

大气闪烁对相干态量子干涉雷达探测性能的影响

王书^{1,2**}, 任益充^{1*}, 饶瑞中¹, 苗锡奎³

¹中国科学院安徽光学精密机械研究所大气光学重点实验室, 安徽 合肥 230031;

²中国科学技术大学, 安徽 合肥 230026;

³光电对抗测试评估技术重点实验室, 河南 洛阳 471003

摘要 以马赫-曾德尔干涉仪为模型, 分析了基于相干态光源的量子干涉雷达的探测原理, 系统研究了由大气闪烁引起的光强起伏和大气损耗对量子干涉雷达性能的影响。将湍流大气视作耗散-涨落通道, 结合经典湍流统计推导得到了湍流大气的透过率系数概率分布 (PDTC) 函数 $P(T)$ 。利用 $P(T)$ 分析了量子干涉雷达的灵敏度、分辨率, 深入讨论了大气平均透过率 \bar{T}_A 、闪烁指数 β_D^2 对其探测性能的影响。结果显示: 高损耗环境中大气闪烁引起的透过率起伏能显著提高相干态量子干涉雷达的灵敏度。

关键词 量子光学; 大气闪烁; 概率密度函数; 超灵敏度

中图分类号 O431.2

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201845.0810002

Influence of Atmospheric Scintillation on Detection Performance of Coherent State Quantum Interferometric Radar

Wang Shu^{1,2**}, Ren Yichong^{1*}, Rao Ruizhong¹, Miao Xikui³

¹Key Laboratory of Atmospheric Optics, Anhui Institute of Optics and Fine Machines, Chinese Academy of Sciences, Hefei, Anhui 230031, China;

²University of Science and Technology of China, Hefei, Anhui 230026, China;

³Key Laboratory of Electro-Optical Countermeasures Test and Evaluation Technology, Luoyang, Henan 471003, China

Abstract Based on the Mach-Zehnder interferometer, the detection principle of quantum interferometric radar based on coherent state light source is analyzed. The influence of intensity fluctuation and atmospheric loss caused by atmospheric scintillation on the performance of quantum interferometric radar is studied systematically. Then, the atmospheric channel is regarded as dissipation-fluctuation channel. Based on the classical statistical theory of turbulence, the probability distribution of transmission coefficient (PDTC) function $P(T)$ is derived. Furthermore, $P(T)$ is used to investigate the sensitivity and resolution of the quantum interferometric radar, especially the influence of average transmission coefficient \bar{T}_A and the scintillation index β_D^2 on the detection performance of the quantum interferometric radar. These research results exhibit that, in a high-loss environment, the fluctuation of transmission caused by atmospheric scintillation is able to improve the sensitivity and resolution of the coherent state quantum interferometric radar remarkably.

Key words quantum optics; atmosphere scintillation; probability density distribution; super-resolution

OCIS codes 010.1330; 270.1670; 230.1360

1 引言

雷达是 20 世纪发明的用于远程目标探测和测距的传感设备, 在军事国防和民生领域发挥着十分重要的作用。雷达技术历经七十余年的发展, 其理

论方法、体制机制、技术实现及应用取得了很大进展, 然而随着电子技术的快速发展, 电子干扰、反辐射导弹、隐身战机、低空突防等对雷达构成严重威胁。提升雷达探测性能、增强雷达对目标的分辨、识别能力, 尤其是抗干扰和隐身目标探测已成为雷达

收稿日期: 2018-02-26; 修回日期: 2018-04-08; 录用日期: 2018-04-12

基金项目: 国家自然科学基金(11574295)、光电对抗测试评估技术重点实验室开放课题(GKCP2016001)

* E-mail: rych@aiofm.ac.cn; ** E-mail: shu1008@mail.ustc.edu.cn

系统亟需解决的问题。传统雷达受经典电磁理论所限,在提高分辨率、增强灵敏度等方面均遇到难以突破的瓶颈,使得现有雷达系统难以满足日益苛刻的国防和军事需求^[1]。

为突破经典电磁理论的限制,量子雷达将量子信息和量子光学引入遥感探测领域^[2],利用量子理论对接收机噪声、散粒噪声等给予全新解释,并从调制载体和测量检测方面入手,全面提升雷达的综合性能^[3]。量子雷达:或通过发射相干态、压缩态、纠缠态等量子信号对目标区域进行照射,并对回波信号进行相干测量,利用符合测量等量子光学的探测方法进行检测;或在经典雷达接收端采用量子增强技术对回波信号无噪声放大,以突破经典雷达的性能瓶颈。与经典雷达相比,量子雷达具有超灵敏度、超分辨率、抗干扰等诸多优势。因此量子雷达在军事防空、工程测绘、空天对抗、空间探测、小行星探测等领域有着重要的应用价值。

量子雷达的理论和原理性论证起步较早,Bakut^[4]早在1966年就讨论了雷达系统中使用量子信号的可行性。21世纪初,美国国防部高级研究计划局(DARPA)先后启动量子传感、量子激光雷达、单光子信息等项目,标志着量子雷达研究领域的正式创立。随后,包括麻省理工学院、西北大学、德州大学、雷神 BBN 公司、哈里斯公司等多家研究团队提出了多种量子雷达方案,主要包括干涉式量子雷达、接收端量子增强激光雷达和量子照射3种方案。量子干涉方案使用量子光场对目标区域进行照射,将回波信号与参考信号进行干涉并进行相干检测,设计相应的检测方案即可利用光场的量子特性使雷达的灵敏度和分辨率分别突破散粒噪声极限和衍射极限^[5-7]。

大气环境对量子光场传输的干扰是量子雷达实用化的障碍之一。在对大气层内目标进行探测时,量子雷达发射的光量子信号会被广泛存在于大气中的粉尘、微粒、气溶胶等吸收或散射,使得光子产生损耗。此外,由大气温度、风速的随机分布产生 $10^{-3} \sim 10^3$ m尺度的湍流会引起折射率的随机起伏,使光场在传输过程中出现大气闪烁、相位起伏等大气湍流效应。大气湍流效应致使光量子信号在传输过程中发生退相干、退纠缠、相位扩散等现象,使光场逐渐丢失其量子特性,蜕化为经典光场,严重影响量子雷达的灵敏度、分辨率等性能。

目前学术界较为系统地研究了量子雷达的方案设计及性能,而关于大气介质对量子雷达的影响机理的研究则较为匮乏,主要局限于大气损耗的影响。

在文献[8]中,本课题组就大气损耗对采用相干态的量子干涉雷达的影响进行了系统的研究,研究发现当探测光与参考光的损耗不同时,系统的灵敏度随光子数的增加呈现先提高后降低的现象。此时单纯增大发射功率反而会导致灵敏度下降,而通过调整参考光的透射率使之与探测光的透过率相等即可有效减小大气损耗带来的不良影响。当激光在湍流大气中传输时,大气闪烁效应引起的光强起伏可使得探测光的光强出现千赫兹级别的随机起伏,此时探测光的大气透过率并非常量,而是一个随机变量。因此可将大气闪烁对量子光场传输的影响视作耗散-涨落通道,以此研究大气闪烁对量子干涉雷达的影响机理。

本文讨论了基于马赫-曾德尔干涉仪(MZI)的量子干涉雷达模型及其探测原理,给出了光场在损耗通道中的演化过程。结合经典湍流理论中大气闪烁的研究结果推导出大气透射系数的概率分布(PDTC)函数。最后,以此为基础分析了光强起伏和大气损耗对量子干涉雷达灵敏度、分辨率等性能的影响。研究显示,高损耗环境中大气闪烁引起的透过率起伏能够显著提高相干态量子干涉雷达的灵敏度。

2 量子干涉雷达目标探测原理

量子干涉雷达向探测目标发射量子光场,将接收到的信号进行干涉并选择相应的方案对干涉信号进行测量,从而实现高灵敏度、超分辨率的远程目标探测。量子干涉雷达的核心干涉部件可视作 MZI,故可用 MZI 模型对其目标探测原理及光场在探测过程中的演化进行分析。

图 1(a)为量子干涉雷达结构示意图,图 1(b)为基于 MZI 模型的物理模型图。激光信号在发射端由分束器变为两束:一束留在本地光纤中作为参考光;另一束探测光则用于扫描目标区域。探测光遇到探测目标后反射回来,其与参考光之间存在着固定的相位差,与参考光在分束器上进行干涉。采用量子光学的方法对其进行相干检测即可测得此相位差,从而可得到探测目标的距离信息。

由量子干涉雷达的模型结构图可知,其核心干涉部件和探测装置中均用到分束器(BS),故 BS 是量子干涉雷达的核心器件。在文献[8]中,采用么正算符 $U_x(\alpha) = \exp(-i\alpha J_x)$, $U_y(\beta) = \exp(-i\beta J_y)$, $U_z(\gamma) = \exp[i(\gamma_2 - \gamma_1) J_z]$ 描述光场经 BS 的演化及相移过程,其中 $J_x = \frac{1}{2}(a^\dagger +$

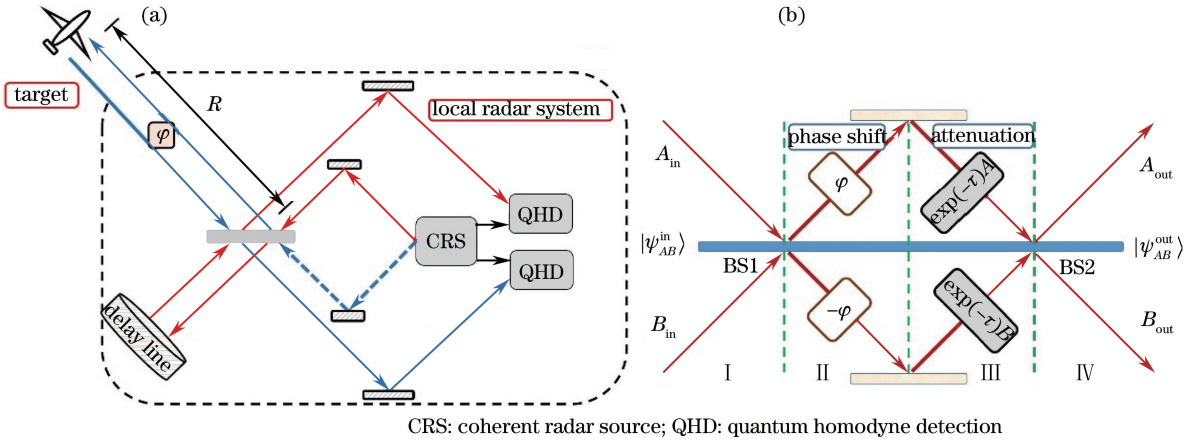


图 1 (a)量子干涉雷达结构示意图;(b) MZI 模型

Fig. 1 (a) Structure of quantum interferometric radar; (b) MZI model

$b^\dagger a$), $J_y = -\frac{i}{2}(a^\dagger b + b^\dagger a)$, $J_z = \frac{1}{2}(a^\dagger a - b^\dagger b)$ 是针对双模光场 A 和 B 定义的算符, α, β 为相干态, $a, b, a^\dagger, b^\dagger$ 为产生、湮灭算符, γ_1, γ_2 为相位。利用 U_x, U_y, U_z 3 个么正算符及耗散通道主方程, 推导得到光场的初始密度算符经过 BS 干涉和大气衰减之后的最终演化结果为

$$\rho_{\text{out}} = \sum_i U_x^\dagger(\pi/2) K_i(T) U_z(\varphi) U_x(\pi/2) \times \rho_{\text{in}} U_x^\dagger(\pi/2) U_z^\dagger(\varphi) K_i^\dagger(T) U_x(\pi/2), \quad (1)$$

式中: $\rho_{\text{in}}, \rho_{\text{out}}$ 分别为双模光场在输入、输出端的密度算符; 么正算符 $U_x(\alpha)$ 为 BS 对光场变换; Kraus 算符 $K_i(T), K_i^\dagger(T)$ 用以描述光场在损耗通道中的演化, 是主方程 $d\rho/dt = \gamma_A(a\rho a^\dagger - a^\dagger a\rho - \rho a^\dagger a) + \gamma_B(b\rho b^\dagger - b^\dagger b\rho - \rho b^\dagger b)$ 的解, 即 $\rho(T) = \sum_i K_i(T)\rho(0)K_i^\dagger(T)$ 。仅考虑相干态的情况: 若 A, B 两模分别为相干态 $|\alpha\rangle$ 与真空态 $|0\rangle$ 时, 初态光场的密度算符为

$$\rho_{\text{in}} = |\alpha, 0\rangle\langle\alpha, 0| = \exp(-|\alpha|^2 + aa^\dagger + aa - a^\dagger a - b^\dagger b), \quad (2)$$

式中: “ \cdot ” 表示正规乘积形式, 代表所有的产生算符都在湮灭算符的左边。求解可得 ρ_{in} 经过 MZI 后输出光场密度算符 $\rho_{\text{out}} = |\psi\rangle\langle\psi|$, 其中:

$$|\psi\rangle = \frac{\alpha}{2} [\sqrt{T_A} \exp(i\varphi/2) + \sqrt{T_B} \exp(-i\varphi/2)], \quad \frac{\alpha}{2} [\sqrt{T_A} \exp(i\varphi/2) - \sqrt{T_B} \exp(-i\varphi/2)], \quad (3)$$

式中: φ 为相位; 令 $\exp(-\tau_A) = \sqrt{T_A}$, $\exp(-\tau_B) = \sqrt{T_B}$, $T_A, T_B \in [0, 1]$ 为能量的透过率系数。

干涉型量子雷达的性能(分辨率与灵敏度)主要

依赖于光源类型、探测方式以及合适的数据处理手段。选择不同的测量方法对输出光场 $|\psi\rangle$ 进行测量, 则量子干涉雷达分辨率和灵敏度也不同。然而截至目前为止, 量子力学关于相位算符并没有普适定义, 因此需要通过引入测量算符 J 对 ρ_{out} 进行测量以间接实现对相位 φ 的探测, 最终得到的信号为测量算符的平均值 $\langle J \rangle$ 。文献[8]采用了 $J_\Pi = \Pi = (-1)^{a^\dagger a} = \exp(i\pi a^\dagger a)$ 的宇称算符探测方案对 ρ_{out} 进行测量, 可以提高分辨率 $1/\sqrt{N}$ 倍且灵敏度能够达到标准量子极限水平, 具有很好的探测效果 (N 指单个脉冲的平均光子数)。本文继续使用此算符开展研究。针对宇称算符 Π 插入完备性公式 $\sum_n |n\rangle\langle n| = I$, 可以得到 $\Pi = \sum_n \exp(i\pi a^\dagger a) |n\rangle\langle n| =: \exp(-2a^\dagger a)$; 输出端 $A_{\text{out}}, B_{\text{out}}$ 光束的测量结果 $\langle \Pi \rangle = \text{tr}(\rho_{\text{out}} \Pi)$ 为

$$\begin{cases} \langle \Pi_A \rangle = \exp[-N(\sqrt{T_A} - \sqrt{T_B})^2/2] \cdot \exp[-2N\sqrt{T_A T_B} \cos^2(\varphi/2)] \\ \langle \Pi_B \rangle = \exp[-N(\sqrt{T_A} - \sqrt{T_B})^2/2] \cdot \exp[-2N\sqrt{T_A T_B} \sin^2(\varphi/2)] \end{cases}. \quad (4)$$

故通过对宇称算符 Π_B 的测量即可测得相位 φ , 从而精确测得目标的距离信息。

由(4)式可以看出, 分析湍流效应对量子干涉雷达回波信号的影响时, T_A, T_B 为大气传输耗散-涨落通道的关键参数。假设 T_A 为探测光路的大气透过率系数, T_B 为可以人为调节的本地参考光路透过率系数, 由于湍流大气是随机形成的, 因此 T_A 受大气影响呈随机起伏状态。对于随机变量 T_A , 其 PDTC 统计特征是最基本描述, 因此需要对其

PDTC 函数 $P(T)$ 的具体形式进行研究。若考虑 T_A 的随机起伏而 T_B 取定值, 则将 $P(T)$ 代入 $\langle \Pi_B \rangle$ 的表达式, 可以求得对 T_A 取平均之后 B_{out} 端的回波信号 $\langle \bar{\Pi}_B \rangle$ 为

$$\langle \bar{\Pi}_B \rangle = \int_0^1 \exp[-N(\sqrt{T_A} - \sqrt{T_B})^2/2] \times \exp[-2N\sqrt{T_A T_B} \sin^2(\varphi/2)] \cdot P(T_A) dT_A. \quad (5)$$

$P(T)$ 除了受湍流强度、闪烁指数等大气效应的影响, 也受探测光束的束腰半径、探测端接收口径、传输距离等其他参数的影响。同时 $P(T)$ 直接决定了随机变量 T_A 的起伏变化规律。因此若要研究量子干涉雷达的探测性能, 首先需要获得 $P(T)$ 的具体形式。

量子干涉雷达探测性能的衡量指标通常是分辨率 δR_Q 和灵敏度 $\Delta\varphi$ ^[8], 脉冲信号 $\langle \Pi \rangle$ 的角度分辨率 (即为半峰全宽, FWHM) 为 δR_φ , 对应的距离分辨率为 $\delta R_Q = \frac{\lambda \delta R_\varphi}{2\pi}$, λ 为探测光的波长。FWHM 越小则信号越狭窄, δR_φ 越小, 分辨率越高。灵敏度 $\Delta\varphi$ 是相位探测 φ 的标准差, 灵敏度越高 $\Delta\varphi$ 越小, 意味着测量越准确, 误差越小。相位 φ 是通过 $\langle \bar{\Pi}_B \rangle$ 间接测得的, 因此其标准差的误差传递公式为

$$\Delta\bar{\varphi} = \frac{\langle \Delta\bar{\Pi}_B \rangle}{\partial \langle \bar{\Pi}_B \rangle / \partial \varphi} = \frac{\sqrt{1 - \langle \bar{\Pi}_B \rangle^2}}{|\partial \langle \bar{\Pi}_B \rangle / \partial \varphi|} = \frac{\sqrt{1 - \left[\int_0^1 \langle \Pi_B \rangle \cdot P(T_A) dT_A \right]^2}}{\left| \int_0^1 \partial \langle \Pi_B \rangle / \partial \varphi \cdot P(T_A) dT_A \right|}. \quad (6)$$

将(4)式中 $\langle \Pi_B \rangle$ 的结果代入(6)式即可求得耗散-涨落通道中灵敏度 $\Delta\bar{\varphi}$ 的表达式^[9]。由以上分析可知, 推导 $P(T)$ 的具体形式是研究光强闪烁对量子干涉雷达性能影响的关键。

3 大气透过率系数的 PDTC 函数

早在 20 世纪 40 年代, 关于经典领域中湍流大气的光传播问题就已经有了研究。50 年代后期, Tatarskii 和 Chernov 等采用 Rytov 近似法并引入现代湍流统计理论, 成功地给出了弱湍流区内平面波和球面波的 Rytov 解, 成为处理弱湍流条件下光波传播的经典理论^[10-12], 其中大气闪烁是湍流大气光学的核心问题^[13]。当发射端射出光束的直径较大时其截面内包含多个湍涡, 每个湍涡独立地对经过其中的光束进行折射和衍射。光束经过不同路径

到达接收端并且干涉, 由此导致的光强度的随机起伏即光强闪烁现象, 其原理如图 2 所示。

对于 PDTC 函数的推导是十分复杂的问题, 无论是从定义还是具体的形式上都有很大的争议。文献[14]采用对数正态分布研究了大气问题对量子通信的影响。文献[15]采用对数正态分布描述大气闪烁, 提出通过实时检测大气透过率将密钥池中的密钥进行分层蒸馏, 从而提高量子密钥生成速率。然而上述研究仅简单采用光强起伏的对数正态分布, 未给出具体的 PDTC 函数, 也未对闪烁指数、湍流强度、传播距离等参数及其影响作进一步的分析。Semenov 等^[16]从中心极限定理出发给出 $P(T)$ 的数学形式, 从经典湍流理论的统计结果出发, 认为由光束漂移和光束扩展引起的不完全接收是决定大气损耗和大气闪烁的重要因素, 且 $P(T)$ 应由湍流效应、光斑直径、接收口径等参数共同决定^[10-12], 重新推导出大气透过率 PDTC 函数^[17]:

$$P(T) = \frac{2R^2}{\sigma^2 \lambda T} \left(2 \ln \frac{T_0}{T} \right)^{\frac{2}{\lambda} - 1} \exp \left[-\frac{1}{2\sigma^2} R^2 \left(2 \ln \frac{T_0}{T} \right)^{\frac{2}{\lambda}} \right], \quad (7)$$

式中: σ^2 为光强起伏方差; T_0 为给定光束某传输截面上的最大透过率; R 为该光束截面的半径。(7)式在相关的研究中被广泛地引用, 然而其更多的是基于光束漂移与扩展的研究, 并未考虑到大气闪烁的影响。量子通信过程中普遍采用精度较高的跟瞄系统(ATP), 能够保证光轴落在接收望远镜的中心附近, 大气透过率的起伏基本由口径平滑后的光强闪烁所决定。应对这两种不同的效应导致的大气透过率的起伏应加以区分。因此, 有必要结合经典的大气研究、量子光学以及具体实验情况重新进行推导。

本节将从大气闪烁的角度出发给出 PDTC 函数的另一种形式。首先对功率(能量)的大气透过率系数定义为

$$T = \frac{P_{\text{receive}}}{P_{\text{total}}} = \frac{I_D \cdot S_D}{\iint_{\infty} I(x, y) dx dy}, \quad (8)$$

式中: P_{receive} 、 P_{total} 分别为望远镜接收到的光能和光源发出的功率; D 为望远镜口径; I_D 、 S_D 为望远镜接收平面内的光强和面积。在弱起伏条件下, 理论和实验都证明光强起伏服从对数高斯分布^[17], 即对数光强 $\xi_D = \ln I_D$ 服从高斯分布, 所以其概率密度函数为

$$P_{\xi_D}(\xi_D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{\xi_D}^2}} \exp \left[-\frac{(\xi_D - \bar{\xi}_D)^2}{2\sigma_{\xi_D}^2} \right], \quad (9)$$

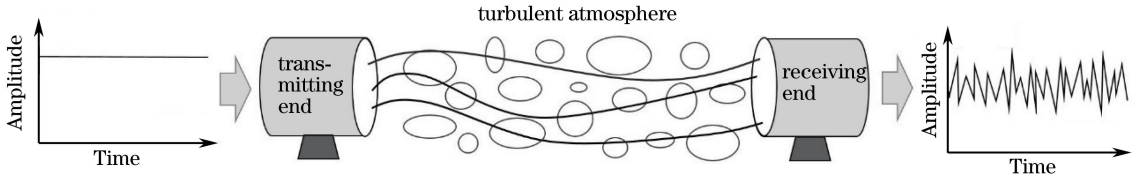


图 2 大气闪烁原理示意图

Fig. 2 Schematic diagram of atmospheric scintillation

式中: $\sigma_{\xi_D}^2$ 为口径 D 内的对数光强起伏方差。经过计算, 可得接收口径内光强 $I_D = \exp(\xi_D)$ 的概率密度函数为 $P_{I_D}(I_D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\beta_D^2} I_D} \times \exp\left[-\frac{(\ln I_D/\bar{I}_D)^2}{2\beta_D^2}\right]$, 则大气透过率 T 的概率密度函数为

$$P(T) = \frac{P_{\text{total}}}{S_D} P_I\left(\frac{P_{\text{total}}}{S_D} \cdot T\right) = \frac{\exp\left[-\frac{(\ln T/\bar{T})^2}{2\beta_D^2}\right]}{T \sqrt{2\pi\beta_D^2}}, \quad (10)$$

式中: $\bar{T} = \frac{\bar{P}_{\text{receive}}}{P_{\text{total}}} = \frac{\bar{I}_D S_D}{P_{\text{total}}}$ 为口径 D 内的平均透过率; β_D^2 为口径平滑后的闪烁指数, $\beta_D^2 = \langle (\Delta I)^2 \rangle / (\bar{I}^2)$, 可通过实验统计有限口径内光强的方差测得。

进一步分析(10)式需要得到其中的两个参数: 闪烁指数 β_D^2 和平均透过率 \bar{T} 。首先考虑 β_D^2 的求解, 弱起伏条件下闪烁指数 $\beta_I^2 = \sigma_{\ln I}^2 = \exp(4\sigma_x^2) - 1 \approx 4\sigma_x^2$, 其中 σ_x^2 为对数振幅起伏方差。在对具体问题求解时还需要考虑传播条件^[13], 所研究的量子干涉雷达探测距离约为 $L = 10^4 \sim 10^6$ m, 目前常用的激光器波长 λ 大致在 10^{-6} m 量级, 湍流的内尺度 l_0 大致为 10^{-3} m 级别, 外尺度 L_0 大致在 $1 \sim 10^2$ m 范围内。基于以上估计值分析, 其 Fresnel 衍射尺度 $\sqrt{\lambda L}$ 大致满足 $l_0 \ll \sqrt{\lambda L} \ll L_0$ 衍射区, 因此湍流谱需要采用 Kolmogorov 谱 $\Phi_n(k) = 0.033 C_n^2(z) k^{-11/3}$, 其中 k 为波数, $C_n^2(z)$ 为折射率结构常数, $\Phi_n(k)$ 对应的闪烁指数为^[18]

$$\beta_I^2 \approx 4\sigma_x^2 = 1.23k^{7/6} C_n^2 L^{11/6}. \quad (11)$$

(11)式代表距离光源 L 处的点光强起伏方差。对于有一定接收面积的情况, 由于孔径平均的原因导致起伏方差降低, 需要在 β_I^2 表达式中加入孔径滤波函数。已有研究表明有限孔径内的闪烁指数与点接收的闪烁指数呈线性关系, 弱起伏条件下且 $l_0 \ll \sqrt{\lambda L} \ll L_0$ 时^[18]

$$\beta_D^2 = \beta_I^2 \cdot A = 1.23k^{7/6} C_n^2 L^{11/6} \cdot \left[1 + 1.812 \left(\frac{D^2}{\lambda L}\right)^{7/6}\right]^{-1}, \quad (12)$$

式中: A 为孔径平均因子。(12)式为经过理论分析得到闪烁指数的表达式, 由望远镜口径、湍流强度、波长及传输距离共同决定。

考虑发射光场为高斯光束,

$$E(r, z) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp\left\{-\left[\frac{r^2}{\omega^2(z)} + i \frac{kr^2}{2R(z)}\right]\right\}, \quad (13)$$

$$I(r, z) = E_0^2 \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)} \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega^2(z)}\right], \quad (14)$$

式中: ω_0 为束腰半径; E_0 为振幅的最大值; $\omega(z) = \omega_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]^{1/2}$; $z_0 = \frac{n\pi\omega_0^2}{\lambda}$; $R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]$ 。经过积分计算得平均透过率为

$$\bar{T} = \frac{\bar{I}_D S_D}{E_{\text{total}}} = 1 - \exp\left[-\frac{D^2}{2\omega^2(L)}\right] = 1 - \exp\left[-\frac{\pi^2 \omega_0^2 D^2}{\pi^2 \omega_0^4 + \lambda^2 L^2}\right]. \quad (15)$$

至此, 已经得到(10)式中的两个待定参数: 闪烁指数 β_D^2 和平均透过率 \bar{T} 。将(12)式和(15)式代入(10)式, 可得大气透过率的概率分布函数为

$$P(T) = \frac{\exp\left\{-\left[\ln \frac{T}{1 - \exp\left(-\frac{\pi^2 \omega_0^2 D^2}{\pi^2 \omega_0^4 + \lambda^2 L^2}\right)}\right]^2\right\}}{T \sqrt{2.46\pi k^{7/6} C_n^2 L^{11/6} \cdot \left[1 + 1.812 \left(\frac{D^2}{\lambda L}\right)^{7/6}\right]^{-1} \cdot \left\{2.46k^{7/6} C_n^2 L^{11/6} \cdot \left[1 + 1.812 \left(\frac{D^2}{\lambda L}\right)^{7/6}\right]^{-1}\right\}}}. \quad (16)$$

(16)式包含了望远镜口径 D 、传输距离 L 与大气湍流强度 C_n^2 、波长 λ 、束腰半径 ω_0 这 5 个参数。其中： λ 、 L 、 C_n^2 决定大气透射率的起伏情况(主要是 β_D^2)，而 ω_0 、 λ 、 L 、 D 则决定了大气透射率的平均值 \bar{T}_D ，下面将深入研究各个参数对量子干涉雷达性能的影响。

4 大气闪烁对量子干涉雷达探测性能的影响

第 3 节已推导出大气透射率 T 的 PDTC 函数 $P(T)$ ，将 $P(T)$ 代入(5)和(6)式即可求得回波信号、分辨率、灵敏度等性能参数的表达式。本节将系统分析大气闪烁对相干态量子干涉雷达探测性能的影响。由(15)式与(12)式可知， λ 、 ω_0 、 C_n^2 、 L 、 D 等参数通过平均透射率 \bar{T}_D 和闪烁指数 β_D^2 影响 PDTC 函数 $P(T)$ ，进而影响系统的分辨率与灵敏

度等性能。为简单起见，选择 \bar{T}_D 、 β_D^2 为主要参数逐步分析大气闪烁对系统探测性能的影响。(5)式中大气透射率 T_A 为随机变量， T_B 为可调节的参考光透射率，文献[8]中指出当 $T_B = T_A$ 时，相干态量子干涉雷达拥有最佳目标探测性能，故本文在分析过程中令参考光透射率等于大气的平均透射率即 $T_B = \bar{T}_A$ ，同时使 $\bar{T}_D = \bar{T}_A$ 。

根据(5)式对 $\langle \bar{\Pi}_B \rangle$ 进行绘图以分析损耗和闪烁对回波信号的影响。图 3 为不同损耗和闪烁条件下的回波信号图。分析可知：回波信号的峰值随闪烁指数的增加而减小，但影响程度与系统发射功率及大气损耗有关。将图 3(a)、(b)与图 3(c)、(d)对比后发现，高损耗情况下大气闪烁对回波信号影响较小，且损耗越高回波信号的峰值反而较大。此外对比图 3(a)、(c)与图 3(b)、(d)可发现，相同损耗下回波信号峰值随脉冲光子数增大而减小。

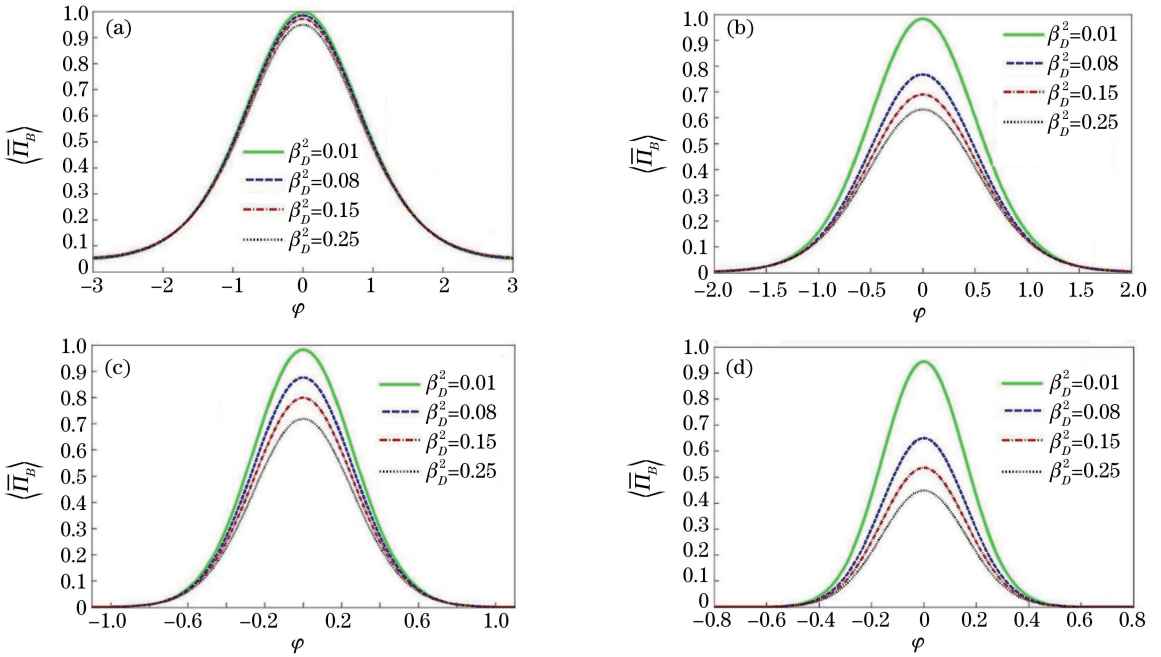


图 3 量子雷达信号波形示意图。(a) $\bar{T}_A = 0.3, N = 5$; (b) $\bar{T}_A = 0.8, N = 5$; (c) $\bar{T}_A = 0.3, N = 50$; (d) $\bar{T}_A = 0.8, N = 50$

Fig. 3 Diagrams of quantum radar signal waveform. (a) $\bar{T}_A = 0.3, N = 5$; (b) $\bar{T}_A = 0.8, N = 5$;

(c) $\bar{T}_A = 0.3, N = 50$; (d) $\bar{T}_A = 0.8, N = 50$

系统的距离分辨率由回波信号 $\langle \bar{\Pi}_B \rangle$ 的半峰全宽 δR_Q 决定，故将 δR_Q 进行绘图分析。由图 4 分析可知，在 $T_B = \bar{T}_A$ 的情况下，系统分辨率始终随脉冲光子数 N 增加而提高，随损耗的增加而下降。相对来说，大气闪烁对相干态量子干涉雷达的分辨率性

能几乎无影响。

分析灵敏度 $\Delta\bar{\varphi}$ 最关心的是 $\Delta\bar{\varphi}$ 的最小值的变化趋势，因此直接绘制 $\Delta\bar{\varphi}_{\min}$ 的变化趋势图。首先直接分析闪烁指数 β_D^2 对 $\Delta\bar{\varphi}_{\min}$ 的影响，当 β_D^2 取 $0 < \beta_D^2 < 0.30$ 时 $\Delta\bar{\varphi}_{\min}$ 的变化如图 5 所示。

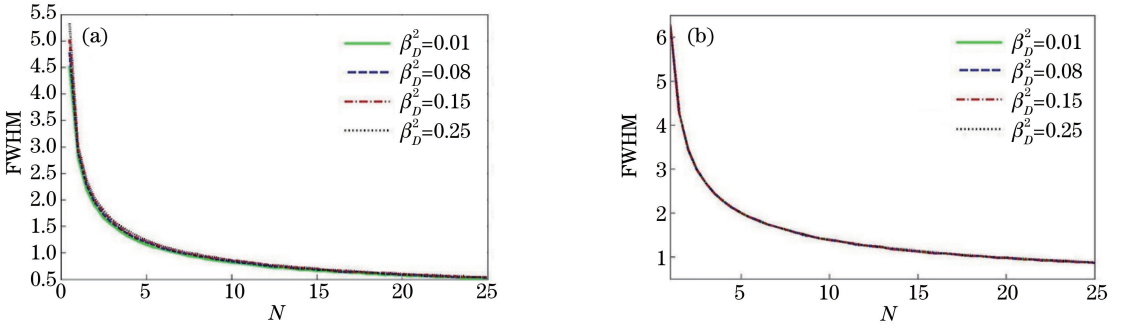


图 4 量子干涉雷达的分辨率示意图。(a) $\bar{T}_A = 0.85$; (b) $\bar{T}_A = 0.30$

Fig. 4 Diagrams of resolution of quantum interferometric radar. (a) $\bar{T}_A = 0.85$; (b) $\bar{T}_A = 0.30$

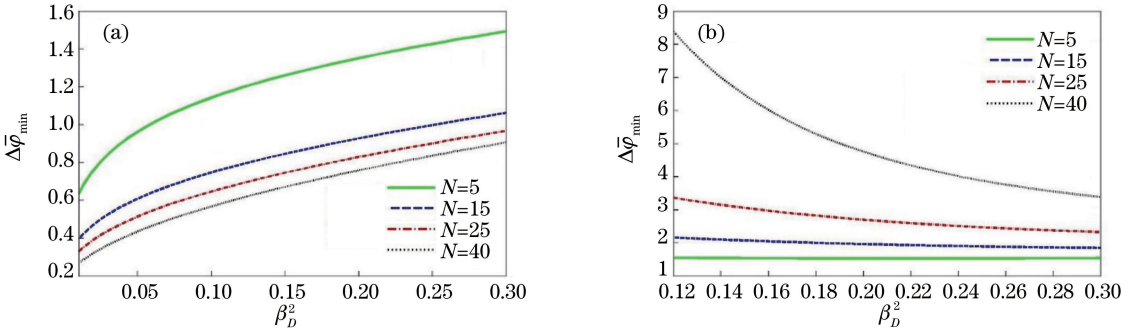


图 5 灵敏度随闪烁指数的变化示意图。(a) $\bar{T}_A = 0.85$; (b) $\bar{T}_A = 0.30$

Fig. 5 Sensitivity changes with scintillation index. (a) $\bar{T}_A = 0.85$; (b) $\bar{T}_A = 0.30$

分析图 5 发现,低损耗情况下 $\Delta\bar{\varphi}_{\min}$ 随闪烁指数的增加而增加,且随脉冲光子数 N 增加而减小,说明低损耗情况下增加脉冲光子数有助于提高系统灵敏度,而大气闪烁效应则显著降低系统灵敏度性能。反之,高损耗情况下, $\Delta\bar{\varphi}_{\min}$ 随 β_D^2 的增加而减小,且随脉冲光子数 N 的增加而增加。对比可知:高损耗情况下大气闪烁效应有助于提高系统灵敏度。文

献[19]中指出与单纯的耗散通道相比,耗散-涨落通道更能保持光场的非经典特性,大气闪烁引起的透射率起伏有助于光场的量子特性,这正是大气闪烁在特定条件下能够提高系统目标探测灵敏度的原因。

为进一步分析脉冲光子数 N 对灵敏度的影响,绘制不同损耗和闪烁情况下 $\Delta\bar{\varphi}_{\min}$ 与 N 的关系图,如图 6 所示。

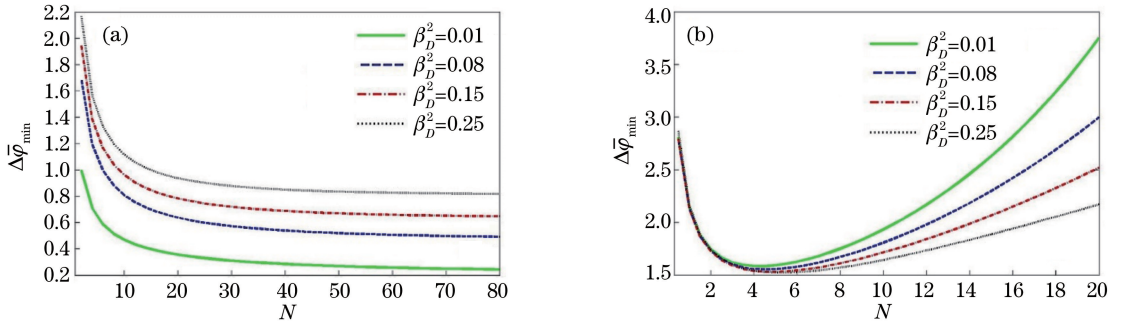


图 6 灵敏度随光子数变化示意图。(a) $\bar{T}_A = 0.85$; (b) $\bar{T}_A = 0.30$

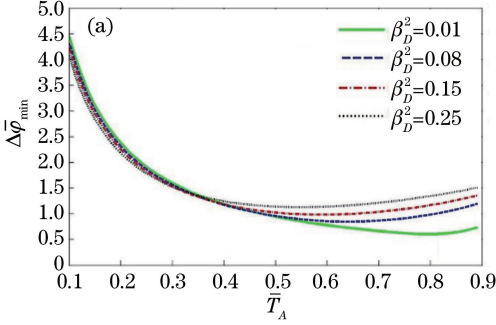
Fig. 6 Sensitivity changes over photon number. (a) $\bar{T}_A = 0.85$; (b) $\bar{T}_A = 0.30$

显然,低损耗情况下 $\Delta\bar{\varphi}_{\min}$ 随 N 增大而减小,且随闪烁指数 β_D^2 增加而增大。高损耗情况则不然, $\Delta\bar{\varphi}_{\min}$ 随 N 增大呈先减小后增大的趋势, N 较小时

闪烁指数对 $\Delta\bar{\varphi}_{\min}$ 影响不大,但当 N 增加到一定程度之后 $\Delta\bar{\varphi}_{\min}$ 随着闪烁指数 β_D^2 增大而减小。上述结果说明发射功率较高即脉冲光子数 N 较大且损

耗较高时,大气闪烁有助于提高系统灵敏度。

继续分析不同脉冲光子数 N 时 $\Delta\bar{\varphi}_{\min}$ 随 \bar{T}_A 变化的趋势,如图 7 所示,实际情况中 \bar{T}_A 的取值范围在 $0.20 \leq \bar{T}_A \leq 0.85$ 。由图 7(a)和(b)可以直接看出,低损耗情况下 $\Delta\bar{\varphi}_{\min}$ 随闪烁指数增大而增大,而高损耗情况下 $\Delta\bar{\varphi}_{\min}$ 随闪烁指数增大而减小,与图 6



得到的结果相符,即高损耗情况下闪烁有利于提高系统灵敏度。进一步分析可得, N 较大时 $\Delta\bar{\varphi}_{\min}$ 随 \bar{T}_A 单调减小,而 N 较小时 $\Delta\bar{\varphi}_{\min}$ 随 \bar{T}_A 的增加先减后增,说明低脉冲光子数条件下高大气透过率不一定有利于提高量子干涉雷达灵敏度。同时由图 7(a)可以发现, N 较小时在高损耗情况下, $\Delta\bar{\varphi}_{\min}$ 仍然随着闪烁指数 β_D^2 增大而减小。

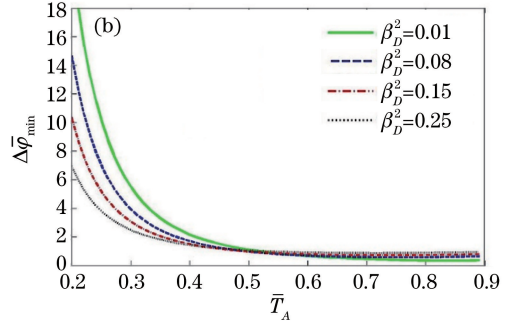


图 7 灵敏度随平均大气透过率变化示意图。(a) $N=5$; (b) $N=25$

Fig. 7 Sensitivity changes over average atmospheric transmittance. (a) $N=5$; (b) $N=25$

为了进一步研究闪烁对灵敏度影响的临界条件,绘制系统在高低起伏条件下灵敏度之差,即 $\Delta\bar{\varphi}_{\min} |_{\beta_D^2=0.3} - \Delta\bar{\varphi}_{\min} |_{\beta_D^2=0.1}$ 与平均透过率 \bar{T}_A 的关系图,如图 8 所示。

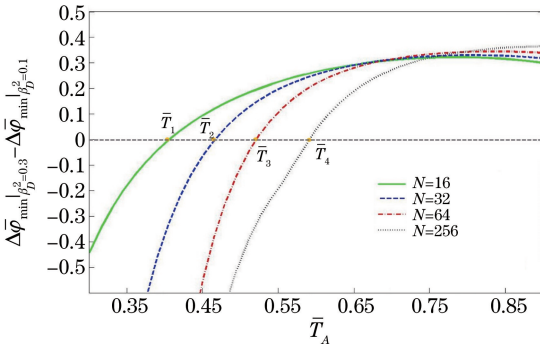


图 8 不同起伏条件下灵敏度差与平均透过率的关系
Fig. 8 Relationship between sensitivity difference and average transmittance under different fluctuation conditions

在图 8 中曲线与横坐标相交点 \bar{T}'_A 即为临界点,临界点 \bar{T}'_A 的物理意义为: $\bar{T}_A < \bar{T}'_A$ 时,系统灵敏度 $\Delta\bar{\varphi}_{\min}$ 随闪烁指数 β_D^2 的增大而减小,即大气闪烁会降低系统灵敏度; $\bar{T}_A > \bar{T}'_A$ 时,则系统灵敏度 $\Delta\bar{\varphi}_{\min}$ 随闪烁指数 β_D^2 的增大而提高,即大气闪烁会显著提高系统灵敏度。显然临界点 \bar{T}'_A 并非为固定值,而是随脉冲光子数 N 的增大而增大。

对相干态量子干涉雷达分辨率几乎无影响,通过调节脉冲功率即可提高分辨率。在一定条件下,大气闪烁效应有助于提高系统的灵敏度;低损耗情况下,闪烁指数增大会导致系统灵敏度降低,而高损耗条件下大气闪烁反而有利于系统灵敏度性能的提高,并且增加脉冲光子数会使灵敏度变差。量子干涉雷达在工作过程中可根据灵敏度、分辨率等需求,选择适当的波长、束腰半径、发射功率、接收口径,进而间接调节 β_D^2 、 \bar{T}_A 、 N 等参数从而获得较高的分辨率和灵敏度性能。其他参数 λ 、 ω_0 、 C_n^2 、 L 、 D 等对分辨率和灵敏度的影响主要通过其对 β_D^2 、 \bar{T}_A 的影响实现,而 $\bar{T}_A(\lambda, \omega_0, L, D)$ 、 $\beta_D^2(\lambda, C_n^2, L, D)$ 的表达式已由 (12) 式和 (15) 式给出,因此这里就不再逐项赘述 λ 、 ω_0 、 C_n^2 、 L 、 D 等参数对纠缠相干态量子干涉雷达的影响。

5 结 论

介绍了量子干涉雷达的发展历程、基本原理,并对目前量子干涉雷达的大气环境影响机理研究进行总结,分析了已有研究的不足之处;基于 MZI 模型详细分析了相干态量子干涉雷达的探测原理与探测性能。随后将大气闪烁效应视作耗散-涨落通道进行处理,并从经典湍流统计出发推导出大气透射率的 PDTC 函数 $P(T)$,就大气闪烁对相干态量子干涉雷达分辨率、灵敏度的影响展开了深入研究。

研究显示,大气损耗引起相干态量子干涉雷达

通过以上的研究可以得到以下结论:大气闪烁

分辨率的下降,但大气闪烁对其分辨率的影响较小,通过增强平均光子数即可提高系统分辨率;大气闪烁效应对量子干涉雷达的灵敏度影响较大:低损耗情况下,系统最优灵敏度随闪烁指数的增加而下降;高损耗情况下则相反,对任意脉冲光子数系统最优灵敏度均随闪烁指数的增加而提高。这表明在一定条件下大气闪烁能有效提高量子干涉雷达目标探测性能。

参 考 文 献

- [1] Xiao H T, Liu K, Fan H Q. Overview of quantum radar and target detection performance[J]. Journal of National University of Defense Technology, 2014, 36(6): 140-145.
肖怀铁, 刘康, 范红旗. 量子雷达及其目标探测性能综述[J]. 国防科技大学学报, 2014, 36(6): 140-145.
- [2] Jiang T, Sun J. The principle and development of quantum radar detection target[J]. Journal of China Academy of Electronics and Information Technology, 2014, 9(1): 10-16.
江涛, 孙俊. 量子雷达探测目标的基本原理与进展[J]. 中国电子科学研究院学报, 2014, 9(1): 10-16.
- [3] Xu S L, Hu Y H, Zhao N X, *et al.* Impact of metal target's atom lattice structure on its quantum radar cross-section [J]. Acta Physica Sinica, 2015, 64(15): 154203.
徐世龙, 胡以华, 赵楠翔, 等. 金属目标原子晶格结构对其量子雷达散射截面的影响[J]. 物理学报, 2015, 64(15): 154203.
- [4] Bakut P A. The potential applicability of radar in the presence of quantum and thermal fluctuations of the field(point source detection using signals propagating in quantum field, in terms of correlation functions of thermal field fluctuations)[J]. Radio Engineering and Electronic Physics, 1967, 12: 1-9.
- [5] Jehle R E, Hudson D F. Impulse transmitter and quantum detection radar system: US5095312 [P]. 1992-03-10.
- [6] Kumar P, Grigoryan V, Vasilyev M. Noise-free amplification: towards quantum laser radar[C]//14th Coherent Laser Radar Conference, Snowmass, Colorado, 2007: 9-13.
- [7] Wasilousky P A, Smith K H, Glasser R, *et al.* Quantum enhancement of a coherent radar receiver using phase-sensitive amplification [J]. Proceedings of SPIE, 2011, 8163: 816305.
- [8] Wang S, Ren Y C, Rao R Z, *et al.* Influence of atmosphere attenuation on quantum interferometric radar [J]. Acta Physica Sinica, 2017, 66(15): 150301.
王书, 任益充, 饶瑞中, 等. 大气损耗对量子干涉雷达的影响机理 [J]. 物理学报, 2017, 66(15): 150301.
- [9] Distanto E, Ježek M, Andersen U L. Deterministic superresolution with coherent states at the shot noise limit[J]. Physical Review Letters, 2013, 111(3): 033603.
- [10] Tatarskii V I. The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation[J/OL]. Jerusalem: Israel Program for Scientific Translations, 1971 [2018-02-10]. <http://adsabs.harvard.edu/full/1971etaw.book.....T>.
- [11] Fante R L. Electromagnetic beam propagation in turbulent media[J]. Proceedings of the IEEE, 1975, 63(12): 1669-1692.
- [12] Fante R L. Electromagnetic beam propagation in turbulent media: an update[J]. Proceedings of the IEEE, 1980, 68(11): 1424-1443.
- [13] Rao R Z. Light propagation in the turbulent atmosphere [M]. Hefei: Anhui Science and Technology Publishing Press, 2005: 180-202.
饶瑞中. 光在湍流大气中的传播[M]. 合肥: 安徽科学技术出版社, 2005: 180-202.
- [14] Shapiro J H. Near-field turbulence effects on quantum-key distribution [J]. Physical Review A, 2003, 67(2): 022309.
- [15] Tang F, Zhu B. Scintillation discriminator improves free-space quantum key distribution [J]. Chinese Optics Letters, 2013, 11(9): 090101.
- [16] Semenov A A, Vogel W. Quantum light in the turbulent atmosphere [J]. Physical Review A, 2009, 80(2): 021802.
- [17] Vasilyev D Y, Semenov A A, Vogel W. Toward global quantum communication: beam wandering preserves nonclassicality [J]. Physical Review Letters, 2012, 108(22): 220501.
- [18] Rao R Z. Modern atmospheric optics [M]. Beijing: Science Press, 2012: 433-442.
饶瑞中. 现代大气光学 [J]. 北京: 科学出版社, 2012: 433-442.
- [19] Vasilyev D Y, Semenov A A, Vogel W. Toward global quantum communication: beam wandering preserves nonclassicality [J]. Physical Review Letters, 2012, 108(22): 220501.