

迈克耳孙干涉仪

李嘉轩

北京大学物理学院天文学系, 100871

jiaxuan.li@pku.edu.cn

2017年12月7日

本实验使用著名的迈克耳孙干涉仪实现激光的非定域干涉、定域干涉, 以及实现白光干涉, 最后使用迈克耳孙干涉仪测量压电陶瓷的压电系数和空气的折射率。本实验使用的仪器有:

1. WSM-100迈克耳孙干涉仪;
2. JDW-3型氦氖激光器;
3. 实验室提供的台灯;
4. 实验室提供的显微镜物镜;
5. 气室以及WAN-120数字空气折射率测量仪;
6. 压电陶瓷以及压电系数测量仪。

1 迈克耳孙干涉仪的基础实验

1.1 迈克耳孙干涉仪的调节步骤

先打开激光器, 调整激光器的位置并用小纸片进行漫反射观察, 使激光打在迈克尔逊干涉仪镜面的中心。整个实验时, 激光器离干涉仪约60cm。激光危险, 在实验过程中最好不要坐下进行实验, 也不要直接低头观察激光, 更不要将激光打在其他同学的身上。此时应该可以发现干涉仪反射回激光器的两排光点, 再调整激光器的位置, 使这些光点能够显示在激光出射位置附近。

使用带有小孔的遮光板对激光的方向进行准直。首先, 将小孔移近激光器, 调节小孔高低使激光可以通过小孔射在干涉仪上; 然后将小孔拿到干涉仪附近, 调整激光器的仰角与水平方向, 使激光完全通过小孔。如此来回调整几次, 即可保证激光是水平入射干涉仪的。



对于干涉仪，先调节两个反射镜背后的三个螺丝使之处于始中的状态，即调节每个罗斯时，遮光板上的光点都会移动。同时将两个微调M2的弹簧置于中间的位置。先用纸片挡住M1，调节M2背后的三个螺丝使遮光板上的光点中心与小孔重合。然后拿纸片挡住M2，对M1做同样的调节。此时，M1、M2与打在其上的激光光束都严格垂直了。

将带有小孔的遮光板置于光路中后，在小孔前放入显微镜物镜，目的是让激光汇聚成一个点光源，其大小约为几个微米。调整显微镜物镜的高低与方向，让球面波照在干涉仪的分束板上。此时调整干涉仪接收屏的位置，即可在接收屏上看到干涉条纹。

1.2 非定域干涉的圆条纹和椭圆条纹

用点光源S通过M1与M2成的像S1和S2来分析是很方便的。当S1、S2与接收屏E在一条直线上时，我们可以观察到圆条纹。如果接收屏上没有看见圆心，则可以通过两个微调螺丝调节M2的方位，使圆心出现在屏幕中心。此时的条纹即为非定域干涉的圆条纹。此时旋转大手轮，可以观察到条纹出现“吞”或“吐”的现象。如果条纹是“吞”，则M1与M2'的间距 d 正在变小；如果条纹是“吐”，则M1与M2'的间距 d 正在变大。可以观察到，当 d 由大变小时，条纹变粗，同时也变得稀疏，同一级条纹的半径变小直至被吞。当 d 非常小时，按理说条纹应该都消失而出现一个很大的亮斑，但由于迈克耳孙干涉仪的视场有限， d 很小时观测起来比较困难，但的确观察到了上述现象。

解释起来很容易，根据干涉的原理，对于 k 级条纹，可以推得下面的公式：

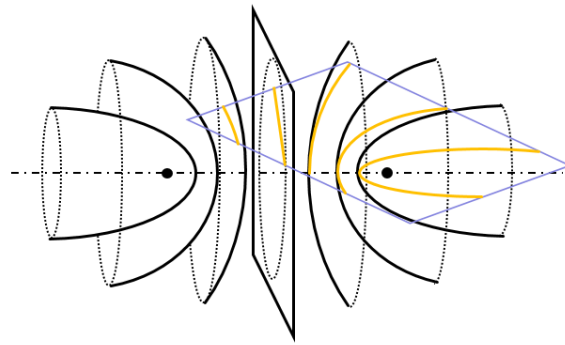


图 1: 非定域干涉条纹形状示意图

$$2d\left(1 - \frac{r_k^2}{2z^2}\right) = k\lambda, \quad (1)$$

$$\Delta r \simeq \frac{\lambda z^2}{2r_k d}. \quad (2)$$

从(1)中可以看出，当 d 变小时，对于一个特定的级次 k ，相应的 r_k 也变小，从而观察到“吞”的现象；从(2)中看出， d 减小时，条纹间距增大，即条纹变得稀疏，条纹数目也变少。

将M2的方向偏移一点，导致S1、S2与接收屏E不再是一条直线了，此时就可以看到椭圆的干涉条纹。同时，也可以采用另一种方法，即将接收屏E的转过一个方向，也能在光场中截出一个个椭圆来。



两种情况分别见图2的左图和右图。

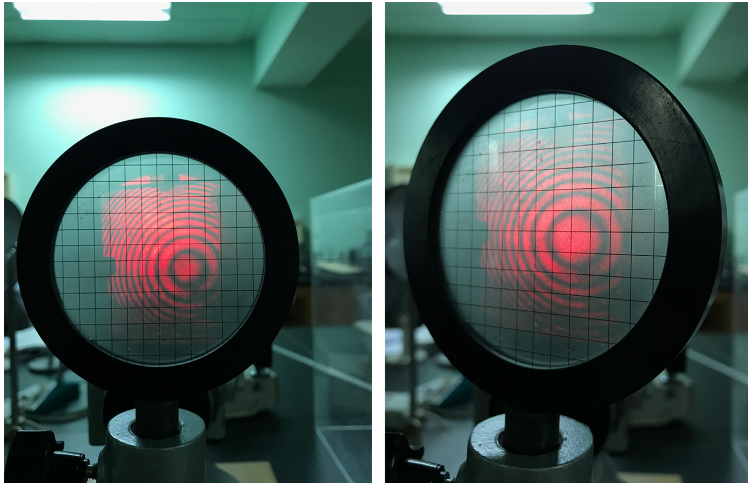


图 2: 非定域干涉的椭圆条纹

1.3 非定域干涉的直条纹和双曲条纹

为了调出直条纹，则需要让S1与S2连线的垂直平分线与屏幕垂直。先调出圆条纹，然后转动大手轮让圆条纹“吞”到基本看不到条纹，此时M1与M2'的间距非常小。然后用微调螺丝改变M2的方向，使S2在水平方向发生偏移，这样就能在接收屏上看到直条纹了。如果此时转动手轮从而改变 z ，那么就可以看到双曲条纹。原理图见1，实验时观察到的直条纹与双曲条纹分别是图3的左图与右图。

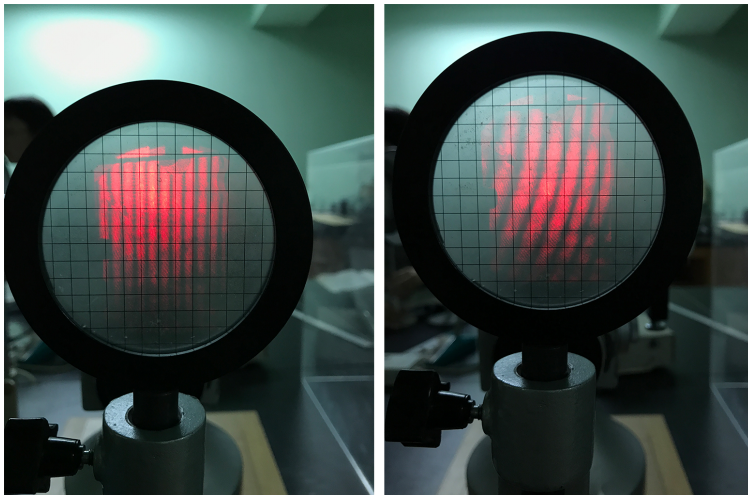


图 3: 非定域干涉的直条纹与双曲条纹



1.4 定域干涉的等倾条纹

先将非定域干涉条纹调到 d 很小的时候，即圆条纹非常稀疏而且很粗。定域干涉需要扩展光源，因此在显微镜物镜前放上毛玻璃，而且毛玻璃尽可能靠近干涉仪。此时不能使用接收屏观察干涉条纹了，直接用肉眼进行观察。经过毛玻璃漫反射之后的激光光强弱了很多，不会对眼睛造成伤害。此时会在无限远处观察到圆条纹，但是移动眼睛时会发现存在条纹的吞吐，这说明此时还不是等倾干涉。左右移动眼睛，同时调整M2的左右微调螺丝，使得左右移动眼睛时条纹不存在吞吐；然后上下移动眼睛，调整M2的上下微调螺丝，使上下移动眼睛时条纹不存在吞吐。最后，无论怎样移动眼睛，条纹都不吞吐，只是条纹位置随眼睛移动而改变，此时即为定域干涉的等倾条纹。对于等倾条纹同样可以观察到与之前的非定域圆条纹相同的性质。有等倾干涉的原理，对 k 级条纹有

$$\Delta\theta_k \simeq \frac{\lambda}{2d\theta_k}.$$

很容易发现， d 不变时 θ_k 约大的话 $\Delta\theta_k$ 越小，即越靠近边缘条纹越密；对于某个确定的 k ， d 越大， $\Delta\theta_k$ 越小，即条纹随 d 增大而变密。

1.5 定域干涉的等厚条纹

我们知道，等厚干涉条纹是直线。所以在刚刚调出等倾条纹的基础上，通过微调螺丝调节M2的倾角，使视场中的条纹渐渐变直。在能观察到直条纹之后，再调整M2的倾角会发现，条纹的间距由大变小。将条纹间距调到一个合适的情况后，转而旋转大手轮。可以看到条纹向一个方向移动，由向一边弯曲变成直条纹，紧接着又变成向另一边弯曲。这就是定域干涉等厚条纹的基本特征。

解释起来也很容易。此时的干涉是M1与M2'之间的空气层发生的等厚干涉，光程差可以写为

$$\Delta L = 2d \cos \theta \simeq 2d \left(1 - \frac{\theta^2}{2} \right).$$

在M1与M2'的交棱附近， $d\theta^2$ 可以忽略，所以条纹反映了空气层的等厚度线，条纹为直条纹。当 d 逐渐变大时， $d\theta^2$ 不可忽略， d 与 θ 的效应配合起来才使条纹弯曲。

1.6 白光的等厚干涉条纹

激光的相干长度非常长，所以我们可以非常长的范围内看到干涉条纹。但是白光的频谱并不像激光那样是个非常尖锐的峰，这导致白光干涉条纹仅在光程差为0的附近才能看到，光程差变大后条纹可视度迅速下降，条纹变得模糊不可见。因此，本实验需要把M1与M2'调重合。

首先在非定域干涉的基础上，把直条纹调出来。转动手轮时会发现条纹由弯变直又变弯，所以需要在最直之前停止转动大手轮。然后放上散射屏，打开台灯，用肉眼观察条纹，同时转动小手轮使条纹继续变直。直到某一个位置上，观察到如图4所示的白光干涉条纹。在兴奋之余，可以用微调螺丝调节一下M2的倾角，从而调节等厚干涉直条纹的间距，从而可以更好地欣赏美丽的彩色条纹。



将白光干涉条纹移动到视场中心时，M1与M2的两条光路严格等光程，此时的刻度读数为

$$z = 32.30284 \text{ mm.}$$

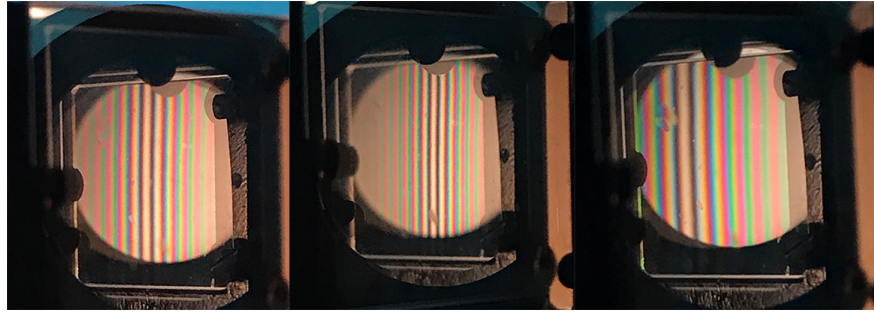


图 4: 不同宽度的白光干涉条纹

2 空气折射率的测量

使用迈克耳孙干涉仪可以非常方便地测得空气的折射率，这个方法令我感到十分神奇。向密闭气室打气会改变空气的密度，从而改变折射率。如果看到非定域干涉的圆条纹移动了 N 个，实验时大气压为 p ，条纹移动前后气室内气压改变 Δp ，则根据热力学和光学理论，有：

$$n = 1 + \frac{N\lambda}{2D} \cdot \frac{p}{|\Delta p|}. \quad (3)$$

实验时，气压仪给出的大气压为 $p = 1011 \text{ hPa}$ ，室温为 28.5° ，气室的长度为 $D = 4.00 \text{ cm}$ 。实验时记录条纹吞吐 $N = 3$ 个环对应的压强差，数据见表格1。

表 1: 空气折射率的测量

环数	p_1/hPa	p_2/hPa	$\Delta p/\text{hPa}$
3	1030	1120	-90
3	1118	1213	-95
3	1209	1303	-94

$$\overline{\Delta p} = 93 \text{ hPa,}$$

$$\sigma_{\Delta p} = 2.65 \text{ hPa.}$$

将数据代入公式(3)可以得到：

$$n = 1.000258,$$

$$\sigma_n = \frac{N\lambda p}{2D|\Delta p|^2} \sigma_{\Delta p} = 0.000007.$$

从而，本次实验测得的空气折射率为：

$$n = 1.000258 \pm 0.000007. \quad (4)$$



3 压电陶瓷的压电常量的测量

压电陶瓷在加上电压之后会产生微小的位移，我们可以很方便地使用迈克尔逊干涉仪测量微小位移与电压的关系，从而计算出压电系数 d_{21} 。实验数据见表2。压电陶瓷的总长度 $L = 46 \text{ mm}$ ，管壁厚度 $t = 1.0 \text{ mm}$ ，氦氖激光波长 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ 。

表 2: 压电陶瓷的压电常量的测量

n	1	2	3	4	5	6	7	8
U/V	-76.6	-43.8	-19.9	1.6	29.5	46.8	72.7	93.1

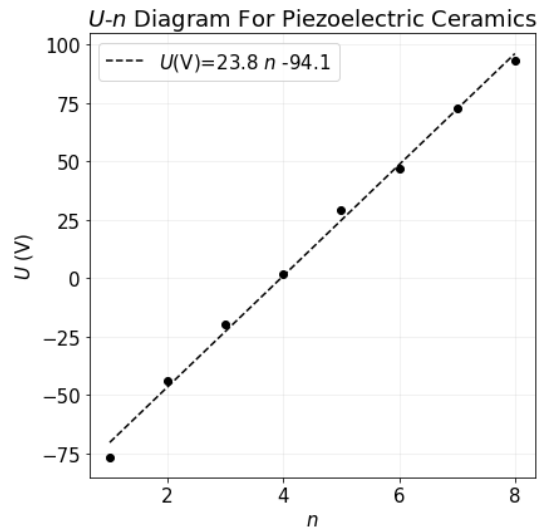


图 5: 压电陶瓷的压电常量的测量

拟合之后，得到斜率

$$a_1 = \frac{\Delta U}{\Delta n} = 23.79.$$

相关系数

$$r = 0.9981.$$

根据斜率不确定度的计算公式:

$$\sigma_{a_1} = a_1 \sqrt{\frac{1/r^2 - 1}{n - 2}} = 0.6.$$

从而本次测量出斜率的结果为

$$\frac{\Delta U}{\Delta n} = (23.8 \pm 0.6) \text{ V}.$$

我们知道，一个条纹对应压电陶瓷的位移为 $\lambda/2$ ，因此我们有:

$$\frac{\Delta U}{\Delta L} = \frac{\Delta U}{\Delta n} \cdot \frac{2}{\lambda}.$$



根据压电系数的定义，可以得到：

$$\begin{aligned}d_{21} &= \frac{t}{L} \left(\frac{\Delta U}{\Delta L} \right)^{-1} \\ &= \frac{t\lambda}{2L} \left(\frac{\Delta U}{\Delta n} \right)^{-1} \\ &= 2.89 \times 10^{-10} \text{ m/V.} \\ \sigma_{d_{21}} &= \frac{t\lambda}{2L} \sigma_{a_1} \left(\frac{\Delta U}{\Delta n} \right)^{-2} \\ &= 0.07 \times 10^{-10} \text{ m/V.}\end{aligned}$$

综上，本次测量得到该压电陶瓷的压电常数为

$$\begin{aligned}d_{21} &= (2.89 \pm 0.07) \times 10^{-10} \text{ m/V} \\ &= (2.89 \pm 0.07) \text{ \AA/V.}\end{aligned}$$

4 分析讨论与感想

迈克耳孙干涉仪在近代物理的发展中起到了非常重要的作用，它不仅能够用来精确测量长度的变化，还在迈克耳孙莫雷实验中否定了“以太”的存在。本次实验中我使用了迈克耳孙干涉仪实现了非定域干涉与定域干涉，进一步锻炼了我进行光学实验、调整光路的能力。迈克耳孙干涉仪在之前看来好像是非常遥不可及的实验仪器，这次实验消除了这种神秘感。刘开辉老师形象生动清晰又幽默的讲解令我记忆颇深，尤其是让我记住了使用激光的注意事项。在完成基础实验之后又设置了使用干涉仪测量微小长度和测量空气密度的实验，让我进一步感受到了迈克耳孙干涉仪真的是如此精妙。在光学课上学薄膜等厚干涉的时候，当夹角很小时，会观察到一种非常奇妙的干涉条纹，可惜在本次实验中并没有观察到这种现象。我觉得应该是迈克耳孙干涉仪的视场太小了，从而没法涵盖这么多条纹。

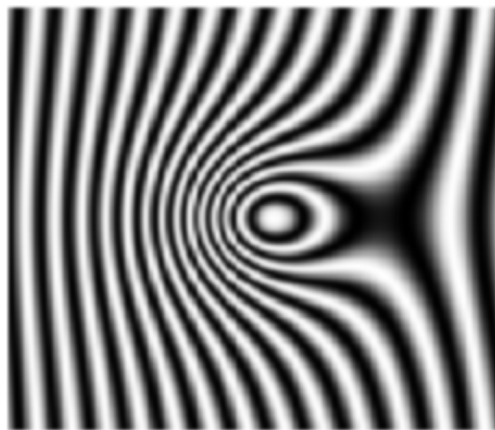


图 6: 小夹角时的奇异等厚干涉条纹

再次感谢刘开辉老师生动幽默而令人印象深刻的讲解，以及老师在实验过程中的指导和建议。



参考文献

- [1] 吕斯骅, 段家祗, 张朝晖. 新编基础物理实验. 第2版. 北京: 高等教育出版社, 2013.
- [2] 钟锡华. 现代光学基础. 第2版. 北京: 北京大学出版社, 2012.