



(12) 发明专利

(10) 授权公告号 CN 102834757 B

(45) 授权公告日 2015. 02. 25

(21) 申请号 201080052819. 2

(22) 申请日 2010. 09. 03

(30) 优先权数据

0916727. 1 2009. 09. 23 GB

(85) PCT国际申请进入国家阶段日

2012. 05. 22

(86) PCT国际申请的申请数据

PCT/GB2010/051465 2010. 09. 03

(87) PCT国际申请的公布数据

W02011/036469 EN 2011. 03. 31

(73) 专利权人 圣安德鲁斯大学评议会

地址 英国法夫

专利权人 马萨里克大学 康奈尔大学

(72) 发明人 尤尔弗·伦哈特 托马斯·泰科

卢卡斯·海茨曼·加夫列利

米歇尔·利普森

(74) 专利代理机构 北京安信方达知识产权代理

有限公司 11262

代理人 周靖 郑霞

(51) Int. Cl.

G02B 17/08(2006. 01)

G02B 3/00(2006. 01)

(56) 对比文件

GB 2201527 A, 1988. 09. 01, 全文.

US 5808806 A, 1998. 09. 15, 全文.

US 2006/0139763 A1, 2006. 06. 29, 全文.

JP 特开平 11-202220 A, 1999. 07. 30, 全文.

David Shafer. Some odd and interesting
monocentric designs. 《PROCEEDINGS
OF THE INTERNATIONAL SOCIETY FOR
OPTICAL ENGINEERING》. 2005, 第 5865 卷
586508-1-586508-11.

审查员 王硕

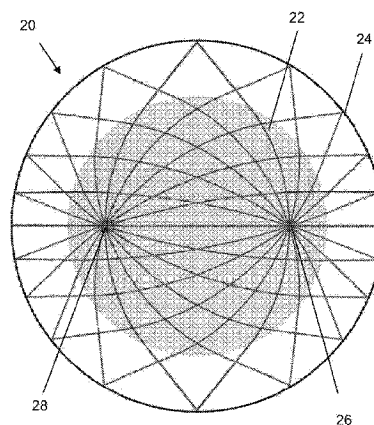
权利要求书3页 说明书30页 附图21页

(54) 发明名称

成像设备和方法

(57) 摘要

传统的成像设备的分辨率受到衍射极限的限制。能够实现超越衍射极限的分辨率的‘完美’成像设备被认为不可能实施。然而,本公开内容提供一种成像设备,其能够实现超越衍射极限的改进的分辨率并且可以在实践中实施。所述成像设备包括:a. 透镜,其具有根据预定的折射率分布变化的折射率;b. 源;c. 出口,其用于将波从设备解耦;和d. 反射体,其被设置在透镜、源和出口的周围,其中反射体和透镜的折射率分布被一起布置成将在多个方向的任何一个上发射的波从源导引至出口。



1. 一种成像设备,包括:

a. 透镜,其具有根据预定的折射率分布变化的折射率;

b. 源;

c. 出口,其用于将波从所述成像设备解耦;以及

d. 反射体,其被设置在所述透镜、所述源和所述出口周围,

其中所述反射体和所述透镜的所述折射率分布被一起布置成将在多个方向的任何一个上从所述源发射的波沿着闭合轨迹导引至所述出口,使得在没有所述出口时,所述波将通过所述透镜和所述反射体被导引返回至所述源,且其中,所述出口包括像检测器、波收集器或反射性元件。

2. 如权利要求 1 所述的成像设备,其中所述波是声波或电磁波。

3. 如权利要求 1 所述的成像设备,其中所述透镜、所述源和所述出口都位于同一平面上。

4. 如权利要求 3 所述的成像设备,其中所述反射体在所述平面上的两个维度上围绕所述透镜、所述源和所述出口。

5. 如权利要求 3 所述的成像设备,其中所述波从所述源在所述平面上的多个方向的任何一个上发射。

6. 如任一项前述权利要求所述的成像设备,其中所述折射率分布是梯度折射率分布。

7. 如权利要求 6 所述的成像设备,其中所述折射率分布包括掺杂电介质。

8. 如权利要求 1 至 5 中的任一项所述的成像设备,其中所述折射率分布包括锥形波导。

9. 如权利要求 1 所述的成像设备,其中所述源包括用于将波耦合进入所述成像设备的装置。

10. 如权利要求 1 所述的成像设备,其中所述出口与所述源相对。

11. 如权利要求 1 所述的成像设备,其中所述出口包括用于吸收所发射的波的像检测器。

12. 如权利要求 11 所述的成像设备,其中所述像检测器包括光阻材料层、光电二极管、CCD 或 CMOS 像素阵列或感光材料层。

13. 如权利要求 1 所述的成像设备,其中所述透镜包括各向同性电介质。

14. 如权利要求 1 所述的成像设备,其中所述透镜包括所述源和所述出口。

15. 如权利要求 14 所述的成像设备,其中所述出口位于所述透镜的外表面。

16. 如权利要求 1 所述的成像设备,还包括在所述透镜的边缘和所述反射体之间的间隙。

17. 如权利要求 1 所述的成像设备,其中所述反射体邻近所述透镜。

18. 如权利要求 1 所述的成像设备,其中当在平面图中观察时所述反射体实质上是环形的。

19. 如权利要求 18 所述的成像设备,其中所述透镜位于所述反射体的环形域中。

20. 如权利要求 19 所述的成像设备,其中所述透镜与所述反射体的所述环形域同心。

21. 如权利要求 19 所述的成像设备,其中当在平面图中观察时所述透镜实质上是圆形的。

22. 如权利要求 21 所述的成像设备,其中所述反射体的所述环形域的半径比所述透镜

的大。

23. 如权利要求 21 所述的成像设备,其中所述反射体的所述环形域和所述透镜具有实质上相同的半径。

24. 如权利要求 21 至 23 中的任一项所述的成像设备,其中所述出口与所述源是直径上相对的。

25. 如权利要求 1 所述的成像设备,其中所述透镜包括二氧化硅和 / 或氮化硅。

26. 如权利要求 1 所述的成像设备,其中所述透镜是旋转对称的并且按照由以下隐式方程给出的折射率分布 $n(r)$ 沿着半径 r 变化:

$$r(\rho) = \rho \exp \left(-\frac{2}{\pi} \int_{\rho}^{r_0} \frac{\arcsin(b/r_1)}{\sqrt{b^2 - \rho^2}} db \right)$$

$$n = \rho / r(\rho)$$

其中: ρ 是范围从 0 到 r_0 的参数;

r_0 是所述透镜的半径;以及

r_1 是所述反射体的半径;以及

b 是积分变量。

27. 如权利要求 26 所述的成像设备,其中所述透镜具有最大折射率, n_0 , 其符合以下方程:

$$n_0 = \exp \left(\frac{2}{\pi} \int_0^{r_0} \arcsin(b/r_1) \frac{db}{b} \right) = \exp \left(\frac{2}{\pi} \int_0^{r_0/r_1} \arcsin \xi \frac{d\xi}{\xi} \right)$$

其中: r_0 是所述透镜的半径;

r_1 是所述反射体的半径;以及

ξ 是积分变量。

28. 如权利要求 1 所述的成像设备,其中所述透镜实质上是平面的。

29. 如权利要求 28 所述的成像设备,其中所述波是电磁波,所述电磁波的电场分量实质上与所述透镜的平面垂直。

30. 如权利要求 1 所述的成像设备,其中所述透镜的介电常数等于其折射率的平方。

31. 一种使用成像设备的成像方法,所述成像设备包括:

a. 透镜,其具有根据预定的折射率分布变化的折射率;

b. 源;

c. 出口,其用于将波从所述成像设备解耦,所述出口包括像检测器、波收集器或反射性元件;以及

d. 反射体,其被设置在所述透镜、所述源和所述出口的周围,

所述方法包括:在多个方向上从所述源发射波;使用所述透镜和所述反射体将所发射的波沿着闭合轨迹导引至所述出口,使得在没有所述出口时,所述波将通过所述透镜和所述反射体被导引返回至所述源;以及使用所述出口将所导引的波的至少一部分从所述成像设备解耦。

32. 如权利要求 31 所述的成像方法,其中从所述源发射波的步骤包括从所述源全方向

地发射波。

33. 如权利要求 31 或 32 所述的成像方法,还包括将多个波聚焦在所述出口处。

34. 如权利要求 31 所述的成像方法,其中所述透镜、所述源和所述出口都位于同一平面上。

35. 如权利要求 31 所述的成像方法,其中所述透镜实质上是平面的。

36. 如权利要求 35 所述的成像方法,其中所述波是电磁波,所述电磁波的电场分量实质上与所述透镜的平面垂直。

37. 如权利要求 35 或 36 所述的成像方法,其中所述波是在所述透镜的平面中从所述源发射的。

成像设备和方法

发明领域

[0001] 本发明涉及成像设备和成像方法,具体涉及完美的成像领域。

[0002] 背景

[0003] 大约 1870 年,德国耶拿大学物理学家恩斯特·阿贝(Ernst Abbe)建立了光学成像理论并且推导出透镜的分辨率极限。在阿贝之前,制造好的透镜是件反复试验的事情。阿贝理论使他和他的合作者——光学仪器制造者 Carl Zeiss 和企业家 Otto Schott,能够创建现代光学产业。超过一百年后 Carl Zeiss Jena 仍然是家喻户晓的名字。

[0004] 所有传统的透镜具有有限的分辨率。即使用最强的显微镜也不能看到原子、分子或纳米结构;需要这种电子或原子力显微镜。光的波长设定分辨率极限,半微米用于可见光。

[0005] 在 2000 年,伦敦帝国学院的 Sir John Pendry 发表了一项卓越的理论结果 [Pendry JB 2000 Phys. Rev. Lett. 85 3966]:由负折射材料制成的透镜(即在与正折射材料相反的方向上使光弯曲的透镜)在理论上是完美的—即由负折射材料制成的平面透镜 [Veselago VG 1968 Sov. Phys. -Usp. 10 509] 可以,在原理上,用无限分辨率使光成像,超越阿贝极限。从那时以来,负折射已被认为是实现完美成像的关键。

[0006] 负折射发生在具有负电介质 ϵ 和 μ 两者的材料中;在其他情况下也可以实现,例如在光子晶体中 [P. V. Parimi 等人, Nature 426, 404(2003)],但是具有负折射的完美成像需要负 ϵ 和 μ 。负折射一直受到相当大的争议(参见 J. R. Minkel, Phys. Rev. Focus 9, 23 (2002) 评论),但是工作在本领域中的大多数物理学家的共识是负折射是真实的。特别地,实验 [J. Yao 等人, Science 321, 930 (2008); J. Valentine 等人, Nature 455, 376 (2008)] 论证了红外光的负斯涅尔折射定律。

[0007] 因此,发起对完美透镜的探索并且激发了对超材料的研究的崛起,所述超材料被认为具有负折射的能力 [Veselago V G 1968 Sov. Phys. -Usp. 10509] (在自然材料中不容易发现的光学性质)。

[0008] 超材料可以被设计成表现负折射(参见 Smith D R、Pendry J B 和 Wiltshire M C K 2004 Science 305 788 以及 Soukoulis C M、Linden S 和 Wegener M 2007 Science 315 47),但是在这些情况下,由于根本原因,它们倾向于具有吸收性和窄频带。特别地,Stockman [Stockman M I 2007 Phys. Rev. Lett. 98 177404] 表明负折射总是受限于小带宽并且仅可以发生在消耗性材料中。因此,在实践中,负折射材料快速地吸收光的事实彻底破坏了其成像可能性。另外,当透镜在厚度上与波长变得可比较时,容易失去超分辨率;仅实质上比波长薄的“穷人的透镜”显示出亚波长超越衍射极限的亚波长成像 [N. Fang 等人, Science 308, 534 (2005)]。

[0009] 透镜的分辨率极限限制了制造比以往更快的计算机所需的微芯技术。芯片制造商给硅芯片上的数以亿计的微小晶体管的结构拍照。为了满足需要是越来越小的越来越多的晶体管的贪得无厌的欲望,透镜的分辨率极限迫使芯片制造商使用具有比以往更短的波长的光,这变得越来越困难。因此需要一种允许提高的分辨率的可选的成像方法。

[0010] 所建议的对负折射材料的替代品包括依赖具有不确定度量的材料的超透镜 [Z. Jacob、L. V. Alekseyev 和 E. Narimanov, Opt. Express 14, 8247 (2006)]。这些透镜由各向异性材料制成,在各向异性材料中, ϵ 的特征值中的一个为负的;因此这些材料实现双曲几何(因而命名为超透镜)。超透镜能够使光从近场呈漏斗形穿出而没有损失亚波长细节,但是其分辨率通过其几何维度来确定,并且因此不是无限的。

[0011] 发明概述

[0012] 本公开内容的第一方面提供一种成像设备,包括:

[0013] a. 透镜,其具有根据预定的折射率分布变化的折射率;

[0014] b. 源;

[0015] c. 出口,其用于将波从设备解耦;以及

[0016] d. 反射体,其被设置在透镜、源和出口的周围,

[0017] 其中反射体和透镜的折射率分布被一起布置成将在多个方向的任何一个上发射的波从源导引至出口。

[0018] 似乎不可能实现单独地适用于将在多个方向的任何一个上发射的波从源导引至出口的具有折射率分布的透镜。然而,本发明人已经意识到,通过在透镜、源和出口的周围设置反射体,可能生产具有与反射体一起可以实现此功能的折射率分布的透镜。由于这是为实现具有完美分辨率的成像的关键要求,依据本公开内容的第一方面的成像设备与传统的透镜相比可以实现提高的图像分辨率。折射率分布可以采用与反射体一起可以实现此功能的任何形式。在一个实施方式中,折射率符合广义的 Luneburg 聚焦分布(参见以下第 1 节中的方程(II))。在这种情况下,间隙被设置在透镜的边缘和反射体之间。在可选的实施方式中,折射率可以符合麦克斯韦鱼眼聚焦分布(参见以下第 1 节中的方程(XI))。在这种情况下,反射体邻近透镜。

[0019] 优选地,出口与源相对。在一个实施方式中,当在平面图中观察时透镜实质上是圆形的。在这种情况下,出口优选地与源直径上相对。

[0020] 通过使要被成像的波能够超越衍射极限,比所述波的波长小的结构可以被成像。这使得纳米结构的成像显著地更容易,当前,需要使用极小的波长(使得结构大于波长)的光来对这些小的结构成像。因此本公开内容特别适用于在纳米光刻中使用。

[0021] 依据本公开内容的第一方面的成像设备能够使从源发射的多个波聚焦在出口处。

[0022] 通常,波是电磁波(例如但不排他地,波可以是紫外线、可见光、微波或红外线辐射)或声波。

[0023] 透镜可以具有三维形状如半球形,但是优选地透镜实质上是平面的(即实质上二维的)。在这种情况下,其中辐射是电磁的,光优选地是 TE 极化的。所谓 TE 极化,意味着电场指向与透镜的平面正交的方向上。

[0024] 只有在提供了将波从设备解耦的出口时,超越衍射极限的完美成像才是可能的。否则,所聚焦的波被反射在它们在上面改变符号的图像上;随着波的振荡平均的符号变化创建了符合标准衍射极限的模糊图像。使用出口消除该模糊图像并且允许完美成像。在一个实施方式中,出口包括用于吸收波的图像检测器。例如,但不排他地,图像检测器可以包括光阻或感光材料层、光电二极管、或 CCD 或 CMOS 像素阵列。可选择地,出口可以包括波收集器,如光纤或反射体(只要它可以实现将波从设备解耦的功能)。出口可以位于反射体的

内边界内的任何位置(尽管它的位置通常依赖源的位置)。在一个实施方式中,出口被嵌入在透镜中但是优选地出口位于透镜的外表面上。这种布置有助于从成像设备传送有效图像而无需出口被嵌入在透镜中。出口可以可选地位于透镜和反射体之间的间隙中。

[0025] 源也可以位于反射体的边界内的任何位置但是优选地,透镜包括源和出口。

[0026] 在一个实施方式中,透镜、源和出口都位于同一平面上。在这种情况下,反射体通常在所述平面上的两个维度上围绕透镜、源和出口。此外或可选择地,在这种情况下,波通常源在所述平面上的多个方向的任何一个上从源发射。

[0027] 优选地,波沿着闭合轨迹被从源导引至出口,使得在没有出口时,波将通过透镜和反射体被导引返回至源。

[0028] 折射率剖面可以由结构材料/超材料提供。这是一种包含小于要被成像的光照的波长、但大于分子尺寸的结构材料。一个实例是光子晶体纤维,也被称为微结构纤维,其在沿着纤维的玻璃上包含通气孔。然而,更优选地,折射率分布是梯度折射率分布。“梯度折射率分布”可以被定义为逐渐地(和连续地)变化的折射率分布。这种分布可以通过掺杂或混合材料来做出(一个实例是梯度折射率光纤)。例如,但不排他地,透镜可以由二氧化硅(折射率 1.45)和氮化硅(折射率 2)的混合物形成并且梯度折射率分布范围从 1.45 至 2。可选择地,这种分布可以通过掺杂电介质材料来做出。梯度折射率分布将不同于结构材料/超材料(以上所描述的)。通过使折射率分布为梯度折射率分布,图像分辨率不受到透镜内的任何基体结构限制。相反地,如果折射率分布由结构材料/超材料形成,基体结构可以限制图像分辨率(尽管图像分辨率仍然可能超越衍射极限)。因此,梯度折射率分布可以提供甚至更大的图像分辨率。

[0029] 梯度折射率分布的一个可选项是锥形波导[参见例如 S.K. Yao 等人, Appl. Opt. 18, 4067 (1979)]。这里逐渐变化的折射率分布通过改变在基底上的具有给定折射率的层的厚度来建立。所述层,作为波导,限制并且支持辐射。它的厚度造成依据层剖面变化的有效折射率。

[0030] 优选地,透镜由各向同性电介质形成。这允许宽带光源的完美成像。

[0031] 优选地,源包括用于将波耦合至成像设备的装置。在一个实施方式中,源是要被成像的对象(例如纳米结构)。在这种情况下,对象可以,例如,由外部光波源照明,对象将光波反射或散射至透镜。当波通过透镜和反射体被从对象指引至出口时,对象的完美图像在出口处形成。

[0032] 在本公开内容的第 3 节中阐述的实例中,金点作为对象并且该点由聚焦的激光束照明。在本公开内容的第 4 节中阐述的实例中,源是同轴电缆。在这种情况下,将电缆与透镜的外表面接触并且通过电缆将微波传输到透镜中。

[0033] 透镜和反射体可以具有任何形状。这种形状可以通过光学保角映射(Optical Conformal Mapping)[U. Leonhardt, Science 312, 1777 (2006)]应用。在这种情况下,折射率分布和反射体的形状通过保角变换变形。

[0034] 通常,当在平面图中观察时反射体实质上是环形的。在这种情况下,透镜优选地位于反射体的环形域中。更优选地,透镜可以与反射体的环形域同心。

[0035] 在一个实施方式中,当在平面图中观察时透镜实质上是圆形的。当透镜是圆形的并且反射体是环形的时,反射体的环形域优选地具有比透镜大的半径。在这种情况下,透镜

的折射率分布可以符合广义的 Luneburg 分布。在可选的实施方式中,反射体的环形域和透镜具有实质上相同的半径。在这种情况下,透镜的折射率分布可以符合麦克斯韦鱼眼分布。

[0036] 在一个实施方式中,透镜是旋转对称的并且按照由以下隐式方程给出的折射率分布 $n(r)$ 沿着半径 r 变化:

$$[0037] \quad r(\rho) = \rho \exp \left(-\frac{2}{\pi} \int_{\rho}^{r_0} \frac{\arcsin(b/r_1)}{\sqrt{b^2 - \rho^2}} db \right)$$

$$[0038] \quad n = \rho / r(\rho)$$

[0039] 其中: ρ 是范围从 0 到 r_0 的参数;

[0040] r_0 是透镜的半径;以及

[0041] r_1 是反射体的半径;以及

[0042] b 是积分变量。

[0043] 在这种情况下,透镜具有最大折射率, n_0 , 其符合以下方程:

$$[0044] \quad n_0 = \exp \left(\frac{2}{\pi} \int_0^{r_0} \arcsin(b/r_1) \frac{db}{b} \right) = \exp \left(\frac{2}{\pi} \int_0^{r_0/r_1} \arcsin \xi \frac{d\xi}{\xi} \right)$$

[0045] 其中: r_0 是透镜的半径;

[0046] r_1 是反射体的半径;以及

[0047] ξ 是积分变量。

[0048] 透镜的介电常数通常等于其折射率的平方。

[0049] 本公开内容的第二方面包括使用成像设备的成像方法,该成像设备包括:

[0050] a. 透镜,其具有根据预定的折射率分布变化的折射率;

[0051] b. 源;

[0052] c. 出口,其用于将波从设备解耦;以及

[0053] d. 反射体,其被设置在透镜、源和出口的周围,

[0054] 该方法包括:在多个方向上从源发射波;使用透镜和反射体将所发射的波导引至出口;以及使用出口将所导引的波的至少一部分从设备解耦。

[0055] 在一个实施方式中,波从源全方向地发射。

[0056] 通常,多个波被聚焦在出口处。

[0057] 在一个实施方式中,透镜、源和出口都位于同一平面上。此外或可选择地,透镜实质上可以是平面的。在这种情况下,当波是电磁波时,优选地的是,电磁波的电场分量实质上与透镜的平面垂直。此外在这种情况下,波在透镜的平面中从源发射。

[0058] 如以上所指示的,提出了新方法并且可以制造新产品。

[0059] 产品可以包括由镜子围绕的具有根据给定公式或原理变化的折射率的透镜。优选地,折射率的所述变化可以利用梯度折射率分布实现。

[0060] “给定公式或原理”可以例如来源于 Luneburg 的聚焦分布,即将来自圆上的任意点的射线聚焦到圆上的相对点的折射率分布。并非所有的射线都需要被聚焦,而是连续的射线组需要被聚焦。

[0061] Luneburg 开发的用于计算这种分布的数学方法被发表在他的遗作 R. K. Luneburg, Mathematical Theory of Optics (光学数学理论)中,(University of California Press

(加利福尼亚大学出版社), Berkeley 和 Los Angeles, 1964)。

[0062] 在本公开内容中, 镜子可以被放置在聚焦圈上。本发明人已经意识到这将 Luneburg 的聚焦分布变成完美的成像设备。

[0063] 利用传统的透镜进行成像受到衍射极限的限制: 在尺寸上与成像辐射的一半波长(或更小)的可比较的细节不能得到解决。依据本公开内容的成像设备能够超越该极限(通常称为‘衍射极限’)成像。

[0064] 该设备的保角变换 [U. Leonhardt, Science 312, 177 (2006)] (包括镜子)具有相同的功能但可以采取不同的形式, 在实践中这可能是有利的。

[0065] 一般概念和具体实施方式可以来源于以下描述。可以做出各种改进和修改而不偏离本发明的范围。

[0066] 附图简述

[0067] 现在将描述本发明的实施方式, 仅通过举例的方式, 参考附图, 其中:

[0068] 图 1 示出了 Luneburg 的广义聚焦分布。折射率分布或半径 r_0 (灰色)被设计成使得任何光射线从半径 r_1 处的点行进到半径 r_2 处的相对点, 无论碰撞参数 b 是多少, 只要所述射线到达该分布。

[0069] 总散射角是角 a_1 和 a_2 的和, 除总体为负号之外;

[0070] 图 2 是 Luneburg 透镜的示意射线图;

[0071] 图 3A 是符合广义 Luneburg 分布的第一修改的鱼眼镜的示意平面图。光从聚焦折射率分布外部的点发出并且在此情况下并非所有的射线都被聚焦在图像点上;

[0072] 图 3B 是符合广义 Luneburg 分布的第二修改的鱼眼镜的示意平面图。在这种情况下, 如果光在折射率分布内部发出则实现完美的成像。

[0073] 图 4 是具有以 r_1 为单位的半径 r_0 的透镜(聚焦介质)所需的折射率范围 n_0 的绘图;

[0074] 图 5 是具有以 r_1 为单位的半径 r_0 的聚焦介质的折射率分布 $n(r)$ 的绘图;

[0075] 图 6A-6C 示出了球体到平面的立体投影。在图 6A 中, 从北极 N 穿过球体的表面上的每一点 $\{X, Y, Z\}$ 画线。投影点 $\{x, y\}$ 的(这里未示出 Y 和 y)位于该线穿过赤道与平面相交的地方。北半球被映射到赤道的外部, N 在无穷远处, 而南半球被映射到内部; 南极 S 出现在原点。在图 6B 中, 在球体上的圆被投影成平面上的圆。光射线遵循测地线——球体上的大圆。从一个点发出的所有射线再次在对映点处相遇, 在那里形成完美的图像。图 6C 示出了在球面投影中光圆如何相遇。

[0076] 图 7 可视化了需要实施立体投影的折射率分布。其显示出各向同性介质是足够的。为了实施立体投影, 必须通过球体上的线元素与平面上的对应的投影线元素之间的比率给出光学介质的折射率。由于立体投影将圆映射成圆, 这种比率不能依赖线元素的方向: 介质是各向同性的(立体投影是保角映射)。图 7 示出了北半球上的圆如何被放大, 要求折射率在球体上的折射率 n_1 之下。在南半球上的圆(未示出)被最大限度地减小两个因素; 在赤道的内部中折射率范围从 n_1 至 $2n_1$ 。使用方程(1)的折射率分布的麦克斯韦鱼眼被证明是实现立体投影, 参见方程(5)。

[0077] 图 8A 和图 8B 示出了包括透镜和反射体的鱼眼镜, 透镜具有符合麦克斯韦鱼眼分布($r_1=r_2=r_0$)的折射率, 以及反射体被设置在透镜周围。在图 8A 中, 在球体的赤道处的镜子

造成光射线实现完整大圆的幻觉,然而实际上光射线是被反射的。图 8B 示出了从通过麦克斯韦鱼眼实现的立体投影中的平面上的一点发出的波。来自任意点(源)的反射线都相遇于相应的图像点(出口)。

[0078] 图 9A 示出了格林函数。由在南极处的源发出的波被可视化在球体上并且被投影到平面上。图片示出了具有 $v=20.25$ 的电场(12)的实部;用于球体上的可视化,半径被调整为 $1+0.5\text{Re}E_v$ 。在北极电场聚焦于一点。

[0079] 图 9B 类似于图 9A,但是在(A)中示出的电场在球体上被旋转并且然后被投影以建立在任意源点发出的波。在平面上,该旋转符合于具有角 Y 和 X 的旋转莫比乌斯变换(20)。球体的旋转角是 $2Y$ (这里 $Y=-0.2\pi$)。图 9A 和图 9B 示出了用麦克斯韦鱼眼方式的针尖成像。

[0080] 图 10 示出了在鱼眼镜中的成像。在源点(左尖端)发出的无穷尖锐的电场作为电磁波传播直到它聚焦于具有无穷大分辨率的图像点(右尖端)。聚焦通过由如图 8 所示的反射体约束的麦克斯韦鱼眼完成。为了更好的可视性,附图示出由使用图 9 的参数的方程(32)给出的 $-\text{Re}E_k$ 。图像进行相移 $v\pi$ 并且具有与没有反射体的鱼眼中的图像相反的符号。

[0081] 图 11A-D 示出了麦克斯韦鱼眼的时域仿真,在图 11A 中是连续的梯度折射率介质,以及在图 11B 中是由硅纳米结构组成的离散介质。点源(在下半部)被清晰地成像在图 11C 中的连续设备和图 11D 中的离散设备的上半部上。

[0082] 图 12A-C 示出了在第 3 节中描述的第一实验分析的鱼眼的扫描电子显微镜图像。图 12A 是由分布式 Bragg 反射体围绕的完整设备的视图。图 12B 是围绕用于将光耦合至设备的散射源的区域放大视图;以及图 12C 是设备的边缘处的区域放大视图。

[0083] 图 13 是用于扫描在第 3 节的第一实验分析中的鱼眼的实验装置的示意视图。近场扫描显微镜检查(NSOM)尖端具有 100nm 孔径。使用聚焦于大约 $10\mu\text{m}$ 光束的 $1.55\mu\text{m}$ 激光从晶片的背面照明设备的源。

[0084] 图 14A 是第 3 节的实验分析的测量设备的示意视图;由虚线指示横截面绘图的位置。

[0085] 图 14B 示出了设备的 NSOM 扫描。在下半部上的亮区是由源激光直接照明的。在上半部上的较亮的点指示按照仿真的图像的形成。

[0086] 图 14C 是在图 14A 中指示的横截面绘图的比较,其示出了图像点相对于它的周围环境的强度上的差异。

[0087] 图 15A 示出了麦克斯韦鱼眼造成光在虚拟球体的表面上传播的幻觉。来自点源(左下方)的波围绕球体传播并且聚焦于对映点(右上方)。在图 15B 中,圆形镜子被放置在虚拟球体的赤道周围使得波被聚焦于南半球的内部。

[0088] 图 16 示出了在第 4 节的实验分析中生产的成像设备。在电路板的同心层上的铜结构和由圆形金属镜围绕的电介质填充料创建了图 15B 的半球体的几何形状,用于具有指向在垂直方向上的电场的微波辐射。图 16 还示出了与麦克斯韦理论公式相比较的在设备的每一层处的电介电常数 $\epsilon=n^2$ 的所设计的分布。

[0089] 图 17A-17C 示出了来自第 4 节的分析的一些实验结果。图 17A 示意性地示出了两个实验的方案,其中微波可以从源行进到担任检测器角色的一个或两个出口。图 17B 示出了在当出口被放置在正确的图像点的情况下所扫描的电场幅值的模平方; λ_0 指示自由空

间波长。图 17C 示出了第二出口被添加离第一出口亚波长距离处所扫描的电场幅值的模平方。图 17B 和图 17C 的两个强度分布示出了在正确的图像点处的几乎不可区分的尖峰,证明了辐射进入正确出口 / 检测器具有亚波长分辨率。

[0090] 图 18A 和图 18B 是将第 4 节的分析的实验结果与理论预测进行比较的绘图。沿着源和出口之间的线扫描的场幅值与理论的解析公式进行比较,该理论假设完美的折射率分布和无限定位的源和出口。图 18A 示出了复合傅立叶幅值的实部并且图 18B 示出了复合傅立叶幅值的虚部。这些附图示出了与理论良好吻合的行波;偏离理论主要是由于源和出口上的缺陷。

[0091] 图 19A 和图 19B 示出了没有出口的成像。在图 19A 中,示出了由于不存在出口,微波由源发出和再吸收的实验的方案源。图 19B 示出了所扫描的电场幅值的模平方;没有形成清晰图像。

[0092] 图 20A 和图 20B 是将第 4 节的实验结果与理论进行比较的绘图。沿着源和出口之间的线扫描的场幅值与解析公式(A6) 进行比较。图 20A 示出了复合傅里叶幅值的实部并且图 20B 示出了复合傅立叶幅值的虚部。这些附图示出了与理论很好吻合的驻波;亚波长特征接近源自用于实现鱼眼镜的材料的结构图像,源附近的偏差是由于它的缺陷。

[0093] 具体实施方式的描述

[0094] 为了清晰起见,在本具体实施方式的描述的结尾处的附录中分开列出了以下章节(1 至 4) 所引用的参考文献。在每一节的开始重新开始参考文献编号。

[0095] 第 1 节:介绍完美成像

[0096] 如在背景中所指示的,大多数物理学家至今认为完美成像需要负折射,需要在实践中很难制造出来的人造材料。另外,已经提出了没有负折射的物理问题的完美光学仪器(参见 Maxwell J C 1854 Camb.Dublin Math.J.8188;Lenz W 1928 在 Probleme der Modernen Physik ed P Debye (Leipzig:Hirzel) 中的投稿;Stettler R 1955 Optik 12 52;Luneburg R K 1964 Mathematical Theory of Optics (光学数学理论) (Berkeley, CA:University of California Press (加利福尼亚大学出版社));以及 Born M 和 Wolf E 1999 Principles of Optics (光学原理) (Cambridge:Cambridge University Press (剑桥大学出版社))),但是他们仅证明了对于光射线是完美的,并非对于波。例如,麦克斯韦鱼眼,其利用正折射,已被公知为理论概念,因为麦克斯韦的论文 [J. C. Maxwell, Cambridge and Dublin Math. J. 8, 188 (1854)]。麦克斯韦鱼眼将任一点发出的所有光射线聚焦在精确的图像点处;这使得它成为用于光射线的完美透镜。然而,通常假定这种光学仪器的分辨率将受到光的波特性的限制,因此使得这种透镜不完美。在实践中制造传统的麦克斯韦鱼眼透镜也被认为是极其困难的(如果可能的话)。

[0097] 术语完美成像用来指:波从一个位置到另一位置的转换,在新位置形成具有所保存的原物的所有细节的真实图像。在新位置的图像的光斑尺寸原则上可以被使得无穷小——即,它的最小尺寸不受到与传统透镜相关联的衍射极限的限制。

[0098] 关于隐形的研究已经表明在普通(正折射)材料中成像可能是同样完美的(与负折射材料相比较)并且在实践中实施容易得多。

[0099] 设计径向对称的完美透镜是逆散射问题。理论解决方案由 Rudolf K. Luneburg 在布朗大学在他的 1944 年关于光学的演讲中提出并且之后被发表在他的遗作 [1] 中。这里

我们使用了参考文献 [2] 的记号, 其中发展了散射 X 线断层摄影术的可视解释。我们将镜子(或反射体——这些术语将被可交换地使用但是被用来指任何反射元件或反射装置)添加到 Luneburg 的实例中。如以下所述, 镜子的存在具有令人惊讶的有益效果。

[0100] 为了解释可以如何创建完美的成像设备, 我们通过考虑延伸至半径 r_0 的径向对称折射率分布 $n(r)$ 开始(参见图 1)。可以通过, 例如, 透镜来实施折射率分布。为了创建完美的成像设备, 我们需要将从半径 r_1 (在本实例中 $r_1 > r_0$) 上的点发出的所有射线聚焦于半径 r_2 (同样在本实例中 $r_2 > r_0$) 上的相对点, 只要它们到达折射率分布 $n(r)$ 。考虑具有碰撞参数 b 的射线。在两点之间的散射角是

$$[0101] \quad x = -\alpha_1 - \alpha_2, \sin \alpha_i = \frac{b}{r_i} \quad (I)$$

[0102] 只要 $b \leq r_0$; 否则散射角为零, 因为射线未达到聚焦折射率分布 $n(r)$ 。这么做的一个示例性分布由广义 Luneburg 分布 [2] 以隐式形式给出:

$$[0103] \quad n(\rho) = \exp \left(-\frac{1}{\pi} \int_{\rho}^{r_0} \frac{\chi db}{\sqrt{b^2 - \rho^2}} \right) \quad (II)$$

[0104] 公式 (II) 是隐式的, 因为 n 不直接表达为半径的函数, 但是就旋转参数 ρ 而言, 旋转参数 ρ 反之通过以下公式与半径相关

$$[0105] \quad \rho = nr \quad (III)$$

[0106] 为了理解这一理论如何起作用, 看一看两个公知的实施例。

实施例

[0107] Luneburg 透镜

[0108] 所提供的第一实施例是 Luneburg 透镜(在图 2 中示出), 其将来自 ∞ 远的光聚焦于折射率分布的表面上的一点。即:

$$[0109] \quad r_1 = \infty, r_2 = r_0 \quad (IV)$$

[0110] 在本实例中, $\alpha_1 = 0$ 和 $\alpha_2 = \arcsin(b/r_0)$ 。我们使用积分

$$[0111] \quad \int_{\rho}^{r_0} \frac{\arcsin(b/r_0)}{\sqrt{b^2 - \rho^2}} db = \frac{\pi}{2} \ln \left(1 + \sqrt{1 - (\rho/r_0)^2} \right) \quad (V)$$

[0112] 并且我们从重组公式 (II) 获得:

$$[0113] \quad n(\rho) = \sqrt{1 + \sqrt{1 - (\rho/r_0)^2}} \quad (VI)$$

[0114] 我们在旋转参数的关系式 (III) 上替代该结果并且求解生成的 ρ 的方程式, 这样给出

$$[0115] \quad \rho = r \sqrt{2 - (r/r_0)^2} \quad (VII)$$

[0116] 以及,依据关系式(III),

[0117]

$$n = \sqrt{2 - (r/r_0)^2}$$

(VIII)

[0118] 这是 Luneburg 透镜——在雷达技术中使用的设备的折射率分布。根据理论观点, Luneburg 透镜在光学中实施谐波振荡器电势 [3]。

[0119] 麦克斯韦鱼眼

[0120] 第二实施例是麦克斯韦鱼眼透镜,这是 Luneburg 广义聚焦分布的专门实例。在本实例中,

$$r_1 = r_0, r_2 = r_0, \quad (\text{IX})$$

[0122] 另外, $\alpha_1 = \alpha_2 = \arcsin(b/r_0)$ 。

[0123] 我们从重组公式(II)和积分公式(V)获得根据旋转参数的折射率分布,

$$n(\rho) = 1 + \sqrt{1 - (\rho/r_0)^2}$$

(X)

[0125] 其依据关系式(III)给出以下公式,

$$n = \frac{2}{1 + (r/r_0)^2}$$

(XI)

[0127] 这是麦克斯韦鱼眼的折射率分布。Luneburg[1]指出这一分布通过立体投影实施球体的几何形状。

[0128] 如在随后的章节中所解释的,在实践中制造麦克斯韦鱼眼被认为是极其困难的(如果可能的话)。由于这个原因,麦克斯韦鱼眼从未被切实地实现过。然而,如在第2节中将更加详细地解释的,本发明人已经找到将麦克斯韦鱼眼(和事实上广义的 Luneburg 分布)付诸于实践的方式。简言之,如以上所指示的,为了实现麦克斯韦鱼眼,反射体被设置在透镜的周围 $r_1 = r_2 = r_0$ 处(或者在 $r_1 (=r_2) > r_0$ 以实施广义的 Luneburg 分布)。在第2节中更加全面地解释引入反射体的原因,但广义的 Luneburg 分布结合这种反射体的实施被描述如下。

[0129] 改进的鱼眼镜

[0130] 这里术语‘改进的鱼眼镜’用来指成像设备,其包括:具有根据广义的 Luneburg 分布变化的预定的折射率分布的透镜;和被设置在透镜周围的反射体。将理解这仅是本公开内容的一个实施方式,并且透镜不必具有广义的 Luneburg 分布;可以使用任何其他适合的折射率分布。

[0131] 在图 3A 和图 3B 中分别示出了两个改进的圆形(当在平面图中观察时——参见图 3A 和图 3B)鱼眼镜 10、20。每一鱼眼镜 10、20 包括具有根据预定的折射率分布变化的折射率的透镜 12、22,在本实例中,预定的折射率分布符合广义 Luneburg 分布(参见下文)。在每一实例中设置用于在设备中发射波(通常是电磁波或声波)的源 16、26 并且还设置用于将波从设备解耦的出口 18、28。另外(如以上所述),每一鱼眼镜 10、20 包括被设置在透镜 12、22,源 16、26 和出口 18、28 周围的反射体 14、24(在本实例中,透镜、出口和源位于同一平面上并且反射体在所述平面上的两个维度上围绕透镜、源和出口)。

[0132] 源 16、26 可以是用于将辐射耦合至设备的装置,例如反射或散射装置(例如要被成像的对象)。可选择地,源可以是辐射源如激光二极管。优选地出口被放置在透镜的外表面上,因为这样将有助于更有效的图像转移。‘出口’通常是吸收性元件如光阻或感光材料层、光电二极管、或 CCD 或 CMOS 像素阵列,但是也可能是光收集器如光纤或者反射性元件如镜子,只要它实现将辐射从设备解耦的功能。通常设置多于一个出口。

[0133] 在两个实例 10、20 中,两个半径 r_1 和 r_2 相同。

[0134] $r_1 = r_2$ (XII)

[0135] 并且透镜 12、22 由在聚焦半径 r_1 处的反射体在两个维度上围绕。还指出在本实施方式中 $r_1 (=r_2) > r_0$ 。

[0136] 尽管在本实例中透镜符合广义 Luneburg 分布(其中 $r_1 = r_2$, 并且 $r_1 > r_0$), 透镜可以选择性地符合麦克斯韦鱼眼(其中 $r_1=r_2=r_0$) 的折射率分布。在另一可选实施方式中,透镜可以符合任何其他其他的折射率分布,只要反射体以及透镜的折射率分布被布置成将从源 26 的多个方向(不一定所有)的任何一个上发出的波导引至出口 28 (尽管这不是如以下解释的具有第一镜子 10 的实例)。

[0137] 在第二改进的鱼眼镜 20 中,源 26 和出口 28 被放置在透镜 22 内部(即半径 r_0 的内部)。然而,在第一改进的鱼眼镜 10 中,源 26 和出口 28 被放置在透镜 12 外部(即半径 r_0 的外部)但仍在 r_1 处的反射体 14 的边界内。

[0138] 在第二改进的鱼眼镜 20 中,透镜 22 和反射体 24 被一起布置成将从源 26 的多个方向(可能,但不一定所有)的任何一个上发出的波导引至出口 28。即,来自反射体上的任何一点 P 的波被聚焦在另一面上并且被反射,因此它再一次穿过聚焦介质并且返回至 P。因此,光射线形成闭合环路,因为它们到达透镜的聚焦折射率分布。从在该分布中的点 r 发出的波(如光射线)总是沿着闭合轨迹传播(即,在没有出口的情况下,波将被导引返回至源)。设备的径向对称暗示着所有这些射线也必须穿过 -r。换句话说,在 r 处的源被完美地成像在 -r 处(在第二鱼眼镜 20 的实例中 ‘-r’ 表示来自 r 处的源 26 的透镜上的直径上相对的点 28)。

[0139] 在图 3B 中示出的实例中,无论波从源 26 的哪个方向上发出,它们将被聚焦于出口 28 上。从源 26 的多个方向(可能,但不一定所有)的任何一个上发出的那些波源被导引至出口 28 允许实现完美的成像。即,在出口上聚焦的波的光斑尺寸可以是无穷小的——它的最小尺寸不受到衍射极限的限制。

[0140] 在第一改进的鱼眼镜 10 中,在从源发射的波被聚焦的点取决于波被发射的方向。因此,并非所有的射线轨迹是闭合的并且图像可能是不完美的。在图 3A 中通过从源 16 发出的射线没有被完美地聚焦在与源直径上相对的点 18 上的事实阐明了这一现象。确切地,图像是不完美的。然而,可以通过修改折射率分布或反射体来实现完美成像(或可选择地源 16、26 和出口 18、28 可以被放置在透镜 12 的内部,如按照图 3B)。

[0141] 应当注意,对于完美成像来说,波遵循闭合轨迹不被认为是必要的。然而,在麦克斯韦鱼眼镜的实例中,所有的射线轨迹都是闭合的,因为 $r_1=r_0$ 。在图 3B 中示出的广义 Luneburg 分布的实例中,所有的射线轨迹都是闭合的,因为源和出口在透镜的内部。

[0142] 在图 3A 和图 3B 中示出的实施方式中,反射体实质上是环形的并且透镜被放置在反射体的环形域中。优选地,透镜和反射体同心。

[0143] 应当注意,透镜 22 和设备 20 的反射体 24 被布置成在它们之间有间隙 29 (由于 $r_1 > r_0$)。回来参考图 1,具有广义 Luneburg 分布的透镜要求将离开在半径 r_1 处的反射体的光聚焦于反射体上的相对点 $-r_1$ 处。对于麦克斯韦鱼眼透镜,其中 $r_1 = r_2 = r_0$,需要透镜显著地将光从透镜的一面弯曲到另一面(反射体紧邻透镜因为反射体和透镜具有实质上相同的半径——参见图 8B)。然而,当采用广义 Luneburg 分布并且 $r_1 (=r_2) > r_0$ 时,由于透镜 22 和反射体 24 之间的间隙 29 使得一些射线不到达透镜。因此,与麦克斯韦鱼眼相比,由反射体 24 反射的波以不太陡峭的角度进入透镜 22。因此,透镜的屈光力不必很高。这样允许减小透镜的最大折射率与最小折射率的比率。

[0144] 这在图 5 中示出,图 5 示出具有以 r_1 为单位的半径 r_0 的聚焦介质的折射率分布 $n(r)$ 。这显示出当 $r_0=1$ (即在麦克斯韦鱼眼的实例中)时在 r 为 0 的位置(即透镜的中心) n 达到峰值 2 并且在 $r = 1$ 的位置(即在透镜的边缘上)减小至 1。然而,如果 $r_1 > r_0$ (广义 Luneburg 分布),在图 5 中通过 $r_0 < 1$ 表示,在透镜的中心处($r = 0$)所需的折射率与在透镜的边缘处(其中 $r = 1$)所需的折射率相比较的比率较低。

[0145] 因此与麦克斯韦鱼眼相比利用改进的鱼眼分布(即广义 Luneburg 分布)具有以下优势:完美的聚焦所需的折射率比小于麦克斯韦鱼眼的折射率比。因此,它们更容易被制造,例如梯度折射率分布和锥形波导。在成像设备 20 的一个实施方式中,其中透镜 22 符合广义 Luneburg 分布,透镜的最大折射率与最小折射率的比率大约是 1.38。在本实例中,透镜由二氧化硅(折射率为 1.45)和氮化硅(折射率为 2)的混合物形成并且梯度折射率分布范围从 1.45 至 2。使用当前技术,当折射率分布被要求为范围从 1 至 2 时,很难实现梯度折射率分布(是连续分布而不是离散分布)。因此,在此情况下结构化(即离散化)折射率分布将是必要的。这种结构化分布将限制可实现的图像分辨率(虽然利用这种方法将分辨率扩展超过衍射极限可能仍然是可能的)。

[0146] 在设备 10、20 中,透镜 12、22 实质上是平面的并且它们与源、出口和反射体位于同一平面上。在一个可选实施方式中,透镜和反射体可以是三维的。

[0147] 怎样才能制造出改进的鱼眼镜? 我们从重组公式(II)和关系式(III)获得

[0148]

$$r(\rho) = \rho \exp \left(-\frac{2}{\pi} \int_{\rho}^{r_0} \frac{\arcsin(b/r_1)}{\sqrt{b^2 - \rho^2}} db \right) \quad (\text{XIII})$$

[0149] 半径是旋转参数 ρ 的单调递增函数(通过微分看出)并且 $r \leq \rho$ 。因此, ρ 是 r 的单值函数,并且实际上允许折射率分布。函数 $\rho(r)$ 必须也是单调递增的。另外,函数 $n(\rho)$ 关于 ρ 单调递减(再次通过微分看出)并且,因此, n 关于 r 单调递减:最高折射率值是在原点处的值 [4]

[0150]

$$n_0 = \exp \left(\frac{2}{\pi} \int_0^{r_0} \arcsin(b/r_1) \frac{db}{b} \right) = \exp \left(\frac{2}{\pi} \int_0^{r_0/r_1} \arcsin \xi \frac{d\xi}{\xi} \right) \quad (\text{XIV})$$

[0151] 在该公式的帮助下,人们可以快速地计算出改进的鱼眼镜的所需的折射率范围。考虑到半径 r_0 和 r_1 ,通过存储 (r, ρ) 值的表最容易计算出折射率分布本身,其中 ρ 范围从 0 至 r_0 并且依据公式(XIII)数值计算出 r 。然后根据所计算的数据构造插值函数 $\rho(r)$

并且折射率分布被计算为：

$$[0152] \quad n = \frac{\rho(r)}{r} \text{ 对于 } 0 \leq r \leq r_0 \text{ 以及 } n=1 \text{ 对于 } r > r_0 \quad (XV)$$

[0153] 在图 4 中示出了聚焦介质半径 r_0 (以 r_1 为单位) 相对于最高折射率值 n_0 的绘图。随着 n_0 增加, r_0 增加(虽然如图 4 所示在关系上存在轻微的非线性)。

[0154] 至今为止, 我们的理论仅显示出光射线形成完美图像, 但是, 如以下所述, 波也可以令人惊讶地被完美地聚焦。

[0155] 第 2 节: 证明麦克斯韦鱼眼的图像分辨率不受光的波特性的限制

[0156] 在此我们建立数学证明, 依据所有标准, 完美光学仪器的原型、麦克斯韦鱼眼 [6] 是完美的: 原理上其具有无限大的分辨率。计算机仿真显示利用广义 Luneburg 分布也可实现无限大的分辨率。此外, 尽管该证明涉及‘光’, 但其适用于所有其他类型的波如各种电磁波和声波。

[0157] 我们还示出如何改进鱼眼以运用应用于光学保角映射 [14]-[17] 的实施 [11]-[13] 的制造技术将其变成可以在实践中被制造出的完美成像设备。可以发现这种设备应用于宽带远场成像, 且分辨率仅受到材料的基体结构的限制, 而不再受到光的波特性的限制。

[0158] 考虑到在用负折射成像上的显著兴趣, 对研究关于不需要负折射的完美光学仪器(虽然在实践中认为它们是不可能的)的先前已知的理论建议付出那么小的注意力似乎令人惊讶, 特别地如它们被在由 Born 和 Wolf 发表的 Principles of Optics (光学原理) [10] 中所描述的。最著名的完美光学仪器, 麦克斯韦鱼眼 [6], 用麦克斯韦方程处理 [18, 19], 但是没有关注它的成像特性, 并且同样应用于标量波鱼眼 [20] 和在缩短的鱼眼中的波传播的数值仿真 [21]。在此我们分析在二维 (2D) 麦克斯韦鱼眼中的波光成像, 主要因为这种设备可以在用于红外光的硅芯片上的集成光学元件中制造 [11, 12] 或可能具有用于可见光的氮化镓或金刚石集成光学元件。在我们应用解析数学来证明我们的结果之前, 我们用主要观点和论证的视觉阐述开始我们的分析。

[0159] 麦克斯韦 [6] 发明了一种折射率分布, 其中所有的光射线是圆形的并且, 根据他的论文, ‘从介质中的任何一点发出的所有射线将精确地相遇于另一点’。如麦克斯韦所写的, ‘这种拥有非凡的光学特性的介质的存在的可能性通过沉思鱼的晶状体来建议’—因此鱼眼—‘并且寻找这些特性的方法通过类推的方法根据牛顿著的 Principia (原理), Lib. I. Prop. VII’ 推论出。Luneburg [9] 以美丽的几何形式表示麦克斯韦鱼眼分布: 鱼眼实现球体的表面到平面 (或 4D 超球面的 3D 表面到 3D 空间) 的立体投影。由于球体的表面是弯曲的空间—具有恒定曲率—鱼眼实现, 对于光, 从虚拟的弯曲空间到物理空间的变换 [22]; 这是非欧几里得变换光学的最简单的元素 [23], 被建议用于实现宽带非可见性 [23, 24]。

[0160] 立体投影, 由 Ptolemy 发明, 位居在制图学中使用的 Mercator 投影 [25] 的核心。图 6 示出了在球体 30 的表面上的点如何被投影到切割穿过赤道的平面 32 上。穿过每一点, 线 34 从北极画出, 北极与该平面 32 相交于一个点, 投影点 36。以这种方式, 球体 30 的表面被映射到平面 32 上并且反之亦然; 两者均是等价表示。在下文中我们自由并且频繁地在两个图片——球体 30 和平面 32 之间进行切换以简化论证。

[0161] 想象在球体 30 的表面上的光射线。它们沿着测地线——大圆传播。考虑在一个

点处发出的一束光射线。在该点起程的所有大圆必须再次相遇于球体 30 上的对映点,参见图 6 (B)。立体投影将球体上的圆映射至平面 32 上的圆 [25]。因此,在立体投影 [9] 的光学实施中——在麦克斯韦鱼眼 [6] 中——所有光射线是圆形的并且来自一个点的所有射线相遇于对映点的投影处,从而创建完美图像。

[0162] 如果人们希望实施球面投影,创建光在球体的表面上传播的幻觉,人们需要在匹配具有统一折射率 n_1 的球体表面的几何形状的物理空间中做出折射率分布 n 。折射率 n 是在虚拟空间中的线元素和在物理空间中的相应的线元素之间的比率 [23]。通常,该比率取决于线元素的方向并且因此几何形状——实施材料是光学各向异性的。然而,当立体投影将球变换成圆时,甚至无穷小的圆,线元素的比率不能取决于方向:介质是光学各向同性的,参见图 7。根据该图,我们可以读出所需的折射率分布 n 的基本行为。在赤道处, n 等于球体 30 的折射率 n_1 。在南极的投影处——平面的原点, n 必须是 $2n_1$ 。我们还观察到接近北极的投影——无穷大, n 趋于 0。麦克斯韦关于执行立体投影的 [9] 的鱼眼分布 [6] 的精确表达插入这些值:

$$[0163] \quad n = \frac{2n_1}{1+r^2} \quad (1)$$

[0164] 这里 r 表示离按照设备的尺寸测量的平面 32 的原点的距离。在这些维度中,赤道位于单位圆上。除赤道外,在 $r > 1$ 的北半球的投影区中,折射率落入 n_1 之下并且最终小于 1;在材料中的光速必须超过真空中的光速。

[0165] 为了避免对超光速传播的明显需求,我们采用一种来自非欧几里得遮掩 [23] 的想法:我们将反射体 40 (镜子)放置在赤道的周围,参见图 8 (A)。对于在南半球 42 上传播的光,镜子造成射线在北半球上轮番传播的幻觉,然而实际上它们是被反射的。在赤道处发出的光被聚焦于赤道的相对面上。图 8 (B) (其类似于图 3B 但是 $r_1=r_2=r_0$) 示出了对映点 44 的反射图像是在平面(在中心处倒置)中的源 46 的镜像图像。在反射体围成的圆内的每一点创建完美的图像。相反,椭圆镜子仅具有两个焦点,而不是焦点区,并且因此不太适合于成像。

[0166] $r \leq 1$ 的所需的折射率分布(1)可以被制造在平面芯片上,例如通过使用气孔稀释硅 [11] 或通过使用硅柱提高二氧化硅的折射率 [12]。对于约 1500nm 的红外光,2 的折射率比 $n(0)/n(1)$ 是可实现的。氮化镓或金刚石集成光学元件可以用于创建用于具有约 500nm 波长的可见光的合适的结构。这种设备可以被用于按照纳米——标记传递图像或用于其他应用中,所提供的图像分辨率明显比波长好。在下文中,我们示出事实确实如此。

[0167] 足以建立具有单位长度的点源的电磁场——格林函数,因为任何其他的源可以被视为具有变化密度的点源的连续集合;所生成的场是在不同点处的格林函数的重叠。首先,我们推断出最方便的源点、原点、南极的球面投影的格林函数。根据球体的对称性,我们期望电磁波聚焦于北极就好像它相反地是在南极处的源,并且这是我们将在下一节中所证明的。因此在南极处的场是在北极处的源场的完美图像。图 9 (A)示出了这一格林函数。然后我们充分利用球体的旋转对称性并且旋转具有球体上的其相关的电磁场的点源,参见图 9 (B)。到平面的立体投影给出了任意源点的所需的格林函数。当场在球体上被简单地旋转时,我们期望不管源的完美成像,我们也将下一节中证明这一观点。

[0168] 最后,我们包括在镜子处的反射,本质上通过将图像的方法的改编本应用于静电学 [26]。图 10 示出结果:麦克斯韦鱼眼,受镜子约束,制造完美的透镜 – 即,所成像的光斑尺寸理论上可以被使得无穷小。

[0169] 计算

[0170] 在本节中,我们通过解析数学证实我们的可视化论证。方便使用复数 $z=x+iy$ 表示平面 32 的笛卡尔坐标 x 和 y 。在立体投影 [25] 中,在单位球体的表面上的点 $\{X, Y, Z\}$ 被映射成

$$[0171] \quad z = \frac{X + iY}{1 - Z} \quad (2)$$

[0172] 或者,球体上的球面坐标 θ 和 ϕ ,

$$[0173] \quad z = e^{i\phi} \cot\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (3)$$

[0174] 我们为具有 $r = |z|$ 的麦克斯韦折射率分布 (1) 获得公式

$$[0175] \quad n = 2n_1 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (4)$$

[0176] 我们按照球面坐标表示线元素 dx 和 dy 并且发现

$$[0177] \quad n^2(dx^2 + dy^2) = n_1^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \quad (5)$$

[0178] 因此依据比率 n/n_1 、修改长度的测量值而不是角度的测量值的保角因素,在球体上的线元素不同于在平面中的笛卡尔线元素:立体投影是保角映射 [25]。实施该映射的光学介质 (1) 是各向同性的。方程式 (5) 证明了 [9] 麦克斯韦鱼眼 (1) 确实实现了立体投影 (2)。

[0179] 考虑 TE- 极化光 [27], 其中电场矢量 E 点正交于平面 (在实践中,当考虑到依据麦克斯韦鱼眼分布的 2D 透镜时, E 正交于透镜的平面)。在本实例中,仅一个矢量分量 E 事项、正交分量。通过傅里叶分析,我们按照单色场 E_k 扩展 E 。它们服从亥姆霍兹方程式 [10, 27]

$$[0180] \quad (\nabla^2 + n^2 k^2) E_k = 0 \quad (6)$$

[0181] 除了在源点和图像点处。接近源点, E_k 应该接近线源的对数场 [26]。我们还要求场 E 是发展迟缓的,即在时域中

$$[0182] \quad E(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} E_k e^{-ikt} dk = 0, \text{ 对于 } t < 0 \quad (7)$$

[0183] 其中 t 表示在适当单位 (按照设备的尺寸测量的传播长度的单位) 中的时间。为了简易,我们重新调节波数 k 使得

$$[0184] \quad n_1 = 1 \quad (8)$$

[0185] 如果我们设法示出场 E_k 也是接近像点的对数,就如像是相反运转的线源,无限好的局部漏 (即,将光从设备解耦的出口),我们已经证明了具有无限大的分辨率的完美成像。由于以下原因,我们需要补充具有漏 (或 ‘出口’ – 将可交换地使用漏和出口) 的光学介质以及源。在写下亥姆霍兹方程式 (6) 中,我们考虑在静止状态中的单色波。然而,源连续产

生必须消失到某处的电磁波流。在自由空间中,波将消失在无穷远距离处,在无穷大。在成像的情况下,波必须找到有限的漏,否则静止状态不能存在。我们必须假定波在像上(通过出口)被吸收。然而,源和漏也应当是因果连接的;在我们的模型中,我们不能简单地将任意相反的源放置在所期望的像点上。在漏处的场必须显示由于源和像之间的时间延迟的相移,并且格林函数必须依据方程式(7)推迟。因果关系和无穷分辨率都需要用于证明完美成像。

[0186] 考虑最方便的源点的实例,在图 9 (A) 中示出。这里源被放置在原点——南极的立体投影。当自然地假定径向对称时,亥姆霍兹方程式(6)被变成

$$[0187] \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial E_k}{\partial r} + n^2 k^2 E_k = 0 \quad (9)$$

[0188] 在极坐标中具有 $r = |z|$ 。这种常微分方程式的通解是勒让德函数 [28] $P_v(\pm \zeta)$ 与指数

$$[0189] \quad v = \frac{1}{2}(\sqrt{4k^2 + 1} - 1) \text{ 或者, 等效地, } k^2 = v(v+1) \quad (10) \text{ 和变量的叠加。}$$

[0190]

$$\zeta = \cos \theta = \frac{r^2 - 1}{r^2 + 1} \quad (11)$$

[0191] k 和 v 之间的关系与波数和球面谐波的折射率之间的关系相同,但是 v 不一定是整数。让我们写下特解:

$$[0192] \quad E_v = \frac{P_v(\zeta) - e^{iv\pi} P_v(-\zeta)}{4 \sin(v\pi)} \quad (12)$$

[0193] 还可以按照第二种 [28] 的勒让德函数 Q_v 表示为

$$[0194] \quad E_v = \frac{e^{iv\pi}}{2\pi} Q_v(\zeta) \quad (13)$$

[0195] 应当指出, Q_v 的定义有时是模糊不清的——其取决于在复平面上所选定的分支——并且因此这里我们一般优选表达式(12)。还应当指出,当分母和分子均趋于 0 时 [28], 该表达式对于整数 v 具有有意义的限制。我们从 [28] 的 3.9. (9) 和 3.9. (15) 获得渐近式

$$[0196] \quad E_v \sim \frac{\ln r}{2\pi}, \text{ 对于 } r \rightarrow 0 \quad (14)$$

[0197] 这证明了公式(12)描述了从线源发出的电磁波,因为 r 在原点周围的小圆内我们获得

[0198]

$$\iint (\nabla^2 + n^2 k^2) \frac{\ln r}{2\pi} dA \sim \iint \frac{\nabla^2 \ln r}{2\pi} dA = \oint \frac{\nabla \ln r}{2\pi} ds = 1, \quad (15)$$

[0199] 其中我们在 ds 指向正交于积分等高线的 2D 中使用高斯定理。为了证明格林函数(12)是推迟的,我们利用 [28] 的积分表示 3.7. (12) 用于表达式(13)中的 Q_v ,

$$[0200] \quad E_v = \frac{e^{iv\pi}}{2\pi} \int_0^{+\infty} \frac{d\xi}{(\cos \theta + i \cosh \xi \sin \theta)^{v+1}} \quad (16)$$

[0201] 因此格林函数是对 v 的幂的积分。由于 $\arg(\cos \theta + i \cosh \xi \sin \theta) \leq \pi$, 对于 $0 \leq \theta \leq \pi$, 并且 $v \rightarrow k$, 对于 $k \rightarrow \infty$, 在复合 k 平面的上半部分上, 乘以 $\exp(iv\pi)$ 的被积函数呈指数下降。因此我们可以闭合在那里的傅里叶变换(7)的积分等高线。由于乘以 $\exp(iv\pi)$ 的被积函数表达式(16)是对 k 解析的, 对于 $t < 0$, 傅里叶积分(7)消失, 这证明 E_v 描述了推迟的格林函数。我们还从 [28] 的方程式 3.9. (9) 和 3.9. (15) 获得渐近式

$$E_v \sim e^{iv\pi} \frac{\ln r}{2\pi}, \text{ 对于 } r \rightarrow \infty \quad (17)$$

[0202] 这证明在无穷远处的图像被完美地形成, 具有 $v\pi$ 的相位延迟。另外, 我们从 [28] 的方程式 3.9. (2) 获得方便的渐近公式

[0203]

$$E_v \sim e^{i(v-1/2)\pi} \frac{\Gamma(v+1)}{4\Gamma(v+3/2)} \frac{(r-i)^{v+1} (r+i)^{-v}}{\sqrt{\pi r}} \quad (18)$$

[0204] 对于位于 0 和 ∞ 之间某处的较大的 v 和 r , 极好的逼近格林函数(12), 除了接近源和像。

[0205] 至今为止, 我们已经建立了在原点处的源的格林函数。为了推断任意源点的格林函数, 我们利用在图 9 中示出的立体投影中的球体的对称性。我们将具有其相关场的源从南极源(图 9 (A)) 旋转至球体 30 上的另一、任意点并且将其投影到平面 32 上(图 9 (B))。在球体上的旋转对应于在复平面上的莫比乌斯变换的子集 [25]。莫比乌斯变换由具有常复系数的双线性复函数给出,

$$[0206] \quad z' = \frac{az+b}{cz+d}, \text{ 且 } ad-bc = 1 \quad (19)$$

[0207] 在球体上的旋转对应于 [25]

[0208]

$$z' = \frac{z \cos \gamma - e^{ix} \sin \gamma}{ze^{-ix} \sin \gamma + \cos \gamma} \quad (20)$$

[0209] 我们获得亥姆霍兹方程式(6)中的拉普拉斯算子

[0210]

$$\nabla^2 = 4 \frac{\partial^2}{\partial z \partial z^*} = \left| \frac{dz'}{dz} \right|^2 \nabla'^2 = |cz+d|^{-4} \nabla'^2 \quad (21)$$

[0211] 根据关系式

$$[0212] \quad |a|^2 + |b|^2 = |c|^2 + |d|^2 = 1, ab^* + cd^* = 0 \quad (22)$$

[0213] 对于旋转(20), 我们获得在亥姆霍兹方程式(6)中的折射率分布的变换

$$[0214] \quad |cz+d|^2 n = \frac{2n_1|cz+d|^2}{1+|z|^2} = \frac{2n_1|cz+d|^2}{|az+b|^2+|cz+d|^2} = \frac{2n_1}{1+|z'|^2} \quad (23)$$

[0215] 因此,对于麦克斯韦鱼眼,亥姆霍兹方程式(6)在旋转的莫比乌斯变换下是不变的,这简单地反映了在立体投影中的球体的旋转对称性。我们从逆莫比乌斯变换看出

[0216]

$$z = \frac{az' - b}{-cz' + d} \quad (24)$$

[0217] 在 $z' = 0$ 处的源点已经移至

[0218]

$$z_0 = -\frac{b}{d} = e^{ix} \tan \gamma \quad (25)$$

[0219] 并且在 $z' = \infty$ 处的像出现在

[0220]

$$z_\infty = -\frac{a}{c} = -e^{ix} \cot \gamma = -\frac{1}{z_0^*} \quad (26)$$

[0221] 由表达式(12)给出的电场具有

$$[0222] \quad r = |z'| \quad (27)$$

[0223] 接近源 z_0 , 其中 $z' \rightarrow 0$, 我们用 $z-z_0$ 线性化莫比乌斯变换(20)并且接近像 z_∞ , 其中 $z' \rightarrow \infty$, 我们用 $z-z_\infty$ 线性化 $1/z'$ 。在对数表达式(14)和(17)中, 线性化前因子仅产生不改变渐近的附加恒量。因此,

$$[0224] \quad E_v \sim \frac{\ln |z-z_0|}{2\pi}, \quad E_v \sim -e^{iv\pi} \frac{\ln |z-z_\infty|}{2\pi} \quad (28)$$

[0225] 麦克斯韦鱼眼创建完美的像, 而不管源点。在图像领域中的负号指示在 z_0 发出的具有单位长度的电磁波聚焦于 z_∞ 仿佛像是正好相反的强度的源。另外, 像包含由在折射率分布(1)中或, 等效地, 在虚拟球体上的传播引起的相位延迟 $v\pi$ 。由于球体的固有曲率, 延迟恒量(10)在波数 k 上不是线性的, 但是略有非谐。然而, 由于相位延迟均匀, 一般的源分布不但如实地而且相干地成像。

[0226] 最后, 我们转向由圆形镜子(反射体)限制的麦克斯韦鱼眼的波光学, 在图 8 和图 10 中示出的实例。在镜子处, 电场必须消失。假设我们通过虚拟源的场解释镜子的效应, 类似于在静电学[26]中的图像的方法。虚拟源应该具有真实源的相反符号并且, 在球体上, 我们期望它在穿过赤道的平面上的源的镜像, 在 $\pi - \theta$ 。镜像源的立体投影(3)是在单位圆上的倒置[25]

[0227]

$$z' = \frac{1}{z^*} \quad (29)$$

[0228] 考虑变换(29), 不仅用于源而且用于整个电场。我们获得在亥姆霍兹方程式(6)中的拉普拉斯算子

[0229]

$$\nabla^2 = 4 \frac{\partial^2}{\partial z \partial z^*} = \left| \frac{dz'}{dz^*} \right|^2 \nabla'^2 = |z|^{-4} \nabla'^2 \quad (30)$$

[0230] 并且获得经变换的折射率分布(1)

[0231]

$$|z|^2 n = \frac{2n_1}{1 + |z'|^2} \quad (31)$$

[0232] 因此场 $E_v(z)$ 的镜像 $E_v(1/z^*)$ 也是有效的解决方案。让我们将通过镜子幻想出的虚拟源的场 $-E_v(1/z^*)$ 添加至原始源的场 $E_v(z)$ 源,

$$E_k = E_v(z) - E_v(1/z^*) \quad (32)$$

[0234] 在单位圆上 $1/z^*$ 等于 z , 并且因此场 E_k 在这里消失。因此, 公式(32) 满足边界条件并且因此描述了鱼眼镜的正确的格林函数。在镜子内部的像是虚拟源的像。根据变换(29) 得出像点 z'_∞ 位于

$$z'_\infty = -z_0 \quad (33)$$

[0236] 我们从公式(32) 和渐近式(28) 获得

[0237]

$$E_k \sim e^{i\nu\pi} \frac{\ln |z - z'_\infty|}{2\pi} \quad (34)$$

[0238] 与方程式(28)相比, 符号由于在镜子处的 π 相移产生翻转, 但是整体相位延迟保持一致, $(\nu+1)\pi$ 。分辨率是无限的, 并且因此鱼眼镜通过所有标准形成完美的图像。设备甚至可以容忍在材料中的某种程度的吸收。例如, 假设吸收作为与电介质分布成比例的折射率的虚部出现。该实例等效于具有用于真实折射率分布(1)的波数 k 的虚部。这里我们已经建立所有 k 的格林函数, 包括复合格林函数。由于渐近式(34) 与 k 无关, 除了考虑在幅值上的损失的前因子外, 这种吸收不影响图像质量。

[0239] 讨论

[0240] 麦克斯韦鱼眼 [6] 制造出完美的透镜; 但是它是包含在光学介质(即透镜)内部的源和像(即出口)两者的特殊透镜。负折射的完美透镜 [1] 也是‘短视’光学仪器, 其中成像范围仅是透镜的厚度的两倍 [29], 但是那里源和像在设备的外部。超透镜 [30, 31] 使来自微观对象的光呈漏斗型离开进入远场, 因为远场成像超越衍射极限, 但是超透镜的分辨率受到它的几何尺寸的限制; 即使在原理上, 分辨率不是无穷的。

[0241] 鱼眼镜可以被应用于传输具有比光的波长明显精细的细节的嵌入式图像远大于波长的距离, 有用的特征用于纳米光刻术。为了命名潜在应用的另一实施例, 鱼眼镜可以在嵌入电介质中的遥远原子或分子之间建立非常充分定义的量子论链接, 例如在金刚石中的颜色中心 [32]。鱼眼镜还可以发现应用于光学之外, 无论什么情况下波服从具有可控制波速的 2D 亥姆霍兹方程式(6)。例如, 它们可以为声波或液体上的焦面波制造回音廊, 或可能在量子畜栏中创建强烈纠缠的量子波 [33]。

[0242] 如同电介电常数和磁导率设置成 -1 的负折射完美透镜 [1], 鱼眼镜不放大图像。然而, 需要指出的是, 通过将镜子放置在比赤道大的其他大圆的立体投影处, 人们可以制造

出放大的完美成像设备。人们还可以通过光学保角映射 [14] 实施鱼眼 [9] 的形成多个图像的保角变换。因此,透镜和反射体可以是任何形状。当鱼眼镜由具有有限折射率比的各向同性电介质组成时,其可以用低损耗材料制作并且在频谱的宽带中操作。在原理上图像分辨率是无限的。在实践中,对于由离散结构构造实现的折射率分布,材料的亚波长结构的尺寸可能限制分辨率。然而,如果通过掺杂主电介质来创建所需的折射率分布(1)(即,通过创建梯度折射率分布),可以相信分子分辨率可以被实现。

[0243] 在本节中,我们关注在 2D 鱼眼中的 TE-极化光 [27] 的传播并且证明该实例的完美的分辨率。在此电磁波方程式,亥姆霍兹方程式(6),是在 2D 几何的 $n^2(dx^2+dy^2)$ 作为线元素的平方的几何形状标量波方程式,

[0244]

$$0 = \frac{1}{n^2} \nabla^2 E + k^2 E = \frac{1}{\sqrt{g}} \partial_A \sqrt{g} g^{AB} \partial_B E + k^2 E \quad (35)$$

[0245] 其中指数是指在几何形状 [22] 中的具有度量张量 $g_{AB} = n^2 \mathbb{1}$ 它的行列式 $g = n^4$ 和倒置度量张量 $g^{AB} = n^{-2} \mathbb{1}$ 的几何形状坐标 x 和 y ; 并且其中我们总计重复的指数。因此,由麦克斯韦鱼眼建立的光的几何形状不限于射线,而是扩展至波,这样解释了为什么波与射线一样被完美地成像。相反,对于磁场矢量 H 指向正交于平面的 TM 极化 [27],不发生完美的成像。在这种情况下,用于磁场的相应的波方程式 [27] 为,

[0246]

$$\nabla \cdot \frac{1}{n^2} \nabla H + k^2 H = 0 \quad (36)$$

[0247] 不能被理解为在 2D 几何形状中的波方程式。对于被放置在原点的源,我们发现鱼眼分布(1)在无穷远处的渐进解为 $H \sim r^{-4}$ 和 $H \sim \text{常数}$,它们中没有一个形成在二维中的完美图像的所需的对数散度。这证明了对于 TM 极化,在 2D 鱼眼中的完美成像是是不可能的,在 TM 极化中,几何形状对于波是不完美的。另一方面,3D 匹配阻抗麦克斯韦鱼眼完美地实现了 4D 超球面 [22] 的表面、3D 弯曲空间。我们期望在这种情况下的完美成像。

[0248] 完美成像经常被论述为渐逝波 [1] 的放大率,但是这种描述不十分适合看起来仅由球体的几何形状造成的用麦克斯韦鱼眼的成像。需要指出,还存用于理解负折射完美透镜 [29] 的可选的、纯几何描述:它们实施多个图像的坐标变换。在完美成像中似乎最重要的是光的几何形状 [22, 34]。

[0249] 需要指出的是,类似的证明可以被应用于广义 Luneburg 分布。

[0250] 第 3 节:实验分析部分 1- 在使用电介质材料的光学领域中的完美成像

[0251] 在光学领域中承诺完美成像,其中光可以被无像差地成像并且具有超高分辨率(原理上是无限的),可以彻底改革技术和纳米制造技术 [1, 2, 3, 4, 5, 6]。以上,已经理论上示出在具有空间变化的折射率 [7, 8] 的电介质中可以实现完美成像。使用变换光学 [9, 10, 11, 12, 13, 14, 15] 定义透镜几何形状用于将球面空间投影到真实平面空间上,形成麦克斯韦鱼眼 [16, 17, 18, 19]。由于容易制造,大多数的变换光学示范已经被实现用于欧式空间和微波制中。在此我们证明在光学制中使用硅纳米光子结构到非欧式空间的变换 [20]。

[0252] 在光学制中用于完美成像的麦克斯韦鱼眼透镜需要介电常数在大尺度上的强烈变化并且因此以前在光学中 [21, 22] 还没有完全地实施。在图 11a 中示出了允许在光学制中以 $1.5\ \mu\text{m}$ 完美成像的设计结构 50。该结构包括具有在若干微米上的比率 2:1 的折射率的径向分布。该结构以在此示为由硅和空气组成的分布式 Bragg 反射体 (DBR) 52 的反射体为界。在透镜的边缘 54 处 (接近反射体) 的最小折射率是 1.6, 并且在透镜中心 56 处的最大折射率是 3.2。该设备将完美的像从位于 DBR 内部的任何一点的源传送至相对于设备的中心 56 的对称点。人们可以在图 11c 中看到设备操作, 其中我们将来自设备的下部中的源 62 的仿真像形成 60 显示在设备的上部中。需要指出的是, 为了实现在这样的结构中的亚波长分辨率, 在成像点 [23, 24] 处的出口是必要的, 这可以在成像区使用例如非线性光阻材料来实现。仅被检测的光存在完美地成像, 如在微波制中的最近的实验所阐释的 (参见在以下第 4 节中的实验分析部分 2)。

[0253] 硅光子学已被证明为用于剪裁折射率的极好平台并且因此使得在光学领域中的变换光学能够应用于电介质结构中 [25, 26]。在这样的平台中, 通过分配亚波长柱 64 和硅晶片 67 上的孔 66 而引起有效折射率的空间调制来离散折射率。在图 11a 中的设计结构的离散形式被示出在图 11b 中。柱和孔的直径和高度分别是 120nm 和 500nm——容易使用电子束光刻和同时使得能够对不同特征密度进行高品质均匀蚀刻。由于所期望的散射损失, 我们选择运用相对小尺寸的半径为 $15\ \mu\text{m}$ 的鱼眼结构进行工作。需要指出, 未来的制造技术应该使人们能够减小特征件的尺寸并且因此减小传播损失。

[0254] 仿真不仅示出在连续的鱼眼结构中的像形成而且示出在由纳米尺寸的硅结构组成的离散鱼眼结构中的像形成。我们在时域中使用 Meep [27] 仿真了麦克斯韦鱼眼, 并且连续的和离散的折射率分布的结果分别被显示在图 11c 和 11d 中。人们可以看到, 虽然硅结构的背散射使得透镜的性能降低, 但即使在图 11d 中示出的离散实例中像被清晰地形成。

[0255] 为了创建离散的折射率分布, 我们在硅绝缘体平台上制造结构并且使用具有最优蚀刻技术 [25, 28] 的电子束光刻, 如图 12a-c 所示。在较低的折射率区域上 (接近 Bragg 反射体 52), 在空气背景上的硅柱 64 的密度定义了局部有效的折射率。在较高的折射率区域上 (在中心处), 我们使用硅晶片层中的空气孔 66 来控制局部有效的折射率。在图 12b 和图 12c 中可以看到柱和孔。为了在一个电子束步骤中形成两种类型的特征的图案, 需要在电子剂量调制上进行高度控制, 这通过邻近效应校正的优化来实现。所使用的抗蚀剂是 **XR-1541®** 的 170nm 层。使用高度各向异性的氯工艺蚀刻 500nm 硅层。我们使用在直径上具有大约 240nm 的第一和第二金点 70、72, 分别作为源和出口, 如图 12b 所示。这些点被沉积在也通过电子束图案化在 700nm 的 495k PMMA 层中的剥离掩模上。

[0256] 我们使用近场扫描显微镜 (NSOM) 装置示出在鱼眼中的像的形成。使用 $1.55\ \mu\text{m}$ 激光 74 从晶片 67 的背面聚焦成大约 $10\ \mu\text{m}$ 光束来照明设备的源 70, 如图 13 所示, 并且源 70 将入射激光辐射的至少一部分耦合进入透镜。扫描尖端 76 具有 100nm 孔径。在扫描期间, 尖端 76 被保持在约 $3\ \mu\text{m}$ 的固定高度上, 由于在硅柱 64 和尖端本身之间的尺寸上的差异, 接触的话尖端将损坏设备, 这样极大地降低了其对表面的灵敏度。因此, 在测量值中一些远场衍射图样是可见的。

[0257] 在图 14 中示出了实验的结果。源 70 被放置在设备的下半部上, 并且图像 72 被形成在上半部上。虽然由于从激光源 74 直接照明而导致不可能观察到源点, 但是像被清晰地

显示为期望位置中的更明亮的光斑。还可以在图 14c 的横截面绘图中观察到像点 72 相对于其周围衍射图样强度更高,这根据图 11d 中的仿真证实了我们的期望。

[0258] 总而言之,我们证明了在光学制中的麦克斯韦鱼眼透镜和在设备中的像的形成的实施。在光刻和蚀刻分辨率以及用于产生连续的折射率分布的新颖的制造技术上的改进,例如灰度光刻技术,应该使得设备的制造能够具有低散射损失。在损失上的减少将使得这种设备的测量具有亚波长分辨率。

[0259] 这种在甚至更短的波长上具有子衍射极限分辨率的特殊透镜的示范允诺改革化的纳米光刻技术。

[0260] 第 4 节:实验分析部分 2- 不需要微波的负折射的完美成像

[0261] 在此我们证明微波在麦克斯韦鱼眼中的完美成像。我们的数据显示出线源的场被成像具有超过超波长距离的亚波长分辨率,假设允许场穿过被动出口(用于将光从鱼眼镜解耦)离开,所述被动出口在成像中起到检测器阵列(例如 CCD 或 CMOS 像素阵列)的作用(或实际上起到光阻、感光材料或类似物的作用)。

[0262] 如以上解释的,普通的透镜不能分辨比光的波长精细得多的结构 [1]。由负折射超材料制成的完美透镜被预知 [2] 为成像具有无限大的分辨率。然而,在实践中,由于根本原因这种材料是吸收性的 [3];在大于波长的距离上的完美成像似乎不可能。如以上解释的,本发明人已经意识到使用正折射材料的完美成像实际上是可能的。在本节中,我们证明特别是关于微波的超波长距离上的具有亚波长分辨率的成像。

[0263] 如同光,微波是电磁波,但是具有 cm 波长和 GHz 频率,这允许我们以当前在光学上难以置信的细节程度研究成像波的电磁场。代替使用负折射,我们已经实施了关于电磁波 [5, 6] 似乎是曲线空间的正折射率分布 [4] 使得它们在原理上被无限精确地聚焦 [7]。我们的微波实验证明了不需要负折射的完美成像的概念,特别在实现完美分辨率上的检测的作用,向成像最重要的应用:对于光给出重要指导。

[0264] 光学材料可以改变由光感知的空间几何形状 [6],创建光学幻觉如不可见性 [8, 9]。完美成像 [2, 7, 10, 11] 也是光学幻觉,其中对象出现在两个或多个位置处;如以上所涉及的,通过完美成像我们打算将电磁场从一个位置传送到另一位置,在新位置形成具有所保存的原始图像的所有细节的真实图像。例如,负折射 [2] 证明是 [12] 折叠空间 [13],在所折叠的空间区域上产生光学“副本”。

[0265] 超透镜 [14] 建立了双曲线几何形状,其制造出放大的虚拟图像 [15]。我们在此证明的设备,被称作麦克斯韦鱼眼 [4],创建了电磁波在虚拟球体的表面上传播的幻觉,而实际上(在以上描述的 2D 实施方式中)它们被限制成平面波导—物理平面的任何一点对应于虚拟球体上的点,曲面空间具有非欧几里得几何形状 [16]。

[0266] 为了理解虚拟球体为什么作为完美成像设备,考虑从物理平面中的源连续发出波并且假设它们在等效的、虚拟球体上。任何源可以被视为点源的集合,因此足以研究由球体上的任意位置的单个点源产生的波。波从发射点围绕球体传播并且聚焦于与物理平面中的像点对应的对映点(参见图 15a)。然而,聚焦是完美的一无限清晰的一只有在通过像处的出口提取波时 [7] (还参见以下的实验分析部分 2 的附录)。通过出口我们是指成像应用中点状吸收器起到检测器的作用。如以上解释的,检测器可以是,例如但不排他地,CCD 或 CMOS 阵列、光阻层或感光材料或光电二极管。没有出口,波行进返回至源并且形成缺少亚波

长焦点的静止图样 [17, 18]。

[0267] 如果仅波的一部分设法逃离穿过出口,则仅该部分被完美地聚焦。而且,我们在我们的实验中观察到当给波提供多于一个出口时,一如在检测器阵列中一波选择最接近正确的像点的出口,假如任何一个出口在离大约一半波长的像点的范围内。检测器之间的距离可以明显短于波长,因此分辨率是亚波长的并且,在原理上,可以变得无限清晰。仅波的所检测的部分被点状精确地成像,但是当检测就是成像的点时,这是完全充分的。

[0268] 麦克斯韦鱼眼需要具有从设备的中心沿着距离 r 变化的折射率的材料,所述折射率如下式 [4]

[0269]

$$n = \frac{2n_1}{1 + (r/a)^2} \quad (37)$$

[0270] 这里 ‘ a ’ 是对应于虚拟球体的半径的特征长度(还指出 ‘ a ’ 对应于在前几节中的 r_0);常数 n_1 是在 $r = a$ 处的折射率并且还是在虚拟球体上的折射率。在实践中,由镜子 [7] 在半径 $r = a$ 处围绕麦克斯韦鱼眼是有利的,该镜子对应于围绕虚拟球体的赤道的镜子(参见图 15b)。在这种情况下,折射率分布范围从在镜子处的 n_1 到在中心处的 $2n_1$,同时仍创建完美的像 [7] (图 1b)。需要指出,麦克斯韦鱼眼是与众不同的“透镜”,其中源和像都在设备的内部。

[0271] 麦克斯韦鱼眼还没有被制造出 [19, 20]。我们已经实施了用于被限制在建立平面波导 [21] 的两个平行金属板之间的微波辐射的鱼眼镜 [7]。设备被插在所述板之间;它的折射率分布(37)使得平面波导中的微波表现得好像它们是虚拟半球上的波,如图 15b 所示。选择板分开 5mm 使得仅具有垂直于板的电场的波可以在内部行进,这对于完美成像而言是决定性的,因为仅对于这种极化的电磁波具有电介电常数 $\epsilon = n^2$ 的材料才完美地出现曲线空间 [7]。我们的设备 80,如图 16 所示,类似微波遮掩设备 [22] 或由具有塑型它的电磁特性的阳刻结构的铜电路板(Rodgers RT6006)的同心层 82 制成的变形的 Eaton 透镜 [23],除非鱼眼结构响应于电场而不是磁场 [22, 23]。由金属镜 84 (其构成完美成像所必要的反射体)围绕电路板层。我们的结构被设计 [24] 用于非共振操作使得设备可以在宽频谱带上实现完美成像。由于实际原因,我们用电介质粉末补充一些层(ECCOSTOCK Hik 粉末,参见图 16);金属结构和填充材料组合创建了 $a=5\text{cm}$ 、 $n_1 = 1$ 的所需的折射率剖面(37)。该设备具有 5mm 的厚度并且恰好适合在金属波导板之间。

[0272] 作为源,在本实例中,我们使用穿过底板插入的同轴电缆。电缆具有 2.1mm 的外径、1.68mm Teon 绝缘体和 0.5mm 内导体;后者在设备中被暴露 4.5mm 用于创建近似的线源。穿过源电缆,我们注入由矢量网络分析仪(HP 8722D)生成的自由空间波长 $\lambda_0=3\text{cm}$ 的微波辐射,所述矢量网络分析仪兼作合成器和分析仪。出口也穿过底板被插入,但是完全是被动的并且导致与电缆阻抗匹配的吸收器。出口是具有与源相同的设计的同轴电缆使得它们倒置可以作为源,用于最大功率提取和最佳焦点 [25]。通过插入穿过顶板的同轴电缆来扫描波导内部的场,该同轴电缆在两个横向方向上以 1mm 步长移动 [21]。电缆未被暴露使得场通过检测被最小限度地扭曲。扫描电缆被馈送至矢量网络分析仪,其中信号被测量并且相对于合成场被分解成同相和异相分量。数学上,这些分量对应于在波导中的每个扫描空间

点处获得的复合瞬时傅里叶幅值的实部和虚部。

[0273] 图 17a 示出了用于探索麦克斯韦鱼眼镜 [7] 的成像性能的两个实验的方案。在第一实验中,我们采用被放置在相对于源的正确成像点处的一个出口 90。在第二实验中,我们添加了被放置在与第一出口 90 距离 0.2λ 的另一出口 92,其中 $\lambda = \lambda_0/n$ 是在像处的局部波长。图 17b 显示所扫描的场强度(复合傅里叶幅值的模平方)清晰地示出了聚焦于像点 94 处的亚波长。当添加第二出口 92 时,强度分布几乎相同(图 17c),这证明了波被聚焦于正确的出口,即使当出口比 0.5λ 的标准衍射极限 [1] 更近时。

[0274] 图 18 比较了第一实验中的场 96 和理论预测 98 [7],场 96 是沿着源和像之间的线扫描的,理论预测 98 基于假设完美平滑的折射率分布 (37) 和理想线源。该图示出了场幅值的实部和虚部两者,因此证明大多数注入的微波辐射建立了在出口处离开设备的行波 [18]。与理论 [7] 的一致性非常好,考虑到设备由结构化材料(而不是梯度折射率材料或锥形波导)制成并且源和出口不是理想的。源发射在近场中还具有平行于板的电分量的电磁波,并且源和出口具有远大于它们的几何尺寸的电磁横截面 [26, 27]。似乎目前在原理上可以使得完美的成像分辨率受到源和检测器的限制。

[0275] 实验分析部分 2 的附录

[0276] 在本附录中,我们编译了我们用于将我们的微波数据与理论进行比较的分析表达式并且我们显示出没有出口的成像并且因此没有亚波长分辨率的实验结果。为了简化,我们描述在以设备半径 a 为单位的波导的平面中的笛卡尔坐标 x 和 y 并且我们设置 $n_1=1$ 。方便将两个坐标结合在复数 $z=x+iz$ 中。以该符号并且用我们的单位,麦克斯韦鱼眼 [4] 的折射率分布写为

[0277]

$$n = \frac{2}{1 + |z|^2} \quad (\text{A1})$$

[0278] 考虑到具有波数 k (以我们的单位)的静止电磁波和在垂直方向上极化的电场。在这种情况下,电场强度仅以依赖 k 和 z 的一个标量复合傅里叶幅值 E 为特征;我们将其表示为 $E_k(z)$ 。我们假设波在具有电介电常数 $\epsilon = n^2$ 和由在 $r = 1$ 处的完美镜子围绕的折射率分布 (A1) 的材料内部传播。理论 [7] 显示完美的线源的场通过精确的表达式被给出

[0279]

$$E_k(z) = E_\nu(z) - E_\nu(1/z^*), \quad E_\nu = \frac{P_\nu(\zeta) - e^{i\nu\pi} P_\nu(-\zeta)}{4 \sin(\nu\pi)}, \quad (\text{A2})$$

[0280] 其中 P_ν 是勒让德函数 [28] 具有指数

[0281]

$$\nu = \frac{1}{2} \left(\pm \sqrt{4k^2 + 1} - 1 \right) \quad (\text{A3})$$

[0282] 正号是指正波数 k 并且负号指负波数 k (我们将需要负 k 用于描述在没有出口的情况下的场)。对于勒让德函数的变量 ζ 我们具有

[0283]

$$\zeta = \frac{|z'|^2 - 1}{|z'|^2 + 1}, \quad z' = \frac{z - z_0}{z_0^* z + 1} \quad (\text{A4})$$

[0284] 其中 z_0 指示以复数表示的 $z_0 = x_0 + iy_0$ 中的线源的坐标 x_0 和 y_0 。波函数(A2)形成了在设备的区域 $|z| < 1$ 内的两个对数奇点 [7]，一个在源 z_0 处并且一个在像点处。

$$[0285] \quad z_0' = -z_0 \quad (\text{A5})$$

[0286] 这意味着波形成原理上具有无限分辨率的精确图像。在像处的奇点证明 [7] 携带有相位因数 $\exp(i\pi v)$ ，因此相位延迟是 πv 。图 18 示出表达式(A2)与我们的数据良好吻合，除了由于源和像的有限的电磁尺寸而导致的不完美之外。需要指出，公式(A2)描述了穿过在聚焦点处的出口消失并且形成完美的像的行波的场。在成像中该出口是起到检测器作用的完全被动的吸收器。

[0287] 在不存在出口时的情况下，波行进返回至它被重新吸收的源，建立驻波。假设驻波作为辐射的基本波末端的连续流。在像(A5)附近，每一基本波聚焦就像由源发出的辐射反向行进，像麦克斯韦方程式的超前解 [27]，但是当波行进返回时，它看起来像滞后波 [27]。因此，在没有出口的驻波制中的总电磁波是超前波和滞后波的叠加 [18]。

$$[0288] \quad E_k'(z) = \frac{E_k(z) - e^{i\pi v(k) - i\pi v(-k)} E_{-k}(z)}{1 - e^{i\pi v(k) - i\pi v(-k)}} \quad (\text{A6})$$

[0289] 人们验证了表达式(A6)描述了在源处具有对数奇点的实场，如所需 [18]。实场(A6)形成如同自由空间中的平面波 $\cos(kx)$ 的驻波，与复合的并且对应于如同 $\exp(ikx)$ 的行波的波(A2)形成对比。人们还验证了驻波(A6)在像点(A5)处不形成奇点；驻波(A6)不形成完美的像。

[0290] 图 19 示出了当没有检测器监视场时不使用出口成像的我们的实验结果。代替在具有出口的完美成像中的尖峰(如图 17b 所示)，波形成受衍射限制的焦点。图 20 将所测量的场与公式(A6)相比较。人们看到，没有出口波是真实的并且因此形成驻波。这里理论和实验甚至比在完美地成像制中吻合得更好，因为实验情况较简单；不需要波逃离穿过出口。在像附近的亚波长特征源于用于实现麦克斯韦鱼眼的材料的结构，电路板的环 82 (图 16)。由于连续辐射的每一基本波试图在反射回至源之前完美精确地聚焦在那里，所以在像附近的设备的亚波长结构变得明显。我们的实验结果显示出仅所检测的场被完美地成像在麦克斯韦鱼眼 [4] 中。

[0291] 总结

[0292] 如解释的，通常认为负折射材料是完美成像设备的关键。然而，在 2009 年，U. Leonhardt 通过分析地解用于麦克斯韦鱼眼的麦克斯韦方程式 [U. Leonhardt, New J. Phys. 11, 093040 (2009)，发表于 2009 年 9 月 29 日] 证明了这种设备具有无限大的分辨率(甚至对于波来说)并且对损失不敏感。本发明人随后认识到 Luneburg 分布具有相同的特性，这在实践中开辟了完美成像的前景。对于完美成像终究可能不需要负折射，如本发明人已经发现的。

[0293] 已知地，在麦克斯韦‘鱼眼’中，来自一点的光射线如实地相遇于另一点。如果光由将形成完美图像的粒子组成。但是光也是波；并且至今一直被认为光的‘波性’将这些透镜的分辨率限制于衍射极限。

[0294] 明显地,之前没有人做过波计算。令人惊讶地,本发明人已经证明,如果在像点设置出口以将波从设备上解耦,则在原理上麦克斯韦鱼眼具有无限大的分辨率(它的分辨率不受光的波特性的限制)。由于它不需要负折射,这样的设备还可以在在实践中运作。

[0295] 除了在理论上证明以上观点外,本发明人已经在第3节中证明使用由硅制成的结构材料可以实现用于近红外光的麦克斯韦鱼眼(具有被设置在透镜、源和出口周围的反射体)。另外,第3节证明对于微波运用麦克斯韦鱼眼(同样具有被设置在透镜、源和出口周围的反射体)进行完美成像操作。

[0296] 本发明人的研究成果受宽带不可见性思想的启发,在宽带不可见性中光被弯曲在对象周围以使它们从视觉上消失。在此在不可见性之后的该想法被应用于成像。

[0297] 如解释的,依据以上公开内容的完美透镜可以被制造在硅芯片上并且,例如,使得芯片制造商能够创建比以往更精细的结构,将越来越多的晶体管封装在一起。理论物理可以催发新技术。

[0298] 综上所述,完美成像一直被认为依赖负折射,但是在此我们证明普通的正折射光学介质也可以形成完美图像。特别地,本发明人已经建立了数学证明,即在二维(2D)集成光学中的麦克斯韦鱼眼制造出分辨率不受光的波长限制的完美仪器。我们还证明了如何改进鱼眼使得在实践中可以制造完美成像设备。除了在纳米光刻技术和其他光学领域中具有特殊应用外,该完美聚焦的方法还可以发现在光学之外的应用,在声学、流体力学或量子物理学中的应用,无论应用在哪里波均服从2D亥姆霍兹方程式。

[0299] 虽然该详细描述已经阐述了本发明的一些实施方式,所附权利要求涵盖本发明的其他实施方式,依据各种修改和改进,其他的实施方式可以不同于所描述的实施方式。

[0300] 参考文献

[0301] 第1节

[0302] [1]R. K. Luneburg, Mathematical Theory of Optics(光学数学理论)(University of California Press (加利福尼亚大学出版社),伯克利和洛杉矶,1964年)。

[0303] [2]A. Hendi、J. Henn 和 U. Leonhardt, Phys. Rev. Lett 97, 073902(2006年)。

[0304] [3]U. Leonhardt, New J. Phys. 8, 118 (2006年)。

[0305] [4]Yu. N. Demkov、V. N. Ostrovsky 和 N. B. Berezina, Sov-Phys. JETP 33, 867 (1971年)。

[0306] 第2节

[0307] [1]Pendry J B 2000 Phys. Rev. Lett. 85 3966

[0308] [2]Veselago V G 1968 Sov. Phys. -Usp. 10 509

[0309] [3]Smith D R、Pendry J B 和 Wiltshire M C K 2004 Science 305 788

[0310] [4]Soukoulis C M、Linden S 和 Wegener M 2007 Science 315 47

[0311] [5]Stockman M I 2007 Phys. Rev. Lett. 98 177404

[0312] [6]Maxwell J C 1854 Camb. Dublin Math. J. 8 188

[0313] [7]Lenz W 1928 在 Probleme der Modernen Physik ed P Debye (Leipzig:Hirzel) 中的投稿

[0314] [8]Stettler R 1955 Optik 12 529

[0315] [9]Luneburg R K 1964 Mathematical Theory of Optics (光学数学理论)

(Berkeley, CA:University of California Press (加利福尼亚大学出版社))

[0316] [10]Born M和 Wolf E 1999 Principles of Optics (光学原理) (剑桥: 剑桥大学出版社)

[0317] [11]Valentine J、Li J、Zentgraf T、Bartal G和 Zhang X 2009 Nat.Mater.8 568

[0318] [12]Gabrielli L H、Cardenas J、Poitras C B和Lipson M 2009 Nat.Photonics 3 461

[0319] [13]Lee J H、Blair J、Tamma V A、Wu Q、Rhee S J、Summers C J和 Park W 2009 Opt.Express 17 12922

[0320] [14]Leonhardt U 2006 Science 312 1777

[0321] [15]Leonhardt U 2006 New.J.Phys.8 118

[0322] [16]Li J和 Pendry J B 2008 Phys.Rev.Lett.101 203901

[0323] [17]Leonhardt U 2009 Nat.Mater.8 537

[0324] [18]Tai C T 1958 Nature 182 1600

[0325] [19]Rosu H C和 Reyes M 1994 Nuovo Cimento D 16 517

[0326] [20]Makowski A J和 Gorska K J 2009 Phys.Rev.A 79 052116

[0327] [21]Greenwood A D和 Jin J-M 1999 IEEE Antennas Propag. Mag. (天线传播管理) 41 9

[0328] [22]Leonhardt U和 Philbin T G 2009 Prog.Opt.53 69

[0329] [23]Leonhardt U和 Tyc T 2009 Science 323 110

[0330] [24]Tyc T、Chen H、Chan C T和Leonhardt U 2010 IEEE J.Select.Top.Quantum Electron, 于出版社(arXiv:0906.4491)

[0331] [25]Needham T 2002 Visual Complex Analysis (视觉复合分析) (Oxford:Clarendon)

[0332] [26]Jackson J D 1998 Classical Electrodynamics (经典电动力学) (New York:Wiley)

[0333] [27]Landau L D和Lifshitz E M 1993 Electrodynamics of Continuous Media (连续介质的电动力学) (Oxford:Butterworth-Heinemann)

[0334] [28]Erdélyi A、Magnus W、Oberhettinger F和 Tricomi F G 1981Higher Transcendental Functions 第I卷(New York:McGraw-Hill)

[0335] [29]Leonhardt U和 Philbin T G 2006 New J.Phys.8 247

[0336] [30]Jacob Z、Alekseyev L V和 Narimanov E 2006 Opt.Express 148247

[0337] [31]Liu Z、Lee H、Xiong Y、Sun C和 Zhang X 2007 Science 315 1686

[0338] [32]Gurudev Dutt M V、Childress L、Jiang L、Togan E、Maze J、Jelezko F、Zibrov A S、Hemmer P R和 Lukin M D 2007 Science 316 1312

[0339] [33]Heller E J、Crommie M F、Lutz C P和 Eigler D M 1994 Nature369 464

[0340] [34]Schleich W和 Scully M O 1984 General Relativity and Modern Optics in Les Houches Session XXXVIII New Trends in Atomic Physics(Amsterdam:Elsevier)

[0341] 第3节

- [0342] [1]Pendry, J. Negative Refraction Makes a Perfect Lens (负折射制造完美透镜). Phys. Rev. Lett. 85, 3966–3969 (2000)。
- [0343] [2]Cai, W.、Genov, D. & Shalaev, V. Superlens based on metal-dielectric composites (基于金属电介质复合材料的超透镜). Phys. Rev. B 72, 193101 (2005)。
- [0344] [3]Fang, N.、Lee, H.、Sun, C. & Zhang, X. Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens (运用银超透镜的亚衍射极限的光学成像). Science 308, 534–7 (2005)。
- [0345] [4]Kawata, S.、Inouye, Y. & Verma, P. Plasmonics for near-field nano-imaging and superlensing (用于近场纳米成像和超透镜的等离子体). Nat. Photon. 3, 388–394 (2009)。
- [0346] [5]Kildishev, A. V. & Shalaev, V. M. Engineering space for light via transformation optics (通过变换光学的光的工程空间). Opt. Lett. 33, 43–45 (2008)。
- [0347] [6]Salandrino, A. & Engheta, N. Far-field subdiffraction optical microscopy using metamaterial crystals: Theory and simulations (使用超材料晶体的远场亚衍射光学显微镜检查: 理论与仿真). Phys. Rev. B 74, 75103–75105 (2006)。
- [0348] [7]Leonhardt, U. Perfect imaging without negative refraction (没有负折射的完美成像). New J. Phys. 11, 093040 (2009)。
- [0349] [8]Benitez, P., Minano, J. C. & Gonzalez, J. C. Perfect focusing of scalar wave fields in three dimensions (在三维中的标量波场的完美聚焦). Opt. Express 18, 7650 (2010)。
- [0350] [9]Leonhardt, U. Optical conformal mapping (光学保角映射). Science 312, 1777–80 (2006)。
- [0351] [10]Pendry, J. B.、Schurig, D. & Smith, D. R. Controlling Electromagnetic Fields (控制电磁场). Science 312, 1780–1782 (2006)。
- [0352] [11]Schurig, D.、Pendry, J. B. & Smith, D. R. Calculation of material properties and ray tracing in transformation media (材料特性的计算和在变换媒介中的射线跟踪). Opt. Express 14, 9794 (2006)。
- [0353] [12]Leonhardt, U. & Philbin, T. G. General relativity in electrical engineering (电气工程中的广义相对论). New J. Phys. 8, 247 (2006)。
- [0354] [13]Shalaev, V. M. Physics: Transforming light (物理学: 变换光). Science 322, 384–6 (2008)。
- [0355] [14]Chen, H., Chan, C. T. & Sheng, P. Transformation optics and metamaterials (变换光学和超材料). Nat. Mater. 9, 387–96 (2010)。
- [0356] [15]Leonhardt, U. & Philbin, T. Geometry and Light: The Science of Invisibility (几何形状和光: 不可见性的科学) (Dover 出版物, 2010 年)。
- [0357] [16]Maxwell, J. C. Problem 3. Cambridge and Dublin Math (剑桥和都柏林数学). J. 8, 188 (1854)。
- [0358] [17]Luneburg, R. K. Mathematical theory of optics (光学数学理论) (University of California Press (加利福尼亚大学出版社), 1964 年)。

- [0359] [18]Glaser, W. Maxwell's Fish Eye as an Ideal Electron Lens(麦克斯韦鱼眼作为理想电子透镜). Nature 162, 455-456(1948 年)。
- [0360] [19]Tai, C. T. Maxwell Fish-eye treated by Maxwell Equations (由麦克斯韦方程式探讨的麦克斯韦鱼眼). Nature 182, 1600-1601(1958 年)。
- [0361] [20]Leonhardt, U. & Tyc, T. Broadband invisibility by non-Euclidean cloaking (通过非欧几里得遮掩的宽带不可见性). Science 323, 110-2(2009)。
- [0362] [21]Fuchs, B., Lafond, O., Rondineau, S. & Himdi, M. Design and characterization of half Maxwell fish-eye lens antennas in millimeter waves (在毫米波中半麦克斯韦鱼眼透镜天线的设计和特征). IEEE T. Microw. Theory. 54, 2292-2300(2006)。
- [0363] [22]Foca, E. 等人 Superlensing with plane plates consisting of dielectric cylinders in glass envelopes (具有在玻璃包层中包含电介质柱面的平板的超透镜). Phys. Stat. Sol. (A) 206, 140-146(2009)。
- [0364] [23]Blaikie, R. J. Comment on Perfect imaging without negativerefraction (关于没有负折射的完美成像的评论). New J. Phys. 12, 058001(2010)。
- [0365] [24]Leonhardt, U. Reply to comment on Perfect imaging without negative refraction(对关于没有负折射的完美成像的评论的回复). New J. Phys. 12, 058002(2010)。
- [0366] [25]Gabrielli, L. H., Cardenas, J., Poitras, C. B. & Lipson, M. Silicon nanostructure cloak operating at optical frequencies (硅纳米结构斗篷在光学频率上的操作). Nat. Photon. 3, 461-463(2009)。
- [0367] [26]Valentine, J., Li, J., Zentgraf, T., Bartal, G. & Zhang, X. An optical cloak made of dielectrics (由电介质制成的光学斗篷). Nat. Mater. 8, 568-71(2009)。
- [0368] [27]Oskooi, A. F. 等人 . Meep: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the FDTD method (通过 FDTD 方法电磁仿真的灵活免费软件包装). Comput. Phys. Commun. 181, 687-702(2010)。
- [0369] [28]Spadoti, D. H., Gabrielli, L. H., Poitras, C. B. & Lipson, M. Focusing light in a curved-space (将光聚焦于弯曲空间). Opt. Express 18, 3181(2010)。
- [0370] 第 4 节
- [0371] [1]Born, M. 和 Wolf, E. Principles of Optics(光学原理)(剑桥大学出版社, 1999 年)。
- [0372] [2]Pendry, J. B. Negative Refraction Makes a Perfect Lens (负折射制造完美透镜). Phys. Rev. Lett. 85, 3966-3969 (2000 年)。
- [0373] [3]Stockman, M. I. Criterion for Negative Refraction with Low Optical Losses from a Fundamental Principle of Causality (根据基本因果关系原则具有低光学损失的负折射的标准). Phys. Rev. Lett. 98, 177404(2007 年)。
- [0374] [4]Maxwell, J. C. Problem 3. Cambridge and Dublin Math (剑桥和都柏林数学). J. 8, 188-188 (1854 年)。
- [0375] [5]Luneburg, R. K. Mathematical Theory of Optics(光学数学原理)(University of California Press (加利福尼亚大学出版社), 1964 年)。

- [0376] [6]Leonhardt,U. 和 Philbin,T.G.Geometry and Light:the Science of Invisibility (几何形状和光:不可见性科学)(Dover,2010年)。
- [0377] [7]Leonhardt,U.Perfect imaging without negative refraction (没有负折射的完美成像).New J.Phys.11,093040(2009)。
- [0378] [8]Leonhardt,U.Optical Conformal Mapping (光学保角映射).Science 312,1777-1780(2006)。
- [0379] [9]Pendry, J. B., Schurig, D. 和 Smith, D. R. Controlling Electromagnetic Fields (控制电磁场).Science 312,1780-1782(2006)。
- [0380] [10]Leonhardt,U. 和 Philbin,T.G.Perfect imaging with positive refraction in three dimensions (在三维中具有正折射的完美成像).Phys.Rev.A 81,011804(2010)。
- [0381] [11]Benitez,P.,Minano,J.C. 和 Gonzalez,J.C.Perfect focusing of scalar wave fields in three dimensions (在三维中的标量波场的完美聚焦).Opt.Express 18,7650-7663(2010)。
- [0382] [12]Leonhardt,U. 和 Philbin,T.G.General relativity in electrical engineering (电气工程中的广义相对论).New J.Phys.8,247(2006)。
- [0383] [13]Chen,H.,Chan,C.T. 和 Sheng,P.Transformation optics and metamaterials (变换光学和超材料).Nature Materials 9,387-396(2010)。
- [0384] [14]Jacob,Z.,Alekseyev,L.V 和 Narimanov,E.Optical Hyperlens:Far-field imaging beyond the diffraction limit (光学超透镜:远场成像超过衍射极限).Opt.Express 14,8247-8256(2006)。
- [0385] [15]Liu,Z. 等人 Far-Field Optical Hyperlens Magnifying Sub-Diffraction-Limited Objects (改进亚衍射极限的对象的超透镜).Science 315,1686-1686(2007)。
- [0386] [16]Leonhardt,U. 和 Tyc,T.Broadband Invisibility by Non-Euclidean Cloaking (通过非欧几里得遮掩的宽带不可见性).Science 323,110-112(2009)。
- [0387] [17]Blaikie,R.J.Comment on ' Perfect imaging without negative refraction' (关于'没有负折射的完美成像'的评论).New J.Phys.12,058001(2010)。
- [0388] [18]Leonhardt,U.Reply to comment on ' Perfect imaging without negative refraction' (对关于'没有负折射的完美成像'的评论的回复).New J.Phys.12,058002(2010)。
- [0389] [19]Fuchs,B.,Lafond,O.,Rondineau,S. 和 Himdi,M.Design and Characterization of Half Maxwell Fish-Eye Lens Antennas in Millimeter Waves(在毫米波中的半麦克斯韦鱼眼透镜天线的设计和特征).IEEETransactions on Microwave Theory and Techniques (关于微波理论和技术的汇报)54,2292-2300(2006)。
- [0390] [20]Foca,E. 等人 Superlensing with plane plates consisting of dielectric cylinders in glass envelopes (具有在玻璃包层中包含电介质柱面的平板的超透镜).Phys.Status Solidi A 206,140-146(2009)。
- [0391] [21]Zhao,L.,Chen,X. 和 Ong,C.K.Visual observation and quantitative

measurement of the microwave absorbing (微波吸收的视觉观察和定量测量) effect at X band. Rev. Sci. Instrum. 79, 124701 (2008)。

[0392] [22] Schurig, D. 等人 Metamaterial Electromagnetic Cloak at Microwave Frequencies (在微波频率上的超材料电磁遮掩). Science 314, 977–980 (2006)。

[0393] [23] Ma, Y. G., Ong, C. K., Tye, T. 和 Leonhardt, U. An omnidirectional retroreflector based on the transmutation of dielectric singularities (基于电介质奇点的变化的全方向后向反射体). Nature Materials 8, 639–642 (2009)。

[0394] [24] Smith, D. R. 和 Pendry, J. B. Homogenization of metamaterials by field averaging (通过场平均的超材料的均化作用). J. Opt. Soc. Am. B23, 391–403 (2006)。

[0395] [25] Marques, R., Freire, M. J. 和 Baena, J. D. Theory of three-dimensional subdiffraction imaging (三维亚衍射成像的理论). Appl. Phys. Lett. 89, 211113 (2006)。

[0396] [26] Comblet, S. Microwave optics: the optics of microwave antenna design (微波光学: 微波天线设计的光学) (Academic Press, 1976)。

[0397] [27] Jackson, J. D. Classical Electrodynamics (经典电动力学) (Wiley, 1999)。

[0398] [28] Erdelyi, A., Magnus, W., Oberhettinger, F. 和 Tricomi, F. G. Higher Transcendental Functions (更高的超越函数), 第 I 卷 (McGraw-Hill, New York, 1981)。

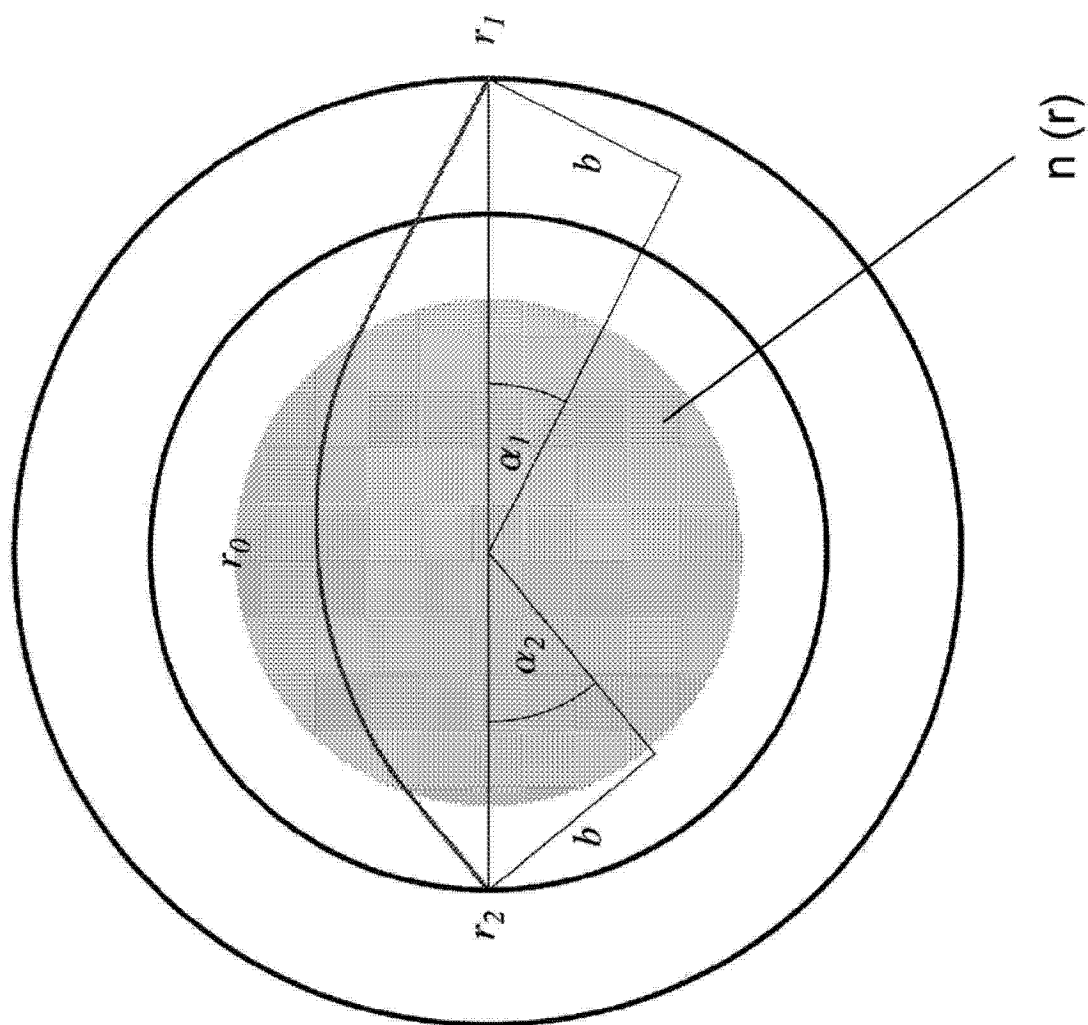


图 1

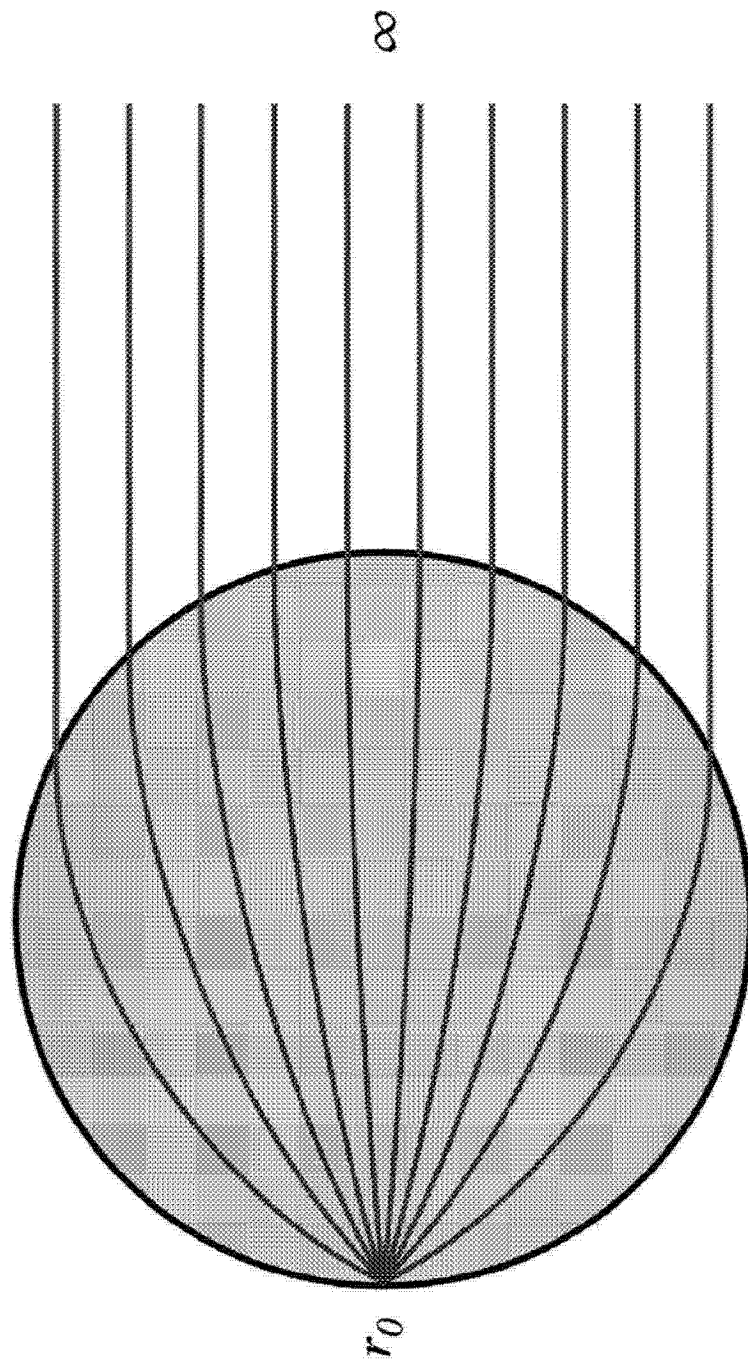


图 2

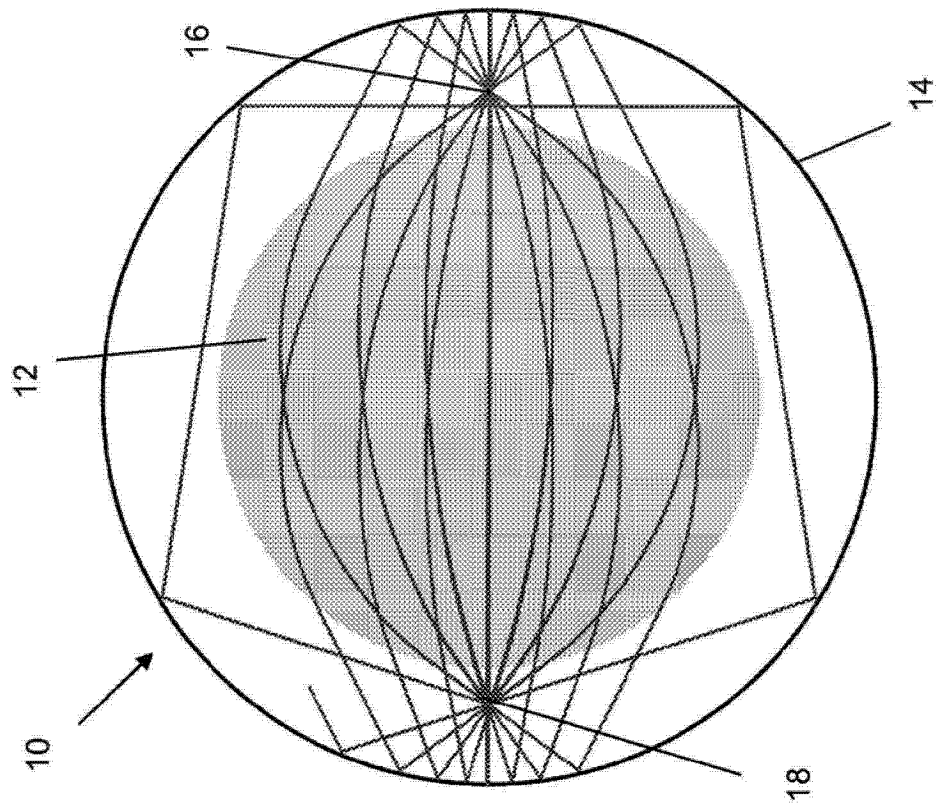


图 3a

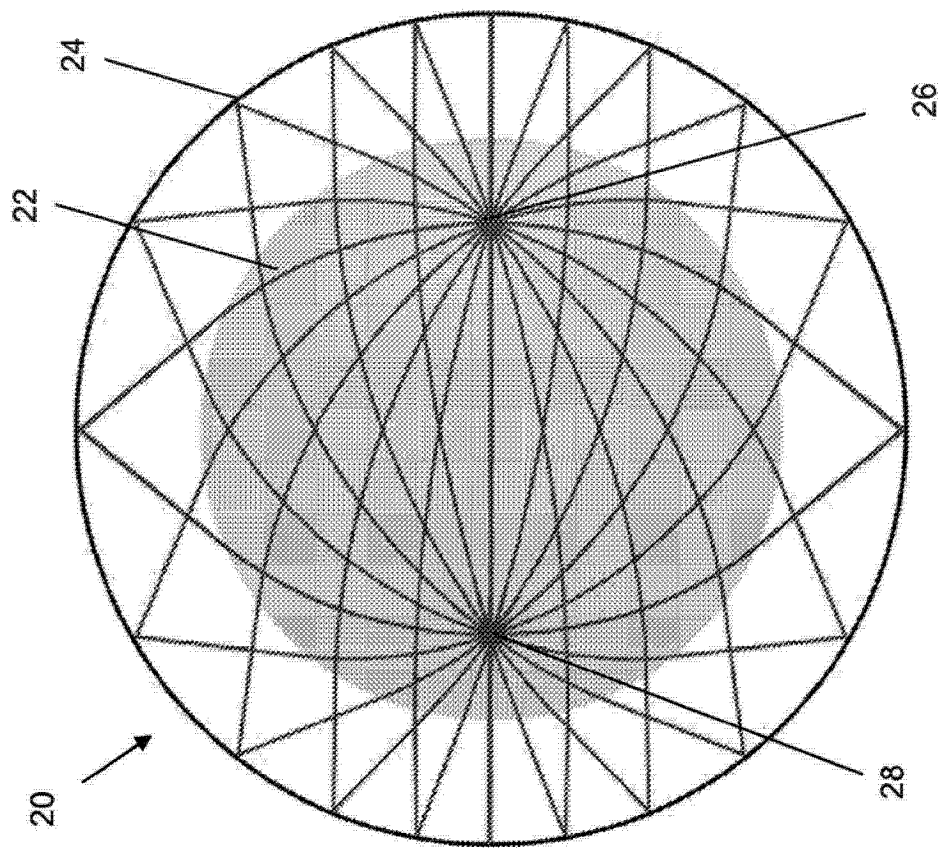


图 3b

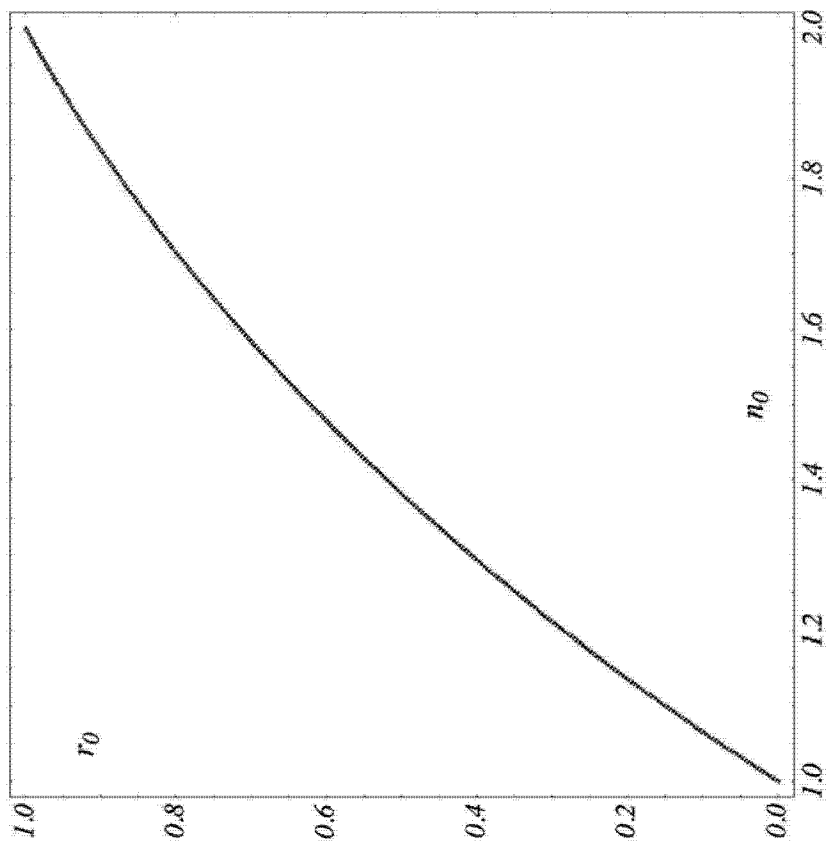


图 4

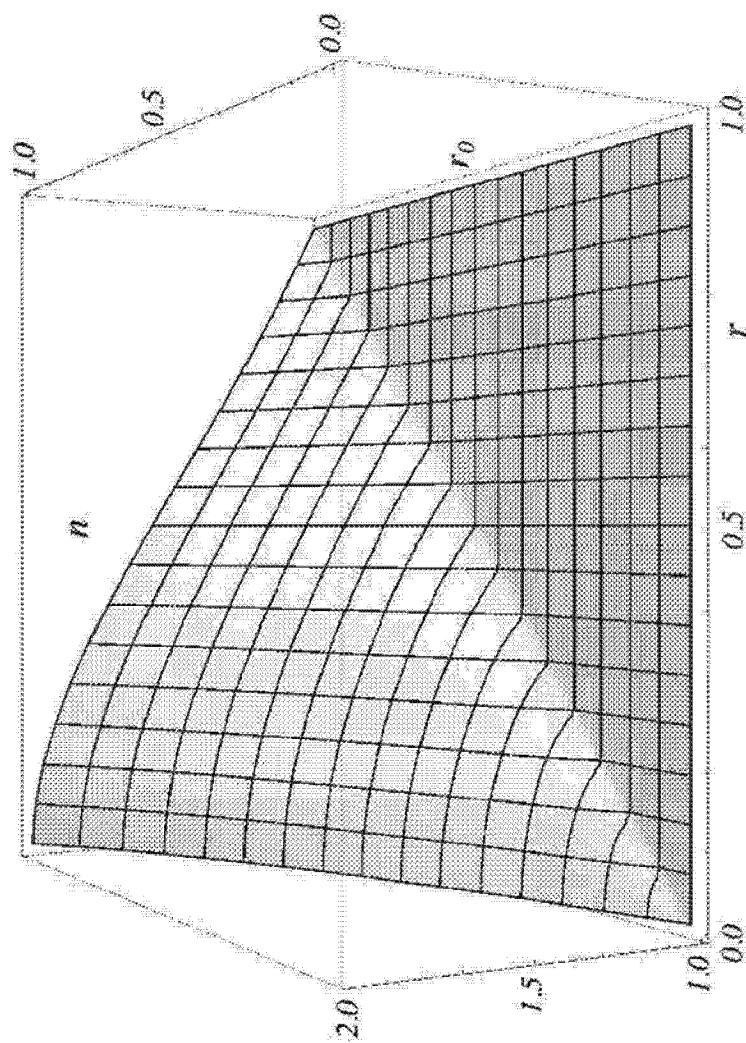


图 5

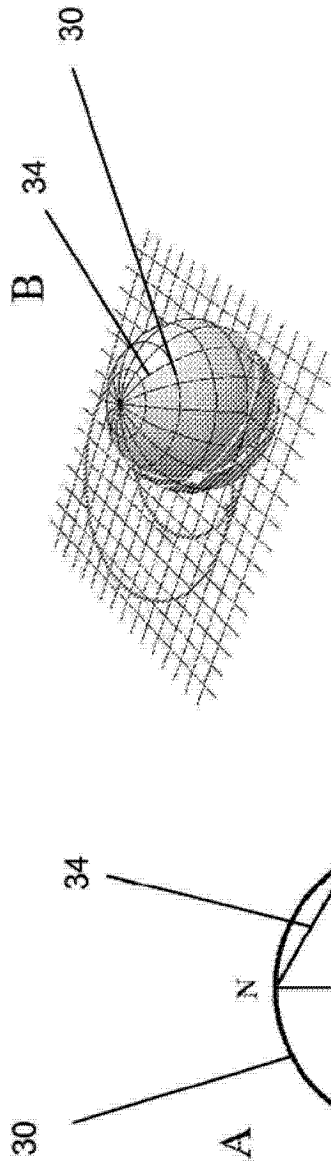


图6A

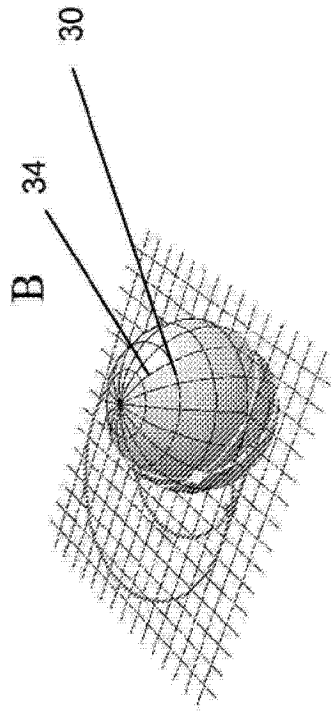


图6B

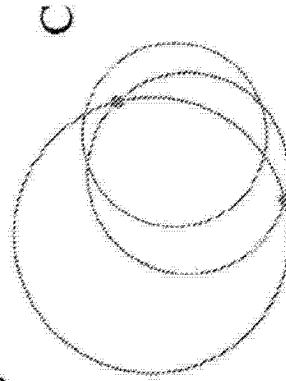


图6C

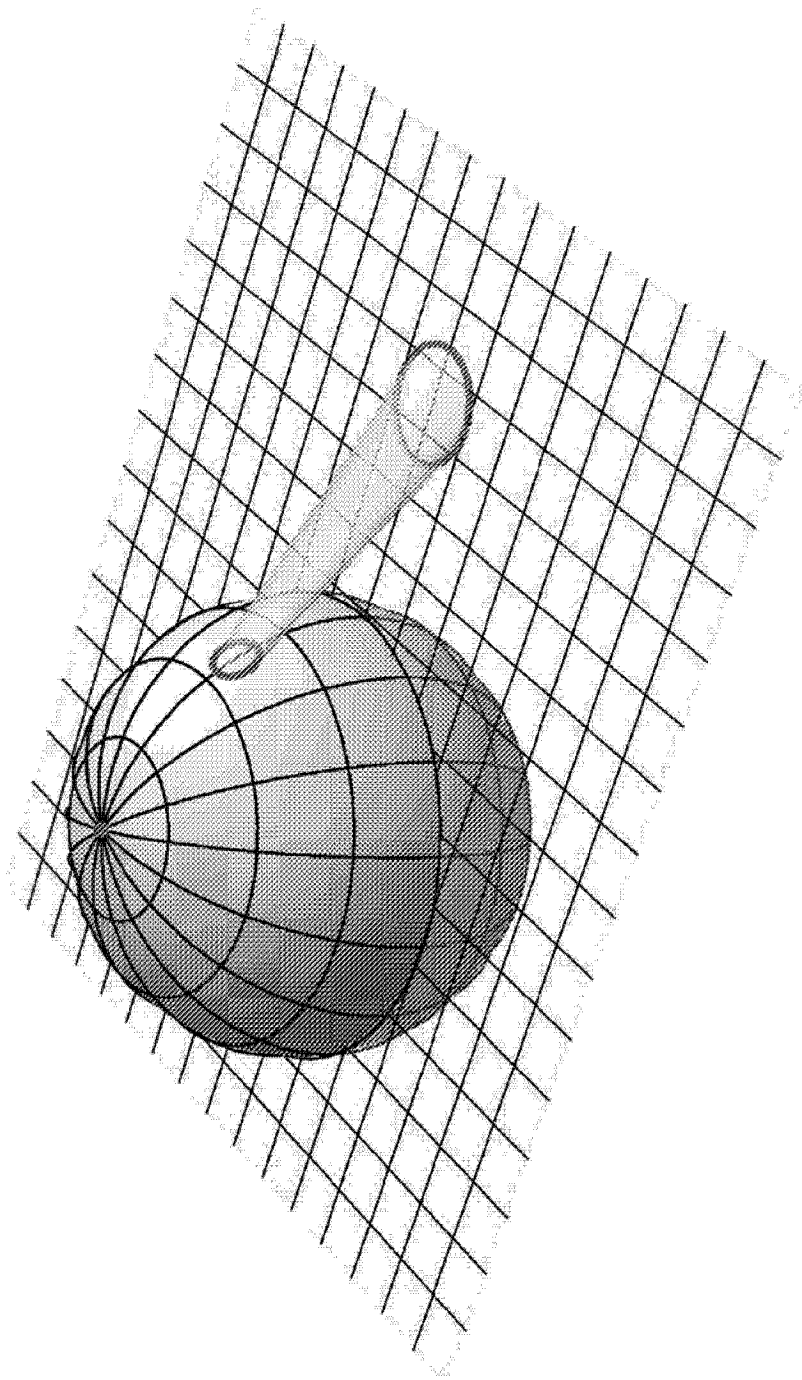


图 7

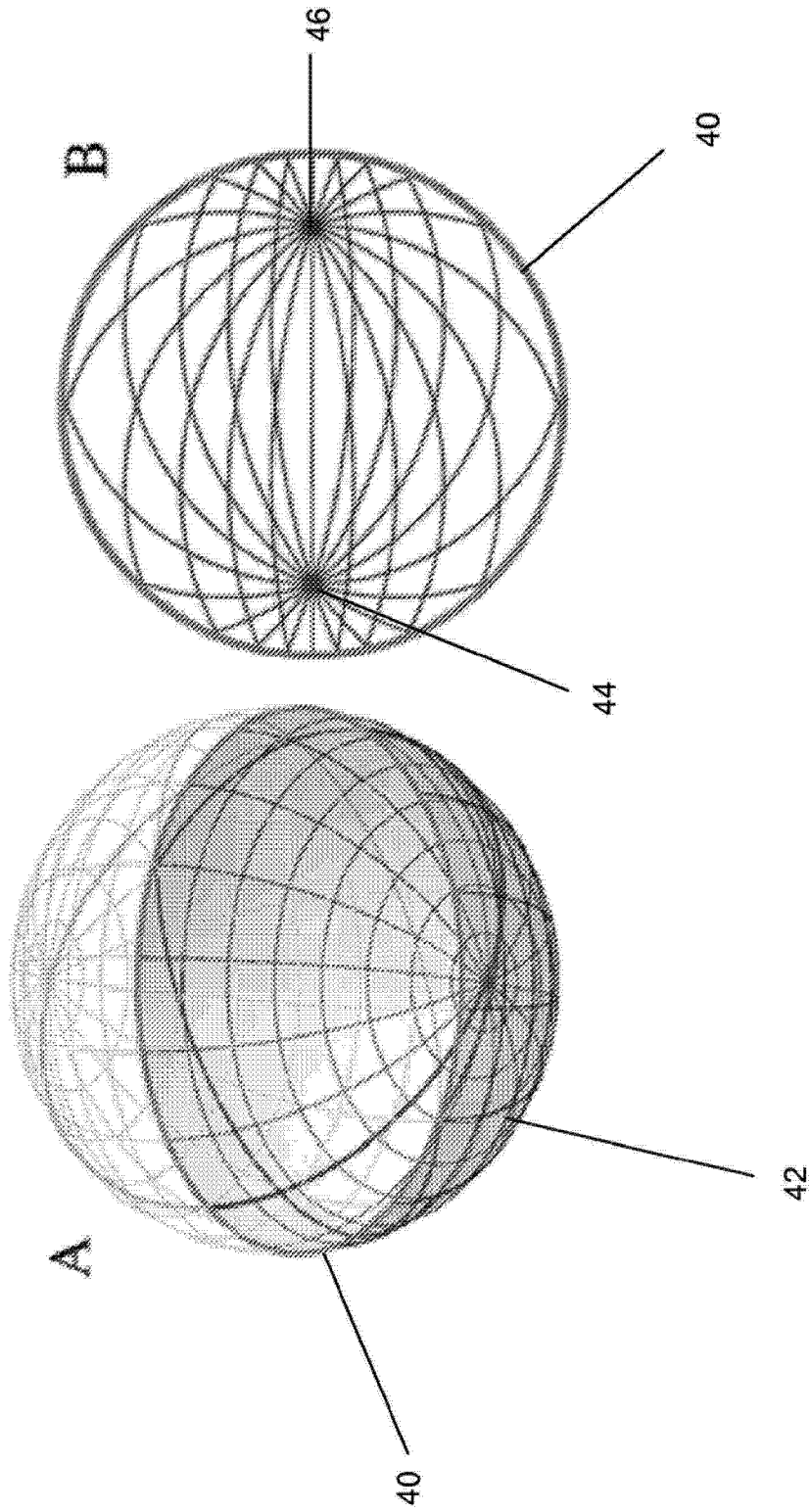


图 8B

图 8A

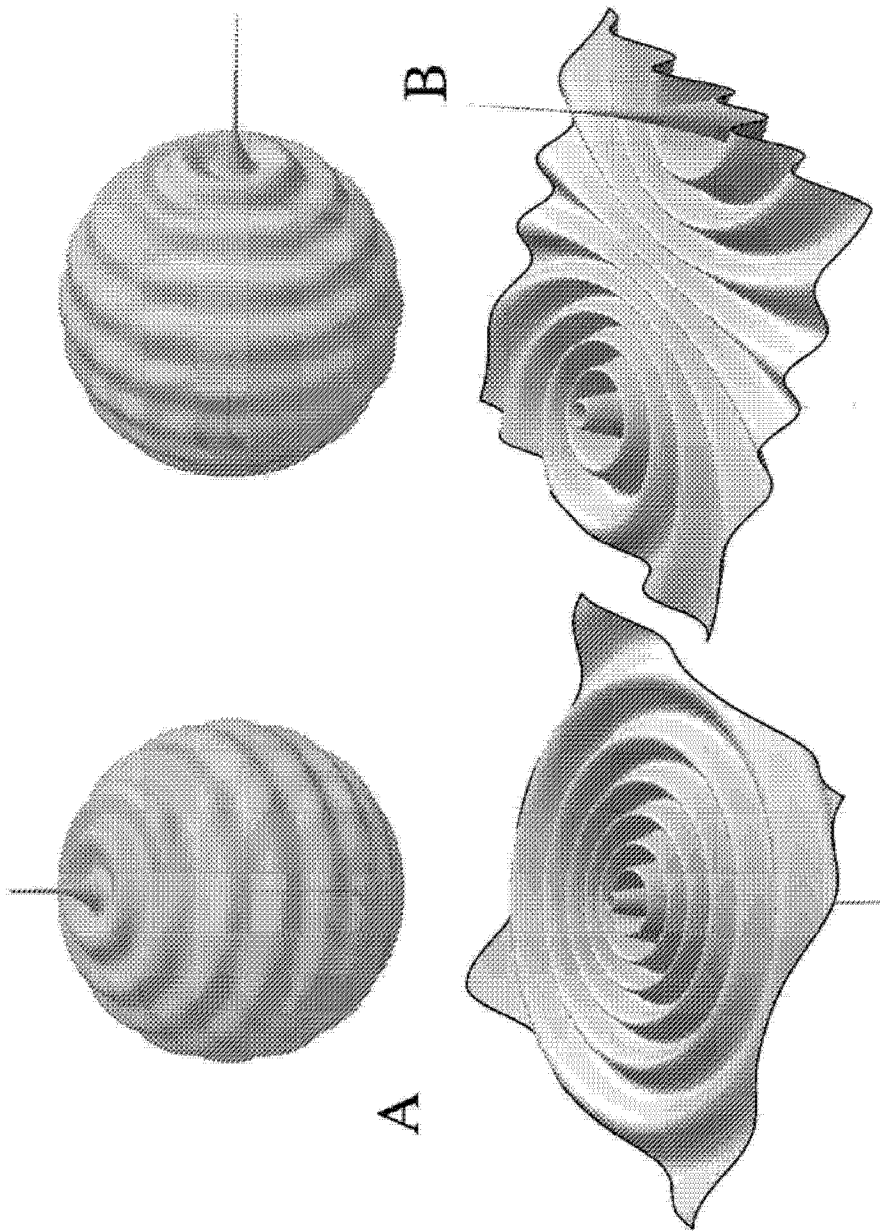


图9B

图9A

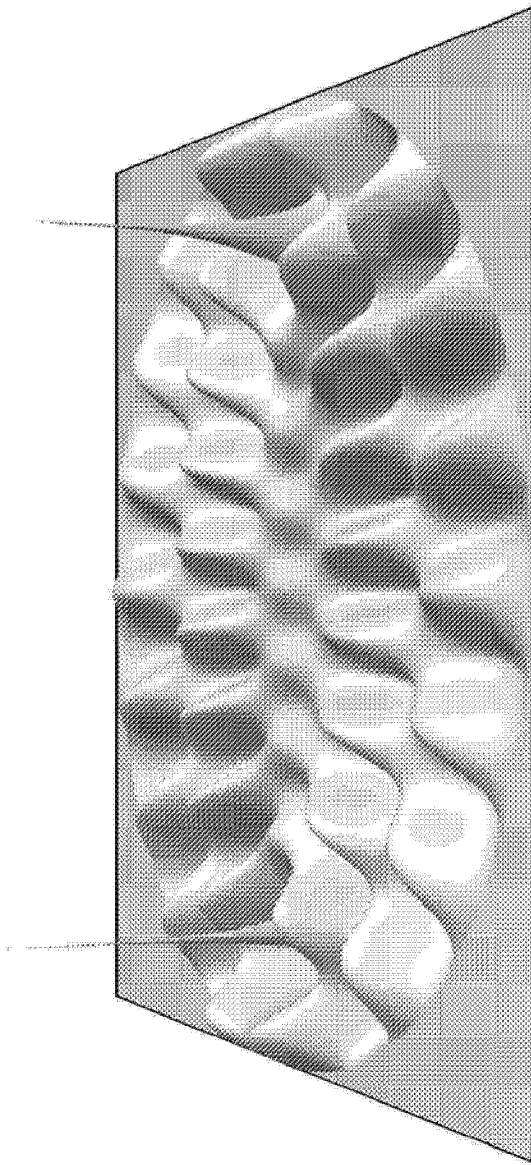


图 10

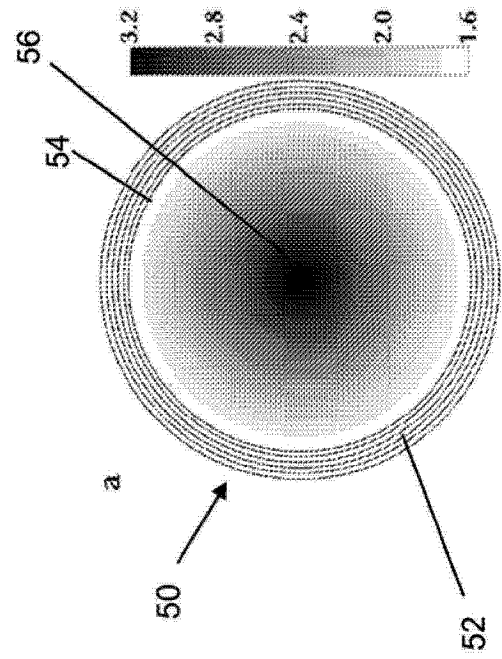


图 11A

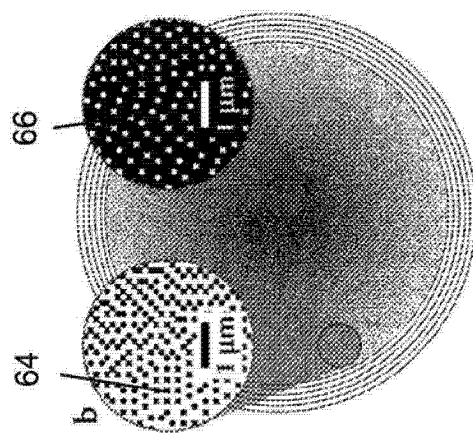


图 11B

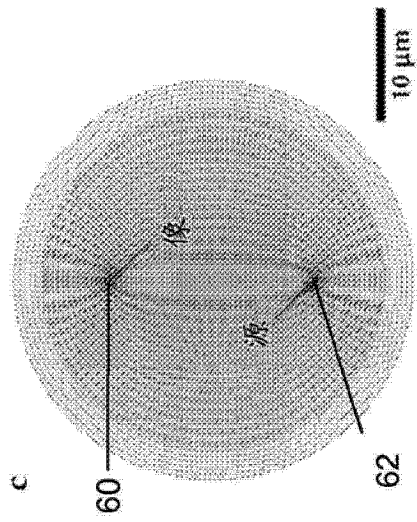


图 11C

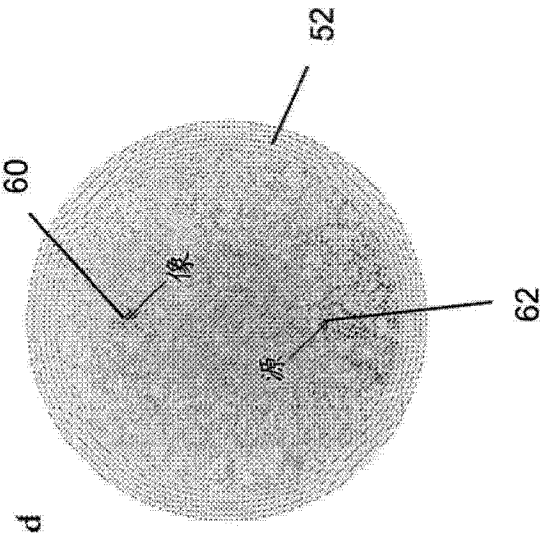


图 11D

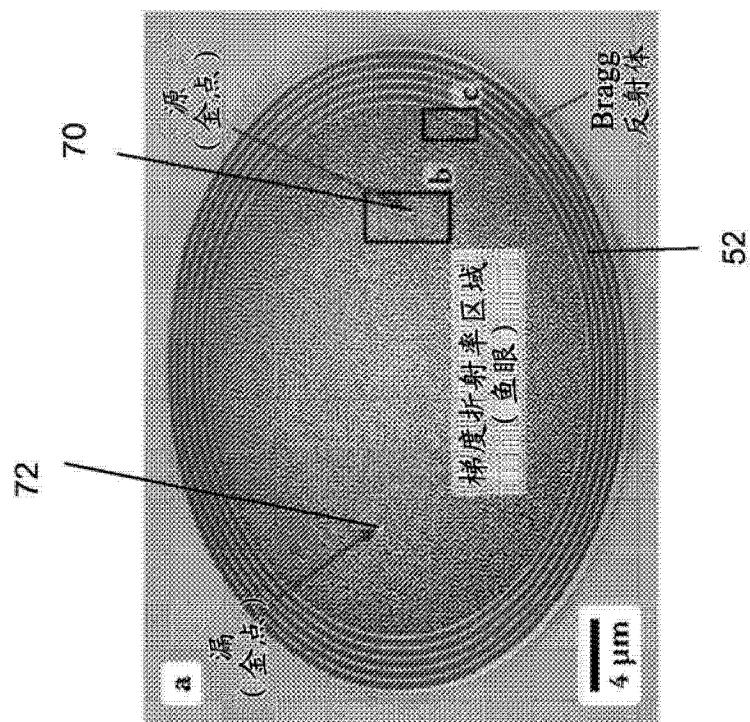


图 12A

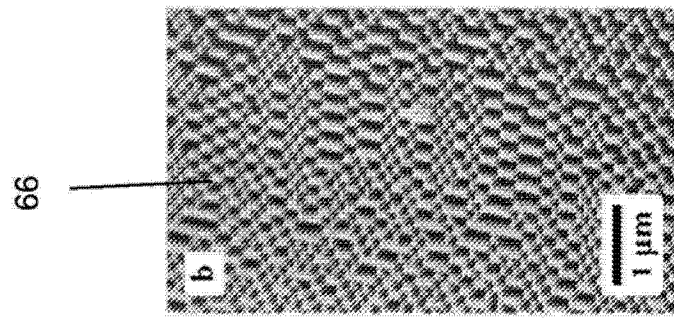


图 12B

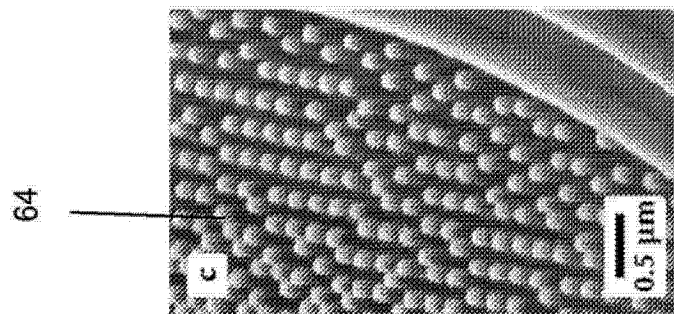


图 12C

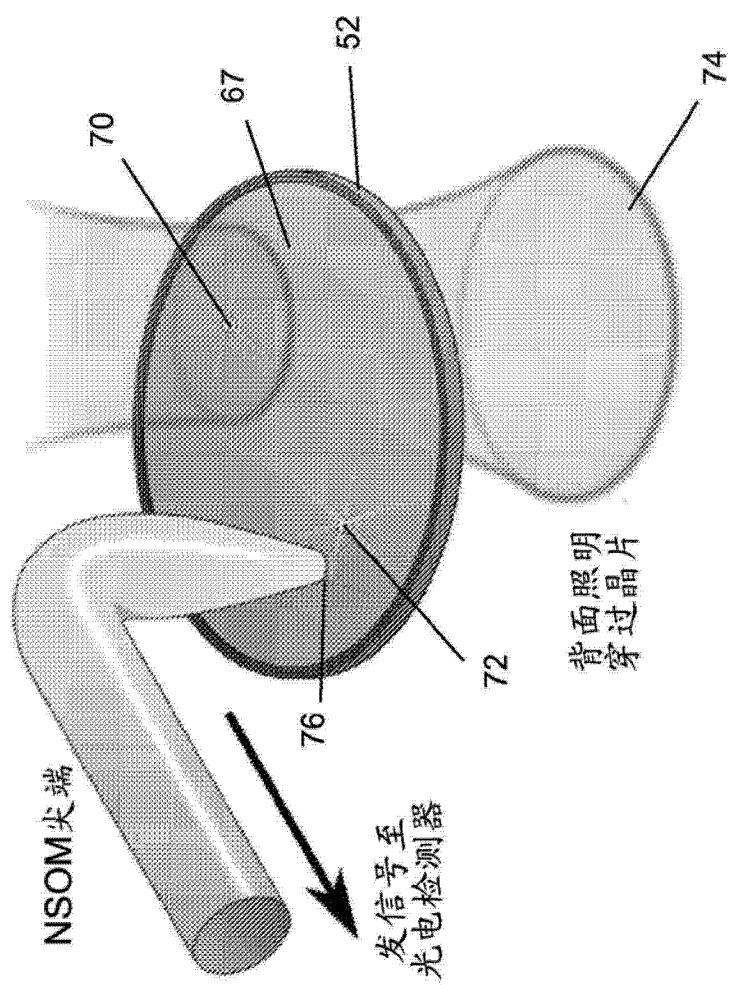


图 13

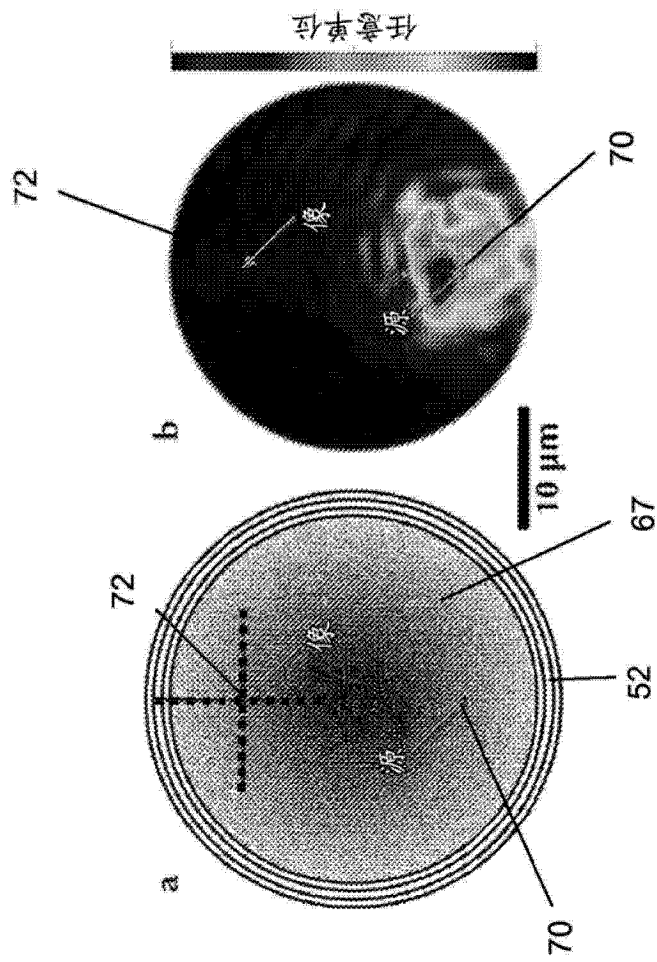


图14A

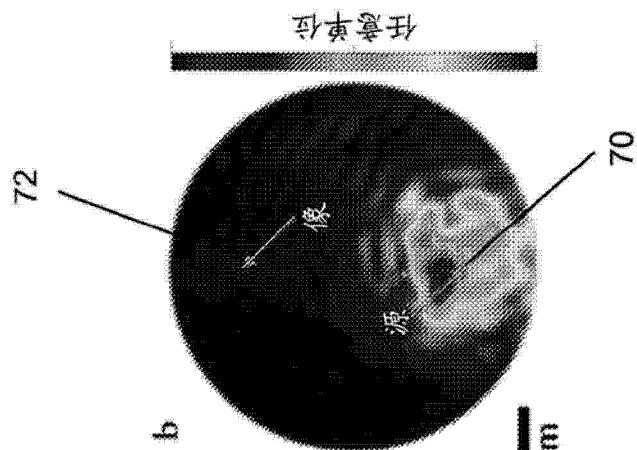


图14B

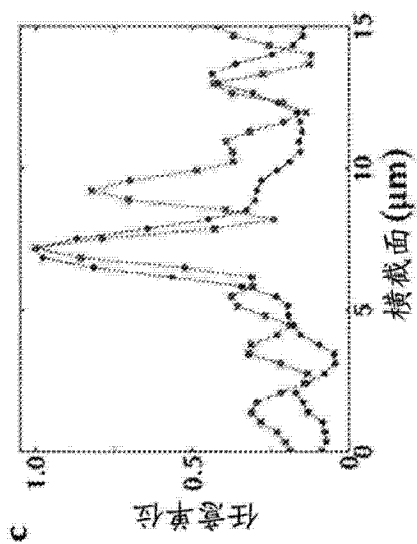
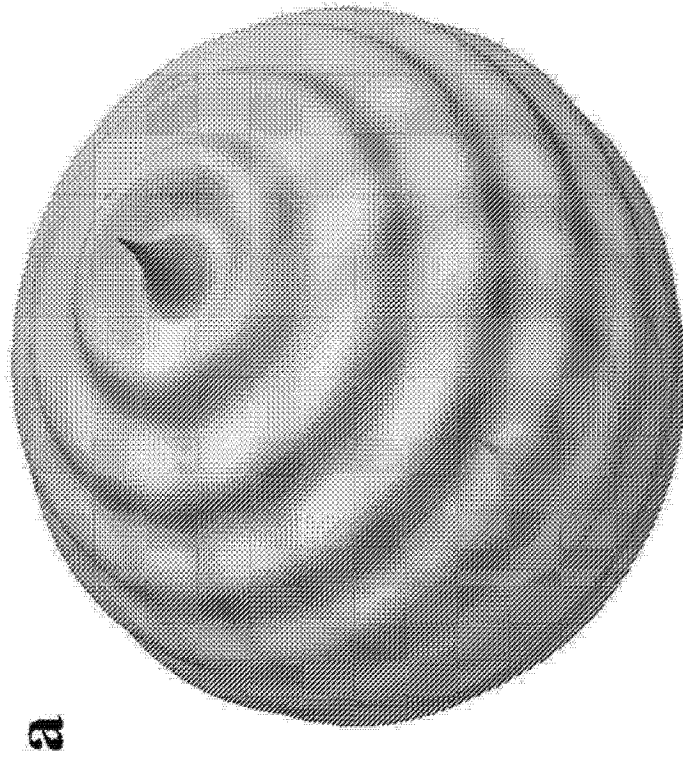
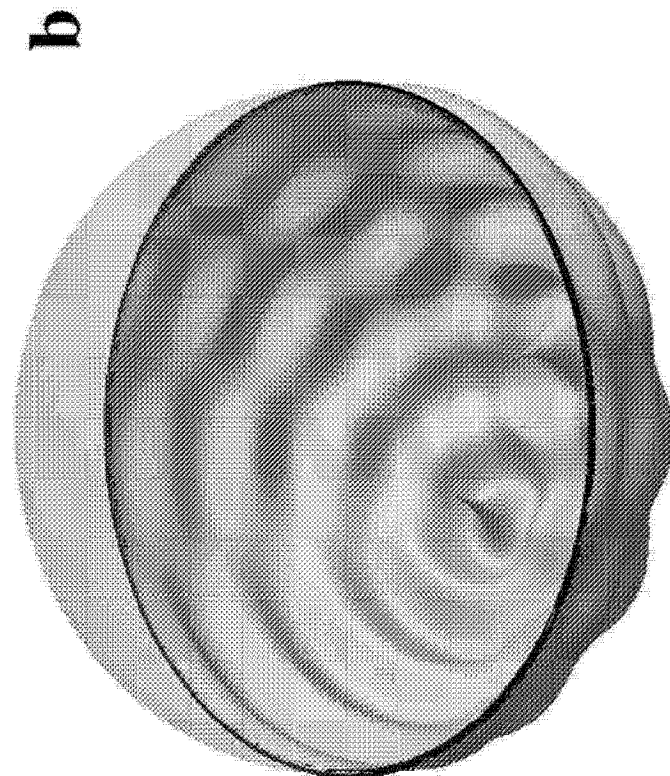


图 14C



a

图 15A



b

图 15B

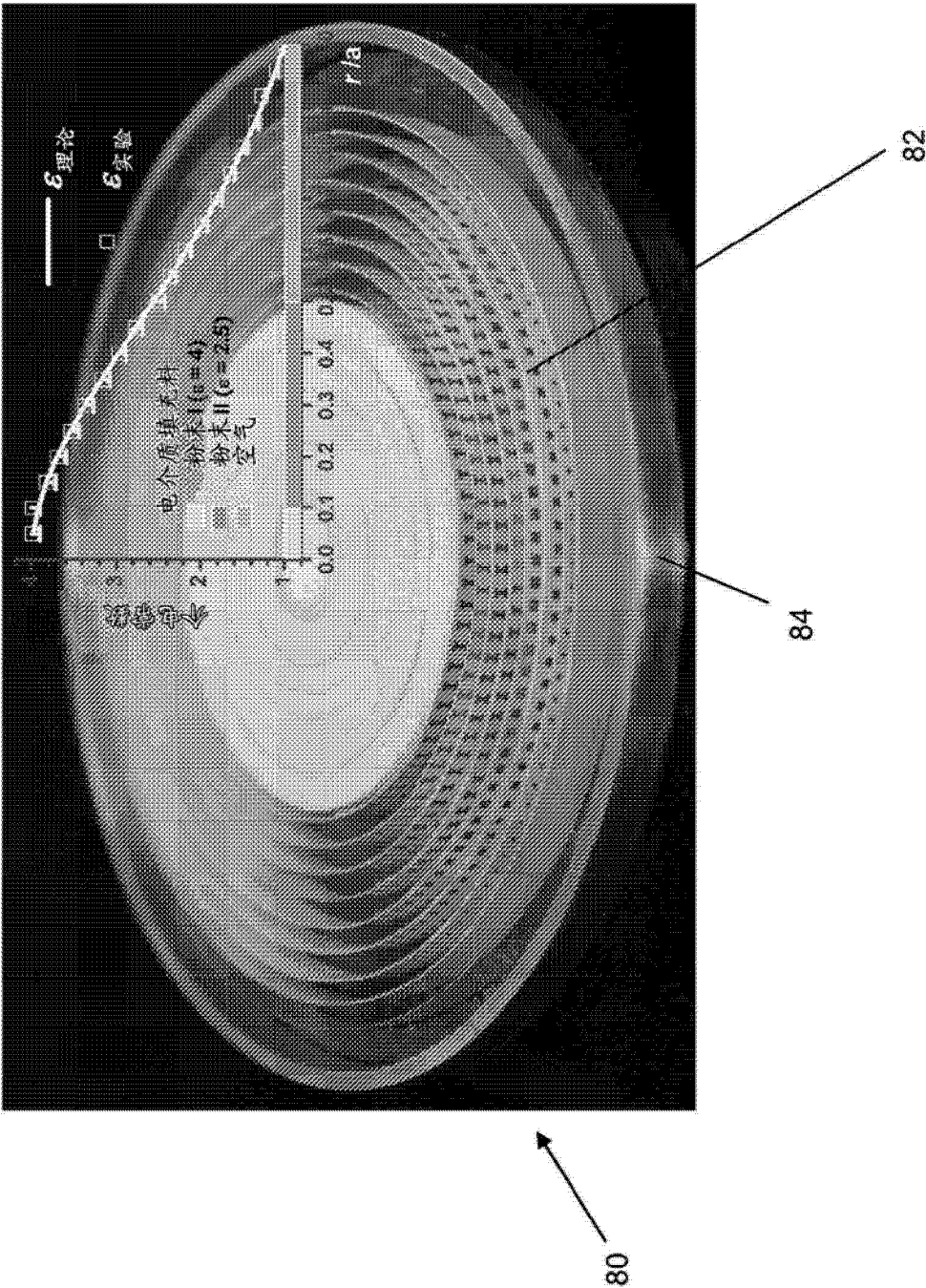


图 16

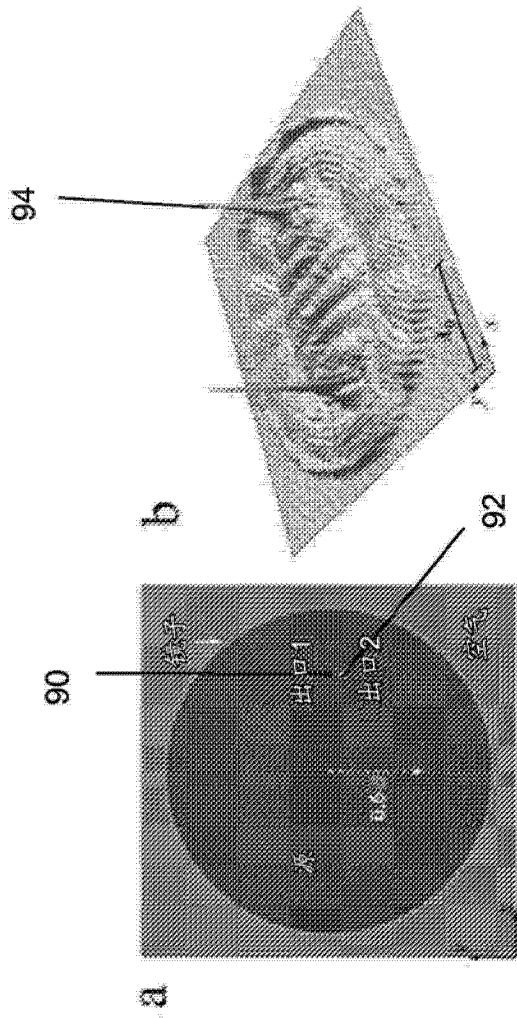


图17A

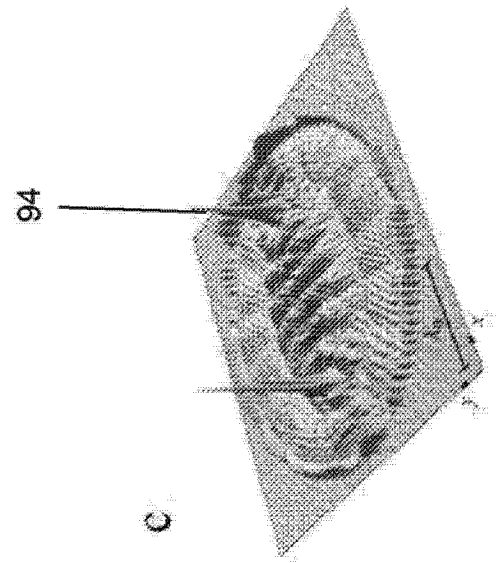


图17B

图 17C

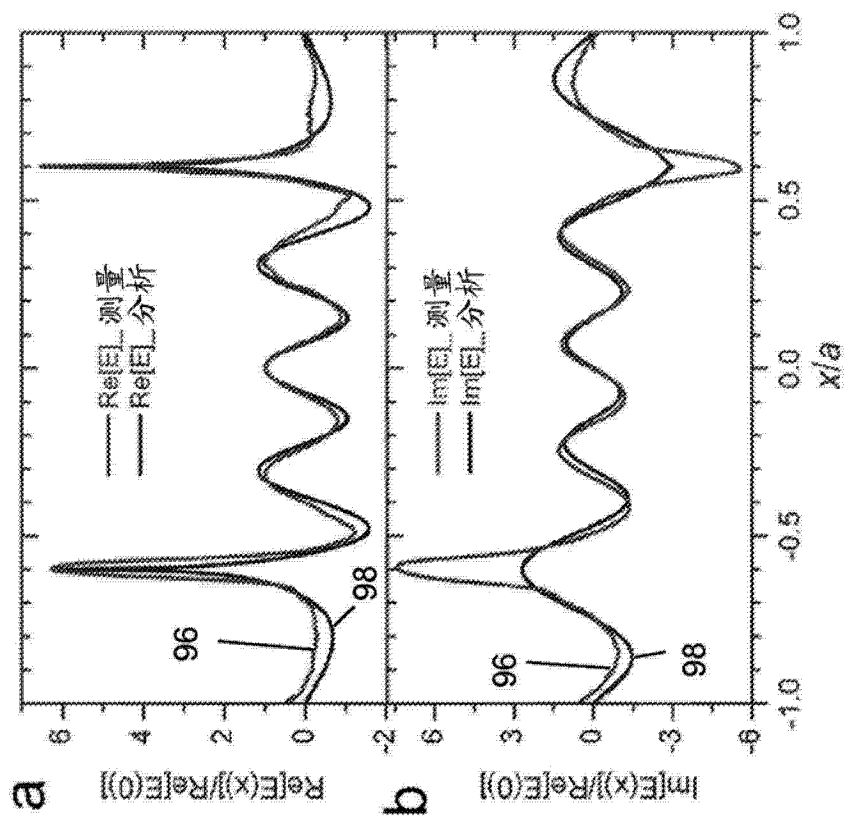
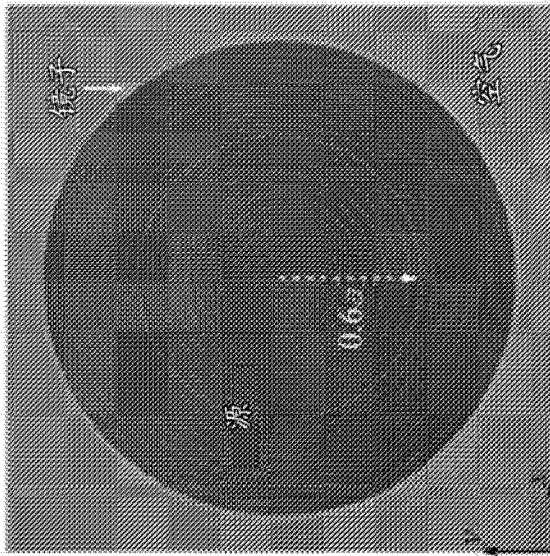


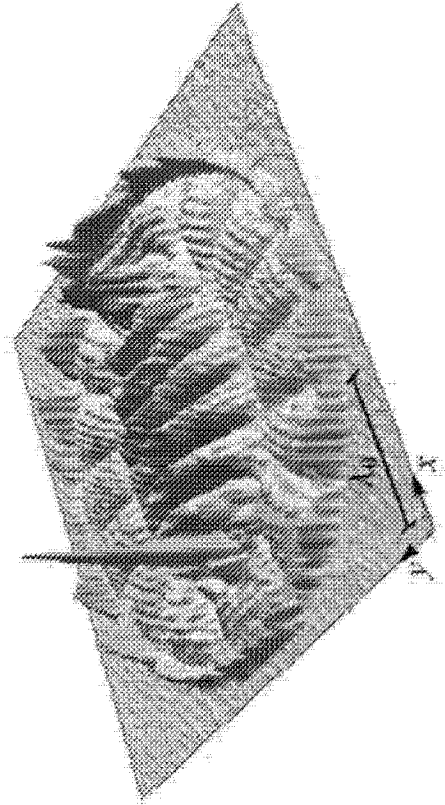
图18A

图18B



a

图 19A



b

图 19B

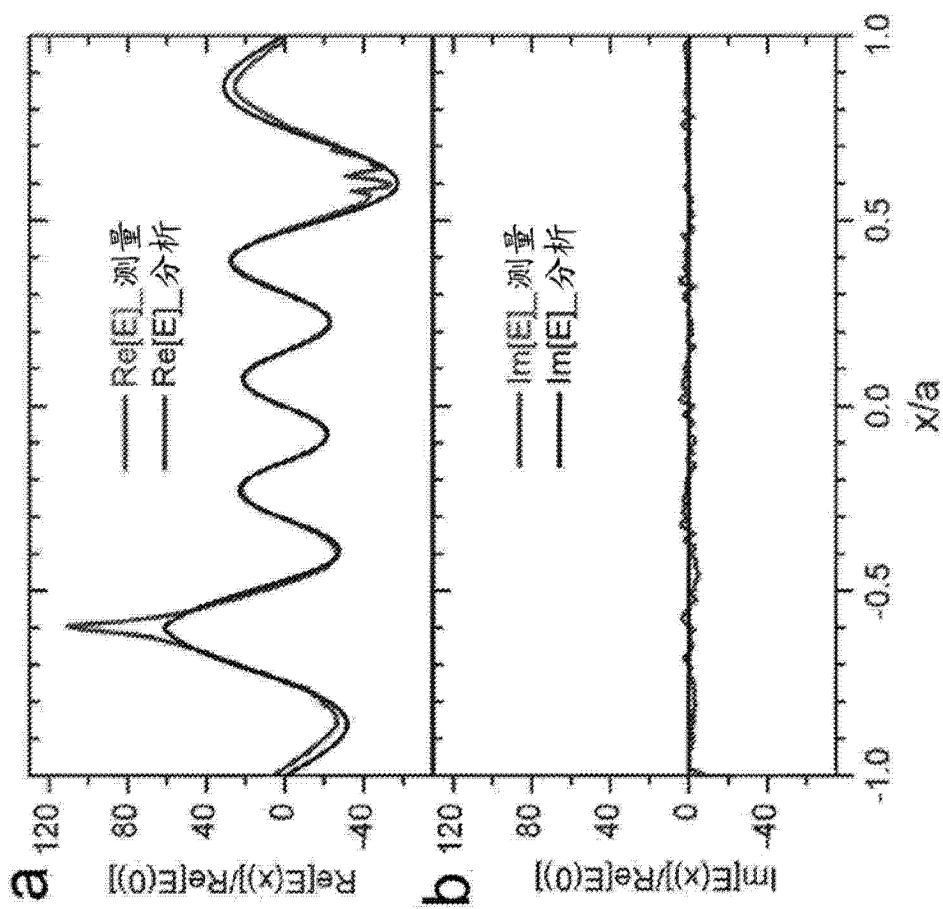


图 20A

图 20B