

The physical mechanism of single slit diffraction

Facheng-Yang

Experimental testing institute, Kalamayi xingjiang

Email: yangfacheng2006@163.com

Abstract

In the optical experiment, the diffraction pattern of coherent light or laser beam with a single slit diffraction experiment is used. So the modern optical theory suggests that light is a wave or electromagnetic wave, so it passes around obstacles and diffracted. However, after a long period of work, the author thinks that the diffraction fringes are the result of a large amount of light (granule) slits. From this point of view, this paper using Huygens envelope concept, and the point source radiation produce spherical enveloping surface, spherical wave, combined with image to do the math, get the same results with traditional wave optics.

Keywords

A laser beam; Single slit diffraction; Spherical wave; Wave equation

Subject Areas Math & Physics

单缝衍射的物理机制

杨发成

实验检测研究院, 新疆 克拉玛依市

Email: yangfacheng2006@163.com

收稿日期: 2017年11月8日; 发布日期: 2017年11月14日

摘要

在光学实验中, 使用涨落有序的相干光或激光束通过单缝衍射实验仪有衍射条纹伴生。于是近代《光学》理论认为光是一种波或电磁波, 所以它绕过障碍物而发生了衍射。但作者经长期大量工作后认为衍射条纹的产生是大量光(粒)子跟单缝之缝壁作用下的统计结果。本文从这观点出发, 运用惠更斯包络面概念、以及点光源辐射产生球形包络面——球面波, 结合图象做了数学运算, 得到跟传统波动光学相同的结果。

关键词

激光束; 单缝衍射; 球面波; 波动方程

1. 引言

本文运用惠更斯包络面及点光源辐射产生球形包络面或球面波观念, 结合图象及数学运算, 得到跟传统波动光学理论相同的结果。该数学表达式更能反映物质运动的客观实在性。进一步理论预言认为, 与入射光或点

光源相反的方向上也有光衍射。具体实践中，在入射光相反方向放置一演示观察屏，观察屏也探测到了明-暗相间的衍射条纹现象。诸位读者敬请关注，本文有些闪光点是从过去从没听说过的。

2. 光衍射实验

2.1. 单缝实验

实验器材：实验仪为可用做单缝或双缝实验，如图 1 所示。实验仪的单缝屏或平直金属薄板，板厚度 1.0 mm ~ 1.5 mm，或厚度为 3.0 mm 金属板，用于实验仪狭缝，边缘需加工为刀刃状。

光源：红色激光，波长约 650 纳米 (nm)，频率约 4.50×10^{14} Hz。

实验步骤及操作：

- 1) . 扩束镜，单缝宽度调整范围在 0.001mm ~ 0.90 mm，演示观察屏与单缝屏相距 1.0 m ~ 1.50 m 范围。
- 2) . 同时，将照相机镜头正对着从狭缝传播而来的光线，镜头相距单缝屏 0.15 m ~ 0.25 m 范围实施拍摄。

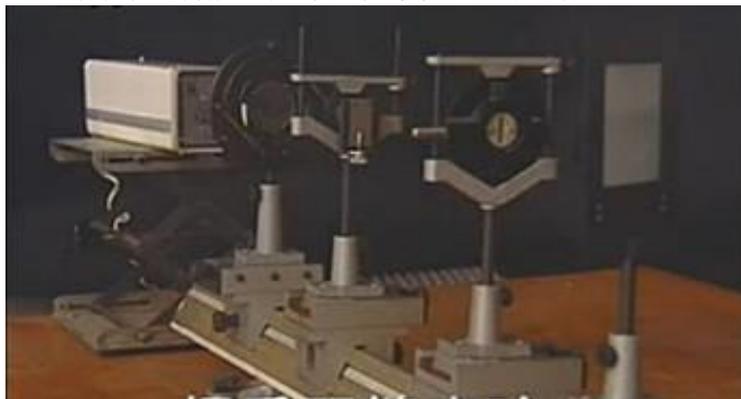


图 1. 单缝实验仪

实验现象：

- 1) . 当单缝宽度从 0.90mm 开始向窄调整至 0.70 mm 左右时，光屏上开始出现衍射条纹，缝宽在 0.60mm ~ 0.08mm 范围，屏上都出现一簇近乎平行于狭缝的明-暗相间的条纹。缝宽调至 0.11 mm 左右时，演示观察屏上出现的条纹如图 2 (a) 所示。
- 2) . 同时将照相机镜头正对着狭缝传播来的光线拍摄，得到图 2 (b) 所示的 (CCD) 照片。
- 3) . 若实验中不安装或卸掉扩束镜，接收屏上出现一系列垂直于狭缝的明-暗相间的光斑，如图 3 所示。当缝宽 0.035 mm 再继续调窄，其衍射条纹逐渐消失，原中央明纹“无限”展宽。在缝宽调小至零之前，光屏上呈现一遍“光雾”。

说明：实验的观察结果即为图 2 (a) 所示。因实验中作者使用的摄像机像素较低而没能直接拍摄，图 2 (a) 为单缝实验的网络视频截图。

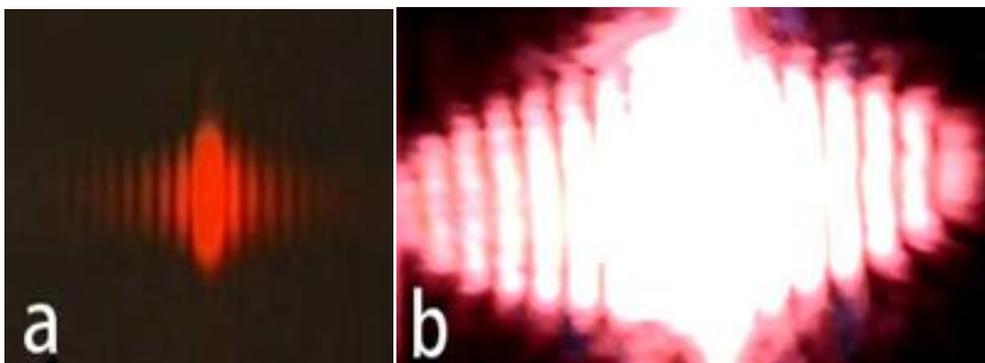


图 2. 单缝衍射 (a) 光屏条纹, (b) CCD 成像图片

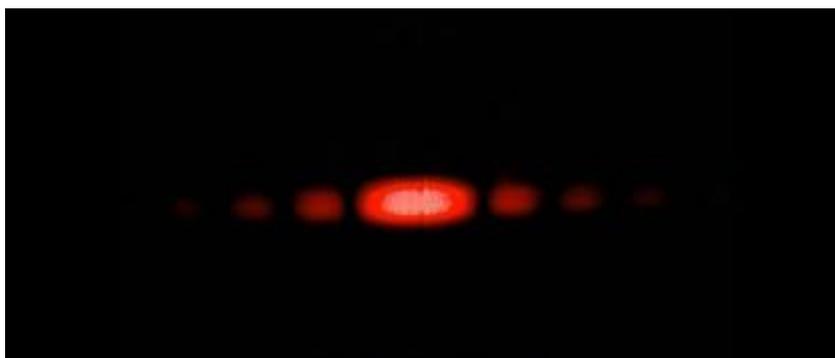


图 3. 没有扩束镜的单缝衍射现象

2.2. 实验分析

对图 2 观察分析, 明亮条纹之间并没有强度减小至零的暗条纹, 而是一弱光场。详细对比图 2 中的两张图片, 不难看出图中光线分布区域近乎呈几何菱形, 两张照片中的明-暗条纹数量也相同。

3. 理论解析

人类的思维总是在不停地向着前方, 既然有了实验结果, 总想探明产生这一结果的内在原因并给以理论解答。本文正是为了这一目标在工作, 因而这项工作不妨需要从源头开始。

3.1. 光脉冲球面波与粒子系综

最初的概念: 早期的胡克和惠更斯的波动理论, 说的都是一个一个“脉冲”; 二十世纪初, 爱因斯坦创立狭义相对论时也提出了相应观点, 认为一次闪光即为 (光) 源点发出的一个光脉冲, 它的空间形态即是一个球形波阵面 (波前)。

实践中, 在不透明屏中央区域开一小孔, 用一细束平行光线垂直照射小孔区域, 垂直于屏 Q 的激光束通过小孔后变成球面波 W , 如图 4 所示。爱因斯坦于 1927 年 10 月 24-29 日在布鲁塞尔第五届索尔维会议上, 以电子小孔衍射为例阐明了类似观点。作者研究认为, 其作用机制可简单描述为, 直线光束照射小孔的内壁及壁缘, 光被壁缘吸收、再发射。显然, 小孔的边缘便成为光的次级发射源或简称次光源。

近代科学证明，光源向外辐射是不连续的，是一份一份的【见附录 1】。那么，屏上小孔边缘所发生的次级光辐射也是不连续的，每一次光辐射，在孔屏的背光侧空间域，便生成一个“波形态”球面 W 。粒子，作为个体；波，被视为“粒子系综”的集体性质，从统计力学意义上说，就是系综。显然，本文中关于这个“光波阵面”，将它视为“光子系综”的集体性质，是同一时刻、由大量光子构筑而成的、呈宏观扩散态的一个球形面。光子是构筑“波阵面” W 的元素，它（光子）是随波逐流的【见附录 2】。当然，在实际的生产实践中，由于光束照射是持续一段时间，因而在孔屏的背（光）源侧空间域所产生的是一球面“波”列。

显然，光传播是粒子从（光）源点向远处运动的结果。不妨这里举例说明：设想，在宇宙里有一足够大“真空”空间，且没有或不考虑任何引力的作用。某处放置无数枚炸弹，控制其每秒爆炸一枚，每枚爆炸生成的弹片数目假设 1000 片，各个弹片相对爆炸点速度 100 m/s 匀速运动至远方，这 1000 个弹片时刻处在以爆炸点为中心的匀速扩大的球面上。由于控制每秒爆炸一枚炸弹，则考查一有限时段，整过程为一球面波列。这里的弹片喻意为光子。

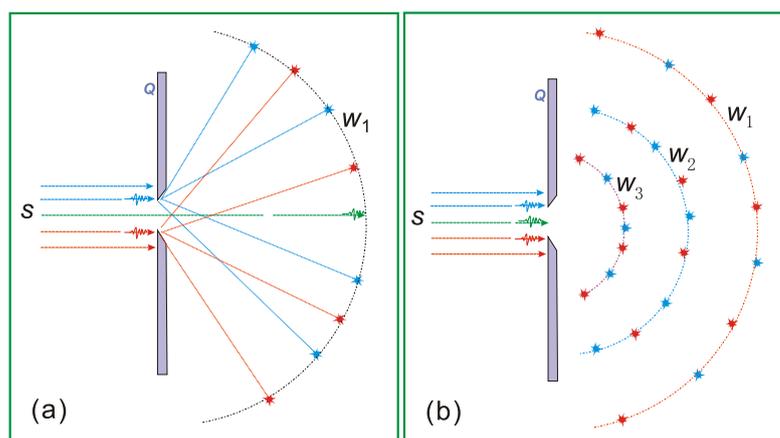


图 4. 光脉冲球面波 W 及波列形成示意图

(a) 球面波 W 的生成，(b) W_1 、 W_2 、 W_3 = 空间波列

3.2. 超黑孔屏和狭缝与直线光束

当我们实践中使用对光线具有不同作用的两种材料制做孔屏或缝屏，如图 5 所示。图 5 (a) 是普通材料制做的孔屏或缝屏，图 5 (b) 是由超黑材料制成的孔屏或缝屏。具体制做是在超黑屏 Q' 的中央区域开了一孔径 0.20mm 小孔，或用两张超黑屏组合一条狭缝，实践中使用直径 $D > 1.50\text{mm}$ 激光束垂直照射小孔或狭缝区域。图 5 (a) 中的光学现象大家都熟知，这里不再多讲了。图 5 (b) 中，由于光线照射到小孔或狭缝的内壁和边缘，光子即刻被超黑物质所捕获，这时小孔或狭缝的内壁和边缘不再作为光的次级发射源。所以，在超黑孔屏或狭缝屏的背光源空间域就不能形成象图 5 (a) 所示的情况，最终只剩下从孔心空间域直穿而过的光线【见附录 3】。另外的事实也说明垂直于平行光线方向上光粒子间没有横向相互作用，那就是沿同一方向传播的激光束在很远处仍是平行传播。

*题外话，作者手里已有这种特殊超黑材料，单缝、小孔实验于 2014 年已成功完成【见附录 3】，但精度仍待继续提高。

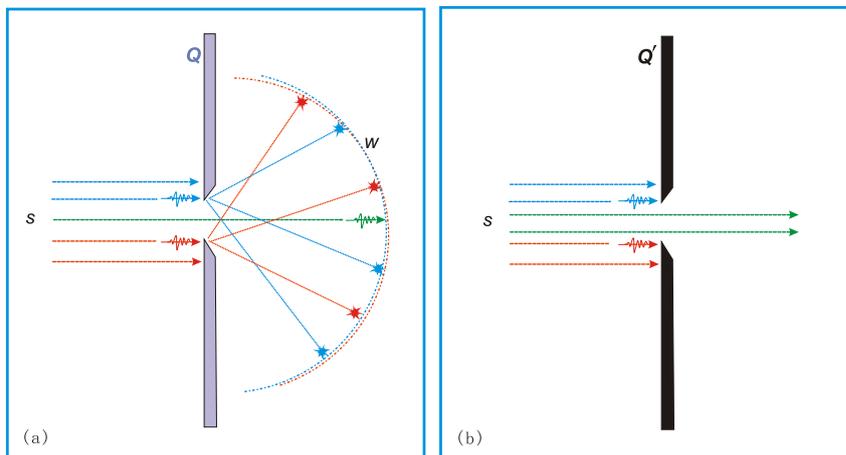


图 5. 光球面波 W 及波列形成机制示意图 (a) 常规材料孔屏, (b) 超黑材料孔屏

3.3. 明条纹分布的数学规律

如图 6 所示, 点光源 S 与单缝屏之间是一组纯态、单色球面脉冲光波, 在作一次观测所需的时间内, 有大量数目的脉冲波列以规则的时间间隔通过【见附件 2】。当“编号 1”的波面 W_1 与狭缝缘 S_1 、 S_2 同时作用后产生一组次级球面波, 传播过程中相互交迭, 叠合点轨迹沿 SO 方向与屏相交于 O 点, 通常称为零级明条纹。——微观上分析, 叠加点光强度 (E) 远高于双倍光源强度——后面有解析。同理, 相邻两波面 W_1 、 W_2 先后分别与缝缘 S_1 和 S_2 作用, 产生的次波 W_1' 、 W_2' 在空间传播中相互交迭, 叠加点轨迹沿 P-Q 方向传播, 最终落在屏的 Q 点处, 称为“-1 级”明条纹; ……。

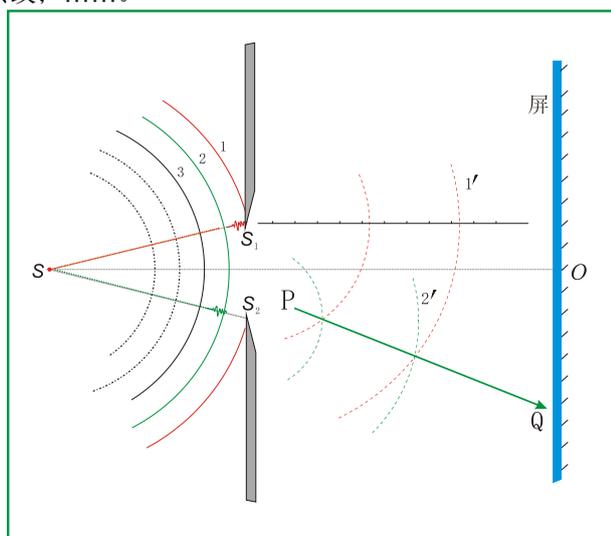


图 6. 单缝实验 (-1 级) 明条纹形成示意图

如图 7 所示。在图 7 (a) 中, 为了一般地假设, 点光源 S 产生或扰动的脉冲球面波列为一纯态单色光, 波阵面被单缝屏切割, 在狭缝缘 S_1 和 S_2 之间通过的光线 (光粒子流) 只能直达光屏 O 点及附近区域, 同时 S_1 和 S_2 被作为新的扰动源或次光源——缝缘为次光源。现以有限个、相隔适当波程、“编号为 k”的波面 W_k 为

研究对象。设它比波面 W_1 落后的光程为 m 个波长 λ_0 ，即是 $m\lambda_0$ ， $m = k-1$ 。其中，狭缝宽 ($S_1 \sim S_2$ 之间距离) 为 d ， λ_0 为单色波列波长， k 为波的序数编号。显然，作者是将相邻光球面之间沿传播方向的距离定义为光的波长 λ_0 。

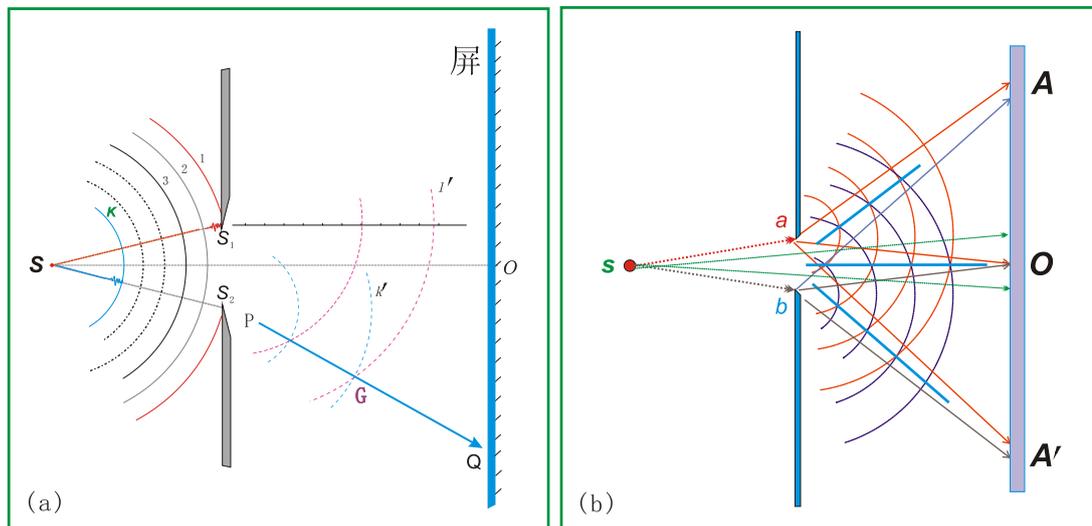


图 7. 单缝衍射示意图 (a) 明条纹的排序, (b) 明条纹的强度分布

在实验中，波列里各波面先、后分别被单缝屏分割，又以缝缘 S_1 、 S_2 为次光源产生新的球面波在空间发生叠加。在作一次观测所需的时间内，波程需满足： $(k-1)\lambda_0 < a$ ， a 为单缝屏与光接收屏间的距离。为了使讨论趋于简化，选择波面 W_1 与波面 W_k 为研究对象。假设，以波面 W_k 到达狭缝与 S_2 作用时刻开始计时或令 $t=0$ ，那么波面 W_1 与单缝屏的相互作用，即为零时刻 ($t=0$) 之前的 Δt 时间。显然，波面 W_k 被 S_2 扰动生成的次波 W_k' 在单缝屏跟光屏之间传播，零时刻 ($t=0$) 之前的 Δt 时间内，波面 W_1 与单缝屏 S_1 扰动的次波 W_1' 已在单缝屏、光屏间传播。

这里需要强调及说明：假若令波面 W_1 到达并与狭缝作用时刻开始计时，当 t_i 取值很小的情况下，波面 W_1' 虽已由 S_1 生成，但第 k 波 (W_k) 还没到达狭缝， S_2 还没生成 W_k' ，要建立“未来波面” W_k' 的方程就无从谈起。

显然，这里仅讨论经缝缘 S_1 、 S_2 先后分别在不同时刻生成的 (两) 球面波 W_1' 与 W_k' 在单缝屏与接收屏之间的交叠、传播情形，在空间叠加点的轨迹沿 PQ 方向到达光屏相交于光屏上 Q 点。——为使讨论简化及图示简洁，这里暂不讨论波面 W_1 与单缝屏作用时 S_2 扰动产生的次波、以及波面 W_k 与单缝屏作用时 S_1 扰动产生的次波。

缝缘为线光源，可理解为若干点光源沿同一直线的有序排列。本文简化为对球面波的讨论。设想：在次波 W_k' 传播 t_i 时间后，于 t_i 时刻两球面波 W_1' 与 W_k' 在空间域的交叠点 $G(x_i, y_i, z_i)$ ，“时空”表示 $G. s-t(t_i; x_i, y_i, z_i)$ ，且 $0 < t_i < a/c$ 。令仪器光学实验环境中所在气体 (假设是处于静态、均匀的) 折射率为 n ，球面波在均匀气体中的传播速度为 $V = c/n$ ，波面 W_k 比波面 W_1 落后的时间为 $\Delta t = \frac{m\lambda}{V} = \frac{m\lambda_0}{c}$ ，——无论是在真空中或是在折射率大于 1 的气体中，落后时间均是 Δt 。显然，波面 W_k' 从次源 S_2 生成后，几何程 S_2G 等于介

质中光速 ($V=C/n$) 与它从 S_2 传播至交叠点 G 的时间 t_i 之积。

同理, 波面 W_1' 从次源 S_1 生成后, 几何程 S_1G 等于介质中光速 (C/n) 与它从 S_1 传播至 G 时间 ($t_i+\Delta t$) 之 (乘) 积。结合图 4 和图 5 分析, 运用毕达哥拉斯定理建立脉冲次波 W_1' 与 W_k' 的方程分别为:

$$x_i^2 + \left(y_i + \frac{d}{2}\right)^2 + z_i^2 = \left(\frac{c}{n}\right)^2 (t_i + \Delta t)^2 \quad (1)$$

$$x_i^2 + \left(y_i - \frac{d}{2}\right)^2 + z_i^2 = \left(\frac{c}{n} t_i\right)^2$$

$$\left(\Delta t = \frac{m\lambda_0}{c}, m = 0, 1, 2, \dots\right) \quad (2)$$

单缝衍射实验中, 当两个波面 W_1' 与 W_k' 表现为空间的叠加态时——**这里已经隐含了同时性**——**两个波面在不停扩散**。其表现为光子在真实空间交叠处出现的概率或光强度 (E) 最大, 是单个次波源自身强度的若干倍。因此对两个脉冲波前方程 W_1' 与 W_k' 进行联合求解, 得到一表示明条纹位置的数学表达式:

$$y_i = -\frac{m\lambda_0 ct}{n^2 d} + \frac{m^2 \lambda_0^2}{2n^2 d}$$

$$(m = 0, 1, 2, \dots) \quad (3)$$

在式 (3) 中, m 为零和自然数, 也称明条纹排序。 $m = k-1$, 当 $m = 0$ 时, $k = 1$, 说明是脉冲波阵面 W_1 (同一波阵面) 在缝缘 S_1 与 S_2 处同时扰动所产生的零级明条纹。前面已设定单缝屏与接收屏间的距离为 a , 且令光波从单缝屏传播到观察接收屏的时间为 t , 即 $t = \frac{a}{\left(\frac{c}{n}\right)}$, 于是, **观察屏上的明条纹位置** 我们便可得以确定。将 t 代入式 (3) 得:

$$y = -\frac{am\lambda_0}{nd} + \frac{m^2 \lambda_0^2}{2n^2 d}, m = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

此式为光学单缝实验中明条纹在观察屏上的分布规律。

实践中, 由于 λ_0 很小——**实践和理论都可证明它**。为方便计算一般略去二次项, 便得到 Y 轴负方向光屏上明条纹位置表达式 $y = -\frac{am\lambda_0}{nd}$, $m = 0, 1, 2, \dots$, 【见图 7 (a)】。同理, 明条纹在 Y 轴正方向位置表达式为 $y = \frac{am\lambda_0}{nd}$, $m = 0, 1, 2, \dots$, 对应于光屏 O 点以上。

实践及理论研究认为, 光在真空中的折射率 $n=1$, 空气中折射率可近似为真空中光的折射率, 所以 (4) 式中 $n=1$ 。相邻明条纹之间的间隔 (两明条纹之间的距离) 为 $\Delta x = \frac{a}{d} \lambda_0$, ——该公式为单缝衍射明条纹之间的间隔表达式。明条纹的光强大、亮度高, 由对比度公式【见附录 4】, 相邻明条纹之间自然而然地形成光强小、亮度低的过渡带——**暗条纹**。暗条纹处的光强度为单个次波源自身的强度。**所以, 实验中的暗条纹是光强对比度的自然结果, 并不存在波峰、波谷相遇抵消为零的事实**。图 7 (b) 中, 零级明条纹和沿直线传播光线都对光

屏 O 区有贡献，所以强度最大，两侧伴纹强度较弱。

4.1. 光源 S 相反方向的衍射

将图 7 (a) 简化，如图 8 所示。当点光源 S 发出的纯态单色光波照射到缝缘（刀口） S_1 、 S_2 上，次级发射分别为以 S_1 、 S_2 为中心的球面波——图示中分别以红、兰两种颜色表示。显然，图 8 右边为人们熟知的观察屏上有衍射条纹，当在与入射光相反方向（图 8 左边）同时放置一观察屏或探测器时，也能看到类似的衍射现象。不过，左观察屏上的衍射条纹明-暗对比度不如右面清晰——因受光源 S 波面的直接作用。

缝宽这个因素看来很关键，发生衍射的原因，是光子跟缝壁或缝缘发生了作用【见图 7 (a)】。与光子直接发生作用的是缝壁的两个很锐的刀刃，图 8 中分别为 S_1 、 S_2 。从单缝中穿刺而过的光线，光子跟光子之间不直接发生作用【见图 7 (b)】。

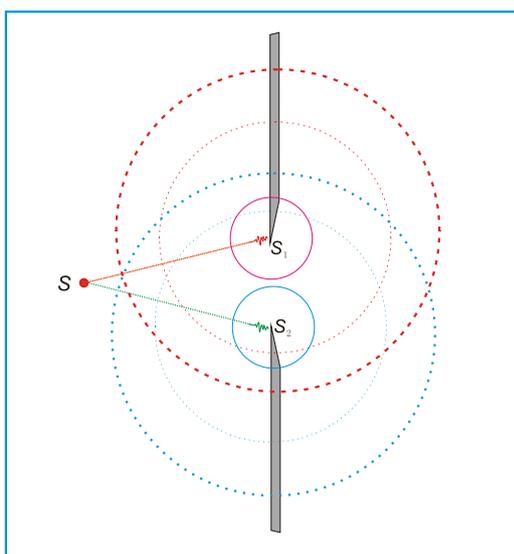


图 8. 光源反方向的衍射形成示意图

5. 结束语

光的衍射条纹是由球面波与实验仪器的单缝壁发生相互作用后生成次级发射，次波波前在传播过程中相互交叠，两球面波同时出现于交叠点处的光子分布密度或光强最大，叠点产生的明条纹是大量光子同时作用在光屏上的自然结果。光屏上的暗条纹，其本质不是光子的直接湮灭，而是能量再分配下与明条纹形成了一种**对比度**的自然结果。

附录 1:

光子，是单个单个、一份一份的个体，已得到近代科学实践中很多实验的证明。这里补充一个“**超导单光子探测**”实验示意图，如图 9 所示。

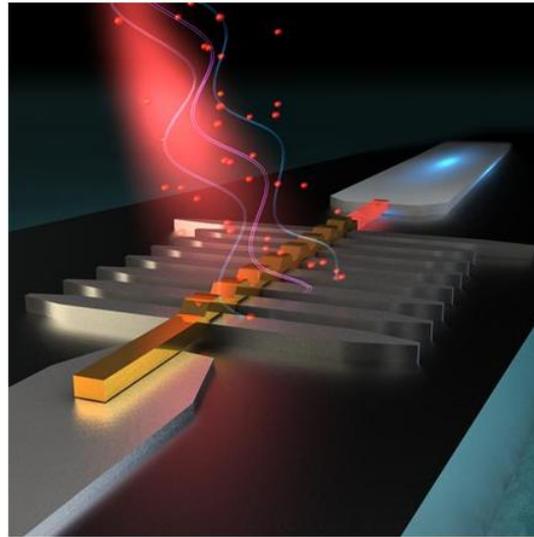


图 9. 超导单光子探测器 (来自 www.eetimes.com)

附录 2:

点光源及球面波: 所谓点光源, 就是其几何尺寸可以忽略的情况下, 线度很小——与观察者到光源的距离相比, 一般近似地认为它是一个点, 如图 10 示。

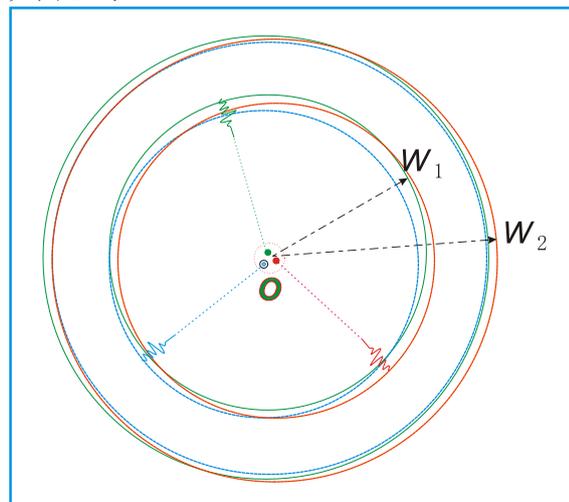


图 10. 点光源辐射示意图 $W_1, W_2 =$ 球形波阵面

附录 3:

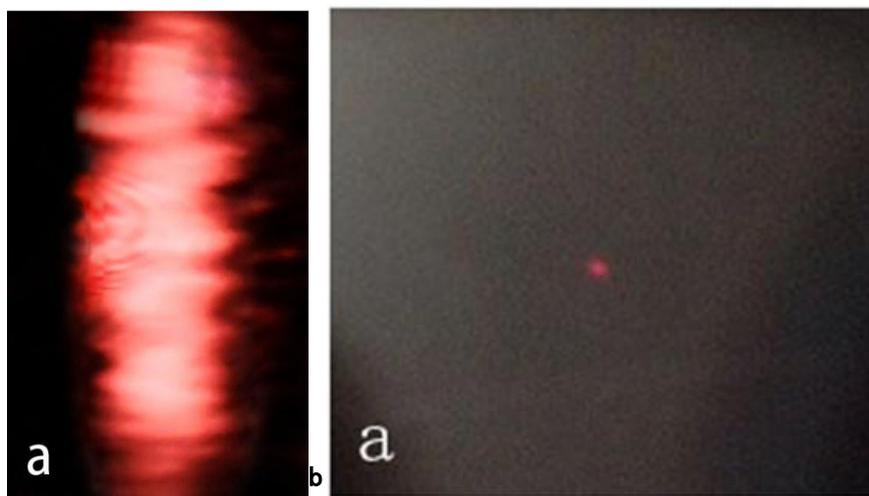


图 11. 超黑单缝、小孔实验的光屏照片

附录 4:

对任意一明条纹及相邻暗条纹狭区进行较长时间考查，无论是明纹或是暗纹处，所到达的光子总数相等。明条纹为波面交叠处，是光子同时落足屏上时的密度大增所致；暗条纹处，一个波面光被屏反、散射以后，而另一个弧形波面光才刚刚到达，——即来自两个方向的光矢量不同时到达一个点，——两个波面入射到屏上的光呈发散态。当没有明条纹情况下原暗条纹所处区域有一定亮度存在，随着明条纹亮度增大，条纹明-暗的对比度发生显著变化，对比度常用可见度或能见度公式求出，一般用 I_{\max} 、 I_{\min} 作条纹能见度 V ，则有：

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (5)$$

在日常生活中也常遇到与能见度 V 相关的情况，如强烈日光下的灯塔，明月夜里看星星，强灯光下燃蜡烛等，相比背景光（明条纹）相邻的暗纹区域，其视场照度变小而显得更暗——观察效应。

参考文献(References)

- [1] M ax Born and Emil Wolf . *Principles of Optics*, Pergamon Press, 1975.
- [2] Th. Young , *phil .Trans . Roy . soc . , London xcii* (1802)12, 387.
- [3] 赵国求, 桂起权, 吴新忠, 万小龙 等著物理学的新神曲——量子力学曲率解释, 武汉: 武汉出版社, 2004.