

曲面目标量子雷达散射截面分析

陈 坤¹ 陈树新¹ 吴德伟¹ 王 希¹ 史 密^{1,2}

¹空军工程大学信息与导航学院, 陕西 西安 710077

²95980 部队, 湖南 襄阳 441000

摘要 为研究曲面目标的量子雷达散射截面(QRCS)特性,以圆柱曲面为数学模型,并根据光子与镜面物质相互作用的量子描述,分别引入单光子和双光子的概率波函数。基于经典雷达散射截面(CRCS)定义式,分别推导了单光子和双光子的 QRCS 解析式,并对多光子的 QRCS 定义进行了扩展和推导。对 QRCS 和 CRCS 截然不同的物理本质及其相互关系进行了分析。仿真结果表明,双光子 QRCS 在不同入射角度下形成的波形在毫米波段出现畸变,因此单光子 QRCS 具有更好的性能;与 CRCS 相比,QRCS 的主旁瓣比更高。

关键词 量子光学; 量子雷达; 雷达散射截面; 光子波函数; 毫米波段; 主旁瓣比

中图分类号 O431.2; TN958.98; V249.32+7 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201636.1227002

Analysis of Quantum Radar Cross Section of Curved Surface Target

Chen Kun¹ Chen Shuxin¹ Wu Dewei¹ Wang Xi¹ Shi Mi^{1,2}

¹Information and Navigation College, Air Force Engineering University, Xi'an, Shaanxi 710077, China

²95980 Troop, Xiangyang, Hunan 441000, China

Abstract To study the property of quantum radar cross section (QRCS) of curved surface target, the probability wave functions of single-photon and two-photon are introduced according to the quantum description of interaction between photon and mirror matter, and the cylinder surface is used as the simulation model. The QRCS analytical expressions of single-photon and two-photon are deduced on the basis of the definition of classical radar cross section (CRCS), and the QRCS definition of multiple photons is extended and derived. The different physical natures and mutual relationships between QRCS and CRCS are also analyzed. Simulation results show that the two-photon QRCS is aberrant in millimeter wave band under different incident angles, and the single-photon QRCS has better performance. Compared with CRCS, QRCS has higher main-to-sidelobe ratio.

Key words quantum optics; quantum radar; radar cross section; photon wave function; millimeter wave band; main-to-sidelobe ratio

OCIS codes 270.5570; 290.5825

1 引 言

雷达被广泛应用于目标探测、目标跟踪以及成像等领域^[1]。随着对目标参数精度要求的提高,量子雷达(即利用量子效应实现目标无线探测和接收的量子传感技术)受到研究者们越来越广泛的关注^[2-6]。量子雷达是一种全新的、基于量子效应的目标探测技术。目前,量子雷达主要通过量子照明技术^[7-10]和干涉式测量^[11]两种方式实现目标的探测和参数获取。量子照明技术可提高系统的探测性能和抗噪能力,理论上系统的探测性能会随着量子比特的增加呈指数增长;干涉式测量可使参数精度突破标准量子极限,甚至达到海森堡理论极限。这些分析都基于理想的目标反射,实际上,目标具有复杂的几何特征,因此入射光的反射条纹也是错综复杂的。Lanzagorta^[12]定义了量子雷达散射截面(QRCS),以表征目标相对量子雷达系统的可见

收稿日期: 2016-05-10; **收到修改稿日期:** 2016-07-26

基金项目: 国家自然科学基金(61573372)

作者简介: 陈 坤(1989—),男,博士研究生,主要从事量子导航定位技术方面的研究。E-mail: kunchen365@sina.com

导师简介: 陈树新(1966—),男,博士,教授,博士生导师,主要从事通信导航、目标跟踪、量子导航定位技术方面的研究。

E-mail: chenshuxin68@163.com(通信联系人)

性,并对矩形目标进行了深入分析。Liu 等^[13-14]建立了量子雷达方程,并对圆柱和劈尖两种典型反射目标的单光子入射波的 QRCS 进行仿真;徐世龙等^[15]研究了金属目标原子晶格结构对单光子入射波 QRCS 的影响,未对双光子和多光子的 QRCS 进行研究。单曲面作为一种重要的目标模型,可用于研究小到生物细胞、大到飞行器 and 导弹等的曲面目标,但单曲面 QRCS 特性并未受到关注,因此研究单曲面 QRCS 特性具有重要意义。

使用圆柱曲面数学模型表征单曲面,对单曲面在单光子入射波、双光子入射波以及多光子入射波的 QRCS 数学表达式和物理特性进行了推导和分析。为了与经典电磁波作比较,利用物理光学(PO)法计算得到经典雷达散射截面(CRCS)的解析式,并分析了 CRCS 形成的物理原因;根据光子与镜面物质的相互作用,引入单光子和双光子波函数。由于多光子波函数过于复杂,不利于理论分析,因此从粒子性角度出发,设计了一种简易的计算方式,并进行仿真分析。

2 物理光学法

在微波和光学频段,PO 法可取得较好的预估效果^[16]。基于电磁感应原理,认为散射场是由目标表面电流引起的,因此 PO 法可克服目标为单曲表面时出现的无限大问题。PO 法假设目标被遮挡的一侧电流为零,被照射部分产生的电流 $\mathbf{J} = 2\mathbf{n} \times \mathbf{H}_i$, 其中 \mathbf{n} 为外表面单位法向量, \mathbf{H}_i 为入射磁场。散射场由 Stratton-Chu 积分给定,通过增加阴影边界的线积分,得到散射场电场强度的物理光学表达式为

$$E_s = \frac{-j2kE_0}{4\pi R} \exp(jkR) \int_S \mathbf{s} \times [\mathbf{s} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{h}_i)] \exp[jk\mathbf{r}(\mathbf{i} - \mathbf{s})] dS, \quad (1)$$

式中 k 为波数, E_0 为入射电场强度, R 为接收机与目标的距离, \mathbf{s} 为散射方向的单位矢量, \mathbf{i} 为电磁场入射方向的单位矢量, \mathbf{h}_i 为入射磁场的极化方向单位矢量, \mathbf{r} 为表面单元面积 dS 的位置矢量, dS 为物体被照明部分的积分表面。

图 1 为圆柱曲面目标模型, a_r 为圆柱半径, l 为圆柱高度。位置矢量 $\mathbf{r} = z\mathbf{z} + r\mathbf{n}$, 其中 \mathbf{z} 为沿圆柱轴线的单位矢量。

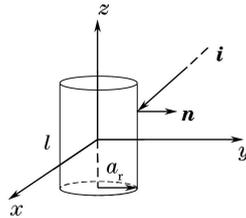


图 1 圆柱曲面目标模型示意图

Fig. 1 Diagram of cylinder surface target model

CRCS 平方根的物理光学表达式为

$$\sqrt{\sigma} = -jk\pi^{-1/2} \int_S \mathbf{n} \cdot (\mathbf{e}_r \times \mathbf{h}_i) \exp[jk\mathbf{r}(\mathbf{i} - \mathbf{s})] dS, \quad (2)$$

式中 \mathbf{e}_r 为接收装置电极化方向的单位矢量,入射方向和圆柱轴线构成的平面对应 $\varphi = 0$, $\mathbf{n} = x\cos\varphi + y\sin\varphi$, 其中 x, y 为单位矢量。对于单基地雷达, $\mathbf{i} = -\mathbf{s}$, 圆柱曲面的 CRCS 平方根可表示为

$$\begin{aligned} \sqrt{\sigma} = & -j \frac{ka_r}{\sqrt{\pi}} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \mathbf{n} \cdot (\mathbf{e}_r \times \mathbf{h}_i) \exp(j2ka_r n_i) d\varphi \int_{-l/2}^{l/2} \exp(j2kz\mathbf{z}\mathbf{i}) dz = \\ & -j\sqrt{ka_r n_0 \mathbf{i}} \frac{\sin(kl\mathbf{z}\mathbf{i})}{kl\mathbf{z}\mathbf{i}} \exp(j2ka_r n_0 \mathbf{i}) \exp\left(-j\frac{\pi}{4}\right), \end{aligned} \quad (3)$$

式中 \mathbf{n}_0 为镜面反射点的外法线单位矢量。取(3)式振幅的平方,得到单基地雷达圆柱曲面的 CRCS 为

$$\sigma = ka_r l^2 \left| \cos\theta \frac{\sin(kl\sin\theta)}{kl\sin\theta} \right|, \quad (4)$$

式中 θ 为法线 \mathbf{n}_0 与入射方向 \mathbf{i} 之间的夹角。

3 圆柱曲面 QRCS

3.1 单光子 QRCS

量子雷达发射的光子脉冲遇到目标后被反射回接收机,通过检测和处理返回信号,实现目标探测和参数估计。光子脉冲与目标的镜面反射过程可由量子电动力学理论描述为光子-原子的散射过程。光子被 N 个原子散射后,在检测点测得的光子强度为

$$\langle I_s(r_s=r_d) \rangle = \left| \sum_{i=1}^N \phi_i(\Delta R, t) \right|^2 / N, \quad (5)$$

式中 $\phi_i(\Delta R, t)$ 为光子的波动方程,可表示为

$$\phi_i(\Delta R, t) = K \frac{\sin \eta}{\Delta r_{id}} \Theta(t - \Delta R_i/c) \exp[-(i\omega + \Gamma/2)(t - \Delta R_i/c)], \quad (6)$$

式中 Γ 为原子衰减速率, $\Gamma = \frac{1}{4\pi\kappa_0} \frac{4\omega^3}{3\hbar c^3} |\hat{\mu}|_{ab}^2$, 其中 ω 为入射光子的频率, \hbar 为归一化普朗克常量, c 为光速,

$|\hat{\mu}|_{ab}^2$ 为原子态 a 和 b 之间的原子电偶极矩的跃迁幅度, κ_0 为真空介电常数; $K = -\frac{\omega^2}{4\pi\kappa_0 c^2} \frac{|\hat{\mu}|_{ab}}{\Delta r_{id}}$; η 为原子 μ 的点偶极矩角度; Δr_{id} 为第 i 个原子到检测点之间的距离, $\Delta r_{id} = |r_i - r_d|$; ΔR_i 为第 i 个原子从发射机发射经目标反射后到接收机经过的路程; $\Theta(t - \Delta R_i/c)$ 为阶跃函数,此方程在时刻 $t - \Delta R_i/c$ 后有效。对于单基地雷达,由于光子从发射机发射到目标经过的路程与光子在目标处反射后到达接收机经过的路程相等,因此可得

$$\Delta R_i = 2|r_i - r_d|. \quad (7)$$

忽略衍射和吸收效应,根据能量守恒定理,入射的光子束会被目标散射在球形的封闭空间内,在球形空间中测得的所有散射能量近似等于入射能量。量子雷达的 CRCS 可表示为^[13]

$$\sigma_Q = 4\pi A_{\perp}(\theta, \varphi) \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{\langle I_s(r_s=r_d) \rangle}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \langle I_s(r_s=r_d) \rangle \sin \theta d\theta d\phi}, \quad (8)$$

式中 $A_{\perp}(\theta, \varphi)$ 为目标的正交投影面积,即目标在垂直于入射电磁波的平面上产生的阴影面积,通常情况下该面积为入射角 θ 和 φ 的函数。圆球型目标关于 θ 和 φ 对称,其投影区域为一个与球同半径的圆,面积与 θ 和 φ 无关。圆柱体目标关于 φ 对称,其投影面积仅为 θ 的函数。若目标不关于 θ 和 φ 对称,其投影面积为 θ 和 φ 的函数。对圆柱体而言,以入射电磁波方向作为 z 轴,投影区域的中轴线作为 x 轴, y 轴满足右手螺旋法则,在 xy 平面的投影区域(图 2), θ 为 \mathbf{n}_0 与入射线 \mathbf{i} 之间的夹角,则目标的正交投影面积为

$$A_{\perp}(\theta, \varphi) = 2a_l \cos \theta. \quad (9)$$

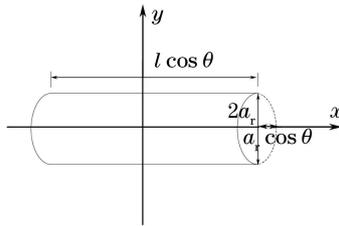


图 2 目标的正交投影区域

Fig. 2 Orthogonal projection area of the target

联立(5)~(9)式,得到圆柱曲面的量子雷达散射截面积为

$$\sigma_Q = 8\pi a_l \cos \theta \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{\left| \sum_{i=1}^N \exp(i\omega R_i/c) \right|^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \left| \sum_{i=1}^N \exp[i\omega R'_i(\theta', \phi)/c] \right|^2 \sin \theta' d\theta' d\phi}, \quad (10)$$

式中 R_i 为第 i 个原子到检测点的距离; $\Gamma \approx 0$; $R'_i(\theta', \phi)$ 为第 i 个原子到对应角度为 (θ', ϕ) 、半径为 R 的球面上点的距离, $R'_i(\theta', \phi)$ 也取决于原子位置。

3.2 双光子 QRCS

上述内容讨论了单光子入射波的雷达散射截面效应,除单光子外,双光子入射波也是一种重要的量子资源,如被广泛研究的压缩真空态和偶相干态,它们都只含偶数个光子,且只能探测到偶数个光子的非经典量子态。实验中,利用参量下转换技术可在光学频段产生 $N=2$ 的 N00N 态,该状态可达到海森堡理论极限。因此,需进一步讨论双光子入射波的雷达散射截面效应。

与单光子类似,首先推导检测点处的平均测量强度 $\langle I_s(r_s=r_d) \rangle$ 。关于双光子波函数 $\psi(\Delta R_1, t_1; \Delta R_2, t_2)$ 的表达式为^[17]

$$|\psi(\Delta R_1, t_1; \Delta R_2, t_2)|^2 \equiv |\langle 0 | \hat{E}^+(\Delta R_1, t_1) \hat{E}^+(\Delta R_2, t_2) | \psi \rangle|^2, \quad (11)$$

式中 ΔR_1 和 ΔR_2 分别为第 1 个光子、第 2 个光子到检测点的距离, t_1 和 t_2 分别为第 1 个光子、第 2 个光子的传播时间, $\hat{E}^+(\Delta R_1, t_1)$ 和 $\hat{E}^+(\Delta R_2, t_2)$ 为正频电场量子化的湮灭算符。图 3(a) 为双能级原子衰减发射单光子的示意图。双纠缠光子可由三能级原子衰减发射,如图 3(b) 所示,此时光子 γ 和 ϕ 的发射频率和时间是相关的,双光子波函数可表示为

$$\begin{aligned} \psi(\Delta R_1, t_1; \Delta R_2, t_2) = & K' \frac{\sin \eta_1}{\Delta R_1} \frac{\sin \eta_2}{\Delta R_2} \Theta(t_1 - \Delta R_1/c) \exp[-(i\omega_{ac} + \Gamma_a/2)(t_1 - \Delta R_1/c)] \times \\ & \Theta[(t_2 - \Delta R_2/c) - (t_1 - \Delta R_1/c)] \exp\{- (i\omega_{bc} + \Gamma_b/2)[(t_2 - \Delta R_2/c) - (t_1 - \Delta R_1/c)]\} + (1 \leftrightarrow 2), \end{aligned} \quad (12)$$

式中 K' 为常数项, η_1 和 η_2 分别为原子两电偶极矩的角度, Γ_a 和 Γ_b 分别为原子从能级 a 到能级 b 和从能级 b 到能级 c 的衰减速率, ω_{ac} 、 ω_{bc} 、 ω_{ab} 分别为 ac 能级、bc 能级和 ab 能级之间发射的光子的频率, $(1 \leftrightarrow 2)$ 表示将其加号前所有公式下标 1 和 2 互换。双光子经过 N 个原子散射后的平均测量强度为

$$\langle I_s(r_s=r_d) \rangle = \frac{1}{N} \left| \sum_{m=1}^N \sum_{n=m+1}^N \psi(\Delta R_{1m}, t_{1m}; \Delta R_{2n}, t_{2n}) \right|^2, \quad (13)$$

式中 ΔR_{1m} 和 ΔR_{2n} 分别为第 1 个光子到第 m 个原子和第 2 个光子到第 n 个原子的距离, t_{1m} 和 t_{2n} 分别为传播距离 ΔR_{1m} 和 ΔR_{2n} 对应的传播时间参数。两个光子波函数的干涉图形为光子与所有原子的可能组合。该过程并不能确定具体是哪一个原子散射了哪一个光子,这种不确定性导致了干涉的产生,成为产生后向散射回波旁瓣的根本原因。

结合(8)、(13)式,得到双光子 QRCS 的表达式为

$$\begin{aligned} \sigma_{Q,two} \approx & 4\pi A_{\perp}(\theta, \varphi) \times \\ & \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{\left| \sum_{m=1}^N \sum_{n=m+1}^N \frac{1}{\Delta R_{1m} \Delta R_{2n}} \left\{ \exp\left[-i\omega\left(t_1 - \frac{\Delta R_{1m}}{c}\right)\right] + \exp\left[-i\omega\left(t_2 - \frac{\Delta R_{2n}}{c}\right)\right] \right\} \right|^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \left| \sum_{m=1}^N \sum_{n=m+1}^N \frac{1}{\Delta R_{1m} \Delta R_{2n}} \left\{ \exp\left[-i\omega\left(t_1 - \frac{\Delta R_{1m}}{c}\right)\right] + \exp\left[-i\omega\left(t_2 - \frac{\Delta R_{2n}}{c}\right)\right] \right\} \right|^2 \sin \theta d\theta d\phi} = \\ & 4\pi A_{\perp}(\theta, \varphi) \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{\left| \sum_{m=1}^N \sum_{n=m+1}^N \exp(i\omega \Delta R_{1m}/c) + \exp(i\omega \Delta R_{2n}/c) \right|^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \left| \sum_{m=1}^N \sum_{n=m+1}^N \exp(i\omega \Delta R_{1m}/c) + \exp(i\omega \Delta R_{2n}/c) \right|^2 \sin \theta d\theta d\phi}, \end{aligned} \quad (14)$$

式中 $\Delta R_{1m} \approx \Delta R_{2n} \approx R, \forall m, n$ 。对波函数 $\psi(\Delta R_{1m}, t_{1m}; \Delta R_{2n}, t_{2n})$ 作如下近似假设: $\omega_{ab} \approx \omega_{bc} \approx \frac{1}{2} \omega_{ac}$,

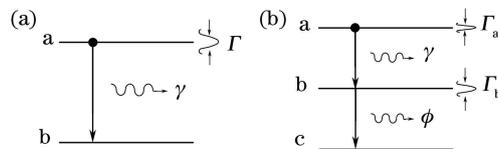


图 3 (a) 双能级原子衰减发射一个光子 γ ; (b) 三能级原子衰减发射 γ 和 ϕ 两个光子

Fig. 3 (a) Two-level atom undergoes decay and emits single photon γ ; (b) three-level atom undergoes decay and emits two photons γ and ϕ

$\Gamma_b \ll \Gamma_a \approx 0, t_1 \approx t_2$ 。值得注意的是,当 $\Gamma_b \ll \Gamma_a$ 时,双光子波函数的解析式可由(12)式简化为双光子二重波动方程:

$$\psi(\Delta R_1, t_1; \Delta R_2, t_2) = \psi_{\gamma_1}(\Delta R_1, t_1) \psi_{\gamma_2}(\Delta R_2, t_2) + \psi_{\gamma_2}(\Delta R_1, t_1) \psi_{\gamma_1}(\Delta R_2, t_2), \quad (15)$$

式中 ψ_{γ_1} 和 ψ_{γ_2} 分别为光子 γ_1 和光子 γ_2 的波函数,如(6)式所示。令 $\omega_{ab} \approx \omega_{bc} \approx \frac{1}{2}\omega_{ac}$ 且 $\Gamma_b \ll \Gamma_a \approx 0$,由(15)式的波函数也可得到(14)式双光子 QRCS 的解析表达式。

3.3 多光子 QRCS

单光子和双光子光束经过目标散射后,以一定概率在各方向上传播,接收机将以一定概率在探测点接收。需要强调的是,单光子和双光子计算得到的目标 QRCS 反映光子在某探测点被探测到的相对概率大小。此外,由于光场间的相互影响,单光子和双光子的 QRCS 并不相同。随着光子数的增加,QRCS 发生改变,当光子数 $N \rightarrow \infty$ 时,呈现经典效应。经典电磁波的雷达散射截面(RCS)旁瓣由表面电流的不连续形成,可准确探测回波,而单光子和双光子的 QRCS 表征可探测到光子的相对概率大小。

对于多光子脉冲, σ_Q 的定义与上述定义相同, N 个目标原子和 n_γ 个光子的波函数 $\langle I_s(r_s = r_d) \rangle$ 可表示为

$$\langle I_s(r_s = r_d) \rangle = \left| \epsilon_{a_1 a_2 \dots a_{n_\gamma}} \prod_{m=1}^{n_\gamma} \psi_{n_\gamma}^{(a_j)} \right|^2 \binom{N}{n_\gamma}, \quad (16)$$

式中 $a_j = 1, 2, \dots, N, \epsilon_{a_1 a_2 \dots a_{n_\gamma}}$ 为 Levi-Civita 完全反对称符号。原则上,利用(16)式可计算任意多个光子的 σ_Q , (16)式中的二项式组合使得多光子的 QRCS 计算随光子数 n_γ 的增加呈指数增长。对于 $n_\gamma + 1$ 个光子, σ_Q 的运算次数为

$$\binom{N}{n_\gamma + 1} = \frac{N!}{(n_\gamma + 1)! (N - n_\gamma - 1)!} = \frac{N!}{n_\gamma! (N - n_\gamma)!} \frac{N - n_\gamma}{n_\gamma + 1} = \binom{N}{n_\gamma} \frac{N - n_\gamma}{n_\gamma + 1}. \quad (17)$$

不失一般性,假设 $N \gg n_\gamma$, 可得

$$\frac{N - n_\gamma}{n_\gamma + 1} \approx \frac{N}{n_\gamma}. \quad (18)$$

由(18)式可知,每增加一个光子,运算量增加 N/n_γ 。对于 n_γ 个光子,运算量近似为 $(N/n_\gamma)^{n_\gamma}$ 。随着 n_γ 的增加,代码的复杂度和庞大的计算量使得该方法对 QRCS 的计算变得越来越困难,甚至不适用。当 n_γ 较大时,可由经典的 RCS 定义式求得 n_γ 个相干光子的 QRCS。经典 RCS 的定义式为

$$\sigma = 4\pi \lim_{R \rightarrow \infty} R^2 |E_s/E_{in}|^2, \quad (19)$$

式中 E_{in} 为入射光波的电场强度, E_s 为目标散射光波在探测点处的电场强度, R 为探测点与目标的距离。为了反映目标对光场的远场散射特性,对(19)式中的 R 取极限。由于光通量密度与光场电场强度振幅模的平方成正比,在某一特定区域中,光子数与光通量密度成正比,即 $n \propto |E|^2$, 因此多光子 QRCS 可表示为

$$\sigma_{Q,m} = 4\pi R^2 (n_s/n_{in}), \quad (20)$$

式中 n_{in} 为入射光子数, n_s 为观测点处的光子数。根据光场的粒子特性,可得到一种 QRCS 的计算方法。根据上述定义,若圆柱曲面有效照射面积为 A_\perp , 则照射到目标上的光子数 $n_{s1} = A_\perp n_{in}$ 。设目标的反射比为 ρ , 则反射光子数为

$$n_{r1} = \rho A_\perp n_{in}. \quad (21)$$

通常镜面反射目标的散射波主要集中在角度 Ω_s 范围内,其他范围的散射波很少,可以忽略。在观测点处探测到的光子数可表示为

$$n_{s2} = \frac{n_{r1} \rho A_\perp n_i}{\Omega_s R^2} = \frac{\rho A_\perp n_{in}}{\Omega_s R^2}, \quad (22)$$

式中 Ω_s 为一个立体角,换算成平面角约为 $\pi\theta^2/4$ 。从光的粒子性角度出发,得到 QRCS 的最终表达式为

$$\sigma_{Q,m} = 16\rho\pi/\theta^2. \quad (23)$$

(23)式简化了多光子 QRCS 的计算量,且与经典激光 RCS 计算相同。使用(23)式计算 QRCS 时,需要对目标的后向反射比和散射角进行实际测量,不能直接通过仿真验证。光子数越多,光脉冲特性越接近经典现象,因此该方法适用于光子数较多的情况。今后的研究将对(23)式进行实测数据验证,研究光子数对

QRCS 性能的影响。下面主要对单光子和双光子的圆柱曲面 QRCS 进行仿真分析,研究圆柱曲面 QRCS 的性能。

4 圆柱曲面的 QRCS 实验仿真

4.1 不同入射角度的 CRCS 和 QRCS

针对上述理论分析,利用 Matlab 软件开发圆柱曲面的 QRCS 程序并进行数值仿真验证。仿真条件为:波长 $\lambda=0.03$ m,圆柱曲面半径 $a_r=\lambda$,圆柱高度 $l=6\lambda$,原子间隔 $\delta=4\times 10^{-2}\lambda$,目标与探测器之间的距离 $R=10^4\lambda$ 。对利用经典电磁波 PO 法计算的 CRCS 以及单光子入射波和双光子入射波的 QRCS 进行仿真,如图 4 所示。可以看出,QRCS 和 CRCS 具有相同波形,均由主瓣和旁瓣构成。主瓣峰值、第一旁瓣峰值和主旁瓣峰值比如表 1 所示。分析可得,单光子和双光子的主瓣峰值以及主旁瓣峰值比均比经典入射波大,表明在单光子或双光子入射波的量子雷达系统中,目标在入射角为 0° 方向上能量更高更集中,受旁瓣的影响更小。值得注意的是,该现象并不能证明量子雷达具有更好的探测性能,因为它们形成的物理原理不同,CRCS 是由经典电磁场在目标表面产生的电流不连续引起的,在各个方向上可精确探测信号回波;QRCS 为光子在各个方向上被探测到的概率。换句话说,即使 QRCS 在 0° 方向上的峰值高于 CRCS 的两倍,在入射角为 0° 方向依然可能探测不到任何光子;经典雷达在该方向上可准确探测信号,只是信号强弱不同。

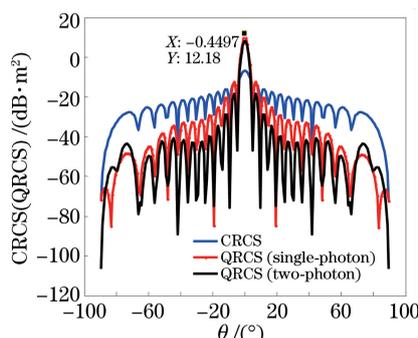


图 4 不同入射角度的 CRCS 和 QRCS 对比

Fig. 4 Comparison between CRCS and QRCS under different incident angles

单光子的主瓣峰值大于双光子的主瓣峰值,这是因为在双光子光场中对任一光子进行探测都会影响到另外一个光子。随着光子数的增多,QRCS 将逐渐与经典效应形成的 RCS 趋于一致。QRCS 为量子力学中的一种干涉效应,由量子回波的干涉形成,更确切地说,QRCS 是由光量子的不确定性形成的干涉。QRCS 反映光子在回波方向的相对概率大小,因为光子波函数本身表示光子在 (r, t) 的概率幅,而非经典意义上的信号强度幅度。只有当光子数增加到一定值且回波表现为经典效应时,才表现为与经典电磁场回波效应相同的强度幅度形式。事实上,该现象可以理解为当光子数变多,回波光子以一定概率在任意反射角度反射,使得在任何方向均可接收到光子,检测到的光子数与该方向的散射概率成正比。由于光子数足够多,在任意方向上检测到的回波信号均呈经典效应。

表 1 主瓣和旁瓣峰值 ($\lambda=0.03$)

Table 1 Peak values of main-lobe and side-lobe ($\lambda=0.03$)

Detected parameter	Peak value of main-lobe /dB	Peak value of the first side-lobe /dB	Main-to-sidelobe ratio /dB
QRCS of single-photon	12.180	-12.480	24.660
QRCS of two-photon	8.111	-18.440	26.551
CRCS	6.976	-13.580	20.556

4.2 不同原子间隔的 QRCS

在原有仿真条件($\lambda=0.03$ m, $a_r=\lambda$, $l=6\lambda$, $R=10^4\lambda$)的基础上,当原子间隔 δ 分别为 $4\times 10^{-2}\lambda$ 、 $4\times 10^{-4}\lambda$ 、 $4\times 10^{-6}\lambda$ 、 $4\times 10^{-8}\lambda$ 时,单光子 QRCS 的仿真结果如图 5 所示。可以发现,不同原子间隔的 QRCS 幅度基本相同,仅在大入射角情况下稍有变化,且所有情况保持相同的周期结构,此现象与文献[12]

中探讨不同原子间隔对 QRCS 影响的情况类似。QRCS 的周期结构取决于散射波干涉条纹的周期性,如(10)式的分子所示,本质上取决于入射光子的波长,与原子间隔无关。由此可以看出,原子间隔的大小对 QRCS 的物理特性影响较小,但原子间隔每减小一个量级,QRCS 将呈指数增长。为在不影响 QRCS 物理特性的前提下进行有效仿真,在 3.1 节和后续的仿真中均选取原子间隔 $\delta = 4 \times 10^{-2} \lambda$ (该参数与文献[14-15]中的参数保持一致)。

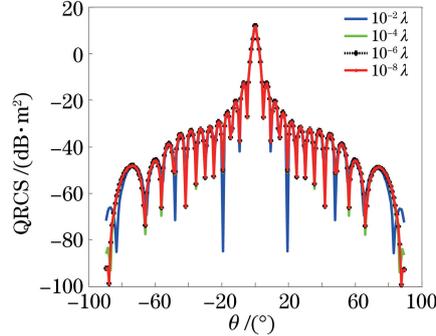


图 5 不同原子间隔的 QRCS

Fig. 5 QRCSs with different interatomic distances

4.3 不同入射波长的 QRCS

对不同波长的光子在入射波长分别为 0.03, 0.003, 0.0003 m 的情况进行仿真分析,单光子和双光子的 QRCS 分别如图 6(a)、(b)所示,主瓣峰值、第一旁瓣峰值和主旁瓣峰值比分别如表 2、3 所示。可以发现,QRCS 随着波长的减小而减小,角度变化对 QRCS 无影响,QRCS 均在入射角 $\theta = 0$ 时达到最大,且主旁瓣比保持不变。仿真中,目标圆柱曲面半径 $a_r = \lambda$ 、圆柱高度 $l = 6\lambda$ 、原子间隔 $\delta = 4 \times 10^{-2} \lambda$ 均随着波长呈比例变化(即尽管入射波长变化,原子结构相对于入射光的大小保持不变),因此单光子和双光子的 QRCS 波形未发生改变。当目标尺寸变小,QRCS 也随之变小;该现象可理解为目标变小,目标可见度也随之变小。

表 2 单光子主瓣和旁瓣峰值

Table 2 Peak values of main-lobe and side-lobe of single-photon

λ / m	Peak value of main-lobe /dB	Peak value of the first side-lobe /dB	Main-to-sidelobe ratio /dB
0.0300	12.180	-12.480	24.660
0.0030	-7.820	-32.480	24.660
0.0003	-27.820	-52.480	24.660

表 3 双光子主瓣和旁瓣峰值

Table 3 Peak values of main-lobe and side-lobe of two-photon

λ / m	Peak value of main-lobe /dB	Peak value of the first side-lobe /dB	Main-to-sidelobe ratio /dB
0.0300	8.111	-18.440	26.551
0.0030	-11.890	-38.440	26.550
0.0003	-31.890	-58.440	26.550

保持 $\lambda = 0.003 \text{ m}$ 时的目标大小和原子间隔不变,将入射光波长由 0.003 m 变为 0.0003 m。单光子和双光子的 QRCS 波形示意图如图 6(c)、(d)所示,图中 QRCS1 和 QRCS2 分别为波长 0.0003 m 和 0.003 m 对应的 QRCS。随着光子波长的减小,散射波干涉条纹变化加快,特别是双光子光场之间的相互影响使得双光子的 QRCS 波形变化较大,QRCS 在入射角 $\theta = 0^\circ$ 时仍具有最大可见度。图 6(d)中双光子 QRCS 的波形出现畸变,表明量子雷达模型存在一个有效的上限;Lanzagorta 认为该上限与经典雷达模型中的情况相同,即该模型只适用于微波波段^[12]。若使用所设计的从粒子性角度计算 QRCS 的方法,则原理上不存在该上限。

值得一提的是,当入射光波波长由 0.003 m 变为 0.0003 m 时,单光子和双光子的 QRCS 波形未出现畸变,这是由于整个目标尺寸(包括原子间隔)呈比例缩小。实际目标原子间隔可达到纳米级,并非说明实际目

标可采用更短的光波探测,相反,正如 3.2 节中分析,应选用微波波段的光子进行探测。事实上,量子雷达可探测目标原子的几何结构,是一种利用光子与原子的相互作用以及量子干涉效应的探测技术,常规的隐身技术对此无效,可认为该技术具有反隐身特性。

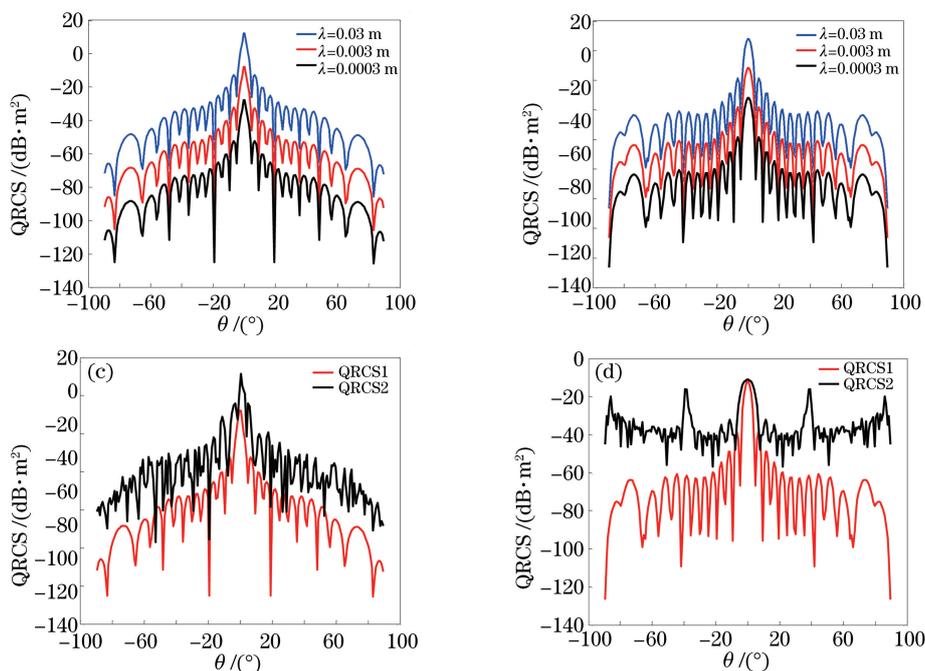


图 6 不同入射波长的 (a) 单光子和 (b) 双光子的 QRCS; 固定目标原子结构在入射波长 $\lambda=0.003$ m 和 $\lambda=0.0003$ m 时 (c) 单光子和 (d) 双光子的 QRCS

Fig. 6 QRCSs of (a) single-photon and (b) two-photon with different incidence wavelengths; QRCSs of (c) single-photon and (d) two-photon of fixed target atom structure when incidence wavelength are 0.003 m and 0.0003 m

5 结 论

系统分析了曲面目标在不同光子入射条件下的 QRCS,弥补了关于单光子 QRCS 理论分析的空缺。引入单光子和双光子波函数,推导了 QRCS 的解析式。对于多光子入射波,设计了一种简洁的计算方式。将单光子 QRCS、双光子 QRCS 以及采用 PO 法计算的 CRCS 相比较,发现单光子和双光子的主瓣峰值以及主旁瓣峰值比均比经典入射波大,表明在单光子或双光子入射波的量子雷达系统中,目标在入射角度为 0° 方向上能量更高更集中,受旁瓣的影响更小。由于量子雷达可使用强关联的光子作为信号源,适用于高精密度测量,具有广阔的应用前景。文章中所有的讨论都基于无损的条件,在实际应用中,量子雷达如何实现远距离传输、如何克服大量光子丢失实现有效目标探测以及如何克服大气环境的干扰等仍是很大的挑战。

参 考 文 献

- Lu Tian'an, Li Hongping. Phase error compensation in airborne synthetic aperture lidar data processing[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(8): 0801002.
鲁天安, 李洪平. 机载合成孔径激光雷达相位误差补偿研究[J]. 光学学报, 2015, 35(8): 0801002.
- Smith III J F. Quantum entangled radar theory and a correction method for the effects of the atmosphere on entanglement [C]. SPIE, 2009, 7342: 73420A.
- Jiang K, Lee H, Gerry C C, *et al.* Super-resolving quantum radar: coherent-state sources with homodyne detection suffice to beat the diffraction limit[J]. Journal of Applied Physics, 2013, 114(19): 193102.
- Dutton Z, Shapiro J H, Guha S. LADAR resolution improvement using receivers enhanced with squeezed-vacuum injection and phase-sensitive amplification[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2010, 27(6): A63-A72.
- Wasilousky P A, Smith K H, Glasser R, *et al.* Quantum enhancement of a coherent LADAR receiver using phase-sensitive amplification[C]. SPIE, 2011, 8163: 816305.

- 6 Santivanez C A, Guha S, Dutton Z, *et al.* Quantum enhanced lidar resolution with multi-spatial-mode phase sensitive amplification[C]. SPIE, 2011, 8163: 81630Z.
- 7 Lanzagorta M. Quantum radar[M]. San Rafael: Morgan & Claypool, 2011: 77-90.
- 8 Lloyd S. Enhanced sensitivity of photodetection via quantum illumination[J]. Science, 2008, 321(5895): 1463-1465.
- 9 Shapiro J H, Lloyd S. Quantum illumination versus coherent-state target detection[J]. New Journal of Physics, 2009, 11(6): 063045.
- 10 Tan S H, Erkmen B I, Giovannetti V, *et al.* Quantum illumination with Gaussian states[J]. Physical Review Letters, 2008, 101(25): 253601.
- 11 Guha S, Erkmen B I. Gaussian-state quantum-illumination receivers for target detection[J]. Physical Review A, 2009, 80(5): 052310.
- 12 Lanzagorta M. Quantum radar cross section[C]. SPIE, 2010, 7727: 77270K.
- 13 Liu K, Xiao H T, Fan H Q. Analysis and simulation of quantum radar cross section[J]. Chinese Physics Letters, 2014, 31(3): 034202.
- 14 Liu K, Xiao H T, Fan H Q, *et al.* Analysis of quantum radar cross section and its influence on target detection performance[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2014, 26(11): 1146-1149.
- 15 Xu Shilong, Hu Yihua, Zhao Nanxiang, *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.
- 16 Zhu Yanju, Jiang Yuesong, Zhang Chonghui, *et al.* Fast computation of electromagnetic scattering characteristics from conducting targets using modified-physical optics and graphical electromagnetic computing[J]. Acta Physica Sinica, 2014, 63(16): 164202.
朱艳菊, 江月松, 张崇辉, 等. 应用改进的物理光学法和图形计算电磁学近似算法快速计算导体目标电磁散射特性[J]. 物理学报, 2014, 63(16): 164202.
- 17 Muthukrishnan A, Scully M O, Zubairy M S. The photon wave function[C]. SPIE, 2005, 5866: 287-292.