

关于微观粒子波动图象的再思考

杨发成

新疆 克拉玛依市 瑞达中心 834000

e-mail: yangfacheng2006@163.com , yangfacheng6467@sohu.com

摘要: 在光学实验中, 使用涨落有序的相干光束通过干涉仪, 发现了干涉条纹。在近代光学理论中认为, 光是一种波, 所以它才能发生干涉。作者研究认为, 条纹的产生并不是光的波动性, 而是大量光粒子作用下的统计结果。本文从粒子观点出发, 运用惠更斯包络面概念、以及点光源辐射产生球形包络面观点, 将相邻包络面之间的实际距离等同于近代光学理论中的“波长”进行研究, 结合图象进行运算, 结果得出了与波动理论完全相同的数学表达式。如果本文的试探性研究能成立, 理论对于实践来说, 向前推进了一大步。

[Academia Arena 2010;2(9):1-5]. (ISSN 1553-992X).

关键词: 相干光; 点光源; 次光源; 元光源; 球形包络面; 几何程差; 光程差; 狭缝元

中图分类号: O431.2

Fluctuations On the Micro-Particle Image Rethinking

Yang Fa-cheng

Company of Ruida Centre in Xinjiang

15 Hongxing Street, Kalamayi, Xingjiang 834000, CHINA

Abstract: In the optical experiments, we use the fluctuation orderly coherent beams through interferometer, found in the receiver interference fringes appeared on screen. In modern optical theory that, light is a wave, so it can happen to interfere. On the study suggests that, produce interference fringes can not prove just a wave, but under the action of a large number of light particles results. In this paper, particle point of view, the concept of using Huygens envelope, point source of radiation and form a spherical envelope, and so view, the envelope adjacent to the actual distance between the equivalent of modern optical theory of the “wavelength” to study. Combination of images to be calculated, the results obtained with the wave theory in exactly the same mathematical expression. If this exploratory study to be established for the theory in practice, took a big step forward .

Key words: Coherent beam; point light source; second light source; microscopic particles of light emission; spherical envelope; geometric path difference; optical path difference

1. 引言

光的干涉实验, 最早由托马斯·杨 (T.Young,1773--1829) [1, 2]在 1801 年做出的, 杨氏成功的实验, 被认为是作为建立光的波动学说的决定性一步。后来, 人们在实验中将光束强度(准确地说, 应该是光度学强度)降低到最低, 使得一次只有一份光子通过仪器, 经过较长时间的实验后, 发现感光板上同样产生了干涉条纹。那么, 单个光子是怎样通过双孔的呢? 干涉条纹又是怎样生成的呢? 人们不但用相干光做实验, 后来还使用极弱的电子流(使得一次只有一个电子射向双缝)做实验, 结果得到了电子的干涉图样, 人们便用“量子概率”解释电子的干涉, 认为一个电子也表现为波的性质, 用数学分析表明, 电子波是自身和自身在干涉, 一个电子能同时通过双缝[3], 这样的情况可能吗? 至今也没有设想出一份光

子或电子的波动图象, 更没有弄清楚这个干涉现象的本质。也有学者曾尝试用“粒群波”探索这个问题[4]。

2. 新建观点

所谓点光源, 就是其几何尺寸可以忽略的情况下, 一般近似地认为它是一个点(真正的点光源可能不存在)。如图 1 示, 设想真空中有一点光源, 源中各个发光微粒(元光源)在同一时刻的能量辐射, 按照惠更斯包络面观念以及作者曾提出过的光子胡克参考球理论[5], 这些光子是比较均匀(不是绝对)地分布在这个球面上, 这个由众多光粒子排列而成的几何球形阵面, 就称为球形包络面(图 1 中只有三个方向的光子, 而实际是若干个元光源在同一时刻辐射的若干份光粒子, S_1 和 S_2 为不同时刻的同一球形包络面), 包络面的各个面元垂直于自身的能流方向。

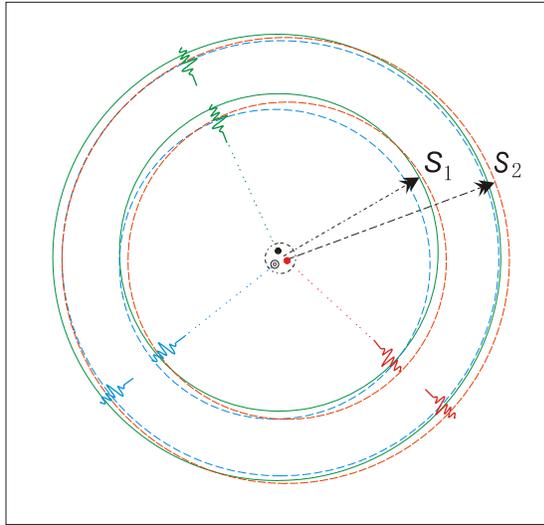


图 1 点光源辐射形成的球形包络面
Fig. 1 The formation of spherical envelope

这时的光源如果是持续、稳定地向外辐射能量，同一颜色（或称能量）光相邻两球形包络面之间的距离，即是半径之差，称为真空涨落长度^[5]（或称涨落光程），用符号 λ_0 表示。

在真空中，每个球形包络面都是彼此独立的，相邻包络面之间没有任何关系和联系，见图 2。

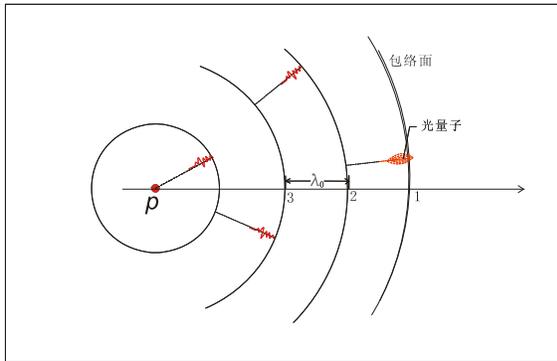


图 2 相邻球形包络面之间的距离
Fig.2 Adjacent to the distance between the spherical

3. 干涉实验

3.1 单色光的干涉

包络面分割法，如图 3 示。有一点光源 S ，用滤光片使其为单色光，从 S 发出射到屏的两个针孔 S_1 和 S_2 上，这两个针孔靠得较近相距为 d ，两针孔与点光源 S 距离相等。两束光 S_1 与 S_2 来自同一光源 S ，则这两束光中的涨落一般是相关的，完全相关的称为完全相干光束，并且假设二光束中涨落的“相关度”很高。

设想干涉图样在 XOY 平面上，这平面垂直跟线 CO ，线 CO 是 S_1S_2 的垂直等分线，而 X 轴平行于

S_1S_2 。 a 为两个针孔连线到平面 XOY 的距离。

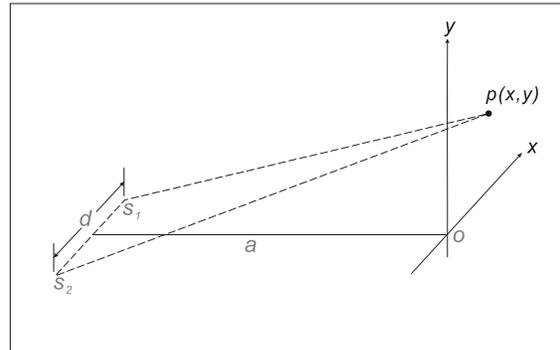


图 3 两个点光源产生干涉的几何图示
Fig.3 Interference of two point light sources geometric illustration

如图 4 示，为了这个目标让我们假设，当球形包络面 1 扩散到双孔屏处，这些光子进入孔 S_1 和孔 S_2 后，孔 S_1 和孔 S_2 作为新的点光源（或称次级光源），形成两个新的球形包络面，这两个球形包络面扩散并交叉重叠，交叉轨迹终端则在屏上的 O 点，这就是垂直于 X 轴并和 Y 轴重合的亮条纹。

当包络面 2 扩散并到达双孔屏时刻，它同样地在 S_1 和 S_2 处激起一对新的球形包络面，针孔 S_1 激起的新包络面与孔 S_2 的上一次包络面交叉重叠，其交叉轨迹终端则在屏上的 $(+1)$ 位置，亮条纹在 X 轴正方向；同样道理，针孔 S_2 激起的新包络面与孔 S_1 的上一次包络面交叉重叠，其交叉轨迹终端则在屏上的 (-1) 位置，亮条纹在 X 轴负方向，——图 4 中分别用紫色和绿色表示。这两条亮条纹紧靠并平行于 Y 轴；第 3 包络面在双孔处激起的新包络面与第 1 包络面所激发新包络面的交叠轨迹终端则在屏上的 $(+2)$ 和 (-2) 位置，继续分析依次同理。从而我们悟出一个道理，干涉序与包络面的落后序数相对应。

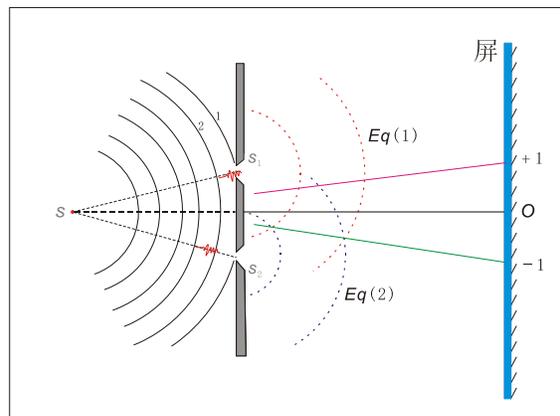


图 4 相邻两球形包络面产生的亮条纹
Fig.4 Two adjacent spherical envelope generated light stripes

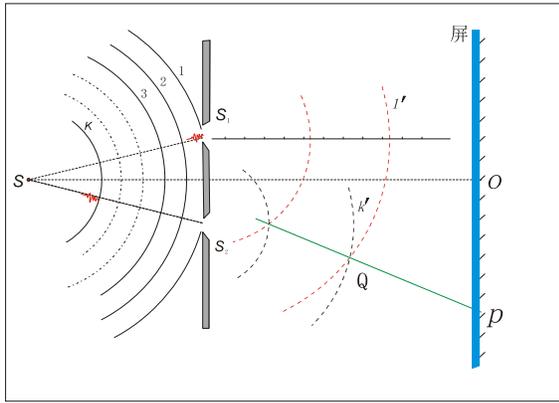


图5 跟干涉序相对应的亮条纹

Fig.5 With the sequence corresponding to the bright interference fringes

综上所述,在图5中,由单色光 S 产生(或扰动)的任意球形包络面 K ,它落后的光程是 $K\lambda_0$ 比包络面1,那么,它落后的时间为 KT (无论是在真空中或是在折射率大于1的气体中)。经过次级发射分别生成的球形包络面 $1'$ 与 K' 相交迭线上任意点 $Q(a_i, x_i, y_i)$,实验环境中所在气体(假设是均匀的)折射率为 n ,光在气体中的速度为 $V = C/n$,

$\Delta t = \frac{k\lambda_0}{c}$ 为包络面 K 落后的时间量比第一包络面。

因此,包络面 $1'$ 与 K' 的方程分别为:

$$a_i^2 + y_i^2 + (x_i - \frac{d}{2})^2 = (\frac{c}{n}t_i)^2 \quad (1)$$

$$a_i^2 + y_i^2 + (x_i + \frac{d}{2})^2 = (\frac{c}{n})^2(t_i - \frac{k\lambda_0}{c})^2$$

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

解方程组得:

$$x_i = -\frac{k\lambda_0 ct}{n^2 d} + \frac{k^2 \lambda_0^2}{2n^2 d} \quad (3)$$

在式(3)中, K 为自然数,也称干涉序。图5很明显,设球形包络面 $1'$ 扩散到达接收屏的时间为 t ,即有 $x_i = x$, $t \approx a/\frac{c}{n}$,所以有:

$$x \approx -\frac{ka\lambda_0}{nd} + \frac{k^2 \lambda_0^2}{2n^2 d}, k = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

实际上,由于 λ_0 很短,为计算方便,略去二次项便得到公式 $x = -\frac{ka\lambda_0}{nd}$ 。

3.2 分析与综述

从结果不难看出,本文使用方法与波动理论虽不一致,但得出的数学表达式却完全相同,并能清晰地说明条纹序数与落后距离之间的关系。两个球形包络面相交迭的那个公共线,在屏上就是干涉亮条纹的走向。亮条纹是两个球形包络面相交迭产生,在交迭区域之外的地方,也有光粒子存在,只不过两个球形包络面的光子不可能同时在此出现,所以,呈现为阴暗区域,被称为暗条纹。当我们知到了两球形包络面之间的距离 λ_0 ,又已知光速 C ,就可以计算出光源中这一单色光在粒子中的“振动周期”(即能量的一次上涨与回落时间——周期)及频率。

近代物理学理论中所指的球形波阵面,其实,准确地说就是光的球形包络面,它的扩散是呈球对称的放射状(相对于自身源点);光波的波长,应理解成相邻(球形)包络面之间的距离【见图2】。任意两球形包络面的交迭轨迹方向,决定着一亮条纹的位置,从统计角度分析,这个交迭轨迹面上光子出现的几率最大,这个交迭轨迹的伸展方向,也许就是人们通常所指的光束方向。

如果是用单个粒子做干涉实验,就将球形包络面看成胡克参考球^[5],两个胡克参考球相交叠的轨迹方向,就是亮条纹出现的区域。轨迹上不一定每时每刻都有粒子存在,这里作者所描绘的轨迹就理解为飞机“航线”一样道理。

实践方案:如果用某一方法,使双孔之一能够断断续续地向屏发射粒子,且每次只让一个包络面通过即关闭,断续时间在0.5~1秒之间,这样在屏上将可能出现以 Y 轴为界的半边条纹【见图3】,亮条纹出现在持续发光孔那边。

3.3 电子双缝干涉的理论基础

电子胡克参考球模型的建立,如图6所示。电子胡克参考球,即是由实物粒子构成的胡克参考球。由近代科学实验及理论知,原子是由原子核和核外电子组建成的,电子的质量(这里没有说它们的体积比较)远远小于质子,并且电子是分散分布在原子核外的。因此,我们有理由假设,任意一个原子的体积都比电子大若干倍(除氢原子以外)。于是我们设想有一个“被固定的原子”静止在真空容器中,具有一定速度 V 的电子射向这个原子球形实物体(或者,我们设想的是一个静止在真空容器中的几何体无限小的球形物点,具有一定速度 V 的电子射向这个球形实物体),由于我们不能确定或知到电子的运动轨迹,只有设想这个电子有可能沿着 mA 、 mB 、 mC 和 mD 等路径中的任意一个;但是,这个电子不可能同时出现在原子表面的两个或两个以上的多个区域。

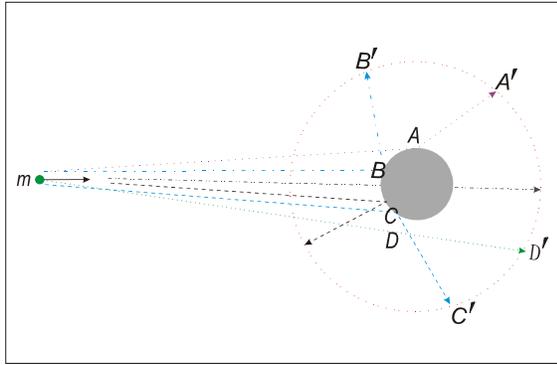


图6 电子胡克参考球的形成

Fig.6 The formation of the electron Hooker reference sphere

这电子与原子表面发生弹性碰撞后,电子可能的去向为 AA' 、 BB' 及 CC' 等任意方向之一, mD' 路径为电子从原子边缘直射而过。无论电子在碰撞后行走哪个方向,我们只能将原子作为电子的次级“发射”中心(又因电子与原子的弹性碰撞时间非常短,本文讨论暂时可以忽略它)。所以,无论电子的反射方向是 AA' 或 BB' ,或直接从原子边缘穿越至 D' 点,电子总是出现在以原子为中心、半径为 $R=Vt$ 的球面上,这个圆球称为电子胡克参考球。如果在同一时刻有大量电子轰击这个原子,这个原子点同时生成若干个电子胡克参考球,这些电子胡克参考球的重叠,即构成电子球形包络面,象点光源的球形包络面一样。或将无限小的球形物点理想成原子点。

在狭缝中的一个小区段(狭缝元),即可看作是生成球形包络面的发射源点,如图7示。

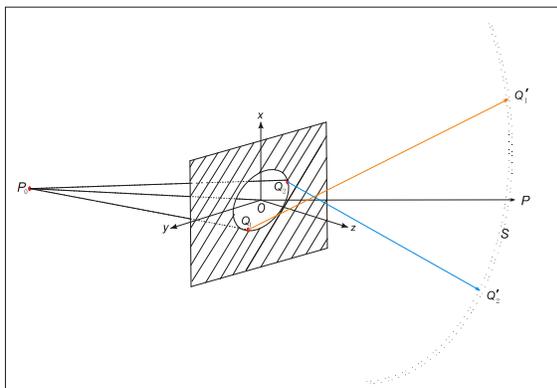


图7 狭缝元示意图

Fig.7 Slit unit schematic

有一小孔屏,孔缘上的每一点(或面元)都可以看成是一个电子胡克参考球的中心,相邻胡克参考球构建成包络面,在特定实验条件下,孔缘中的对称点的包络面则相互干涉并得到环纹,则被称为电子衍射现象,它跟杨氏干涉仪是一个道理。这个小孔,也可

以近似看成是一个狭缝的狭缝元,一个狭缝就是由沿着一个方向连续排列的狭缝元所构成。

4. 光的衍射

如图8示,光的衍射^[6,7]实践,单缝的宽度^[8,9]稍大比单色光的涨落长度(或目前人们通称的波长) λ_0 ,假设以缝边缘上的单位面元为一个次级扰动中心(次光源)。面元 a 是一个包络面的扰动中心,面元 b 是另一个包络面的扰动中心,其交迭处就是明条纹的位置。单缝衍射的实质就相当于“双缝”干涉。 S_1 和 S_2 就相当于次级光源,即是,相当于杨氏干涉仪实验的 S_1 和 S_2 【见图3】。由于狭缝的宽度稍大比真空涨落长度 λ_0 ,光束中较多光子可直射到实验屏上,从公式 $d = a \lambda_0 / x$ 得知, d 越小, x 越大;一级衍射宽度是随缝的宽度 d 的缩小而增大。

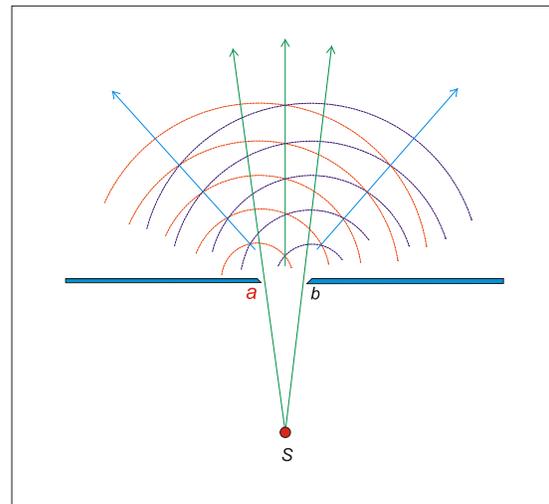


图8 单缝衍射

Fig.8 Single-slit diffraction

再看杨氏干涉仪,如果我们将干涉仪中某个孔挡住,另一个孔边缘就是次级扰动中心(次光源),在特定情况下,由于孔非常小,一级衍射宽度就非常大,二级以上的偏离角度更大,在实验中不易被发现环纹。所以,观察屏上好象是一片“均匀分布”的模糊区域,但实际上不是呈均匀分布的。

5. 结束语

干涉条纹是由球形包络面与实验仪器发生相互作用产生的,而球形包络面又是由众多胡克参考球在同一时刻组建而成的,每一个胡克参考球又是由一份光粒子构想而来的;追根溯源,干涉条纹是由大量光粒子作用下的统计结果。所以,光是一种微观粒子。各种颜色光的能量不同,说明光粒子是由更基础层的

“个体”物质按某种方式而构成,我想暂时称著它“光层子”,它有可能为微小的线状结构,它是否还可分呢?目前不可知,也不是现代能够研究的。

[参考文献] (References)

- [1] Max 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
- [4] 张崇安, 近同粒子群等间隔成列运动时呈现为

一种波[A]. 郝建宇 主编. 时空理论新探[C]. 北京: 地质出版社, 2005 . 223~229 .

- [5] 杨发成, 在胡克参考球观念下诞生的新理论 [OL]. [2010-07-30]. <http://www.paper.edu.cn/>
- [6] C. F. Meyer, *The Diffraction of Light, X-rays, and Material particles* (Chicago The university press,1934)
- [7] E. Lommel , *Abh. Bayer. Akad. , 15* Abth . 2, (1885), 233 and **ibid**, **15**, Abth . 3, (1886), 531 .
- [8] F. Kottler, *Ann . d . physik , 71*(1923), 457; **72** (1923), 320 .
- [9] S . Silver, *J . Opt .Soc . Amer ., 52* (1962) , 131 .

8/1/2010