

电 磁 辐 射 的 相 干 性*

王 之 江

提 要

本文的主要目的在綜合評述近年来在光的相干性方面研究的成就。表明光子簡并度和相干度等在有关問題中起重要作用,諸如干涉、拍頻、强度起伏等。由于輻射过程的随机性質,拍頻信号的强度由过程的相关度决定;由于光子是玻色子,这就决定了强度起伏中有相关項。从已有实验結果看来,光的相干性完全可从量子力学的基础概念得到解释。

一、引 言

干涉現象是光学基本現象之一,通过光的迭加而显示出的波动性和起伏性,不仅对于光的本质了解提供綫索和根据,而且对于光的輻射过程的了解也有很大作用。虽然干涉現象很早就被发现,并获得了广泛的应用,但是最近几年内仍然有新現象陸續发现。对于現象的理論表达也有不少进步。

按照現在所知的实验事实,干涉現象所显示的波动性和起伏性可以用量子力学准确解释。另外可以看到,随机过程的特性、相干度和簡并度等概念在这里总是起着重要作用。

既然光輻射是随机过程,一般而言,在時間和空間中平均的結果,現象就不再显示光的波动性,正因为如此,就需要采用适当的概念和实验方法将复杂現象表示为簡單現象之和,把各种因素相互分离。对于在時間和空間中变化的光振动而言,就是将空間分解为各个独立发光“点”之和,并将振动的時間变化分解为簡諧振动之和,亦即作譜分解。以熟知的楊氏干涉为例來說明这一点。为了看到干涉現象的特征:亮度起伏,不但需要是“点”光源发光,而且屏上也只有二“点”通光;不仅如此,光源應該是“单色”的,也即只有单一頻率的光振动。只有这样才能在空間观察到規則的亮度起伏。無論那个条件不滿足,均将使干涉条紋模糊以致消失,亦即在現象上似乎不再显示出光的波动性。正因为存在产生条紋的条件,从条紋的能見度或其消失,不但可以研究光源的空間分布及相互关系,也可以研究光振动非单色的程度——光譜綫結構及相互关系。这样一来,虽然仪器不能追隨极高頻率的光頻振动,仍然也能觉察到这种振动的存在。

所以采用这样的分解方法有理論和概念上的原因,也有实验技术上的原因。从原子論看来,把光源看作“独立的发光点”之和是适当的,在实验上也是易于实现的——小孔。至于将時間过程看作各頻譜振动之和,則是由于沒有恰当的考察各時間振动强度的方法,也是由于各种振动頻率可引起不同的物理現象(例如干涉現象本身,如光柵),从而可相互

* 1962 年 6 月 18 日收到。

分离成为可观察的。从傅里叶分析的观点看来,了解各频谱的性质也就完全决定了时间过程,反过来也一样。因为用频谱分析方法处理某些问题时更易于得出结果,近代处理光的空间分布时也常采用频谱分析方法,引进了“空间频率”,“光学传递函数”等概念描述成像过程,得到了显著的成效。虽然如此,光学方法研究空间时间过程的不对称情况还是非常显著。近代光电技术的发展引起干涉技术的发展还远没有达到弥补这种不对称状况的地步。二方面的差别还很悬殊。

由于现有观察方法对于光频(10^{14} 周/秒)而言,总是观察的长时间平均,对于原子尺度(10^{-8} 厘米)而言,又总是观察的大量发光体的空间平均。这样平均的结果一般总把各地点各时间的相互关系(可通称为位相关系)掩盖了。理论和技术上的进步使某些相关性可以被观察到,光振动的的时间和空间相关性似乎反映着发光体发光过程的某些本质,但是观察方法还不够完善。

干涉技术的近代发展主要是由于使用光电方法的结果。成就之一就是在光频区域实现了拍频,这就使我们不但能观察到光在空间迭加而显示的干涉现象,也能观察到光在时间迭加而显示的干涉现象。另一成就就是直接地观察到光的量子起伏。应该说,从这二类事件上所显示出来的可能性现在还没有被充分利用。光学——微波,或光学——无线电波技术(例如双共振)还有待深入研究。

下面首先叙述将发光过程看作随机过程所引出的一些频谱分析结果,然后叙述古典干涉方法所能达到的目的,对相干度的表现及表述方法作了略为详细的叙述;并对于相干光源提出了一个描述方法,强调了简并度的概念在光学上的作用。其次对近代光电流拍频技术的结果作一综述,再次是量子起伏的理论基础及其作为研究方法的优缺点。最后以量子物理的概念对干涉现象作一表述,并对某些实验方法和结果作了一些评论。

二、随机过程的频谱分析

1. 谱分解及随机过程迭加

在空间一点的场强随时间而变化(或同一时间的空间各点场强随位置而变化也是一样,以下讨论都指时间过程,对空间分布也可以作相似的论述),我们以 $F(t)$ 表示,在物理上振动 $F(t)$ 总可以表示为无限多个简谐振动之和,即按傅里叶积分的理论, $F(t)$ 可表示为傅氏积分:

$$F(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\nu) e^{-2\pi i \nu t} d\nu. \quad (1)$$

可注意的是频率为 ν 、振幅为 $f(\nu)$ 的简谐振动在时间上是无限延伸的,至于原来的函数 $F(t)$ 则一般只在某确定的时间间隔内有数值,这就引起测不准关系所引起的一些问题。

振幅 $f(\nu)$ 由 $F(t)$ 决定

$$f(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t) e^{2\pi i \nu t} dt, \quad (2)$$

即 $f(\nu)$ 和 $F(t)$ 是一一对应的,由巴什瓦定理可知

$$\int_{-\infty}^{\infty} |F(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} |f(\nu)|^2 d\nu, \quad (3)$$

亦即测定各频谱的振动振幅 $f(\nu)$ 就可以决定总能量。 $|f(\nu)|^2$ 决定了能量在各频谱中的

分布情况.

当场振动 $F(t)$ 是由某一随机事件(例如一个原子自高能态跃迁到低能态)所引起,而所观察到的场是大量事件的迭加和 $V(t)$:

$$V(t) = \sum_{K=-\infty}^{\infty} F(t - t_k), \quad (4)$$

则当在一定时间间隔 T 内平均发生 n 次跃迁,而且跃迁几率遵守泊松分布,那么由堪倍尔定理, $V(t)$ 的平均值和均方误差可以表示为

$$\overline{V(t)} = \frac{n}{T} \int_{-\infty}^{\infty} F(t) dt, \quad (5)$$

$$\overline{(V(t) - \overline{V(t)})^2} = \frac{n}{T} \int_{-\infty}^{\infty} F^2(t) dt. \quad (6)$$

在光学上场的平均值或其直流部分总等于零,方差就是平方平均值,也就是所观察到的亮度 I , 故有

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{T} \int_0^T |V(t)|^2 dt = \frac{n}{T} \int_{-\infty}^{\infty} |F(t)|^2 dt \\ &= \frac{n}{T} \int_{-\infty}^{\infty} |f(v)|^2 dv, \end{aligned} \quad (7)$$

这就表明随机过程的强度迭加特殊性,亮度不随 n/T 的平方而加大. 强度迭加的结果与(7)式的差异标志非无规的程度,或发光过程的相关性.

2. 相关函数和能谱

为了研究二个时间过程间的依存关系,或一个时间过程的前后依存性,常可以引用相关函数或自相关函数的研究而得到结果,下面仅对自相关函数作一讨论,随机过程 $V(t)$ 的自相关函数 $\Gamma(\tau)$ 定义是

$$\Gamma(\tau) = \text{Limit}_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T V(t) V^*(t + \tau) dt. \quad (8)$$

若 $V(t)$ 无直流部分,又无周期性部分,则可定义其能谱 $W(v)$ 为

$$W(v) = \text{Limit}_{T \rightarrow \infty} \frac{2|U(v)|}{T}, \quad (9)$$

其中

$$U(v) = \int_0^T V(t) e^{-2\pi i v t} dt. \quad (10)$$

类似于巴什瓦定理,可证明能谱和自相关函数互为傅氏变换:

$$W(v) = 4 \int_0^{\infty} \Gamma(\tau) \cos 2\pi v \tau d\tau, \quad (11)$$

$$\Gamma(\tau) = \int_0^{\infty} W(v) \cos 2\pi v \tau dv. \quad (12)$$

对于随机过程(4),类似于堪倍尔定理有

$$\Gamma(\tau) = \frac{n}{T} \int_{-\infty}^{\infty} F(t) F^*(t + \tau) dt, \quad (13)$$

其能谱是

$$W(\nu) = 2 \frac{n}{T} |f(\nu)|^2. \quad (14)$$

3. 测不准关系

时间过程的延续时间 Δt (场强显著大小的时间)一般是有限的,它的频谱分布范围 $\Delta \nu$ 一般也是有限的,一些简单过程的情况表明,它们的乘积约等于 1 或大于 1,即

$$\Delta t \Delta \nu \geq 1. \quad (15)$$

在对场强或其频谱“显著”存在的范围作出明确定义后,易于由傅里叶分析证明上述关系式(15)。为简单起见我们令函数 $F(t)$ 和 $f(\nu)$ 的极大值都处在原点,此时定义范围 $\Delta \nu_1$ 、 Δt_1 为

$$\begin{cases} \Delta \nu_1 = \frac{\int f(\nu) d\nu}{f(0)}, \\ \Delta t_1 = \frac{\int F(t) dt}{F(0)}, \end{cases} \quad (16)$$

则因

$$\int f(\nu) d\nu = F(0), \quad \int F(t) dt = f(0),$$

故

$$\Delta \nu_1 \Delta t_1 = 1. \quad (17)$$

若定义范围 $\Delta \nu_2$ 、 Δt_2 是

$$\begin{aligned} \Delta \nu_2 &= \frac{\int |f(\nu)| d\nu}{|f(0)|} \geq \frac{|F(0)|}{|f(0)|}, \\ \Delta t_2 &= \frac{\int |F(t)| dt}{|F(0)|} \geq \frac{|f(0)|}{|F(0)|}, \end{aligned} \quad (18)$$

则显然有

$$\Delta \nu_2 \Delta t_2 \geq 1. \quad (19)$$

在一般观察条件下 $\Delta \nu \Delta t$ 总远大于 1,例如由(4)式表示的随机过程 $V(t)$ 的频谱范围与 $F(t)$ 相同,但时间延续范围则可能是无限长的;这就是一般的非瞬时发光的情况。当限制发光时间,例如用快门,再例如在瞬时激发的情况下,可以使 $\Delta \nu$ 不变而 Δt 减小。但此时的乘积一般还大于 1。例如 $F(t)$ 中包含着二个分量,各近似为频率 ν_1 、 ν_2 的振动,振动延续时间均为 Δt ,则当 $\nu_2 - \nu_1 \gg \Delta \nu \simeq \frac{1}{\Delta t}$,将 $F(t)$ 看作单一过程时, $\Delta \nu \Delta t$ 就远大于 1。此时可用光谱仪将不同频率的振动相互分开,使 $\Delta \nu$ 减小而 Δt 不变。

测不准关系所确定的是:上述手续不能使 Δt 或 $\Delta \nu$ 无限减小,无论 $\Delta \nu$ 或 Δt 减小到达一定限度后(乘积约等于 1 时)再次减小其一,必将使另一量同时增大。

一般认为,在减小 Δt 而所观察到的 $\Delta \nu$ 不变,则此 $\Delta \nu$ 反映着发光机构的性质;反过来也一样。由于实验技术的限制,现在在实验技术上并不能把(例如) $\Delta \nu$ 变更以致 Δt 变大,可以认为这样造成的时间过程变化也反映着发光过程的性质,似乎在微波区域有达到这个目的的可能性。

以往的干涉技术能测得的是谱线宽度 $\Delta \nu$,时间过程的测定是采用光电技术才变得易于实现的。常定义 $1/\Delta \nu$ 为相干时间,即认为在此时间内可认为光振动是简谐的、近单色

的,这样定义的相干时间一般比脉冲激发测出的发光时间短。

这是由于不相关的发光过程可使谱线宽度加大之故。在光频区域内由于干涉技术的发展, $\Delta\nu$ 的测定精度在原则上没有限制,而 Δt 则精度很差,在高能粒子领域内情况似乎恰好相反。因之光频区域通常不注意辐射的初位相(时间)而只注意频谱分布,当然初相和频谱是不能同时测准的。

三、空间干涉仪

古典的干涉仪所观察的都是时间上的稳态,空间中的起伏。限制发光体的线度和频谱分布使起伏显著。

从实验上完全确定,由一“点”发出的各方向的光是相干的,且具有一致的位相(波面分割的干涉仪)。另一类振幅分割的干涉仪将光束用半透膜分为二光束而互相干涉;在这种情况下,虽然光子在二束光中的分布不同(容易由光电管接收分割出的二光束后产生的光电流具不同起伏而看出),但是位相确具有固定的关系。——干涉图形并不因光子的量子起伏而变化,弱光干涉图形和强光相同。亦即光子存在的几率不因起伏现象而变更。

1. 发光体空间分布的干涉测定

用干涉方法考察发光体空间分布的可能性可以由图 1 看出。这是一个最简单的杨氏

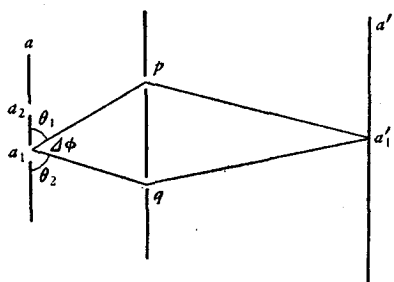


图 1

双孔干涉装置。在物平面 a 上的一单色点光源 a_1 即可在象面 a' 上形成周期起伏的干涉条纹。现若物面上有另一独立发光点 a_2 , 则象面 a' 上是否还存在干涉条纹决定于二组条纹的重迭情况。设光程 $a_1pa'_1$ 和 $a_1qa'_1$ 相等, a'_1 是 a_1 形成的零级亮条纹;假若光程 $a_2pa'_1$ 和 $a_2qa'_1$ 之差为整数波长, 则 a'_1 也是 a_2 形成的亮条纹, 此时可看到条纹与单点同样清晰;假若程差 $a_2pa'_1 - a_2qa'_1$ 是半个波长, 则 a'_1 是 a_2 的暗条纹, 故二组重迭的结果屏上不显现条纹。由此可见决定象面 a' 上

亮度分布的是程差 $a_1pa'_1 - a_1qa'_1$ 与 $a_2pa'_1 - a_2qa'_1$ 之差 Δ , 亦即 $a_1p - a_1q$ 与 $a_2p - a_2q$ 之差, 易于看出差数为

$$\Delta = a_1a_2(\cos\theta_1 + \cos\theta_2), \quad (20)$$

由于 $\cos\theta_1 + \cos\theta_2$ 随 pq 间距变大而变大, 故由间距变化而观察 a' 上条纹出现消失即可确定 a_2 之存在, 由于 $\cos\theta_1 + \cos\theta_2$ 之极大值是 2, 故当 $a_1a_2 < \frac{\lambda}{4}$ 时就不可能在屏上

观察到变化, 因此这种方法的精度是有限度的。

与非单色单点干涉情况相比, 条纹模糊的情况是不同的: 各干涉级的条纹发生完全相同的变化。原则上可以用条纹能见度测量而完全决定发光体的形状, 对迈克尔逊星体干涉仪所作的频谱分析就表明这一点。

光学上可以构成等光程的光学系统, 使 a_1p 到 a_1q 之间的光线到 a'_1 的光程都相等, 而当 pq 间开一大孔时除零级条纹外, 其他级的条纹都由于相互干涉而变得很暗, 于是一点和一条纹(即一般的光学系统成象衍射理论决定的 Airy 盘)相对应而使物体和象相似,

因之不需要复杂的测量手續, 就可以对物体結構作考察。由于条紋約在程差

$$\Delta = a_1 a_2 (\cos \theta_1 + \cos \theta_2) = \lambda \quad (21)$$

时变黑, 不象双孔干涉那样在 $\Delta = \frac{\lambda}{2}$ 时变黑, 因之此时能观察到的二点距不能小于 $\frac{\lambda}{2}$, 比复杂的分析方法的精度差一倍。

各种观察物体細微結構的光学方法本质上就是干涉方法, 亦即由观察物体所形成的干涉图形而判断物体的形状, 因之, 用光学方法不可能观察到小于 $\lambda/4$ 的物体。用一般的成象方法則不能小于 $\lambda/2$ 。

当二点发光而可以看到它們形成的干涉条紋时, 我們就称这二点所发光是相干的, 或称它們处在相干范围内。由(20)、(21)式可以看出相干范围 $a_1 a_2$ 随 $\theta_1 + \theta_2$ 而变, 当 $\theta_1 + \theta_2$ 很大以致 $180^\circ - (\theta_1 + \theta_2) = \Delta\phi$ 很小时, 相干范围 $\Delta\eta = a_1 a_2$ 与 $\Delta\phi$ 的关系就是

$$\Delta\eta\Delta\phi \sim \lambda/2. \quad (21a)$$

2. 干涉測定頻譜分布

仍如图 1 所示的干涉仪, 若光源为一点 a_1 但非单色的, 那么条紋能見度将因光源的光譜成分而变, 例如光源含有 $\lambda_1 \lambda_2$ 二色, 若程差和波长具关系:

$$a_1 p a'_1 - a q a'_1 = m \lambda_1 = \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda_2, \quad (22)$$

則二組条紋将因重迭而消失。显然对各干涉級的干涉条紋而言, 条紋能見度是不同的。这与因光源非点而使各級条紋同时变化能見度的情况相比是不同的。

显然, 这种干涉方法能显示出 $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \simeq \frac{1}{2m}$ 。只要干涉級高(光程差大), 那么譜綫的細微結構都能被发现。这是和观察空間分布的情况很不相同的。

和前面一样将孔 pq 扩大并使用等光程光学系統, 可以使能量集中在某定級的条紋上, 例如图 2 所示的装置。为将不同頻率的光能由干涉而完全分离, 避免各个干涉級的条紋重迭, 只有用多光束干涉(如光柵)才能改善。

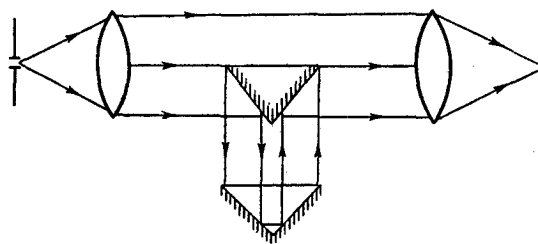


图 2

由于多光束干涉如光柵或法布利干涉仪都存在实际制造工艺上的限制, 不能用于很高的干涉級, 双光束干涉如图 2 之类的装置沒有这种限制。因之設法用簡單干涉仪作光譜工作是很有意义的。

在上节的干涉实验中, 当物面 a 的通光部分具复杂图案时, 象面 a' 的干涉图案显然就更复杂。采用光学成象的方法使物象对应关系成为直观的, 但这并不是准确的。采用傅里叶分析可对此作准确描写, 这就是所謂传递函数方法 (Optical transfer function 或 frequency response, 例如 Hopkins, 1962)。

本节的干涉实验中情况也是如此。光程差变更时条紋能見度的复杂变化也就反映着光源光譜組分的复杂性。这方面的准确分析也可以用傅里叶变换达到, 这是光譜技术的

一个新方向。干涉光谱技术可使同样光度情况下的波长分辨能力提高(例如 Раутман, 1958; Jacquinet, 1960)。

类似于上节也可定义一个相干范围,在这个光程范围内条纹是清晰的。为便于比较,将光经过这段光程所需的时间称为相干时间,以 Δt 表示,则

$$\Delta t = \frac{a p a' - a q a'}{c} = \frac{m \lambda}{c} = \frac{m}{\nu},$$

再由于

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \sim \frac{1}{2m},$$

故相干时间 Δt 和光源频率范围 $\Delta \nu$ 有关系:

$$\Delta \nu \Delta t \sim 1/2, \quad (22a)$$

与(21a)相似。显然二式都是测不准关系的具体表现。

3. 部分干涉和相干度

既然点光源和单色性都不可能绝对地实现,因此,干涉条纹总不会像理想的相干情况那样。为一般描述这种情况就利用部分干涉和相干度等概念。这方面的普遍结果对于直观地分析相干情况是有用的。

仍如图 1,我们考虑 a' 点的场强是孔 p 和 q 在该点引起的场强的迭加和,即

$$V(a', t) = V\left(p, t - \frac{p a'}{c}\right) + V\left(q, t - \frac{q a'}{c}\right),$$

故 a' 点的亮度 $I(a')$ 是

$$I(a') = I_p(a') + I_q(a') + 2\sqrt{I_p(a')I_q(a')} \gamma_{pq}(\tau), \quad (23)$$

其中 I_p, I_q 是单有孔 p 或 q 时 a' 点的亮度,因子 γ_{pq} 就是二点的相干度,随 a' 的位置变更(τ 变更)而变更:

$$\gamma_{pq} = \overline{V(p, t + \tau)V^*(q, t)} / \sqrt{I_p I_q}, \quad (24)$$

其中

$$\tau = (p a'_1 - q a'_1)/c.$$

γ 随 τ 而变的情况决定象面上条纹的情况,易证明 $0 \leq |\gamma| \leq 1$; $\gamma = 0$ 的情况就称作是不相干的; γ 极值为 ± 1 并随 τ 变化,则称作是完全相干的。

对于近单色光源而言,可以找出 γ 的简单表示。这主要是由于对光源的全部频率范围 ν 而言,可取 $e^{2\pi i(\nu - \bar{\nu})\tau} \simeq 1$ 从而可近似取

$$V(p, t + \tau) = V(p, t)e^{-2\pi i \bar{\nu} \tau},$$

故

$$\begin{aligned} \overline{V(p, t + \tau)V^*(q, t)} &= \overline{V(p, t)V^*(q, t)}e^{-2\pi i \bar{\nu} \tau} \\ &= \overline{V_p V_q^*} e^{-2\pi i \bar{\nu} \tau}, \end{aligned} \quad (25)$$

即相干度或条纹能见度由相关亮度 $\overline{V_p V_q^*}$ 的大小决定。为求这个值可将光源分为多个小块,以附加足号 a, b 标志,则当各小块相互独立时,有

$$\overline{V_{p,a} V_{q,b}^*} = \overline{V_{p,a}} \cdot \overline{V_{q,b}^*} = 0,$$

故

$$\overline{V_p V_q^*} = \sum_a \overline{V_{p,a} V_{q,a}^*}. \quad (26)$$

当設各小块的振幅为 $A_a(t)$ 并以 r_p, r_q 表示距离 ap, aq 就有

$$\begin{aligned}\overline{V_p V_q^*} &= \sum_a \frac{1}{r_p \cdot r_q} \overline{A_a \left(t - \frac{r_p}{c} \right) A_a^* \left(t - \frac{r_q}{c} \right)} e^{-2\pi i \bar{v} \left(t - \frac{r_p}{c} \right)} \cdot e^{2\pi i \bar{v} \left(t - \frac{r_q}{c} \right)} \\ &= \sum_a \frac{1}{r_p \cdot r_q} \overline{A_a(t) A_a^* \left(t - \frac{r_p - r_q}{c} \right)} e^{2\pi i \bar{v} \cdot \frac{r_p - r_q}{c}}.\end{aligned}\quad (27)$$

若光程差 $\overline{ap} - \overline{aq} \ll \frac{c}{v - \bar{v}}$, 則 $A(t)$ 和 $A\left(t - \frac{r_p - r_q}{c}\right)$ 之差別可略而不計, 而 $\overline{AA^*}$ 就是光源亮度 I , 故有

$$\overline{V_p V_q^*} = \int_a \frac{I(a)}{r_p r_q} e^{\frac{2\pi i}{\lambda} (r_p - r_q)} da. \quad (28)$$

这个积分与光学系統衍射理論中 Airy 盘积分表示全同, 亦即光栏面积为 a 的理想光学系統將 p 点成象时, 在 q 点的亮度分布. 由此可見, 在光源亮度均匀时, 当距离 pq 超过光源綫度所决定的 Airy 盘半径后, 相干度即接近于零. 为相干度近于 1, 例如大于 0.8, 則 pq 应小于盘半径的 $1/3$.

由于 Airy 盘半径和照明光束孔径角之积約等于波长, 如图 3. 因此为了决定任意光管中二点的相干度是很容易的. 只要把二点間距和孔径角之积, 图 3 中的 $\delta\alpha$ (拉格朗日不变量) 与波长作比較即可. 不論經过怎样的光学系統, 因拉氏不变量不变, 故相干度也不变. 由此可見上述討論不过是 § 3.1 的准确化. 从 (23) 式出发同样可将 § 3.2 的結果准确化.

由相干度的計算可以表明一般显微照明方法中将光源或光栏成象在标本上时, 标本上相邻点的相干度并无差別, 在此之前曾长久地認为二种照明中, 一种是“不相干”的, 另一种是“相干”的.

非单色大光源情况的相干度計算还是很麻煩的事. 而实验測定則并不困难.

干涉条紋的能見度表示式 (24) 并未对光源的性質作什么假定, 但具体的表示式 (28) 則对光源作了一系列假定. 实验表明这些假定是基本符合事实的, 亦即光源的各点相关性可忽略和相干時間的概念符合实际的一般光源, 发光过程的相关性例如二点的相关函数不为零, 則将使光束的相干性描述偏离 (28) 式所决定的情况.

(23) 式可概括前二节的干涉問題, 亦即条紋能見度随照明性質而变的情况.

干涉仪作为其他的測定工具时 (光程长度的比較和測定), 似不反映发光的本質.

4. 相干光源的描述; 相干性的物理基础

認为光源独立发光的概念当存在感应輻射时就不再正确, 也正因为如此, 光量子放大器作为光源来看, 它的各点发光就并非独立的, 由于各点所发光具一定位相关系时, 就如一点所发出的光經过适当的光学系統后的情况一样; 其位相关系不完全規則, 就对应于非一点发光的情况. 由于具有位相关系, 按物理光学定律干涉結果, 它的传播方向就是一定的; 方向散乱就反映着位相錯乱或相干度不够. 这也就是說相干光源所发出的定向光束所决定的光管拉氏不变量决定了此光束中各点的相干度. 它与一般光源形成的具同一拉氏不变量的光束中对应点的相干度全同.

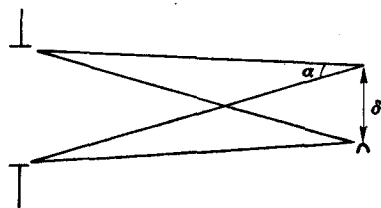


图 3

光子放大器发出的光束特色不在它的相干度或定向性,这些都可以由一般光源加上一个光学系统后达到;它的特色在于单色亮度,即单位频率、单位面积、单位立体角内(某一定拉氏不变量的光管内)单位时间通过的能量。在一定媒质内光学系统不能使亮度增大。

关于亮度不变的定理可以表述为相体积不变或光子简并度不变。按照电磁场量子化的方法可以知道,在频率范围 $\Delta\nu$ 内体积 V 中可被相互区分的光子状态数(波型 Mode 数;可相互区分的相格数,玻色单胞 Bose cell 数)共为 $\frac{8\pi\nu^2}{c^3}V\Delta\nu$,这些光子向所有可能的方向传播,故传播方向在立体角 $\Delta\theta$ 内的状态数为 $\frac{2\nu^2}{c^3}V\Delta\nu\Delta\theta$ 。当我们考虑的体积 $V = \Delta s \cdot c\Delta t$,其中 Δs 是垂直于传播方向的面积,则这些状态的光子均将在时间 Δt 内通过此面积 Δs ;由此可见,单位时间单位频率范围内通过单位面积单位立体角的光能量是分布在 $\frac{2\nu^2}{c^2} = \frac{2}{\lambda^2}$ 种状态中的,光学系统等等并不能使光子状态数压缩。折射率对亮度的影响在于使光速 c 变化,故“亮度不变”实际上是统计物理中“相体积不变”的一个特例。

感应辐射使光子集中到某一些特定的状态中,从而使同一状态内的光子数大大增加,亦即光子简并度大大增加。这就是光子放大器形成的相干光源的特色,由于这个原因,凡与光子简并度有关的现象(波动大于起伏)在此将易于显现出来。下面二节的计算结果就表明这一点。

对于黑体辐射,同一状态的光子数即为 $\delta = 1/(e^{h\nu/KT} - 1)$,当 $T = 3000^\circ\text{K}$, $\nu = 5 \times 10^{14}$,则 $\delta = 3 \times 10^{-4}$,一些气体放电光源 δ 在光频约在 $10^{-3} - 10^{-2}$,而红宝石光子放大器约为 10^{12} 。

由上述讨论还可看出,§ 3.1 所定的相干范围 $\Delta s \Delta \theta \sim \lambda^2$ 与 § 3.2 所定的相干范围 $\Delta\nu \Delta t \sim 1$ 实质上是单位相体积的边长。因之“具相干性的光波”和“处在单位相体积内的光子”或“Bose 单胞内的光子”都是同义词。

四、拍频和时间干涉仪

波动现象可以反映在场的空间起伏上,也可能在时间起伏方面反映出来。二个同频率的交变电磁场在一点迭加,只能使迭加场的振幅随位相差而强弱,频率不变;二不同频率 ν_1, ν_2 的迭加结果,则出现的是平均频率 $(\nu_1 + \nu_2)/2$ 的振动被频率 $(\nu_1 - \nu_2)/2$ 的信号所调制,现有的探测技术虽不能发现光频的时间变化过程,对于拍频信号 $(\nu_1 - \nu_2)/2$ 还是可能探测的。拍频信号的存在就和干涉条纹存在一样地反映光的波动性,1955 年 Forrester 在实验上观察到了拍频现象。光学拍频之所以不象射频电磁波那样易于观察到,主要原因在于:光源总是无规的原子跃迁过程迭加和,二频率的光振动间一般不存在确定相位关系,从而使拍频信号平均为零,而其平方平均值则因光频区光子简并度低,常小于噪音。

1. 二频率拍频

为观察电磁场的拍频信号就必须要有合适的平方律检波器,它还须具有充分的频率传递特性,现在看来光电管是较理想的元件,光电管发射率和电场平方成正比——和光子到

达的几率成正比,另一方面,按拍频实验的结果它至少能反映并传递每秒 10^{10} 周的电信号。

为观察到清晰的拍频信号就要求二谱线足够窄,例如 $\nu_1\nu_2$ 二频率振动的谱线半宽均为 $\Delta\nu$, 则拍频信号频率在 $\nu_2 - \nu_1 + \Delta\nu$ 和 $\nu_2 - \nu_1 - \Delta\nu$ 之间,须要 $\nu_2 - \nu_1 \gg \Delta\nu$ 才能使除频率 $\nu_2 - \nu_1$ 外观察不到信号,采用同位素光谱灯,如 Hg^{198} 放电管, $\Delta\nu$ 约为 10^9 , 若采用磁场使能级分裂使塞曼能级 σ 分支的 $\nu_2 - \nu_1 = 10^{10}$, 则应可用微波方法探测到 10^{10} 周的拍频信号。

设 m 是相干光束在光电面上引起的光电子,它们形成的电信号频谱宽度亦即 $\Delta\nu$, 拍频信号的平方平均值也就是 m^2 。由 § 3.4 的讨论可知, m 就是波色单胞中的光子数 (也就是光子的简并度) 和光电子发射的量子效率之积。

另一方面,由于光电子发射不可避免的散粒噪音,粒子数统计起伏形成的噪音平方平均值在频宽 $\Delta\nu$ 时间 Δt 内是 $\bar{N} = \overline{\Delta m^2} = m$ (如(7)式、(14)式),因此信号噪音比是

$$\frac{\bar{S}}{\bar{N}} = m$$

至于光电管所接收到的其他光子,则处在不同的状态(不相干光),相互独立而位相不相关,故总结果的信号噪音比不变。因此信号噪音比也就是入射光子的简并度和量子效率之积。对于 Hg^{198} 光谱灯的 σ 线而言,简并度 $\delta = 10^{-3}$, 光电管量子效率数量级为 0.1, 故信号噪音比为 10^{-4} , 不用特殊的技巧是不能在噪音中辨出信号的。

Forrester 采用一种特殊的调制方法提高信号噪音比。他以偏振片置光源和光电管之间,转动偏振片使光谱线的 σ, π 分支交替通过,这样一来,到达光电管的光子数并不因转动而变化,光电子数平均值不变,即散粒噪音不因之而调制;但 π 分支通过时无拍频发生,即拍频信号因偏振片转动而调制;限制测量频带是在调制频率的极窄的频带宽度,噪音即可随频带宽度变小而变小,信号则不变,于是提高信号噪音比而测出拍频信号。将信号加以调制,从而压缩测量频宽以降低噪音的方法,是电讯上早就知道的。

假若被拍频的二光频率辐射有相关性而非相互独立的,那么拍频信号的平均值就不为零,此时就没有上述调制也能测到拍频信号。对于能级的塞曼分裂而言,二能级的相关性可以由交变磁场达到。当附加的交变磁场的频率与二能级间距相等时,磁场形成二能级间跃迁就使发光原子处在二能态的“相干重迭态”中,二频率辐射就是相关的,这一点已在实验上得到证实(Dodd, 1959, 1961)。

能级的重迭或相关性对于光的共振散射也同样地发生影响,利用这种影响可以准确测定能级的精细结构间距离以至谱线自然宽度(Colegrove, Franken, 1959, Franken 1961, Застывенко 1960, 1961)。

2. 拍频信号的强度和辐射过程相关性

由于光辐射过程是随机过程,两频率拍频的结果并不象无线电波拍频那样单纯。

设两拍频信号是 $V_1(t)$ 和 $V_2(t)$, 都是相同的随机过程之和:

$$V_1(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_1(t - t_n),$$

$$V_2(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_2(t - t_n),$$

則光电管感到的信号 $I(t)$ 是

$$\begin{aligned} I(t) &= |V_1(t) + V_2(t)|^2 \\ &= |\Sigma F_1|^2 + |\Sigma F_2|^2 + \Sigma F_1 \Sigma F_2^* + \Sigma F_1^* \Sigma F_2. \end{aligned}$$

若光电管或綫路不能反应光頻信号,則 $|\Sigma F_1|^2$ 和 $|\Sigma F_2|^2$ 中虽有随時間而变的成分,也不反映在观察結果中,这部分就成为光电流的直流部分. 将 F_1 和 F_2 以其頻譜表示时,上式最后二項就是

$$\begin{aligned} &\Sigma_n \Sigma_m \int f_1(v) e^{2\pi i v(t-t_n)} dv \cdot \int f_2(v' + v) e^{-2\pi i (v' + v)(t-t_m)} dv' + \text{共軛項} \\ &= \iint c_{vv'} [f_1(v) f_2^*(v + v') + f_1^*(v) f_2(v + v')] e^{2\pi i v' t} dv dv', \end{aligned}$$

其中

$$c_{vv'} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \cos 2\pi [vt_n - (v + v')t_m].$$

由此可見,光电流中頻率 v' 的分量強度是

$$i(v') = \int c_{vv'} [f_1(v) f_2^*(v + v') + f_1^*(v) f_2(v + v')] dv.$$

因此,拍頻信号強度不但和两輸入信号能譜中有所需的頻率成分有关,而且与两信号的相关性 $c_{vv'}$ 的大小有关. 例如当两輻射过程相互独立时,則两信号完全无关,此时 $c_{vv'} = 0$, 故拍頻信号平均值为 0. 此时仅能测出拍頻信号的均方值,即作为噪音来探测. 这就是 Forrester 实验之困难所在. 易于看出,此时頻率 v' 的信号均方值为

$$\overline{i^2(v)} = \frac{1}{2} \left\{ \int [f_1^*(v) f_2(v + v') + f_1(v) f_2^*(v + v')] dv \right\}^2,$$

因此拍頻信号的強度反映出輻射过程的相关性.

3. 拍頻和譜綫寬度

一般的光輻射总不会是絕對单色的,总具有一定的頻率范围 Δv 或具有一定的譜綫寬度. 在 Δv 之內的光輻射相拍就得到頻率从 0 到 Δv 的各种拍頻信号,因此,用电子学方法对光电管输出的信号加以頻譜分析时,原則上就可以完全决定发光的譜綫結構,实际上由于光輻射的 Δv 一般很大,总大于 10^9 以达 10^{14} 以上,因此拍頻信号从无线电波一直伸展到微波毫米波段,这就使頻譜分析发生困难.

光量子放大器可以得到很窄的譜綫,例如 $\Delta v < 10^3$, 此时用古典的干涉方法測定它是很困难的,須要用很高的干涉級即很长的光路,但此时用拍頻方法就变得很容易. 由于在譜綫寬度內的各頻率是完全相关的,因此,这种拍頻信号的量测是不困难的,实际上用这种方法測定了譜綫寬度(Javan, 1961, 1962; Harriot 1962).

4. 拍頻信号干涉測距

既然两不同頻率的光拍頻結果就可产生高頻調制光信号,因此就可以用它作为調制波来測距,在当光子的簡并度很高时,这种調制方法比一般所用的 Kerr 匣或超声波調制要优越,由于調制頻率可以很高,因此測距精度可望提高.

由于一般光源总具有很寬的譜綫,它总是在发出从零到 Δv 的各頻率拍頻信号,当我们將光分二路经历不同距离后为光电管接收如图 4, 則仅有距离差是拍頻調制波波长整

数倍时,此拍频信号才是相加的,其他因相干涉而减弱,将迭加的拍频信号接收并作频谱分析,即可由极大极小位置而测出距离差。这种测距方法在当距离很长,所用的是长波拍频信号,则它和雷达微波测距没有什么区别,实际上这种测距(测光速)

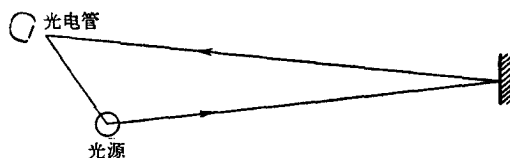


图 4

方法已在实验室内实现(Alford, 1958)。易于看出,拍频信号的强度是光源的频谱相关函数((11)、(12)式)。

5. 时间和空间的对应关系

既然光振动作为电磁波是在时间和空间中进行的。对同一时间的空间各点,或对空间一点的不同时间,光振动的表现并无区别;也就是说,一度空间与时间毫无区别,例如光程长度加长可看作是空间距离延长,也可以看作是时间延迟。但空间是三度的,一般的空间干涉仪也可以看作是时间干涉仪,例如图 1 所示的双孔干涉在屏 a' 上的某一点的强度即源于二同频率的光在该点的拍频结果(由于同频率拍频所得是稳态)。如将孔 p, q 间距变更,则 a' 点强度随之变更,反映着二路光的延迟时间不同而形成的拍频结果变化。

一般迈克尔逊干涉仪的一反射镜移动可作为拍频的另一个例子,假若我们只注视干涉场中的一点时,此点亮度将随反射镜移动而明暗起伏,从拍频的观点看来,这是由多普勒效应使频率变化后二不同频率光的拍频结果。

将时间和空间坐标之一直接交换时有很多量和关系可以直接具有物理的意义,但并不都能实现。例如二频率的时间信号的拍频对应于亮度作正弦起伏的二组图形迭合而形成的 moiré 图形。二图形的迭加结果可以使高频空间信号转变为低频率的,原则上用这种方法可以观察线度小于波长的精细结构,但可惜事实上找不到形成两个完全一样的复本的方法。

但是,由时间空间的对应关系在干涉现象方面的反映,也许可以为找寻新方法以致物理上的新问题提供线索。

五、量子起伏和强度干涉仪

用一定的光能接收器接受一定光源所发出的光子时,由于光子本身的统计起伏,光源和接收器本身的起伏(噪音),就使接收器显示出的光信号发生起伏现象。由于各种因素的混杂结果,单单观察到起伏现象一般并不说明光子的量子性,例如用眼观察弱光亮度起伏时,可能是由于眼本身的感觉起伏所引起(比较瓦维洛夫:“光的微观结构”)。

量子起伏与古典统计起伏的差别在于遵守的统计规律不同。光子是玻色子,服从玻色-爱因斯坦统计,以 n 表示同一系综中处于 N 个状态中的总光子数,则其方差为

$$\overline{\Delta n^2} = \overline{(n - \bar{n})^2} = \bar{n} + \frac{\bar{n}^2}{N},$$

第一项 $\bar{n}$ 是古典统计所决定的方差,后项为纯粹量子起伏,反映光的波动性,由此可见,用例如光电管接受稳定光源的光能量时,测量 $n - \bar{n}$,并在测量结果中除去散粒效应项(和 $\bar{n}$ 正比),就可能观察到波动项的存在,但是这种测量不容易做到。

比較可行的測出量子起伏的方法是測量相關起伏。將光源發出的光分為二束，照到二個光陰極上，以足號 1, 2 標示二光陰極，則有

$$\overline{\Delta n_1^2} = \bar{n}_1 + \frac{\bar{n}_1^2}{N},$$

$$\overline{\Delta n_2^2} = \bar{n}_2 + \frac{\bar{n}_2^2}{N},$$

而且對二光陰極上的總光子數 $n_1 + n_2$ ，有

$$\overline{\Delta(n_1 + n_2)^2} = \bar{n}_1 + \bar{n}_2 + \frac{(\bar{n}_1 + \bar{n}_2)^2}{N},$$

由於

$$\overline{\Delta(n_1 + n_2)^2} = \overline{(\Delta n_1 + \Delta n_2)^2} = \overline{\Delta n_1^2} + \overline{\Delta n_2^2} + 2\overline{\Delta n_1 \Delta n_2},$$

因此由上述所有關係式得相關起伏 $\overline{\Delta n_1 \Delta n_2}$ 值為

$$\overline{\Delta n_1 \Delta n_2} = \bar{n}_1 \bar{n}_2 / N,$$

由此可見相關起伏純粹由量子起伏項所形成，光電子發射的散粒效應對此不起作用。

量 $\bar{n}_1 \bar{n}_2$ 由部分干涉理論的結果也就是所謂相關亮度，即相干度 γ_{12} 和二處平均亮度 $\bar{n}_1$ 和 $\bar{n}_2$ 之積 (§ 3.3)，即

$$\overline{\Delta n_1 \Delta n_2} = \frac{\bar{n}_1 \bar{n}_2}{N} \gamma_{12}^2,$$

其中 N 是同一系綜中起光作用的光子狀態數，對非偏振光而言，

$$N = \frac{8\pi r^2}{c^2} \Delta \nu \Delta \theta \Delta \nu \Delta t,$$

而 n_1 和 n_2 都是態數 N 和簡并度 δ 的乘積。

接收同一光源的光子而形成的二路光電流有相關性，即 $\overline{\Delta n_1 \Delta n_2}$ 不等於零，是 Brown 和 Twiss 首先發現的。開始發現這現象時，稱作是光電流相干涉，觀察這種相關性的設備被稱作是強度干涉儀 (1956)。實際上它當然不是干涉儀，光電流假若能反映出光頻振動的位相關系的話，它的頻率也就是光頻的，這種光頻光電流根本不能被傳輸線傳送而實現其干涉，稱作相關起伏要合適些。它和一般空間干涉儀的共同之點是：均可測出相干度 $|\gamma_{12}|$ ，從已知的 $|\gamma_{12}|$ 與光源綫度和單色性的關係，即可由測出的 $|\gamma_{12}|$ 而算出光源綫度或其光譜成分。例如變更接收星光的二光電管間距而測出 $\overline{\Delta n_1 \Delta n_2}$ 之值，就可以測出星體對光電管張角，就和邁克爾遜星體干涉儀一樣，它的優點是二光電管間距可以拉得很長，可測出很小的星體張角。

由於 $\overline{\Delta n_1 \Delta n_2}$ 和光子簡并度 δ 的平方正比，和光子狀態數 N 成正比，由於 δ 很小，故只有在 N 非常大即總時間 Δt 很長時，才有可能實驗觀察到足夠的相關起伏，這是這種方法測相干度的重大缺點。

六、干涉現象的量子力學解釋

干涉現象的實驗結果和理論描述已有多方面的成就，但是以量子物理的概念對現象作統一和諧的敘述還很少看到，因為干涉現象是和輻射過程密切聯繫着的；按照量子論，起光作用的光子是由原子作一次躍遷所產生，若各個原子的各次躍遷并無關係的話，干涉

現象所反映的波动性似乎是不易理解的。实际上在量子理論发展的初期,波尔及其学派就已考虑到这类問題,哥本哈根学派对量子力学的解释可以完滿說明光学現象,其基本之点在于視波函数为联系于单个粒子的,是单个粒子在相空間出現的几率表示。

在这样的理解下,所有干涉理論所涉及的問題都可以解释,例如,单个原子单次跃迁所产生的光子的干涉;弱光干涉图形和強光干涉图形的无区别;可以将光源各点的輻射看作不相关的;輻射的相干范围和相关范围;量子起伏和干涉的联系等等。这就是說,虽然观察到了某些新的干涉現象,但是它們实质上是可由理論預見的,并未超出現在的对光的本性的理解。

由于波函数是属于单个光子的,几率波在一定边界条件下的衍射結果就使光子在相空間出現的几率遵守干涉方法决定的值。也就是說干涉現象并不因弱光長時間积累或強光短時間积累而变,实验証明这个判断是正确的。

在当光源具一定大小时,在前面各节表述干涉理論时都假定各点的发射是相互独立的。按照爱因斯坦-狄拉克輻射理論,感应輻射过程可以使各个原子的輻射相关。因之,似乎干涉理論有缺陷。实际上由于感应輻射和自发輻射之比就是光源的簡并度,在現有的光源温度下簡并度很小,因之感应輻射实际上是可以忽略不計的。另一方面,就是对高簡并度的光源而言,前已述及,用現有的干涉術語来描述也并无困难。

二原子的輻射过程发生相关还可以在另一情况下发生,这就是二原子相距很近以致小于波长的情况。干涉方法对这种情况的理解在 Лансберг 的光学中曾述及;干涉效应的考虑結果表明,此时的空間輻射总功率将大于二单个原子的情况。在量子力学看来,結論也是如此。在光譜綫压力加寬的理論中,二相同原子間的共振作用使譜綫加寬,从而使輻射期間变短。在光頻区这个現象不太重要,而在微波区域由于波长很长之故,它成为理解輻射性質的主要概念之一(Dicke, 1955; Файн, 1958)。

按照自发輻射和感应輻射的概念和輻射过程相关性的联系来理解輻射起伏也是清楚的。玻色統計决定的二項起伏中,前項是自发輻射过程所决定的古典起伏,后項则为古典起伏的感应輻射而形成,故和簡并度 δ 正比,(30)式只是由于感应輻射的存在才使有一个以上的光子处在同一态,才使二个接收器能够同时出現信号。这也是相关起伏不易观察到的基本原因。

拍頻信号之所以与簡并度有关,原因也在此。在沒有輻射相关(感应輻射比重很小,簡并度很低)时,每个几率波列中只有一个光子,它所激发出的光电子显然与几率波的振荡頻率无关,不反映波动性而仅反映起伏。只有当几个光子属同一波函数时,它們激发出的光电子才会反映出光波原有的振荡頻率。这就是說,輻射过程相关或不相关决定了观察干涉和拍頻的难易有很大不同。另外它还决定二种方法所定的“相干時間”也不同。

在干涉現象中提出的相干時間直接就是頻寬 $\Delta\nu$ 的倒数,并不管 $\Delta\nu$ 之內的輻射是相关的还是不相关的。在量子力学看来,譜綫的自然寬度或因外場微扰形成的态的变寬或分裂,将使原子的波函数成为多个波函数的积分,使輻射的不确定性加大,在这个积分范围决定的頻率范围内,各頻率的輻射是完全相关的,亦即初相是同一的。在这个范围内可以观察到拍頻和相关起伏。另外也有一些沒有相关性的譜綫加寬,如多普勒寬度和同位素寬度等是由于不同的发光中心所形成;它們虽然对干涉現象的影响与前举寬度相同,

对拍频等却是毫无作用的。因此,用拍频和相关起伏方法可以研究发光中心的情况,区分发光过程中相关和不相关的部分。这个问题尚未为人们所注意。

Ардение (1954)采用分子束方法(类似于维思的实验)测定氫原子的辐射期间,认为和量子力学理论结果不符(Колесников 和 Лесков 也这样看 1958);实际上由于所采用的实验条件,电场所形成的斯塔克分裂很容易是自然宽度的数量级,相互在自然宽度内重叠的结果使辐射期间缩短是正常的现象。反过来,变更电场强度观察发光期间的变化倒可以作为研究这个发光过程的工具,此时当然也应计及其他外场和碰撞的影响。

由这些情况可以看出,用量子力学的理论来全面理解光学干涉现象是并无困难的。从现在的情况看来,干涉现象的深入了解将更清楚证实量子力学理论的正确性。

付印前作者补注: 对于光束亮度不变或简併度不变的问题尚待更深入的研究。实际上,当光源透明时(如气体放电发光)用球面反射镜使光源成像在原处,通过光源和镜面的方向上亮度将倍增。采用其他使光源重叠的技巧,可使亮度增大更多倍数,例如 K. Toishi 实现了增大近十倍 [*J. Sci. Research Inst. (Japan)*, **48** (1954), 149]。这种技巧的主要之点是使光源像重叠,亦即使光源在不同时间发出的光子到达相空间的同一相格。

这表明,以无规运动的体系特征——温度——来标示辐射是有条件的,光子简併度并不是不能变的。

参 考 文 献

- § 2. Rice S. O. *Bell System Tech. Jour.* **23**, (1944), 1.
- § 3. Born, M. and Wolf, E., *Principles of Optics*, (1960).
Mandel, L., *Jour. Opt. Soc. Amer.*, **51** (1961), 797.
Hopkins, H. H., *Proc. Phys. Soc.*, **79** (1962), 889.
Jacquinot, P., *Rep. Progr. Phys.*, **23** (1960), 267.
Раутиан, С. Г., *У. Ф. Н.*, **66** (1958), 475.
- § 4. Forrester, A. T., *Phys. Rev.*, **99** (1955), 1691.
Dodd, J. N. and Series, G. W., *Proc. Phys. Soc.*, **74** (1959), 789. *Proc. Roy. Soc.*, **A263** (1961), 353.
Javan, A., *Phys. Rev., Letters* **6** (1961), 106. *Jour. Opt. Soc. Amer.*, **52** (1962), 96.
Harriot, D. R., *Jour. Opt. Soc. Amer.*, **52** (1962), 31.
Alford, W. P., *Amer. Jour. Phys.*, **26** (1958), 481.
Colegrove, F. D. and Franken, D. A., *Phys. Rev., Letters*, **3** (1959), 420.
Franken, D. A., *Phys. Rev.*, **121** (1961), 509.
Заственко, Л. Г., *Ж. Э. Т. Ф.*, **39**, (1960), 1023; *Оптика и Спектр*, **11** (1961), 441.
- § 5. Brown, R. H. and Twiss, R. Q., *Proc. Roy. Soc.*, **A243** (1957), 300.
Purcell, E. M., *Nature*, **178** (1956), 1449.
- § 6. Dirac P. A. M., *Principle of Quantum Mechanics*, (1958).
Ардение, М., *Ж. Э. Т. Ф.*, **26** (1954), 362.
Колесников, В. Н. и Лесков, Л. В., *УФН.*, **65** (1958), 3.
Dicke, R. H., *Phys. Rev.*, **93** (1954), 99.
Файн, В. М., *УФН.*, **64** (1958), 273.

COHERENCE PROPERTIES OF ELECTROMAGNETIC RADIATION

WANG CHIH-CHIANG

ABSTRACT

In this paper, recent advances in the research of coherence properties of electromagnetic radiation are discussed. Using the conception of photon degeneracy and degree of coherence the author is able to explain many problems such as light mixing, intensity fluctuations and the properties of coherent light source. Since the occurrence of radiation process is at random, the intensity of the signal generated by the mixing of different sources can be determined by the correlation of radiation processes as derived in the present paper. Regarding photons as bosons, the phenomena "intensity interference" is explained as quantum fluctuations. The coherence properties of radiation may thus be interpreted well on the basic conception of quantum mechanics.