

对光的本性的新认识

关 洪

(中山大学物理系)

在用量子理论描写光和电子等微观客体时,什么是最根本的概念? 对这个问题曾经有过几种不同的回答: N. Bohr 认为是波动-微粒二象性, Heisenberg 和 Dirac 都认为是对易关系,后来 Feynman 则认为是几率幅^[1]. 值得注意的是, Dirac 到了晚年却勇敢地改变了观点^[2],实质上同意 Feynman 的主张.

激光技术的发展,使人们有可能实现两支独立光束之间的干涉. 1970 年前后,双激光低强度(单光子)干涉实验的成功^[3],使我们加深了对于几率幅描写的理解. 看来,认为光束就是光子流的想法,已经陷入了难以摆脱的困境. 这是本文要介绍和讨论的第一个问题.

另一方面,由于快速光电探测技术的进步,近二、三十年来已经运用光子计数的手段,开展了量子光学领域内的一系列深入的研究. 开始时,这方面的大多数专家,都喜欢运用半经典性的理论,来处理辐射同物质之间的相互作用. 在这种方法里,只需要对电子作量子处理,而保留着电磁场的经典描写. 借助于一些特定的技巧,这种半经典理论居然能够重新导出诸如光电效应、Compton 散射,甚至自发辐射和 Lamb 移动等过去认为只有靠量子电动力学才能得到的结果. 于是,量子电动力学似乎不是必要的,甚至连它的正确性也受到怀疑了.

然而,后来陆续完成了一批精心设计的实验,它们的结果是无法用半经典理论而必须用全量子化的场论方法来解释的^[4-6]. 其中最引人注意的是光子反成串 (photon antibunching) 现象的发现^[7]. 这些实验不仅提供了光是否必须用量子理论描写的试金石,而且开辟了光的高阶相干性质(光子涨落性质)的全新研究领域. 本文想强调的是,这方面的进展也有力地

说明了几率幅概念是量子描写同经典描写相区别的根本之处.

下面先对光的本性的认识作一个简短的历史回顾,然后介绍以上两个方面的情况.

一、简短的历史回顾^[6]

大家知道,光量子概念是 Einstein 1905 年首次提出来的^[8]. 他采用 Wien 的辐射定律,从计算得出的黑体辐射熵差同理想气体熵差两公式形式上的相似性,推出光是由大小为 $h\nu$ 的能量子组成的结论. 这是第一次明确提出光的能量子概念. 至于在同一工作中写出的光电效应方程,直到 1916 年才由 Milikan 做出肯定的实验检验.

光子具有动量 $h\nu/c$, 是 Einstein 1917 年提出来的^[9]. 这一结论的直接证实,有赖于 1923 年前后 Compton 的著名实验.

1909 年 Einstein 还发表一篇重要的文章^[10]. 在这篇文章中,他改用 Planck 辐射公式去讨论热平衡下系统的能量涨落公式,得出

$$\langle \Delta E^2 \rangle = \left[h\nu \rho(\nu) + \frac{c^3}{8\pi\nu^2} \rho^2(\nu) \right] V d\nu, \quad (1)$$

式中 E 是频率为 ν 的辐射总能量, $\rho(\nu)$ 是频谱函数,其余符号赋有惯常的意义.

Einstein 还发现,当使用 Wien 公式的频谱函数时,得出的能量涨落只有(1)式右边的前项;而当采用 Rayleigh-Jeans 公式时,则只得到(1)式右边的后项. 由于 Wien 公式是把辐射当做由微粒组成的理想气体而导出的,而 Rayleigh-Jeans 公式乃是对辐射波场的每个经典自由度运用能量均分定理的结果,因此, Einstein 很自然认为这前后两项分别对应于“微

粒”和“波动”的性质,把(1)式相应理解成

$$\langle \Delta E^2 \rangle = \langle \Delta E^2 \rangle_{\text{波}} + \langle \Delta E^2 \rangle_{\text{粒}}. \quad (2)$$

这一步骤曾被认为是光具有波动-微粒二象性的有力论据^[11].

1924年有了 Bose-Einstein 统计之后,运用热平衡下的平均光子数公式 $\langle n \rangle = 1/(e^{E/kT} - 1)$,容易将光子数涨落公式写成

$$\langle \Delta n^2 \rangle = \langle n \rangle + \langle n \rangle^2. \quad (3)$$

考虑到能谱函数 $\rho(\nu)$ 同每个场自由度的平均能量的简单关系 $\rho(\nu) = (8\pi\nu^2/c^3)h\nu\langle n \rangle$,不难证明(3)式就是(1)式的改写.按照上面的讨论,我们可以认为这两个式子右方的前项(线性项)都属于“微粒”的贡献,而后项(二次项)都属于“波动”的贡献.如若将(3)式的末项抹去,便满足经典统计中的 Poisson 分布.这样一来,好象更加证明了光既具有经典的微粒性,也具有经典的波动性.

1925—1927年, Heisenberg 等和 Dirac 相继提出矩阵力学和量子电动力学之后,情况就变得明朗了.我们知道,同模的 Bose 场的吸收算符 a 和产生算符 a^\dagger 之间满足对易关系

$$[a, a^\dagger] = 1, \quad (4)$$

相应的粒子数算符是 $n = a^\dagger a$.由此算出的光子数涨落(方差)是

$$\begin{aligned} \langle \Delta n^2 \rangle &= \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 = \langle a^\dagger a a^\dagger a \rangle - \langle a^\dagger a \rangle^2 \\ &= \langle a^\dagger (a^\dagger a + 1) a \rangle - \langle a^\dagger a \rangle^2 \\ &= \langle n \rangle + (\langle a^\dagger a^\dagger a a \rangle - \langle n \rangle^2). \end{aligned} \quad (5)$$

将(5)式同(2), (3)两式比较,可以看出涨落的“微粒”项 $\langle n \rangle$,来源于自场算符的非对易性(4)式;而(5)式右方剩下括号内的两项,则对应于原来的“波动”项.(容易看出,对于 Fermi 场,括号内的前项应当差一个符号.)然而,在以上对(5)式的简明推导中,并没有用到微粒或波动的原始概念.

事实上,一些有见识的物理学家早就指出,在1926年和1927年先后由 Born 提出波函数的几率诠释和由 Dirac 提出场的量子化之后,波动-微粒二象性的疑难已不复存在^[1].至少可以说,现在的量子理论并不需要这种二象性作为出发点.我们认为,本文下面介绍的关于

对光子本性的新认识,将有助于加深人们对量子理论概念的理解和认识.

二、独立光束之间的干涉^[3]

1. 人类对光的干涉现象的研究,从牛顿环算起,已经有三百多年了.过去,由于所利用的都是基于原子自发辐射的自然光一类光源,发生干涉的都是从同一光源发出的光经过各种不同手段劈裂分开的各分束,所以只要干涉仪的尺寸显著地小于光束的相干长度,就会显现出干涉图样.

1909年, G. I. Taylor 做过一个实验^[12].他先用强光拍下细针的衍射象,再把光束衰减,相应延长曝光时间(最长一次达三个月),相应的光弱到不可能有多于一个光子同时通过仪器,结果发现衍射图象与短时间的强光照相同.这就是首次实现的“单光子干涉”,它证明了干涉现象不可能是由多个光子相互影响而产生的.

正是在当时实验条件的基础上, Dirac 在分析两支光束的相互干涉时,断言量子理论认定:“每一个光子都部分地进入两分束中的每一束.这样,每一个光子只同它自己发生干涉,决不会发生不同的两个光子之间的干涉.”^[13]

Dirac 的这番话,隐含了光束总可以看成是光子流的前提.他还这样写道:“只有光子部分地在一光束,部分地在另一光束时,才能在两束光叠加起来时出现干涉.”^[13]从字面上看,这种关于先前从光源发出的一个光子怎么可以同时处在两支分光束,或者在双缝衍射装置里,一个人射光子怎么可以同时穿过两条狭缝的问题,不免使许多读者感到困惑不已,并且常常由此产生出这样或那样的误解来.

2. 1963年, Mandel 等首次观察到两支独立激光之间的干涉^[14].他们用的是红宝石激光器,输出是脉冲式的.此外,激光器中的工作物质和谐振腔等宏观部件的物理参数,会受到环境条件的影响而不断变化,由此引起输出频率的漂移.因而,直接观察两支激光束的干涉,存

在不少困难。Mandel 等采用光电符合技术滤去不合用的信号,最后得到可见度约为 15% 的干涉条纹图象。

只要掌握了频率足够接近相位又相对稳定的两个光源,上述结果原在意料之中。经过几年的努力,Mandel 等又实现了高度减弱的两束激光之间的干涉^[4]。由于观测时间要拖得很长,频率漂移的影响要严重得多,这不是象当年 Taylor 那样只凭耐心就可以完成的。

他们这次用的是两支氩-氦激光器。如图 1 所示,经过高度减弱的独立单模激光束 1 和 2 以小的夹角 θ 射入。光束减弱到当一束中存在一个光子时,另一束同时存在光子的几率约为 10^{-4} 。在干涉区域放置一叠薄玻璃片,使其侧缘对准干涉条纹的方向,再将奇数顺序和偶数顺序的玻璃片分别连接到光电探测器 A 和 B。两支光束的夹角 θ 是可以调节的。当相应的条纹间隔的一半正好等于相邻玻璃片的间距时,就应当观察到两个探测器 A 和 B 的反关联,即明暗相反的效应。实验做出了肯定的结果,第一次成功地实现了独立光源之间的“单光子干涉”。

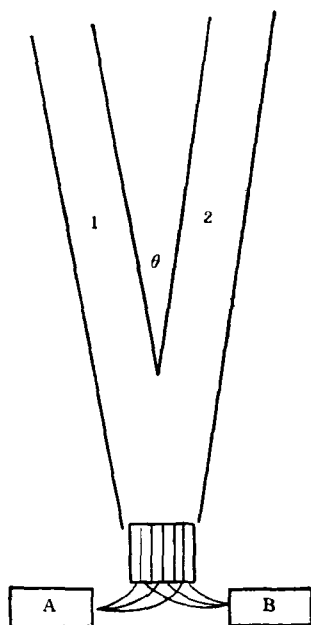


图 1 Mandel-Pfleeger 实验装置示意图 (A, B 为光电探测器)

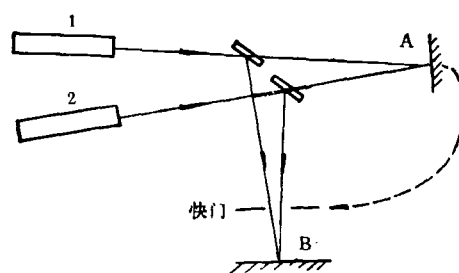


图 2 Radloff 实验装置示意图

3. 1971 年, Radloff 运用另一种手段完成了同一类型的实验^[6]。如图 2 所示,两支氩氦激光器 1 和 2 发出的光束各自经过分束器,绝大部分透过后相会于 A,极小部分经反射后相会于 B。为了避免频率漂移等不利影响,在 A 处置有一块标准干涉图样作为参考。只有当到达 A 处的两支仍然很强的透射束叠加后,得出与参照样板一致的干涉条纹时,才发出控制信号,打开 B 处前的快门,使两支反射束相聚。反射束可以减弱到这样的程度,即在光路中实际上不可能同时存在多于一个的光子。这样,就要求有长达 30 min 的曝光时间。运用这种自动快门技术,获得了清晰可见的干涉图象。

4. 两支独立的激光束的干涉,突破了三百年来的参加干涉的各束光必须有同一起来源的限制。那么,过去一直有效的概括,今天是否仍然保持正确呢? 最近发表一篇评述文章的作者 Paul^[3], 根据本节已经讲过和下节还要讲到的一些实验结果,宣称上面提到的 Dirac 的名言“决不会发生不同的两个光子之间的干涉”已被证明为失效。我们觉得,如果把两支光束看作是两束不同的光子流的话,Paul 的评论不是没有道理的。

不仅如此,我们还看到了上述独立光束之间的单光子干涉。用文献 [15] 的原话说: 发生干涉的两支光束的强度低到“当下一个光子被两光源中的任一个发射出来之前,上一个光子已被吸收。”即是说,当在光束 1 有一个光子通过直到到达探测器这段时间内,光束 2 实际上一个光子也没有。然而,在这种情况下,确实发生了干涉;假若把其中一束激光停掉,就没有干涉。形象地说,一支光束中的光子会同另

一束中的“虚无”发生干涉。这种理解总有什么地方出了毛病。Mandel 试图运用测不准关系的论证来绕过这一困难^[12]。

我们同意 Feynman 的基本看法：在量子理论中最基本的概念是几率幅，即通常所说的波函数。干涉是几率幅之间的干涉，不是作为微粒的一个个光子之间的干涉。我们高兴地看到，Milonni 在文献 [5] 和文献 [6] 里也表示了相近的观点，并且确认新近的实验又为这种看法提供了强有力的支持。

我们把光的微观客体叫做光子，并不意味着总可以把光束看成是由一个个光子组成的微粒流。也许，谈论光子的干涉本身就未必妥当，因为发生干涉的只是光的几率幅。放弃了光子干涉的描述，我们不会损失什么，却可避免出现诸如一个光子怎么可以同时穿过两条狭缝，或者一支光束中的光子怎么会受到空无光子的另一束光的干扰等问题。

三、光子成串和反成串效应^[7]

1. 1956 年，Hanbury-Brown 和 Twiss 做了一个别开生面的实验^[7]。他们的办法很简单，如图 3 所示，从汞弧放电管得到的光束，经过滤片后投射到半透镜上，分为 1, 2 两束。这两支相干束分别由光电探测器 A 和 B 接收，再送到一个延时符合电路上计数。测量到的是对不同的延迟时间 τ ，在一定时间间隔内积累的符合计数。设两支光束的强度分别是 $I_A(t)$ 和 $I_B(t)$ ，测量到的光子符合计数率可以用两光束的平均强度关联 $\langle I_A(t + \tau)I_B(t) \rangle$ 表示。或者，我们定义归一化的关联函数为

$$g(\tau) = \langle I_A(t + \tau)I_B(t) \rangle / \langle I_A \rangle \langle I_B \rangle. \quad (6)$$

按理说，落到透射束的光子同落到反射束的光子，起先都是从光源里的不同原子发射出来的，初看起来 I_A 和 I_B 不会有什么关系。如果它们之间确是完全独立的，(6) 式中的 $g(\tau)$ 就应当恒等于 1，这也就是零关联的情况。

可是，实验得出了出乎意料的结果。如图 4 所示，在小的 τ 值处，发现 $g > 1$ ，即有明显

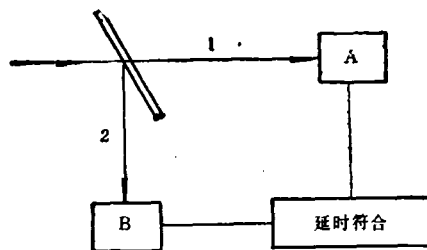


图 3 Brown-Twiss 实验装置示意图 (A, B 光电探测器)

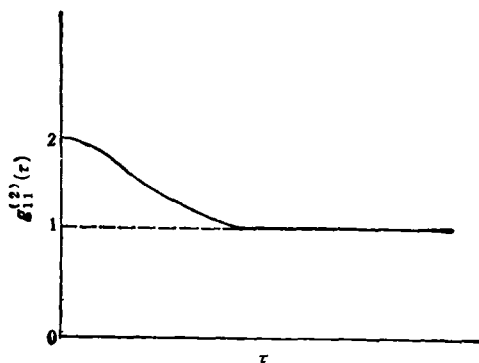


图 4 光子成串效应

的正关联，并在 $\tau = 0$ 处达到极大值 $g(0) = 2$ 。如果 τ 很大，譬如说超过了光束的相干时间，这时曲线就下降到代表零关联的水平线上，即 $g(\infty) = 1$ 。

消息传出后引起了人们的轰动，但有些人不相信，说这是违反量子力学原理的。Purcell 很快指出^[13]，Brown-Twiss 实验中的光子计数率具有正关联，正反映了热光源里的光子满足的是 Bose 统计，而不是独立事件的纯随机序列。换句话说，光子的 Bose 统计性质使它们倾向于互相接续，成串出现，这正是量子力学原理的极好说明。这种效应被称为 photon bunching，我们译为“光子成串”效应，因为它指的是光子到达时间的接续，而不是光束散布宽度的聚缩。

2. 后来弄清楚了，处在热平衡的经典电磁场的涨落，也会导致相干束的强度正关联。在 Brown-Twiss 实验中的光子计数率，就体现了这种强度涨落的平均效应。

设两支光束的强度是

$I_1(t) = E_1(t + \tau)E_1^*(t + \tau)$
和 $I_2(t) = E_2(t)E_2^*(t)$, 其中 E_1 和 E_2 分别是其复振幅, τ 是时差. 那么, 当它们在某指定点叠加后, 得到的振幅是 $E = E_1 + E_2$, 观察到的平均强度是

$$\langle I \rangle = \langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle + 2\text{Re}\langle E_1(t + \tau)E_2^*(t) \rangle. \quad (7)$$

(7)式末项就是“干涉项”. 我们可以把其中的振幅关联函数经归一化后定义为一阶相干度

$$g_{12}^{(1)}(\tau) = \langle E_1(t + \tau)E_2^*(t) \rangle / \sqrt{\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle}. \quad (8)$$

它描写了具有确定时差的两相干束的干涉.

由于强度是振幅的平方, 我们相似地把归一化的强度关联函数定义为二阶相干度

$$g_{12}^{(2)}(\tau) = \langle I_1(t + \tau)I_2(t) \rangle / \langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle. \quad (9)$$

不过, 在(6)式所描写的情况下, 光电探测器 A 和 B 接收的光子, 是同一来源的. 半透镜的分束作用, 只是为了便于用符合电路去捕捉入射光束中光子到达时间的涨落特性. 所以, (6)式的 g 其实是单光束的二阶相干度. 对描写双束二阶相干性质的(9)式取 $1=2$, 可将(6)式重写成

$$g_{11}^{(2)}(\tau) = \langle I_1(t + \tau)I_1(t) \rangle / \langle I_1 \rangle^2. \quad (10)$$

由此可很快得出以下几点推论:

- (1) 由于强度总是非负的, 所以 $g_{11}^{(2)}(\tau) \geq 0$;
- (2) τ 很大时无关联, 所以 $g_{11}^{(2)}(\infty) = 1$;
- (3) 因为 $\langle I_1^2 \rangle \geq \langle I_1 \rangle^2$, 所以 $g_{11}^{(2)}(0) \geq 1$;
- (4) 由 Cauchy 不等式 $\langle I_1^2 \rangle \langle I_1^2 \rangle \geq \langle I_1 I_1 \rangle^2$, 可知 $g_{11}^{(2)}(0)g_{11}^{(2)}(0) \geq [g_{11}^{(2)}(\tau)]^2$;
- (5) 对上式取 $1=2$, 得 $g_{11}^{(2)}(0) \geq g_{11}^{(2)}(\tau)$.

检查 Brown-Twiss 实验的结果(图 4), 可见它是满足(1), (2)(均取 $1=2$)以及(3), (4)各点要求的. 进一步可以证明, 测得的关联函数的具体形式, 同经典涨落分析并不矛盾^[19].

3. 现在转到量子描写. 在量子电动力学里, 电磁场量(场振幅)具有如下形式:

$$E = E^{(-)} + E^{(+)}, \quad E^{(+)} = E^{(-)\dagger}, \quad (11)$$

$$E^{(-)} = -i \sum_{\mathbf{k}} \sqrt{\frac{\hbar \omega_{\mathbf{k}}}{2}} a_{\mathbf{k}}^{\dagger} e^{i(\omega_{\mathbf{k}} t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}.$$

场算符 $a_{\mathbf{k}}$ 和 $a_{\mathbf{k}}^{\dagger}$ 满足(4)式表示的对易关系.

按经典定义的(9)式是将两光束的强度直接相乘, 而在量子理论里, 二阶相干度的定义要按一定的规则用场振幅表示^[19]:

$$g_{12}^{(2)}(\tau) = \langle E_1^{(-)}(t)E_1^{(-)}(t + \tau)E_2^{(+)}(t + \tau)E_2^{(+)}(t) \rangle / \langle E_1^{(-)}E_1^{(+)} \rangle \langle E_2^{(-)}E_2^{(+)} \rangle. \quad (12)$$

不难看出, (12)式的分母就是两束光强度乘积的归一化因子, 分子则取场算符按正规乘积排列的形式. 对(12)式取 $1=2$, 便是单束的二阶相干度, 即

$$g_{11}^{(2)}(\tau) = \langle E_1^{(-)}(t)E_1^{(-)}(t + \tau)E_1^{(+)}(t + \tau)E_1^{(+)}(t) \rangle / \langle E_1^{(-)}E_1^{(+)} \rangle^2. \quad (13)$$

由以上定义的量的厄米性, 可以证明 $g_{11}^{(2)}(\tau) \geq 0$, 即经典情况的(1)点仍然成立. 此外, (2)点当然还是有效的. 可是, 在量子理论中, 由于场算符的不可对易性, (3), (4), (5)三点全无保证. 因此, 如果经过实验检验, 发现(3), (4), 或(5)的经典结论失效, 就证实了电磁场量子化的必要性.

4. 光子的涨落性质取决于它所遵循的统计分布. 现在我们以单模的单束光的零延迟二阶相干度为例来说明这个问题. 对(13)式取 $\tau=0$, 而且在单模情况下, 只有一种场算符, 可以去掉下标, 记为 a 和 a^{\dagger} , 这样就不难得出:

$$g_{11}^{(2)}(0) = \langle a^{\dagger} a^{\dagger} a a \rangle / \langle a^{\dagger} a \rangle^2. \quad (14)$$

将(5)式的普遍结果代入(14)式, 便有

$$g_{11}^{(2)}(0) = 1 + (\langle \Delta n^2 \rangle - \langle n \rangle) / \langle n \rangle^2. \quad (15)$$

下面分几种情况进行讨论:

(1) 一般的热光 (thermal light), 光子服从 Bose 分布. 将(3)式代入(15)式, 得 $g_{11}^{(2)}(0) = 2$. 这就是 Brown-Twiss 实验的结果(图 4 中的实曲线).

(2) 远高于阈值运行的激光, 处在平均光子数很高的相干态. 这是一种相位完全确定而光子数完全不确定的状态. 在相干态中, 光子实际遵循 Poisson 分布, 相应方差 $\langle \Delta n^2 \rangle = \langle n \rangle$. 把这一关系代入(15)式, 便得到 $g_{11}^{(2)}(0) = 1$.

事实上, 激光的二阶相干度 $g_{11}^{(2)}(\tau) = 1$, 即图 4 中沿虚线一直延伸的、代表零关联的一条水平直线. 它仍然没有超越前面所讲的按经典

方法描写(1)–(5)各点时的限制。这也已经得到实验的证实。

(3)我们再看另一个极端的情况,即粒子数完全确定的状态,也就是粒子数算符 $n = a^\dagger a$ 的本征态,于是有方差 $\langle \Delta n^2 \rangle = 0$ 和 $\langle n \rangle = n$ (后一个 n 是光子数目),在这种情况下,(15)式变成

$$g_{ii}^{(2)}(0) = 1 - \frac{1}{n}. \quad (16)$$

由于实际的光子态总有 $n \geq 1$, 因此有 $g_{ii}^{(2)}(0) < 1$, 即在 τ 小处表现出负关联。这一点直接违反经典要求(3)和(4), 因而是最受注意的情况。

综上所述,激光强度涨落属零关联,即光子计数完全是随机的序列。热光的正关联,表示光子到达的序列要比随机情况接得紧些。反过来,对具有确定光子数的状态,涨落的负关联意味着光子到达的序列要比随机情况隔得开些,即显得平均一些,这就是光子反成串效应。

假使有一个热光源和一个激光源。我们把它们发出的光束分别经过聚焦、衰减、过滤、起偏等手续,总可以得到在强度、频率、偏振等方面完全一样的两束光,它们可以用来做同样的一些干涉实验。从传统光学看来,这两束光是难以区分的。可是,通过强度关联的光子计数检测,就马上可以区分开这两支具有不同统计性质的光束。光的高阶相干性质的研究,开辟了对光的性质深入认识的新领域,已成为量子光学的重要内容。

5. 从(16)式看来,选取光子数 n 越小的本征态,负关联越明显。为了观察光子反成串效应,最好选 $n = 1$, 即单光子状态,这时应当有 $g_{ii}^{(2)}(0) = 0$ 的最显著结果。

1977年, Mandel 等在共振荧光实验中观察到了光子反成串效应^[20]。他们使用钠原子束,在横向施加可调谐染料激光激发,然后在同原子束和激光束都互成直角的第三轴方向,收集钠原子发出的共振荧光,再将它们引入 Brown-Twiss 型的测量装置,记录在不同的延迟时间 τ 的光子符合计数率。束流的强度减弱到实际上可以认为钠原子是逐个通过视场的,而每一个原子发生跃迁时只可能辐射一个光

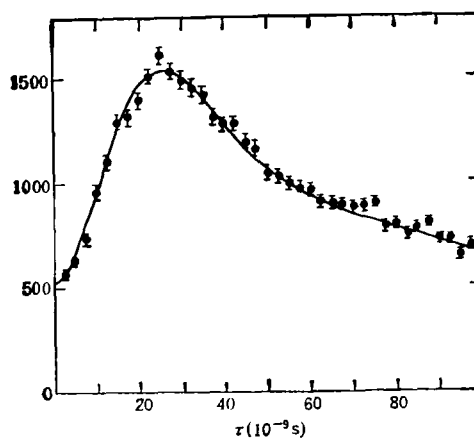


图5 共振荧光实验的光子符合计数率

子,这就保证了满足所要求的单光子条件。

这一实验的结果如图5所示,可以明显地看出在 τ 小的区域,光子符合计数率有一段上升部分,而以 $\tau = 0$ 时为最低。这无论如何是同上面所讲的经典限制中的第(5)点相违背。所以,这一结果被认为是光子反成串效应的初步肯定的证据。不过,图5中的曲线在 $\tau = 0$ 时并不降到零,而且总的计数率仍然高于随机符合,即还没有违反经典限制中的第(3)点的直接证据。看来,光子反成串效应的完全证实,还有待于进一步的研究。

此外,早在1974年, Clauser 就做过一种双束关联实验^[21]。他选取汞原子的一组级联衰变,其中相继发出的两种光子几乎是同时的。在光源左右两侧各安放一副 Brown-Twiss 型的测量装置,分别接收两种级联光子。这样,既可以对左右两束分别做单束符合统计,也可以做左右两束交叉的符合统计,也就是说能够同时测定 $g_{ii}^{(2)}$, $g_{ij}^{(2)}$ 和 $g_{ji}^{(2)}$ 等几个二阶相干度。结果发现, $[g_{ii}^{(2)}(\tau)]^2 / g_{ii}^{(2)}(0)g_{ii}^{(2)}(0)$ 在 $\tau \geq 0$ 的一段区域内是明显大于1的,违反了经典限制中的第(4)点。

以上介绍的两个实验结果,已经肯定了光的量子化描写是必要的,经典理论和半经典理论是有毛病的。近年来还有其他一些支持量子电动力学而不符合半经典理论的实验结果^[4-6],

(下转第175页)