

负折射物质特性的理论分析*

Theoretical Study of the Negative Index Materials' Characteristic

蔡汪洋¹, 唐康淞², 龙敏¹CAI Wang-yang¹, TANG Kang-song², LONG Min¹

(1. 长沙理工大学计算机与通信工程学院, 湖南长沙 410076; 2. 中国科学院电子学研究所, 北京 100080)

(1. School of Computer and Communication, Changsha University of Science and Technology, Changsha, Hunan, 410076, China; 2. Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100080, China)

摘要: 从基本的电磁场理论出发, 分析和解释负折射物质的电磁特性, 以及负折射物质中的逆 Cerenkov 现象、逆 Doppler 现象、负折射率和完美透镜的工作原理, 帮助人们更加清楚地认识负折射物质的本质特性, 更好地开发和应用好负折射物质。

关键词: 负折射物质 负折射率 逆 Doppler 效应 逆 Cerenkov 辐射 完美透镜

中图分类号: O451 文献标识码: A 文章编号: 1005-9164(2008)02-0151-05

Abstract The new electromagnetic properties of negative index material such as converse Cerenkov radiation and converse Doppler effect, negative refraction index and perfect lens are analyzed and explained by using basic electromagnetic theory. This work will help people understand the electromagnetic properties of negative index material more clearly, it will also make the negative index material to be used and developed more better.

Key words negative index material, negative refraction index, converse Doppler effect, converse Cerenkov radiation, perfect lens

负折射物质是一种人工合成物质, 其最根本的特性就是同时拥有负的介电常数 ϵ 和负的磁导率 μ 。负折射物质的概念最早由前苏联物理学家 Veselago 于 20 世纪 60 年代提出来^[1]。由于在自然界中并没有天然的同时具有负的介电常数和负的磁导率的物质存在, 因此在此后的 30 多年一直没有引起人们的重视, 直到 21 世纪初, 美国加利福尼亚大学圣地亚哥分校的 Smith 研究小组首次人工合成出负折射物质^[2], 并且通过实验论证了负折射物质的真实性^[3]后, 负折射物质才引起人们的注意。负折射物质具有很多新奇的特性, 如波的传播方向和能量的传播方向相反, 电场 E 磁场 H 波矢量 K 满足左手法则; 负的折射率, 即折射光线与入射光线位于法线的同侧。这两种特性又

导致了很奇特的现象, 比如说逆多普勒 (Doppler) 效应、逆切仑柯夫 (Cerenkov) 辐射以及完美透镜等^[4-6]。

当前全世界的研究者主要从三大方面研究负折射物质, 一是如何构造更先进的材料, 目前主要存在 3 种人工结构的负折射物质: 开口环结构^[2]、传输线结构^[7]、光子晶体^[8]。二是研究负折射材料的特性及其新奇现象, 其中最重要的一个工作是由英国皇家学院的 Pendry 提出来的完美透镜的概念^[6], 其他的研究者也作了很多理论性的工作^[9-11], C. Luo 等^[5]研究了光子晶体中的逆 Cerenkov 辐射现象, N. Seddon 等^[6]研究了逆 Doppler 现象。三是关于负折射应用, 如: 空间滤波器^[12]、反常 Bragg 光栅^[13]、次波长 FP 腔^[14]、光波导^[15]和近场光存储器系统^[16]等等。近年来, 国内相关的研究也迅速开展起来^[17-20]。

负折射物质之所以吸引如此多研究者的注意, 主要就是在它许多与众不同的特性。但是, 到目前为

收稿日期: 2008-01-11

作者简介: 蔡汪洋 (1981-), 女, 硕士, 讲师, 主要从事光通信研究。

* 湖南省自然科学基金项目 (批准号: 08JJ4020) 资助

止,人们都只是片面地强调其特性的应用,并没有对它的新奇特性进行过具体的理论分析.因此,本文从理论的角度出发,结合目前已经得到的实验结果,具体地分析负折射物质特性的原理,帮助人们更加透彻地理解负折射物质.

1 负折射物质的电磁特性

电磁波在负折射物质中传输的时候,电磁波的电场矢量 \vec{E} , 磁场矢量 \vec{H} 和波矢量 \vec{k} 满足左手准则,能流密度与波传播方向相反(也就是说其相速度与群速度方向相反).

1.1 \vec{E} , \vec{H} 和量 \vec{k} 满足左手准则

电磁波在介质中传播遵循 Maxwell 方程组^[21], 即:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\vec{D}}{\epsilon_0}, \nabla \times \vec{H} = \frac{\vec{D}}{\epsilon_0} + \vec{J}, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho, \nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (2)$$

式中 $\vec{E}, \vec{D}, \vec{H}, \vec{B}$ 分别表示电场强度,电位移矢量,磁场强度,磁感应强度, \vec{J} 和 ρ 分别表示电流密度和电荷密度,且均是 (\vec{r}, t) 的函数.其中 \vec{D}, \vec{B} 与 \vec{E}, \vec{H} 之间满足本构关系:

$$\vec{B} = -\vec{H}, \vec{D} = \vec{E}. \quad (3)$$

假设传播的电磁波为单色的平面波,则电场 \vec{E} 可以写成:

$$\begin{pmatrix} \vec{E}(\vec{r}, t) \\ \vec{H}(\vec{r}, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{E}_0 \\ \vec{H}_0 \end{pmatrix} \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t). \quad (4)$$

将(4)式代入(1)式和(2)式,则 Maxwell 方程组变成:

$$\vec{k} \times \vec{E} = -\omega \vec{H}, \vec{k} \times \vec{H} = -\omega \vec{E}; \quad (5)$$

$$\vec{k} \cdot \vec{E} = 0, \vec{k} \cdot \vec{H} = 0. \quad (6)$$

其中 $k = \omega \sqrt{\epsilon}$.

从方程(1)至方程(6)可以发现当介电常数与磁导率同时为负的时候,电磁波的电场矢量 \vec{E} , 磁场矢量 \vec{H} 和波矢量 \vec{k} 满足左手准则.

1.2 电磁波能量传递

电磁波能量的传递行为通常是由坡印亭矢量 \vec{S} 来决定^[21].

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H} = \frac{1}{\epsilon_0} (\vec{k} \times \vec{E}) \times (\vec{k} \times \vec{H}) =$$

$$\begin{cases} \frac{1}{\epsilon_0} (\vec{k} \times \vec{E}) \times \vec{E} = \frac{\vec{k}}{k} |\vec{E}|^2, \\ \frac{1}{\epsilon_0} \vec{H} \times (\vec{k} \times \vec{H}) = \frac{\vec{k}}{k} |\vec{H}|^2. \end{cases} \quad (7)$$

从(7)式可以发现当介电常数与磁导率同时为负的时

候,能流密度与波传播方向相反.

2 逆的 Doppler 效应

在负折射物质中,由于相速度与群速度方向相反,导致光源移近观察者时产生红移而光源离开时产生蓝移现象.这种现象与 Doppler 效应恰恰相反,因此称之为逆 Doppler 效应^[11].

假设存在相对运动的一个接收器 A 和一个发射器 B,接收器以速度 v 相对于发射器运动.对于发射器来说,它发射的平面波的形式为:

$$\begin{pmatrix} \vec{E}(\vec{r}, t) \\ \vec{cB}(\vec{r}, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{E}_0 \\ \vec{cB}_0 \end{pmatrix} \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t), \quad (8)$$

对于接收器来说,它发射的平面波的形式为:

$$\begin{pmatrix} \vec{E}'(\vec{r}', t') \\ \vec{cB}'(\vec{r}', t') \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{E}'_0 \\ \vec{cB}'_0 \end{pmatrix} \cos(\vec{k}' \cdot \vec{r}' - \omega' t'). \quad (9)$$

根据洛伦兹变换公式^[21],有:

$$\begin{pmatrix} \vec{E}_0 \\ \vec{cB}_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Gamma & \vec{U} \\ \vec{U} & \Gamma \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \vec{E}'_0 \\ \vec{cB}'_0 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

$$\vec{r} = \Gamma \vec{r}' + \vec{U} \omega' t', \quad (11)$$

$$\omega t = \Gamma(\omega' t' + \vec{U} \cdot \vec{r}'). \quad (12)$$

把(8)式中的相位因子变为:

$$\vec{k} \cdot \vec{r} - \frac{\omega}{c}(\omega t) = (\vec{k} \cdot \vec{r}' - \vec{U} \cdot \vec{k}') \cdot \vec{r}' - \Gamma \left(\frac{\omega}{c} - \vec{U} \cdot \vec{k}' \right) \omega' t'. \quad (13)$$

比较(13)式与(9)式,可以得到:

$$\frac{\omega}{c} = \Gamma \left(\frac{\omega'}{c} - \vec{U} \cdot \vec{k}' \right). \quad (14)$$

由于在负折射物质中,波矢量与能量方向是相反的,所以(14)式可以改写成:

$$\frac{\omega}{c} = \Gamma \left(\frac{\omega'}{c} + \vec{U} \cdot \vec{k}' \right) = \Gamma \left(\frac{\omega'}{c} + U k' \cos \theta \right). \quad (15)$$

从(15)式可以发现,当光源移近观察者时会产生红移而光源离开时会产生蓝移,与正常物质中的情况完全相反.

3 逆的 Cerenkov 辐射

1968年 Veselago 预言在负折射物质中将会有逆 Cerenkov 辐射现象的产生,即当一个带电颗粒以大于光速的速度在物质中运动的时候产生的光辐射将会向后而不是向前^[1].麻省理工大学的 Chiy an Liu 和他的同事通过 FDTD 仿真实在光子晶体中证实了这种现象(图 1)^[10].

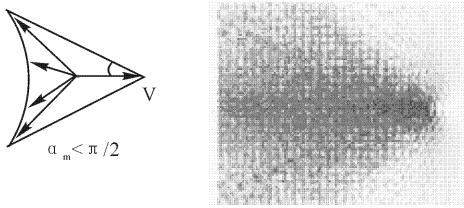


图 1 逆的 Cerenkov 辐射^[10]

Fig. 1 The inverse Cerenkov radiation^[10]

假设带电粒子的速度恒定并沿 Z 方向运动,运动的带电粒子产生的电流为:

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \hat{z}(v)q\mathbb{W}(x)\mathbb{W}(y)\mathbb{W}(z - vt). \quad (16)$$

圆柱坐标系具有轴对称性,从而可以得到:

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \hat{z}qv\mathbb{W}(z - vt) \frac{\mathbb{W}(d)}{2cd}. \quad (17)$$

将 (17) 式转化到频域可以得到:

$$J(r, k) = \frac{1}{2c} \int_{-\infty}^{\infty} dt J(r, t) e^{jkt} = \hat{z} \frac{q}{4c^2 d} e^{jkc/v} \mathbb{W}(d) e^{\theta}. \quad (18)$$

那么电场的波动方程可以写成:

$$\nabla \times \nabla \times E(\vec{r}) - k^2 E(\vec{r}) = \hat{z} \frac{jkc}{4c^2 d} e^{jkc/v} \mathbb{W}(d). \quad (19)$$

定义一个矢量格林方程 $\hat{g}(d, z)$ 代入电场的波动方程 (19), 可以得到 $\hat{g}(d, z)$ 的波动方程为:

$$(\nabla^2 + k^2) \hat{g}(d, z) = - \hat{z} \frac{jkc}{4c^2 d} e^{jkc/v} \mathbb{W}(d). \quad (20)$$

方程右边为 Z 的函数且是轴对称的, 因此可以将方程用圆柱坐标表示. 令

$$\hat{g}(d, z) = \hat{z} g(d) \frac{jkc}{2c} e^{jkc/v}, \quad (21)$$

则有

$$\left[\frac{1}{d} \frac{d}{dd} \left(d \frac{d}{dd} \right) - \frac{k^2}{v^2} + k^2 \right] g(d) = - \frac{\mathbb{W}(d)}{2cd}. \quad (22)$$

对于 $d \neq 0$, 方程 (22) 可以变为:

$$\left[\frac{1}{d} \left(d \frac{d}{dd} + k_d^2 \right) \right] g(d) = 0, \quad (23)$$

其中, $k_d = \sqrt{k^2 - \frac{k^2}{v^2}}$.

解方程 (23) 可以得到两种解, 一种解是: $g(d) =$

$\frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_d d)$, 这个时候对应的辐射场的波矢量为 $k =$

$\hat{c}k_d + \hat{z} \frac{k}{v}$; 另一种解是: $g(d) = - \frac{i}{4} H_0^{(2)}(k_d d)$, 这个

时候对应的辐射场的波矢量为 $\hat{k} = - \hat{c}k_d + \hat{z} \frac{k}{v}$.

根据文献 [22] 可以知道, 第一种解对应的是介电常数 χ 和负的磁导率 μ 都大于 0 的情况, 而第二种解对应着介电常数 χ 和负的磁导率 μ 同时小于零的情况. 在第二种情况下, 在 Z 方向和 d 方向的辐射场的单位能量分别为:

$$W_z(d) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{S}(\vec{r}, t) dt = \frac{q^2}{8c^2 d v} \int_0^{\infty} \frac{k_d}{k} dk,$$

$$W_d(d) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{S}(\vec{r}, t) dt = - \frac{q^2}{8c^2 d} \int_0^{\infty} \frac{k_d}{k \chi} dk.$$

当介电常数 χ 和负的磁导率 μ 同时小于零的时候, $W_d(d) < 0$ 且 $W_z(d) > 0$, 则由图 2 能够表示出辐射场的波矢量以及能量方向. 从图 2 可以发现, 当介电常数 χ 和负的磁导率 μ 同时小于零的时候, 切仑柯夫辐射现象是逆的, 并且和负折射物质中波矢量方向和能量方向相反的特性吻合.

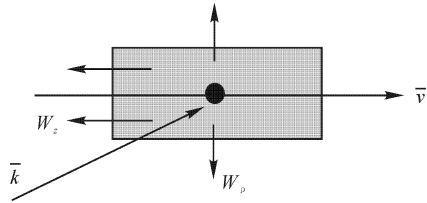


图 2 负折射物质中切仑柯夫辐射场的波矢量以及能量方向

Fig. 2 Direction of the wave vector and energy flow of the Cerenkov radiation in negative index material

4 负的折射率

通常情况下, 当一束光入射到两种不同介质的分界面时, 折射光线和入射光线是位于法线不同侧的. 但是, 在负折射物质中, 折射光线与入射光线位于法线的同侧, 因此被称为负折射. 这种现象不易被直观接受, 却已经被实验 (图 3)^[3, 23] 证实.

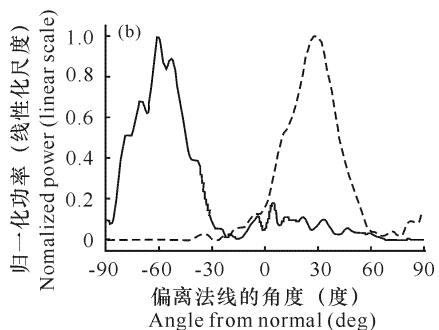
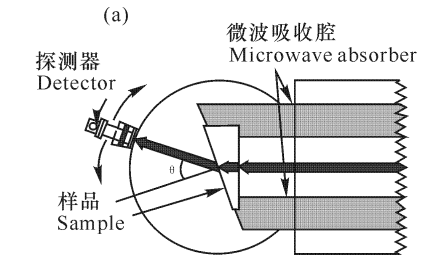


图 3 负折射实验的装置 (a) 及结果 (b)^[3]

Fig. 3 Experiment device (a) and result (b) of negative refraction^[3]

—: 负折射物质, —: 普通物质.

—: The negative refraction material, —: Normal material.

先假设一束光线从正折射物质入射到负折射物

质的情况与光线在不同折射率的正折射物质分界面上的情况一样,如图 4(a)所示,则可以得到如下结论.

$$\vec{E}_i = \hat{x} \cos(k_y \cdot y + k_z \cdot z - kt), \text{入射波的 } \vec{H}_i = \frac{1}{k_z} [k_z \cdot \hat{y} - k_y \cdot \hat{z}] \cos(k_y \cdot y + k_z \cdot z - kt), \quad (24)$$

其中,入射波的波矢量 $\vec{k}_i = \hat{y}k_y + \hat{z}k_z$ 满足色散关系: $k^2 = k_y^2 + k_z^2 = k_0^2 X_0$; (25)

$$\vec{E}_r = \hat{x} R \cos(k_y \cdot y + k_z \cdot z - kt), \text{反射波的 } \vec{H}_r = \frac{R}{k_z} [-k_z \cdot \hat{y} - k_y \cdot \hat{z}] \cos(k_y \cdot y + k_z \cdot z - kt), \quad (26)$$

其中,反射波的波矢量 $\vec{k}_r = \hat{y}k_y - \hat{z}k_z$ 满足色散关系: $k^2 = k_y^2 + k_z^2 = k_0^2 X_0$; (27)

$$\vec{E}_t = \hat{x} T \cos(k_y \cdot y + k_z \cdot z - kt), \text{透射波的 } \vec{H}_t = \frac{T}{k_z} [-k_z \cdot \hat{y} + k_y \cdot \hat{z}] \cos(k_y \cdot y + k_z \cdot z - kt), \quad (28)$$

其中,透射波的波矢量 $\vec{k}_t = \hat{y}k_y - \hat{z}k_z$ 满足色散关系: $k^2 = k_y^2 + k_z^2 = k_0^2 X_1$. (29)

在边界 $z = 0$ 上,由于 \vec{E} 和 \vec{H} 的切向分量对所有的 y 和 t 都必须连续,从而得到:

$$\begin{cases} \cos(k_y \cdot y - kt) + R \cos(k_y \cdot y - kt) = T \cos(k_y \cdot y - kt), \\ \frac{k_z}{k_0} \cos(k_y \cdot y - kt) - \frac{R \cdot k_z}{k_0} \cos(k_y \cdot y - kt) = \frac{T \cdot k_z}{k_1} \cos(k_y \cdot y - kt). \end{cases} \quad (30)$$

由于 (30) 式必须对所有的 y 和 t 成立,因此可以得到:

$$k_{iy} = k_{ry} = k_{ty}. \quad (31)$$

再由上面的色散关系可以得到:

$$k_{iz} = -k_{rz} = |k_{ty}|. \quad (32)$$

将 (31) 式和 (32) 式代入 (30) 式,进一步得到:

$$R = \frac{1-p}{1+p}, T = \frac{2}{1+p}, \quad (33)$$

其中 $p = \frac{k_{z1}}{k_{z0}}$.

假设 $\epsilon_1 = \epsilon_0$; $X_1 = -X_0$, 则有 $k_{z1} = k_{z0}$, 否则反射系数将会大于 1, 违背因果关系. 因此, 可以知道电磁波通过正常物质和负折射物质的分界面的反射和折射将如图 4(b) 所示.

由图 4 可知, 光在正折射介质界面间折射时, 入射光线和折射光线分别位于界面法线两侧, 即发生日常生活中常见的折射现象 (图 4(a)), 但是如果两个介质分别是正折射介质和负折射介质时, 入射光线和折

射光线将位于界面法线同侧, 这时折射角为负 (图 4(b)).

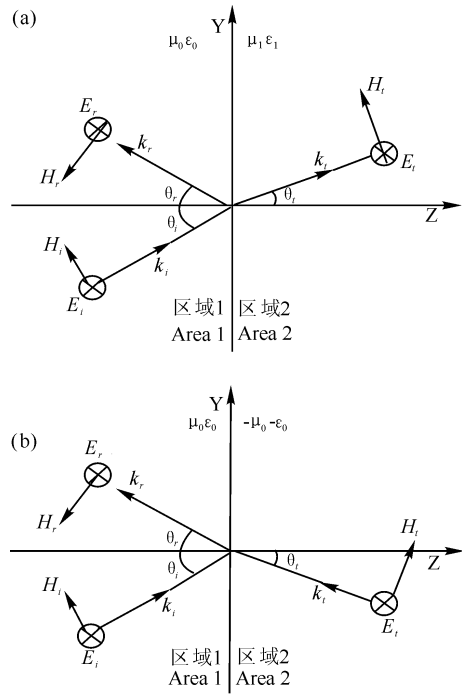


图 4 电磁波在不同介质分界面的反射和折射现象

Fig. 4 The reflection and rrefraction of EM wave in the interface of different materials

(a) 不同折射率的正常物质分界面, (b) 在正常物质与负折射物质分界面.

(a) Ordinary materials with different index, (b) Ordinary material and negative index material.

5 完美透镜现象

负折射物质的折射率为负的, 因此从理论上说平面的负折射物质有聚集光线的作用. 英国皇家学院的 Pendry 提出完美透镜的观点, 他认为完美透镜具有的超越衍射极限, 放大衰减波的能力, 从而使得成像更加完美^[4]. 完美透镜最初引起了很多争论^[24], 直到被实验 (图 5)^[25] 证实.

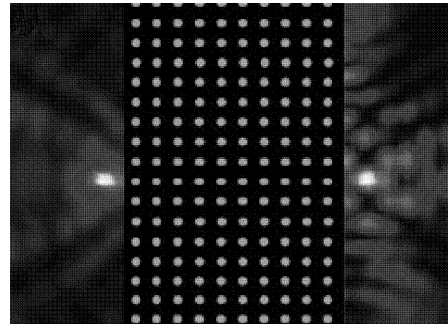


图 5 完美透镜现象的实验结果^[25]

Fig. 5 Experiment result of the perfect lens^[25]

简单的完美透镜原理^[4], 是光束照射到物体表面上时, 无论透射或反射都会形成传播波和衰减波, 传播

波携带着物体结构的低频信息,容易被探测器探测;衰减波携带描述物体精细结构的高频信息,只要把这一部分信息扑捉到就可提高系统的分辨率.在不考虑传播波,只考虑衰减波的情况下,对于衰减波, $k_x^2 < k_x^2 + k_y^2$, 则有 $k_x = +j \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k_{x0}^2}$. 考虑真空中的 TE 波穿过负折射率介质平板时,由前面的推导可以得到折射系数和反射系数的表达式分别为:

$$t = \frac{2k_x}{-ik_x + k_x}, r = \frac{ik_x - k_x}{-ik_x + k_x} \quad (34)$$

其中 $k_x = +j \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k_{x0}^2}$, $k_x = +j \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k_{x1}^2}$.

当电磁波从负折射率介质入射到真空时,其折射系数和反射系数表达式分别为:

$$t = \frac{2k_x}{-ik_x + k_x}, r = \frac{k_x - ik_x}{-ik_x + k_x} \quad (35)$$

介质中的折射系数是平板两个面上的折射和反射效应叠加:

$$T = t t' \exp(jk_x d) + t t' r'^2 \exp(3jk_x d) + t t' r'^4 \exp(5jk_x d) + \dots = \frac{t t' \exp(jk_x d)}{1 - r'^2 \exp(2jk_x d)} \quad (36)$$

将 (34) 式和 (35) 式代入 (36) 式,并取极限使 $k_{x0} \rightarrow -1, k_{x1} \rightarrow -1$.

$$\lim_{k_{x0} \rightarrow -1} T = \lim_{k_{x1} \rightarrow -1} \frac{2k_x}{-ik_x + k_x} \frac{2k_x}{k_x + -ik_x} \frac{\exp(jk_x d)}{1 - \left(\frac{k_x - ik_x}{k_x + -ik_x}\right)^2 \exp(2jk_x d)} = \exp(-jk_x d) = \exp(-jk_x d) \quad (37)$$

从 (37) 式可知,由于 $k_x = +j \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k_{x0}^2}$, 折射系数 $T = \exp(d \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k_{x0}^2})$ 的模为正值,即负折射物质对衰减波具有放大的作用.

6 结束语

本文从基本的电磁场理论出发,分析和解释了负折射物质的电磁特性以及其中一些特殊物理现象.首先,从 Maxwell 方程组出发,得到电场矢量、磁场矢量和波矢量满足左手准则,能量流动的方向与波的传播方向相反.并且进一步分析了在负折射物质中逆 Cerenlov 现象和逆 Doppler 现象的原因.其次,根据物质分界面上相位匹配以及边界条件,找到折射率为负的原因,还经一步分析了完美透镜的工作原理.为了使理论分析更加简明,本文假设负折射物质是非色散的;当在实际应用中,需要考虑负折射物质的色散特性.但是,本文所考虑的电磁波都是平面单色波,所以

这个假设并不影响理论分析所得出的结论.这些理论分析的结果,可以帮助人们更加清楚地认识负折射率物质的本质特性,以及为负折射率物质将来的实际应用提供理论指导.

参考文献:

- [1] Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of permittivity and permeability [J]. Sov Phys Usp, 1968, 10(4): 509-514.
- [2] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, et al. A composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity [J]. Phys Rev Lett, 2000, 84(18): 4184-4187.
- [3] Shelby R A, Smith D R, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction [J]. Science, 2001, 292: 77-79.
- [4] Pendry J B. Negative refraction makes a perfect lens [J]. Phys Rev Lett, 2000, 85: 3966-3969.
- [5] Luo C, Ibanescu M, Johnson S G, et al. Cerenkov radiation in photonic crystals [J]. Science, 2003, 299: 368-371.
- [6] Seddon N, Bearpark T. Observation of the inverse Doppler effect [J]. Science, 2003, 302: 1537-1540.
- [7] Eleftheriades G V, Lyer A K, Kremer P C. Planar negative refractive index media using periodically L-C loaded transmission lines [J]. IEEE Trans Microwave Theory Tech, 2002, 50(12): 2702-2712.
- [8] Notomi M. Theory of light propagation in strongly modulated photonic crystals. Refraction behavior in the vicinity of the photonic band gap [J]. Phys Rev B, 2000, 62: 10696.
- [9] Ramakrishna A, Pendry J B. Removal of absorption and increase in resolution in a near-field lens via optical gain [J]. Phys Rev B, 2003, 67: 201101-1-4.
- [10] Fang N, Zhang X. Imaging properties of a metamaterial superlens [J]. Appl Phys Lett, 2003, 82: 161-163.
- [11] Cui T J, Hao Z C, Yin X, et al. Study of lossy effects on the propagation of propagating and evanescent waves in left-handed materials [J]. Phys Lett A, 2004, 323: 484-494.
- [12] Schurig D, Smith D R. Spatial filtering using media with indefinite permittivity and permeability tensors [J]. Appl Phys Lett, 2003, 82: 2215-2217.
- [13] Gerardin J, Lakhtakia A. Negative index of refraction and distributed Bragg reflectors [J]. Microwave and Opt Techn Lett, 2002, 34: 409-411.
- [14] Engheta N. An idea for thin subwavelength cavity resonators using metamaterials with negative permit-

(下转第 165 页 Continue on page 165)

[5] Armstrong R D, Briggs G W D, Charles E A. Some aspects of the A C impedance behaviour of nickel hydroxide and nickel/cobalt hydroxide electrodes in alkaline solution [J]. Appl Electrochem, 1988, 18 215.

[6] Delmas C, Faure C, Borthomieu Y. The effect of cobalt on the chemical and electrochemical behaviour of the nickel hydroxide electrode [J]. Mater Sci, 1992, 13(2): 89.

[7] Indira L, Mridula Dixit, Vishnu Kamath P. Electro-synthesis of layered double hydroxides of nickel with trivalent cations [J]. Power Sources, 1994, 52 93.

[8] Delmas C, Braconnier J J, Borthomieu Y, et al. Structure and properties of precipitated nickel-iron hydroxide [J]. Mat Res Bull, 1987, 22 741.

[9] 刘长久, 钟胜奎, 盛超群. 掺杂纳米 α -Ni(OH)₂ 的制备及性能 [J]. 电池, 2005, 35(6): 455-456.

[10] 翟海军, 王先友, 杨红平, 等. 掺杂 α -Ni(OH)₂ 的结构与性能 [J]. 电源技术, 2002, 26(5): 348-350.

[11] 黄慰曾. 电化学与电分析化学 [M]. 北京: 北京大学出版社, 1983.

(责任编辑: 邓大玉)

(上接第 155 页 Continue from page 155)

itivity and permeability [J]. IEEE Antennas and Wireless Propagation Lett, 2002(1): 10-13.

[15] Shadrivov I V, Sukhorukov A A, Kivshar Y S. Guided modes in negative-refractive-index waveguides [J]. Phys Rev E, 2003, 67(5): 057602.

[16] Liu Liu, He Sailing. Near-field optical storage system using a solid immersion lens with a left-handed material slab [J]. Opt Express, 2004, 12 4835-4840.

[17] 冯宇, 吴健, 宋建平. 负折射指数物质与潜在应用 [J]. 电子器件, 2006, 29(3): 666-670.

[18] 赵伟, 赵晓鹏. 左手材料的研究进展 [J]. 材料导报, 2006, 20(2): 26-28.

[19] 胡磊, 汪蓉, 周东山, 等. 左手材料与负折射 [J]. 化学进展, 2007, 19(5): 813-819.

[20] 郑晴, 赵晓鹏, 李明明, 等. 缺陷对左手材料负折射的调控行为 [J]. 物理学报, 2006, 55(12): 6441-6446.

[21] Kong J A. 电磁波理论 [M]. 北京: 电子工业出版社,

2003.

[22] Lu J, Grzegorzczak T, Zhang Y, et al. Cerenkov Radiation in Materials with negative permittivity and permeability [J]. Optics Express, 2003(11): 723-734.

[23] Houck A A, Brock J B, Chuang I L. Experimental observations of a left-handed material that obeys snell's law [J]. Phys Rev Lett, 2003, 90 (13): 1374011-1374014.

[24] Garcia N, Vesperinas M N. Left-handed materials do not make a perfect lens [J]. Phys Rev Lett, 2002, 88 (20): 207403.

[25] Parimi P V, Lu W T, Vodo P, et al. Imaging by flat lens using negative refraction [J]. NATURE, 2003, 426 404.

(责任编辑: 邓大玉)