

金属目标原子晶格结构对其量子雷达 散射截面的影响*

徐世龙 胡以华[†] 赵楠翔 王阳阳 李乐 郭力仁

(脉冲功率激光技术国家重点实验室(电子工程学院), 合肥 230037)

(电子制约技术安徽省重点实验室, 合肥 230037)

(2015年1月29日收到; 2015年2月18日收到修改稿)

量子雷达散射截面是描述光量子态照射下目标可见性的重要参数. 本文对量子雷达散射截面的推导进行了扩展, 使其可以应用于非平面凸目标的QRCS计算. 针对面心立方、体心立方以及密排六方三种金属原子晶格所构成的目标的量子雷达散射截面进行了计算, 结果表明不同的原子排列方式下, 目标QRCS主瓣基本不变, 而量子旁瓣在原子排列稀疏的目标中更为明显.

关键词: 量子雷达, 散射截面, 原子分布, 目标探测

PACS: 42.50.Gy, 03.70.+k, 84.40.Xb

DOI: 10.7498/aps.64.154203

1 引言

20世纪初诞生的量子物理经过一个世纪的发展已经在量子计算、量子通信、量子成像等各个研究领域取得了丰硕的研究成果^[1]. 新兴的量子雷达是一种新雷达体制, 其利用量子现象提高雷达系统的分辨率使其相对于传统形式变得更灵敏^[2]. 目前所描述的量子雷达体制分为两类, 分别为量子照明与干涉量子雷达. 第一种工作体制表明, 使用纠缠光束能够增加信噪比从而提高目标探测效果^[3-6]; 第二种工作体制则能够使得相位与距离探测估计误差突破标准量子极限(SQL)而达到海森堡极限(HL)^[7,8].

随着量子雷达技术的发展, 目标对光量子态的散射效应逐渐成为新的研究热点. 雷达散射截面(radar cross section, RCS)是描述表征目标电磁散射能力的参数, 2011年Marco Lanzagorta所在课题组基于量子电动力学(quantum electrody-

namics, QED)理论, 参照传统雷达散射截面积的定义, 提出了量子雷达散射截面积(quantum radar cross section, QRCS)的概念, 探讨了单站探测条件下矩形平面目标与球形目标的量子雷达散射界面积^[9,10], 结果表明量子雷达照射下, 目标出现一个由纯粹量子力学效应引起的, 比经典雷达照射下更为明显的副瓣结构. 2014年, Liu等对柱形平面目标以及双面角反射器的QRCS进行了仿真, 并探讨了目标尺寸及原子间距对QRCS的影响^[11,12].

量子雷达的散射过程被看作光子与目标表面原子间的相互作用. 目前的研究中对原子分布的讨论止步于对原子间距这一个参数的讨论, 这种描述目标表面的原子分布的方式过于简单. 常温下金属中的原子按照一定的晶格结构整齐排列, 本文以QRCS概念为基础, 对QRCS的解析表达式进行了进一步完善, 并针对金属目标三种常见晶格结构下的原子分布对QRCS的影响开展研究, 得到了一些有意义的新结果.

* 国家自然科学基金(批准号: 61271353)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: skl_hyh@163.com

2 量子雷达散射截面

对于传统雷达而言, 目标可见性可由其雷达散射截面来描述. 然而, 传统的 RCS 是在雷达发射大量光子, 并基于麦克斯韦方程推导出来的, 这个概念并不适用于量子雷达这种只有少量光子照射的情况. 基于杨氏多体散射 Marco Lanzagorta 推导了经典理论的反射定律, 并提出少量光子照射条件下的 QRCS 概念^[9].

$$\sigma_Q = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{\langle \hat{I}_S(r_s, r_d, t) \rangle}{\langle \hat{I}_i(r_s) \rangle}, \quad (1)$$

其中, \hat{I}_S 与 \hat{I}_i 分别表示散射光强与入射光强, r_s, r_d 分别代表源以及探测器的空间位置.

若不考虑吸收以及散射效应, 照射到目标表面某面元 ds 的能量全部以某个方向散射在半球空间之内, 则应当满足

$$\begin{aligned} & \langle \hat{I}_i(\theta_i, \varphi_i) \rangle \cos \theta_i ds \\ &= \lim_{R \rightarrow \infty} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \langle \hat{I}_S(\theta', \varphi') \rangle R^2 \sin \theta' d\theta' d\varphi', \quad (2) \end{aligned}$$

其中, (θ_i, φ_i) 为入射方向, $\langle \hat{I}_i \rangle, \langle \hat{I}_S \rangle$ 分别表示入射波与散射波被测强度均值. 因此该面元的量子散射截面可以表达为

$$d\sigma_Q = 4\pi \frac{\langle \hat{I}_S(\theta_s, \varphi_s) \rangle \cos \theta_i ds}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \langle \hat{I}_S(\theta', \varphi') \rangle \sin \theta' d\theta' d\varphi'} dA. \quad (3)$$

将目标看作是若干按照一定规律分布的原子构成, 光照射在目标上并散射的过程看为目标上原子的受激辐射过程, 则探测器处的散射场就是目标所有原子受激辐射的光子所共同构成的. 用光子的波函数来表示散射场强为

$$\langle \hat{I}_S \rangle = \frac{1}{N} \left| \sum_{i=1}^N \Psi_\gamma^{(i)}(\Delta R_i, t) \right|^2, \quad (4)$$

其中, N 表示原子总数, 下标 i 表示第 i 个原子, ΔR_i 为从发射机到目标上第 i 个原子和该原子到探测器之间的干涉距离. 在忽略衍射的条件下, 对目标表面未被遮挡的面元进行积分则可以得到 QRCS 的解析表达式为

$$\begin{aligned} \sigma_Q &= \iint_A 4\pi \frac{\langle \hat{I}_S(\theta_s, \varphi_s) \rangle \cos \theta_i ds}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \langle \hat{I}_S(\theta', \varphi') \rangle \sin \theta' d\theta' d\varphi'} dA \\ &\approx \iint_A 4\pi \frac{\left| \sum_{i=1}^N e^{i\omega \Delta R_i/c} \right|^2 \cos \theta_i ds}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \left| \sum_{i=1}^N e^{i\omega \Delta R'_i/c} \right|^2 \sin \theta' d\theta' d\varphi'} dA, \quad (5) \end{aligned}$$

式中, ω 为入射波频率, c 为光速由上式可以看出, QRCS 与目标各面元的入射角余弦值成正比, 对于复杂目标而言不同面元于光源和探测器的相对角度不同, 这样的积分运算将进一步提高对散射截面计算的准确度. 同时, 在推导过程中保留了入射与散射角, 这对双站或多站探测模式下的目标可见性计算提供了参考. 计算过程中没有考虑到面元之间二次散射的问题, 因此该方法仅适于讨论凸表面目标的量子散射.

3 金属晶格及其原子排列

雷达探测波长、作用距离、目标几何形状以及原子间距等因素对于目标 QRCS 的影响前人都有所讨论. 而在对于原子间距的讨论中, 仅以一个数值描述原子间距大小并分析其对 QRCS 的影响是不准确的. 目标表面金属的性能是由其晶体结构决定的, 金属的晶体结构就是其内部原子的排列方式. 描述晶体中原子排列规律的空间格架称之为晶格, 用以描述其几何特征的晶格常数包括晶格中三条棱边长 (a, b, c) 其夹角 (α, β, γ) , 如图 1 所示^[13].

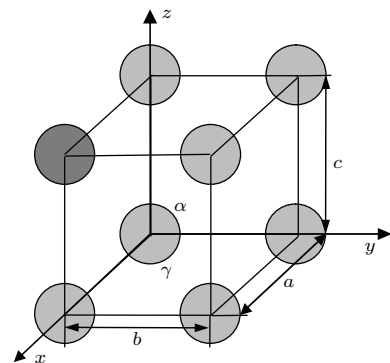


图1 金属晶格及晶格常数示意图

Fig. 1. Schematic of the metal lattice and the lattice constant.

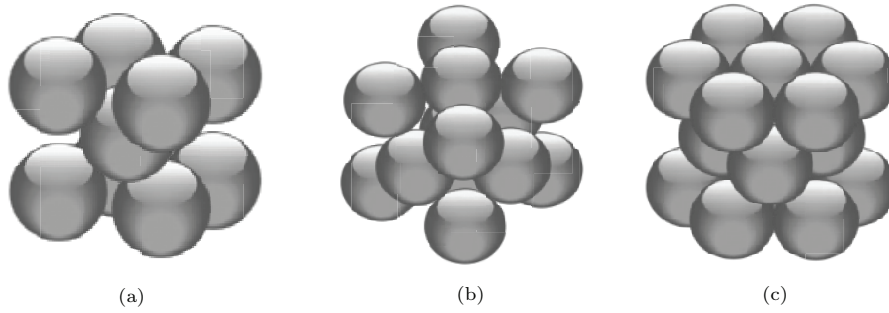


图2 三种常见的金属晶格 (a) 面心立方晶格; (b) 体心立方晶格; (c) 密排六方晶格
Fig. 2. Three kinds of common metal lattice structure: (a) bcc; (b) fcc; (c) hcp.

表1 三种常见晶格的参数及特征
Table 1. Parameters and characteristic of three common metal lattice.

晶格特征	密排六方晶格	体心立方晶格	面心立方晶格
晶格参数	$a = b \neq c$ $\alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$	$a = b = c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$	$a = b = c$ $\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
原子半径	$a = 2r$	$\sqrt{3}a = 4r$	$\sqrt{2}a = 4r$
配位数	12	8	12
常见金属	Mg, Cd, Zn, Be	Mo, W, V, α -Fe	Al, Cu, Ag, γ -Fe

在元素周期表一共约有 110 种元素, 其中 80 多种是金属, 占 2/3. 而这 80 多种金属的晶体结构大致可以按照排列结构分为三种典型的晶格结构. 其中包括非密置型结构体心立方晶格 (body centered cubic lattice, bcc) 以及密置型结构的面心立方晶格 (face centered cubic lattice, fcc) 以及密排六方晶格 (Hexagonal close-packed lattice, hcp)^[14-16]. 其晶格结构见图 2 所示.

如图 2 所示, 面心立方以及体心立方晶格都是具有四方体的晶格结构, 而密排六方晶格是正六边形柱状结构, 其晶格参数与特征见表 1. 由于排列方式不同, 在原子半径相同时三种晶格具有不同的原子间距. 观察 (5) 式可以看出, 波函数的相位中包含原子位置信息, 不同的原子排列方式会对最终散射截面的计算产生影响.

4 数值计算结果及分析

对于由表 1 中所示的金属原子所构成的金属平板, 其厚度足够薄时视为由一层晶格结构所构成. 在单站式量子雷达探测的条件下, 其几何关

系如图 3(a) 所示. (θ, φ) 表示雷达方位, l 表示目标表面原子间距. 仿真过程中三种晶格的表面原子半径统一设置为 $r = 10^{-2}\lambda$, 其原子分布分别如图 3(b),(c),(d) 所示.

由能量守恒定律, 在不考虑吸收的条件下, 经典单站雷达的散射截面可以表示为接收机方向上的散射场强与所有可能散射方向的散射能量积分之比. 在物理光学近似下, 有限平面目标的散射截面表示为

$$\sigma_C = 2\pi A_d \frac{\cos^2 \theta \left(\frac{\sin(kau)}{kau}\right)^2 \left(\frac{\sin(kbv)}{kbv}\right)^2}{\int \cos^2 \theta' \left(\frac{\sin(kau')}{kau'}\right)^2 \left(\frac{\sin(kbv')}{kbv'}\right)^2 d\Omega}, \quad (6)$$

其中, A_d 表示目标的正交投影面积, $d\Omega$ 则表示所有可能的空间散射立体角, a 和 b 分别表示平板的长和宽, $u = \sin \theta \cos \varphi, v = \sin \theta \sin \varphi$. 仿真中目标为 $10\lambda \times 10\lambda (\lambda = 3 \text{ cm})$ 的平板目标, 在三种晶格下的目标量子散射截面与经典雷达截面随入射角度 $\theta (\varphi = 0)$ 变化的仿真曲线如图 4 所示.

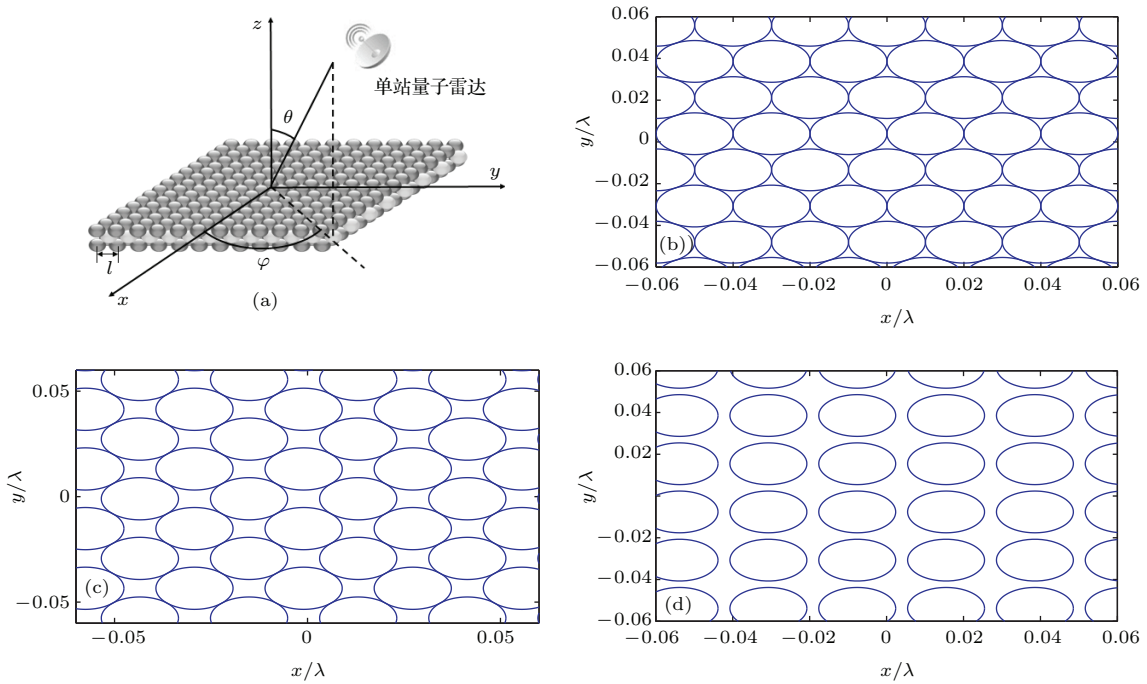


图3 雷达与目标几何关系及三种晶格表面的原子分布 (a) 雷达与目标的几何关系; (b) 体心立方表面原子; (c) 面心立方表面原子; (d) 密排六方表面原子

Fig. 3. Geometry of radar and target system and surface atom distribution of different Lattices: (a) geometry of quantum radar and target system; (b) surface Atom of bcc; (c) surface Atom of fcc; (d) surface Atom of hcp.

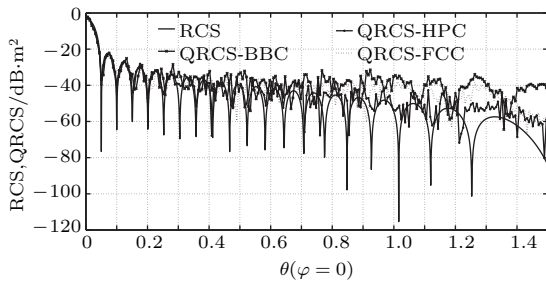


图4 RCS与三种晶格原子分布下QRCS对比

Fig. 4. Comparison of RCS and QRCS of three kinds of atom distribution.

图4中该平板的RCS由(6)式计算得到,在入射角度较小的主瓣区域三种晶格原子分布方式下的QRCS均与RCS相一致,但在入射角度较大的旁瓣QRCS计算结果与RCS相差较大.其中,体心立方排列下QRCS的量子旁瓣效应最为明显,面心立方次之而密排六方在这种探测方式下的量子旁瓣效应最弱.观察图3中三种原子分布能够看出,面心立方原子(fcc)排列最为稀疏、体心立方(bcc)次之而密排六方(hcp)最为紧凑.结合上述仿真结构能够说明,晶格原子排列越为稀疏,由量子干涉所造成的旁瓣效应越明显.

当雷达观测角 $\varphi = 0^\circ, 90^\circ$ 时对于面心以及体心立方晶格,由于关于 $x = y$ 曲线对称其原子分

布看上去并无差异,而对于密排六方晶格则不同.图5所示为 $\varphi = 0^\circ, 90^\circ$ 计算得到的密排六方原子分布QRCS.在大部分角度中两者差异不大,但在入射波掠射时($\theta = \pm 90^\circ$)时 $\varphi = 90^\circ$ 曲线略大.这是由于在 x - o - y 平面内原子之间的纵向间距($\sqrt{3}r$)小于其横向间距($2r$),即 $\varphi = 90^\circ$ 方向上原子排列更为稀疏导致其量子旁瓣略大.

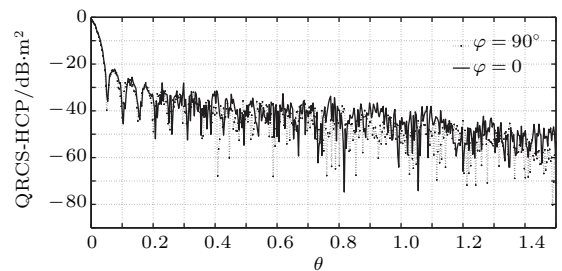


图5 $\varphi = 0^\circ, 90^\circ$ 时密排六方排列目标QRCS

Fig. 5. QRCS of Hexagonal close packed Lattice with $\varphi = 0^\circ, 90^\circ$.

5 结 论

文中通过面元积分对量子雷达散射截面的计算式进行了扩展,使其适用于非平面凸目标QRCS的计算.同时,以面心立方、体心立方以及密排六方

三种晶格结构为例, 仿真分析了原子排列方式对目标 QRCS 的影响. 仿真结果表明, 不同排列方式下 QRCS 主瓣变化不大, 而量子旁瓣效应在原子排列稀疏的目标中更为明显. 该结果与文献 [10] 和 [11] 中仅以一个数值描述的原子间距进行仿真所得到的结论有所不同, 能够为量子雷达及其隐身技术的仿真研究提供参考.

参考文献

- [1] Nielsen M A, Chuang I L 2010 *Quantum Computation and Quantum Information* (UK: Cambridge University Press) p2
- [2] Matthew J. B, Ram M. Narayanan, Marco Lanzagorta 2014 *Radar Sensor Technology XVIII*, Baltimore Maryland USA, May 05, 2014 p90770T-1
- [3] Tan S H, Erkmen B I, Giovannetti V, Guha S, Lloyd S, Maccone L, Pirandola S, Shapiro J H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 253601
- [4] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L 2004 *Science* **360** 1330
- [5] Lopaeva E D, I. Berchera R, Degiovanni I P, Olivares S, Brida G, Genovese M 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 153603
- [6] Mouradian S L, Wong F N, Shapiro J H 2013 *2013 Conference on Laser and Electro-Optics* San Jose California, USA, June 9–14, 2013 p148
- [7] Subacuática D C, Lanzagorta M 2014 *Journal De Ciencia E Ingenieria* **6** 1
- [8] Jiang K, Lee H, Gerry C C, Dowling J P 2013 *Journal of Applied Physics* **114** 193102
- [9] Lanzagorta M, Quantum Radar 2011 *Synthesis Lectures on Quantum Computing* (USA: Morgan & Claypool Publishers) p1–139
- [10] Lanzagorta M 2010 *SPIE Photonics Europe*, Brussels, April 12–16, 2010 p77270
- [11] Liu K, Xiao H T, Fan H Q 2014 *Chin. Phys. Lett.* **31** 034202
- [12] Liu K, Xiao H T, Fan H Q, Fu Q 2014 *Photonics Technology Letters* **26** 1146
- [13] Wang X W 2010 *Basic of Metallography* (Beijing: China Machine Press) p28 (in Chinese) [王学武 2010 金属学基础 (北京: 机械工业出版社) 第 28 页]
- [14] Ren S Y 1983 *Acta Phys. Sin.* **32** 664 (in Chinese) [任尚元 1983 物理学报 **32** 664]
- [15] Zhu H L, Huang Z Q 1987 *Acta Phys. Sin.* **36** 1122 (in Chinese) [朱慧珑, 黄祖洽 1987 物理学报 **36** 1122]
- [16] Shao J L, He A M, Duan S Q, Wang P, Qin C S 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4888 (in Chinese) [邵建立, 何安民, 段素青, 王裴, 秦承森 2010 物理学报 **59** 4888]

Impact of metal target's atom lattice structure on its quantum radar cross-section*

Xu Shi-Long Hu Yi-Hua[†] Zhao Nan-Xiang Wang Yang-Yang Li Le Guo Li-Ren

(State Key Laboratory of Pulsed Power Laser Technology(Electronic Engineering Institute), Hefei 230037, China)

(Key Laboratory of Electronic Restriction of Anhui Province Hefei 230037 China)

(Received 29 January 2015; revised manuscript received 18 February 2015)

Abstract

With the development of quantum radar technology, the interaction of photons and targets has gradually become a new hotspot. Quantum radar cross section (QRCS) is an important parameter for describing the visibility of the target illuminated by light quantum.

According to the conservation of energy and the finite element method, the expression of QRCS derived by Marco Lanzagorta is extended, which can be applied to QRCS calculations of non-planar convex targets. As the surface elements of the target have different incident and scattering angles, the integral equation can give a higher calculation accuracy and is suitable for bistatic or multistatic situations.

The distribution pattern of the target's atoms is varied. Using the interatomic distance as the only parameter to describe the atomic distribution is inaccurate. In this paper the metal atomic lattice is considered. Simulation of the QRCS that is composed of three kinds of metal atomic lattices (face-centered cubic, body-centered cubic and hexagonal close-packed lattices) with different atomic distributions has been made. The hexagonal close-packed lattice with asymmetrical distribution for different azimuth angles is discussed. Simulation result shows that with different arrangement of atoms, the main lobe of the target QRCS is basically unchanged, while the quantum side-lobes of the target with sparsely arranged atoms are much more significant. This reveals a different characteristic of QRCS, and provides theoretic basis for quantum radar and stealth technique researches.

Keywords: quantum radar, scattering cross-section, atom arrangement, target detection

PACS: 42.50.Gy, 03.70.+k, 84.40.Xb

DOI: 10.7498/aps.64.154203

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61271353).

[†] Corresponding author. E-mail: skl_hyh@163.com