

上海大气闪烁的频谱

温 景 嵩

(中国科学院安徽光机所)

魏 公 毅

(中国科学院计算中心)

提要: 大气闪烁的频谱是闪烁现象中一个有意义的统计特征。本文以上海为例,着重研究了当平均风场与湍流场非均匀分布时对频谱的作用,由此得出了一些新的认识与定量结果。

Frequency spectrum of atmospheric scintillation of laser beam in Shanghai

Wen Jingsong

(Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

Wei Gongyi

(Computer Center, Academia Sinica)

Abstract: Frequency spectrum of atmospheric scintillation is one of the significant statistical characteristics of scintillation. In this paper, we primarily investigate the effects of average wind field and turbulence field, especially nonhomogeneous wind and turbulence on the frequency spectrum of atmospheric scintillation in Shanghai. The results are quite different from those deduced from homogeneous cases.

一、引 言

大气闪烁的频谱是闪烁现象的一个重要统计特征,它对一些激光工程也是一个感兴趣的参数,因此,在这方面已经做过不少工作。然而大多数的研究还集中在假定平均风场是均匀的以及湍流场是均匀的情况。对束状波、球面波也研究不多,而这一方面是在激光

的工程应用中很有意义的课题。为此,我们试图使用我们在文献 [1] 中提出的一个上海大气湍流强度分布模型,来探讨上述问题。

二、计算公式

束状波在光轴上的归一化(用平面波闪烁强度 $\overline{\chi_{AP}^2}$ 归一)的频谱 $U(\omega)$ 计算公式如

收稿日期: 1981年5月4日。

下: [2]

$$U(\omega) = \frac{\omega W(\omega)}{\chi_{AP}^2} \left\{ \int_0^\infty dq' \int_0^1 dx' C_N^2(x', \theta) \frac{\omega}{\omega_0(x')} \sin^2 \left[\frac{x'(1-\delta_1, x')}{2} \left(q'^2 + \frac{\omega}{\omega_0(x')} \right)^2 \right] \right. \\ \left. \times e^{-\delta_2 x'^2 [q'^2 + (\frac{\omega}{\omega_0(x')})^2]} \cdot \left[q'^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_0(x')} \right)^2 \right]^{-11/6} \right\} \\ = 1.473 \int_0^1 x'^{5/6} C_N^2(x', \theta) dx' \quad (1)$$

式中 ω 是角频率, $W(\omega)$ 是频谱, $C_N^2(x', \theta)$ 是湍流强度分布。 x' 坐标轴的原点与观测点重合, 方向与光轴重合指向光源, θ 是天顶距。 $C_N^2(x', \theta)$ 和 $C_N^2(z)$ 变换关系如下: [3]

$$C_N^2(x', \theta) = C_N^2 \left(R \left\{ \sqrt{1 + \frac{2L(1-x')}{R} \cos \theta + \left(\frac{L(1-x')}{R} \right)^2} - 1 \right\} \right) \quad (\text{地对空}) \quad (2)$$

$$C_N^2(x', \theta) = C_N^2 \left(R \left\{ \sqrt{1 + \frac{2Lx'}{R} \cos \theta + \left(\frac{Lx'}{R} \right)^2} - 1 \right\} \right) \quad (\text{空对地}) \quad (3)$$

式中 $R = 6.367 \times 10^6$ 米。(1) 式中 δ_1 、 δ_2 是表征束状波的特征参数:

$$\delta_1 = \frac{\alpha_2 L (\alpha_2 L - 1) + (\alpha_1 L)^2}{(1 - \alpha_2 L)^2 + (\alpha_1 L)^2}, \\ \left(\alpha_1 = \frac{\lambda}{\pi W_0^2}, \alpha_2 = \frac{\alpha_0}{2W_0} = \frac{1}{R_0} \right) \quad (4)$$

$$\delta_2 = \frac{\alpha_1 L}{(1 - \alpha_2 L)^2 + (\alpha_1 L)^2} \quad (5)$$

对于平面波 $\delta_1 = \delta_2 = 0$; 对于球面波, $\delta_1 = 1$, $\delta_2 = 0$ 。 W_0 是光源处光束半径, α_0 是发散角, R_0 是光源处曲率半径。(1) 式中的 $\omega_0(x')$ 是无因次的平均风场:

$$\omega_0(x') = \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda L}} V_n(x') \quad (6)$$

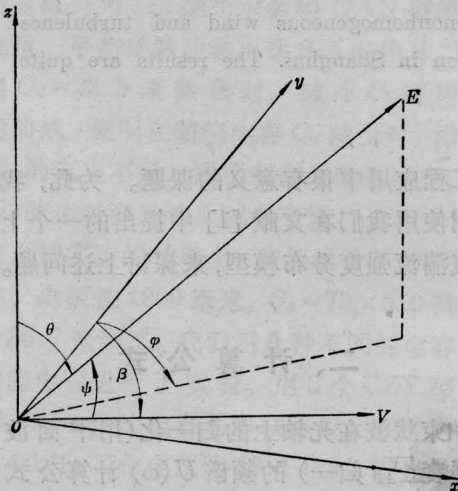


图1 平均风场与光路的几何

表1 上海1月07时风速风向高度分布

Z (米)	V (米/秒)	β (度)	Z (米)	V (米/秒)	β (度)
0	1.43	329.92	6000	27.6	269.96
300	3.72	342.75	7000	33.4	267.56
500	3.78	343.75	8000	40.8	266.71
600	3.70	340.89	9000	49.6	263.95
900	3.78	327.29	10000	59.3	263.73
1000	4.06	322.76	12000	63.8	265.10
1500	5.84	300.29	14000	53.9	266.53
2000	7.72	289.64	16000	33.0	266.60
3000	1.18	277.89	18000	18.2	268.36
4000	16.6	273.99	20000	9.15	273.99
5000	22.1	272.38	22000	7.53	298.96

这里的 $V_n(x')$ 是在 x' 处的平均风速沿与光路相垂直方向上的分量。设光路 \overrightarrow{OE} 沿天顶距 θ 与水平方位 φ 发出。在 O 处的平均风速模量是 $|\mathbf{V}(x')| = V(x')$, 其方位角以 β 表示。 β 也是 x' 的函数 $\beta(x')$ 。由图1的光路与风场几何, 可以容易找出 $V_n(x')$:

$$V_n(x') \\ = V(x') \sqrt{1 - \sin^2 \theta'(x') \cos^2 [(\beta(x') - \varphi'(x'))]} \quad (7)$$

式中 $V(x')$ 与 $\beta(x')$ 是在 (x', θ) 处平均风速的模与方位。假定风场水平方向(或等高度的球面上)均匀, 则它们可用与(2)、(3)式相类似的公式, 由它们的高度分布 $V(z)$ 、 $\beta(z)$ 换算出。表1给出了上海1月07时风速风向分布(时间与文献[1]同)。

还需指出, (7) 式中 $\theta'(x')$ 、 $\varphi'(x')$ 是光路在 (x', θ) 处的方向与方位。由于地球曲率作用, 它和发出时的方向方位 (θ, φ) 并不相同。图 2 给出了这时的光路几何。图 2 中 O 为地心, \overline{OP} 为地球半径, P 为地面上一点。它以天顶距 θ 、方位角 φ 发出一光束, 经 L 光程后

$$\theta'(x') = \cos^{-1} \left(\frac{R \cos \theta + L(1-x')}{\sqrt{R^2 + [L(1-x')]^2 + 2RL(1-x') \cos \theta}} \right) \quad (\text{地对空}) \quad (8)$$

$$\theta'(x') = \cos^{-1} \left(\frac{R \cos \theta + Lx'}{\sqrt{R^2 + (Lx')^2 + 2RLx' \cos \theta}} \right); \quad (\text{空对地}) \quad (9)$$

$$\varphi'(x') = \cos^{-1} \left(\frac{\cos \varphi \cos \omega_V (R + L(1-x') \cos \theta) - L(1-x') \sin \theta \sin \omega_V}{\sqrt{R^2 + [L(1-x')]^2 + 2RL(1-x') \cos \theta - [R \sin \omega_V + L(1-x')(\sin \theta \cos \varphi \cos \omega_V + \cos \theta \sin \omega_V)]^2}} \right), \quad (\text{地对空}) \quad (10)$$

$$\varphi'(x') = \cos^{-1} \left(\frac{\cos \varphi \cos \omega_V (R + Lx' \cos \theta) - Lx' \sin \theta \sin \omega_V}{\sqrt{R^2 + (Lx')^2 + 2RLx' \cos \theta - [R \sin \omega_V + Lx'(\sin \theta \cos \varphi \cos \omega_V + \cos \theta \sin \omega_V)]^2}} \right). \quad (\text{空对地}) \quad (11)$$

至此, 可对 (1) 式进行数值计算以求 $U(\omega)$ 。(1) 式分子中的重积分, 本文在计算它时, 采用了数论网格法以进行化简。

三、计算结果

C_N^2 与 ω_0 分布对频谱的影响

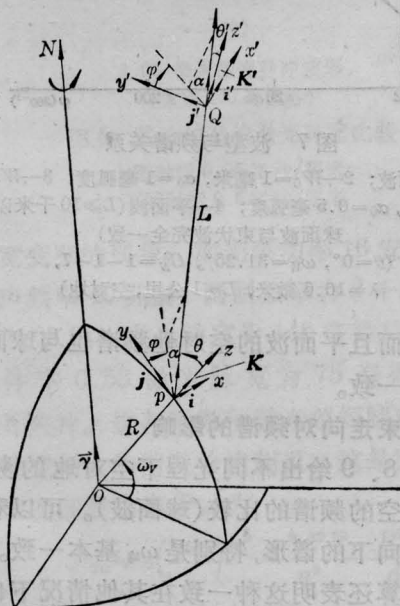
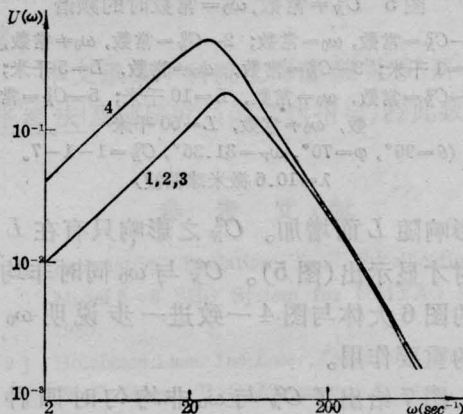


图 2 光路方向 (θ, φ) 随光程 L 变化的几何

到达 Q 点, $\overline{PQ} = L$ 。 P 点纬度为 ω_V 。 i, j, k 为沿 P 点之直角坐标系中三方向的单位向量。 i', j', k' 为 Q 点坐标系中的三个单位向量。 α 为光路 PQ 上单位向量, γ 为由地心指向北极方向上的单位向量, 由图 2 容易找出 $\theta'(x')$ 、 $\varphi'(x')$ 与 (θ, φ) 之关系:

图 3 给出两种场都是均匀时各种波型的频谱(当 $\omega_0 = 20$ 时曲线 4 与文献 [2] 之平面波一致)。束状波频谱(不论何种)均与球面一致。平面波闪烁强度大于球面波与束状波部分主要由低频 ($\omega \leq \omega_0$) 的贡献组成, 高频部分 ($\omega \gg \omega_0$) 两者一致

图 4-6 给出了 C_N^2 与 ω_0 有分布时对闪烁频谱的影响。由图 4 与图 5 可以看出风场非均匀分布时(图 4)之影响远较 C_N^2 为大, 且



1—球面波; 2— $W_0=1$ 毫米; $\alpha_0=1$ 毫弧度;
3— $W_0=25$ 厘米; $\alpha_0=0.5$ 毫弧度; 4—平面波

图 3 C_N^2 = 常数, ω_0 = 常数时的频谱

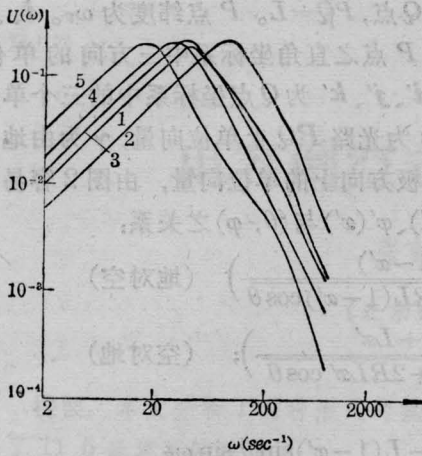


图4 $C_N^2 = \text{常数}$, $\omega_0 \neq \text{常数}$ 时的频谱

1— $C_N^2 = \text{常数}$, $\omega_0 = \text{常数}$; 2— $C_N^2 = \text{常数}$, $\omega_0 \neq \text{常数}$, $L=1$ 千米; 3— $C_N^2 = \text{常数}$, $\omega_0 = \text{常数}$, $L=5$ 千米; 4— $C_N^2 = \text{常数}$, $\omega_0 \neq \text{常数}$, $L=10$ 千米; 5— $C_N^2 = \text{常数}$, $\omega_0 \neq \text{常数}$, $L=50$ 千米
($\theta=90^\circ$, $\varphi=70^\circ$, $\omega_V=31.25^\circ$, $\lambda=10.6$ 微米球面波)

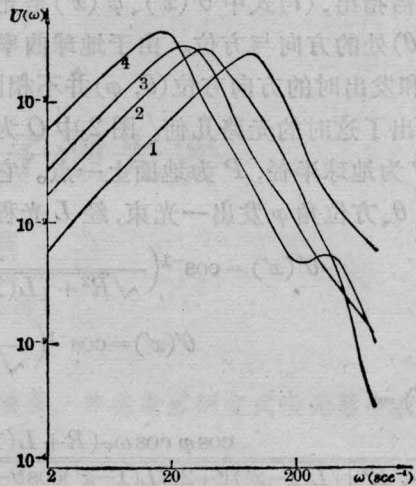


图6 $C_N^2 \neq \text{常数}$, $\omega_0 \neq \text{常数}$ 时的频谱

1— $L=1$ 千米; 2— $L=5$ 千米; 3— $L=10$ 千米; 4— $L=50$ 千米
($\theta=90^\circ$, $\varphi=70^\circ$, $\omega_V=31.25^\circ$, $C_N^2=1-1-7$, $\lambda=10.6$ 微米球面波)

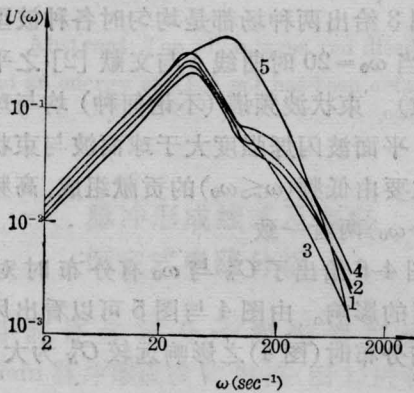


图5 $C_N^2 \neq \text{常数}$, $\omega_0 = \text{常数}$ 时的频谱

1— $C_N^2 = \text{常数}$, $\omega_0 = \text{常数}$; 2— $C_N^2 = \text{常数}$, $\omega_0 \neq \text{常数}$, $L=1$ 千米; 3— $C_N^2 = \text{常数}$, $\omega_0 \neq \text{常数}$, $L=5$ 千米; 4— $C_N^2 = \text{常数}$, $\omega_0 \neq \text{常数}$, $L=10$ 千米; 5— $C_N^2 = \text{常数}$, $\omega_0 \neq \text{常数}$, $L=50$ 千米
($\theta=90^\circ$, $\varphi=70^\circ$, $\omega_V=31.25^\circ$, $C_N^2=1-1-7$, $\lambda=10.6$ 微米球面波)

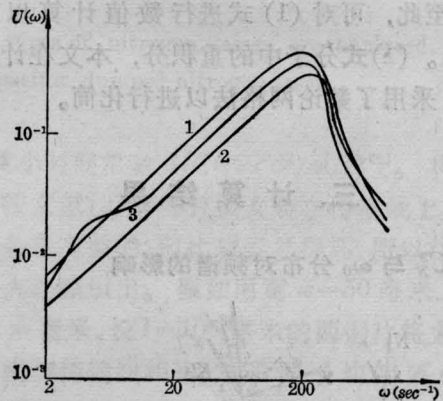


图7 波型与频谱关系

1—球面波; 2— $W_0=1$ 毫米, $\alpha_0=1$ 毫弧度; 3— $W_0=25$ 厘米, $\alpha_0=0.5$ 毫弧度; 4—平面波 ($L \geq 10$ 千米以后球面波与束状波完全一致)
($\theta=0^\circ$, $\omega_V=31.25^\circ$, $C_N^2=1-1-7$, $\lambda=10.6$ 微米, $L=1$ 公里, 空对地)

其影响随 L 而增加。 C_N^2 之影响只有在 L 较大时才显示出(图5)。 C_N^2 与 ω_0 同时非均匀时的图6大体与图4一致进一步说明 ω_0 影响的重要作用。

图7给出了 C_N^2 与 ω_0 非均匀时四种波型的频谱, 比较一下均匀时的图3可见此时平面波的频谱与球面波的差别大大减弱。计算还表明, 对于远程 ($L \geq 100$ 公里), 不仅准

直光束而且平面波的空对地频谱也与球面波的完全一致。

光束走向对频谱的影响

图8、9给出不同光程下空对地的频谱与地对空的频谱的比较(球面波)。可以看出两种走向下的谱形, 特别是 ω_{max} 基本一致。大量的计算还表明这种一致在其他情况下也存在, 说明当风场与湍流场非均匀时, 光束走向

对频谱的谱形、峰值频率位置影响不大。

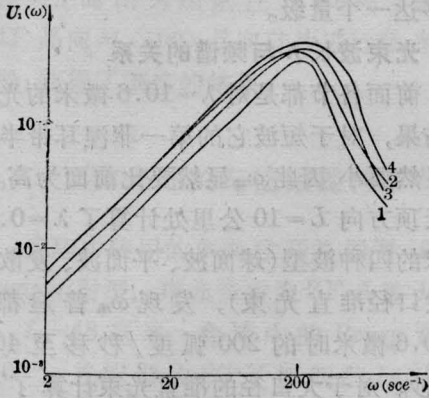


图8 频谱与 L 关系

1— $L=1$ 千米; 2— $L=10$ 千米;
3— $L=100$ 千米; 4— $L=1000$ 千米

(图9、10中的 L 与此图同)

($\theta=0^\circ$, $\omega_V=31.25^\circ$, $\lambda=10.6$ 微米,
 $C_N^2=1-1-7$, 球面波)

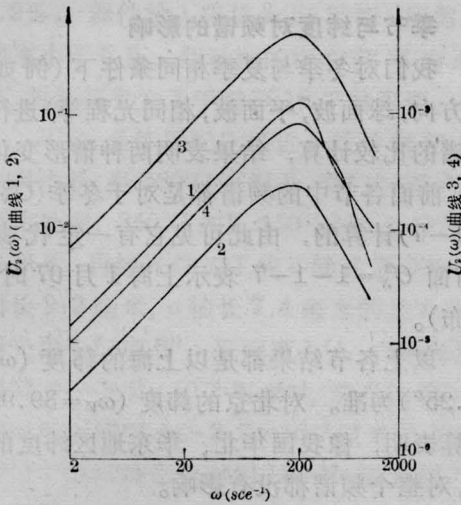


图9 频谱与 L 关系

($\theta=0^\circ$, $\omega_V=31.25^\circ$, $\lambda=10.6$ 微米
 $C_N^2=1-1-7$, 球面波)

光程 L 对频谱的影响

上面的图8与图9已经说明了在天顶方向($\theta=0^\circ$)时光程对频谱影响也不大。 $\omega_{\text{峰}}$ 基本不受 L 作用。但是图10给出了另一种近地平方向的不同情况,此时频谱受 L 影响显著。 $L=10$ 公里时, $\omega_{\text{峰}} \approx 100$ 弧度/秒;而 $L=1000$ 公里时, $\omega_{\text{峰}} \approx 18$ 弧度/秒,减少了约80 弧度/秒。可见 L 对频谱的作用,还要依

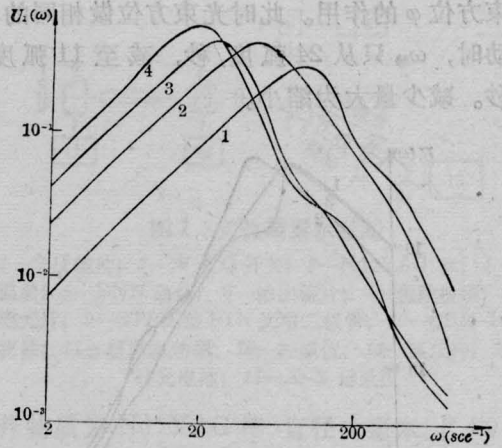


图10 频谱与 L 关系

($\theta=89^\circ$, $\varphi=70^\circ$, $\omega_V=31.25^\circ$, $C_N^2=1-1-7$,
 $\lambda=10.6$ 微米, 球面波)

θ 方向而定。

光束方位角 φ 对频谱的影响

图11给出了近程光束方位对频谱的作用,这是频谱特征与空间相关和闪烁强度特征很不相同的地方。后两者与光束方位无关,而前者在图11中表现出较大关系。例如当光束从 $\varphi=70^\circ$ 移动了 62° ,到 $\varphi=132^\circ$ 时, $\omega_{\text{峰}}$ 从100 弧度/秒,减少约70 弧度/秒,到了30 弧度/秒。但这种作用在长光程中似乎减弱了。图12给出了 $L=1000$ 公里中光

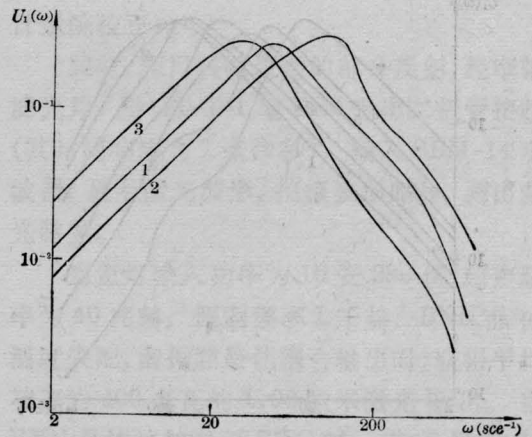


图11 频谱与 φ 关系

1— $\varphi=10^\circ$; 2— $\varphi=70^\circ$; 3— $\varphi=132^\circ$
($\theta=89^\circ$, $\omega_V=31.25^\circ$, $C_N^2=1-1-7$, $\lambda=$
10.6 微米, $L=1$ 公里, 空对地, 球面波)

束方位 φ 的作用。此时光束方位做相同的移动时, $\omega_{\text{峰}}$ 只从 24 弧度/秒, 减至 11 弧度/秒。减少量大为缩小。

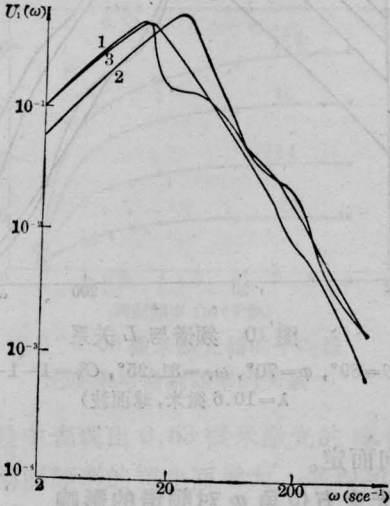


图 12 频谱与 φ 关系

1— $\varphi=10^\circ$; 2— $\varphi=70^\circ$; 3— $\varphi=132^\circ$
 ($\theta=89^\circ$, $\omega_V=31.25^\circ$, $C_N^2=1-1-7$, $\lambda=10.6$ 微米, $L=1000$ 公里, 空对地, 球面波)

光束天顶距 θ 对频谱的影响

图 13 给出一组远程 ($L=1000$ 公里) 光束其空对地频谱随天顶距变化的关系。图中清晰地表示出 $\omega_{\text{峰}}$ 随 θ 之增加而依次地向低频方向移动。天顶方向的 $\omega_{\text{峰}} \approx 200$ 弧度/秒,

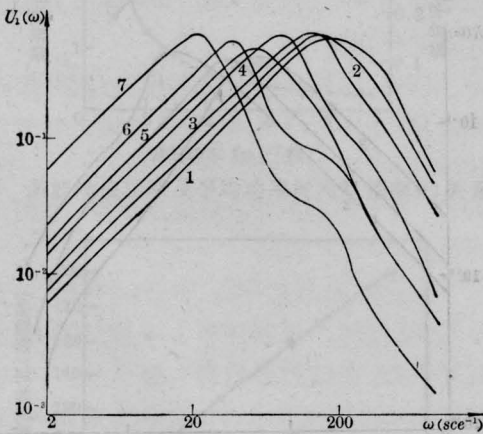


图 13 频谱与 θ 关系

1— $\varphi=0^\circ$; 2— $\varphi=30^\circ$; 3— $\varphi=50^\circ$; 4— $\varphi=70^\circ$
 5— $\varphi=80^\circ$; 6— $\varphi=85^\circ$; 7— $\varphi=89^\circ$
 ($\varphi=70^\circ$, $\omega_V=31.25^\circ$, $C_N^2=1-1-7$, $\lambda=10.6$ 微米, $L=1000$ 公里, 空对地, 球面波)

而近地平方向的 $\omega_{\text{峰}}$ 只有约 22 弧度/秒, 其位移达一个量级。

光束波长 λ 与频谱的关系

前面各节都是对 $\lambda=10.6$ 微米的光束计算结果, 对于短波它的第一菲涅耳带半径宽度显然要小。因此, $\omega_{\text{峰}}$ 显然要比前面为高。我们在天顶方向 $L=10$ 公里处计算了 $\lambda=0.6328$ 微米的四种波型(球面波、平面波、发散光束及大口径准直光束), 发现 $\omega_{\text{峰}}$ 普遍都从 $\lambda=10.6$ 微米时的 200 弧度/秒移至 400 弧度/秒。对于大口径的准直光束计算了它的四种光程, 结果发现除在 $L=10$ 公里者 $\omega_{\text{峰}}$ 是上述增加一倍情况外, 其他 ($L=1, 100, 1000$ 公里) 的 $\omega_{\text{峰}}$ 均从 $\lambda=10.6$ 微米时的 200 弧度/秒, 移至大于 1000 弧度/秒, 说明这种移动还与光程有关。

季节与纬度对频谱的影响

我们对冬季与夏季相同条件下(例如天顶方向, 球面波, 平面波, 相同光程等)进行了频谱的比较计算, 结果表明两种谱形变化不大, 前面各节中的频谱都是对于冬季 ($C_N^2=1-1-7$) 计算的, 由此可见它有一定代表性(前面 $C_N^2=1-1-7$ 表示上海 1 月 07 时 C_N^2 分布)。

以上各节结果都是以上海的纬度 ($\omega_V=31.25^\circ$) 为准。对北京的纬度 ($\omega_V=39.92^\circ$) 计算表明, 像我国华北、华东地区纬度的改变, 对整个频谱都没有影响。

四、结 语

1. 风场与湍流场都均匀时, 束状波频谱与球面波一致, 平面波在 $\omega \leq \omega_0$ 范围中显著地高于球面波, 在 $\omega \gg \omega_0$ 区域两者一致。

2. 风场与湍流场的非均匀性对频谱都有影响, 尤以风场为最, 且随 L 增加而增加。远程空对地的平面波与准直光束频谱都与球面波频谱一致。

(下转第 64 页)

的光→电转换系数)。

V_0 经由一个 16 位、FET 电子开关控制的加权电阻网络, 由 D/A 译码器转换成相应的数字量。D/A 译码器采用增量逐次逼近比较的方式进行工作。其原理如同一架自动天平。例如, 有被测量量 A 与 B , 当已知 $A < B$ 时, 我们将 B 用自动分割器 m 等分后置于天平的一边, 将 A 置于天平的另一边, 当天平衡时, $A = \frac{B}{m}$, 于是被测量量 B 与 A 的比值 $\frac{B}{A} = m$ 。

自动分割器由电子线路自动进行, 其工作过程大致是: 由时钟发生器 CP 产生的序列脉冲, 经程序器转变成 18 拍供控制用的时序脉冲。CP₀ 用于全机清零, CP₁~CP₁₇ 分别控制相应的数据寄存器、FET 电子开关和精密加权电阻网络。由于采用 16 位二进制数字寄存器, 所以其最大的量化误差 $\Delta < 6 \times 10^{-5}$ 。

D/A 译码器的模拟输出可用下式求出^[1]:

$$u_0 = V_0 \frac{R}{R_0 + R} \sum_{i=1}^{16} \alpha_i D_i \quad (1)$$

式中: D_i = 第 i 位的二进制代码 0 或 1。

α_i = 对应于 D_i 的权重;

R_0 = 加权电阻网络的内阻;

R = 加权电阻网络的负载。

u_0 与 V_1 同时被送入差值放大器 A, 由 A 进行线性放大, 放大后的差值信号再由检 0 比较器 B 进行检 0, 当检 0 器平衡时, 我们便得到 $u_0 = V_1$, 即

$$V_1 = V_0 \frac{R}{R_0 + R} \sum_{i=1}^{16} \alpha_i D_i \quad (2)$$

经适当变换后, 我们获得:

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{K_0 R}{K_1 (R_0 + R)} \sum_{i=1}^{16} \alpha_i D_i \quad (3)$$

设计二→十译码器, 使 $\sum_{i=1}^{16} \alpha_i D_i = \text{显示值}$, 并精心调整电路, 使 $\frac{K_0 R}{K_1 (R_0 + R)} = 1$, 于是我们最终得到:

$$\text{待测的光强比值} = \frac{P_1}{P_0} = \sum_{i=1}^{16} \alpha_i D_i = \text{显示值} \quad (4)$$

本仪器就是根据上述原理, 将测量的结果用五位数字自动显示或送数字打印机打印。在最少可测光强和最大可测光强的比为 1:15000 时, 光电转换的非线性偏差小于 0.05%, 分辨率 0.1%。对暗场光的检测灵敏度为 10^{-9} 瓦(折算到 6328 Å)。

本仪器可测量任意二束光, 或者空间任意二位置的光强比。当 P_0 用标准光源, 或者等于基准单位 1 的时候, 相对值的测量即可转为绝对值的计量。因此本仪器还可转作精密微光功率计使用。

参 考 文 献

- [1] 天津市无线电技术研究所译, “模数与数模转换技术”, 科学出版社, 1972 年, p. 99.

(中国科学院福建物质结构研究所

谭奇光 1981 年 2 月 9 日收稿)

(上接第 40 页)

3. 光束走向对频谱影响不大。

4. 光程 L 对频谱影响还与光束方向有关。沿天顶方向光程的增加可能对频谱影响不大。而沿近地水平方向(例如 $\theta = 89^\circ$) 光程从 1 公里增至 1000 公里时, $\lambda = 10.6$ 微米之 $\omega_{\text{峰}}$ 可从 200 弧度/秒降至 20 弧度/秒。

5. 光束天顶距增加时, 频谱向低频方向移动, 从 $\theta = 0^\circ$ 到 $\theta = 89^\circ$, $\lambda = 10.6$ 微米之 $\omega_{\text{峰}}$ 可从 200 弧度/秒降至 22 弧度/秒。

6. 光束方位对频谱也有影响, 这种影响可能随光程 L 的增加而减小。

7. 光束波长 λ 对频谱有影响, 波长越短, $\omega_{\text{峰}}$ 越向高频移动, 对于短波 $\lambda = 0.6328$ 微米, 4、5 中 $\omega_{\text{峰}}$ 可以从 200 弧度/秒移至 400 弧度/秒甚至 1000 弧度/秒以上。

8. 季节与纬度对频谱的影响不大。

参 考 文 献

- [1] 温景嵩, 顾慰渝, 魏公毅, “1977 上海大气湍流强度的分布模型”, 《气象学报》, 1980, 38, No. 2.
[2] A. Ishimara; Proc. IEEE, 1969, 57, 407.
[3] 温景嵩, 魏公毅; “上海的大气闪烁及其与激光应用的影响”, 《激光》, 1981, 8, No. 7, 47-52.