

石墨烯基双曲色散特异材料的负折射与体等离子体性质

龚健 张利伟 陈亮 乔文涛 汪舰

Negative refraction and bulk polariton properties of the graphene-based hyperbolic metamaterials

Gong Jian Zhang Li-Wei Chen Liang Qiao Wen-Tao Wang Jian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 067301 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.067301

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.067301>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I6>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

三角缺口正三角形纳米结构的共振模式

Resonance mode of an equilateral triangle with triangle notch

物理学报.2014, 63(12): 127301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.127301>

含有凹口的金属纳米环形共振器的本征模式分裂

Splitting of transmission modes in a nanoscale metal ring resonator with a notch

物理学报.2014, 63(1): 017301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.017301>

介观尺寸原子链中的等离激元: 紧束缚模型

Plasmonic excitations in mesoscopic-sized atomic chains: a tight-binding model

物理学报.2013, 62(17): 177301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.177301>

金膜上亚波长小孔阵列表面等离激元颜色滤波器偏振性质

Polarization properties of plasmonic color filters comprised of arrays of subwavelength size holes on Au films

物理学报.2013, 62(16): 167302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.167302>

金属-介质光栅结构表面等离激元耦合效率的模拟研究

Numerical study of surface plasmon polariton coupling on the metal-insulator hybrid gratings

物理学报.2013, 62(16): 167301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.167301>

# 石墨烯基双曲色散特异材料的负折射与体等离子体性质\*

龚健<sup>1)2)</sup> 张利伟<sup>1)†</sup> 陈亮<sup>1)</sup> 乔文涛<sup>1)</sup> 汪舰<sup>1)</sup>

1) (河南理工大学物理化学学院, 焦作 454000)

2) (河南理工大学土木工程学院, 焦作 454000)

(2014年6月25日收到; 2014年10月16日收到修改稿)

基于有效介质理论研究了石墨烯/介质周期结构的电磁性质, 研究发现这种复合结构的等频面在太赫兹和远红外波段为双曲线, 可用来实现石墨烯基双曲色散特异材料. 通过改变石墨烯的费米能级、介质层厚度和单元结构中石墨烯的层数, 可很容易地调节双曲色散存在的频段. 由于等频面的双曲色散特性, 石墨烯基双曲色散特异材料在远低于截止频率的范围内, 对斜入射的电磁波具有负的能量折射率和正的相位折射率, 并支持局域体等离子体模式. 基于衰减全反射结构, 研究了体等离子体的激发, 探索了体等离子体在可调的光学反射调制器中的应用.

**关键词:** 特异材料, 石墨烯, 负折射, 体等离子体

**PACS:** 73.20.Mf, 42.25.Bs, 73.21.-b, 42.25.Gy

**DOI:** 10.7498/aps.64.067301

## 1 引言

近年来, 特异材料的一些独特电磁性质吸引了人们的广泛关注<sup>[1-10]</sup>. 双曲色散特异材料(hyperbolic metamaterials, HMM)是各向异性介质<sup>[1]</sup>. 在各向异性特异材料中, 只需要在部分方向上实现负的介电常数或磁导率. 这比各向同性特异材料的制备要容易得多, 也更有现实意义. 由于HMM的介电常数张量的对角分量符号不同(例如 $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} < 0, \epsilon_{zz} > 0$ ), 这使得特异材料的等频面为双曲线而不是椭圆<sup>[2]</sup>. HMM已在负折射<sup>[3,4]</sup>、亚波长成像<sup>[5,6]</sup>、光子晶体<sup>[7]</sup>中体现出了许多新奇的电磁特性. 目前, 光波段的HMM可由金属/介质多层膜结构<sup>[5,6,8]</sup>或金属线阵列<sup>[9]</sup>来实现, 结构中单胞的尺寸远小于工作波长. 在金属/介质周期结构中, 由于金属/介质界面表面等离子体的耦合作用,

这种金属基HMM具有体等离子体特性<sup>[8]</sup>, 双曲色散的等频面也主要来源于近场等离子体布洛赫波的激发<sup>[10]</sup>. 但是金属在介电常数的调节上存在着很大的困难, 另外金属的光损也难以克服, 所以金属在HMM的制备及应用上受到了很大的限制.

石墨烯是由单层碳原子组成的六角蜂巢状的二维平面材料, 由于具有独特的电子结构和光电学性质, 使其在光电材料和器件领域拥有巨大的研究和应用价值, 引起了人们极大的研究兴趣<sup>[11-18]</sup>. 外加电压或掺杂的石墨烯, 其电导率的虚部在一定频率范围内可为正值, 此时石墨烯的有效介电常数是负的, 具有类金属的电磁性质, 在太赫兹(THz)或红外波段支持TM极化的表面等离子体<sup>[13,19]</sup>. 与金属相比, 石墨烯最大的优点是它的表面电导率 $\sigma$ 很容易通过外加门电压、电磁场或化学掺杂的方法进行调节<sup>[14,15]</sup>, 使得石墨烯等离激元在THz到近红外波段可调, 而且具有低的损耗. 由于具

\* 国家自然科学基金(批准号: 10904032, 11204068, 11405045)、河南省教育厅自然科学基金(批准号: 14A140011, 2012GGJS-060)、河南理工大学杰出青年基金(批准号: J2013-09)、河南理工大学创新型科研团队支持计划(批准号: T2015-3)和河南理工大学博士基金(批准号: B2009-92, B2009-61)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lwzhang@hpu.edu.cn

有优良的光学性质, 石墨烯可在 THz 到红外波段作为实用的等离子体光学材料应用于微纳光子学、光学超构材料等方面 [13,16]. 最近的研究发现, 可以通过介质/石墨烯周期结构来实现石墨烯基 HMM [17,20–23]. 石墨烯基 HMM 可用于自发辐射增强 [20]、可调的宽带超棱镜 [21] 及可调的红外波导 [22] 等, 文献 [23] 还研究了石墨烯基 HMM 中的表面布洛赫波性质. 本文主要以石墨烯/介质周期结构为研究对象, 研究石墨烯基 HMM 中的负折射和体等离子体性质以及介质层的厚度, 石墨烯的层数和费米能级对负折射和体等离子体性质的影响, 探索了体等离子体在光学反射调制器的应用.

## 2 理论模型与分析

石墨烯的光学性质可以用光电导率函数来描述. 使用无规相位近似 (random phase approximation, RPA), 在无外磁场的情况下, 可以得到各向同性的电导率  $\sigma$  [21],

$$\sigma = \frac{ie^2 K_B T}{\pi \hbar^2 (\omega + i/\tau)} \left[ \frac{E_F}{K_B T} + 2 \ln \left( 1 + e^{-\frac{E_F}{K_B T}} \right) \right] + \frac{ie^2}{4\pi \hbar^2} \ln \left| \frac{2E_F - \hbar(\omega + i/\tau)}{2E_F + \hbar(\omega + i/\tau)} \right|, \quad (1)$$

式中第一项主要来源于带内跃迁, 第二项主要来源于带间跃迁;  $\omega$  是入射电磁波的角频率,  $e$  和  $\hbar$  分

别是电子电荷和约化普朗克常数,  $E_F$  和  $\tau$  分别是费米能级和弛豫时间,  $K_B$  是玻尔兹曼常数,  $T$  是温度. 对于高掺杂的石墨烯系统, 在外界 THz 光场的作用下, 由于导带中的电子费米能级  $E_F$  远大于外界光场光子能量, 则只会存在导带内的光吸收, 从价带到导带的带间跃迁光吸收是被限制的, 此时石墨烯的电导率主要来源于 (1) 式的第一项.

本文研究的石墨烯/介质周期结构如图 1 (a) 所示, 有效厚度为  $t_g$  的石墨烯层分别被厚度为  $t_d$ , 相对介电常数为  $\epsilon_d$  的介质层分开, 整个结构中介质层的厚度是深亚波长级的, 但其厚度也足以避免石墨烯层之间的相互作用. 本文选择聚酰亚胺作为介质层, 其相对介电常数  $\epsilon_d = 2.88$  [24], 为了简单起见, 忽略了介质的吸收损耗. 石墨烯的有效介电常数  $\epsilon_g$  可表示为  $\epsilon_g = 1 + i\sigma/(\omega\epsilon_0 t_g)$  [12–23],  $\epsilon_0$  是真空介电常数. 在亚波长的条件下, 结构的周期远小于工作波长, 即  $t_g + t_d \ll \lambda_0$ , 石墨烯/介质周期结构可视为有效均匀的单轴各向异性介质. 可以使用有效介质理论来研究其中波的传播性质, 介电常数张量  $[\epsilon]$  具有对角化的形式, 即  $[\epsilon] = \text{diag}[\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}, \epsilon_{zz}]$ , 其中  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_p$ ,  $\epsilon_{zz} = \epsilon_t$  [25],

$$\epsilon_p = \frac{t_g \epsilon_g + t_d \epsilon_d}{t_g + t_d}, \quad \epsilon_t = \frac{(t_g + t_d) \epsilon_g \epsilon_d}{t_g \epsilon_d + t_d \epsilon_g}. \quad (2)$$

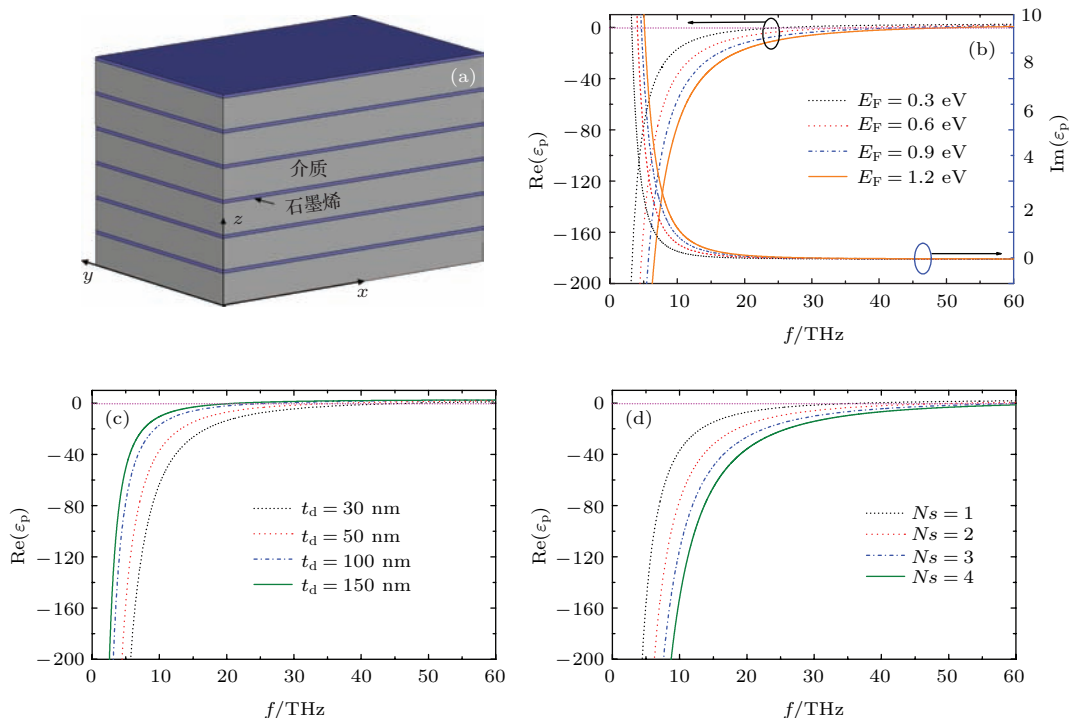


图1 (网刊彩色) (a) 由介质和石墨烯构成的双曲色散材料, 介质层和石墨烯的厚度分别为  $t_d, t_g$ ; (b)–(d) 分别是石墨烯基 HMM 在不同费米能级  $E_F$ 、介质层厚度  $t_d$  和石墨烯层  $N_s$  下的有效介电参数  $\epsilon_p$

因为石墨烯的有效厚度与介质层厚度相比可以忽略, 所以这种周期结构的有效介电常数的垂直分量  $\epsilon_t \approx \epsilon_d$ . 然而在平行方向 ( $x$ - $y$  平面) 上, 有效介电常数分量  $\epsilon_p$  是频率的函数.

图 1(b) 是石墨烯/介质周期结构的有效介电常数  $\epsilon_p$  的实部、虚部与频率和费米能级的关系. 费米能级很容易通过外加门电压、电磁场或化学掺杂的方法进行调节 [14,15]. 在计算中取  $T = 300$  K, 介质层的厚度  $t_d = 50$  nm, 石墨烯的有效厚度  $t_g = 0.5$  nm, 电子的弛豫时间  $\tau$  为 1 ps, 石墨烯的参数选取与文献 [4, 17, 23] 相似. 从图中可以看出, 在低频率范围内,  $\epsilon_p$  的实部为负值, 当频率进一步提高时,  $\epsilon_p$  将由负值逐渐增大, 在某一截止频率  $f_c$  处达到 0, 然后趋于  $\epsilon_d$ . 而  $\epsilon_p$  的虚部随着频率的增加而逐渐减小, 这就意味着在一定频段内石墨烯具有非常低的损耗. 值得注意的是,  $\epsilon_p$  对费米能级的大小非常敏感, 虽然在不同  $E_F$  下,  $\epsilon_p$  的变化趋势基本相同, 但是它们对应的截止频率  $f_c$  随着费米能级的改变而明显不同. 当费米能级分别为 0.3, 0.6, 0.9 和 1.2 eV 时,  $f_c$  分别为 25.95, 37.1, 45.5 和 52.5 THz, 随着费米能级的提高, 截止频率不断提高.

除了和  $E_F$  有关外, 有效介电常数  $\epsilon_p$  也取决于介质和石墨烯的填充比. 如果改变一个周期单元中介质层的厚度或通过控制石墨烯的层数  $N_s$  来增加石墨烯的有效厚度,  $\epsilon_p$  将随着  $t_d$  和  $N_s$  显著变化. 图 1(c) 是不同介质厚度下,  $\epsilon_p$  的实部与频率的关系, 其中  $E_F = 0.6$  eV,  $t_g = 0.5$  nm. 很明显, 随着介质层厚度  $t_d$  的增加, 截止频率  $f_c$  不断向低频移动. 对于石墨烯来说, 当层数不多时可近似地认为  $\sigma' = N_s \cdot \sigma$ , 有效厚度  $t'_g = N_s \cdot t_g$  [23], 而 5 层以上的石墨烯通常被认为纳米碳膜而非石墨烯膜. 在图 1(d) 中给出了一个周期单元中包含不同石墨烯层数  $N_s$  下,  $\epsilon_p$  的实部与频率的关系, 计算中  $t_d = 50$  nm,  $E_F = 0.6$  eV 不变. 从图中可以看出, 当  $N_s$  从 1 增加到 4 时, 截止频率  $f_c$  从 33.9 THz 增加到了 71.9 THz. 在图 1(c) 和 (d) 中, 由于  $\epsilon_p$  的虚部与图 1(b) 中的相似, 所以没有特别给出. 正是由于  $\epsilon_p$  和  $\epsilon_t$  具有相反的符号, 才会导致石墨烯/介质周期结构具有双曲色散特异材料的性质, 如负折射、支持体等离子体等特性.

### 3 结果与讨论

在截止频率以下  $\epsilon_p < 0$ , 对于 TE 极化的电磁波, 这种周期结构相当于是一种 Always cutoff 型特异材料 [1], 不支持电磁波的传播. 所以本文只考虑 TM 极化波在石墨烯/介质复合结构中传播的情况. 假设入射电磁波的波矢  $\mathbf{k}$  位于  $x$ - $z$  平面, 则电磁场为

$$H = H_0 \exp(i\mathbf{k}_x + i\mathbf{k}_z - i\omega t)e_y, \quad (3)$$

$$E = \left( \frac{H_0 \mathbf{k}_z}{\omega \epsilon_0 \epsilon_p} e_x - \frac{H_0 \mathbf{k}_x}{\omega \epsilon_0 \epsilon_t} e_z \right) \times \exp(i\mathbf{k}_x + i\mathbf{k}_z - i\omega t). \quad (4)$$

在亚波长极限条件下, 等频面的色散关系和平均能流密度为 [26]

$$\frac{\mathbf{k}_x^2}{\epsilon_t} + \frac{\mathbf{k}_z^2}{\epsilon_p} = \omega^2/c^2, \quad (5)$$

$$S = \frac{1}{2} \text{Re} \left( \frac{H_0^2 \mathbf{k}_x}{\omega \epsilon_0 \epsilon_t} e_x + \frac{H_0^2 \mathbf{k}_z}{\omega \epsilon_0 \epsilon_p} e_z \right). \quad (6)$$

在  $f < f_c$  的频段,  $\epsilon_p$  和  $\epsilon_t$  具有相反的符号, 根据等频面的色散关系可以判断这种石墨烯/介质周期结构的等频面是双曲线. 而在  $f > f_c$  的频段,  $\epsilon_p$  和  $\epsilon_t$  同时大于零, 等频面为椭圆, 而当  $f = f_c$  时, 石墨烯/介质周期结构具有零有效折射率, 具有宽角度的完全隧穿特性 [17]. 图 2(a) 为基于有效介质理论计算出的石墨烯/介质周期结构在不同频率下的等频面, 计算中取  $t_d = 50$  nm,  $t_g = 0.5$  nm,  $E_F = 0.6$  eV. 为了对比, 我们还采用布洛赫理论进行了计算, 图中实心圆是其中一个频率的等频面, 可见其与有效介质理论计算的结果 (实心线) 符合得很好, 说明有效介质理论在我们所感兴趣的频段是适用的. 很明显, 石墨烯/介质周期结构的等频面在截止频率以下具有双曲线特性, 因此我们也称这种复合结构为石墨烯基 HMM. 值得注意的是, 在相同的横向波矢  $\mathbf{k}_x$ ,  $\mathbf{k}_z$  随频率增加而减少. 在不考虑损耗的情况下,  $\mathbf{k}_z$  在  $-1.7\mathbf{k}_0$  和  $1.7\mathbf{k}_0$  之间为零 ( $\mathbf{k}_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$  是自由空间的波数), 这就意味着当一束来自空气的电磁波在  $x$ - $z$  平面以  $z$  轴为法线向石墨烯基 HMM 入射时, 将会发生全反射, 但却可以支持具有高横向波矢的倏逝波的传播. 当一束电磁波以  $x$  轴为法线入射到石墨烯基 HMM 中时, 研究发现这种石墨烯基 HMM 不仅支持传播波的传播, 也可以支持倏逝波的传输, 基于石墨烯基 HMM 的超棱镜可以实现宽频带的光学远场超分辨成像 [21].

对于以  $x$  轴为法线入射到石墨烯基 HMM 的情况, 要求能量在折射传播过程中  $S_x$  大于 0, 根据 (6) 式, 可知  $\varepsilon_t$  决定着折射波的相位方向,  $\varepsilon_t$  的正负决定着相位发生正折射还是负折射. 对于一个正入射角的平面波,  $k_z$  的符号也是确定的,  $k_z > 0$ , 因此  $\varepsilon_p$  决定了能量的传播方向,  $\varepsilon_p$  的正负决定着能量发生正折射还是负折射 [1]. 图 2 (b) 是使用有限元方法模拟的一束 20 THz 高斯波从空气向石墨烯基 HMM 折射的情况, 入射面为  $x$ - $z$  面,  $x$  轴为法线. 从磁场分布上很容易看出, 能量发生了负折射, 而相位发生了正折射.

在低损耗情况下, 根据 Snell 定理, 可以得到石

墨烯基 HMM 中折射波的有效相位折射率和能量折射率 [27]:

$$n_p = \sqrt{\varepsilon_p + \left(1 - \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_t}\right) \sin^2(\theta)},$$

$$n_g = \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_p} \sqrt{\varepsilon_p + \left(\frac{\varepsilon_p^2}{\varepsilon_t^2} - \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_t}\right) \sin^2(\theta)}, \quad (7)$$

可见有效相位折射率和能量折射率不但与入射角有关, 而且还是  $\varepsilon_p$  和  $\varepsilon_t$  的函数. 由 (7) 式可知, 在

$$\varepsilon_p + \left(\frac{\varepsilon_p^2}{\varepsilon_t^2} - \frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_t}\right) \sin^2(\theta) > 0$$

的情况下, 有效能量折射率为负数. 图 3 (a) 和 (b)

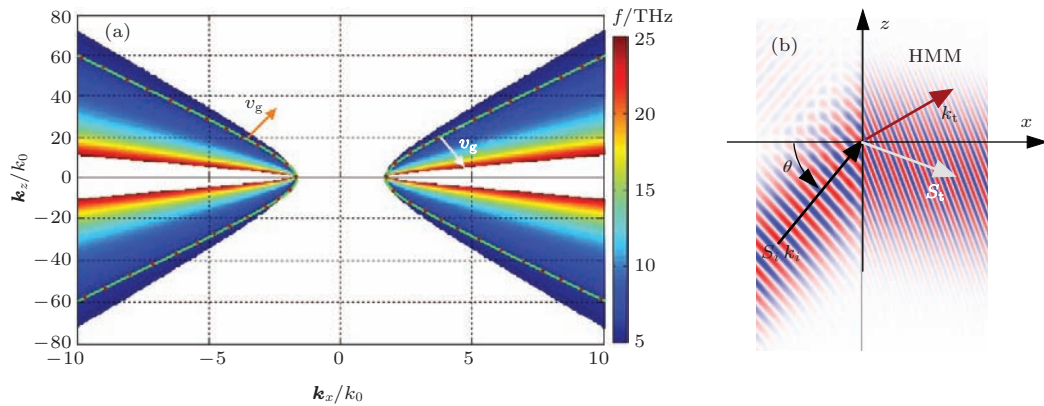


图 2 (网刊彩色) (a) 石墨烯基 HMM 在不同频率下的等频面, 其中  $v_g$  代表群速度的方向, 实心圆是依据布洛赫理论计算的结果; (b) 为模拟的空气 HMM 界面的负折射性质.

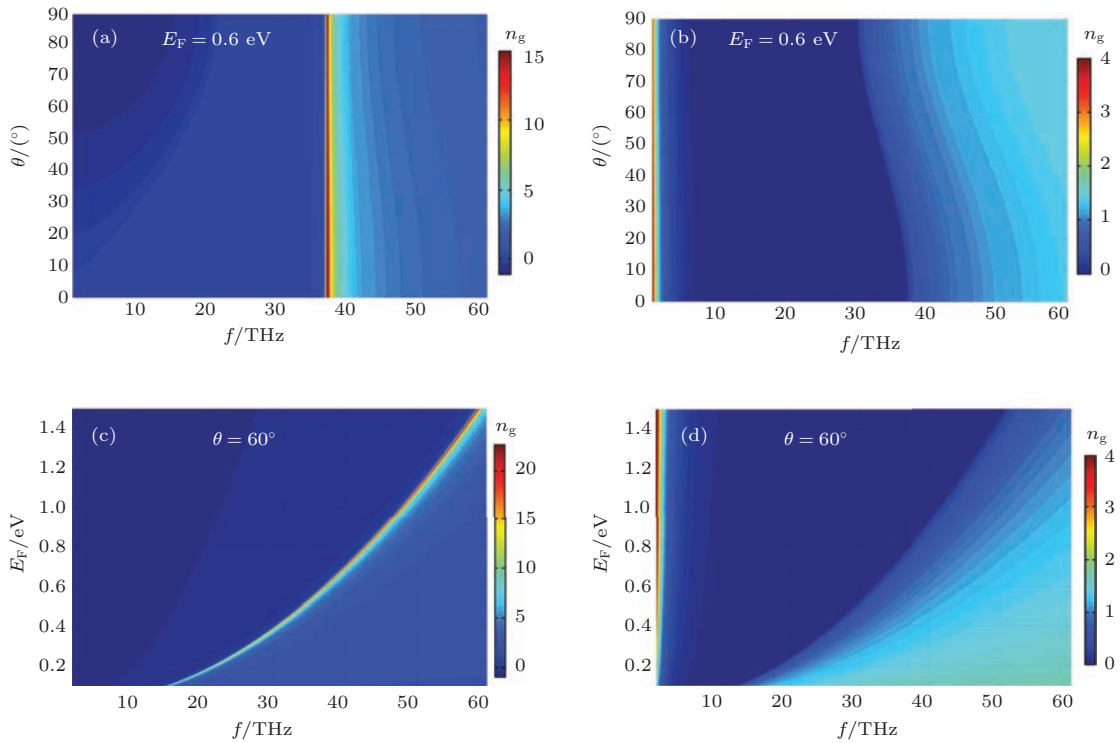


图 3 (网刊彩色) (a), (b) 石墨烯基 HMM 在不同入射角和频率下的有效能量折射率和相位折射率, 其中  $E_F = 0.6$  eV; (c), (d) 不同费米能级和频率下的有效能量折射率和相位折射率, 其中入射角  $\theta = 60^\circ$

分别为石墨烯基HMM在不同入射角和频率下的有效能量折射率和相位折射率, 其中  $E_F = 0.6$  eV. 从图中可以看出, 空气与HMM界面发生折射时, 有效的能量折射率在一定的入射角和频率范围内为负, 而有效的相位折射率总是为正值. 在某一固定频率下, 能量负折射率的幅值随着入射角的增加而增加. 而在某一固定入射角下, 能量的有效折射率随着频率的增加由负值变为零, 值得提出的是这一转变频率远低于截止频率, 而在截止频率处有效能量折射率为正, 且出现极值, 这一频率点也是等频面由双曲线向椭圆的转折点<sup>[17]</sup>. 在截止频率以上, 有效相位折射率随着频率和入射角的增加而提高, 最后会趋于一个稳定值.

图3(c)和(d)分别为不同费米能级和频率下的有效能量折射率和相位折射率, 其中选择的入射角为  $60^\circ$ . 随着费米能级的提高, 能量的有效折射率为负的区域不断向高频移动, 能量的有效折射率出现极大值的频率也随之向高频移动, 这与费米能级对截止频率的影响是一致的. 然而相位有效折射率在整个频率和费米能级的变化区域一直是正的, 只是随着频率的增加, 幅度有所增加, 而在一定频率下, 随着费米能级的增加而有所减小. 根据图1(b)和(d)可知石墨烯的层数  $N_s$  对  $\varepsilon_p$  的影响和  $E_F$  对  $\varepsilon_p$  的影响趋势是一致的, 而介质层的厚度  $t_d$  对  $\varepsilon_p$  的影响与  $N_s$  和  $E_F$  是相反的, 所以  $N_s$  和  $t_d$  在对石墨烯基HMM中能量折射和相位折射的调控方面, 也分别与  $E_F$  具有相同和相反的作用.

在无损的理想情况下, 石墨烯基HMM的双曲色散特性仅发生在  $\varepsilon_p < 0$  的频率区域, 也就是  $f < f_c$ , HMM允许横向波数很大的“非常波”的传播. 因此, 石墨烯基HMM像金属基HMM一样, 除了支持长程和短程的表面等离子体以外, 还支持强局域的体等离子体模式<sup>[28]</sup>. 为了分析石墨烯基HMM中的体等离子体性质, 我们考虑如图5插图所示的二维介质/HMM/介质三明治结构, 即ABC, 中间B层为石墨烯基HMM, 厚度  $d = N(t_d + t_d)$ ,  $N$  为石墨烯/介质的周期数, 介电常数张量分别取有效均匀条件下获得的  $\varepsilon_p$  和  $\varepsilon_t$ , HMM两边的覆盖层为普通介质材料, 介电常数分别为  $\varepsilon_A$ ,  $\varepsilon_C$ , 介质在  $x$  和  $y$  方向都是无限扩展的. 对于插图所示的三

明治结构中, TM极化场的分布为<sup>[29]</sup>

$$\begin{cases} H_{Ay}(z) = A_0 e^{-iK_{Az}z} \\ E_{Ax}(z) = \frac{K_{Az}}{\varepsilon_A \varepsilon_0 \omega} A_0 e^{-iK_{Az}z} \end{cases} \quad (z < 0), \quad (8)$$

$$\begin{cases} H_{By}(z) = B_0 e^{iK_{Bz}z} + C_0 e^{-iK_{Bz}z} \\ E_{Bx}(z) = -\frac{K_{Bz}}{\varepsilon_0 \varepsilon_p \omega} (B_0 e^{iK_{Bz}z} - C_0 e^{-iK_{Bz}z}) \end{cases} \quad (0 < z < d), \quad (9)$$

$$\begin{cases} H_{Cy}(z) = D_0 e^{iK_{Cz}z} \\ E_{Cx}(z) = -\frac{K_{Cz}}{\varepsilon_C \varepsilon_0 \omega} D_0 e^{iK_{Cz}z} \end{cases} \quad (z > d), \quad (10)$$

其中  $\mathbf{k}_{Bz}^2 = \omega^2 \varepsilon_p / c^2 - \varepsilon_p / \varepsilon_t \mathbf{k}_x^2$ ,  $K_{A/Cz}^2 + \mathbf{k}_x^2 = \omega^2 \varepsilon_{A/C} / c^2$ ,  $\mathbf{k}_x$  和  $\mathbf{k}_{jz}$  分别是波矢  $\mathbf{k}_j$  的横向和纵向分量. 根据电磁场的边界条件, 当  $\mathbf{k}_{Az}$ ,  $\mathbf{k}_{Bz}$  和  $\mathbf{k}_{Cz}$  均为纯虚数时, 则介质/HMM/介质三明治结构中存在表面等离子体, 其色散关系为

$$\frac{(\varepsilon_C \mathbf{k}_{Bz} - \varepsilon_p \mathbf{k}_{Cz})}{(\varepsilon_C \mathbf{k}_{Bz} + \varepsilon_p \mathbf{k}_{Cz})} \cdot \frac{(\varepsilon_A \mathbf{k}_{Bz} - \varepsilon_p \mathbf{k}_{Az})}{(\varepsilon_A \mathbf{k}_{Bz} + \varepsilon_p \mathbf{k}_{Az})} = e^{-i2K_{Bz}d}. \quad (11)$$

当  $\mathbf{k}_{Az}$  和  $\mathbf{k}_{Cz}$  为虚数,  $\mathbf{k}_{Bz}$  为实数时, 石墨烯基HMM中会存在体等离子体, 其色散关系为

$$\frac{(\varepsilon_C \mathbf{k}_{Bz} - \varepsilon_p \mathbf{k}_{Cz})}{(\varepsilon_C \mathbf{k}_{Bz} + \varepsilon_p \mathbf{k}_{Cz})} \cdot \frac{(\varepsilon_A \mathbf{k}_{Bz} - \varepsilon_p \mathbf{k}_{Az})}{(\varepsilon_A \mathbf{k}_{Bz} + \varepsilon_p \mathbf{k}_{Az})} = e^{2K_{Bz}d}. \quad (12)$$

对TM极化波, 在不同频率下表面等离子体和体等离子体的色散关系是费米能级  $E_F$ , 石墨烯层数  $N_s$ , 介质层厚度  $t_d$  和周期数  $N$  的函数, 这里主要研究  $E_F$  对石墨烯基HMM中体等离子体性质的影响. 图4(a)给出了空气/石墨烯基HMM/空气三明治结构中体等离子体在不同费米能级下的色散关系, 其中  $E_F = 0.6$  eV,  $N = 5$ ,  $N_s = 1$ ,  $t_d = 50$  nm. 显然, 在  $\mathbf{k}_{Bz} = 0$  平面的右侧,  $\mathbf{k}_x > \sqrt{\varepsilon_t} \mathbf{k}_0$ , 则  $\mathbf{k}_{Az}^2 = \mathbf{k}_{Cz}^2 < 0$ , 而  $\mathbf{k}_{Bz}^2 > 0$ , 介质/HMM/介质结构中存在体等离子体. 如图所示, 费米能级的大小决定了体等离子体的色散关系, 随着  $E_F$  的增加, 体等离子体的存在区间向更高频率区域延伸. 通过在电学或化学上改变石墨烯中的电荷载流子密度, 可获得更高的费米能级, 最近已有实验实现了高达1—2 eV的费米能级<sup>[30]</sup>. 这也意味着石墨烯基HMM中的体等离子体可以在THz到远红外频段显著可调.

由于体等离子体的横向波矢分量很大, 所以体等离子体不能直接由空气入射的电磁波进行

激发, 为了获得动量匹配, 体等离子体的激发可以采用衰减全反射方法<sup>[31,32]</sup>, 如图4(b)的插图所示. 这里为了获得高的波矢分量, 取棱镜的折射率  $n_p = 4$ . 根据入射角的不同可以获得不同的横向波矢  $k_x = n_p k_0 \sin(\theta)$ . 在图4(b)中, 为了激发石墨烯基HMM中的体等离子体, 选择棱镜与HMM的空气间隙是有限的,  $h = 1 \mu\text{m}$ . 从图中可以看出, 衰减全反射结构的反射率在一定的入射角和频率范围出现了谷点, 这就意味着不同频率的体等离子体与入射波发生了共振耦合, 能量发生了隧穿. 另外在我们的计算中发现, 可以选择不同的间隙层, 即介质A和间隙  $h$  的大小来调控这一衰减全反射结构的反射率. 由于这一结构的体等离子体性质很容易通过外控石墨烯层的费米能级来调控, 所以这一结构在光学反射调制器中具有潜在的应用<sup>[31,32]</sup>.

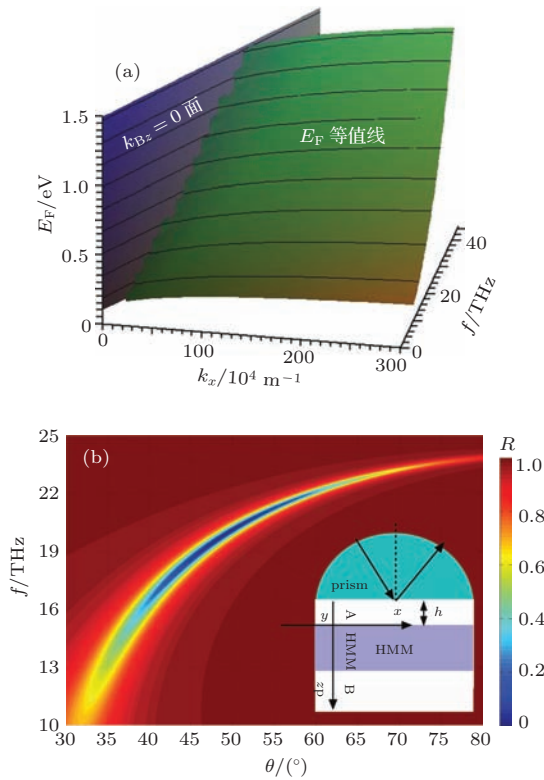


图4 (网刊彩色)(a)由5个介质/石墨烯周期构成的HMM中体等离子在不同费米能级下的色散关系;(b)棱镜衰减全反射结构中体等离子在不同入射角和频率下的激发情况, 插图为由折射率为  $n_p=4$  的棱镜构成的衰减全反射结构

我们研究了固定激发频率  $f = 20 \text{ THz}$  和入射角度  $\theta = 49.65^\circ$  的条件下, 通过调节石墨烯的费米能级来调节反射率的特性, 如图5所示. 从图中可以看出, 在费米能级为  $0.6 \text{ eV}$  时体等离子体得到激发, 进而衰减全反射结构的反射率基本为零; 而在

其他参数不变、稍微改变石墨烯的费米能级时, 结构的反射率明显提高; 当费米能级从  $0.5 \text{ eV}$  增加到  $0.7 \text{ eV}$ , 反射率也基本是从全反射到全透射再到全反射. 说明此结构作为光学反射调制器是可行的, 并且调节宽度基本可达到100%. 根据图4(a)可知, 随着费米能级的增加, 体等离子体的存在区域会向高频移动, 这也意味着当费米能级增加时, 通过选择合适的入射角等参数, 可使这一光学反射调制器的工作频率提高. 另外我们还发现, 通过选择不同的间隙层介质和间隙  $h$  可以在一定频段内有效地调制光波的反射性质. 这种可以在不同频率下通过调节石墨烯基HMM进行控制光波的反射性质, 在可调的光学反射调制器中具有非常重要的意义.

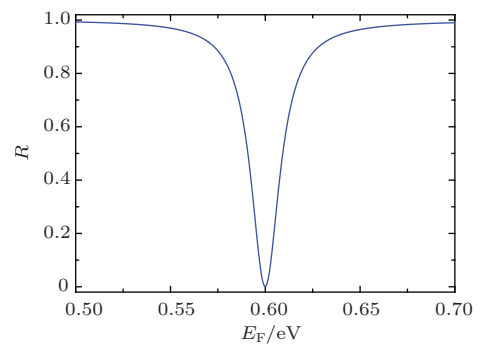


图5 激发频率  $f = 20 \text{ THz}$ , 入射角度  $\theta = 49.65^\circ$  时, 反射率与费米能级的关系

## 4 结 论

本文研究了石墨烯基HMM中的能量负折射和体等离子体性质, 发现这种双曲色散关系可以通过改变石墨烯的费米能级、介质厚度和单元结构中石墨烯的层数进行调控. 这种复合结构在远低于截止频率的范围内具有负的能量折射率和正的相位折射率, 并支持局域体等离子体模式. 基于衰减全反射结构, 研究了体等离子体的激发及其在可调的光反射调制器中的应用, 发现这种全反射结构具有接近100%的调制宽度, 并且光学反射调制器的工作频率随着费米能级的提高而提高.

## 参考文献

- [1] Smith D R, Schultz S 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 077405
- [2] Drachev V P, Podolskiy V A, Kildishev A V 2013 *Opt. Express* **21** 15048
- [3] Argyropoulos C, Estakhri N M, Monticone F, Alù A 2013 *Opt. Express* **21** 15037

- [4] Sreekanth K V, Luca A De, Strangi G 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 023107
- [5] Wood B, Pendry J B, Tsai D P 2006 *Phys. Rev. B* **74** 115116
- [6] Kotynski R, Stefaniuk T 2010 *Opt. Lett.* **35** 1133
- [7] Xiang Y J, Dai X Y, We S C, Fan D Y 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 093107
- [8] Zhukovsky S V, Kidwai O, Sipe J E 2013 *Opt. Express* **21** 14982
- [9] Noginov M A, Barnakov A, Zhu G, Tumulur T, Li H Narimanov E E 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 151105
- [10] Vinogradov A P, Dorofeenko A V, Nechepurenko I A 2010 *Metamaterials* **4** 181
- [11] Dong H M 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 237804 (in Chinese) [董海明 2013 物理学报 **62** 237804]
- [12] Novoselov K S, Falko V I, Colombo L, Gellert P R, Schwab M G, Kim K 2012 *Nature* **490** 192
- [13] Grigorenko A N, Polini M, Novoselov K S 2012 *Nature Photon.* **6** 749
- [14] Guo B D, Fang L, Zhang B H, Gong J R 2011 *Insciencas J.* **1** 80
- [15] Fei Z, Rodin A S, Andreev G O, Bao W, McLeod A S, Wagner M, Zhang L M, Zhao Z, Thiemens M, Dominguez G, Fogler M M, Neto A H C, Lau C N, Keilmann F, Basov D N 2012 *Nature* **487** 82
- [16] Xie L Y, Xiao W B, Huang G Q, Hu A R, Liu J T 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 057803 (in Chinese) [谢凌云, 肖文波, 黄国庆, 胡爱荣, 刘江涛 2014 物理学报 **63** 057803]
- [17] Othman M A K, Guclu C, Capolino F 2013 *J. Nanophoton.* **7** 073089
- [18] Wu H Q, Linghu C Y, Lü H M, Qian H 2013 *Chin. Phys. B* **22** 098106
- [19] Zhang L, Fu X L, Lei M, Chen J J, Yang J Z, Peng Z J, Tang W H 2014 *Chin. Phys. B* **23** 038101
- [20] Iorsh I V, Mukhin I S, Shadrivov I V, Belov P A, Kivshar Y S 2013 *Phys. Rev. B* **87** 075416
- [21] Zhang T, Chen L, Li X 2013 *Opt. Express* **21** 20888
- [22] Zhu B F, Ren G B, Zheng S W, Lin Z, Jian S S 2013 *Opt. Express* **21** 17089
- [23] Xiang Y J, Guo J, Dai X Y, Wen S C, Tang D Y 2014 *Opt. Express* **22** 3054
- [24] Tao H, Bingham C M, Strikwerda A C, Pilon D, Shrekenhamer D, Landy N I, Fan K, Zhang X, Padilla W J, Averitt R D 2008 *Phys. Rev. B* **78** 241103(R)
- [25] Kidwai O, Zhukovsky S V, Sipe J E 2012 *Phys. Rev. A* **85** 053842
- [26] Hu L B, Chui S T 2002 *Phys. Rev. B* **66** 085108
- [27] Grzegorzcyk T M, Nikku M, Chen X D, Wu B I, Kong J A 2005 *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **53** 1443
- [28] Avrutsky I, Salakhutdinov I, Elser J, Podolskiy V 2007 *Phys. Rev. B* **75** 241402
- [29] Xu H J, Lu W B, Zhu W, Dong Z G, Cui T J 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 243110
- [30] Chen C F, Park C H, Boudouris B W, Horng J, Geng B, Girit C, Zettl A, Crommie M F, Segalman R A, Louie S G, Wang F 2011 *Nature* **471** 617
- [31] Shi X L, Zheng S L, Chi H, Jin X F, Zhang X M 2013 *Opt. Laser Technol.* **49** 316
- [32] Li J S 2013 *Opt. Commun.* **296** 137



# Negative refraction and bulk polariton properties of the graphene-based hyperbolic metamaterials\*

Gong Jian<sup>1)2)</sup> Zhang Li-Wei<sup>1)†</sup> Chen Liang<sup>1)</sup> Qiao Wen-Tao<sup>1)</sup> Wang Jian<sup>1)</sup>

1) (*School of Physics and Chemistry, Henan Polytechnic University, Jiaozuo 454000, China*)

2) (*School of Civil Engineering, Henan Polytechnic University, Jiaozuo 454000, China*)

( Received 25 June 2014; revised manuscript received 16 October 2014 )

## Abstract

We theoretically investigate the electromagnetic properties of the multilayer graphene-dielectric composite materials based on the effective medium theory. It is found that the structure exhibits hyperbolic isofrequency wavevector dispersions at THz and far-infrared frequencies, hence thereby realizing the effective graphene-based hyperbolic metamaterials (HMM). The frequency band of the hyperbolic dispersion can be tuned by changing the Fermi energy of graphene sheet, the thickness of the dielectric layer and the layer number of graphene sheets. Because of the hyperbolic dispersion, graphene-based HMM possesses a negative energy refraction and positive phase refraction for oblique incidence at far below the critical frequency. The highly confined bulk polariton modes are also supported. Based on the attenuated total reflection configuration, the excitation of the bulk polariton mode is studied, in addition, such properties used in the tunable optical reflection modulation are also explored.

**Keywords:** metamaterial, graphene, negative refraction, bulk polaritons

**PACS:** 73.20.Mf, 42.25.Bs, 73.21.-b, 42.25.Gy

**DOI:** [10.7498/aps.64.067301](https://doi.org/10.7498/aps.64.067301)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10904032, 11204068, 11405045), the Foundations of Henan Educational Committee, China (Grant Nos. 14A140011, 2012GGJS-060), the Henan Polytechnic University Program for Distinguished Young Scholars, China (Grant No. J2013-09), the Henan Polytechnic University Program for Innovative Research Team, China (Grant No. T2015-3), and the Doctoral Foundation of Henan Polytechnic University, China (Grant Nos. B2009-92, B2009-61).

† Corresponding author. E-mail: [lwzhang@hpu.edu.cn](mailto:lwzhang@hpu.edu.cn)