

单原子的双缝干涉实验

(中国科学院半导体研究所 姬扬 编译自 Andrew Murray. *Physics World*, 2020, (2): 31)

著名的杨氏双缝实验演示了光的干涉原理。现在,利用激光激发单个铷原子,可以做一种等效的单原子的双缝干涉实验。

在过去的20年里,我面试过400多名想来曼彻斯特大学学习物理的学生。杨氏双缝实验是经常出现的题目,显然让学生们感兴趣。但是,当我问起这个实验是什么,他们总是回答:用电子演示波粒二象性——量子物理学的基石之一。这很奇怪,因为杨(Thomas Young)在1804年做的这个实验——远在我们对电子或亚原子世界有任何了解之前。

最初的杨氏双缝实验首次证明了干涉现象。他让光穿过两条狭长的缝,观察远处屏幕上形成的图案,杨

没有发现两个对应于狭缝的明亮区域,而是看到了亮暗相间的条纹。他解释了这个意外的观察结果,提出光是一种波,反对牛顿关于光由粒子组成的观点。这些实验及其随后的解释,最终形成了经典的辐射定律,总结为著名的麦克斯韦方程。

直到上个世纪,量子力学的基础牢固建立了以后,杨氏实验和波粒二象性的联系才变得明显。1961年,德国图宾根大学的Claus Jönsson在铜片上加工出一组300 nm宽的狭缝,然后用电子显微镜的40 keV电

子束照射。由此产生的图像显示了一种干涉模式,就像杨在160年前首次用光看到的那样。这是首次的电子双缝实验,证明电子束表现得像波。但是Jönsson不能产生或测量单个电子,因而不能证明每个电子本身都有波的特性。

1965年,费曼在加州理工学院做了一系列著名的讲座,其中讨论了,朝着双缝发射单电子,在原则上可以产生干涉图案——从而证明了物质的波粒二象性。费曼并不认为他的思想实验是可能的,但是制

造技术的进步逐渐使这个前景接近现实。最终，意大利的Stefano Frabboni及其同事让电子通过只有83 nm宽的狭缝，证明了干涉。

使用200 keV的电子显微镜，Frabboni小组能够将束流变得非常弱，能够以很高的概率预测，在任何给定时刻，在源和探测器之间不超过一个电子。但由于探测器的局限性，他们不能直接测量单个电子的干涉。直到2013年，终于做了第一个实验，令人信服地证明了单个电子的双缝干涉(图1)。

美国内布拉斯加-林肯大学的Roger Bach和同事们使用62 nm宽

的狭缝，让能量仅为0.6 keV的电子通过这些狭缝。更低的能量使得电子的德布罗意波长变得 longer，不仅让干涉模式分离得更开，还可以使用通道板探测器(channel plate detector)，从而计数单个电子。Bach小组能够用挡板遮住狭缝，每个狭缝都可以单独打开或关上。

在这些实验中，Bach小组降低了入射光束的强度，使得每秒钟只能探测到一个电子，从而保证在任何时候，源和探测器之间最多只有一个电子(概率大于99.9999%)。实验连续进行了两个小时，起初，单个的电子好像是屏幕上随机产生的点。但是，随着检测到的电子越来越多，亮暗区域相间的干涉模式就逐渐显露出来。

每个电子都是在下一个电子发射前就被检测到的，显然不可能影响未来通过狭缝的电子。正如费曼所说的：我们必须承认，每个电子(事实上也是所有的物质)都具有类似波的性质(产生了干涉模式)，而且也必然是单独的粒子(因为就是这样被探测到的)。因此，面试的学生们在讨论波粒二象性的时候，应该引用这个双缝实验，而不是1804年的杨氏实验。

单原子的新实验

然而，这并不是杨氏双缝实验的终点。科学的新发现和新思想常常来自于貌似不相关的工作，最近在曼彻斯特

大学，我们的研究小组发现了一种全新的实验方法。我们用激光来激发原子，然后向它们发射电子，研究原子采用的“形状”。电子随着原子的退激发而获得能量，我们在不同的角度捕捉这些被散射的电子。

对于这种“超弹性”碰撞过程，我们已经了解得很多，研究了很多年。但是，在用420.30 nm蓝光激发铷原子中的一种特殊状态(6P态)时，我们发现了一件怪事。这一次我们没有在超弹性碰撞过程中找到任何电子。为什么没有信号呢？

结果表明，实验中的激光束产生了大量的光电子(即使关掉入射电子束，也能看到这些光电子)，但它们都处于低能态。实际上，光电子以4种不同的能量出现，数量大得淹没了我们期望的超弹性信号。光电子不仅来自6P态，还来自原子能够弛豫到的能量更低的态，包括从5P态中踢出来的0.36 eV电子(图2(a))。

但是，这和双缝实验有什么关系呢？我们认识到，如果发射第二束波长为780.24 nm的红外激光束，这种光不仅能将原子激发到5P态，而且还能电离6P态，产生能量为0.36 eV的光电子。与蓝光在电离5P态的铷原子时产生的光电子能量完全相同。

换句话说，有两条可能的路径产生这种能量的光电子(图2(b))。激光束有效地“引导”了光电离过程，所以它要么通过波函数 ψ_1 的5P态(相当于常规杨氏双缝实验中的狭缝1)，要么通过波函数 ψ_2 的6P态(相当于狭缝2)，或两个态同时进行。我们不测量屏幕上光子或电子的强度，而是在激光束的偏振度，计数在不同角度 θ 上的光电子数目——所谓的微分截面DCS(θ)。

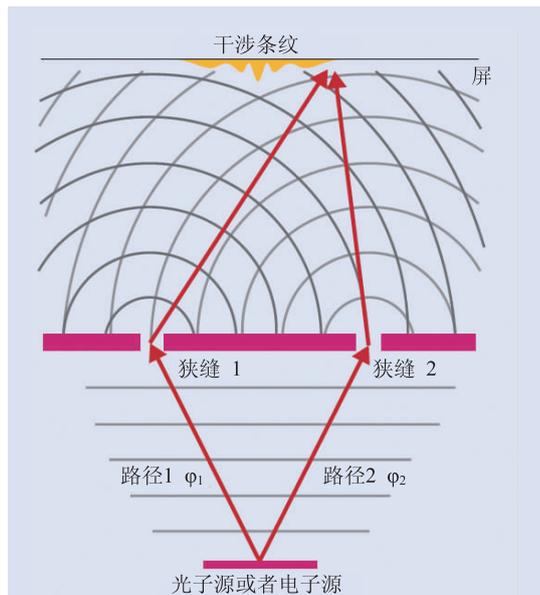


图1 单电子的杨氏双缝实验。如果向两个狭缝1和2发射单个粒子(光子或电子)，则沿每条路径的波函数 φ_1 和 φ_2 描述它们通过狭缝的概率，探测器上的总波函数是 $\varphi_{\text{det}} = \varphi_1 + \varphi_2$ 。探测到粒子的概率是 $\varphi_{\text{det}}^2 = \varphi_1^2 + \varphi_2^2 + 2|\varphi_1||\varphi_2| \cos\Delta\xi$ ，其中 $|\varphi_1|$ 和 $|\varphi_2|$ 是波的振幅， $\Delta\xi$ 是它们在探测器上的相位差。其结果是一系列亮带和暗带，依赖于两个波前是同相位($\cos\Delta\xi=1$)还是反相位($\cos\Delta\xi=-1$)，意味着检测到粒子的机会要么很高，要么很低。但是，如果关闭狭缝2，那么 $\varphi_2=0$ ，看到的粒子分布仅仅是由于狭缝1($\varphi_{\text{det}}^2=\varphi_1^2$)。如果关闭狭缝1，那么 $\varphi_1=0$ ，分布由($\varphi_{\text{det}}^2=\varphi_2^2$)给出。分别测量两个狭缝的信号，可以计算干涉项，然后打开两个狭缝，测量粒子的分布

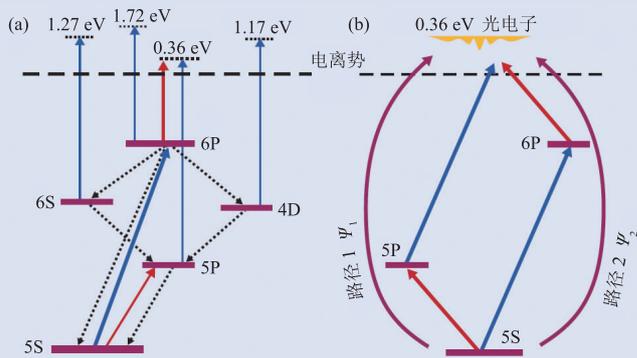


图2 单原子的杨氏双缝实验。(a)新版本的杨氏双缝实验不用向狭缝发射粒子,而是用激光以不同的方式激发铷原子。用蓝色420.30 nm激光把原子从5S态激发到6P态(由蓝色粗箭头表示的跃迁)。6P态弛豫到另外两种态(4D和6S),然后弛豫回到第4种状态(5P)——弛豫由虚线箭头表示。额外的蓝色光子(也是420.30 nm波长)可以电离这些态,产生4种不同能量的光电子(以蓝色细箭头表示),包括0.36 eV。在780.24 nm处使用第二个红外激光器,可以将铷原子激发到5P态,也可以从6P态产生0.36 eV的光电子(红色箭头)。(b)让探测器只测量0.36 eV的电子,它们来自两种可能的路径——要么通过红外激光电离的6P态,要么通过蓝色激光电离的5P态。这两条路可以打开或关闭,就像在传统的双缝实验中打开或关闭狭缝一样

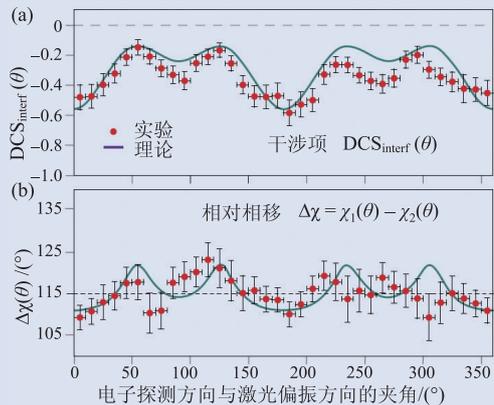


图3 从想法到实验。在等价的杨氏双缝实验中,位于真空室里的原子炉发射一束铷原子。向铷原子发射蓝色和红外激光,给铷原子提供能量。让两束激光垂直地进入真空室,360°地改变激光的偏振角度,测量不同角度的光电子的数量。这幅图显示了测量的“微分截面” $DCS_{micr}(\theta)$,产生0.36 eV光电子的两种可能的电离途径之间的“相对相移” $\Delta\chi = \chi_1(\theta) - \chi_2(\theta)$ 。如果没有干涉,则 $DCS_{micr}(\theta)$ 将为零,而 $\Delta\chi$ 也为0。这些数值显然不是0,并且与理论计算结果一致,从而表明光电子既有波动性也有粒子性,证实了波粒二象性

稍微改变一个或另一个激光器的频率,可以打开或关闭通路,就像在传统的杨氏双缝实验中打开或关闭狭缝一样。让蓝色激光器失谐,可以只激发5P态,关闭了路径2,得到的光电子产率为 $DCS_1(\theta) \propto \Psi_1^2$,其中 θ 是散射角。关掉红外线激光器,就只激发6P态,关闭了路径1,得到 $DCS_2(\theta) \propto \Psi_2^2$ 。当两个激光器都处于共振时,两个态都会激发,波函数必须相加,得到 $DCS_{1+2}(\theta) \propto (\Psi_1 + \Psi_2)^2$ 。

就像杨氏实验一样,我们最终得到了干涉模式。实际上,干涉项 $DCS_{micr}(\theta)$ 正比于 $2|\Psi_1||\Psi_2| \cos\Delta\chi$,其中 $|\Psi_1|$ 和 $|\Psi_2|$ 是沿着每条路径的振幅, $\Delta\chi$ 是到达探测器的波的相对相移。通过三组测量,可以确定 $DCS_{micr}(\theta)$:一组是两个激光器共振,给出 $DCS_{1+2}(\theta)$,另一组是蓝色激光非共振,给出 $DCS_1(\theta)$,第三个是红外激光非共振,给出 $DCS_2(\theta)$ 。

理论与实验的比较

新双缝实验的困难在于,找到一种方法检测能量仅为0.36 eV的光电子,这比早期电子显微镜研究的能量低60万倍。我们的解决方法是,在实验中小心地消除磁场和电场(否则会影响原子产生电子),并且制作了探测器,能够在这种能量下选择和计数单个电子。

这个实验揭示了什么?

如果两条电离路径之间没有干涉(正如对电离过程的经典解释所预期的那样),那么在所有角度上,干涉项和相对相移都应该是零。但结果并不为0(图3)。例如,干涉项从-0.14到-0.56不等,证明两条路径之间存在显著的干涉。同时,平均相移为 $\Delta\chi = 115^\circ$,也远远不等于0。这清楚地表明,每个原子产生的单个电子必须具有波的性质,直到它们作为真实粒子被探测器检测

到。事实上,我们的结果与Jonas Wätzel和Jamal Berakdar的计算结果符合得非常好——他们来自于德国马丁-路德大学,是光电离过程的数值计算专家。

展望未来,我们正在扩展和改进模型,以研究其他原子、其他态和不同区域(regime)的干涉。例如,最近应用于飞秒激光激发的过程。进一步的理论研究表明,选择能量接近的原子态,可以显著增强干涉项,而且,初始态没有必要是基态——当这个过程以激发态原子开始时,会发生什么呢?这可以帮助我们理解恒星的大气,其组成原子通常处于激发态。另一种可能性是双路径激发到高激发态的里德堡原子,其中的电子与原子核离得非常远,整个原子就像细胞一样大——因此可以用于量子计算机。

只有想象力能够限制我们。