

杨氏双缝干涉实验中引入偏振片的教学思考及分析

李智强¹ 高云² 王伟宇¹ 李磊¹ 闫明宝¹ 范琦¹

(¹ 中国人民解放军空军工程大学基础部, 陕西 西安 710051;

² 中国人民解放军空军工程大学信息与导航学院, 陕西 西安 710077)

摘要 将偏振片引入杨氏双缝干涉实验, 并讨论不同组合时干涉条纹的规律, 是一道很有意义的习题, 然而, 常见的解答——“无固定相位差”, 对问题的本质认识不够深入。本文运用马吕斯定律和波的叠加原理, 计算了叠加后的衬比度。定量计算表明, 在杨氏双缝干涉实验中, 引入三个偏振片时, 没有干涉条纹的物理实质是存在投影相位差, 并且指出, 在这一问题中, 投影相位差是干涉条纹存在与否的决定性因素。文章物理图像直观, 适合在课堂教学中运用, 清晰地展示投影相位差的作用, 也有助于学生对光源发光机理、干涉、偏振的概念以及偏振光干涉的深入理解与运用。

关键词 杨氏双缝干涉实验; 偏振片; 马吕斯定律; 叠加原理; 衬比度; 投影相位差

THE TEACHING REFLECTION AND ANALYSIS ON INTRODUCING POLARIZERS IN THE YOUNG'S DOUBLE-SLIT INTERFERENCE EXPERIMENT

LI Zhiqiang¹ GAO Yun² WANG Weiyu¹ LI Lei¹ YAN Mingbao¹ FAN Qi¹

(¹ Fundamentals Department, Air Force Engineering University, Xi'an, Shaanxi 710051;

² Information and Navigation College, Air Force Engineering University, Xi'an, Shaanxi 710077)

Abstract It is a meaningful exercise that discussing the patterns of interference fringes in case introducing polarizers into the Young's double slit experiment while different combinations. However, “no fixed phase difference,” the commonly seen answer, does not fully understand the essence of the problem. By utilizing Malus's Law and the principle of wave superposition, this paper calculates the resulting contrast after superposition. Quantitative calculations demonstrate that when three polarizers are introduced in Young's double-slit interference experiment, the physical reason for the absence of interference fringes is the existence of a projection phase difference. Moreover, it is emphasized that in this context, the projection phase difference is the determining factor for the presence or absence of interference fringes. The article provides a clear and intuitive physical image, suitable for classroom teaching, displaying the role of the projected phase difference and aiding students in gaining a deeper understanding and application of concepts related to light emission mechanisms, interference, polarization, and

收稿日期: 2023-11-29

作者简介: 李智强, 中国人民解放军空军工程大学基础部副教授, 第四届全国高等物理基础课程青年教师讲课比赛决赛一等奖获得者, qiangzi_li@163.com。

通讯作者: 范琦, 中国人民解放军空军工程大学基础部教授, af-fanqi@126.com。

引文格式: 李智强, 高云, 王伟宇, 等. 杨氏双缝干涉实验中引入偏振片的教学思考及分析[J]. 物理与工程, 2024, 34(1): 148-152.

Cite this article: LI Z Q, GAO Y, WANG W Y, et al. The teaching reflection and analysis on introducing polarizers in the Young's double-slit interference experiment[J]. Physics and Engineering, 2024, 34(1): 148-152. (in Chinese)

the interference of polarized light.

Key words Yang's double slit interference experiment; polaroid sheet; Malus' law; superposition principle; contrast; projection phase difference

0 引言

光学是一门古老而新兴的学科,它包含的范围很广。在理工类院校的大学物理课程中,主要涉及波动光学,包括光的干涉、衍射和偏振三部分内容,它们之间都有相互联系。如果在教学中能设计并讨论一些将它们联系起来的问题,那将对此部分的教学产生很好的效果。在一些经典的光学教材和著作^[1-4]中就有一道既涉及干涉又涉及偏振的题目,例如文献[2]的332页习题6-39,其背景是著名的杨氏双缝干涉实验,在课堂教学中讨论这个题目会非常有意义,对学生深刻理解发光机理、自然光、偏振光、干涉等重要概念很有帮助。但是,上述教材和著作对于该习题第5问的解答都非常简短,不够明晰,老师们在课堂上大多也采用此说法,导致没有达到这道题目应有的教学效果。

文献[4]相应的解答为:“从 P_1 和 P_2 射出的两个垂直振动之间不具有固定的相位关系,经过 P_3 后,……它们的叠加是非相干叠加”。文献[5]中给出的解答为:“通过偏振片 P_1 、 P_2 的光没有稳定的相位关系,幕上干涉条纹消失”。概括起来就是通过偏振片 P_1 、 P_2 的光没有稳定/固定的相位关系。针对这一情况,已有学者专门进行了深入细致地分析和研究,大部分研究主要采用了将自然光等效为一对正交线偏振光的思想,其核心仍是上述解答中“无固定相位关系”的观点^[6-10]。

为此,本文应用马吕斯定律和波的叠加原理,从普通光源的发光机理出发,将杨氏双缝干涉实验的偏振干涉问题分解转化为容易理解的矢量叠加问题,通过定量计算说明了观察屏上的光强分布规律;并且提出,存在投影相位差是没有干涉条纹出现的物理实质。运用这一方法,可以加深对发光机理、自然光、偏振光、干涉等重要概念的理解,也为大学物理教学同行提供参考。

1 理论分析

文献[2]的332页习题6-39摘录如下(略有删

减)。图1所示为杨氏双缝干涉实验装置,其中 O 为单色自然光源, S 为单孔, S_1 、 S_2 为双孔,本题的第5问为:在 S_1 、 S_2 之前各放一偏振片 P_1 、 P_2 ,它们的透振方向相互垂直,在幕 Σ 前放置偏振片 P_3 ,其透振方向与 P_1 、 P_2 的透振方向成 45° 角,问幕 Σ 上是否有干涉条纹。

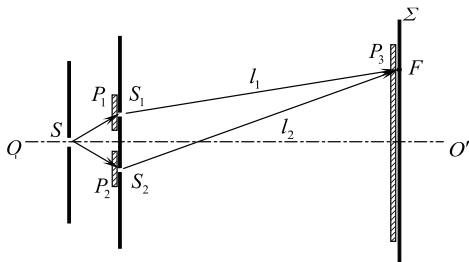


图1 习题附图

可以从两个角度分析屏幕上是否有干涉条纹,其一为定性分析,即采用干涉条件进行判断,看两光束是否满足同频率、同振动方向和具有固定相位差的相干条件;其二为采用定量的方法,即计算屏幕上的光强分布,进而可得衬比度,用于判断有无干涉条纹。

由图1装置可知,单色自然光经偏振片 P_1 、 P_2 后,从 S_1 、 S_2 双孔透射并再经偏振片 P_3 后在屏上相遇的两束光的频率和振动方向相同,因此,是否有干涉条纹就仅在于是否有固定的相位差了。由于 O 为单色自然光源,发光具有随机性,因此常将自然光看作两束相互正交(两正交方向任意)的无固定相位关系的偏振光。这正是上述文献得出屏幕上无干涉条纹的依据。显然,这种解释过于简洁,不利于学生对物理概念的理解,同时,会留下一个迷惑,即自然光的这种无固定相位差的特性为什么没有影响常规的杨氏双缝干涉?

为了有利于教学,并解释这个迷惑,下面将采用定量的方法进行分析。

设光源 O 发出单色自然光,平均来看,光矢量在与传播方向垂直的平面内对称分布,哪个方向也不比其他方向更为优势。选取任意偏振方向的线偏振光(其振动面与偏振片 P_1 和 P_2 的透振方向都不平行),某时刻这一线偏振光光矢量记为

E , 光矢量 E 与偏振片 P_1 、 P_2 和 P_3 的透振方向的取向关系如图 2 所示。

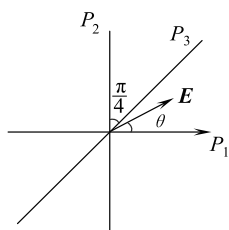


图 2 线偏振光振动面取向

在图 2 中, 以偏振片 P_1 的透振方向建立极坐标系, 选向右为正, 则偏振片 P_1 、 P_2 的透振方向分别为 0° 和 90° , 入射到 P_1 、 P_2 上的线偏振光的光矢量 E 的方向用 θ 表示, 由对称性可以看出, θ 的取值只需考虑 $(0, \pi/2)$ 和 $(\pi/2, \pi)$ 即可。考虑到双孔 S_1 、 S_2 的位置相对于孔 S 对称, 且观察场点 F 靠近光轴, 则到达 F 点的两个球面子波强度近似相等。因此, 无任一偏振片时, 光矢量 E 在 θ 方向的线偏光经双孔 S_1 、 S_2 到达 F 的光强都等于 I_θ 。

根据马吕斯定律, 经孔 S_1 并依次穿过偏振片 P_1 、 P_3 后, 到达 F 点的光强 I_{13} 可表示为

$$I_{13} = \frac{1}{2} I_\theta \cos^2 \theta \quad (1)$$

同理, 经孔 S_2 并穿过偏振片 P_2 、 P_3 后, 到达 F 点的光强 I_{23} 可表示为

$$I_{23} = \frac{1}{2} I_\theta \sin^2 \theta \quad (2)$$

记 F 处两束光的相位差为 $\Delta\varphi$, 根据干涉理论, 对于振动面为 θ 方向的线偏振光的干涉条纹光强分布 I'_θ 可以由式(3)给出:

$$I'_\theta = \frac{1}{2} I_\theta + \frac{1}{2} I_\theta |\sin 2\theta| \cos \Delta\varphi \quad (3)$$

到达 F 点的光波的光程不同且分别经过两个偏振片, 则相位差 $\Delta\varphi$ 应由两部分组成。

(1) 几何路径差引起的相位差

$$\Delta\varphi_l = \frac{2\pi}{\lambda} (l_1 - l_2) \quad (4)$$

式中 l_1 和 l_2 分别是孔 S_1 和 S_2 到幕上一点 F 的距离, 如图 1 所示。

(2) 线偏振光投影引起的相位差 $\Delta\varphi'^{[1]}$, 若线偏振光经过偏振片 P_1 和 P_2 后的两束线偏振光在 P_3 上的两个投影分量方向一致, 则 $\Delta\varphi' = 0$, 反

之, $\Delta\varphi' = \pi$, 如图 3 所示。

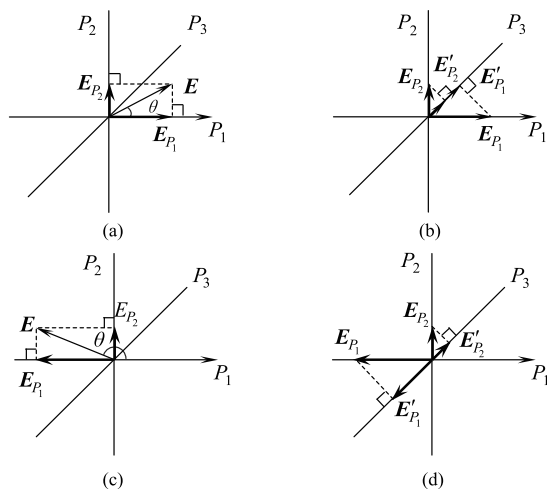


图 3 入射光两次投影后分量的关系

(a) $\theta \in (0, \pi/2)$ 的线偏振光向偏振片 P_1 和 P_2 投影; (b) $\theta \in (0, \pi/2)$ 的线偏振光透过偏振片 P_1 和 P_2 的分量向 P_3 投影; (c) $\theta \in (\pi/2, \pi)$ 的线偏振光向偏振片 P_1 和 P_2 投影; (d) $\theta \in (\pi/2, \pi)$ 的线偏振光透过偏振片 P_1 和 P_2 的分量向 P_3 投影

从图 3(d) 可以看出, 当 $\theta \in (\pi/2, \pi)$ 时, 必须考虑投影引起的 π 的相位差。因此, 当 $\theta \in (0, \pi/2)$ 时:

$$\sin 2\theta > 0, \quad \cos \Delta\varphi = \cos \Delta\varphi_l$$

所以式(3)的第二项:

$$\frac{1}{2} I_\theta |\sin 2\theta| \cos \Delta\varphi = \frac{1}{2} I_\theta \sin 2\theta \cos \Delta\varphi_l$$

当 $\theta \in (\pi/2, \pi)$ 时:

$$\sin 2\theta < 0, \quad \cos \Delta\varphi = \cos(\Delta\varphi_l + \pi) = -\cos \Delta\varphi_l$$

所以

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} I_\theta |\sin 2\theta| \cos \Delta\varphi &= \frac{1}{2} I_\theta (-\sin 2\theta) (-\cos \Delta\varphi_l) \\ &= \frac{1}{2} I_\theta \sin 2\theta \cos \Delta\varphi_l \end{aligned}$$

综上, 当 $\theta \in (0, \pi)$ 时, 相干叠加光强可以唯一的表示为:

$$I'_\theta = \frac{1}{2} I_\theta + \frac{1}{2} I_\theta \sin 2\theta \cos \Delta\varphi_l \quad (5)$$

由式(5)可以得出光强极大值 $I_{\max}$ 和极小值 $I_{\min}$, 根据干涉条纹衬比度 (contrast) γ 的定义可得光矢量 E 在 θ 方向的线偏光入射时衬比度为

$$\gamma_\theta = \sin 2\theta \quad \theta \in [(0, \pi/2) \cup (\pi/2, \pi)] \quad (6)$$

显然, 在 θ 的取值范围内, 衬比度 γ_θ 大于 0。上述结果显示, 偏振面沿任意 (不含 P_1 和 P_2 方

向)方向的偏振光均会在幕 Σ 上产生干涉条纹。

进一步,考虑所有振动方向的光矢量,即为上述光矢量的振动方向取遍从 0 到 2π 的全部方向,由于自然光的光矢量在波面内取向分布的几率各向同性,任意两个振动方向均无固定相位关系,所各方向的光矢量在幕上 F 点的叠加,是非相干叠加,即强度叠加。

考虑无任何偏振片时的情况,记光矢量振动方向在 $[0, 2\pi)$ 范围的线偏振光经双孔 S_1 、 S_2 到达 F 的光强都等于 I_0 , $d\theta$ 范围内的光强则为 dI_0 , 必有 $dI_0 = I_0 \frac{d\theta}{2\pi}$; 引入三片偏振片后,记光矢量振动方向在 $d\theta$ 范围内的偏振光在幕 Σ 上 F 点的干涉条纹强度为 dI'_F , 幕 Σ 上的光强为 I'_F , 则可由式(5)得出:

$$\begin{aligned} dI'_F &= \frac{1}{2}dI_0 + \frac{1}{2}dI_0 \sin 2\theta \cos \Delta\varphi_l \\ &= (1 + \cos \Delta\varphi_l \sin 2\theta) \frac{I_0}{4\pi} d\theta \end{aligned} \quad (7)$$

总的干涉条纹的强度叠加可以通过对 θ 的积分求出:

$$I'_F = \int_0^{2\pi} (1 + \cos \Delta\varphi_l \sin 2\theta) \frac{I_0}{4\pi} d\theta = \frac{I_0}{2} \quad (8)$$

式(8)显示,幕 Σ 上的光强分布与相位差 $\Delta\varphi_l$ 无关,也就是与位置无关,即衬比度 $\gamma = 0$, 所以,幕 Σ 上没有干涉条纹。这一结果,与文献习题答案中没有干涉条纹的结论是一致的。

3 讨论

将单色自然光视作光矢量振动方向在 $[0, 2\pi)$ 范围的线偏振光时,任意光矢量振动方向(不含与偏振片 P_1 和 P_2 的透振方向平行的方向)的线偏振光在幕上叠加时,都有着固定的相位差,而将所有方向的光矢量叠加后,幕上衬比度为 0 , 没有干涉条纹。可见,简单的说“无固定相位关系”是没有干涉条纹的原因是不全面的。从上面的分析计算可以看出,导致没有干涉条纹出现的根本原因是:有一半的偏振光在 P_3 上投影时,有投影相位差,而另一半恰好没有。

亦可以采取如下方式直观的说明,式(5)给出了光矢量振动方向为 θ 的线偏振光在幕上 F 的干涉条

纹的光强,类似的,计算光矢量振动方向为 $\pi - \theta$ 的线偏振光在幕上 F 的干涉条纹的光强 $I'_{\pi-\theta}$:

$$I'_{\pi-\theta} = \frac{1}{2}dI_0 - \frac{1}{2}dI_0 \sin 2\theta \cos \Delta\varphi_l \quad (9)$$

可以看出,式(5)与式(9)反映的就是两套明暗分布恰好相反的条纹,而之所以明暗分布恰好相反,正是因为两个方向 θ 和 $\pi - \theta$ 上,总是一个有投影相位差,另一个没有,而几何路径带来的相位差完全相同,所以在任意位置处,两个相位差的“差”总是等于 π , 条纹明暗也就是相反的。

同时,形成这两套条纹的两束线偏振光间没有固定相位差,所以两套干涉条纹的叠加是非相干叠加,而且,这两套条纹的强度极大值和极小值完全相同,所以,强度叠加后的衬比度为 0 。显然,这里的 θ 具有一般性,从对称性出发,单色自然光总是可以视作这样一对对的线偏振光,结果幕 Σ 上自然不会有干涉条纹。这里,若取光矢量振动方向为 θ 和 $-\theta$ 的两束线偏振光,也可以得到相同的结论。

若光矢量振动方向恰好为 P_1 方向,由马吕斯定律即可得出,没有光波穿过狭缝 S_2 , 则在幕 Σ 上形成均匀场;若恰好为 P_2 方向,结果是一致的,而这两束线偏振光之间没有固定相位关系,叠加是非相干叠加,即没有干涉条纹。

然而,当在单缝 S 后放置一个偏振片 P 时,幕上会出现干涉条纹,这是因为在偏振片 P 的存在下,在幕上叠加的两束偏振光之间是确定的投影相位差,即 0 或 π 。偏振片 P 的放置相当于从两个可能的相位差中选择一个,因此尽管存在投影相位差,但由于取值唯一,所以不会对条纹的衬比度产生影响。

另一方面,当移除所有偏振片时,由于没有偏振光需要在特定透振方向进行投影,因此不存在投影相位差。这个解释很好地解决了学生对于无固定相位差的自然光入射却能形成干涉条纹所产生的困惑。因此,在偏振光的杨氏双缝干涉问题中,投影相位差对衬比度的影响是干涉条纹存在的决定性因素。

4 总结

使用“无固定相位差”的说法解释上述习题,

指向不够清晰,容易引起误解。运用投影相位差的概念解释杨氏双缝干涉实验中引入三个偏振片时没有干涉条纹的现象,计算过程简洁明了,物理图像直观,便于理解,也适合在课堂教学中运用。通过进一步分析增加偏振片以及去除所有偏振片的情况,更清晰地展示投影相位差的作用,有助于学生对光源发光机理、干涉、偏振的概念以及偏振光干涉的深入理解与运用,这样的教学研究能够提升教学效果,是非常有效的教学探索。

参 考 文 献

- [1] 赵凯华,钟锡华. 光学[M]. 北京:北京大学出版社,2017:125-130,413.
- [2] 赵凯华. 新概念物理教程:光学[M]. 北京:高等教育出版社,2004:332.
- [3] 吴强,郭光灿. 光学[M]. 合肥:中国科学技术大学出版社,1996:341-32.
- [4] 张永德. 物理学大题典 光学[M]. 合肥:中国科学技术大学出版社,2005:232-235.
- [5] 赵凯华,罗蔚茵,王笑君. 新概念物理题解:下册[M]. 北京:高等教育出版社,2009:167-168.
- [6] 刘金江,托和罗·路. 对杨氏装置中偏振光干涉问题的探讨[J]. 长春邮电学院学报,1989,7(2):40-45.
- LIU J J, TUOHELULO L. A discussion of the interference of polarized light in the Young's device[J]. J. of Changchun Posts and Telecom Mun. Inst., 1989, 7(2): 40-45. (in Chinese)
- [7] 孙慕渊,程正则. 用杨氏实验装置产生线偏振光的干涉[J]. 咸宁师专学报,1998,18(3):30-31.
- SUN M Y, CHENG Z Z. Investigating the interference of linearly polarized light using the Yang's experimental setup[J]. Journal of Hubei University of Science and Technology, 1998,18(3): 30-31. (in Chinese)
- [8] 李祥. 在杨氏双缝干涉装置中引入偏振片的几点讨论[J]. 阿坝师范高等专科学校学报,2005,22(3):100-101.
- LI X. Discourse of the introduction of polaroid into Young's double-slit interfering device[J]. Journal of Aba Teachers College, 2005, 22(3): 100-101. (in Chinese)
- [9] 谢亮,赵小青. 偏振片对杨氏双缝干涉实验影响的形象化解释[J]. 课程教育研究,2015,13:214-215.
- XIE L, ZHAO X Q. Visualization of the impact of polarizers on the Young's double-slit interference experiment[J]. Course Education Research, 2015, 13: 214-215. (in Chinese)
- [10] 蔡展中. 偏振光的杨氏干涉[J]. 大学物理,2007,26(6):1-4.
- CAI L Z. Young's interference experiment of polarized light[J]. College Physics, 2007, 26(6): 1-4. (in Chinese)
- (上接第 147 页)
- [7] 雷衍连,张巧明,张勇. 光磁共振实验中反常共振信号的机理探究[J]. 西南师范大学学报:自然科学版,2013,38(7):148-151.
- LEI Y L, ZHANG Q M, ZHANG Y. Exploration of mechanisms underlying the abnormal resonance signals in optical pumping magnetic resonance experiment[J]. Journal of Southwest China Normal University (Natural Science Edition), 2013, 38(7): 148-151. (in Chinese)
- [8] 段俊熙,冯璐. 光泵磁共振实验中实验参数选取的探讨[J]. 物理与工程,2022,32(1):136-142.
- DUAN J X, FENG L. Research on experimental parameters in optical-pumping magnetic resonance experiments[J]. Physics and Engineering, 2022, 32(1): 136-142. (in Chinese)
- [9] 高浩哲,池水莲,陈昕,等. 光泵磁共振实验中扫场信号研究和测量[J]. 实验技术与管理,2017,34(2):66-69.
- GAO H Z, CHI S L, CHENG X, et al. Research and measurement of scanning field signal in experiment of optical pumping magnetic resonance[J]. Experimental Technology and Management, 2017, 34(2): 66-69. (in Chinese)