

doi: 10.3788/gzxb20124105.0619

磁化冷等离子体球的太赫兹散射特性

李应乐¹, 李瑾², 王明军¹, 董群峰¹

(1 咸阳师范学院 电波传播与散射研究所, 陕西 咸阳 712000)

(2 西安电子科技大学 理学院, 西安 710071)

摘要:基于位函数的引入与介质参量无关, 将各向异性目标内外的电场展为级数形式, 得到了任意各向异性目标 n 阶散射场、目标内场的递推表达式, 给出了介电常量张量的变换关系, 在平面波任意入射的条件下, 并给出了传播单位矢量与极化单位矢量的一般关系. 以磁化冷等离子体为例, 给出了一阶散射场的具体表达式, 并对二阶散射场引起的误差进行了评估. 在 THz 波段和光波段, 对所得结果进行了部分仿真. 结果表明: 微分散射对电波频率和极化状态等因素的影响较为敏感, 介电常量张量的非对角元素对散射的影响不大, 当波长与目标尺寸一定时, 仿真结果不仅适用于 THz 波段, 对其它波段也成立.

关键词:各向异性; 等离子体; 微分散射

中图分类号: O43

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2012)05-0619-4

真结果及其物理分析.

0 引言

太赫兹 (THz) 波是指频率在 0.1~10 THz (波长为 3 000~30 μm) 范围内的电磁波. 在低频段与毫米波相重合, 在高频段与红外光相重合, 是宏观经典理论向微观量子理论的过渡区, 被称为电磁波谱的太赫兹空隙^[1-2]. 在电磁波谱中, 太赫兹两侧的微波毫米波和红外辐射发展很成熟, 并已有广泛的应用^[3-6]. 由于 THz 技术在物理学、化学、生物医学、天文学、材料科学、军事和环境科学等方面有极其重要的应用, 欧美等国对其在通信、航天等方面的应用开展了深入的研究, 国内学者就太赫兹波在各向同性介质中的传播、辐射等也做了一定的理论探索^[7-8]. 太赫兹波在各向同性目标散射是反恐、遥感等领域的关键技术, 此方面的研究仍处于起步阶段, 而各向异性目标的太赫兹散射将成为目标检测、精确制导等领域的核心, 相关的研究报告并不多见. 另外, 各向异性目标的介电常量张量是在直角坐标系中给出的, 目标散射问题一般具有球对称性或轴对称性, 因此, 在研究目标的太赫兹散射特性时, 应将该介电常量张量转换到相应的坐标系中^[9-10].

本文从极化强度的推迟势出发, 得出了各向异性目标内外场的级数解, 以磁化冷等离子体球为例, 得到了任意入射波照射下的各向异性磁化冷等离子体的微分散射表达式; 在 THz 波段, 给出了部分仿

1 一般各向异性目标的太赫兹波散射特性

1.1 各向异性目标内外场的级数解

设目标在直角坐标系的介电常量张量为 $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$. 在 THz 波的照射下, 目标被反复地极化, 内部出现了极化电流, 该极化电流产生的辐射场形成目标的散射场. 目标的极化状态是目标内电场的函数, 由于矢量磁位 \mathbf{A} 与标量电位 φ 的引入与介质参量无关, 因此可以用来研究任意各向异性目标的电磁散射; 利用极化强度产生的推迟势函数 \mathbf{A} 和 φ 可得目标外场和内场的表达式为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_2(\mathbf{r}) &= \mathbf{E}_0 e^{-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} + \frac{1}{4\pi} \nabla \times \nabla \times \int \frac{\boldsymbol{\chi}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}') e^{-j\mathbf{k}R}}{R} dV' \\ \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \mathbf{E}_0 e^{-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} + \frac{1}{4\pi} \nabla \times \nabla \times \int \frac{\boldsymbol{\chi}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}') e^{-j\mathbf{k}R}}{R} dV' - \boldsymbol{\chi} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (1)$$

式中

$$\boldsymbol{\chi} = \begin{bmatrix} \epsilon_{r11} - 1 & \epsilon_{r12} - 1 & \epsilon_{r13} - 1 \\ \epsilon_{r21} - 1 & \epsilon_{r22} - 1 & \epsilon_{r23} - 1 \\ \epsilon_{r31} - 1 & \epsilon_{r32} - 1 & \epsilon_{r33} - 1 \end{bmatrix}$$

为目标的相对极化率张量, 式(1)第一项为入射场.

基金项目: 国家自然科学基金 (No. 60971079, No. 60801047)、陕西省自然科学基金 (No. 2009JM8020) 和陕西省教育厅自然科学基金 (No. 09JK800) 资助

第一作者: 李应乐 (1961—), 男, 教授, 博士, 主要研究方向为毫米波的散射与传播. Email: liyinglexidian@yahoo.com.cn

收稿日期: 2011-01-09; **修回日期:** 2011-12-12

显然,当目标为各向同性介质目标时,式(1)与文献[11]完全一致,表明了算法的正确性;目标在某一方向的极化只和该方向上的电场有关,因此,可以将目标的内外场展为极化率张量的级数形式,即

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_2 &= \mathbf{E}_2^{(0)} + \boldsymbol{\chi} \cdot \mathbf{E}_2^{(1)} + \boldsymbol{\chi} \cdot \boldsymbol{\chi} \cdot \mathbf{E}_2^{(2)} + \dots + \boldsymbol{\chi}^n \cdot \mathbf{E}_2^{(n)} \\ \mathbf{E} &= \mathbf{E}^{(0)} + \boldsymbol{\chi} \cdot \mathbf{E}^{(1)} + \boldsymbol{\chi} \cdot \boldsymbol{\chi} \cdot \mathbf{E}^{(2)} + \dots + \boldsymbol{\chi}^n \cdot \mathbf{E}^{(n)} \end{aligned} \quad (2)$$

式(2)中的各项线性无关,理论上具有不同的物理意义;代入式(1)得

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_2^{(0)} + \boldsymbol{\chi} \cdot \mathbf{E}_2^{(1)} + \boldsymbol{\chi} \cdot \boldsymbol{\chi} \cdot \mathbf{E}_2^{(2)} + \dots + \boldsymbol{\chi}^n \cdot \mathbf{E}_2^{(n)} &= \\ \mathbf{E}_0 e^{-jk \cdot r} + \mathbf{f}, \\ \mathbf{E}^{(0)} + \boldsymbol{\chi} \cdot \mathbf{E}^{(1)} + \boldsymbol{\chi} \cdot \boldsymbol{\chi} \cdot \mathbf{E}^{(2)} + \dots + \boldsymbol{\chi}^n \cdot \mathbf{E}^{(n)} &= \\ \mathbf{E}_0 e^{-jk \cdot r} + \mathbf{f} - \boldsymbol{\chi} \cdot (\mathbf{E}^{(0)} + \boldsymbol{\chi} \cdot \mathbf{E}^{(1)} + \boldsymbol{\chi} \cdot \boldsymbol{\chi} \cdot \\ \mathbf{E}^{(2)} + \dots + \boldsymbol{\chi}^n \cdot \mathbf{E}^{(n)}), \\ \mathbf{f} &= \frac{1}{4\pi} \nabla \times \nabla \times \int \{ \boldsymbol{\chi}(\mathbf{r}') \cdot [\mathbf{E}^{(0)} + \boldsymbol{\chi} \cdot \mathbf{E}^{(1)} + \boldsymbol{\chi} \cdot \\ \boldsymbol{\chi} \cdot \mathbf{E}^{(2)} + \dots + \boldsymbol{\chi}^n \cdot \mathbf{E}^{(n)}] e^{-jkR'} / R \} d\mathbf{v}'. \end{aligned}$$

由极化率的同次幂系数相等可得

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}^{(0)} = \mathbf{E}_0 e^{-jk \cdot r} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_2^{(1)} &= \frac{1}{4\pi} \nabla \times \nabla \times \int \frac{\mathbf{E}^{(0)} e^{-jkR}}{R} d\mathbf{v}' \\ \mathbf{E}^{(1)} &= \mathbf{E}_2^{(1)} - \mathbf{E}^{(0)} \end{aligned} \quad (4)$$

$$\mathbf{E}_2^{(2)} = \frac{1}{4\pi} \nabla \times \nabla \times \int \frac{\mathbf{E}^{(1)} e^{-jkR}}{R} d\mathbf{v}' \quad (5)$$

将式(4)的结果代入(2),可得目标的一次散射场,一般情况下计算到一级散射已很准确.

1.2 磁化冷等离子体的太赫兹散射特性

设一个等离子体球的半径为 a ,极化率张量为

$$\boldsymbol{\chi} = \begin{bmatrix} \epsilon_r - 1 & j\epsilon_{rg} - 1 & 0 \\ -j\epsilon_{rg} - 1 & \epsilon_r - 1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{rz} - 1 \end{bmatrix} \quad (6)$$

式中

$$\begin{aligned} \epsilon_r &= 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2 - \omega^2}, \epsilon_{rg} = \frac{\omega_c \omega_p^2}{\omega(\omega_c^2 - \omega^2)}, \\ \epsilon_{rz} &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \omega_p^2 = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0}, \omega_c = \frac{|e|B_0}{m} \end{aligned}$$

一列平面电磁波 $\mathbf{E}_i = \mathbf{E}_0 e^{-jk \cdot r}$ 投射到目标上,其中 $\mathbf{E}_0 = E_0(\mathbf{u}_x \cos \phi_0 \cos \theta_0 + \mathbf{u}_y \sin \phi_0 \cos \theta_0 + \mathbf{u}_z \sin \theta_0)$ $\mathbf{k} = k(-\mathbf{u}_x \cos \phi_0 \sin \theta_0 - \mathbf{u}_y \sin \phi_0 \sin \theta_0 + \mathbf{u}_z \cos \theta_0)$ 将式(3)代入式(4)并利用 $R \approx r - \mathbf{e}_r \cdot \mathbf{r}'$, $\mathbf{e}_r = \mathbf{r}/r$ 可得

$$\mathbf{E}_2^{(1)} = \frac{1}{4\pi} \nabla \times \nabla \times \frac{e^{-jkr}}{r} \mathbf{E}_0 \int e^{-j(k - k\mathbf{e}_r) \cdot \mathbf{r}'} d\mathbf{v}'.$$

积分中,当散射波的传播方向给定时, $\mathbf{k} - k\mathbf{e}_r = \mathbf{k}_s$ 是一个常矢量,而且 $|\mathbf{k}_s| = k_s = k(1 + \sin \theta \sin \theta_0 \cos(\phi - \phi_0) - \cos \theta \cos \theta_0)$,以 \mathbf{k}_s 为对称轴对上式积分可得

$$\mathbf{E}_2^{(1)} = \nabla \times \nabla \times \frac{e^{-jkr}}{r} \mathbf{E}_0 \frac{(\sin(k_s a) - k_s a \cos(k_s a))}{k_s^3} \quad (7)$$

式(7)中的入射波振幅矢量是在直角坐标系中给出的,将其转换到球坐标系中后变为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0 &= E_0 [\mathbf{e}_r (\sin \theta \cos \theta_0 \cos(\phi - \phi_0) + \\ &\sin \theta_0 \cos \theta) + \mathbf{e}_\theta (\cos \theta \cos \theta_0 \cos(\phi - \phi_0) - \\ &\sin \theta_0 \sin \theta) - \mathbf{e}_\phi \cos \theta_0 \cos(\phi - \phi_0)]. \end{aligned}$$

将上式代入式(7),并利用 $\nabla \frac{e^{-jkr}}{r} = -\left(\frac{1}{r} + jk\right) \frac{e^{-jkr}}{r} \mathbf{e}_r$ 可得

$$\mathbf{E}_2^{(1)} = -\nabla \times \frac{e^{-jkr}}{r} \left\{ \begin{aligned} &k f_1(k, \theta, \phi) [0.25 \sin 2\theta_0 \sin 2(\phi - \phi_0) \cos \theta (1 - \sin \theta) + (\sin \theta \cos^2 \theta_0 + \\ &0.5 \sin^2 \theta \sin 2\theta_0) \sin(\phi - \phi_0)] \mathbf{e}_r \\ &[k f_1(k, \theta, \phi) (0.25 \sin^2 \theta \sin 2\theta_0 \sin 2(\phi - \phi_0) + 0.5 \sin 2\theta \sin^2 \theta_0 \sin(\phi - \phi_0)) + \\ &\left(\frac{1}{r} + jk\right) f_2(k, \theta, \phi) \cos \theta_0 \sin(\phi - \phi_0)] \mathbf{e}_\theta \\ &[k f_1(k, \theta, \phi) (0.25 \sin 2\theta \sin 2\theta_0 \cos^2(\phi - \phi_0) + \sin^2 \theta \cos^2 \theta_0 \cos(\phi - \phi_0)) + \\ &\left(\frac{1}{r} + jk\right) f_2(k, \theta, \phi) (\cos \theta \cos \theta_0 \cos(\phi - \phi_0) - \sin \theta \sin \theta_0)] \mathbf{e}_\phi \end{aligned} \right\}$$

式中

$$f_1(k, \theta, \phi) = \{k_s^2 a^2 \sin(k_s a) - 3[\sin(k_s a) - k_s a \cos(k_s a)]\} / k_s^4$$

$$f_2(k, \theta, \phi) = [\sin(k_s a) - k_s a \cos(k_s a)] / k_s^3$$

计算中,只考虑 $1/r$ 项,并利用公式 $\nabla \times (f\mathbf{A}) = \nabla f \times \mathbf{A} + f \nabla \times \mathbf{A}$ 计算可得

$$\mathbf{E}_2^{(1)} = jk \frac{e^{-jkr}}{r} \{F_1 \mathbf{e}_\theta + F_2 \mathbf{e}_\phi\} \quad (8)$$

式中

$$F_1 = -k f_1(k, \theta, \phi) (0.25 \sin 2\theta \sin 2\theta_0 \cos^2(\phi - \phi_0) + \sin^2 \theta \cos^2 \theta_0 \cos(\phi - \phi_0)) - jk f_2(k, \theta, \phi) (\cos \theta \cos \theta_0 \cos(\phi - \phi_0) - \sin \theta \sin \theta_0)$$

$$F_2 = k f_1(k, \theta, \phi) (0.25 \sin^2 \theta \sin 2\theta_0 \sin 2(\phi - \phi_0) + 0.5 \sin 2\theta \sin^2 \theta_0 \sin(\phi - \phi_0)) + jk f_2(k, \theta, \phi) \cos \theta_0 \sin(\phi - \phi_0)$$

将式(8)代入式(4)和(5)可得更次级散射,大小正比于 $1/r^2$,对于散射场来讲,一般只计及距离的一次方项,故 $1/r^2$ 项可忽略不计.可以证明:球坐标系中

磁化等离子体的极化率张量为

$$\chi = \begin{bmatrix} \chi_{11} & \chi_{12} & \chi_{13} \\ \chi_{21} & \chi_{22} & \chi_{23} \\ \chi_{31} & \chi_{32} & \chi_{33} \end{bmatrix} \quad (9)$$

式中: $\chi_{11} = \epsilon_r - 1 + (\epsilon_{rz} - \epsilon_r) \cos^2 \theta$; $\chi_{12} = -(\epsilon_{rz} - \epsilon_r) \cdot \cos \theta \sin \theta$; $\chi_{13} = (j\epsilon_{rg} - 1) \sin \theta$; $\chi_{22} = \epsilon_{rz} - 1 - (\epsilon_{rz} - \epsilon_r) \cos^2 \theta$; $\chi_{23} = (j\epsilon_{rg} - 1) \cos \theta$; $\chi_{33} = \epsilon_r$; $\chi_{12} = \chi_{21}$, $\chi_{13} = -\chi_{31}$, $\chi_{32} = -\chi_{23}$.

将式(8)和(9)代入式(2)可得初级散射场

$$\mathbf{E}_s^{(1)} = jk \frac{e^{-jkr}}{r} \{ (\chi_{22} F_1 + \chi_{23} F_2) \mathbf{e}_\theta + (\chi_{32} F_1 + \chi_{33} F_2) \mathbf{e}_\varphi \} \quad (10)$$

由此可得等离子体目标的微分散射截面为

$$\sigma_d = k^2 \{ |\chi_{22} F_1 + \chi_{23} F_2|^2 + |\chi_{32} F_1 + \chi_{33} F_2|^2 \} \quad (11)$$

式(11)是入射波频率、观测方位、极化状态及目标大小等因素的解析函数,理论上对式(11)积分可得目标的散射截面,此不再赘述.在 THz 波段,部分仿真结果如图 1~5.

在图 1~5 的仿真中,等离子体的电子数密度为 4.5×10^{17} . 仿真表明:在 THz 波段电子数密度、外磁场对等离子体的微分散射影响不大,从式(6)可以看出,外磁场与电子数密度所对应的介电常量位于张量的非对角线上,也就是说,微分散射与等离子体

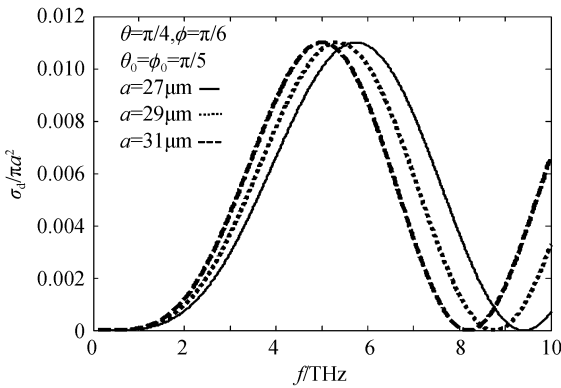


图 1 微分散射随频率的变化
Fig. 1 Change of differential scattering with frequency

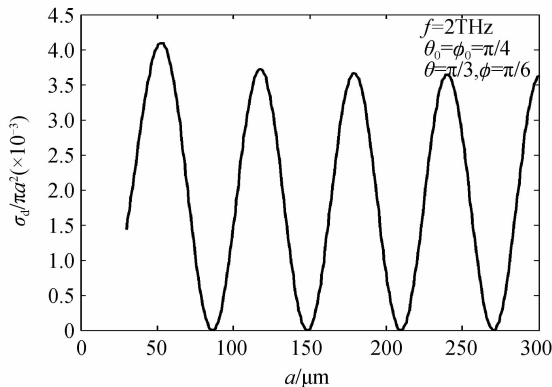


图 2 微分散射与半径的关系
Fig. 2 Relation of differential scattering with radius

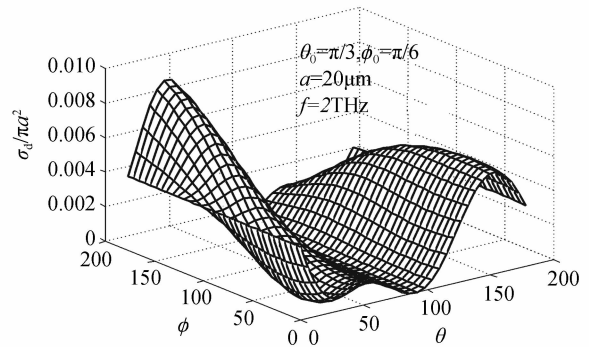


图 3 THz 微分散射随观测方位的变化
Fig. 3 Change of differential scattering with azimuth in THz

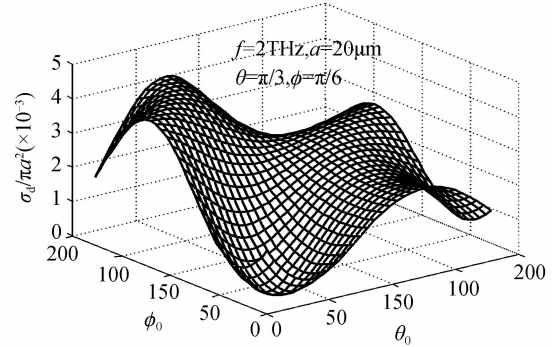


图 4 极化状态的影响
Fig. 4 Influence of polarization

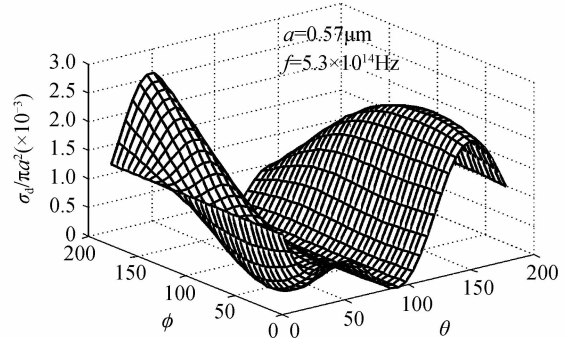


图 5 光波段(黄光)微分散射随观测方位的变化
Fig. 5 Change of differential scattering with azimuth in light band wavelength

介电常量张量的非对角元素无关,这与文献[12]一致.从图 1 可以看出,微分散射在 0.1~10 THz 的范围内,散射随频率的变化呈现出谐振趋势.图 2 也表明了这一变化特征,这是由于在太赫兹波段,电磁波的频率 ω 很大,积分函数 $f_1 \propto \omega^{-2}$,微分散射 $\sigma_d \propto k^2 \omega^{-2}$,只有三角函数 $\sin(k_s a)$ 等起主要作用,故微分散射随频率、目标半径的变化出现了谐振现象.图 3 和图 4 表明:观测方位、极化角对微分散射有一定的影响,在外磁场所在的平面内,散射的变化较为敏感;理论上,正是外磁场的存在,等离子体被磁化为各向异性;因此,如果入射波沿 z 轴传播,在与 z 轴垂直的平面内,微分散射将具有一定的对称性,故在外磁场所在的平面内,当角度 θ 从 0 到 $\pi/2$ 变化时,散射的变化较大.另外,图 3 中目标大小大约与波长

在同一数量级上. 图 5 为光波段(黄光)散射随观测方位的变化, 其中目标大小也与波长在同一数量级上, 可以看出, 虽然散射的大小不一致, 但变化规律基本一致; 由此可见, 本文结果对于研究光散射有一定的参考价值.

2 结论

本文基于电磁推迟位函数的引入与介质参量无关, 得到了任意各向异性目标散射场的表达式以及该散射场的近似级数解. 研究了不同坐标系中介电常量张量的变换关系, 以磁化等离子体为例, 得到了各向异性等离子体球的一级散射振幅、微分散射截面等的解析表达式. 在 THz 波段, 研究了介电常量张量、观测方位、极化状态等因素对散射的影响. 仿真结果表明: 散射随电磁波频率、目标尺寸的变化呈谐振趋势; 观测方位和极化状态对散射的影响在外磁场所在的平面内较为敏感; 介电常量张量的非对角元素对散射的影响不大.

参考文献

- [1] LIU Sheng-gang, ZHONG Ren-bin. Recent development of terahertz science and technology and it's applications [J]. *Journal of University of Electronic Science and Technology of China*, 2009, **38**(5): 481-487.
刘盛纲, 钟任斌. 太赫兹科学技术及其应用的新发展[J]. 电子科技大学学报, 2009, **38**(5): 481-487.
- [2] YAO Jian-chuan. Introduction of THz-wave and its applications [J]. *Journal of Chongqing University of Posts and Telecommunications*, 2010, **22**(6): 703-709.
姚建铨. 太赫兹技术及其应用[J]. 重庆邮电大学学报, 2010, **22**(6): 703-709.
- [3] WANG Guang-qiang, WANG Jian-guo, LI Xiao-ze. Frequency measurement of 0. 14 THz high-power terahertz pulse[J]. *Acta Physica Sinica*, 2010, **59**(12): 8459-8464.
王光强, 王建国, 李小泽. 0. 14 THz 高功率太赫兹脉冲的频率测量[J]. 物理学报, 2010, **59**(12): 8459-8464.
- [4] MATSUMOTO H, KOYAMA T, MACHIDA M. Angular dependence of emitted THz waves from in-phase intrinsic Josephson junctions[J]. *Physica C, Superconductivity and its applications*, 2009, **469**(15): 1600-1609.
- [5] MARLENE R, DANIEL P S, PADMA K S. A note on the use of dust plasma crystals as tunable thz filters[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2006, **34**(2): 490-497.
- [6] HU B B, NUSS M C. Imaging with terahertz waves[J]. *Optical Letter*, 1995, **20**(4): 1716.
- [7] HUANG Zhen, YU Bin, ZHAO Guo-zhong. The THz emission properties of small-aperture photoconductive antenna [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2010, **37**(1): 111-116.
黄振, 于斌, 赵国忠. 小孔径光电导天线产生太赫兹波的辐射特性[J]. 中国激光, 2010, **37**(1): 111-116.
- [8] LI Zhong-yang, YAO Jian-Quan, LI Jun. Theoretical study of tunable terahertz radiation based on stimulated polariton scattering in zinc blende crystal [J]. *Acta Physica Sinica*, 2010, **59**(9): 6237-6245.
李忠洋, 姚建铨, 李俊. 基于闪锌矿晶体中受激电磁耦合散射产生可调谐太赫兹波的理论研究[J]. 物理学报, 2010, **59**(9): 6237-6245.
- [9] MAO Shi-chun, WU Zhen-sen, XING Zan-yang. Scattering by a homogeneous anisotropic elliptic cylinder: two-dimensional case[J]. *Acta Electronica Sinica*, 2010, **38**(3): 529-532.
毛仕春, 吴振森. 二维各向异性椭圆柱的电磁散射[J]. 电子学报, 2010, **38**(3): 529-532.
- [10] LI Ying-le, WANG Ming-jun. Rayleigh scattering for an electromagnetic anisotropic medium sphere [J]. *Chinese Physics Letter*, 2010, **27**(5): 054101-1.
- [11] 蔡圣善, 朱耘, 徐建军. 电动力学[M]. 北京: 高等教育出版社, 2002: 354-356.
- [12] LI Ying-le, LI Jin, WANG Ming-jun, et al. Rayleigh scattering for a magnetized cold plasma sphere[J]. *Nuclear Fusion and Plasma Physics*, 2010, **30**(3): 220-226.
李应乐, 李瑾, 王明军, 等. 磁化冷等离子体球的瑞利散射[J]. 核聚变与等离子体物理, 2010, **30**(3): 220-226.

THz Scattering Property for a Magnetized Cold Plasma Sphere

LI Ying-le¹, LI Jin², WANG Ming-jun¹, DONG Qun-feng¹

(1 Institute of Radio Wave Propagation & Scattering, Xianyang Normal University, Xianyang, Shaanxi 712000, China)

(2 Science School, Xidian University, Xi'an 710071, China)

Abstract: Based on that the potential functions and medium parameter are irrelative and expanding the electric fields inside & outside the anisotropic medium target into series, the n th-order expressions both of scattering field from an anisotropic medium target and its inner electric field are developed. The transformation of the dielectric constant tensor is presented. When a plane electromagnetic wave incident in arbitrary direction, a general relation between the unit vector in propagation and that in polarization is expressed. Taking the magnetized cold plasma as an example, the first order scattering is developed and the error induced by the second order field is evaluated. In the THz wave band and optical wave band, the obtained result is simulated. Simulation results show that the differential scattering change sensitively with operating frequency and the polarization etc.; the non-diagonal elements of the tensor have no influence on the scattering; when the wave length and the size of the target are given, the simulations are correct in THz wave band and validate in other wave band.

Key words: Anisotropy; Plasma; Differential scattering