

# 热辐射在介质表面反射及折射的微观机理

夏德宏 余涛 卢娇

北京科技大学机械工程学院, 北京 100083

**摘要** 通过建立热辐射在介质表面散射的微观物理模型, 数值模拟了任意入射角下热辐射散射的电场强度分布图形, 得到了在任一入射角下的反射角及折射角. 模拟结果与经典公式推导的结果吻合得很好, 表明所建立的模型揭示了热辐射在介质表面反射及折射的微观机理.

**关键词** 热辐射波; 反射; 折射; 惠更斯原理

**分类号** O 436.2

## Reflection and refraction mechanism of heat radiation waves on the interface between two homogeneous media

XIA Dehong, YU Tao, LU Jiao

School of Mechanical Engineering, University of Science and Technology Beijing, Beijing 100083, China

**ABSTRACT** A micro physical model to describe the thermal radiation scattering on the interface between two homogeneous media was established, the spacious profiles of electric intensity at any incident angle and the reflection/refraction angles were numerically simulated. The comparison of numerical results with experimental ones indicates that the simulation is in good agreement with the classic principles, which indicate that this model can explain the micro-mechanism of reflection and refraction on the interface between two media.

**KEY WORDS** heat radiation wave; reflection; refraction; Huygen's principle

热辐射在本质上是一种电磁波, 其波长比可见光大, 在传播过程中表现为交替变化的电场和磁场. 从宏观上看, 电磁波投射到介质表面时会发生反射和折射现象. 前人很早就通过对这两个现象的实验观察总结出反射定律和折射定律, 它们可以由费马原理和电动力学中电磁场的边界条件导出<sup>[1-2]</sup>. 然而, 到目前为止, 虽然有文献定性分析电磁波在材料表面上发生反射和折射的微观机理, 但是定量的研究还不够<sup>[3]</sup>. 费曼曾经研究过电磁波在垂直投射时折射的微观机理<sup>[2-3]</sup>, 但其研究的前提条件太多, 不能用于任意角度的投射, 适用性较差. 本文的研究基于惠更斯原理<sup>[4-5]</sup>, 采用直接叠加的方法, 可以适合任何入射角度, 从微观角度揭示热辐射在各向同性介质表面发生反射及折射现象的本质<sup>[6]</sup>.

### 1 热辐射与介质相互作用机理

热辐射在介质中传播特性符合麦克斯韦电磁方程, 热辐射波的传播在同一均质介质中将会按照直线传播. 然而, 在热辐射投射到材料表面上时, 可以观测到传播方向发生改变. 这种现象表明, 热辐射一定与材料表面的微观粒子发生了作用, 因而导致热辐射的传播方向发生了偏转.

各种介质(包括固态、液态和气态物质)表现出来的宏观热辐射特性, 都是介质中所包含的各种微观粒子(电子、离子等)在外电磁场作用下运动状态发生变化的反映. 由于自由电子、束缚电子以及离子在外磁场作用下都有各自不同的运动状态, 因而表现出不同的宏观热辐射特性. 热辐射是一种电磁波, 在热辐射的作用下, 介质中电子与离子要产生极化, 使得介质与热辐射发生相互作用成为可能<sup>[7]</sup>. 将介质中电子、离子等带电粒子视为阻尼振子, 这些阻尼振子在各自的平衡位置以一定的固有振动频率

收稿日期: 2007-03-20 修回日期: 2007-05-11

作者简介: 夏德宏(1963-), 男, 教授, 硕士,

E-mail: xia@me.ustb.eud.cn

作微振幅的振动,如图1所示.

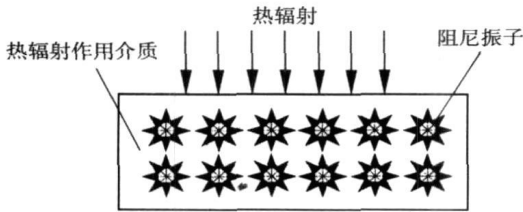


图1 热辐射能(波)与介质内部阻尼振子间的相互作用

Fig.1 Interaction between heat radiation wave and damping oscillators in a medium

物质内部微观粒子的振动可以描述为阻尼振子振动. 由经典的牛顿力学可得,热辐射波与介质内部微观粒子间相互作用的一维阻尼振子数学模型表示为<sup>[8]</sup>:

$$e^* E_0 \exp(-i\omega t) - m\gamma \frac{d\mathbf{r}}{dt} - m\omega_0^2 \mathbf{r} = m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} \quad (1)$$

其中,  $m$  表示阻尼振子的质量, kg;  $E_0$  表示阻尼振子所在位置附近外加电场的复振幅,  $V \cdot m^{-1}$ ;  $\omega_0$  和  $\omega$  分别表示阻尼振子的固有振荡频率和入射热辐射波的频率, Hz;  $t$  表示时间, s;  $\gamma$  称为阻尼系数, 一般作为与频率无关的常数处理, Hz;  $e^*$  是阻尼振子的有效电荷, C;  $-m\omega_0^2 \mathbf{r}$  表示与位移  $\mathbf{r}$  成正比的弹性恢复力, 负号表示力的方向与位移方向相反, N;  $-m\gamma \frac{d\mathbf{r}}{dt}$  表示与速度成正比的阻尼力, 负号表示力的方向与速度方向相反, N;  $e^* E_0 \exp(-i\omega t)$  表示电场驱动力, N;  $m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2}$  表示阻尼振子所受到的合力, 方向和该振子的加速度的方向相同, N.

对方程(1)进行解析求解可得其稳定情况下阻尼振子离开平衡位置的位移  $\mathbf{r}$  为:

$$\mathbf{r}(t) = \frac{e^*/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} E_0 \exp(-i\omega t) = \frac{e^*/m}{[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2]^{1/2}} E_0 \exp[-i(\omega t - \delta)] \quad (2)$$

其中,

$$\delta = \arctan^{-1} \frac{\omega\gamma}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (3)$$

根据电动力学, 这样的作变速运动的带电粒子会向外发射电磁波. 在阻尼振子模型中, 阻尼振子带电且不停地在其平衡位置附近作变加速运动, 因而阻尼振子在与投射热辐射发生作用时不仅会吸收投射辐射的能量同时也会散射出能量. Jackson 推导了离开偶极子距离为  $|\mathbf{R}|$  的空间某点处的电场强度为<sup>[9]</sup>:

$$E_p = \frac{e^*}{4\pi\epsilon_0 c^2 |\mathbf{R}|^3} \left[ \mathbf{R} \left( \mathbf{R} \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} \right) \right] \quad (4)$$

式中,  $\epsilon_0$  表示真空中的介电系数,  $F \cdot m^{-1}$ ;  $c$  表示真空中的光速,  $m \cdot s^{-1}$ ;  $\mathbf{R}$  表示由阻尼振子到观测点的矢量.

在极化的过程中, 阻尼振子吸收能量. 在稳态情况下, 投射辐射与材料表面的微观粒子发生作用, 但是微观粒子的振幅并没有改变, 材料表面的温度没有发生变化. 根据能量守恒原理可以推论, 材料表面的微观粒子在与投射热辐射发生作用的过程中一定还同时向周围传递了能量, 即同时又向外发射出了热辐射波.

## 2 散射热辐射作用模型的建立

单个阻尼振子散射的热辐射波充满了周围空间. 由于材料表面由无数的阻尼振子组成, 而各个阻尼振子发射的散射波的频率由所选的模型可知都等于入射波的频率, 因而阻尼振子可以视为产生相干子波的波源. 根据惠更斯原理, 各个相干散射子波在周围空间发生叠加.

由于组成材料的微观粒子(即阻尼振子)可以视为子波源, 它们散射出相干的子波, 这些子波的叠加符合惠更斯原理. 在对散射波的叠加过程中, 将散射波分成相位差恒定的波和相位差不恒定的波两部分. 相位差不恒定的波属于非相干波, 它们对彼此的影响很小, 可以忽略<sup>[10]</sup>. 将其叠加后总能量强度  $I$  等于各自的能量强度 ( $I_1, I_2, \dots, I_n, n \rightarrow +\infty$ ) 之和:

$$I = I_1 + I_2 + I_3 + \dots + I_n \quad (5)$$

阻尼振子向周围空间散射电磁波, 任一观察点到材料表面上各个阻尼振子的距离都不同. 同时, 初相位也是变化的, 故任意两辐射波的相位差不恒定. 这两点使得数学推导和数值模拟难以进行. 在本文中, 仅研究阻尼振子离界面的距离相对于振子之间的间距无限远处远场的电磁场, 因而可以认为表面上的阻尼振子到观测点的距离相等, 但是从阻尼振子发出的热辐射波的相位不同. 这使得所研究的问题大大简化, 同时又符合实际. 因为相邻两个阻尼振子之间的距离很小, 观测点到表面距离很远时这两个阻尼振子到观测点的距离相差极小, 可以认为是相等的.

为了研究方便, 认为所研究介质的表面是光滑的平面. 这种简化并不会影响所研究的问题, 因为粗糙的表面可以认为是由大量的光滑平面组成的.

(1) 散射的电磁波在入射波同侧发生叠加. 散

射的电磁波在入射波同侧发生叠加时的情况如图 2 所示. 设第 1 个阻尼振子发出的电磁波到达观测点  $p$  时电场强度  $E_1$  的值为:

$$E_1 = A e^{-i(kr - \omega t)} \quad (6)$$

式中,  $A$  为从阻尼振子发出的电场强度的最大值,  $k$  为波矢量 ( $|k| = 2\pi/\lambda$ ), 方向是波传播的方向,  $\lambda$  为电磁波的波长,  $r$  为阻尼振子到观测点  $p$  的距离 ( $r \gg d$ ).

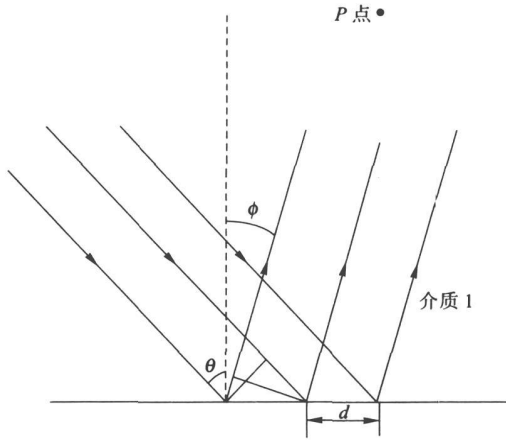


图 2 散射波在入射波同侧叠加示意图

Fig. 2 Superposition of scattering waves in the same side of incident waves

设入射角为  $\theta$ , 反射角为  $\phi$ , 相邻两个振子之间的距离为  $d$ . 相对于第 1 个振子发出的电磁波, 从第 2 个振子发出的电磁波到达观测点  $p$  时波程差为  $d \sin \theta - d \sin \phi$ , 则第 2 个阻尼振子发出的电磁波到达观测点  $p$  时电场强度  $E_2$  的值为:

$$E_2 = A e^{-i(kr - \omega t)} e^{-ik(d \sin \theta - d \sin \phi)} = A e^{-ik(r - \omega t + d \sin \theta - d \sin \phi)} \quad (7)$$

同理, 相对于第 2 个振子发出的电磁波, 从第 3 个振子发出的电磁波到达观测点  $p$  时波程差为  $d \sin \theta - d \sin \phi$ , 相对于第 1 个振子发出的电磁波的波程差为  $2(d \sin \theta - d \sin \phi)$ . 对第  $N$  个振子, 其发出的电磁波相对于第 1 个振子发出的电磁波的波程差为  $(N-1)(d \sin \theta - d \sin \phi)$ . 因而有:

$$E_N = A e^{-ik[r - \omega t + (N-1)(d \sin \theta - d \sin \phi)]} \quad (8)$$

这  $N$  个阻尼振子发出的电磁波在点  $p$  叠加, 点  $p$  的电场强度  $E_p$  为:

$$E_p = \sum_{i=1}^N E_i = A e^{-i(kr - \omega t)} [1 + e^{-i(d \sin \theta - d \sin \phi)} + e^{-i2(d \sin \theta - d \sin \phi)} + \dots + e^{-i(N-1)(d \sin \theta - d \sin \phi)}] \quad (9)$$

整理, 有:

$$E_p = A e^{-i(kr - \omega t)} \frac{1 - e^{-iN(d \sin \theta - d \sin \phi)}}{1 - e^{-i(d \sin \theta - d \sin \phi)}} =$$

$$A \frac{\sin \frac{Nk(d \sin \theta - d \sin \phi)}{2} e^{-ik[r - \omega t + \frac{N-1}{2}(d \sin \theta - d \sin \phi)]}}{\sin \frac{k(d \sin \theta - d \sin \phi)}{2}} e^{-i(kr - \omega t)} \quad (10)$$

当  $e^{-i(d \sin \theta - d \sin \phi)} = 1$  时, 式(9)为:

$$E_p = N A e^{-i(kr - \omega t)} \quad (11)$$

即观测点  $p$  的最大值  $E_{pmax} = N A e^{-i(kr - \omega t)}$ .

引入相对电场强度  $E_{PR} = \frac{|E_p|}{|E_{pmax}|}$ , 则有:

$$E_{PR} = \frac{|E_p|}{|E_{pmax}|} = \begin{cases} \left| \frac{\sin \frac{Nk(d \sin \theta - d \sin \phi)}{2}}{N \sin \frac{k(d \sin \theta - d \sin \phi)}{2}} \right|, & \text{当 } d \sin \theta - d \sin \phi \neq 0 \text{ 时} \\ 1, & \text{当 } d \sin \theta - d \sin \phi = 0 \text{ 时} \end{cases} \quad (12)$$

(2) 散射波在入射波的异侧发生叠加. 散射波在入射波的异侧发生叠加时的情况如图 3 所示. 折射时还要考虑到因为介质的不同而引起的相位差. 设介质 2 中波矢量为  $k'$ , 折射角为  $\beta$ , 则相邻两点间的波程差为  $(k d \sin \theta - k' d \sin \beta)$ . 同反射时一样, 可以推导出:

$$E'_{PR} = \frac{|E'_p|}{|E'_{pmax}|} = \begin{cases} \left| \frac{\sin \frac{Nk(d \sin \theta - d \sin \phi)}{2}}{N \sin \frac{k(d \sin \theta - d \sin \phi)}{2}} \right|, & \text{当 } d \sin \theta - d \sin \phi \neq 0 \text{ 时} \\ 1, & \text{当 } d \sin \theta - d \sin \phi = 0 \text{ 时} \end{cases} \quad (13)$$

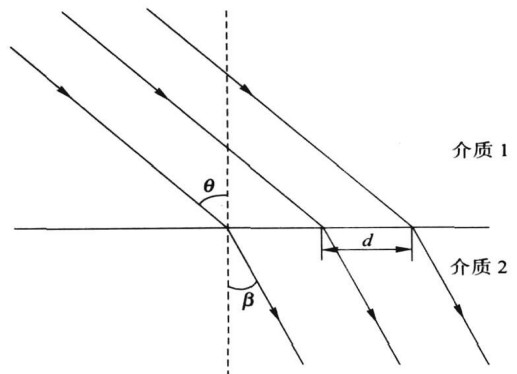


图 3 散射波在入射波异侧叠加示意图

Fig. 3 Superposition of scattering waves in the opposite side of incident waves

### 3 数值模拟结果及分析

数值模拟选用的参数为  $N = 100, \frac{d}{\lambda} = 0.3,$

$\frac{d}{\lambda} = 0.5$ . 模拟中相对电场强度最大值对应的角度取为反射角与折射角. 当热辐射从介质 1 射入到介质 2 时, 模拟所得的反射波相对电场强度如图 4 所示, 折射波相对电场强度如图 5 所示. 此时数值模拟计算所得的折射角与理论折射角的比较如表 1 所示.

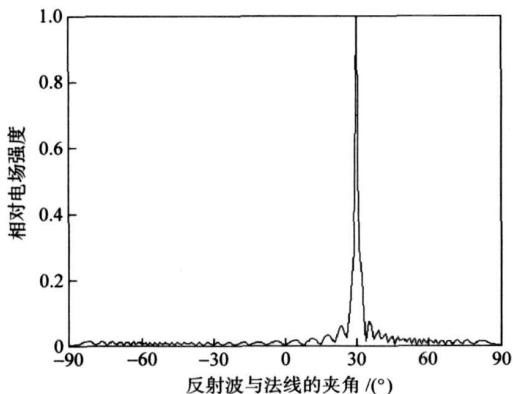


图 4 反射波相对电场强度在反射面内的分布(入射角为 30°, 从介质 1 射入介质 2)

Fig. 4 Relative intensity distribution of reflection wave in the reflection plane (the incident angle is 30°, from Medium 1 into 2)

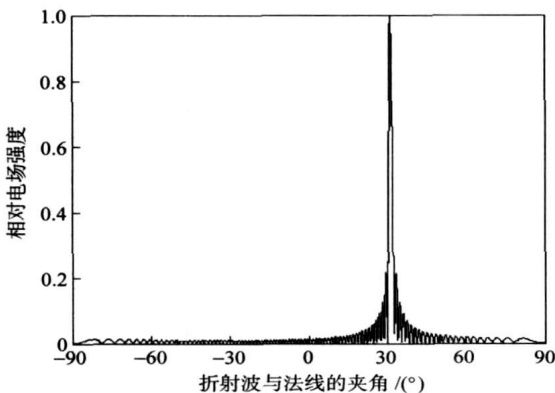


图 5 折射波相对电场强度在折射面内的分布(入射角为 60°, 从介质 1 射入介质 2)

Fig. 5 Relative intensity distribution of refraction waves in the refraction plane (the incident angle is 60°, from Medium 1 into 2)

由数值模拟得到的图 4 可以看出, 反射电场强度以相应的反射角与折射角为中心衰减得很快. 从表 1 可以看出模拟得到的折射角与给定参数换算得到的折射角相差非常微弱.

当热辐射从介质 2 射入到介质 1 时, 模拟所得

的不同入射角度下折射波相对电场强度随折射角度的变化情况如图 6 所示. 此时数值模拟计算所得的折射角与理论折射角的比较如表 2 所示.

表 1 从介质 1 射入到介质 2 时折射角模拟值与理论值比较

Table 1 Comparison of the simulated value with theoretical one of refraction angle from medium 1 into medium 2

入射角, $\theta / (^\circ)$	反射角, $\phi / (^\circ)$	理论折射角, $\beta / (^\circ)$	模拟计算折射角 / $(^\circ)$
30.0000	30.0000	17.5000	17.4576
60.0000	60.0000	31.3000	31.3064

表 2 从介质 2 射入到介质 1 时折射角模拟值与理论值

Table 2 Comparison of the simulated value and theoretical one of the refraction angle from Medium 2 into 1

入射角, $\theta / (^\circ)$	反射角, $\phi / (^\circ)$	理论折射角, $\beta / (^\circ)$	模拟计算折射角 / $(^\circ)$
30.0000	30.0000	56.4000	17.4576
36.0000	36.0000	78.4000	78.4191
60.0000	60.0000	—	—

此时可以由数值模拟结果得到入射角为 30.0000°和 36.0000°时, 数值模拟所得的电场强度的变化情况与热辐射从介质 1 射入到介质 2 中时的结论一致. 但是, 当入射角增大到 60.0000°时, 数值模拟得到的图显示此时相对电场强度大大减小, 表明此时已经发生了全反射. 这个结果说明全反射现象可以从叠加得到机理性解释, 本文所建的模型可以很好地预测全反射现象.

模拟的结果表明本文所用的物理、数学模型完全符合物理实际, 与经典的由实验观测所总结的计算公式符合得很好. 同时, 反射和折射本质上都是由散射引起的, 它们只不过是散射波在不同介质中发生叠加产生的不同结果. 即在入射热辐射波同种介质中, 散射波的叠加会形成反射; 而另一种介质中, 散射波的叠加形成了折射. 这就是反射和折射的本质.

根据反射及折射的机理分析可知, 反射波及折射波在严格意义上已经不再是投射波的一部分, 它们都是由材料中微观粒子再次发射电磁波而重新产生的. 若不加投射辐射, 材料中的微观粒子仍将发射出电磁波, 这些电磁波在材料外的叠加就是材料发射的热辐射. 因此, 发射、反射及折射的微观机理是统一的, 产生这三种热辐射现象的最终本质都可以归结为材料中微观粒子振动产生的电磁波叠加.

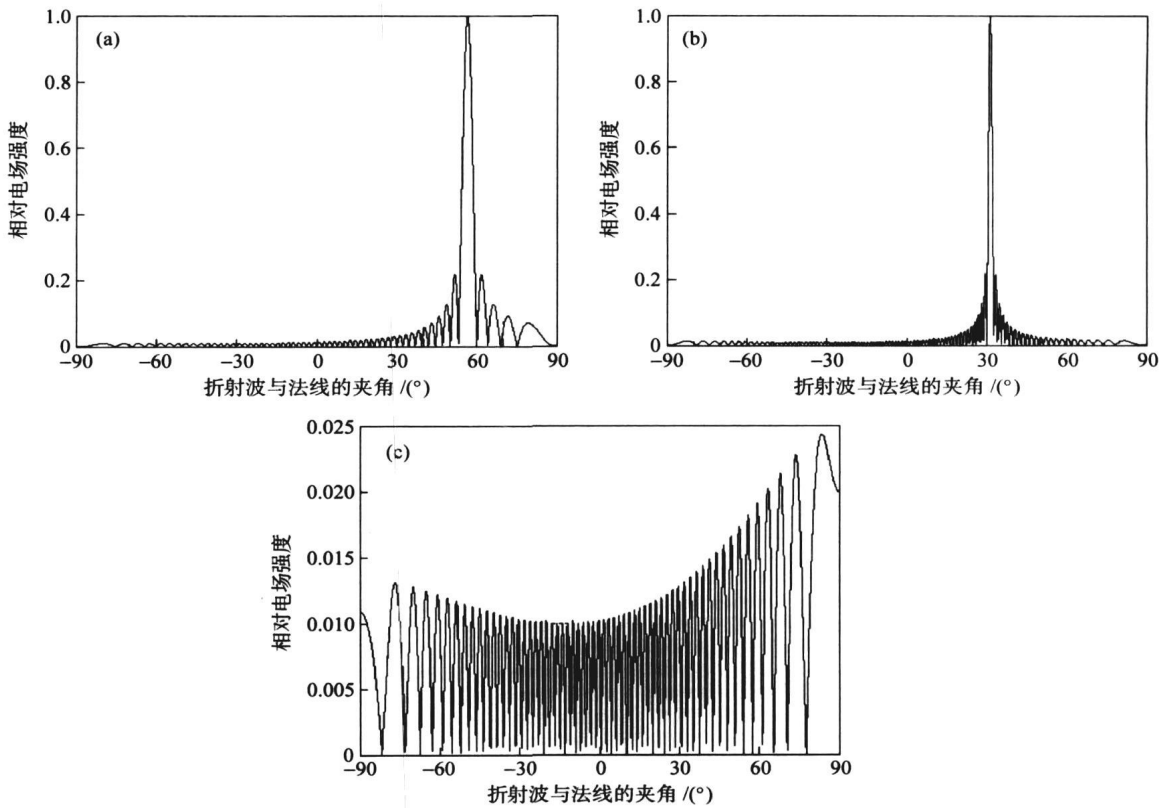


图6 折射波相对电场强度在折射面内的分布(从介质2射入介质1). (a) 入射角为 $30^\circ$ ; (b) 入射角为 $36^\circ$ ; (c) 入射角为 $60^\circ$

Fig.6 Relative intensity distribution of refraction waves in the refraction plane with incidence angle (from Medium 1 into 2): (a)  $30^\circ$ ; (b)  $36^\circ$ ; (c)  $60^\circ$

## 4 结论

(1) 热辐射与介质的作用过程可以分为两个部分: 介质中的微观粒子吸收热辐射能量以及发射热辐射波.

(2) 采用直接叠加的方法, 用数值模拟得到了任意入射角度的入射热辐射投射到介质表面时的反射角及入射角, 它们与经典公式得到的结果符合得很好, 从而说明本文采用的物理、数学模型的合理性.

(3) 反射和折射可以用散射统一起来. 反射和折射本质上都是由散射引起的, 它们只不过是同一散射波在不同介质中发生叠加产生的不同结果. 发射、反射及折射的微观机理是统一的.

(4) 全反射现象可以由本文所建立的模型模拟得出, 它也是叠加的结果. 发生全反射时折射波的能量极小.

## 参考文献

[1] Zheng X B. Review on research and applications of light scattering from randomly rough surfaces. *Chin J Quant Electron*, 1999, 16(2): 97  
(郑小兵. 随机表面光散射的研究和应用综述. 量子电子学报, 1999, 16(2): 97)

[2] Fernando C, Miguel A. The index of refraction in linear anisotropic media. *Eur J Phys*, 1999, 20: 443

[3] Zhao J L. *Higher Optics*. Beijing: Higher Education press, 2003  
(赵建林. 高等光学. 北京: 高等教育出版社, 2003)

[4] Sun X P, Feng K C, Dai F A. Analysis for the scattering of light with Huggens-Fresnel principle. *J Yanbian Univ Nat Sci*, 2001, 27(4): 317  
(孙秀平, 冯克诚, 戴福安. 用惠更斯-菲涅耳原理分析光的散射. 延边大学学报: 自然科学版, 2001, 27(4): 317)

[5] Zhong X H, Chen X M. *Optics • Modern Physics*. Beijing: Beijing University Press, 2002: 4  
(钟锡华, 陈熙谋. 光学 • 近代物理. 北京: 北京大学出版社, 2002: 4)

[6] Xia D H, Yu T, Wu X Y, et al. Scattering mechanism of heat radiation wave in medium. *J Univ Sci Technol Beijing*, 2006, 28(2): 175  
(夏德宏, 余涛, 吴祥宇, 等. 热辐射波在介质内的散射机理. 北京科技大学学报, 2006, 28(2): 175)

[7] Zhang G Y, Lan G X, Wang Y F. *Lattice Vibration Spectroscopy*. Beijing: Higher Education Press, 2001: 112  
(张光寅, 蓝国祥, 王玉芳. 晶格振动光谱学. 北京: 高等教育出版社, 2001: 112)

[8] Xia D H, Wu Y H. A mathematical model for the heat radiation characteristics of materials. *J Therm Sci*, 2004, 13(1): 76

[9] Jackson J D. *Classical Electrodynamics*. 2nd ed. New York: John & Song Ins, 1975

[10] Yuan G C. *Selection of Optics*. Beijing: Higher Education Press, 1991: 101  
(袁国才. 光学选讲. 北京: 高等教育出版社, 1991: 101)