

近零介电常数区超导薄层的 Goos-Hänchen 位移^{*}

武继江[†],高金霞

山东理工大学物理与光电工程学院,淄博 25500

收稿日期:2019-02-02;接收日期:2019-04-23

【摘要】 Goos-Hänchen(GH)位移是一种特殊的光学现象,具有广泛的应用. 构造材料光学性质的差异对同一结构的 GH 位移有很大影响. 在近零介电常数区,本文比较研究了不同偏振态的光波入射到超导薄层上的 GH 位移. 当以大于临界角的入射角入射时,s 偏振光的 GH 位移始终保持为正值,而 p 偏振光的 GH 位移的正负与超导材料的介电常数为零时的波长相关联. 当入射光波长大于该波长时,GH 位移会出现负值. 相关参数对不同偏振态下的 GH 位移的影响存在较大差异. 相对于 p 偏振光,GH 位移在 s 偏振光入射时随相关参数的变化规律较为简单. 超导材料在光子学领域具有广泛的应用,计算结果为基于超导材料的新型光子学器件研究开发提供了参考.

关键词: 物理光学,Goos-Hänchen 位移,零折射率,超导

PACS: 78. 66. -w, 74. 25. Gz, 74. 78. -w, 52. 30. Ex

DOI: 10. 13380/j. ltpl. 2019. 03. 011

Goos-Hänchen Shift of Superconducting Slab in Near Zero-Permittivity Region

WU Jijiang,GAO Jinxia

School of Physics and Optoelectronic Engineering of Shandong University of Technology, Zibo 255000

Received date: 2019-02-02; accepted date: 2019-04-23

【Abstract】 As a special optical phenomenon, the Goos-Hänchen (GH) shift has been found a wide range of applications. The GH shift will be different for the same structure constructed using different optical materials. In the near zero-permittivity region, the GH shift of the reflected light with different polarization for a superconducting slab is investigated theoretically. When the incident angle is greater than the critical angle, the GH shift of s polarized light always keep positive. But, the property of GH shift for p polarized the wavelength of incident light is greater light is related to the wavelength at which the permittivity of the superconducting material is zero. When the of wavelength is incident light greater than the wavelength, the negative GH shift will be found for p polarized light. The influence of relevant parameters on GH shift for different polarized light is quite different. Compared with p polarized light, the variation of the GH shift with the relevant parameters is simple when a s polarized light is incident. The superconducting materials have been widely used in the field of photonics. The results provide a useful reference for the research and development of new photonic devices based on superconducting materials.

Keywords: Physical optics, Goos-Hänchen shift, Zero refractive index, Superconductor

PACS: 78. 66. -w, 74. 25. Gz, 74. 78. -w, 52. 30. Ex

DOI: 10. 13380/j. ltpl. 2019. 03. 011

Reference method: WU Jijiang,GAO Jinxia, Low. Temp. Phys. Lett. **41**,0218 (2019)

^{*} 国家自然科学基金(批准号:11604182)资助的课题.

[†] w9513110@163. com

1 引言

零折射率材料通常是指折射率等于零或接近于零的人工电磁超材料. 由于介质材料的折射率 n 满足 $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, 这里 ϵ 和 μ 分别为材料的相对介电常数和相对磁导率, 零折射率材料可分为三类^[1]. 目前研究较为广泛是 $\epsilon \approx 0$ 而 $\mu \neq 0$ 的一类零折射率材料. 这类材料是一种 epsilon-near-zero 型材料. 零折射率材料是超材料的一种特例, 由于其介电参量具有近零特性, 研究人员发现了许多不寻常的光学现象, 提出了许多应用. 研究表明, 一些电磁媒质在一定的波段范围内表现为零折射率材料. 如超导材料在一定的波段就表现为 epsilon-near-zero 型零折射率材料. 在近零介电常数区, 人们已就含超导材料的各种结构的光学特性进行广泛的研究, 发现了一些奇异光学特性^[2-5]. 超导材料在光子学领域具有重要的应用. 这是由于超导材料的介电函数是温度、压力、外加磁场的函数, 使得一些基于超导材料的光子学器件具有动态可调谐的特性. 对含超导材料的各种结构的光学特性研究人员也开展了广泛而深入的研究^[6-12].

Goos-Hänchen(GH)位移是一种特殊的光学现象^[13]. 它泛指光束在一定的光学结构上发生反射时, 反射光点相对几何光学预言的光点在侧向有一个偏移, 这一偏移被称为 GH 位移. 对相同的光学结构, 构造材料不同, GH 位移也会不同. 由于零折射率材料所表现出来的特殊光学特性, 近年来, 对各种基于零折射率材料的光学结构的 GH 位移的研究也得到深入开展, 这其中对含 epsilon-near-zero 型材料的各种结构的 GH 位移的研究最为广泛^[14-18]. 零折射率材料主要是通过人工制作的电磁超材料来实现, 是一种色散材料. 在上述研究中, epsilon-near-zero 材料一般设为非色散材料. 为实现 GH 位移的动态调节, 一般需加载类似于石墨烯这种可通过外加物理作用进行介质特性调节的材料^[17-18]. Dadoenkov 等人则对含超导材料的多层微结构的 GH 位移进行了研究^[19-20], 得到一些有意义的结果. 但在他们的研究中, 没有考虑到超导材料在近零介电常数区的特性. 本文将在近零介电常数区就介质-超导界面上的 GH 位移进行研究, 比较研究了不同入射光偏振态入射时 GH 位移随相关参数的变化情况. 超导材料在近零介电常数区表现为

epsilon-near-zero 型零折射率材料, 其介电常数可直接通过外加的物理作用如温度或外加磁场进行动态调节, 研究结果将对基于超导材料的相关光子学器件的研制提供参考.

2 计算模型

图 1 给出了介质界面上的 GH 位移示意图. 设超导材料的厚度为 d_s , 当光波以入射角 θ_0 从介质材料 n_1 中入射到超导材料上, 基于稳态相位法, 此时所产生的 GH 位移可表示为

$$\Delta = -\frac{1}{k_0 \cos\theta_0} \frac{\partial \Phi}{\partial r} \quad (1)$$

式中 $k_0 = 2\pi n_1/\lambda$ 为入射介质中的波矢量, Φ 是反射系数 r 的相位角, 而 λ 为真空中光波长. 对分层结构反射特性的计算可采用大家熟知的传输矩阵法. 图 1 中 n_s 和 n_2 分别为超导材料和透射空间介质材料的折射率.

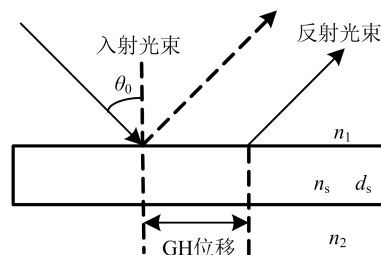


图 1 介质界面上的 GH 位移示意图

光波在反射界面所产生的 GH 位移与材料的折射率密切相关. 根据二流体模型, 超导体的相对介电函数可以被表示为^[21]

$$\epsilon_s(\omega) = \epsilon_c - \left(1 - \frac{B}{H_{c2}}\right) \frac{c^2}{\omega^2 \lambda_0^2} \left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4\right) - \frac{B}{H_{c2}} \frac{c^2}{\omega(\omega + i\gamma) \lambda_0^2} \left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4\right) \quad (2)$$

上式中, ϵ_c 为超导的介电常数, c 为真空中的光速, λ_0 为 $T=0$ K 时的伦敦深度, T 为环境温度, T_c 为超导材料的临界温度, B 是外磁场感应强度, γ 是正常态电子的阻尼系数, H_{c2} 是临界磁场强度, 是关于温度的函数, 对低温超导材料

$$H_{c2} = H_{c20} [1 - (T/T_c)^2] \quad (3)$$

H_{c20} 为温度 $T=0$ K 时的临界磁场. 由式(2)中可以看出, 超导材料的介电函数不仅依赖于入射电磁波的频率, 还与温度及外加磁场有关.

根据式(2), 图 2 给出了温度为 1.3 K 时低温超

导材料铌的介电常数的实部 ϵ_R 随波长的变化曲线. 对超导材料铌^[21], $\epsilon_c=1$, 临界温度 $T_c=9.2$ K, $T=0$ K 时的伦敦深度 $\lambda_0=83.4$ nm, 临界磁场强度 $H_{c20}=0.195$ T, γ 的取值为 10^5 Hz. 计算中外加磁场 $B=0.06$ T. 由图 2 易知, 随着波长的增大, ϵ_R 逐渐减小, 在某一波长处 ϵ_R 为 0. 定义该波长为阈值波长 λ_{th} . 由图 2 可以看出, 当波长小于 λ_{th} 时, ϵ_R 为正值, 当波长大于 λ_{th} 时, ϵ_R 为负值. 在以 λ_{th} 为中心的一个小的波段范围内, 超导材料可看作是 epsilon-near-zero 型零折射率材料. 基于二流体模型, 图 2 所示超导材料介电常数随波长的变化曲线具有普遍性, 无论是低温超导材料还是高温超导材料都具有类似的变化曲线^[2-3], 故这里计算得到的关于 GH 位移的一般规律对其他超导材料也适用的.

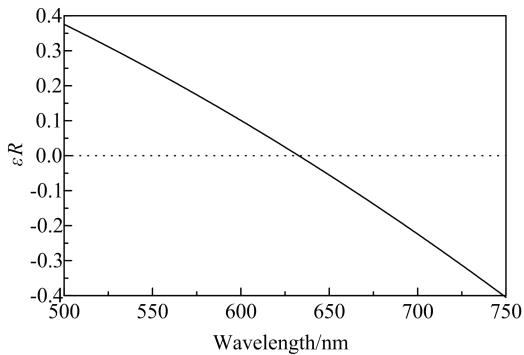


图 2 超导材料介电常数的实部 ϵ_R 随波长的变化曲线

3 结果与讨论

基于上述计算模型可实现对图 1 所示结构 GH 位移的研究. 图 3 给出了大于临界角时, 在近零介电常数区, p 偏振光和 s 偏振光入射时不同入射光波长下的 GH 位移随入射角的变化曲线. 计算中, $d_s=7$ nm, $n_1=1.77$, $n_2=1.00$, 其他参数同图 2.

由图 3 可以看出, 不同偏振态的入射光波的 GH 位移存在较大差异. 对 s 偏振光, GH 位移保持为正值, GH 位移曲线随入射角的变化较为简单. 由图 3(a) 可以看出, 各波长下的 GH 位移曲线随着入射角的增大是先减小后增大, 且波长越长, GH 位移也越大. 对 p 偏振光, GH 位移曲线随入射角的变化则与入射光波长有关. 当入射光波长小于阈值波长 λ_{th} 时, 类似于 s 偏振光, GH 位移为正值, 且 GH 位移曲线随入射角的增大也是先减小后增大. 此时, 在一定的角度范围内, GH 位移变化较为平缓. 当入射

光波长等于 λ_{th} 时, GH 位移基本不随入射角变化, 保持为某一常数. 当入射光波长大于 λ_{th} 时, 在一定的波段范围内, GH 位移出现负值. 在当前计算参数下, 该波段宽度约为 $0.07\lambda_{th}$. 当入射光波长继续增大, GH 位移又保持为正值, 且 GH 位移曲线随入射角的变化与入射波长小于 λ_{th} 时的 GH 位移曲线类似, 均是先减小后增大. 在 GH 位移出现负值的波段范围内, 各波长下的 GH 位移曲线基本上是随着入射角的增大单调递减的, 由正值逐渐变为负值. 由图 3(b) 可知, 入射光波长越靠近 λ_{th} , 使 GH 位移为负值的入射角范围越大.

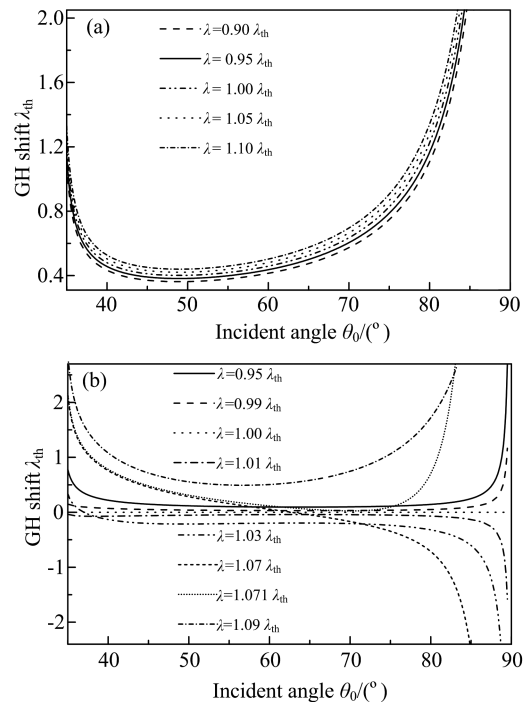


图 3 $d_s=7$ nm 时不同入射光波长下 (a) s 偏振光和 (b) p 偏振光的 GH 位移曲线

由图 3 还可看出, 尽管 s 偏振光和 p 偏振光的 GH 位移曲线不同, 但二者也具有一个共同的特点, 那就是在入射角接近临界角和掠入射时, 图 1 所示结构的 GH 位移相对较大.

在图 3 的计算中, 超导层的厚度 $d_s=7$ nm, 当 d_s 取其他值时, 各波长下的 GH 位移的大小会有所不同. 图 4 给出了 $d_s=50$ nm 时, p 偏振光入射时, GH 位移随入射角的变化情况. 对比图 4 和图 3(b) 可知, 两种情况下 GH 位移曲线相类似, 所不同的是, 使得 GH 位移出现负值的入射光波波段变宽,

其宽度约为 $0.36\lambda_{th}$, 大于 $d_s=7\text{ nm}$ 时的 $0.07\lambda_{th}$, 也即超导层越厚, 使得 GH 位移出现负值的波段范围就越大. 类似也可讨论 s 偏振光入射时 GH 位移曲线随入射角的变化情况. 计算结果表明, $d_s=50\text{ nm}$ 时, GH 位移曲线与图 3(a) 类似, 所不同的是各波长下的 GH 位移在数值上变小了.

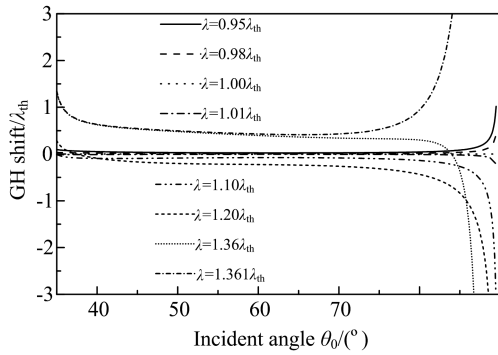


图 4 $d_s=50\text{ nm}$ 时不同入射光波长下 p 偏振光的 GH 位移曲线

由上述分析可知, 超导层的厚度 d_s 对 GH 位移有很大影响, 为了解 d_s 对 GH 位移的影响, 图 5 给出了 40° 入射时, 不同偏振态下的 GH 位移在不同的 d_s 下随光波长的变化曲线. 对 s 偏振光, GH 位移的变化较为简单, 是随着波长的增大而逐渐增大. 由图 5(a) 可以看出, 在相同的 d_s 下, 波长越长, GH 位移就越小; 而对同一波长, d_s 越大, GH 位移就越小. p 偏振光入射时, 不同 d_s 下的 GH 位移随波长的变化较为复杂. 由图 5(b) 可以看出, 在所计算波段范围内, 当 d_s 相对较小时, 如 7 nm 时, GH 位移随着光波长的增加是先增加后减小而后又增大, 并由正值变为负值, 当波长继续增加, 又有负值变回正值, GH 位移达到正的极值后, 随着波长的增加 GH 位移又逐渐减小. 在此变化过程中, GH 位移先出现了一个负的极值点, 而后又出现一个正的极值点. 当 d_s 增大时, GH 位移随波长的变化曲线具有向长波方向移动的趋势. 当 d_s 相足够大时, 由图 5(b) 可以看出, GH 位移随波长的增大将逐渐减小. 由图 5(b) 还可看出, 使 GH 位移出现负值的波段范围与 d_s 相关, d_s 取值越大, 该波段范围就越大, 这与前面讨论的结果一致. 此外, 由图 5(b) 还可看出, 当以阈值波长 λ_{th} 入射时, 对 p 偏振光, 无论 d_s 的取值如何, GH 位移始终保持为某一常数而不随 d_s 的变化而变化.

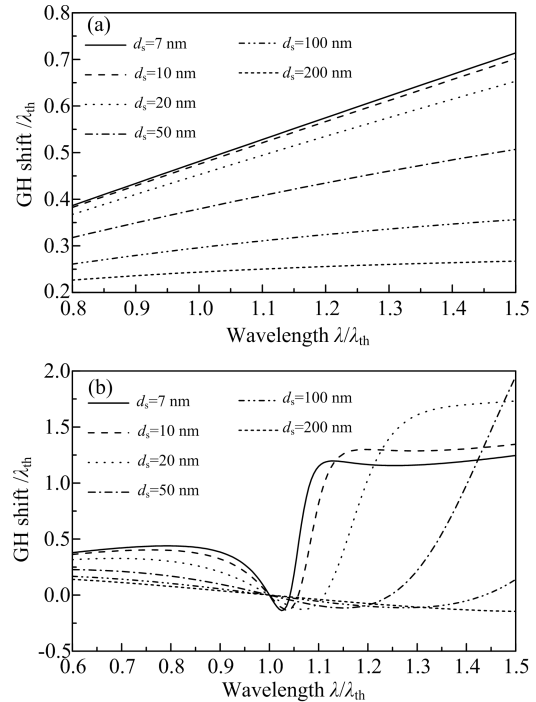


图 5 (a) s 偏振光和 (b) p 偏振光的 GH 位移随波长的变化曲线

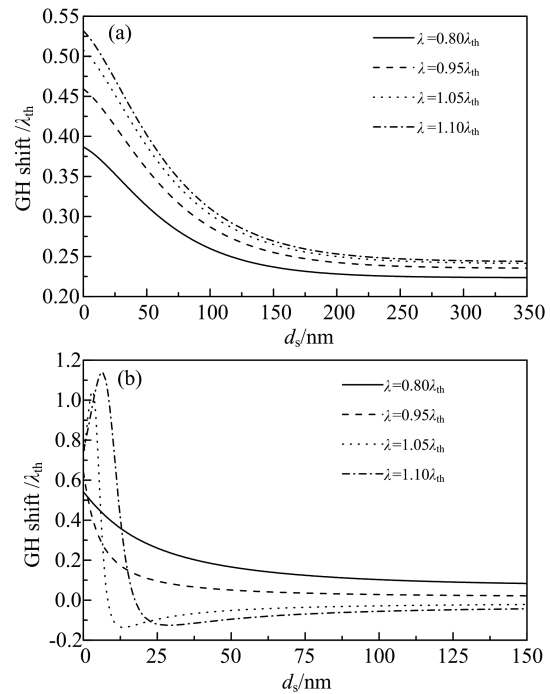


图 6 (a) s 偏振光和 (b) p 偏振光的 GH 位移随超导层厚度 d_s 的变化曲线

图 6 给出了以 40° 角入射时不同波长下的 GH 位移随超导层厚度 d_s 的变化曲线. 对 s 偏振光, 各波长下的 GH 位移曲线是随着 d_s 的增大而逐渐减

小的,当 d_s 足够大,各波长下的 GH 位移将各自趋于某一常数.对 p 偏振光,GH 位移随 d_s 的变化曲线与光波长有关.当光波长小于 λ_{th} 时,GH 位移随着 d_s 的增大而逐渐减小,且 GH 位移保持为正值.当光波长大于 λ_{th} 时,GH 位移随着 d_s 的增大是先增大后减小,而后再增加,在一定的范围内为负值.当 d_s 足够大,各波长下的 GH 位移也各自趋于某一常数.对比图 6 中的两图还可看出,对 s 偏振光,在不同的 d_s 下,各波长 GH 位移的相对大小是一致的,波长越长 GH 位移就越大.而对 p 偏振光,各波长 GH 位移的相对大小则较为复杂,只有当 d_s 足够大时,才表现出一定的规律,那就是波长越长 GH 位移就越小.

4 结 论

在确定的温度和外磁场作用下,超导材料在一定的波段范围内表现为 epsilon-near-zero 型零折射

率材料.基于稳态相位法,本文比较研究了不同偏振光以大于临界角的入射角入射时,具有一定厚度的超导薄层在近零介电常数区的 GH 位移.结果表明,对 s 偏振光,GH 位移保持为正值,其随相关参数的变化具有较为明显的变化规律.对 p 偏振光,GH 位移随相关参数的变化以阈值波长 λ_{th} 为分界波长表现出不同的变化规律.当入射光波长小于 λ_{th} 时,GH 位移为正值,而在大于 λ_{th} 的一个波段范围内,GH 位移出现负值.使 GH 位移出现负值的波段范围的大小与超导层厚度 d_s 的大小有关.对含超导材料的各种结构的光学特性的研究已开展的非常广泛.本文的研究结果对基于超导材料的光子器件的研制具有一定参考作用.在上述研究中,图 1 所示结构中两介质材料的折射率 n_1 和 n_2 ,以及温度和外加磁场均设为定值,它们对 GH 位移的影响还有待做进一步的研究.

参 考 文 献

- [1] 许军,陈溢杭,激光技术 **42** (2018), 289
- [2] A. H. Aly, H. T. Hsu, T. J. Yang, C. J. Wu, C. K. Hwangbo, *J Appl Phys*, **105** (2009), 083917.
- [3] H. T. Hsu, F. Y. Kuo, C. J. Wu, *J Appl Phys*, **107** (2010), 053912.
- [4] M. S. Chen, C. J. Wu, T. J. Yang, *Appl Phys A*, **104** (2011), 913.
- [5] 武继江,王光涛,高金霞,低温物理学报 **37** (2015), 126.
- [6] S. Cortés-López, F. Pérez-Rodríguez, *Low Temp Phys*, **44** (2018), 1272.
- [7] A. Y. Herrera, J. M. Calero, N. Porrás-Montenegr, *J Appl Phys*, **123** (2018), 033101.
- [8] H. F. Zhang, *Physica C*, **550** (2018), 65.
- [9] M. Zamani, M. Abbasnejad, *Physica C*, **554** (2018), 19.
- [10] T. Robabeh, B. Mehrdad, *Physica C*, **548** (2018), 119.
- [11] P. Athe, S. Srivastava, K. B. Thapa, *Physica C*, **547** (2018), 36.
- [12] F. Segovia-Chaves, H. Vinck-Posada, *Physica C*, **553** (2018), 1.
- [13] 温积森,王立刚,物理 **45** (2016), 485.
- [14] Y. D. Xu, C. T. Chan, H. Y. Chen, *Sci Reports*, **5** (2015), 8681.
- [15] Ziauddin, Y. L. Chuang, S. Qamar, R. K. Lee, *Sci Reports*, **6** (2016), 26504.
- [16] J. S. Wen, J. X. Zhang, L. G. Wang, S. Y. Zhu, *J Opt Soc Am B*, **34** (2017), 2310.
- [17] Y. C. Fan, N. H. Shen, F. L. Zhang, Z. Y. Wei, H. Q. Li, Q. Zhao, Q. H. Fu, P. Zhang, T. Koschny, C. M. Soukoulis, *Adv Opt Mater*, **4** (2016), 1824.
- [18] C. L. Wang, F. Q. Wang, R. S. Liang, Z. C. Wei, H. Y. Meng, H. G. Dong, H. F. Cen, N. Lin, *Opt Mater Express*, **8** (2018), 718.
- [19] Yu. S. Dadoenkov, N. N. Dadoenkov, I. L. Lyubchanskii, Y. P. Lee, *J Appl Phys*, **118** (2015), 213101.
- [20] Yu. S. Dadoenkov, N. N. Dadoenkov, I. L. Lyubchanskii, Y. P. Lee, Th. Rasing, *Photonic Nanostruct*, **11** (2013), 345.
- [21] 李春早,刘少斌,孔祥鲲,卞博锐,张学勇,物理学报 **61** (2012), 075203.