

激光光电仪器设计基础

[苏] 尤·姆·克利姆科夫

6.5

测绘出版社

内 容 简 介

本书在概括介绍激光器件的使用特点及其基本参数的基础上,全面、系统地阐述了用激光器作光源的光电仪器的设计方法。其中包括激光光学系统的设计、激光传输介质对仪器工作状态的影响、激光接收系统的选择和设计以及仪器的传输能量和精度的计算等。文中给出了设计激光仪器的计算关系式和特性曲线,提供了选择仪器元件所需的参考数据,并扼要地介绍了激光仪器设计和装校中应当考虑的一些实际问题。

本书对于从事激光光电仪器研制、设计的科技人员,以及大专院校相应专业的学生,均不失为一本内容新颖、颇有参考价值的专著。

Ю.М.Климов

Основы расчета оптико-электронных приборов с лазерами.

Москва, «Советское радио», 1978.

激光光电仪器设计基础

〔苏〕尤·姆·克利姆科夫 著

王诚华 译

高惠民 校

*

测绘出版社出版

测绘出版社印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售

*

开本 787×1092 1/32·印张 9·字数 203 千字

1984 年 11 月第一版·1984 年 11 月第一次印刷

印数 1—3000 册·定价 2.10 元

统一书号: 15039·新 340

前 言

目前,在采用常规器件作光源的同时,光电仪器中正广泛采用激光器件作光源。激光具有的辐射特性,使得人们能对现有光电仪器的参数作出显著地改进,并研制出新的、具有常规器件所无法达到的性能仪器。

在向读者提供的这本书中,已把设计激光光电仪器有关的一些问题系统化,并作了概括综合。本书的写作目的,在于帮助研究人员根据激光光源的特点,正确地选配所要设计的光电仪器元件。

本书第一章,专门讨论激光在光电仪器中的使用特点;第二章列举了光电仪器中用作光源的激光器件的参数,在从所有多种激光器件中挑选光源时,这一章资料是必须的;第三章讲述了激光束整形用的光学系统的设计,并把必要的一些计算关系式包括在内;第四章的内容,用于估价激光传输介质对激光光电仪器参数的选择和工作状态的影响;第五章研究激光接收器;而第六章,介绍进行激光光电仪器的能量和精度计算所必须的关系式以及设计激光仪器的依据。最后,在附录中给出了苏联生产的工业激光器和激光接收器的参数表以及其他一些参考数据。

本书对于设计激光光电仪器有关问题的叙述,作者并不认为已尽深刻和完备。诸如某些形式谐振腔的光束参量的计算问题、光束受到实际光阑严格限制时光束参量和光学系统的计算问题、工作在湍流大气中的激光光电仪器的能量及精度的计算问题以及其他某些课题,尚未获得足够完整的解

决。

作者希望本书能对确定范围内的专业人员有所裨益。对
向本书提出的宝贵意见和希望均甚欢迎。

目 录

第一章 导 论

- §1-1 激光在光电仪器中的应用…………… (1)
- §1-2 从改进光电仪器参数的观点看
激光的基本性质…………… (2)
- §1-3 设计激光光电仪器的某些特点…………… (15)

第二章 光电仪器中用作光源的激光器件的参数

- §2-1 激光工作的物理原理…………… (17)
- §2-2 决定理想化稳定激光辐射特性的光学
谐振腔的基本参数…………… (30)
- §2-3 激光束的空间参数…………… (38)
- §2-4 激光的频率——时间参数及工作状态… (46)
- §2-5 激光的能量参数。激光束的光度学
关系式…………… (53)
- §2-6 激光器的使用参数…………… (57)
- §2-7 激光器参数的稳定性…………… (59)
- §2-8 工业激光器综述…………… (65)

第三章 光学系统的选择和计算

- §3-1 激光光电仪器中光学元件和光学
系统的选择…………… (76)
- §3-2 光学系统外形尺寸的计算…………… (113)
- §3-3 光学系统象差的计算…………… (141)
- §3-4 光学零件的制造及安装公差计算…… (147)

§3-5 受圆形或环形光阑限制时基模激光束 衍射发散度的计算·····	(150)
--	-------

第四章 激光传输介质对激光光电仪器工作状况的影响

§4-1 激光在大气中穿过时所伴随的一些 基本现象·····	(154)
§4-2 激光参数的畸变对激光系统工作状 况的影响·····	(175)
§4-3 从获得最小畸变的观点出发对光束 及光学系统参数提出的要求·····	(183)
§4-4 激光在水中和宇宙中的衰减·····	(189)

第五章 激光光电仪器中激光接收器参数的选择和计算

§5-1 激光接收器的光谱灵敏度和临界 灵敏度的计算·····	(192)
§5-2 激光接收器的基本类型·····	(205)

第六章 激光光电仪器的能量和精度计算。设计 激光光电仪器的某些问题

§6-1 仪器能量计算的特点·····	(223)
§6-2 高斯光束的衍射图中光通量绝对分布 的计算·····	(226)
§6-3 激光光电仪器的能量计算·····	(228)
§6-4 激光光电仪器的精度计算·····	(239)
§6-5 设计激光光电仪器的某些问题·····	(249)

附录

参考文献

第一章 导 论

§ 1-1 激光在光电仪器中的应用

现实生活中存在着一大类带辐射（光）源的光电仪器。属于这类仪器（系统）的有：测距仪、测角仪、测高仪、定位仪、飞行器瞄准系统、通讯系统、干涉仪及其他一些类似仪器。仪器辐射（光）源参数，在很大的程度上决定了这些仪器较为重要的一些特性，象作用距离、抗干扰能力、作业精度、使用条件等。

对辐射（光）源提出的要求，可分为对辐射参数的要求和辐射（光）源器件的要求。最重要的辐射特性有：光谱成份、能量或功率、辐射方向图和辐射状态。辐射（光）源器件的特征有：外形尺寸及质量；耗电量及效率；工作温度、寿命和启动时间等。

目前，在采用常规器件（如白炽灯、气体放电灯、黑体模型）作辐射（光）源的同时，光电仪器中正广泛采用激光器件^{〔1-27〕}。激光器件具有良好的辐射参数，能够有效地用在光电仪器中，取代那些常规器件。事实上，在要求把最大能量集中于不大的立体角和狭窄的光谱范围的系统（本书研究的光电仪器即属这种系统）中，显然要优先采用定向辐射的单色激光。采用激光器件，除了能取代常规辐射（光）源改善现有光电仪器参数外，还能帮助解决某些原则性的新课题^{〔220, 221〕}。

至于谈到激光器件本身的参数，它的优点并不那么明

显。众所周知，有些激光器件的外形尺寸庞大，效率也低。通常，常规辐射（光）源要比激光的使用性能好。但是在评价激光器件的使用效果时，必须注意两种情况。首先，跟常规辐射（光）源相比，在使用激光器件得到了很大好处，或者在只有利用激光才能解决问题的场合，器件的外形尺寸和效率没有多大的实际意义。其次，所应加以对比的，不是光源本身如何，而是由它们组成的仪器整体性能。例如，可以看到，尽管激光器件本身的外形和质量都很大，但由于按照给定参数进行光束整形用的光学系统的大为简化，光电仪器的这些类似数据，在整体上却没有实质性的变化。至于说效率的大小，按这个观点看几乎是没有什么实际意义的。非常明显地是，要决定由两个辐射（光）源中优先采用哪一个，须看其他参数相同时仪器对哪个用电最省。

光电仪器中要最后确定是用常规器件还是激光器件作辐射（光）源，只能在分析全部参数和特性（其中包括可靠性、长期保存条件及价值）之后。激光器目前还是个比较昂贵的器件，因此，激光在光电仪器中的应用，只有当证明用它来解决问题合理时才能采用。当然，分析激光在光电仪器中应用的可能性时，还必须注意激光技术正在迅速地进步。激光的使用性能正在不断改进，激光在光电仪器中的应用，近年内将还会扩大。

§ 1-2 从改进光电仪器参数的 观点看激光的基本特性

不论激光器件属于何种类型以及它们的具体技术数据如何，激光在某种程度上总是一种单色性和相干性很强的、定向发射的、高强度的偏振光^[10, 28, 29]。具体说来，正是激光

的这些优良特性，单独地、而尤其是从总体上首先保证了光电仪器中有效地使用激光器件作光源的可能^[80, 81]。下面从增加光电仪器的作用距离、作业精度和抗干扰能力出发，先来研究这些性质。

1. 单色性 单色性概念表征的是辐射的谱线宽度。理想的单色辐射其谱线宽度为零。用对于偏离理想的单色性的大小，表示单色性的程度，亦即 $\mu = \Delta\lambda/\lambda_0 = \Delta\nu/\nu_0$ ，式中， $\Delta\lambda$ 和 $\Delta\nu$ ——相应为用波长和频率表示的谱线宽度； λ_0 和 ν_0 ——为中心波长和中心频率。

以上对单色性程度的定义，是对于谱线非常窄的辐射说的，这时光谱的强度分布具有谱线的形式。在这种情况下，谱线可以是单条的或者是由几条更窄的分立线组成的包络线（参见§2-4）。 $\Delta\lambda$ 和 $\Delta\nu$ 的大小是由谱线的半宽度决定的。在强度分布形式为扩展区域（протяженной участок）的情况下，单色性程度，要由限定谱线范围的两波长或两频率之比的对数来确定，即

$$\mu = \ln(\nu_2/\nu_1) = \ln(\lambda_1/\lambda_2),$$

式中， $\nu_2 > \nu_1$ ； $\lambda_2 < \lambda_1$ 。

单色性程度 $\mu \ll 1$ （即接近于零）的辐射，属于准单色辐射或近于理想的单色辐射。通常就简单地称为单色辐射，具体说激光就是单色辐射。换言之，激光是最窄带的辐射。举例来说，气体激光器的标定线宽是 $10^{-8} \sim 10^{-4} \text{ nm}$ ；固体激光器是 $10^{-1} \sim 10^{-2} \text{ nm}$ ；半导体激光器是 $1 \sim 10 \text{ nm}$ 。假如采取某项专门措施，可从气体激光器中获得 $10^{-7} \sim 10^{-9} \text{ nm}$ 的线宽。与窄带干涉滤光片的通光带宽 $1 \sim 5 \text{ nm}$ 相比，这些数据都是很有利的。同样可以看到：多数光电接收器件的光谱灵敏度特性曲线的宽度，不小于 $3 \times 10^2 \text{ nm}$ ，而

白炽灯的辐射线宽，大于 10^3nm 。

众所周知，当把接收器输出端由内外干扰源产生的背景信号减弱时，仪器的作用距离将有所增加。增大有用信号对背景信号之比 (c/ϕ) 的办法之一，是通过光谱选择，即在进行直接的光电检测时，靠装在辐射接收器前面的窄带滤光片实现。假如有效辐射用的是激光，那么由于多数激光器的辐射谱线宽度比好的干涉滤光片的通光带宽要小很多倍，故光谱选择效率的高低，取决于能否用上通光带宽最小的滤光片。

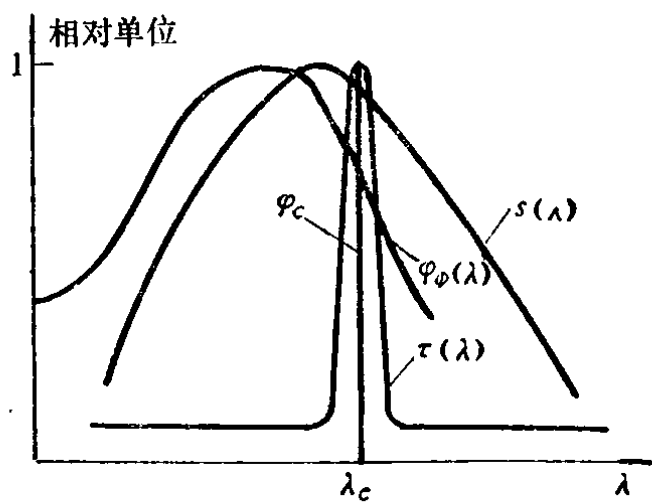


图 1-1 滤光片效率的计算

现在以使用激光器件和干涉滤光片为例，我们研究一下光谱选择的作用。以相对单位表示的接收器的光谱灵敏度特性曲线 $s(\lambda)$ 及滤光片的透射特性曲线 $\tau(\lambda)$ ，表示如图 1-1 (为直观起见，曲线 $\tau(\lambda)$ 在横坐标方向作了放大处理)。同时，图中还给出了背景辐射通量的光谱密度分布 $\phi_\phi(\lambda)$ 和有效辐射通量的光谱密度分布 ϕ_c 。(以波长为 λ_c 的单色辐射形式出现)。

不带滤光片时，有用信号对背景信号之比是

$$\frac{c}{\phi} = \frac{\Phi_e S_{\lambda_0}}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_\phi(\lambda) S(\lambda) d\lambda},$$

式中， S_{λ_0} ——接收器对于波长 λ_0 辐射的绝对光谱灵敏度； $S(\lambda)$ ——以绝对值单位表示的接收器的光谱灵敏度特性曲线； $\Phi_\phi(\lambda)$ ——背景辐射通量光谱密度的绝对分布； Φ_e ——有效辐射通量； λ_1 和 λ_2 ——接收器的光谱灵敏度范围。

$\Phi_\phi(\lambda)$ 和 Φ_e 的大小，是在接收器感光区平面上决定的。先进行如下两步明显的迭代，

$$S_{\lambda_0} = s_{\lambda_0} S_{\lambda_{max}} \text{ 和 } S(\lambda) = s(\lambda) S_{\lambda_{max}}$$

其中， $S_{\lambda_{max}}$ ——接收器在灵敏度曲线最大值处的绝对光谱灵敏度； S_{λ_0} ——接收器在波长 λ_0 处的相对光谱灵敏度。

便可得到如下关系式

$$\frac{c}{\phi} = \frac{\Phi_e S_{\lambda_0}}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_\phi(\lambda) s(\lambda) d\lambda}.$$

带滤光片时的有用信号对背景信号之比是 $(c/\phi)'$ ，其表示式为

$$\left(\frac{c}{\phi}\right)' = \frac{\Phi_e \tau_{\lambda_0}^0 S_{\lambda_0}}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_\phi(\lambda) \tau^0(\lambda) S(\lambda) d\lambda},$$

式中， $\tau_{\lambda_0}^0$ ——滤光片对波长 λ_0 的绝对透射率；

$\tau^0(\lambda)$ ——用绝对单位表示的滤光片的光谱透射曲线。

在进行 $S(\lambda)$ ， S_{λ_0} 以及 $\tau^0(\lambda)$ ， $\tau_{\lambda_0}^0$ 的相似迭代之后，可以得出下式

$$\left(\frac{c}{\phi}\right)' = \frac{\Phi_c \tau_{\lambda_c} s_{\lambda_c}}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\phi}(\lambda) \tau(\lambda) s(\lambda) d\lambda},$$

其中, τ_{λ_c} —— 滤光片对波长 λ_c 的相对透射率。

所以, 装上滤光片后在有用信号对背景信号之比方面得到的好处是

$$\eta = \frac{(c/\phi)'}{(c/\phi)} = \frac{\tau_{\lambda_c} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\phi}(\lambda) s(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_{\phi}(\lambda) s(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda}. \quad (1-1)$$

在知道了相应的数据之后, 就可以用如图解积分的方法算出 η 来。

为进行近似计算, 我们把公式 (1-1) 作某些迭代和化简。现在, 我们把分母中积分的范围限定在 $\tau(\lambda)$ 曲线的透射系数变化显著的部分, 也就是说我们不考虑透射曲线两翼的作用。假设在此范围内, 背景光通量的光谱分布不变, 因而 $\Phi_{\phi}(\lambda)$ 可用背景辐射通量的光谱密度 $\Phi_{\phi\lambda_c}$ 代替, 并把此量移至积分符号外面。而当把 $s(\lambda)$ 作类似假设后, 可用 s_{λ_c} 代替它, 并同时将其移至积分符号外面。

我们若把滤光片的相对透射率曲线 $\tau(\lambda)$ 看成跟 无线电工程上用的振荡电路的谐振曲线相似^[82], 那么就有

$$\tau(\lambda) = \{ \sqrt{1 + (2\Delta\lambda Q/\lambda_0)^2} \}^{-1},$$

式中, $\Delta\lambda = (\lambda - \lambda_0)$ —— 为被研究的波长 λ 与对应于透射曲线最大值的波长 λ_0 之差; Q —— 为滤光片的质量因数。我们把滤光片的通光带宽用 $2\Delta\lambda_0$ 表示。通常 $2\Delta\lambda_0$ 是根据透射的 50% 定的, 此时 $\tau(\lambda) = 0.5$ 。根据以上这些条件可以求得

$$Q = \sqrt{3} \lambda_0 / 2\Delta\lambda_0.$$

最后，我们把公式 (1-1) 分子中的 $\Phi_{\phi}(\lambda)$ 看作 $\varphi_{\phi}(\lambda)$ $\Phi_{\phi \lambda_{max}}$ ，并把 $\Phi_{\phi \lambda_{max}}$ 移至积分符号外面。同时，我们又把分母中的量 $\Phi_{\phi \lambda_c}$ 看作 $\varphi_{\phi \lambda_c} \Phi_{\phi \lambda_{max}}$ ，其中 $\varphi_{\phi \lambda_c}$ 是用相对单位表示的、对于波长 λ_c 的背景光通量的光谱密度。

考虑到上述意见，公式 (1-1) 将取如下形式

$$\eta = \left[\tau_{\lambda_c} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda) \varphi_{\phi}(\lambda) d\lambda \right] / \varphi_{\phi \lambda_c} s_{\lambda_c} \cdot \int_{\lambda_0 - |\Delta\lambda|}^{\lambda_0 + |\Delta\lambda|} \frac{d\lambda}{\sqrt{1 + 3(\Delta\lambda/\Delta\lambda_0)^2}}.$$

此公式分母中的积分值，与积分范围的选择有关。如果取 $|\Delta\lambda| = \Delta\lambda_0$ ，则此积分值是 $1.52\Delta\lambda_0$ ；当 $|\Delta\lambda| = 3\Delta\lambda_0$ 时，它等于 $2.72\Delta\lambda_0$ ；当 $|\Delta\lambda| = 100\Delta\lambda_0$ 时，它等于 $6.78\Delta\lambda_0$ 。而在继续增大积分范围时，这个积分量的增加是缓慢的。一般情况下积分的范围，是由滤光片的透射光谱特性曲线和接收器的光谱灵敏度特性曲线的相对位置以及接收器的灵敏度范围决定的（参见图 1-1）。按照所采用的限定积分的范围，我们选取 $|\Delta\lambda| = 3\lambda_0$ 。选择滤光片的方法，通常是使激光的波长跟滤光片透射曲线的峰值重合。这时 $\tau_{\lambda_c} = 1$ ，因而

$$\eta = \left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} s(\lambda) \varphi_{\phi}(\lambda) d\lambda \right] / 2.72 \Delta\lambda_0 s_{\lambda_c} \varphi_{\phi \lambda_c}.$$

设背景的光谱分布和日光的光谱相当，而激光信号的波长 $\lambda_c = 0.63$ 和 0.69 微米（实即氦氖激光器和红宝石激光器的波长——译注）。对光电倍增管 $\Phi\Theta Y-27$ 来说， $\int_{0.63}^{0.8} \varphi_{\phi}(\lambda) s(\lambda) d\lambda \approx 0.28\mu\text{m}$ ， $s_{0.63} = 0.23$ ， $s_{0.69} = 0.58$ ，而对于光电倍增管 $\Phi\Theta Y-51$ 的对应量分别是 0.26 、 0.32 、 0.48 。在日光光谱中， $\varphi_{0.63} \approx \varphi_{0.69} \approx 1$ 。假如所使用的干涉滤

光片的带宽是 $2\Delta\lambda_0 = 3\mu\text{m}$ ，那么，由滤光片给 $\Phi\Theta Y-27$ 带来的有用信号对背景信号之比 (c/ϕ) 的好处是 $\eta_{0.63} \approx 300$ 和 $\eta_{0.68} \approx 120$ ；给 $\Phi\Theta Y-51$ 带来的好处是 $\eta_{0.63} \approx 200$ 和 $\eta_{0.68} \approx 130$ 。

若把 $(c/\phi)'$ 当作 $(c/\phi)\eta$ 看待，那么可以看出，关系式 $(c/\phi)'$ 与 s_{λ_0} 无关，而是由 φ_{λ_0} 的大小决定的。在以上讨论的例子中，并没把滤光片透射曲线两翼的作用考虑进去，而它是会使 η 值降低的^[88]。同时，采用更窄带宽的滤光片又可以增大 η 的数值。

光谱选择的作用，可以看作在背景光作用条件下工作时光电仪器抗干扰能力的增加。从这个观点出发，可以断言：在作用距离相同的情况下，与带常规辐射（光）源的光电仪器相比，激光光电仪器更适于在干扰非常强的情况下工作。当必须在白天或者在白天使用光电仪器有利时——譬如借助光电测距仪进行大地测量作业，夏天在北方地区作业（此指苏联北方地区经常出现的白夜条件下作业——译注）等，仪器的这种性能就显得更加重要。可见，要对激光光电仪器的工作造成人为的干扰，也是比较困难的。

仪器使用单色光源，使得在一系列情况下能够更精确地进行空气折射率的计算，从而能够更准确地确定电磁振荡在空气中的传播速度值，而该速度值在用光电法测距的所有计算公式中都要用到。已知^[82]，折射率是辐射波长和气象条件——温度 T 、气压 P 和湿度 e 的函数。在进行测距作业（例如用相位法测距）时，必须知道沿测线各点群折射率的平均积分值

$$\bar{n} = \frac{1}{L} \int_0^L n(l) dl,$$

式中， L 为测线的长度，同时在测线的每个点上 $n(l) = n(\lambda, T, P, e)$ 。

在计算大气的实际折射率时，空气的气压、湿度和温度，具有完全确定的标准值。对于标准条件来说，群折射率随波长变化的关系，可由人们熟悉的科希（Cauchy）公式确定：

$$n_0(\lambda) - 1 = A + 3B/\lambda^2 + 5C/\lambda^4, \quad (1-2)$$

式中， A 、 B 和 C 为色散系数。

因为对于不同波长来说折射率是不同的，所以，在使用普通辐射（光）源时，需要确定能表征所使用的整个光谱范围的叫做等效折射率的大小：

$$n_{\text{等效}} = \left[\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} n_0(\lambda) k(\lambda) d\lambda \right] / \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} k(\lambda) d\lambda,$$

式中， $k(\lambda)$ 为包括从辐射（光）源到接收器在内的整个系统所有各单元的总光谱透射曲线。

实际上，求 $n_{\text{等效}}$ 用的是图解积分的方法。在计算 $n_{\text{等效}}$ 时，会出现由于系统各元件（特别是大气）的光谱特性值不准造成的误差、图解积分的近似性造成的误差等。试验表明，例如在带光电记录的测距仪中， $n_{\text{等效}}$ 的确定误差已达 2×10^{-6} 。

当使用干涉滤光片及普通光源时，可以认为：在滤光片的整个透光范围内， n_0 的值对所有波长都是固定不变的。在这种情况下，误差 dn_0 是由和滤光片的最大透过率对应的中心波长的给定误差决定的，即

$$dn_0 = (-6B/\lambda^3 - 20C/\lambda^5) d\lambda.$$

如取中心波长的给定误差为 0.1nm ，那么当波长在约 $0.8 \sim 0.4\mu\text{m}$ 范围内变化时， n_0 的误差是 $(0.3 \sim 2) \times 10^{-8}$ 。

假如用波长 $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$; $\Delta\lambda = 2 \times 10^{-3} \text{nm}$ 的气体激光器作辐射（光）源，那么 n_0 的误差仅为 8×10^{-11} ，即比用滤光片及普通光源的情况小五十倍。当进行干涉测量时，不必使用群折射率，而使用位相折射率。根据同样原因，在应用激光器件作光源的情况下计算出来的位相折射率，其精度也是比较高的。

2. 相干性 辐射光束的相干性概念，指的是组成该辐射波的各相位之间的一致性（耦合）问题。通常对相干性概念的考虑，都是以相同频率的两列振荡为例^{〔2.9〕}。如果组成两束光的两列振荡波之间的相位差在观察时间内固定不变^①，那么此两束光就称为是相干的^{〔2.8〕}。如果两列振荡在两个不同的空间点处观察到的相位差在任何时间都固定不变^②，那么所指的是空间相干性；如果两列振荡在相对延迟某一时间间隔（实指相干时间 t_c ——译注）后在空间某点叠加时，所观察到的相位差固定不变，那么所指的是时间相干性。

因为组成一束辐射的波也存在相位随空间和时间分布的问题。故空间及时间相干性的概念，也可用在一束辐射。如果在任何时间都能观察到波在空间有固定的位相分布，也就是说在观察时间内振荡波前保持固定的形状，那么该辐射就是空间相干的；经过空间已知点的辐射，如果在确定的观察时间内波在该点的相位是有规律地变化的，那么该辐射就是

① 作者对这一部分的阐述，比较抽象。为理解相干性概念，须参阅激光专著中有关迈克逊干涉仪的光路。此处所指相位差“固定不变”，因其前提条件是相同频率，故应理解为：能产生干涉并构成干涉图。换言之，此两列振荡都必须是单一频率的，而且频率相同——译注。

② 为理解空间相干性及时间相干性问题，须参阅激光专著中有关双缝干涉的章节，否则对此处的文字叙述不易理解——译注。

时间相干的。

严格的相干性概念，只适用于理想的单色辐射，它在空间已知点的振荡，可被看作振幅 A 、角频率 ω 和起始相位 φ 均为不随时间变化的正弦波

$$f(t) = A \cos(\omega t - \varphi)$$

这样的辐射，在时间和空间上都是完全相干的。但是，相干性概念也可用在准单色辐射，把它看作角频率为 ω 的正弦振荡，

$$f(t) = A(t) \cos[\omega t - \varphi(t)],$$

其振幅和起始相位是随时间变化的。在准单色波中，空间已知点的振幅及相位的不变性，用的是在某个时间间隔内的平均值^[34]；而保持任意两点的振荡相位差不变，是指在横截面的某个小块范围内取平均值。因此，对准单色辐射而言，只能提相干程度。

空间某个点上准单色波的起始相位仍然保持为平均不变值所持续的时间，称为该辐射的相干时间 t_k ；此波在相干时间内通过的距离，叫相干长度 L_k ，且 $L_k = ct_k$ （其中 c 为辐射传播速度——译注）。

辐射的相干特性，表现在能使两束辐射构成干涉图。假如从一束空间相干辐射中分出两束空间分离的相干辐射，然后将它们叠加在一起，那么它们将要互相干涉。如果这时的两束辐射是时间相干的，那么可将一辐射相对另一辐射延迟一个“相干时间” t_k ，同时仍能得到干涉图。

激光并不是完全相干的，但和普通辐射相比激光的相干性程度要稍高一些，所以才提激光的相干性问题。激光的相干时间，跟辐射谱线的线宽成反比， $t_k \approx (\Delta\nu)^{-1}$ ，其误差不超过系数 π 。由于气体激光器的谱线宽度最小，故气体激光器