

全国第八届研究生数学建模竞赛



题 目 光的波粒二象性探索

摘 要：

本文对两种光子猜想结构分别建立数学模型，其中对原龚祖同模型的光子半径进行修正使其更符合实际，光子受到狭缝吸引会发生运动方向的改变从而产生衍射现象，文中解释了如何从粒子的角度看待由这种吸引产生光子运动方向改变，并且给出了光子在穿过狭缝后运动情况的假设。由龚祖同光子模型中负电荷始终绕正电荷旋转，所以光子本身具有一定的相位，当光子聚焦在某点时，该点的光强不仅和光子的数目有关还取决于个光子当前的相位，如果两个光子间的相位相差 π 的整数倍，则两个光子发生湮没，湮没并非指光子的消失而是光子以一种新的状态存在，指这种状态不再具有光属性，从而合理的解释夫琅和费单缝衍射现象中明暗条纹产生的原理。粒子模型可以解释衍射，干涉等波动现象，数学仿真结果和实验结果吻合，但是推导得到的数学函数和经典光学稍有偏差，模型真实性还有待验证。龚祖同模型无法完整的解释光的偏振现象，而改进的光子对模型是基于相位的移动，所以可以完整的解释干涉，衍射和偏振现象。此模型中假设光子只有两种相位，及左旋和右旋，光子的衍射、干涉现象均是因为不同相位间的叠加引起的，光子对模型可以非常好的解释光的偏振现象，但是对光的粒子还需要更多的实验数据，在数学模型上很难给出非常明确的粒子性判定。本文最后将两种模型结合起来，用统一的角度来解释光的波粒二象性。

关键词： 旋转光子 推进电磁场 粒子的衍射 光子的相位 光子湮没 偏振

目录

一.问题背景 1

二.问题重述 1

三.问题分析 2

四.光子粒子模型的论证 3

五.龚祖同光子模型 3

 5.1 全局模型假设 3

 5.2 模型建立 4

 5.2.1 符号定义 4

 5.2.1 光子旋转半径 4

 5.2.3 光子衍射过程分析 5

 5.2.4 光子双缝干涉模型 7

 5.2.5 光子双缝干涉模型仿真 9

 5.2.5 光子单缝衍射模型 11

 5.2.6 光子单缝衍射模型仿真验证 12

 5.2.7 光子偏振过程 14

 5.3 模型可靠性讨论 15

六.前进电磁场模型 16

 6.1 前进电磁场模型 16

 6.2 前进电磁场模型的波象性 16

 6.3 前进电磁场通过偏振片 16

七.改进的光子对模型 17

八.模型评价 19

九.参考文献 20

一.问题背景

高中物理老师曾告诉我，人们在认知新的事物、原理或模型的时候，总是参考已经接受了的或者被熟知事物或规律，通过和这些熟悉的事物做出类比，这样会便于我们接受并且理解这些陌生的一切。但是现实总会和我们开一些玩笑，就像小说里的经典名言，往往最熟悉的东西会在某个瞬间突然变成最陌生的、最不可知的怪物，就像电影《史密斯夫妇》中那样，即使生活在一起很久的夫妻彼此可能都有着最不可告人的秘密。从爱因斯坦第一次提出光的波粒二象性，到现在高中物理教材的经典，陌生的光子在量子力学的浪潮中似乎已经没有任何秘密可言。这些理论坚实的就像我们的性别和国籍。可是就像某些崇尚简单就是美的数学家和物理学家所崇尚的信条，往往最完美的东西可能经不起最轻微的撼动。光就是如此。因为现实世界中只有光子这个神奇粒子具有波粒二象性，就像一颗在空中快速飞行的子弹在遇到一个细微的障碍物时会绕过去继续飞行，并且不会降低自身的速度。当我们想象光是在空间中传播的波时，光子却可以以粒子的形式和原子发生反应，散射或者使原子跃迁到另一个状态，人们在物质世界能够观测到的波，都只能在介质中传播，而光却可以在真空中传播。

20 世纪前叶当爱因斯坦提出波粒二象性时，人们似乎才从这种困惑中解脱出来，光子就是光子，它既是波又是粒子，当它需要波的性质是它就是波，相反它是粒子。对于从小崇拜爱因斯坦，并且在初中时就将《时间简史》奉为经典的我们来说，光子就是这样神奇，而且这些已经足够解释我们的世界了。当现代人把曾经完全不了解的量子力学作为圣经一样的教义时，之后那些在相对论和光子领域试图做出新的探索和发现的勇士都仿佛像 19 世纪的炼金士，在一大堆坍塌和硫磺中尝试着点石成金的药剂。最后在这请允许我们对在这个充满了未知领域中所有的探索者致意最崇高的敬意，也希望我们的努力不会被迅速遗忘在历史的角落中。因为虽然像尿素和升汞这些不登大雅之堂的成就都是在炼金术的浪潮中被发现的。

二.问题重述

光具有波粒二象性，光与物质发生反应时像粒子一样服从力学定律，并且光具有波的性质，如波的衍射、干涉和偏振。光即具有粒子的特性又具有波的性质，但是目前所有关于的结论都是从实验中获得的，所以现有光的性质到底是真实的，还是我们的管窥蠡测的猜想，都存在未知。目前所有关于光子非主流的猜想中，最主要有如下几种：1,龚祖同院士认为光就是粒子，结构类似于氢原子，由绕核旋转的负电子和正电子核组成[1]；2，北大学者认为光是按照光速直线前进的电磁场，并且只存在左旋和右旋两种状态[2]。如果能够对上述猜想进行数学建模，并且通过计算机模拟对模型进行验证，将会排除大部分错误的猜想。

1).上述猜想中最具有潜力的解决方案是，假设光就是由绕核运动的负电子和正电子核组成的粒子束，这些粒子在遇到窄缝或者细小的物体时，由于其中一个电荷和物体发生碰撞，这种碰撞可能是弹性、非弹性或者单纯受到边缘的吸引，而造成粒子运动方向发生改变，但是这种碰撞是不会改变光子的性质的，比如速度波长和频率等（当然这也是基于实验的假设，因为在衍射试验中还没

观测到因为衍射而且发生光自身性质改变的现象，比如紫光变成红光)。这样就可以解释为什么光子会发生衍射。在模型中我们先通过定性的分析，即龚祖同模型中的粒子模型能够实现现有的光学观测结果，诸如衍射和干涉等现象。下一步中我们需要定量的分析光子发生碰撞后到底运动方向发生怎样的改变，而这种改变是否能够解释双缝干涉的观测结果，如果能够定量得到光子模型中光子的频率、波长和双缝干涉中缝隙的宽度以及屏幕到缝的距离间的关系，模型假设将会得到极大的可靠性验证。

从粒子角度来解释光的波象性，最本质的问题是首先解决光子按直线传播时在经过细缝后前进方向会发生改变，即衍射现象，这种现象的结果是什么以及能否解释夫琅禾费单缝衍射的结果，然后通过计算机仿真是否能够得到和现有实验近似的结果。根据经典物理学中的理论，波在传播过程中经过大小和自己波长接近的物体时衍射现象最明显，粒子光学中应该如何解释这个问题将是一个很大的挑战。龚祖同模型中若干个光子间的作用效果同光子的数量和光子当前的状态具有怎样的关系，以及光子通过偏振片时的真实情况是怎样的，都是需要明确的问题。

2).前进电磁场模型中假设光子的速度都相等，电磁场按照由光的波长决定的角度速度围绕直线前进，其旋转方向只有左旋和右旋两种。

光的电磁场模型同样需要解决光的衍射现象和干涉现象，相比光的粒子模型电磁场模型似乎更容易解释偏振现象。

三.问题分析

龚祖同模型中认为光子是原子核电子跃迁而产生的高速运动并且绕核旋转的电子对，基本构造和氢原子类似，正电荷居中负电荷绕正电子核做匀速圆周运动[1]。

验证龚祖同光子模型的关键解释光发生衍射的原因，并且给出光子在发生衍射后的运动变化情况，最终能够定量分析夫琅禾费单缝衍射的光照仿真结果与真实情况的差异。同理根据模型解释双缝干涉和光栅衍射的结果。所以龚祖同模型建立和求解的关键是确定光子半径和狭缝间的量级关系（这样能够确定光子和边缘间到底发生了什么？是单纯的碰撞还是吸引），并且分析光子在狭缝边缘运动方向发生改变的过程和最终结果，以及光子间相互作用的原因和结果。根据上述分析可以定量的模拟出光子经过狭缝后的运动方向，从而仿真出夫琅禾费单缝衍射和双缝干涉的结果，并且将结果同现有的光学实验结果进行比对。

光的粒子性假说目前最大的挑战是单光子双缝干涉实验，当曝光时间不长时屏幕上出现一些无规则分布的亮点，说明：单个光子的落点是不可预测的。即每个光子运动时没有确定的轨迹。（不能用牛顿定律预测其轨迹）。当曝光时间足够长时会出现规则的干涉条纹。因为在前一光子到达屏幕后才发射第二个光子，干涉条纹的形成不是光子之间的相互作用结果。因曝光时间足够长，所以通过狭缝的光子数目多，呈现干涉条纹。说明光子在亮条纹处出现的概率大，在暗条纹处出现的概率小。如何能够解释单光子双缝干涉实验是龚祖同模型最后两个挑战之一，另一个挑战是解释光经过偏振片的真实过程。

电磁场前进模型可以非常完整解释光的干涉、衍射和偏振性质，但是却需要得到光粒子性的验证。所以模型二就需要验证前进电磁场是否具有光电效应和康普吞效应--光子与原子中的电子碰撞，导致原来入射光的方向、波长发生

改变。

四.光子粒子模型的论证

牛顿建立了经典力学体系，并且认为光子就是微观粒子，但是没有给出光发生衍射现象的解释。如果假设光子是刚性小球，光的单缝衍射是因为光子受到狭缝边缘的吸引使得光子的运动方向发生改变，光子会被拉离原来的轨道从而绕过狭缝边缘或者和狭缝发生碰撞，这样部分光子就会通过狭缝从而可以解释光的衍射现象。

但是这种假设并不具有真实性，我们假设刚性小球光子在绕过狭缝后，在狭缝边缘两个顶点的空间中均匀连续向各个方向匀速直线飞行的。在这个假设基础上做出数学仿真，可以得到一个统计结果，同夫琅禾费单缝衍射实验结果对比有很大的出入，刚性小球模型的光强统计结果为单峰近似正态分布，而夫琅和费单缝衍射结果为多峰递减分布。由数学推导也可以得知刚性小球模型的分布为近似正态分布，所以模型不符合真实情况。

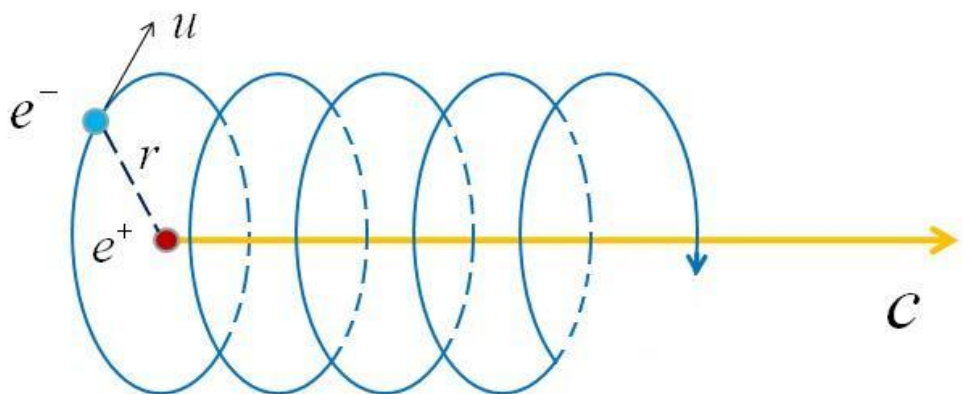
牛顿光子模型失败的原因可能有两点：一模型假设不合理，即光子在通过狭缝后并不是按照经典力学中的直线运动，而是在空间中按照一种概率波的分布；二狭缝衍射实验中屏幕的光强并不是光子简单的叠加，多个光子间的相互作用不仅和光子数目还和光子当前的状态有关。

首先改进模型，认为光子在空间中的运动规律仍符合粒子规律，不存在波属性，光子在运行过程中还有一个旋转矢量，光子的湮没是指光子以一种新的状态存在，但是不再发光。

五.龚祖同光子模型

5.1 全局模型假设：

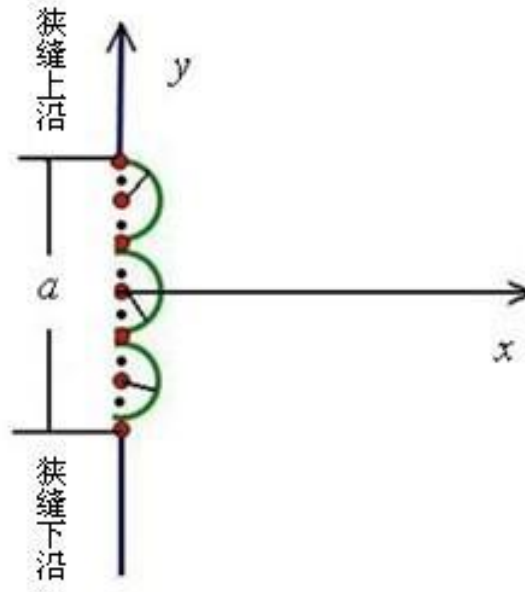
- 1.光子的结构类似氢原子，由一个负电荷和一个等量的正电荷组成，负电荷在一个球形的轨道上围绕正电荷旋转，如下所示。



图一 龚祖同光子模型

- 2.光子在经过狭缝时，受到狭缝尖端的吸引，使得光子偏离原来轨道，吸引后的结果是光子在狭缝尖端的空间中均匀分布而且方向为狭缝后侧的任意

方向。



图二 光子经过狭缝后飞行情况

5.2 模型建立

5.2.1 符号定义

d : 双缝的宽度

l : 双缝中心与观测屏之间的垂直距离

λ : 光子的波长

ν : 光子的频率

r : 光子的半径

M : 为光子密度

$\theta, \theta_1, \theta_2$: 光线方向分别与 x 轴正方向的夹角

a : 单缝衍射的缝宽

5.2.1 光子旋转半径

在龚祖同院士的文章《A THEORT OF THE PHOTON STRUCTRUE》中，提出光子是由一个负电子围绕正电子做圆周运动的模型，文章（14）[1]式

$$r = \frac{n^2 \hbar c}{2\pi k e^2} \lambda$$

给出该模型中负电子的轨道半径。其中 n 为 Bohr 氢原子模型的主量子数，约为普朗克常数（reduced Planck constant） $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ 。将普朗克常数

$h = 6.6260693 \times 10^{-34} J \cdot s$ ，光速 $c = 299792458 m/s$ ，圆周率 $\pi = 3.141592654$ ，

$k = 8.988755 \times 10^9 N \cdot m^2 \cdot C^{-2}$ ，电子电荷量 $e = 1.60217733 \times 10^{-19} C$ 的值代入该式，得到

$$r \approx 21.81476n^2\lambda$$

可以看出，得到的轨道半径比光的波长大很多，而且当 λ 取可见光波长（数量级为 $10^{-7}m$ ）时，已经远远大于了玻尔半径 $r_1 = 0.529166 \times 10^{-10}m$ 。从另外一个角度，我们知道，光发生衍射时，当光在孔或障碍物可以跟波长相比，甚至比波长还要小时，衍射就十分明显。然而由于上面的到的轨道半径比光的波长大很多，光子根本就无法穿过小孔，无法产生衍射，显然，这样是不合理的。分析得到该结果的原因，是因为把文章中的满足玻尔氢原子模型满足的(8)式

$$m_e u r = n \hbar$$

代入了光子模型中满足的(13)式

$$u^2 = \frac{k x e^2}{m_e r} \quad (1)$$

中，这两个模型是不一样的，不能联立方程。

仍然基于此光子模型，我们做出改进，给出下式定义光的波长。

$$\lambda = cT = c \frac{2\pi}{u/r} \quad (2)$$

其中 c 为光速， T 为负电子绕正电子作圆周运动的周期，这和波长的定义是吻合的。于是由①②两式可以得到

$$\lambda = \frac{4\pi^2 c^3 m_e^2}{k h e^2} r^3 \quad (3)$$

或者

$$r = \left(\frac{k h e^2 \lambda}{4\pi^2 c^3 m_e^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (4)$$

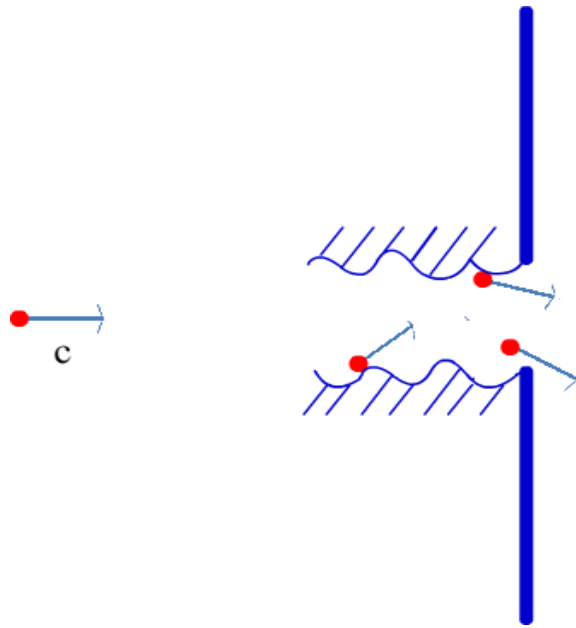
分别将可见光和 γ -射线的波长代入，得到的光子模型半径均远小于波长，且远小于玻尔半径。我们认为这样的半径是比较符合现实的。波长作为光的表征，不同的光有不同的波长。在这个光子模型中，轨道半径表征了光子。

5.2.3 光子衍射过程分析

光子通常是按照直线前进，但是光子经过细缝前后方向会发生改变，基于龚祖同提出的光子模型，在光的单缝衍射实验中，我们对光子穿过狭缝的过程做出如下分析：

- 1) 细缝边缘对光子有吸引力，且这个吸引力是关于光子模型中轨道半径 r 以及光子与狭缝距离 d 的函数，记为 $F(r, d)$ 。满足 $F(r, d)$ 随 r 的增大而增大，随 d 的增大而减小（此处猜测吸引力应和 r 的平方成正比关系）。狭缝边沿在微观情况下不再视为平面，光子会与狭缝边沿发生碰撞，使

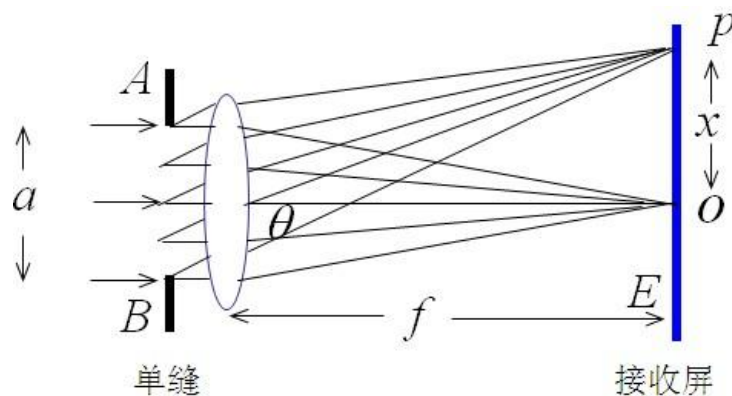
得光子运动方向发生改变，这里不考虑被狭缝吸收的情况。



图三 光子衍射的图示

- 2) 当狭缝宽度为 λ 时，所有的光子都会受到作用。当狭缝宽度大于 λ 时，狭缝中间的光子受到的 $F(r, d)$ 就可以忽略，从而直接穿过狭缝而不改变方向。随着狭缝宽度的增大，直接穿过狭缝不改变方向的光子就越来越多，在所有通过狭缝的光子中所占的比例越来越大，导致衍射效果越来越不明显。
- 3) 上述④式给出了 r 与 λ 的关系，结合 1) 可知， $F(r, d)$ 也是 λ 的函数，且随 λ 的增大而增大。故而不同频率的光子穿过狭缝受力是不一样的。故而要得到明显的衍射效果，对于不同频率的光要采用不同的狭缝宽度，这取决于光的波长。
- 4) 光子穿过狭缝的过程中，尽管方向会发生改变，但其相位是始终没有变化的。

当狭缝宽度为 λ 时，刚刚穿过狭缝的光子方向改变后的整体效果如图所示，红点代表光子。在穿过狭缝的瞬间， y 轴方向上的一系列光子，其出射方向与 x 轴所成角度在区间 $\left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right]$ 内均匀分布。同方向的光子经过透镜后将汇聚于一点，如图所示。



图四 光子经过透镜后汇聚到屏幕图示

5.2.4 光子双缝干涉模型

由于光子的旋转性其，具有位相，且相位随光程而变化，单一光子模型的矢量数学表达式：

$$T(s,t) = A \sin\left(\omega t - \frac{\omega s}{c} + \varphi\right) \quad (5)$$

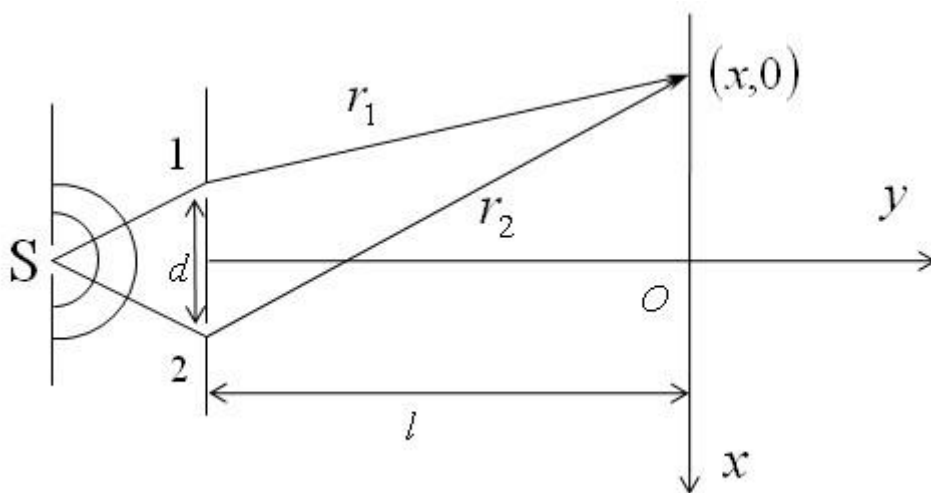
光子的矢量幅度和光的密度平方从新这里我们从新定义光强：

$$I = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} [M \cdot T(s,t)]^2 dt = \frac{1}{2} |MA|^2 \quad (6)$$

光子通过狭缝，沿着半圆的方向，等概率的射出去，其沿任意 θ 角射出去的概率密度函数为：

$$f(\theta) = \frac{1}{\pi}, \quad \theta \in (0, \pi) \quad (7)$$

对于观测屏上任一点 $(x,0)$ 。



图五 双缝干涉直角坐标系

从狭缝 $1\left(-\frac{d}{2}, l\right)$ 过来的光线夹角为 θ ，这有以下关系：

$$x = \frac{l}{\tan(\theta)} - \frac{d}{2} \quad (8)$$

从 (5) 和 (6) 两式可知从狭缝 1 出来光子到达观测屏上概率分布函数为:

$$f_1(x) = \frac{l}{\pi \left[\left(x + \frac{d}{2} \right)^2 + l^2 \right]}, \quad x \in (-\infty, \infty) \quad (9)$$

同理可推得从狭缝 2 出来的光子到达观测屏上的概率分布函数:

$$f_2(x) = \frac{l}{\pi \left[\left(x - \frac{d}{2} \right)^2 + l^2 \right]}, \quad x \in (-\infty, \infty) \quad (10)$$

从狭缝 1 到达观测屏上任一点 $(x,0)$ 的距离为 $r_1 = \sqrt{\left(x + \frac{d}{2} \right)^2 + l^2}$, 由光子模型对应于相位的数学表达式, 到达该点的光子矢量的数学表达式为:

$$T_1(r_1, t) = A_1 \sin\left(w_1 t - \frac{w_1 r_1}{c} + \varphi_1\right), \quad x \in (-\infty, \infty) \quad (11)$$

同理, 狭缝 2 到达 $(x,0)$ 的光子的矢量数学表达式为:

$$T_2(r_2, t) = A_2 \sin\left(w_2 t - \frac{w_2 r_2}{c} + \varphi_2\right), \quad x \in (-\infty, \infty) \quad (12)$$

$$\text{其中 } r_2 = \sqrt{\left(x + \frac{d}{2} \right)^2 + l^2}$$

结合公式 (7) 和 (9), 可得到光子通过狭缝 1 到达观测屏上点 $(x,0)$ 光子矢量的分布函数为:

$$E_1 = f_1(x) T_1(r_1, t) \quad (13)$$

结合公式 (8) 和 (10), 可得到光子通过狭缝 2 到达观测屏上点 $(x,0)$ 光子矢量的分布函数为:

$$E_2 = f_2(x) T_2(r_2, t) \quad (14)$$

通过上面 (11) 和 (12) 式, 可得到同时从双缝到达观测屏的光子强度为:

$$E = E_1 + E_2 = f_1(x) T_1(r_1, t) + f_2(x) T_2(r_2, t) \quad (15)$$

由于通过双缝的光子都是来自于同一光源, 其光子轨道半径相同, 且负电子旋转轨迹也完全相同, 则由于上面光子轨道模型分析的结论, 轨道半径与光

的波长以及频率都是一一对应的，

$$\text{即 } A = A_1 = A_2, w = w_1 = w_2, \varphi = \varphi_1 = \varphi_2 \quad (16)$$

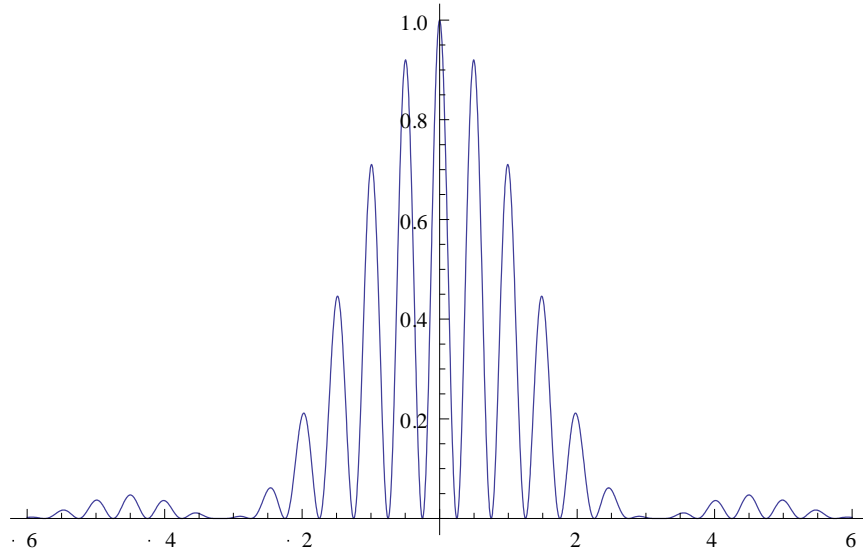
由 (14) 带入对 (13) 式进行化简可得：

$$I = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} (ME)^2 dt = (MA)^2 [f_1(x)^2 + f_2(x)^2 + 2f_1(x)f_2(x)\cos \nabla \varphi]$$

$$\text{其中 } \nabla \varphi = 2\pi \frac{r_2 - r_1}{\lambda}$$

5.2.5 光子双缝干涉模型仿真

基于上述数学模型，通过 Mathematic 可以得到双缝干涉的函数曲线如下：



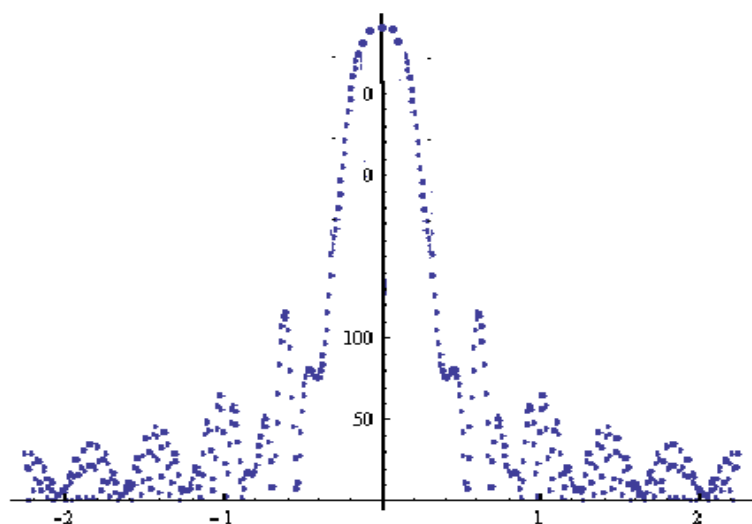
图六 杨氏双缝干涉实验数据

上述函数曲线是双缝干涉模型最终函数的曲线图形，通过光的波象性同样可以得到类似函数，所以函数不具百分之百的真实性。

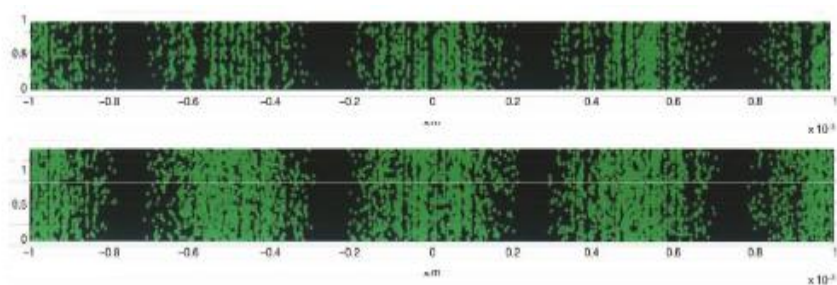
龚祖同模型最大的优点是将光子完全粒子化，这样可以离散的模拟光子运行情况，在前面假设的基础上，我们离散化狭缝间的空间直线，假设空间每个点都均匀辐射光子，我们随机的生成大量各个方向的光子，计算光子到达屏幕时的光强，如果经过统计得到类似实验函数曲线，则可以证明龚祖同模型的假设具有真实性。

通过统计到达屏幕的光强得到双缝干涉模拟图样如下。

模拟过程中大概生成了 100 万个光点，其中坐标表示屏上光强的分布情况。但是可以看到最终结果只是趋近实际函数先，我们再将把这些光强点在屏幕上输出得到如下绿色条纹，可以看出这种完全从粒子角度的模拟和真实情况又近了一步。

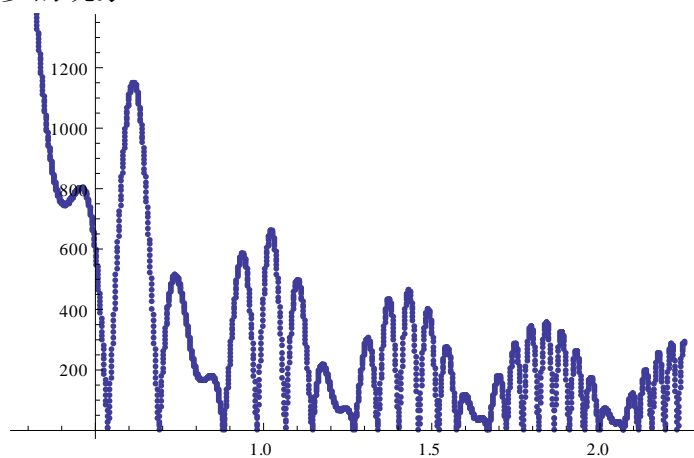


图七 模拟生成双缝干涉统计



图八 累计生成光强

因为模拟得到的光强统计曲线现有的光学曲线并不完全吻合，考虑到实验只是生成部分光线，真实实验中透过双缝的光子应该更多，所以我们将模拟过程中生成的光子数目量级提高两个量级，应为计算无法完全计算如此巨大的数据我们只能计算其中以部分数据，得到如下模拟结果。这是实际情况的一个片段，可以看到函数的变换曲线和现有光学得到的函数曲线已经基本吻合。如果有根多的时间和更高效的电脑应该可以得到完整曲线，那时的曲线将会更加完整而且会揭示更多的现象。

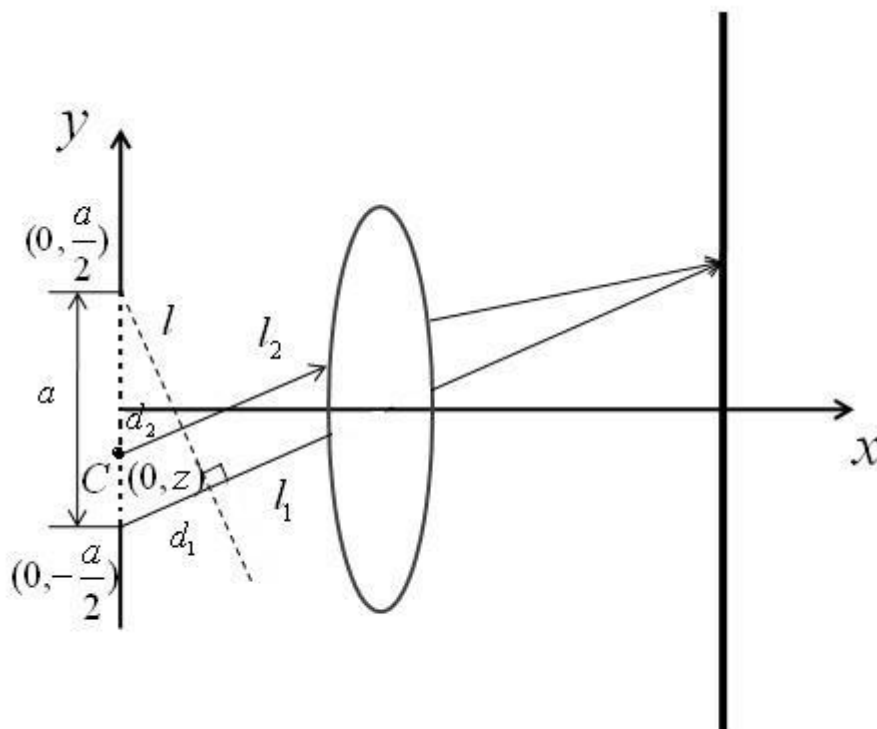


图九 部分超大量光强统计曲线

5.2.5 光子单缝衍射模型

基于龚祖同的光子模型的单缝衍射的模型建立。

单缝衍射的过程及其直角坐标系建立如下：



图十 单缝衍射坐标系

通过上述坐标系模型可知，细缝两端 A、B 两点坐标分别为 $\left(0, \frac{a}{2}\right)$ 、 $\left(0, -\frac{a}{2}\right)$ ，对于缝上任一点，有且仅有一条光线通过透镜的焦点射到屏上某唯一对应点 (x_0, y) ，考虑细缝端点 B 通过透镜焦点的光线 l_1 ，设光线所对应的直线 l_1 斜率为 k ，其直线方程为： $y = kx - \frac{a}{2}$

对于两端点间的任一点 $C(z, 0)$ ，通过该点且平行于光线 l_1 的光线 l_2 ，由透镜的性质在屏上汇聚一点，直线 l_2 的方程为： $y = kx + z$

作通过 A 点且垂直于 l_1 和 l_2 的直线 l ， l 的直线方程为： $y = -\frac{1}{k}x + \frac{a}{2}$ ，由点到直线的距离公式可知，B 到直线的距离为： $d_1 = \frac{a}{\sqrt{1 + \frac{1}{k^2}}}$

$$\text{C 到直线的距离为: } d_2 = \frac{\left| z - \frac{a}{2} \right|}{\sqrt{1 + \frac{1}{k^2}}}$$

从通过光子模型的分析知从 B, C 两点出发到达屏上光的矢量分别为

$$E_1(r_1, t) = A \sin\left(\omega t - \frac{\omega r_1}{c} + \varphi\right), \quad E_2(r_2, t) = A \sin\left(\omega t - \frac{\omega r_2}{c} + \varphi\right), \quad \text{则其合矢量为:}$$

$$E = E_1 + E_2 = A \sin\left(\omega t - \frac{\omega r_1}{c} + \varphi\right) + A \sin\left(\omega t - \frac{\omega r_2}{c} + \varphi\right), \quad \text{由于透镜并不改变光程}$$

差, 则有: $r_1 - r_2 = d_1 - d_2$,

$$\text{该点光强为: } I = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} (ME)^2 dt = (MA)^2 \cdot \left| \cos\left(\frac{\nabla \varphi}{2}\right) \right|,$$

$$\text{其中 } \nabla \varphi = \frac{(d_1 - d_2)}{\lambda} \cdot 2\pi$$

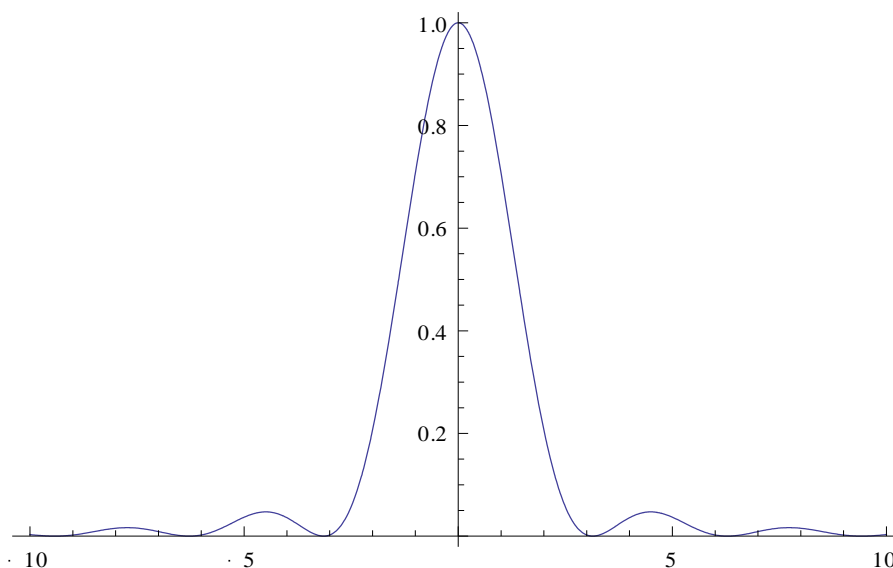
5.2.6 光子单缝衍射模型仿真验证

首先我们要先解释为什么会出现明暗条纹, 因为在单缝衍射中这种解释会更加明确。

光子的湮没—单纯从粒子的角度来考虑, 我们会认为透过狭缝的光线会照亮整个屏幕, 至少不会出现明暗相间的条纹, 但是屏幕上却出现明暗相间的条纹, 暗处的背景的光子到底在哪, 发生了什么? 首先光子不会消失, 只是以另一种状态存在, 它仍然在屏幕的暗背景处, 只是当前光子的状态不再发光。当光子变成另一种状态, 不再发光时我认为这是光子的湮没。

光的波动理论认为, 屏幕上的暗背景是因为光波的相位相反发生了叠加, 这时光子并没有消失, 而是被转移到了亮条纹处。但是我们无法求出透过狭缝时总共的光子数目和最终落在屏幕上的光子数目, 所以这里我们无法给出真实情况的求解, 但是根据龚祖同模型, 相位相反的光子会以一种新的状态存在不再发光。

我们仍然先画出模型的函数曲线。通过和传统光学的函数比较可认为函数具有一定的可靠性。



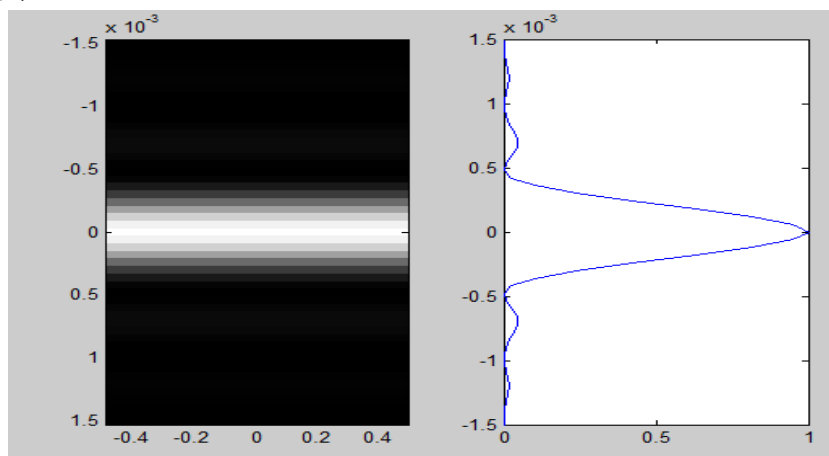
图十一 单缝衍射函数曲线

同样，龚祖同粒子模型最大的优势是可以离散的模拟光子运行情况，这里我们离散的在狭缝间产生光子，光子通过透镜到达屏幕，屏幕上每个点的光强是光子个数和光子间相位叠加的结果。

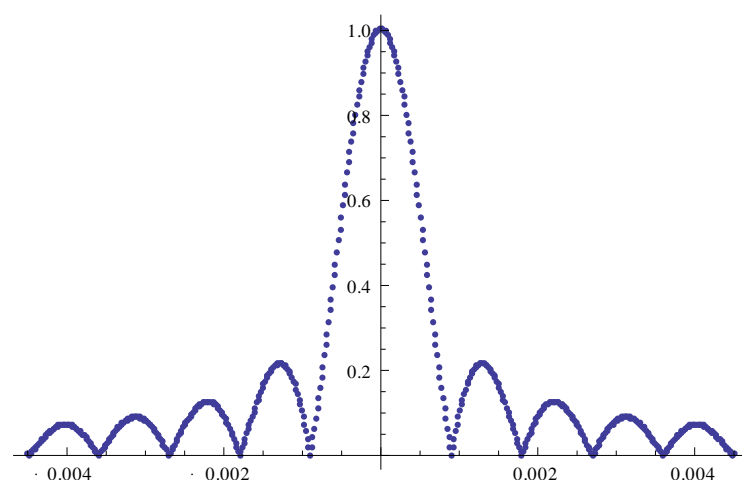
这里我们采用了相位矢量叠加的模拟方法，即每个光子的广成差为 d_1, d_2, \dots, d_n 。其中每个光子在屏幕上 A 点的光强为相位矢量的叠加。如下所示，该点的光强矢量为 $(r * \cos\theta + r * \cos\alpha + r * \cos\beta + \dots + r * \cos\kappa, r * \sin\theta + r * \sin\alpha + r * \sin\beta + \dots + r * \sin\kappa)$ 。则光强计算为：

$$q = \sqrt{(r * \cos\theta + \dots + r * \cos\kappa)^2 - (r * \sin\theta + r * \sin\alpha + \dots + r * \sin\kappa)^2}$$

同样我们利用 mathematic 进行程序仿真，我们按照前面给出的单缝衍射坐标系连续的模拟生成大量光线，计算每个发光点间的相位差得到屏幕光强统计曲线，已经归一化处理过了。其中为了简便模拟我们去光波长为 $\lambda = 5\text{nm}$ ， $d = 0.5\text{cm}$ ，单缝到屏距离为 $l = 0.5\text{m}$ 。为了验证实验的可靠性我们做了如下的 matlab 夫琅禾费单缝衍射仿真，其中我们采取了红光(700nm),绿光(546.1nm),蓝光(435.5nm),按照焦距 $f=700\text{mm}$, $d=0.04\text{mm}$ ， $I = I_0 * \left(\frac{\sin\alpha}{\alpha}\right)^2$ 的光强公式进行仿真得到如下结果。

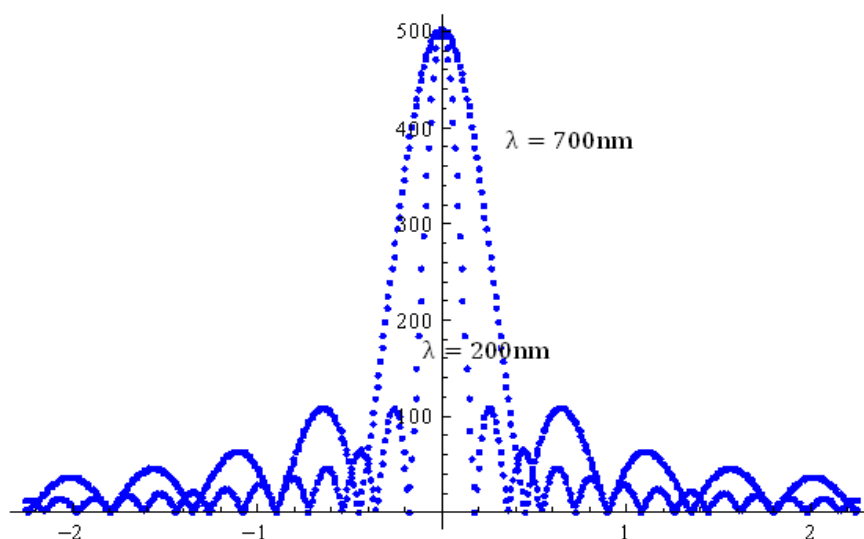


图十二 Matlab 单缝衍射仿真



图十三模拟生成单缝衍射

可以看出是采用龚祖同粒子模型虽然在整体趋势上的和经典光学的结果接近，但是龚祖同模型的模拟结果峰值降低速度比传统光学慢，我们考虑这可能是实验选取时发生了误差，所以就采用不同的波长 $\lambda_1 = 700\text{nm}$ ， $\lambda = 200\text{nm}$ ，得到如下结果：



图十四 不同波长模拟单缝衍射结果

可以看到峰值下降仍然不是十分明显，但是在直观角度，统计的角度来看和现实实验结果非常接近。因为经典光学是的光强公式是根据波动理论得到的，这里我们通过计算机大量模拟单个光子叠加情况得到如上所示结果，虽然最终峰值的下降速度没有经典光学快，但是无论是明暗条纹间隔距离还是明暗条纹的宽度均相同。可以验证实验模拟具有一定的可靠性。

5.2.7 光子偏振过程

一束平行单色光中，各个光子的轨道半径 是相同的，而且在垂直于光子运动方向的截面上，各个光子的相位是相同的。一束自然光中包含多色光，由于

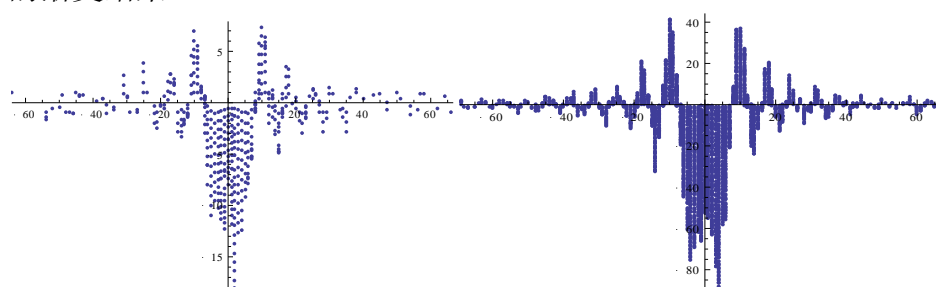
不同的光的频率不同，光子模型中负电子绕正电子旋转的周期也不同，故而在垂直于光子运动方向的截面上，不同类型光子的相位是不尽相同的，而且是均匀分布的。自然光垂直入射到偏振片 P_1 上，当光子遇到 P_1 时，会与其发生碰撞，碰撞的结果是一半的光子被吸收，一半光子的相位发生改变，使得正负电子在直线于片 P_1 的偏振化方向一致，从而经过偏振片 P_1 ，于是透过的光强是入射自然光强的一半。直到这里都是和实验结果相符的。

考虑如下情况：如果再在后面放一个偏振片 P_2 ，其偏振化方向与 P_1 正交。由于不同波长的光子内部负电子绕行周期不同，经过相同距离后，到达 P_2 时相位必然是不完全相同的，虽然不再是均匀分布。光子经过 P_2 与 P_1 经过的过程类似，得到的结果却是仍然有部分光子穿过 P_2 。但是，实际结果是将会产生消光现象，基于该模型的理论分析结果与实际不符。该模型并不能完全解释光的偏振。

5.3 模型可靠性讨论

因为龚祖同模型只是从粒子的角度来解释光的波象性，所以根据现有试验我们无法检验模型的真实性和真实性，因为模型是对这些结果发生原因的阐述，我们只能通过模拟的角度看基于这种猜想是否能够得到近似实际的结果。如何来验证最初假设的真实性是模型可靠性的关键。

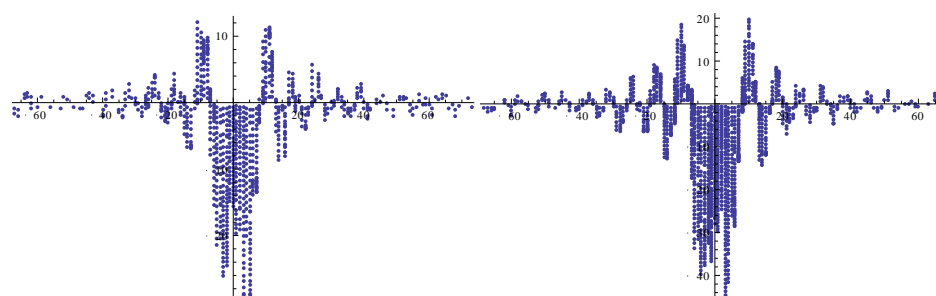
模型最初我们假设光子在经过狭缝后是连续均匀的向四周辐射参见图，上述单缝衍射的模拟就是依靠这种猜想，为了检验假设的正确性我们模拟了空间中两个点间的干涉情况和三个点间的干涉情况，并且增加模拟生的点的个数，因为数据需要离散化，所以原点处的结果并不十分理想，有一定的凹陷，得到如下的渐变结果：



图十五 空间两点干涉结果

模拟时产生 100 万个点

模拟时产生了 500 万个点



图十六 空间三点干涉结果

模拟时产生了 300 万个点

模拟时产生了 900 万个点

此外我们试图产生小孔衍射的结果图样，但是由于要离散的发光点太多，所以少量点模拟效果很差，无法得到现实实验中的明暗光环。可以看到模拟少量点检的干涉效果图和实际的效果图较为接近。双缝干涉可以看作时空间中两

个点间的干涉，但是模拟图示得到，单纯从统计图上无法直观得到实验结果，但是模拟结果的变化趋势和现实情况基本一致，所以光子经过狭缝后的方向变化情况假设具有可靠性。

龚祖同光子模型可以很好的解释为什么光在传播过程中经过的狭缝宽度和波长接近时衍射效果最明显。

对于给定的波长 λ 当狭缝宽度为 a 时，明暗条纹间的宽度与缝宽度 a 成反比，所以当缝宽接近 λ 明暗条纹间的过处，区别越明显，所以衍射效果最明显。

六.前进电磁场模型

6.1 前进电磁场模型

前进电磁场模型中光子是一个按光速直线前进的电磁场的猜想，光子的速度都相等。这个电磁场按照由光的波长所决定的角速度围绕上述前进直线旋转，相位由电场在 x 方向的投影或磁场在 y 方向的投影所决定，其旋转方向也只有左旋、右旋两种。一个左旋光子与一个右旋光子可以组成一个线性偏振光子对。当一个左旋光子与一个运动方向完全相同的右旋光子相遇时，如果相位完全相反，则发生光子湮灭现象。如果相位完全相同，则增强，由于能量与电磁场的强度是平方关系，相当于有4个光子存在。

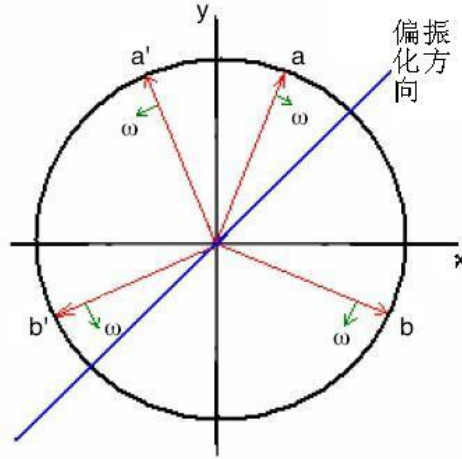
6.2 前进电磁场模型的波象性

前进电磁场模型和容易解释光的波象性，因为前进电磁中的光子对本身具有相位，从两条细缝到达屏幕上同一点的距离不同，分别通过两条缝来的光子就会有相位差，会造成光子的湮没，即在屏幕上产生明暗条纹，由此产生双缝干涉现象。由于此处的论证非常简单，此处不做论述，而是详细的探讨电磁场理论经过偏振片的真实情况。

6.3 前进电磁场通过偏振片

前进电磁场模型中，由于只存在左旋和右旋光子，虽然正常光线中包含处于各种相位的光子对，当这些光子对同时与偏振片发生碰撞时，各种相位的光子对会中心组合，产生平行于和垂直于偏振镜片光轴的电子对，平行和垂直于偏振片光轴的光子对，由于垂直于偏振片光轴的光子无法通过偏振片所以有50%的光线可以通过偏振片。

如图十四所示，光子对 aa' , bb' 穿过偏振片时，光子 a' 和 b 的相位关于片振化方向对称，重新组合成新的光子对，新组成的光子对和偏振片光轴平行，随意可以很容易的穿过偏振片，而 a 和 b' 组成的新光子对和偏振片光轴垂直。



图十七 光子对与偏振片碰撞结果

这里我们试图通过建立数学模型，进行定量的解释，为了便于说明，我们首先建立空间坐标系，规定光是沿 x 轴正向传播。

通过光子对模型分析可建立光子对的矢量的数学表达式如下：

$$\begin{cases} E_r = A \sin(\omega t + \varphi_1) \\ E_l = A \sin(-\omega t + \varphi_2) \end{cases}, \varphi_1, \varphi_2 \in (-\pi, +\pi)$$

如果 $\varphi_1 + \varphi_2 = 0$ ，则有 $E_r + E_l = 0$ ，即当左右旋光子相位完全相反，光子对呈

现湮灭现象，如果 $\varphi_1 + \varphi_2 = \pi$ ，则有 $E_r + E_l = 2E_r = E_l$ ，由于光强是光子数学

矢量模的平方，即光子对呈现出 4 个单光子的强度

对于正常的光线处于各种相位的光子对都会存在，并且分布均匀，这样对于任

意相位的光子对 $\begin{cases} E_r = A \sin(\omega t + \varphi_1) \\ E_l = A \sin(-\omega t + \varphi_2) \end{cases}$ ，对于偏振片方向为 θ_0 的偏振镜片。总存

在这样的 $\begin{cases} E_r = A \sin(\omega t + \varphi_2) \\ E_l = A \sin(-\omega t + 2\theta_0 - \varphi_1) \end{cases}$ ，当这样两对光子对同时与偏振片碰撞重新

组合成两对新的光子对时

$\begin{cases} E_r = A \sin(\omega t + \varphi_1) \\ E_l = A \sin(-\omega t + 2\theta_0 - \varphi_1) \end{cases}$ 和 $\begin{cases} E_r = A \sin(\omega t + \varphi_2) \\ E_l = A \sin(-\omega t + \varphi_2) \end{cases}$ ，光子对 1 的相位均值与偏振

片方向相同可以通过偏振片，而光子对 2 却不能通过，即统计上 50% 的光线可以通过偏振片，而 50% 的光线不能通过。

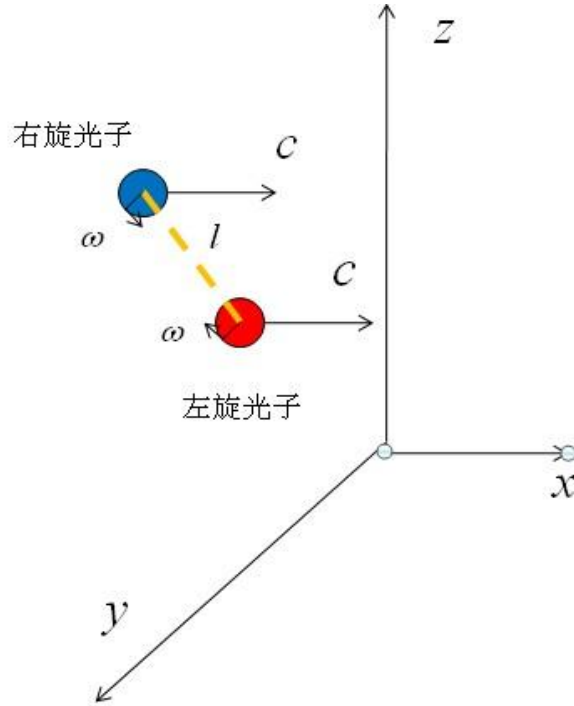
七.改进的光子对模型

在用题设中两种模型对衍射和偏振进行解释时，发现龚祖同光子模型能够很好地解释衍射，北大学者的光子模型可以很好地解释偏振，并且解释时都是以光子的相位的角度进行定性的分析。之所以人们会对光的波粒二象性产生疑惑，是因为当同一物质在不同情况下表现出的截然不同的特性，如果我们能够

用光的一个特性来统一的解释波粒二象性，则是解决光子本质问题的最有途径。

前面叙述的两个模型，若用任何一个模型同时解释衍射和偏振，都会遇到一个问题：一束平行的单色光在垂直于光的传播方向的截面上，光子的相位是否相同？若相同，衍射都能解释。若不同，那就应该是均匀分布的，第二个模型解释偏振也是近乎完美的。

针对如上问题，我们首先假设：一束平行的单色光在垂直于光的传播方向的截面上，光子的相位是相同的。在此基础上，根据两种模型给予的启发，我们提出新的模型，企图对衍射和偏振都能给出较好的解释。



图十八 左右光子对模型

模型假设如下：

1) 光子分为左旋光子和右旋光子，且总是成对出现。相位为 θ 的左旋光子与相位为 $-\theta$ 的右旋光子组成一个光子对。光是以这样的光子对为单位的。不妨将左旋光子的相位定义为光子对的相位。

2) 对于单个的光子，我们认为以上讨论的两种光子模型都是一致的，都是在垂直于光的传播方向的平面内匀速旋转，旋转的角速度决定于了光的频率，从而表征了光的种类。

3) 光子对中左旋光子与右旋光子所确定的直线，始终平行于 yoz 平面，且该直线与 xoy 平面的夹角是任意的，且是均匀分布的。我们称这个夹角叫光子角，取值范围为 $\left[0, \frac{\pi}{2}\right]$ 。

4) 两光子之间的距离是恒定的，且应小于波尔半径，我们称之为光子

距，记为 l ，并与光子的角速度有关。

下面统一解释衍射和偏振：

i) 对于单缝衍射，用相位差来解释。两个光子对的相位差是 π 的奇数倍则“相消”，对应暗纹；相位差是 π 的偶数倍则“增强”，对应明纹。同理解释干涉。

ii) 对于偏振，光子对沿 x 轴正向垂直入射到偏振片 P_1 上，不妨设偏正化方

向与 y 轴平行。则光子角在 $[0, \frac{\pi}{4})$ 范围内的光子对将穿过 P_1 ，而光子角在 $(\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2}]$

范围内的光子对将被 P_1 阻挡而不能通过，光子角为 $\frac{\pi}{4}$ 的光子对等概率随机穿过

或被阻挡。由于光子角是均匀分布的，故而入射光子对中，只有一半穿过偏振片。如果再在后方放一个偏振片 P_2 ，同样的道理，若 P_2 的偏振化方向与 P_1 相同，

则光子对全部通过；若 P_2 的偏振化方向与 P_1 正交，则全部不通过。

八.模型评价

爱因斯坦提出光子概念百年有余，我们始终不能同时看到光的波粒二象性，仿佛披上了一层神秘的面纱。龚祖同院士提出的负电子围绕正电子旋转的光子模型，以及北大学者提出的前进式旋转电磁场的光子模型，都能在某些方面定性地解释光的一些性质。本文分别基于两种模型，做了进一步的分析探讨，并经过数学模型的仿真，进行定量的计算，与物理实验结果相比较。

本文中详细地探讨了龚祖同旋转电子光子模型，并且从数学上对模型进行推导，无论是数学结果还是单纯的从粒子角度进行仿真和真实实验数据非常接近，能够完整的从粒子角度解释光的衍射和干涉现象，但是模型的仿真结果和现有经典光学推导结果仍然有少量偏差。龚祖同模型无法解释光的偏振现象，前进电磁场理论因为引进前进时的相位，所以可以容易的验证光的波动性，如衍射等特征，同时可以解释光的偏振过程，但是光同时具有粒子性，因为涉及到量子力学所以本文中未讨论前进电磁场理论是否能够解释康普吞效应和光电效应。

在此基础上，认识到两种模型在前进式旋转方面具有一致性，并对光子模型进行了改进，提出了新的猜想，对衍射和偏振均做出了相应的分析解释。本文最后提出了改进的光子模型，因为龚祖同模型和前进电磁场模型都一定的缺陷，所以两个模型是可以结合在一起的，即旋转的电子产生前进的电磁场，而当光子与偏振片碰撞时，由于自身的旋转角度和发生改变使的部分光子无法通过偏振片，两个相位相反的光子通龚祖同模型中氢原子跃迁时同时产生两个相反光子的结果一致，所以两个模型能够融合。

九.参考文献

- [1] 龚祖同, 光子结构论, vol.28 No.1:1999。
- [2] 吴百诗等, 大学物理学 (下册), 北京: 高等教育出版社, 2004。
- [3] D.Zu, THE CLASSICAL STRUCTURE MODEL OF SINGLE PHOTON AND CLASSICAL POINT OF VIEW WITH REGARD TO WAVE-PARTICLE DUALITY OF PHOTON, Progress In Electronmagnetics Research Letters, Vol.1:109-118,2008。
- [4] 玻恩, 光学原理, 北京: 电子工业出版社, 2005。