建议，但是实验仍然是复杂的，而且，加补偿是一件较为凭经验的事情。所以我觉得不妨改为一类纠缠源。该纠缠源尽管效率较低，但是操作简单，结果清晰，更加适合作为教学实验。下面简单叙述一下我们参考文献后给出的设计方案。

批注 [swb6]: 近期每次都算的,但是局限性也很大,未来结合你们的方法,再做试探

描述将分为三个部分，首先介绍实验设备与实验搭建。第二部分介绍这种方案在实施方

面的利弊。最后证明这个体系给出的是某种意义上的纠缠态。要证明一个体系是一个纠缠态是一件并不平凡的事情。即使是下面介绍的那么简单的体系，要证明它是纠缠态也需要较为深刻的量子测量理论的知识。

1、实验设备与实验搭建

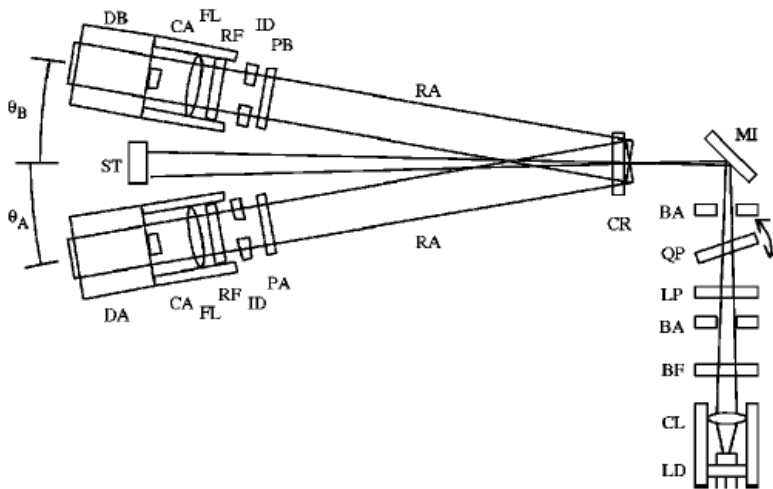


图 1、第一类量子纠缠源实验设备

图中，LD 为半导体激光器，波长为 405nm，CL 可以用焦距为 100 厘米的汇聚透镜。
BF 为高通滤波片，为的是使波长分布更加集中。从而提高光子的纠缠性质。**BA** 是狭缝，目的是调整入射光的模式，是入射光是尽可能好的高斯模。但是实际上 **BF** 和 **BA** 都不是必须的，因为在我们的实验过程中，只要 **BBO** 被放置在会聚透镜的焦点上，就可以实现效率非常高的参量下转换。**LP** 和 **QP** 是为了调制激光器的偏振的偏振片和半波片，由于激光器的偏振性能本身就很好，实际上可以仅仅使用一个半波片。若是觉得偏振度不够好，那么再加上偏振片。**MI** 是反光镜。**CR** 就是产生纠缠光子的晶体，具体结构最后一部分再介绍。**RA** 是铝合金光学滑轨，由于我们有光学面包板，所以完全可以不用，但是我个人认为还是用比较好，这样可以使调解更加简单。当我们想观察不同角度的纠缠状态时，我们只需要转动这个滑轨就可以了。而不用重新调节等高共轴等。至于光纤接收装置，也就是 **RA** 后面的其他设备，完全和 **type-II** 的设备相同。

批注 [swb7]: 这个是为了降噪的

批注 [swb8]: 本学期的量子 1 组其实真正的实验终点就实验就这件事,可惜大家走到一半就没时间了,没有完成

2、实施方面的利弊

简单的介绍了设备后，我们可以看出除了 BBO 晶体外，其他的一切设备都可以直接用 type-II 的设备实现，并且，我个人认为，在不加滑轨的条件下操作难度也会下降很多。

设备下有一个好处，我们可以非常明确地确定纠缠求点的位置，操作变得非常容易预测。只要给定了晶体的参数，由于是第一类源，只要晶体截面和入射光垂直，那么再与入射光水平的方向上，一定能得到偏振纠缠的光子。这就导致，只要模式匹配做的足够好，水平做的足够好，在选定的角度一定能得到纠缠光子。从而即使是不用滑轨等辅助设备，实验操作也变得更加容易预测了。如果得不到想要的结果，假设水平和模式匹配做的非常好（这两个都比较容易实现），那么只有一种可能就是张的角度不对，可能是计算错了，也可能是对角度的时候有失误，无论是哪一种情况都非常容易查明原因。这一点非常适合教学实验。

如果仍希望减少不必要的操作困难，我认为滑轨是非常不错的选择。当然为了能让光纤接受装置放上去，似乎仍需要设计一个或者买一个新的底座。

批注 [swb9]: 什么样的底座

当然这个实验也是有困难的地方的。其一就是纠缠度不高。另一个就是纠缠光子数不够多。首先关于纠缠度的问题，我们稍后再讨论。关于纠缠光子数，由于我们已经知道第一类源的参量下转换的效率比较低，所以纠缠光子数在同样的功率下本来就少，再加上纠缠度不是特别好，所以验证 bell 不等式就比较困难。

3、证明这个设备的结果符合要求

严格来讲，实际上这套设备并不能获得真正意义上的偏振纠缠光子对。当然它产生了纠缠光子，但是这个纠缠并不像想象的那样简单。不过幸运的是，尽管量子纠缠态确实不是偏振纠缠光子，但是这个实验的结果会和真正的纠缠光子的实验结果相同。

批注 [swb10]: 未来会按照就是纠缠态讲,避免麻烦.所以如果你有时间了,如果给出详细的计算和说明,使之严谨,请发回实验室,惠及你的学弟学妹

首先我们观察我们的 BBO 晶体

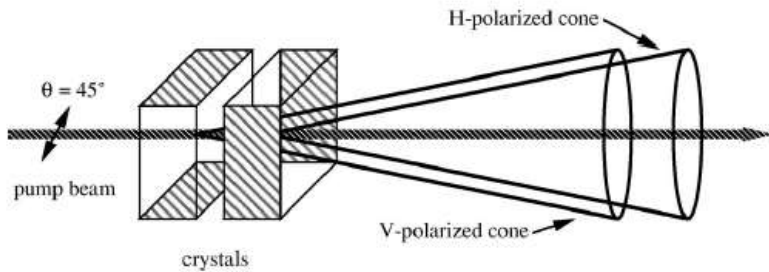


图 2、实验使用的 BBO 晶体

第一块 BBO 晶体的光轴水平，第二块 BBO 晶体的光轴竖直，且均与右侧的截面呈 29° 夹角。且我们的入射光的偏振与水平呈 45° 。那么光子有可能在第一个晶体里下转换产生两个竖直偏振的光子，或者在第二个晶体里下转换产生两个水平偏振的光子。形成右边两个张角相等的圆锥。

假设我们的滤光片足够好，以至于我们真的只有 405nm 的光射入了 BBO 晶体；并且我们用水平对的特别好的小孔只取水平方向出射的光子，那么我们的出射的光子的量子态是

$$|\varphi\rangle = \iint_{x_1 x_2} (|x_1\rangle |VV\rangle + e^{-i(x_2-x_1)\omega} |x_2\rangle |HH\rangle) dx_1 dx_2$$

其中 x_1 表示光子在第一个晶体中发生下转换的位置， x_2 表示光子在第二个晶体中发生下转换的位置。从而我们可以看见，实际上我们得到的两个偏振的确是纠缠的，但是不是之前我们谈论的那种纠缠，而是一种更加复杂的纠缠。

但是正如我前面说的，这样的纠缠态也会带来同样的结果。

首先我们考察，在这种装置中的测量是由什么算符产生的。由于我们的探测器是将一定面积的所有光子都计入所以，实际上探测器不能分辨光子的位置，我们不妨认为探测器把所有光子都吸入了。这样相当于测量对于位置是一个单位算符，从而，实际的读数是

$$N = \overline{\text{Tr}}(\hat{S}) = \int_{x_1 x_2 x_3 x_4} dx_1 dx_2 dx_3 dx_4 \text{Tr}[(\langle VV| \langle x_3| + e^{i(x_4-x_3)\omega} \langle HH| \langle x_4|) S(\theta, \varphi) (|x_1\rangle |VV\rangle + e^{-i(x_2-x_1)\omega} |x_2\rangle |HH\rangle)]$$

批注 [swb11]: 到底应该提高分辨能力还是降低更好?

$$\begin{aligned}
&= \int_{x_1 x_2 x_3 x_4} dx_1 dx_2 dx_3 dx_4 \text{Tr}[\langle VV|S(\theta, \varphi)|VV\rangle \delta(x_1 - x_3) \\
&\quad + e^{-i(x_2 - x_1)\omega} \langle VV|S(\theta, \varphi)|HH\rangle \delta(x_2 - x_3) \\
&\quad + e^{i(x_4 - x_3)\omega} \langle HH|S(\theta, \varphi)|VV\rangle \delta(x_4 - x_1) \\
&\quad + e^{i(x_4 - x_3)\omega} e^{-i(x_2 - x_1)\omega} \langle HH|S(\theta, \varphi)|HH\rangle \delta(x_4 - x_2)] \\
&= l \int_{x_1 x_3} dx_1 dx_3 \text{Tr}[\langle VV|S(\theta, \varphi)|VV\rangle + e^{-i(x_3 - x_1)\omega} \langle HH|S(\theta, \varphi)|HH\rangle] \\
&\quad = |A(\cos^2 \theta \cos^2 \varphi + \sin^2 \theta \sin^2 \varphi)|
\end{aligned}$$

批注 [swb12]: 只是看了,没有具体计算,不过感觉里边有某些近似

这个结果和完全由一个纠缠的贝尔态给出的结果完全相同。从而这个实验尽管无法给出一个真正意义上的纠缠态,但是如果学生不仔细分析,并且认真思考的话,这个实验只会给出和纠缠态相同的结果。

这样我们就论证了这套装置的可行性。

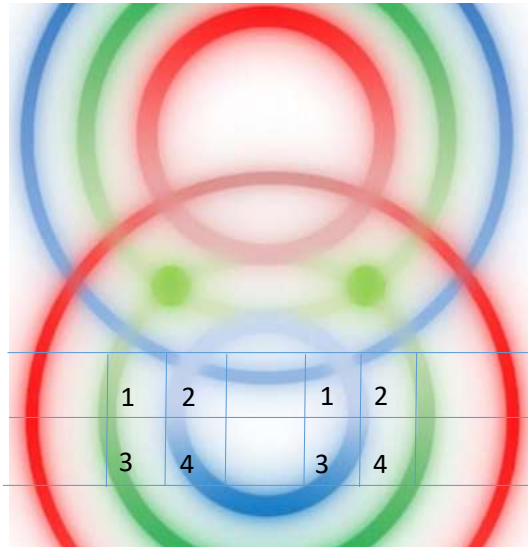
实验总结

经过本次试验,我们获得了一个光子源,尽管看起来符合曲线与标准的光子源有明显的区别,但是经过一系列的处理,我们发现实际上我们可以从信号中分解出纠缠光子的信号的。最后我们就自己的工作体验,提出了一个新实验方案,在新的方案里,实验操作更加简单的了。我觉得这是一个有意义的实验体验。

附录：实验经验总结

尽管我们没有搭出一个纯净的单光子源,但是我们仍然在理论上总结出一些结论,用以指导实验的搭建工作。

我们的主要结果就是,选取如下图中的几个点,分析它们的波函数和密度矩阵,从而给出在这几个点测量时得到的结果。



因为每一个都写下来的话，会特别占用空间，所以我就只写下来图中 1,2,区域之间的结果。首先写出它们的密度矩阵中最主要的组成部分，然后经过之前和我分析我们自己的实验数据的方法同样的方法。我们就可以得到下面给出的表达式，经过拟合就可以得到所在的区域。注意只有在正确的区域里的时候，曲线拟合的参数不确定度才会小。（矩阵的行坐标为 $|V\rangle|V\rangle, |V\rangle|H\rangle, |H\rangle|V\rangle, |H\rangle|H\rangle$ ）

1,1 区（与 2, 2 区相同，但是自变量交换位置）

$$\rho_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \rho_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\rho_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0.5 & e^{-i\alpha} & 0 \\ 0 & e^{i\alpha} & 0.5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$C(\theta, \varphi) = N \cdot A \cos^2 \theta \sin^2 \varphi + \frac{B}{2} (\cos^2 \theta \sin^2 \varphi + \sin^2 \theta \cos^2 \varphi - 2x \sin \theta \cos \theta \sin \varphi \cos \varphi)$$

$$+ N \cdot C \sin^2 \theta \sin^2 \varphi$$

2,1 区

这就是我们实验的区域。

1,2 区

由于在这里，长通滤波片不起作用，所以纠缠态的信号应该被完全淹没在非纠缠光子的信号中。所以

$$C(\theta, \varphi) = N \cdot A \cos^2 \theta \cos^2 \varphi + N \cdot B \cos^2 \theta \sin^2 \varphi + N \cdot C \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + N \cdot D \sin^2 \theta \sin^2 \varphi \\ + \frac{E}{2} (\cos^2 \theta \sin^2 \varphi + \sin^2 \theta \cos^2 \varphi - 2x \sin \theta \cos \theta \sin \varphi \cos \varphi)$$

拟合得到的 E 非常小。并且 $|V\rangle|V\rangle$ 分量造成的影响较大。

当然尽管我们可以进行这种或者那种理论分析，但是由于光场过于复杂，所以仍然很难给出有效的指导信息。想要搭建出优质的光源，仍需要大量的时间精力投入。



清华大学

近代物理实验

设计性实验

实验报告

负单轴晶体

光学性质探究

实验设计人：李昊元

学号：2012012161

指导老师：孙文博

一、引言

1、光的历史

光学是人类文明史上最为璀璨的一颗明珠。这门几乎与西方科学文明一样悠久的学科，在人类探索自然的历程中，一直是人类最为有力的武器。从 11 世纪中叶，阿拉伯人伊本·海赛木发明透镜，到影响深远的牛顿和惠更斯关于光学本质的探讨。从普朗克的腔量子化辐射，到爱因斯坦的光量子假设。更不必谈狄拉克的自发辐射场，深刻的揭示了，真空的本质，将我们带到了量子场论的世纪。可以说，在人类历史上，光学以其无比的魅力，一直走在科学发展的最前端，吸引着每一个时代最伟大的思考者与探索者。


2、晶体中的光

1887 赫兹关于电磁波的伟大实验，证明了电磁场的物质性。作为一种特殊的物质，电磁场和其它具有不同物性的物质相互作用，更是表现出了极为丰富多彩的现象。而这些现象，并不仅仅具有科学上的探究价值，更是往往具有极为巨大的实用价值——半导体、无线电、光纤……可以说，光学已经彻底“承包”了我们的生活。

在各种神奇的现象中，有一类现象格外吸引人们关注——晶体光学。晶体，尤其是单晶，常常由于晶体内在的各向异性，诱导出晶体光学性质的各向异性。这种各向异性，不仅仅具有科学探索的价值，在各种光学仪器中扮演着不可或缺的角色。这里面既包含属于晶体光学本身研究方向晶体定向、晶体结构等探究领域，又有量子信息，量子模拟等应用领域。

3、晶体光学实验

由于经过了近百年的发展，晶体光学的基础理论已经相当完备。尤其是线性晶体光学，以波恩的《光学原理》为代表的一大批经典名著，已经将线性光学的全部知识梳理成了完备而完美的体系。为工程和研究提供了既有价值的参考。因而本质上讲，线性晶体光学的主要目的便是方便研究以及工程应用。

本次实验的目的也在此。由于在量子纠缠实验中，对于 BBO 晶体（偏硼酸钡晶体）参数的了解程度，直接影响了纠缠源纠缠度的预判，和实际搭建实验台的效率。为了更加准确的判定 BBO 的主轴空间方位参数，本文推导了在各种论文集中均难以见到的各向异性晶体的菲聂耳公式，并以此为依据，设计了简单的光轴标定方案。并用实际测试的方式，验证了该方案的可行性，与局限性 

二、实验原理

1、各向异性介质表面的菲内尔公式

考虑有各向同性的媒介和单轴晶体构成的界面，前者折射率为 n_1 ，后者的折射率为 n_o 和 n_e 。由于在晶体中，存在 o 光和 e 光，当光线通过上述界面反射和折射时，反射系数和透射系数的计算必须对这两种光分开进行，对于 o 光，其传播特性与在各向同性介质中的传播特性相同，故在此不予证明，仅当作结论。对于 e 光，由于其波法线方向和光线方向并不一致，折射率也与方向有关，通常的菲涅耳公式失效了。

过分的追求普遍性的结论，往往会忽视并且掩蔽真正有价值的结果。所以我们不妨从一个较有实际价值的模型来分析。尤其是对于我们的这个情况，光线沿主截面方向，的传导公式最有价值，故以下的分析里，只考虑入射光线在主截面内的情况，此时反射光线和折射光线均在主截面内。

如 Figure1 所示，设晶体的光轴与界面法向之间的夹角为 φ ，入射光（其电矢量与入射面平行）沿晶体主截面入射，入射角为 θ_i 。

反射光在各向同性介质中，所以反射角等于入射角。在晶体中，光线方向和波法线方向一般不重合，设折射光线的方向矢量为 \vec{t} ，折射角为 θ_t ，相应的波法线 \vec{s} ，波法线的折射角为 θ_s 。入射光、反射光和折射光的电矢量振幅分别为 E_i 、 E_r 、 E_t 相应的磁矢量振幅为 H_i 、 H_r 、 H_t 。由 Maxwell 方程的边界条件可知

$$E_i \cos \theta_i - E_r \cos \theta_r = E_t \cos \theta_t \quad (1)$$

$$H_i + H_r = H_t \quad (2)$$

按照普遍的电磁场理论，电磁矢量之间存在如下关系

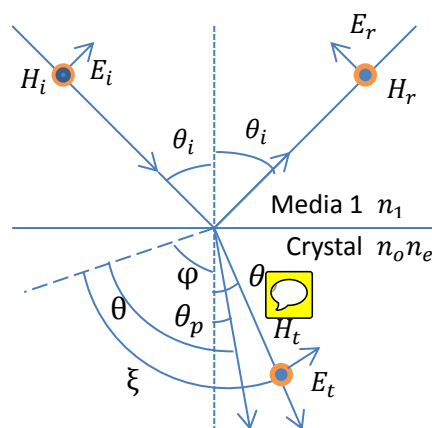


Figure 1 入射界面示意图

$$\mathbf{H} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\mu_0 \mu_r}} \vec{s} \times \vec{E} \quad (3)$$

入射光和反射光均在各项同性的媒介中，所以 \vec{s} 与 \mathbf{E} 垂直，故有

$$H_i = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_{r1}}{\mu_0 \mu_{r1}}} E_i, \quad H_r = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_{r1}}{\mu_0 \mu_{r1}}} E_r \quad (4)$$

折射光在晶体内， \vec{s} 与 \mathbf{E} 一般不垂直，所以按照 Figure 1 的标记，可以得知

$$H_t = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_{r2}}{\mu_0 \mu_{r2}}} E_t \cos(\theta_t - \theta_p) \quad (5)$$

以上各式中 ϵ_r 均为相对介电常数， μ_r 为相对磁导率。必须指出的是，此时，我们已经将介电张量对角化， ϵ_{r2} 仅与折射方向有关。将以上各式带入（1）（2）中可以得到

$$\sqrt{\frac{\epsilon_{r1}}{\mu_{r1}}} (E_i + E_r) = \sqrt{\frac{\epsilon_{r2}}{\mu_{r2}}} E_t \cos(\theta_t - \theta_p) \quad (6)$$

根据波恩《光学原理》中的结论，波法线遵从折射定律。所以

$$n_i \sin \theta_i = n_p \sin \theta_p \quad (7)$$

其中 $n_1 = \sqrt{\epsilon_{r1} \mu_{r1}}$ 是介质 1 的折射率， $n_p = \frac{c}{v_p}$ 是这是光线发现方向的折射率。其中

$v_p = c/\sqrt{\epsilon_{r2}\mu_{r2}}$ 是相应方向上的相速度利用这些关系，可以得到，

$$\sqrt{\epsilon_{r2}} = \sqrt{\frac{\epsilon_{r1}\mu_{r1}}{\mu_{r2}} \frac{\sin\theta_i}{\sin\theta_p}} \quad (8)$$

将(8)带入(6)式，在从(1)和(6)中分别消去 E_i 和 E_r ，就可以得到平行分量(对应于晶体中的e光)的反射系数R和透射系数T的公式

$$R = \frac{E_r}{E_i} = \frac{\mu_{r1}\sin\theta_i\cos\theta_i\cos(\theta_t - \theta_p) - \mu_{r2}\sin\theta_p\cos\theta_i}{\mu_{r1}\sin\theta_i\cos\theta_i\cos(\theta_t - \theta_p) + \mu_{r2}\sin\theta_p\cos\theta_i} \quad (9)$$

$$T = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2\mu_{r1}\sin\theta_p\cos\theta_i}{\mu_{r1}\sin\theta_i\cos\theta_i\cos(\theta_t - \theta_p) + \mu_{r2}\sin\theta_p\cos\theta_i} \quad (10)$$

用(7)消去 θ_p 后可以得到

$$R = \frac{\frac{\mu_{r1}}{\mu_{r2}}n_p\cos\theta_i\cos(\theta_t - \theta_p) - n_1\cos\theta_i}{\frac{\mu_{r1}}{\mu_{r2}}n_p\cos\theta_i\cos(\theta_t - \theta_p) + n_1\cos\theta_i} \quad (11)$$

$$T = \frac{2\frac{\mu_{r1}}{\mu_{r2}}n_1\cos\theta_i}{\frac{\mu_{r1}}{\mu_{r2}}n_p\cos\theta_i\cos(\theta_t - \theta_p) + n_1\cos\theta_i} \quad (12)$$

因为这里使用的晶体为BBO晶体，其磁化率常数在光频范围内，几乎和空气一样。所以不妨设 $n_2^* = n_p\cos(\theta_t - \theta_p)$ 则可以将上式化简为

$$R = \frac{n_2^*\cos\theta_i - n_1\cos\theta_i}{n_2^*\cos\theta_i + n_1\cos\theta_i} \quad (13)$$

$$T = \frac{2n_1\cos\theta_i}{n_2^*\cos\theta_i + n_1\cos\theta_i} \quad (14)$$

但是为了真正使(13)(14)起作用，还必须能够从入射角中算出波法线方向和光线方向。其中波法线方向可以由(7)式决定。若波法线方向和光轴方向之间的夹角为 θ ，则可利用结论

$$v_p^2 = v_0^2\cos^2\theta + v_e^2\sin^2\theta \quad (15)$$

考虑到， $n_p = \frac{c}{v_p}$ ，因而相应的折射率可以有下式决定

$$n_p = \left(\frac{\cos^2\theta}{n_0^2} + \frac{\sin^2\theta}{n_e^2} \right)^{-1/2} \quad (16)$$

式中涉及的均为晶体的主折射率。对Figure 1中的角度标记，将(16)式结果带入(7)式，可以得到

$$\frac{\sin^2\theta_p}{n_1^2\sin^2\theta_i} = \frac{\cos^2(\theta_p + \varphi)}{n_o^2} + \frac{\sin^2(\theta_p + \varphi)}{n_e^2} \quad (17)$$

当然还有很多几何上的方法可以用来确定 θ_p ，但是为了精确计算实际上，几何的方法与该方程等价。所以不再这里陈述了。

另外根据波恩《光学原理》中的推导，光线方向和波法线方向之间存在如下关系

$$\tan\theta = \frac{n_e^2}{n_o^2}\tan\xi \quad (18)$$

$$\longrightarrow \tan(\theta_p + \varphi) = \frac{n_e^2}{n_o^2}\tan(\theta_t + \varphi) \quad (19)$$

从而可以利用，(17)(19)式计算出， θ_p 和 θ_t 使得，公式(13)(14)可以被有效

利用 

2、有限厚度晶体的透射率。

由于实际上我们利用的晶体并非半无限大空间中的介质，而激光器的由于极高的相干性，常常可以有实际厘米的相干长度，所以为了真正计算出实际物体的透系数，需要考虑介质内的多次反射和折射。由于光轴在入射面内，所以反射光和折射光中，寻常光和非常光可以分开计算，由于，以下的推倒并未利用任何寻常光或者非常光的独有的性质，所以使用统一的记号。

首先为了推导有限厚度对于折射率的影响，我们需要广义的斯托克斯公式。

与前面的相类似，只考虑光沿晶体主截面入射的情形，并且只讨论电矢量的平行分量的平行分量（对应晶体中的 e 光）。令光沿 Figure 1 中的的折射光线逆入射到界面，入射角为 θ_t ，相应的波法线入射角为 θ_p ；晶体中的反射光线的反射角和相应的波法线的反射角分别记为 θ_t^* 和 θ_p^* 。介质 1 中的折射角记为 θ_i^* 。由于波法线遵守折射定律，所以

$$n_i \sin \theta_i^* = n_p \sin \theta_p \quad (20)$$

$$\text{所以} \quad \theta_i^* = \theta_i \quad (21)$$

因而，介质 1 中的折射光将沿 Figure 1 中的入射光的逆向传播。

另根据波法线遵守的反射定律，可以得知

$$n_p^* \sin \theta_p^* = n_p \sin \theta_p \quad (22)$$

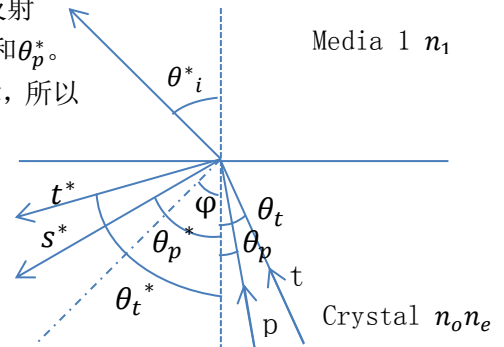


Figure 2 光线逆入射

其中 n_p^* 是反射光波法线方向的折射率，应用公式(16),并将 $\theta = \theta_p^* - \varphi$ 代入，得

$$n_p^* = \left(\frac{\cos^2(\theta_p^* - \varphi)}{n_o^2} + \frac{\sin^2(\theta_p^* - \varphi)}{n_e^2} \right)^{-1/2} \quad (23)$$

结合以上两式得到

$$\frac{\sin^2 \theta_p^*}{n_1^2 \sin^2 \theta_i} = \frac{\cos^2(\theta_p^* - \varphi)}{n_o^2} + \frac{\sin^2(\theta_p^* - \varphi)}{n_e^2} \quad (24)$$

再利用公式 (18)，可以得到反射光的波法线和光线方向之间的关系

$$\tan(\theta_p^* - \varphi) = \frac{n_e^2}{n_o^2} \tan(\theta_t^* - \varphi) \quad (25)$$

再令光从媒介 1 沿 Figure 1 中的反射光逆入射到界面 (Figure 3) 晶体中的折射光的波法线和光线矢量分别用 t' 和 s' 表示，相应的折射角为

θ_p' 和 θ_t' 。比较 Figure 3 和 Figure 1 可知，只要将 1 中的

φ 用 $-\varphi$ 代替，即可得到 Figure 3 中的情形。所以只要将 (11)(12) 中的 φ 用 $-\varphi$ 代替，即可得到 Figure 3 情形的结果

$$\frac{\sin^2 \theta_p'}{n_1^2 \sin^2 \theta_i} = \frac{\cos^2(\theta_p' - \varphi)}{n_o^2} + \frac{\sin^2(\theta_p' - \varphi)}{n_e^2} \quad (26)$$

$$\tan(\theta_p' - \varphi) = \frac{n_e^2}{n_o^2} \tan(\theta_t' - \varphi) \quad (27)$$

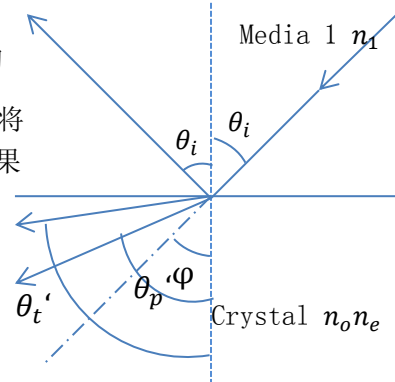


Figure 3 沿反射光逆入射

将以上两式分别与(24)(25)比较, 可得

$$\theta_p' = \theta_p^*, \theta_t' = \theta_t^* \quad (28)$$

从而可见, 对于各向异性晶体的界面, 光路可逆性仍成立。

若将 Figure2 的透射系数和反射系数分别用 R^* 和 T^* 表示, Figure 3 的用 R' , T' 表示, 则通过斯托克斯的方法可以立刻得到各系数的如下关系

$$\begin{aligned} R R' + T T^* &= 1 \\ T' R + T R^* &= 0 \end{aligned} \quad (29)$$

对于各项同性介质, 上述公式即为各向异性介质的斯托克斯公式。

下面利用斯托克斯公式, 来推导有限厚度对于透射率的影响。系统结构如 Figure 4.

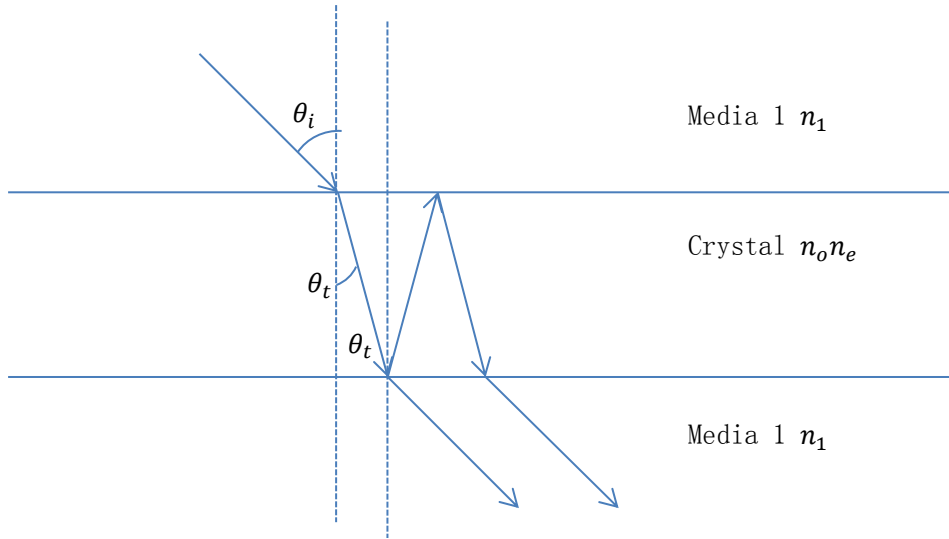


Figure 4 沿反射光逆入射

由于记入射的时候的电矢量振幅为 $A(0)$, 并没有经过反射就出射的振幅为 $A(1)$, 经过两次反射后出射的振幅为 $A(2)$ 。以此类推, 经过 $2n$ 次反射后出射的电矢量振幅为 $A(n+1)$

依据之前的记号可得,

$$\begin{aligned} A(1) &= A(0)T(\theta_i)T^*(\theta_t)e^{i\Delta} \\ A(2) &= A(0)T(\theta_i)R^*(\theta_t, \varphi)R^*(\theta_t, -\varphi)e^{i(\Delta+\varepsilon)} = A(1)R^*(\theta_t, \varphi)R^*(\theta_t, -\varphi)e^{i\varepsilon} \\ A(n) &= A(n-1)R^*(\theta_t, \varphi)R^*(\theta_t, -\varphi)e^{i\varepsilon} = A(1)(R^*(\theta_t, \varphi)R^*(\theta_t, -\varphi))^n e^{in\varepsilon} \end{aligned} \quad (30)$$

所以总的出射波振幅为

$$A = A(1) \frac{1 - R^*(\theta_t, \varphi)R^*(\theta_t, -\varphi)e^{i\varepsilon}}{1 + R^*(\theta_t, \varphi)^2 R^*(\theta_t, -\varphi)^2 + 2 R^*(\theta_t, \varphi)R^*(\theta_t, -\varphi)\cos(\varepsilon)} \quad (31)$$

这个公式对于入射波的平行分量和垂直分量分别试用, 其中 Δ 表示从晶体的一个表面传到另一个表面产生的相位差, ε 为两次反射造成的相位差。

利用这个便可以计算出相应的坡印庭矢量, 从而得到入射和出射的光强比。

3、晶片干涉

按照波恩《光学原理》给出的结果, 当波法线和光轴成 θ 角时, 它所属的两个相速度存在如下的关系:

$$v_p' - v_p'' = (v_o^2 - v_e^2)\sin^2\theta \quad (32)$$

考虑到相速度和折射率的关系，可以得到

$$\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n''^2} = \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) \sin^2 \theta \quad (33)$$

由于 n' 与 n'' 之差通常比它们自身小得多，从而可以近似认为

$$n' - n'' = (n_o - n_e) \sin^2 \theta \quad (34)$$

从而可以得知，寻常光和非常光之间的相位差为

$$\delta = \frac{2\pi h}{\lambda \cos \theta_t} (n_o - n_e) \sin^2 \theta \quad (35)$$

为了看出等相位面的形状，取 z 轴沿光轴方向。所以等相位面的方程变为

$$(x^2 + y^2)^2 = C^2(x^2 + y^2 + z^2) \quad (36)$$

下图为数值模拟

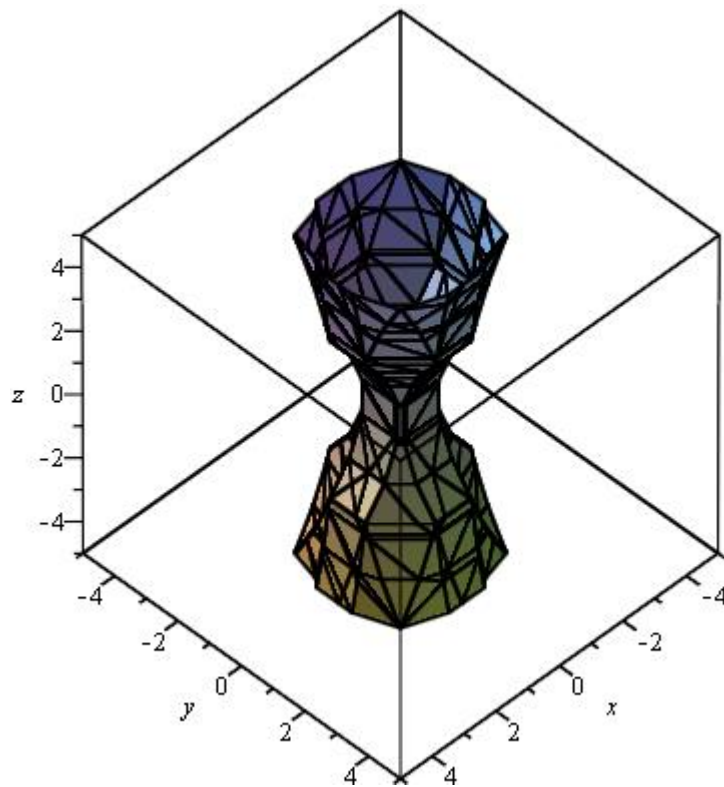


Figure5 等相位面

从而可见，如果在离原点 h 处取一平面，代表晶片的出射面，则它与等相位面的交线就是等相位线。也就是出射面的干涉条纹曲线。改变晶片的出射面的距离和相对于晶片光轴的取向，就可以获得全体这种曲线。又 Figure 5 可以看出。当晶面与光轴取向不同时，所得的干涉条纹差别非常的大。如果晶片垂直于光轴，则等色线为圆形，吐过晶片面的法线和光轴夹角非常小，则干涉条纹为闭合曲线，近似为椭圆。但是如果晶面法向和光轴的夹角非常大，那干涉条纹近似为双曲线。

有一种情况特别值得一提。当干涉条纹实际为双曲线时，在距离 x 轴很近的位置，干涉条纹近似于 x 轴垂直，从而可以用来判定 x 轴的方位。

三、实验方案

从上述的理论分析可以看出,为了标定一件已经制成成品的光学 BBO 器件的光轴,实际只需要两步。

- 1、利用晶片干涉,测定光轴在晶面上的投影的相对位置。
- 2、利用光轴平行于入射面时的菲涅尔公式,通过拟合曲线得到,光轴和晶面的夹角。
- 3、为了实施方案一,可以选择如下的光路配置。

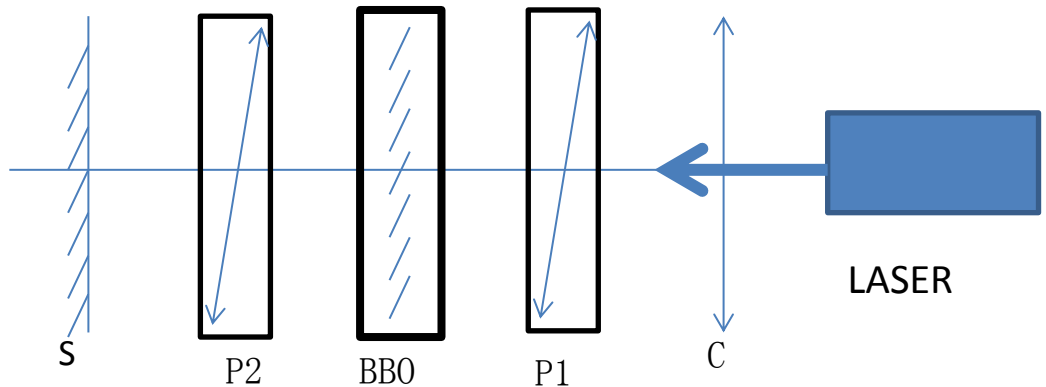


Figure 6 实施方案 1 所需的光路

其中 P1、P2 分别为两个偏振片, S 为成像屏。

关于配置的合理性可以从以下的分析得出,首先将 P1 和 P2 调至同光轴垂直,也就是在不加入 BBO 的情况下,将体系调至完全消光。此时再加入 BBO,一般情况下,由于入射光的偏振方向不在主截面内,所以出射光为椭圆偏振光,因而不会小光,此时细致的调节 BBO 的空间角度,保持 BBO 的晶面与 P1 的晶面平行,那么当入射光偏振方向跑到主截面内后,由于此时,双折射现象并不体现,所以出射光是偏振方向没有发生改变的光,从而再一次达到消光。

光强的变化过程可以从如下的模型简单的算出

设图面平行于晶片, D' 和 D'' 分别代表晶体中两个相互正交的振动方向 OP 和 OA 分别是起偏器和检偏器透光的振动方向。相对位置由图中 (Figure 7) 角度表示。则最终通过检偏器的电场振幅为

$$OF = E \cos \phi \cos(\phi - \chi) \quad (37)$$

$$OG = E \sin \phi \sin(\phi - \chi) \quad (38)$$

离开晶片的时候,两列单色波存在相位差

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n'' - n') h \quad (35)$$

从而干涉强度为

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad (36)$$

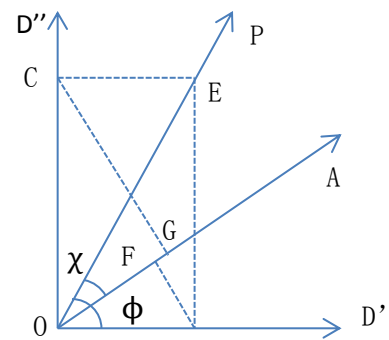


Figure 7 晶片干涉

式中 I_1 和 I_2 是两个波各自的强度。从而可得

$$I = E^2 \left[\cos^2 \chi - \sin 2\phi \sin 2(\phi - \chi) \sin^2 \frac{\delta}{2} \right] \quad (37)$$

对于我们的特殊情况，检偏器和起偏器相互正交。从而

$$I = E^2 \sin^2 2\phi \sin^2 \frac{\delta}{2} \quad (38)$$

可见在 BBO 旋转 360 度范围内会出现四次完全消光。当出现消光时起偏器的透光轴和 BBO 的主轴在晶面上的投影或者垂直或者平行。

然后在利用之前的关于晶片干涉的干涉条纹走向的论断，由于要将光轴向晶面投影，，所以此时，光轴投影方向和干涉条纹垂直。因而在调整好消光后，将晶片再次旋转 45 度，得到的干涉条纹将与希望测量的光轴投影的角度正交。

4、为了实施方案二，可以选择如下的光路配置。

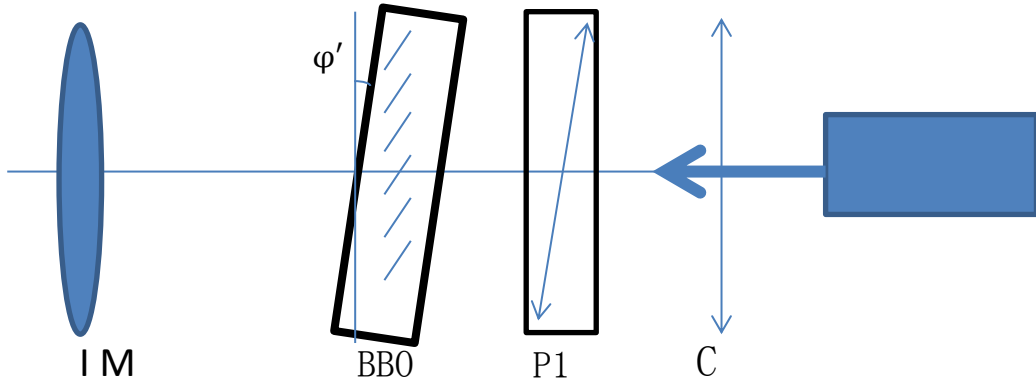


Figure 8 实施方案 2 需要的光路配置

其中 IM 表示光强探测器。

首先调节光轴在晶面的投影和 P 1 的透光轴均在主界面内。然后调节 BBO 晶面和 P1 法线的夹角 ϕ' 。此时假设 BBO 光轴与晶面的夹角为 ϕ ，则利用实验原理中描述的透射率的计算方法可以得到这个时候，透射的光强与入射的光强的比值。复杂的代数运算交给 maple 执行。由于结果超过十页纸，所以只放在附录中，在下面只给出拟合后的结果。代码放在附录中。

其中折射率采用公式

$$n_o^2 = 2.7359 + \frac{0.01878}{\lambda^2 - 0.01822} - 0.01354\lambda^2 \quad (39)$$

$$n_e^2 = 2.3753 + \frac{0.01224}{\lambda^2 - 0.01667} - 0.01516\lambda^2 \quad (40)$$

四、实施与分析

1、标定波长计

由于实验室波长计与标准有误差，因而在利用波长计标定激光器之前，需要利用汞灯标定波长计。

由于波长计使用 CCD 来测量波长，因而波长计的度数与真实波长之间存在如下的转换关系

$$k = a + b\lambda \quad (41)$$

其中 k 表示波长计度数。

我们利用汞灯来完成这一标定。

由于汞灯波长标准表，对比实验测量值可以得到，波长计的参数为

$$546.03 = a + 546.08b \quad (42)$$

$$435.96 = a + 435.42b \quad (43)$$

$$b = 0.9946 \quad (44)$$

$$a = 2.8615 \quad (45)$$

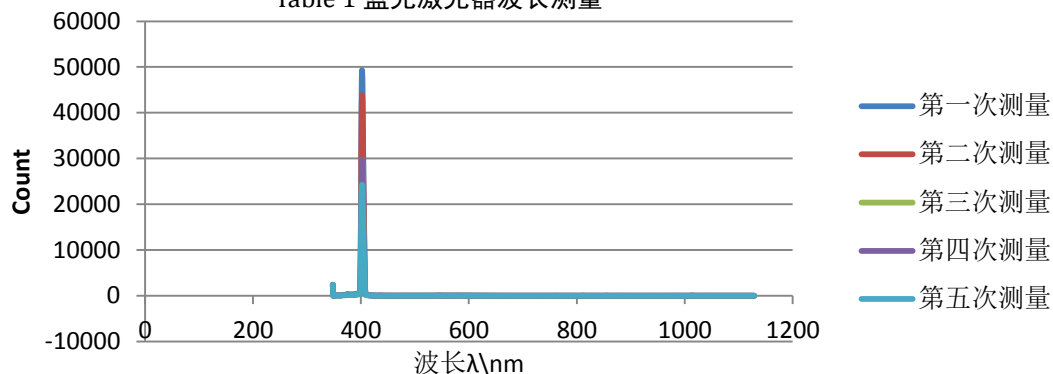
2、标定激光器

理论中计算的激光器的表现实际上总会由于种种原因而与实测值不同。温度、湿度、压强等，均可导致激光器中心波长的漂移。尽管光轴随频率的变化（也即轴色散）仅仅存在于三斜晶系和单斜晶系中，但是为了更好地完成实验，对激光器的标定依然是不可缺少的。因为尽管光轴本身并不会随着波长的变化而变化，但是波长会影响主折射率的数值，从而会对第二步的标定产生影响。从而我们还是要标定光轴。

通过利用之前标定的波长计，我们测得

蓝光激光器

Table 1 蓝光激光器波长测量

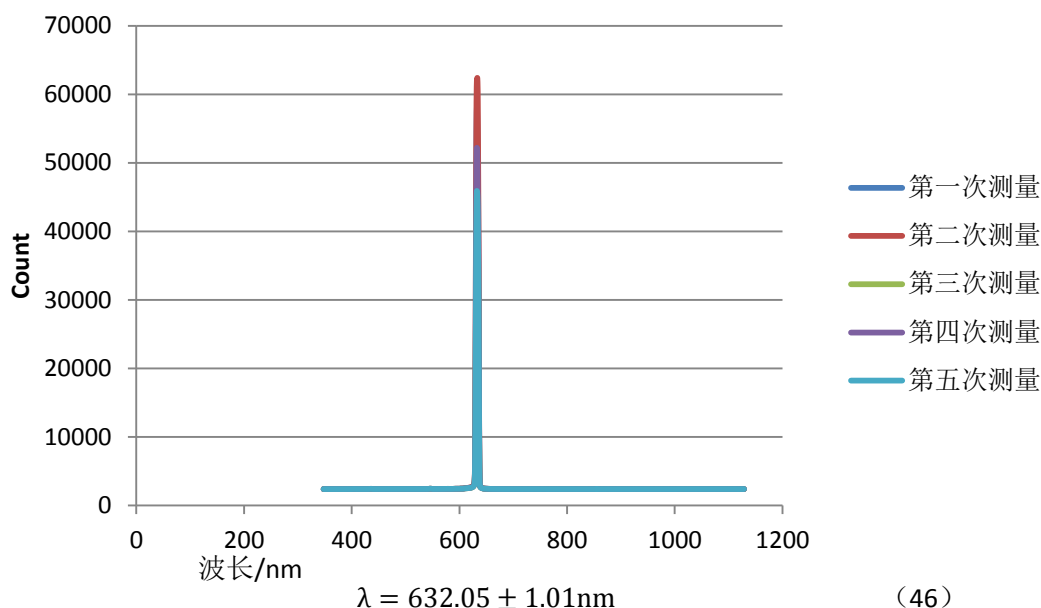


$$\lambda = 402.58 \pm 1.02\text{nm}$$

其中不确定度用半高全宽代替。

He-Ne 激光器

Table 2 He-Ne 激光器波长测量



其中用半高全宽代替不确定度。

3、标定 BBO 在的光轴在晶面上投影的方位

按照 Figure 6 搭建好光路后，首先调节 P1,P2 消光由于我们共使用两台激光器，所以首先分析蓝光激光器的相关结果：

调节 P1, P2 消光时 P1,P2 方位角的度数

$$P1: 240^{\circ}$$

$$P2: 101^{\circ}$$

加入主 BBO 后调节得到两个消光位置，此时 BBO 的方位角的度数分别为

$$\theta_1 = 160^{\circ} \text{ 和 } \theta_2 = 71^{\circ}$$

这与之前理论计算得到的 90° 的间距符合的非常好。

将 BBO 再次转动 45° 观察干涉条纹，可以看到干涉条纹相对于铅垂线的夹角为 22° 而此时 BBO 方位角的度数为 205° ，故可以计算出，主光轴在镜面上的投影对应于 160° 加入辅 BBO 后，经过同样的判断可以得到主光轴在晶面上的投影对应于 120°

对于 He-Ne 激光器

调节 P1, P2 消光后得到，P1,P2 方位角的度数为

$$P1: 340^{\circ}$$

$$P2: 211^{\circ}$$

测得主 BBO 消光位置为

$$\theta_1 = 256^{\circ} \text{ 和 } \theta_2 = 163^{\circ}$$

利用干涉条纹判断后得到，实际上的主轴方向为 256° 。这显然与之前假设的轴没有色散是矛盾的。但是要注意，这里所谓的矛盾只是表面现象。之前由于紫光激光器的偏振度太高，以至于为了获得良好的功率必须使起偏器的轴偏离垂直。考虑到起偏器的角度问题，当P1: 340° 时，起偏器的通光轴垂直于试验台。从而实际上两次测量给出

了几乎相同的结果主 BBO 的主轴垂直于实验台时，方位角的度数为：


$$\theta_1 = 256^\circ$$

对于辅 BBO，同样的测量得到数据为

$$\theta_1 = 223^\circ \text{ 和 } \theta_2 = 310^\circ$$

辅 BBO 的主轴垂直于实验台时，方位角的度数为 $\theta_1 = 223^\circ$

这里还有一点需要特别提及：

主 BBO 为了提高非线性效应，在表面镀上了增透膜。但是之前的分析并没有考虑这一点。但是这实际上是不需要考虑的。因为增透膜对于垂直入射的电磁场来说是各项同性的介质，从而并不会改变偏振状态，也因此不会改变消光位置和干涉位置。从而可以不必分析。

4、标定 BBO 光轴与晶面的夹角

利用 Maple 获得的公式，我们可以针对 Figure 8 中不同的 ϕ 得到的光强进行拟合从而得到光轴与晶面间的夹角。

实验曲线与理论拟合曲线对比如下（原始数据见附录）

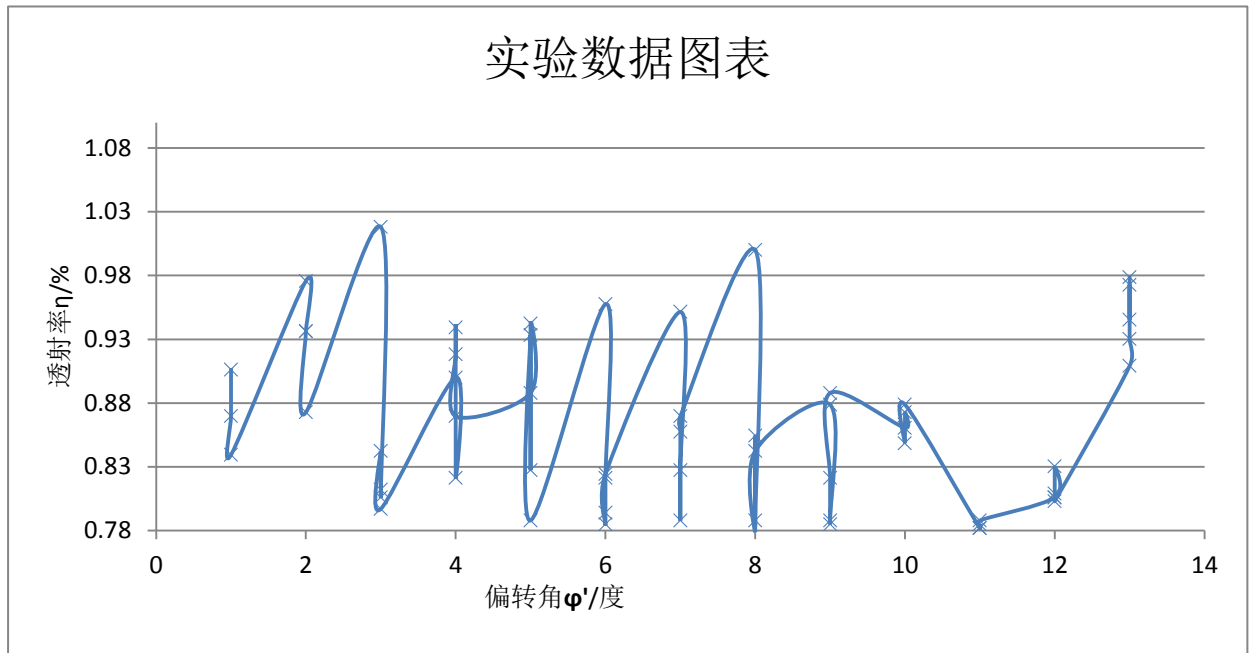


Figure 9 功率角度关系

角度/度

我们可以看到，结果是令人震惊并且完全出乎意料的。将 5 次重复测量的全部数据制成图表后，我们看到了异常杂乱无章的数据点。这是在完全没有预料到的。

但是实际上如果我们对数据结果进行更加细心地分析，我们可以看到，实际上，得到这样的结果不仅是应该的，而且是必然的。

从公式 (31) 我们看到，真正的透射率实际上由多次反射的所有波相干叠加而成，从而实际上，有限厚度的晶体实际上成为了微型的法布里波罗腔。两次反射见的相位差决定了出射光之前是想干相增还是相干相消。然而本次试验里，涉及的波长是纳米量级的，而可以引起光程差的晶体厚度达 2mm，从而任何一点角度的变化，都会导致强烈的光强变化——因而，尽管进行了 5 次试验，每次的操作都尽可能保持一样，但是由于实际上人手操作不可控的微小变化，使得对于同一个度数得到了不同的结果。这也就使得实验结果十分显然了。

当然我们并不是对于这个束手无策了，经过理论分析，我们得到了对应于 $\phi = 42.8^\circ$ 时应有的功率角度曲线。

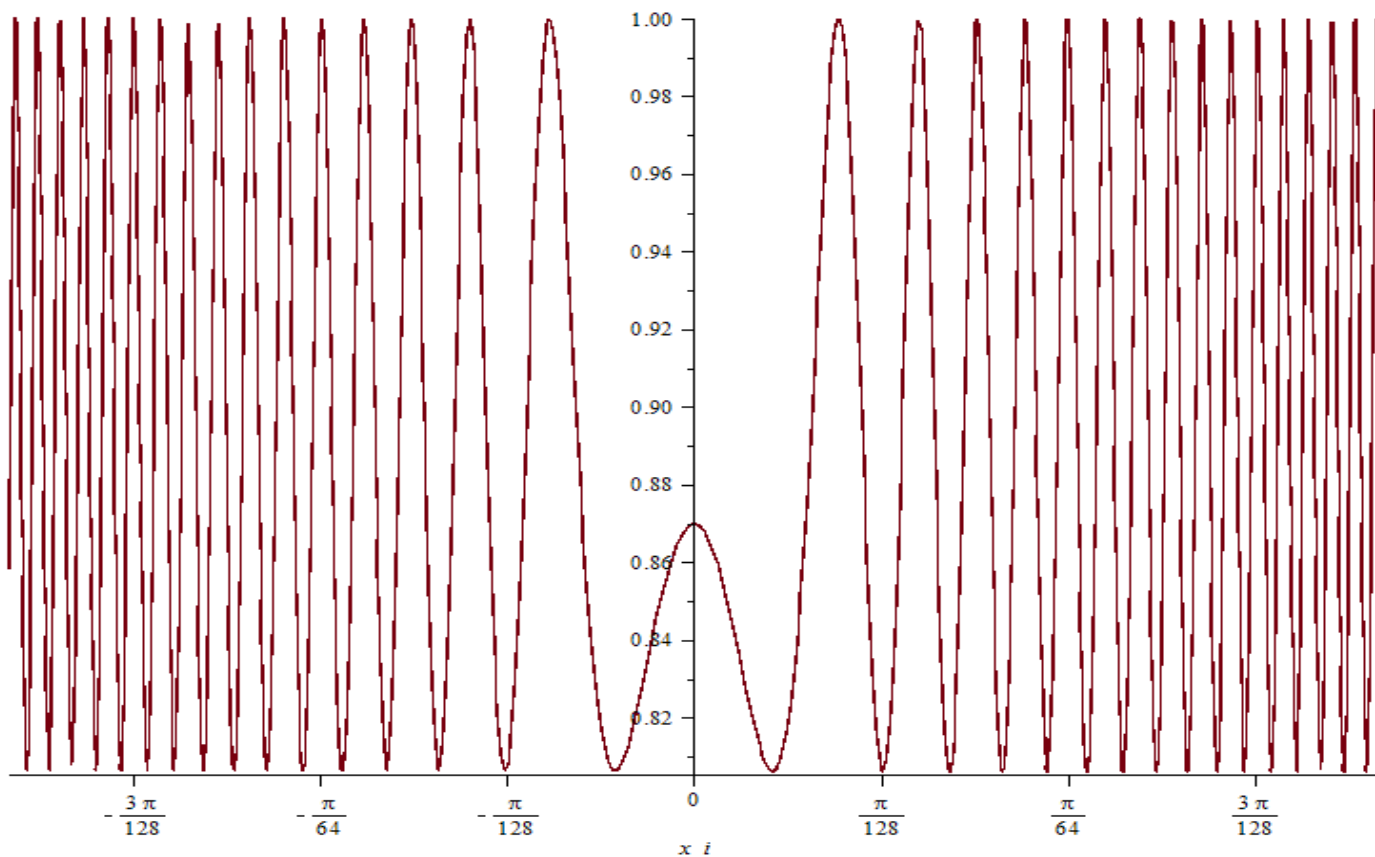


Figure 10 理论预言的功率角度曲线

图中纵轴为透射率（%），横轴为入射光线与晶体表面法线的夹角。可以从图中看出实际上理论给出了和实际测量值非常相似的剧烈震荡的图形。这从理论方面对实验结果的可信度予以了充分肯定。

不过由此也可以看出，这种设计并不适合用于标定光轴与晶面法线的夹角。

五、总结与回顾

本次试验起源于实验室的基本要求，利用实验室基本仪器设备，一理论分析为主实验验证为辅，完成了一次相对小规模晶体光学实验。在本次试验中，我们推到了非常复杂非常罕见，但是对于晶体光学必不可少的各向异性晶体中的菲涅尔公式，这为晶体光学器材的设计提供了有力的理论支持。同时我们还证明了各向异性晶体里的斯托克斯公式，为定性的研究各向异性晶体中的光学性质提供了与各向同性介质中相似性质的对比，充分利用这个公式可以极大地节省我们的运算，这在附录中的实际计算里可以明显的看出。

在实验验证的过程中，我们遇到了重重的困难。最主要的来自设备的不稳定。这深刻地表明了设计者对于光学系统的认识仍非常片面。统筹性的思考非常不足。

最后，尽管实验测得了相应的数据但是实际上经过进一步数据分析发现，尽管测量

数据具有一定的参考价值，但是由于理论分析的复杂性，所以测定光轴与晶面夹角的方案未能成功。

六、致谢

感谢孙文博老师在实验期间的悉心指导，与鼓励。感谢近物实验组老师，在实验期间给予的各种便利与帮助。感谢物理系老师们的理论帮助。向老师们表示衷心感谢。

七、参考文献

波恩，《光学原理》

量子纠缠设计性实验

姓名：吴宇恺 班级：物理 12

指导老师：孙文博 实验日期：2014.5.19~5.23

摘要：本实验中，作者用单光子计数器测量了 BBO 晶体自发参量下转换产生的、频率恰为泵浦光一半的光场分布，并通过波长、偏振等方式确认信号来自于自发参量下转换。作者还结合实验过程分析了实验中计数器本底噪声的来源及相应的控制方法，并提出了进一步改进仪器、控制本底计数的可能的方法。

关键词：自发参量下转换，相位匹配，单光子计数器，本底噪声

一、前言

量子纠缠是量子体系的一种非定域关联。由于量子体系的状态具有可叠加性、不可克隆性等特点，量子通讯和量子计算可能有超越经典通讯、计算的安全性和效率。而量子纠缠在其中扮演着重要的角色。

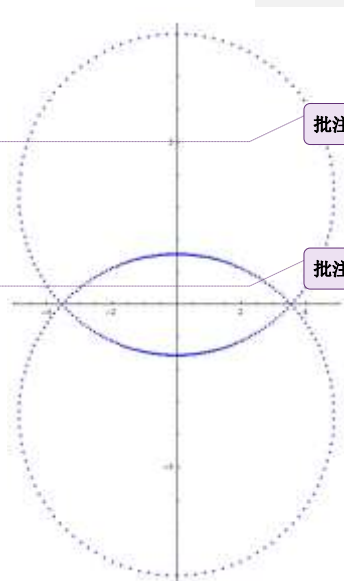
实验室中一种制备纠缠双光子对的方法是利用非线性晶体 BBO 的自发参量下转换：量子真空噪声与晶体中的原子相互作用，产生自发辐射；自发辐射光子与泵浦光子在非线性晶体中混频，在满足能量守恒与动量守恒

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (1)$$

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i \quad (2)$$

的条件下经参量放大输出，得到偏振纠缠的双光子对。

理论计算表明，符合参量放大条件的下转换光子有一定的频率和空间分布，其中频率恰为泵浦激光一半的光场如图一所示。实验室原有的实验方案是采用光谱仪接收光信号，测量自发参量下转换的光场分布。但经过实验我们认为，测量得到的信号不是下转换光，理由为：1、实验只测到频率恰为入射光一半的信号，而理论上应存在其他频率的信号；2、测量到的光场分布与理论预期严重不符；3、所有信号的偏振状态相同；4、在 BBO 晶体后方放置短波通滤光片后仍然能观察到约 800nm 的信号，说明接收到的信号不是在 BBO 中产生的；5、在 BBO 晶体后方放置长波通



批注 [swb1]: 画图都标一下坐标轴和单位等基本信息

批注 [swb2]: 很好

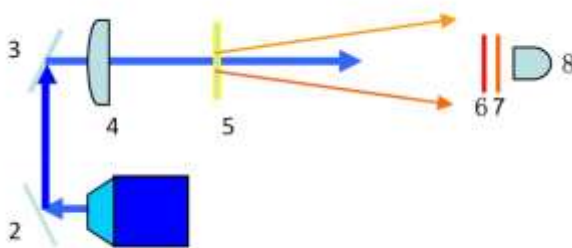
图一下转换光场的空间分布。两个光环的频率为入射泵浦激光的一半。

滤光片，信号消失，表明信号实际是入射的约 400nm 激光直接照射在光谱仪上由某种非线性效应产生。而滤掉 400nm 激光后，用光谱仪没有找到下转换光信号，我们认为这是因为自发参量下转换的光很弱，被掩盖在光谱仪的本底噪声之下。

批注 [swb3]: 很好,而且可能会随着我们弄到高灵敏光谱仪而有所改观

为此，我决定进行这一设计性实验，用单光子计数器代替光谱仪寻找自发参量下转换的光信号，测量光场分布。

二、实验



图二偏振纠缠光子对产生光路。1. 405nm 激光器；2. 反射镜；3. 反射镜；4. 50cm 凸透镜；5. BBO 晶体；6. 长波通滤光片；7. 窄带滤光片；8. 单光子计数器

实验所用光路如图二所示，基本与基础实验部分相同，只是将光谱仪换成单光子计数器。长波通滤光片用于削弱 405nm 泵浦激光，窄带滤光片则进一步只保留 810nm 附近的光信号。两面反射镜用于调节泵浦激光水平，凸透镜聚焦，使泵浦激光的束腰正好位于 BBO 晶体上，晶体的光轴也已在之前的实验中调节到位于竖直面内。

实验中使用单光子计数器探头的 4 个自由度，即水平、竖直位移与水平、竖直倾角。实际实验时发现下转换光场分布的范围较窄，尤其对角度非常敏感，直接调节很难找到信号。所以实验时采用了如下调节方法：首先根据实验参数从理论上计算下转换光场所在的位置，调节单光子计数器的水平竖直位移到那个位置，再将红色激光笔接在计数器的光纤上（此时需要暂时拆除长波通与窄带滤光片），调节水平、竖直倾角，使反打光照射在 BBO 晶体中心。第一次调节时还需要调节计数器前的透镜，使反打光的束腰位于 BBO 晶体处，这样接收效率最高；之后由于单光子计数器到 BBO 晶体的距离变化不大，不必再调节聚焦。

批注 [swb4]: 有多窄,是你下文所说的+0.5mm 的意思吗?

在上述调节的基础上，打开单光子计数器，通常能够接收到一定的信号。此时固定水平位移，微调水平倾角至计数最大；之后固定水平位移和水平倾角，微调竖直倾角至计数最大，

批注 [swb5]: 这是很关键的一步,尤其是在搭建纠缠源时

记下此时的计数率；稍稍改变单光子计数器的竖直位移，重复微调竖直倾角的步骤，向两个方向调节竖直位移直至找到计数率最大的竖直位置，即得到下转换光环上的一个点。

鉴于基础实验中测量到过“伪信号”，这里有必要确认接收到的信号是不是来自于自发参量下转换。这里我使用额外的长波通（透过波段 720-2500nm，吸收波段 200-630nm）、短波通（透过波段 400-630nm，截止波段 675-850nm）和偏振片。如果确实是下转换光，预期观察到的现象为：在 BBO 晶体后方放入短波通，计数率明显减少；放入长波通，计数率变化不明显；同一光环上偏振状态（在实验范围内）基本相同，不同光环偏振状态相反。

批注 [swb6]: 预期到结果,非常好

三、实验结果及讨论

实验时 BBO 晶体到计数器探头的距离约为 50cm。探头所在位置到其转动轴的距离小于 5cm，因此按上述调节方法得到的光场分布的(x, y)坐标的误差应小于 10%。

批注 [swb7]: 这个误差范围感觉根据略显不足

实验用的单光子计数器(通道 2)的暗计数(即用黑色盖子盖住计数器输入口时的计数)约为 300。实验的数据采集过程分两次完成，第一次实验时本底计数(即连接好光纤，关灯、关闭激光器时的计数)在实验过程中变化不大，第二次则随着实验的进行变化较为明显，以下分几张表将数据列出，并绘于图三。实验数据的坐标原点取在理论计算的一个纠缠点(反打光约 3° 入射)附近。注意到所用仪器的 x 轴正向是迎着信号光时指向左侧，与通常的习惯不同。

批注 [swb8]: 下次写文章对数据表作一简单说明,同时,分多张表是表示多次实验的结果的意思吗?

表一光场分布（本底计数约 700）

| 水平坐标 x/mm | 竖直坐标 y/mm | 计数/s ⁻¹ | 短波通计数/s ⁻¹ | 长波通计数/s ⁻¹ | 偏振 |
|-----------|-----------|--------------------|-----------------------|-----------------------|-----|
| 0.00 | -2.00 | 1592 | 678 | 2157 | 不明显 |
| 10.00 | 7.50 | 1606 | 654 | 2338 | 偏水平 |
| 10.00 | -9.50 | 1315 | 628 | 2020 | 偏竖直 |
| 20.00 | -11.50 | 1384 | 705 | 1993 | 偏竖直 |
| 20.00 | 9.50 | 1593 | 687 | 2807 | 偏水平 |
| -5.00 | -0.50 | 1633 | 536 | 1560 | 不明显 |

表二光场分布（本底计数约 900）

| 水平坐标 x/mm | 竖直坐标 y/mm | 计数/s ⁻¹ | 短波通计数/s ⁻¹ | 长波通计数/s ⁻¹ | 偏振 |
|-----------|-----------|--------------------|-----------------------|-----------------------|-----|
| -10.00 | 7.50 | 1870 | 871 | 1881 | 偏竖直 |

表三光场分布（本底计数约 500）

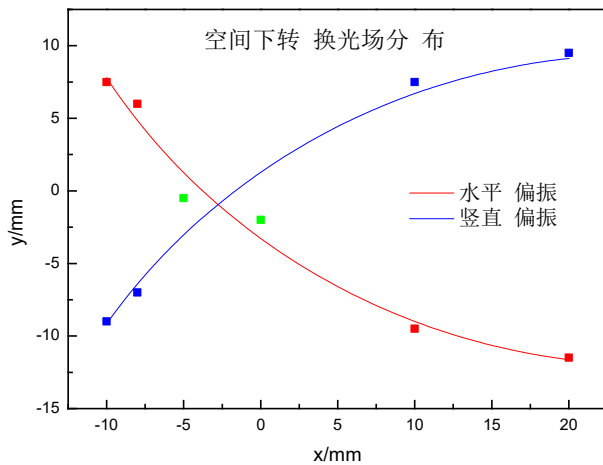
| 水平坐标 x/mm | 竖直坐标 y/mm | 计数/s ⁻¹ | 短波通计数/s ⁻¹ | 长波通计数/s ⁻¹ | 偏振 |
|-----------|--------------|--------------------|-----------------------|-----------------------|-----|
| -10.00 | -10.00~-8.00 | 1396 | 586 | 1492 | 偏水平 |
| -8.00 | -8.00~-6.00 | 1564 | 654 | 1593 | 偏水平 |

表四光场分布（本底计数约 350）

| 水平坐标 x/mm | 竖直坐标 y/mm | 计数/s ⁻¹ | 短波通计数/s ⁻¹ | 长波通计数/s ⁻¹ | 偏振 |
|-----------|-----------|--------------------|-----------------------|-----------------------|-----|
| -8.00 | 6.00 | 1290 | 424 | 1390 | 偏竖直 |

表中除了特别注明的点外，确定竖直坐标时的不确定范围都为±0.5mm，即这些位置的最大计数率接近（由于自发参量下转换是一个随机的过程，且激光器的发射和计数器的接收也有一定随机性，环境也存在随机的涨落，实测的每秒计数有几十到 100 的波动，使得波动范围之下的计数率差别无法区分）。x=0.00mm 和-5.00mm 处接近纠缠点，两个光环的信号比较靠近，在重叠处计数率最大，导致难以分辨两个信号的位置。如果要更精确地测出两个光环在纠缠点附近的分布，可以考虑将偏振片固定在探头上，只测量特定偏振的信号，这样就不会受到光场重叠的影响。

批注 [swb9]: 很好的建议



图三测量到的下转换光场分布（注意所用仪器的 x 正方向实际为迎着信号光出射方向时的左侧）

图中绿色点处在两个光环重叠的位置，偏振状态不明确）

从表中还可以看出，放入短波通和偏振片后的现象与预期相符，支持测到的信号来自于

自发参量下转换。但在光路中放入长波通以后，一些位置上单光子计数器的计数率明显增大，与预期不符，因为滤光片不具有放大光信号的效果。我认为这个现象是 405nm 的泵浦激光被长波通滤光片吸收并激发了其中的原子，原子的自发辐射产生长波长的光，等效于把短波长的光散射成了长波长的光，而其中的 810nm 附近的成分可以通过后续光路进入计数器，使计数率增大（直接观察长波通滤光片就会发现，在 405nm 激光照射下滤光片上有一个红色光点）。可以用实验方法验证这个假设：将长波通滤光片在 BBO 晶体到计数器探头之间移动，只有当长波通滤光片靠近 BBO 晶体时才会导致计数率增大，这是因为从 BBO 晶体出射的泵浦激光和下转换光角度不同，只有当长波通靠近 BBO 时，由泵浦激光散射的光子才能被单光子计数器收到。此外，在光路中放入两块长波通，不会使计数率进一步增大，这也表明信号的增大不是由于长波通滤光片对信号的放大，而是 405nm 泵浦光引起。因此，这些现象验证了观测到的信号确实是自发参量下转换产生。

批注 [swb10]: 这部分的分析和实验做得很好

前文已经提到，在测量过程中有本底计数的变化。虽然本底光不具有相应的波长和偏振的性质，不会影响本实验对下转换光场的确认，但考虑到本实验条件下扣除本底计数后的光场信号强度约为 1000，而本底计数也可达到几百，未做很好的控制时甚至能达到几千，如果其发生波动将会使寻找信号峰值发生困难。此外，如果要利用自发参量下转换进行量子纠缠实验，过大的本底计数也会造成偶然的符合计数，干扰实验。所以这里仍然有必要分析本底计数的来源并尽量消除。

批注 [swb11]: 对以后同学的实验有提示性作用

实验中观察到最显著的本底来自于从光纤进入的环境光子。光纤的包层并未做到完全屏蔽环境中的光子，事实上，在用红色激光进行反打时就会发现，在光纤的多个部位，尤其是端口和发生旋转处，有红光发出；相应的，在正常计数情况下，环境光子会从这些位置进入计数器，形成本底计数。第一次实验中，只要将光纤上的黑色胶布套在光纤到计数器的连接处就能将本底计数控制在几百，而第二次实验中，即使在这种情况下计数仍有几千，需要额外遮挡计数器前较长的一段光纤才能将本底计数率控制在几百。（遮挡更远的部分效果不明显，对此我的猜测是：环境光子由于其入射方向，进入光纤后的损耗较快，所以只要遮挡接近计数器的部分就能较好地控制本底计数。）这也解释了拆下光纤、用反打光的方法设定探头位置后，本底计数发生变化的现象。要进一步控制这部分本底，可以考虑在整根光纤外包一层不透光的材料。

批注 [swb12]: 对,所以遮挡 2 头最重要,我们以前的实验也主要是遮挡两头

控制好这部分本底后，较为显著的是仪器的暗计数和暗室中其他的发光物体。其中约 300 的暗计数是仪器本身造成的，无法控制，但也基本稳定，不影响实验；而其他发光物则包括激光器、计数器的红色指示灯、电脑显示屏等。这些发光物体可以通过两种方式形成本

批注 [swb13]: 这个建议好,实际上以前因为这个事买过 2 根铠装光纤,不过用了不到半学期,居然丢了.....当时我对于光纤也会丢的事件也是"惊呆了"的状态,后来就没再买

底计数:直接进入单光子计数器的探头或通过光纤进入计数器。光纤部分经过遮挡已经较小,而激光器、计数器指示灯、台式电脑显示器位于探头的正面,所发出的光需要经过长波通和窄带滤光片,也已经较小。但其他位于探头侧面的发光物有可能对本底有较大影响。例如,实验时我参考理论计算的光场分布调节仪器,所以将一台笔记本电脑放置在侧面的桌子上。一次测量时笔记本电脑屏幕由开启状态转入休眠,导致计数率减小了约 200,这可以看作是笔记本电脑屏幕贡献的本底计数。而这一信号的减小也造成了我对峰值的误判,可见控制本底噪声的稳定非常必要。在本实验中,只要关闭侧面的光源就能使本底计数较小且稳定。要进一步控制这一部分本底计数,可以考虑在计数器探头和前方的透镜的间隙外进行遮挡,以及遮挡计数器指示灯的红光。

批注 [swb14]: 对的,尤其在纠缠源品质较好时,体现更明显

四、结论

本实验用单光子计数器测量到了 405nm 激光在 BBO 晶体上由非共线 II 型相位匹配自发参量下转换产生的 810nm 光的空间分布,并通过在光路中放入短波通、长波通滤光片和偏振片确认了观测到的信号确实是由自发参量下转换产生。作者还分析了实验中本底计数的来源、实验时的控制方法以及可能的改进仪器的方法。

评价:

- 1.实验操作上:你的设计性实验工作完成得非常好,无论从实验方案内容的确定还是从后期的完成情况来看,都非常出色.
- 2.从你的实验报告上:可以看出,你的整个实验涵盖了方案框架设计---着手实验---发现细节问题---做出合理预期和计算---实验验证---取得结果的整个流程,而且完成度非常高.
- 3.总体评价:我个人认为你的设计性实验应该得到很高的评价,我会推荐给实验室,同时有可能将报告打印版放置于实验教学中心的资料陈列室,作为学生优秀实验报告收集(如你反对陈列,需近期回复我 email 声明此事).
- 4.你的实验很好的体现了实验物理教学中心的教学培养理念和环节设计套路,我即为你从中可能得到的训练和取得的收获感到高兴,也为量子纠缠平台能在同学们的全开放设计性实验中发挥相应的作用感到欣慰.
- 5.最后对你提出的各种改进方案表示感谢,实验室会在条件允许和时机合适的时候逐步改进实验设备和实验条件.

附录原始数据

(科目:) 数 学 作 业 纸

编号: 班级: 姓名: 第 页

7.11.10

稿 700 (色通 2) 天做结束

稿 700 色通 2 天做结束
 稿 700 色通 2 天做结束 1600
 国字秤, 破, 调空, 能
 0.5mm/mm

| X/mm | Y/mm | 计数 | 短区 | 长区 | 偏差 |
|--------|------------------|---------------|------------|--------------|----------|
| 0.00 | 0.00 -2.00 | 1578 +1592 | 675 678 | 1530 2157 | 偏平 不明 |
| 10.00 | 7.50 | 1606 | 654 | 2338 | 偏平 |
| 10.00 | -9.50 | 1315 | 628 | 2020 | 偏空 |
| 20.00 | -11.50 | 1384 | 705 | 1993 | 偏空 |
| 20.00 | 9.50 | 1593 | 687 | 2807 | 偏平 |
| -5.00 | 1.50 ~1.00 | 1371 | 701 | 1433 | 偏空 |
| -5.00 | 1.00 -0.50 | 1545 1633 | 536 | 1560 | 不明 |
| 稿 | ~9.00 | | | | |
| -10.00 | 7.50 | 1870 | 871 | 1881 | 偏空 |
| 稿 | ~5.00 | | | | |
| -10.00 | -8.00 ~-10.00 | 1396 | 586 | 1492 | 偏平 |
| -8.00 | -6.00 ~-8.00 | 1564 | 654 | 1593 | 偏平 |
| 稿 | ~3.50 | | | | |
| -8.00 | 6.00 | 1290 | 424 | 1390 | 偏空 |

BBO晶体自发参量下转换光场的测定

物理11 张鹏飞 2011012108

指导老师：孙文博 实验日期：2013.12

【摘要】:

本实验主要在于对 BBO 晶体下转换光场的测定。完成了对圆环状出射光锥中心环光场的空间分布（一个圆环）的部分测定。并通过对是实验中问题的分析，对最初的实验设计以及实验装置提出相关改造方案。

关键词： BBO 晶体 自发参量下转换 量子光学

一、前言

对于实际的介质，一般分析中将其考虑成线性响应的介质。然而事实上在光场较强时自然会出现非线性效应。所谓非线性是指当光入射晶体时，由于极化矢量在一般情况下除与场强成正比的一项外还存在场强二次方项，因而可能产生的部分出射光频率与入射光有较大差距的效应。类似于声波的倍频效应。当入射光较强时，这一效应易被探测。

光学上非线性效应的应用很广泛。例如在某些频率端，难以直接得到响应频率的激光光源，利用倍频手段可以得到相应频率的激光器。而对于自发参量下转换，在特定情况下可以通过技术使出射频率为入射频率的一半，得到两个同一频率的出射光子。由于出射光子分布在空间上可能有所交叠，而对于第二型下转换出射光子偏振方向相反，因而可以得到自旋纠缠的光子源。此外由于出射光子几乎为完全的压缩态（参见[3]），可以用于计量学上的精确测量。

一个简单的模型：经典情况下，我们可以如下考虑介电系数：考虑入射波驱动电子运动，电子运动辐射的波与原波叠加，造成相位移动，从而导致介电系数。若我们将原子中电子假想作势能含 x^3 小量的谐振子，由于其运动方程为：

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x - f \cos \omega t = \kappa x^2 \quad (1)$$

求解方法一般为逐级展开。不考虑右边小量，将有 x 按照驱动力频率运动，造成同入射场频率一致的辐射，这造成了介电系数的线性部分（可参考[1]）。一级修正为把零级项代入右边而将左边写作 x_1 ，显然将存在由于原频率项平方造成的倍频项。可参照[2]中详细讨论，但倍频的出现已经明了。对于其他细节（例如相位匹配），将在分析部分继续阐述。

本实验主要在于对 BBO 晶体下转换光场的测定，与理论图样对比，验证相位匹配在晶体非线性效应中的正确性。最初预定内容为测定下转换光场频率分布（观察不同圆环）与同一圆环的绘制。最终完成了对中心环光场的空间分布（一个圆环）的部分测定。通过对是实验中问题的分析，对最初的实验设计以及实验装置提出相关改造方案。

这次实验中我学到了设计实验方案的方法并增长了遇到困难时自己解决问题的经验。此外也熟悉了很多光学器件的使用。

二、实验进程

实验旨在对 BBO 晶体下转换光场进行空间分辨的测量。实验基本思想即为由激光器出射激光经透镜聚焦集中在 BBO 晶体上，得到较大光强。这样后出射光应含有非线性的下转光场。这是可以使用镜头将出射光耦合入光纤，传导至频率计进行频谱分析找到相应非线性光场强度。通过理论预测与入射光同一水平面上纠缠点位置使接收器移至到较大光强处，然后找到

不同的对应基本相同的极大光强的位置，作出相应的光场分布。

由于有较多细节问题，实验分多次进行。下面给别给出各次实验基本内容：

在第一次实验时，相关实验必须器件未到齐，主要在“手动”寻找下转换光场。没有找到相关信号。从后来的经验表明是由于主要考虑了位置因素而基本忽略了水平平面偏转角度因素。而后来的实验表明这一因素有非常巨大的影响。

随后的第二次实验，首先再次手动寻找了光场，找到了相关信号，但信号较小，不到2000 计数率。发现转接头耦合出现问题——使用转接头甚至无法看到巨大的激光原波长（408nm）场信号。后发现为转接处耦合问题。不能将螺纹拧紧而应到某位置才能使两端光纤耦合。这直接导致了最后接收信号的实验台的选择问题。为了不在连至光谱仪时难以确定是否耦合，只能选用不需转接的较简易装置。但事实上也更好进行方案的改进（见后文）。

此外在当次还进行了对实验室拥有光学器件相关特征轴的测定，对后续试验有帮助作用。得到结果如下：

偏振片：1. 蓝色贴纸 水平轴 347° 2. 红色贴纸 竖直轴 354°

半波片（只给出了某一轴，快或慢轴）：1. 标有 198° 蓝色贴纸 162°

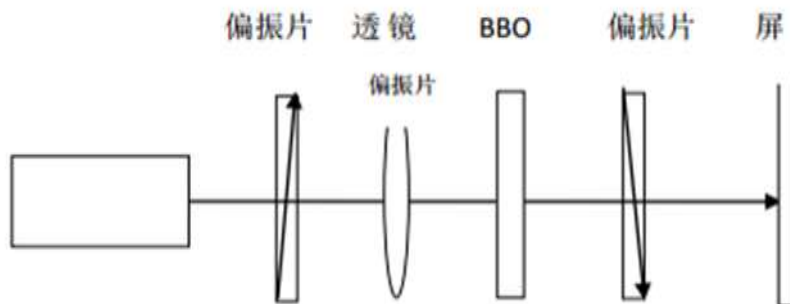
2. 标有 40° 红色贴纸 38° 3. 标有 81° 蓝色贴纸 80°

主 BBO 已标注在镜架上 辅 BBO 写有 160° 应为 164° ；写有 115° 为 154°

测定时主要利用了 PBS 晶体透过水平偏振、反射竖直偏振的特点测定水平竖直方向。

其中对于 BBO 晶体光轴测定，用了讲义上提供的如下方法：

对于光在晶体中的传播，偏振方向与光轴在同一平面和垂直光轴是两个本征态。这两个态的光将不改变偏振方向的通过晶体。因而可以用下图将光轴限定在两个方向之一。然后，由于单光轴晶体的结构可以认为是晶体中垂直于二维各项同性层状结构（对电磁相应意义上）的方向，可以认为层状结构形成光栅进行了衍射因而在垂直光轴方向产生干涉条纹用该现象可以定下光轴位置测量装置如图一。更详细讨论可见[4]、[5]。



图一、BBO 晶体光轴测量实验图

实验中本欲使用作为 pump 光的紫光，然而光斑过小难以看到衍射条纹，最终使用另一红色激光器进行该部分。

之后的几次实验首先尝试了激光反打方法确定纠缠点然后将到货的水平平移台与原平台连接，加大水平方向可量范围。而竖直方向只有 25mm 可移动范围，限制了光场测量，无法将整个圆绘出。由于整体竖直位置改变，用了较长时间寻找合适高度镜架、调节激光方向至适宜以及各光具处于光轴中心。初步对光场的测量结果显示光场半径在 15cm 左右。

最后一次实验集中进行了光场的测定。从右方较大极大计数（10000 以上）点到左方同样数量计数量的位置进行了光场的测量。BBO 距离接收装置为 37cm。具体实验数据如表一所述：

| x mm | y mm | 计数值 | x mm | y mm | 计数值 |
|------|-------|-------|------|-------|-------|
| 0 | 14.61 | 23000 | 40 | 15.94 | 23000 |
| 1.5 | 14.46 | 24000 | -2 | 16.1 | 22000 |
| 3 | 14.57 | 21000 | -5 | 13.33 | 20000 |
| 4.5 | 16.7 | 23500 | -7.5 | 13.1 | 20000 |
| 6 | 17.34 | 18000 | -10 | 12.27 | 20000 |
| 8 | 17.63 | 19000 | -12 | 12.1 | 13000 |
| 10 | 18.2 | 19000 | -15 | 10.87 | 14000 |
| 12 | 16.36 | 21000 | -18 | 9.85 | 14000 |
| 15 | 17.98 | 19000 | -21 | 10.3 | 12000 |
| 17 | 17.39 | 32000 | -25 | 9.5 | 10000 |
| 20 | 17.38 | 32000 | 45 | 14.53 | 18000 |
| 28 | 16.36 | 55000 | 48 | 13.99 | 16000 |
| 32 | 14.96 | 25000 | 55 | 12.6 | 16000 |
| 35 | 16.5 | 23000 | 60 | 11.8 | 12000 |

表一、下转换光场实验结果

其中可以看到对于“靠边”和“靠上”的测量结果，计数值明显较小。这一现象干扰了最大光强点的判断，使实际测量 y 方向距离比可移动范围还小很多。这一现象的原因猜想和实验的改进方案于后文讨论。

三、实验结果及讨论

对一个非线性晶体（例如本实验中 BBO），需要满足一定条件才能产生非线性效应的转换光场。这一约束即成为相位匹配(可参照[6])。写作：

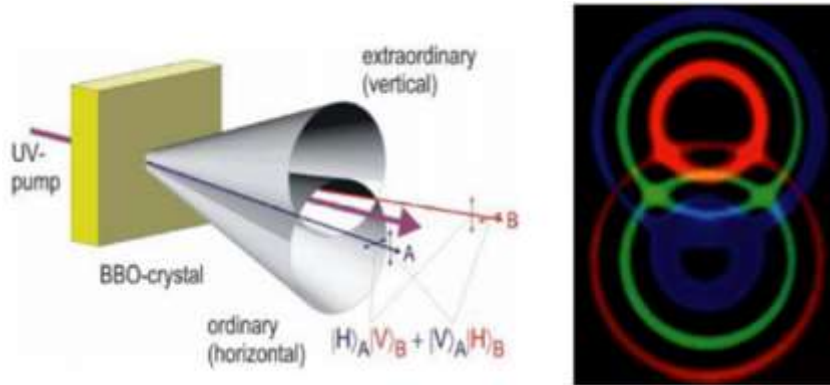
$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2 \quad k_0 = k_1 + k_2 \quad (2)$$

相位匹配可以简单地认为是能量守恒的要求。由于若用量子力学的跃迁语言将跃迁表达式写出，相位上给出的选择定则即为能量守恒，因而也可以说是相位上的要求。

考虑单轴晶体，若固定出射频率，出射两个方向给出四个未知量，k 的矢量方程给出 3

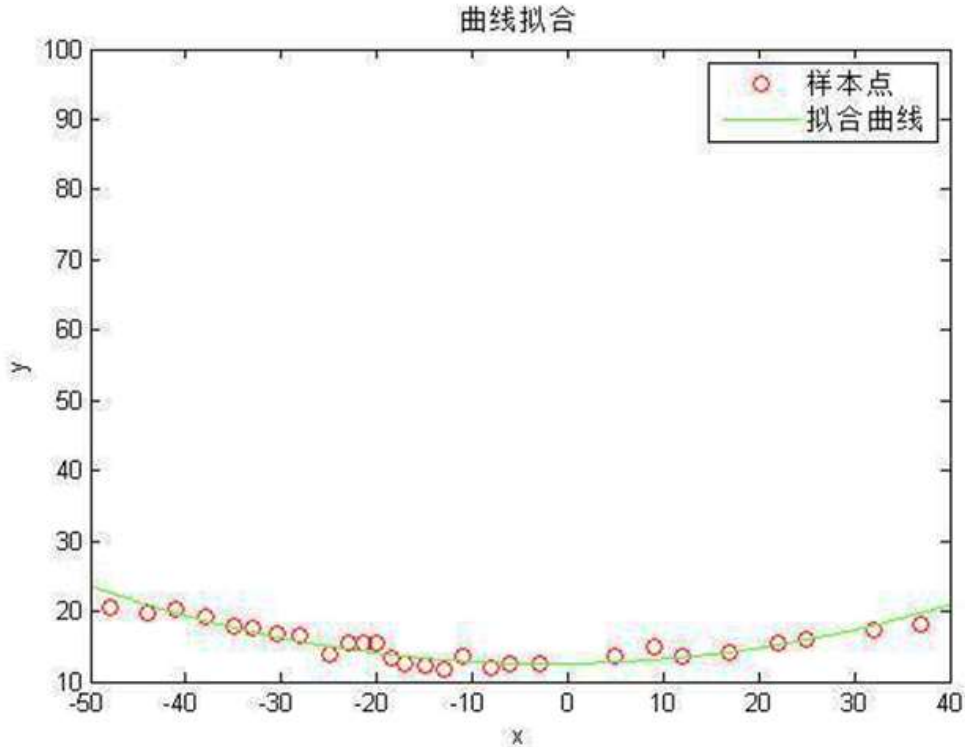
个约束因而出射方向为曲线。对 BBO，理论上出射曲线为圆，在出射平面上形成光锥。

下图中不同颜色代表不同频率光子，上下圆弧分别为不同偏振的出射光子。这是由于虽然不同位置发生转换出射波相位相干叠加要求相位匹配，但只有在 t 与 v 区域无穷时才是无展宽的，体积有限导致频率分布类似单缝衍射，因而产生 sinc 状分布。图二给出了一个该过程的描述：



图二、BBO 晶体的自发参量下转换

我们来把处理后的数据结果给出，图三为拟合出的曲线，图中的坐标经过了一些平移与反射变换。拟合过程使用方法为最小二乘法。这一方法给出了光锥半径为 109mm 的结果。



图三、实验拟合结果

在表中我们看出在两侧收集器探头收集数据极值较小，而在中心处极值较大。在 24mm

附近时光强极大，甚至超过 8W（表中未记录，担心损坏频率计因而较快移开）。此外，在拟合图中看到本应在 24mm 附近的最小值在拟合下移至约为 0 位置。这都表明实验有较大误差。

我认为，这一误差来源可能源于镜头过大。测量得到镜头表面透镜直径为 3mm，在实际调整中也有 1~2mm 的范围收集器只在很小（峰值 21000 时在 19000 以上）范围内浮动。因而会出现难以精确测量光的位置。由于纵向总共变化范围只有 10mm 左右，1~2mm 的误差会带来较大影响。这样想来是否应该在拟合时对 x 相差 3~5mm 内数据取 y 极小后用处理后数据拟合？但即使结果更“圆”，也可能由于数据量减小导致……

此外我用屏在激光器打入 BBO 前后出看到，光斑大小在毫米量级。因而出现下转换光场应该是有一定空间角展宽的一束光锥。而在最下方的最低点出射，在同一小的立体角内不同光锥的倾角变化量最小，因而有较多光被收集进入光纤被频谱仪“看到”。而在两边由于不同光锥在同一点处倾角相差较大，因而能收集进探测器的光较少，导致读数较少。另外一个干扰极值判断的原因在于上下两个圆之间的影响。当两个高斯（假设，实际应该像 sinc 函数中间的峰的样子）形状的函数足够接近时，我们无法分辨原先两函数各自峰的位置，只能看到在其中的更大的峰。因而导致误差。

实验中还发现了一些其他的非线性信号峰，其来源尚不明确，我也没能想到一些解释。

四、问题与解决方案

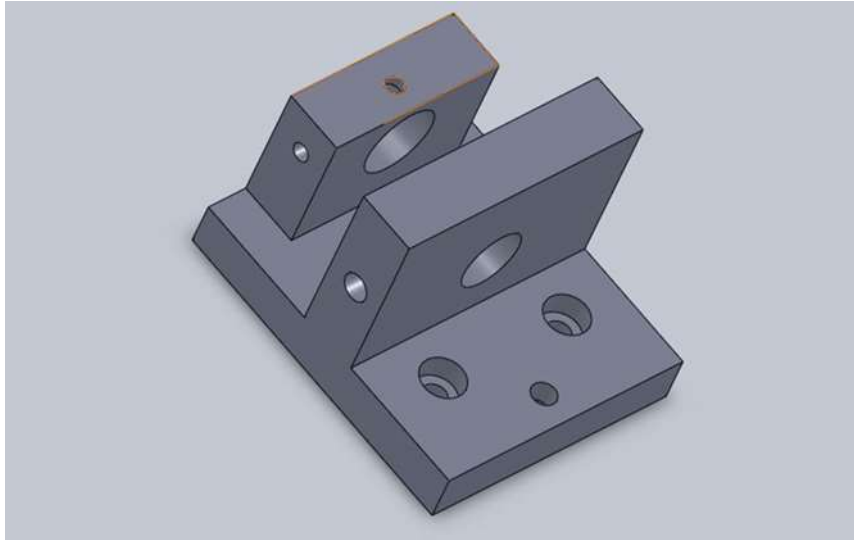
实验中其实出现了很多问题，一些是在过程中产生，已经基本解决；另一些是从得到的结果看出的，我提出了一些想法来对测量进行改进。

1. 光纤稳定性问题。发现若触动光纤将较大影响数值，干扰实验结果。在本次实验中我用图四方法基本解决了问题：



图四、光线稳定性问题基本解决方法

虽然进行了固定，但可能由于收集器接头处扰动影响结果。一个构想的解决这一问题的方法是一个新的收集部件（见图五），还可以将一些其余光学元件直接与收集器串联，达到某些优化效果。这样使用时应特别调整收集口高度与欲使用光学元件高度一致。



图五、一个可能解决收集器接口耦合问题的小部件（solidworks）

2. 移动较大时若不改变探测器角度光场信号较小。最初的方案是不改变探测器倾角，认为光场强度最大值处对任意取向探测器基本一致。从结果上看由于这样使光场信号减小过多影响极值判断，因而对不同位置应该调节探测器取向使极值变大而减小判断误差。因原调节角度器件调节能力不足，又在移动台上添加了旋转台。最后的测量时发现水平角度对接收到转换光场光强影响较大，在一度以内从极大到零信号！

3.精确度优化（对上节发现问题的猜想的验证）：

之前一个假设是可能由于上下光锥间的干扰，因而可以使用加入偏振片或者 PBS 的方式祛除干扰。但在用实验室已有光学元件尝试时发现加入后基本没有倍频信号输出。可能由于使用时间过长器件表面薄膜已经损坏导致较大损耗。若能购置新的元件或许可以解决这一问题。这样，我们便可以探究在只有一个光锥情况下的场信号，与之前的结果对比可以确定光锥间干扰的影响程度。

欲验证另一个镜头接收面过大的假设首先可以寻找是否有收集面积更小的镜头。

即使没有也可以使用之前设计的器件，在前端小孔出连接光阑。当然这需要对位置的设计较为准确，在制造该器件前应确认光阑高度，并用激光反打方式验证通光情况。

4.纵向旋转型测量方案：

使用 BBO 晶体测定其下转换光场时，出射光锥空间分布较大。这使得在测量平面上对应平移长度为数十个厘米，由于实验室暂无竖直方向大范围平移设备，可以考虑使用将 BBO

晶体与出射光旋转的方式进行实验。

这一方案中需要器件：

北京茂丰光电公司生产（下同）的 TMSC-1/1.5/2 系列 C 型二轴镜架，在已有镜架过大情况下需要使用。

PRS-84 旋转平台，可以进行 360 度快速粗调， ± 5 度微调。台面刻度显示 1 度可连续调整旋转 360 度。解析度 1-arc-sec 度，可近似取为 1 分。

TSS65 台面二维 XZ 平移台，用于将旋转平台竖直连接，并调节整体高度与水平位置至适宜。

这些器件的图示如下：



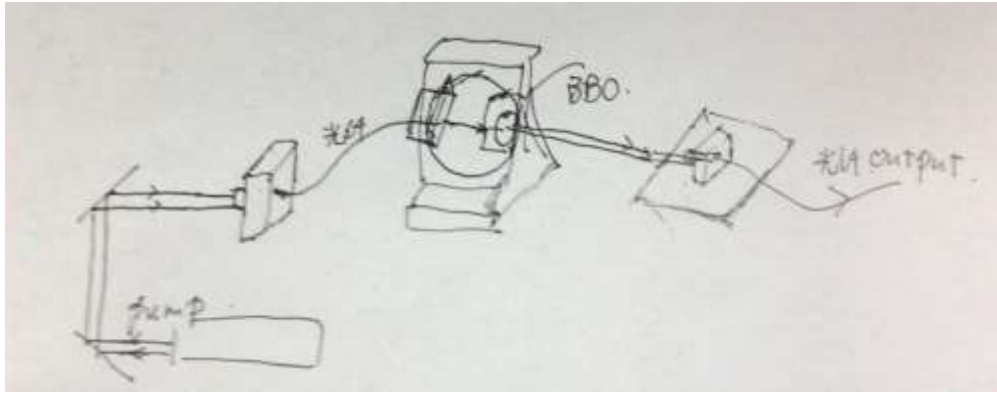
图六、旋转型光场方案需要装置

使用时将旋转平台接至平移台表面，在旋转平台一端出的中心处孔上连接装有 BBO 体的镜架，应使镜架二维调节旋钮向外侧保证有足够空间。欲使用上文提到的镜架的原因是该镜架体积较小，若已有镜架可以满足要求及不需该器件。

然后将实验室已有的可连接光线的 L 型金属架拆下连接在与装有 BBO 晶体的对角位置上，若需要螺纹孔可以自行制作。可能出现镜头与晶体不等高的情况，此时可以在二者中较低者下使用铜柱将其撑起。由于 BBO 晶体大小为 7mm，市场上销售的铜柱可以满足需求，无需额外加工。

将另一五维平台放置在出射紫光前调解平台方位使 pump 激光耦合入光纤入口，由光线传导至旋转台上。耦合的调节可以通过使用激光手电出射光与入射紫光重合的方式做到，可以先放置两个较小光阑，使 pump 激光先后穿过两孔，然后使用激光手电的红光对准这两个孔，也使激光先后穿过。这样能确保耦合成功。

实验装置简图如下：



图七、旋转型光场实验装置简图

五、结论

本实验主要在于对 BBO 晶体下转换光场的测定。完成了对圆环状出射光锥中心环光场的空间分布（一个圆环）的部分测定，给出了拟合曲线。并通过对是实验中问题的分析，对最初的实验设计以及实验装置提出相关改造方案，以供后续实验参考。

六、参考文献

文章参考文献依前言中编号如下：

- [1]. Feynman's lectures on physics Vol. 2
- [2]. Vol. 1 -Landau _Lifshitz_ -_Mechanics__3rd_ed__1976_ sec.27
- [3]. Quantum Optics_Marlan O.Scully and M.Suhail Zubairy
- [4]. Principles.of.Optics(7th.Ed) 【M.Born,E.Wolf】
- [5].Optics_Hecht.
- [6]. laser chemistry——Helmut_H._Telle,_Angel_González_Urena,_Robert_J