



[12] 发明专利申请公开说明书

[21] 申请号 99806470. X

[43] 公开日 2003 年 4 月 16 日

[11] 公开号 CN 1411563A

[22] 申请日 1999. 4. 19 [21] 申请号 99806470. X

[86] 国际申请 PCT/US99/08574 1999. 4. 19

[87] 国际公布 WO99/54768 英 1999. 10. 28

[85] 进入国家阶段日期 2000. 11. 21

[71] 申请人 奥普通有限公司

地址 以色列海法

[72] 发明人 伊亚·沃罗贝切克

尼罗蒂·莫塞伊夫 梅尔·奥伦斯坦

[74] 专利代理机构 中国国际贸易促进委员会专利
商标事务所

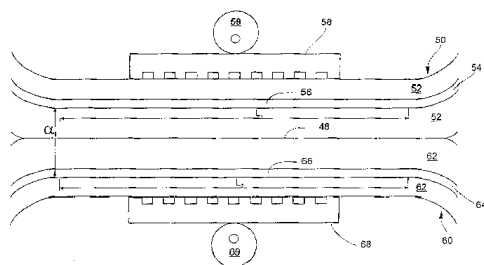
代理人 马 浩

权利要求书 5 页 说明书 37 页 附图 4 页

[54] 发明名称 中间态辅助的光学耦合器

[57] 摘要

一种用于耦合两个光波导(50、60)的光学耦合器和基于该光学耦合器的光开关。两个波导(50、60)平行部分的折射率通过施加一机构(58、68、59、69)在空间上被周期性地双向扰动,从而经由这两个波导共用的一高阶模将这两个波导中的低阶模加以耦合。这两个波导如此耦合的差拍长度可以比没有周期性扰动时的差拍长度短五或五个以上的数量级。



1.一种光学耦合器，包括：

(a) 一第一光波导，其包括一传导部分，该传导部分包括一具有一定长度的耦合区域；

(b) 一第二光波导，其包括一传导部分，该传导部分包括一耦合区域，基本上平行于第一光波导的传导部分的耦合区域，该第二光波导的传导部分的耦合区域具有一定长度；

(c) 一光学介质，介入在上述两耦合区域之间，从而为上述耦合区域相对于该波导所传输的单色光提供一定的差拍长度，该差拍长度长于上述耦合区域中较大的长度；和

(d) 一耦合增强机构，用于通过将限定在第一波导的耦合区域中的至少一个模式与限定在第二波导的耦合区域中的至少一个模式，经由该两个耦合区域的至少一个共用模式加以耦合，将所述差拍长度降低至所述耦合区域中较小的长度以下。

2.如权利要求 1 所述的光学耦合器，其中所述耦合增强机构是双向的。

3.如权利要求 1 所述的光学耦合器，其中各该第一和第二波导具有一高通频率，并且，其中由所述光学介质提供的相对于该两个高通频率之较大者的单色光的所述差拍长度，为至少大约一厘米。

4.如权利要求 1 所述的光学耦合器，其中各该第一和第二波导具有一高通频率，并且，其中由所述光学介质提供的相对于该两个高通频率之较大者的单色光的所述差拍长度，为至少大约 10 米。

5.如权利要求 1 所述的光学耦合器，其中各该第一和第二波导具有一高通频率，并且，其中由所述光学介质提供的相对于该两个高通频率之较大者的单色光的所述差拍长度，为至少大约一千米。

6.如权利要求 1 所述的光学耦合器，其中所述耦合增强机构用于将所述差拍长度降低至少两个数量级。

7.如权利要求 1 所述的光学耦合器，其中所述耦合增强机构用于

将所述差拍长度降低至少三个数量级。

8.如权利要求 1 所述的光学耦合器，其中所述耦合增强机构用于将所述差拍长度降低至少五个数量级。

9.如权利要求 1 所述的光学耦合器，其中所述第一光波导的所述传导部分具有一折射率，其中所述第二光波导的所述传导部分具有一折射率，并且其中所述耦合增强机构包括：

(i) 一用于沿第一光波导传导部分的所述耦合区域，对所述第一光波导的传导部分的折射率双向施加一周期性结构的机构；和

(ii) 一用于沿第二光波导传导部分的所述耦合区域，对所述第二光波导的传导部分的折射率双向施加一周期性结构的机构。

10. 一种光学系统，包括：

(a) 一第一光波导，其包括一传导部分，该传导部分含有多个耦合区域，第一光波导传导部分的各该耦合区域具有一定长度；

(b) 多个第二光波导，各该第二光波导包括一传导部分，各第二光波导的该传导部分含有一耦合区域，基本上平行于第一光波导传导部分的对应一个耦合区域，各第二光波导传导部分的该耦合区域具有一定长度；和

(c) 对于每一个第二光波导来说：

(i) 一光学介质，介入在各第二光波导传导部分的耦合区域与第一波导传导部分的对应耦合区域之间，从而为各第二光波导传导部分的耦合区域与第一波导传导部分的对应耦合区域，相对于该波导所传输的单色光提供一定的差拍长度，并且它长于各第二波导传导部分的耦合区域与第一波导传导部分的对应耦合区域的较大长度；以及

(ii) 一耦合增强机构，用于将所述差拍长度降低至所述各第二波导传导部分的耦合区域与第一波导传导部分的对应耦合区域中的较小长度以下；

至少一个第二光波导的所述耦合增强机构，用于将限定在至少一个第二波导的耦合区域中的至少一个模式与限定在第一波导的对应耦合区域中的至少一个模式，经由该两个耦合区域的至少一个共用模式

加以耦合。

11. 如权利要求 10 所述的光学系统，其中所述耦合增强机构是双向的。

12. 如权利要求 10 所述的光学系统，其中所述第一光波导的所述传导部分具有一折射率，其中所述第二光波导中至少一个的所述传导部分具有一折射率，并且其中所述至少一个第二光波导的耦合增强机构包括：

(iii) 一用于沿第一光波导传导部分的所述耦合区域，对所述第一光波导的传导部分的折射率双向施加一周期性结构的机构；和

(iv) 一用于沿所述至少一个第二光波导传导部分的所述耦合区域，对所述至少一个第二光波导的传导部分的折射率双向施加一周期性结构的机构。

13. 如权利要求 10 所述的光学系统，其中第一波导具有一第一高通频率，至少一个第二波导具有一第二高通频率，并且其中对于所述至少一个第二波导传导部分的所述耦合区域和所述第一波导传导部分的所述对应耦合区域来说，由所述光学介质提供的相对于该第一高通频率和第二高通频率之较大者的单色光的所述差拍长度，为至少大约一厘米。

14. 如权利要求 10 所述的光学系统，其中第一波导具有一第一高通频率，至少一个第二波导具有一第二高通频率，并且其中对于所述至少一个第二波导传导部分的所述耦合区域和所述第一波导传导部分的所述对应耦合区域来说，由所述光学介质提供的相对于该第一高通频率和第二高通频率之较大者的单色光的所述差拍长度，为至少大约 10 米。

15. 如权利要求 10 所述的光学系统，其中第一波导具有一第一高通频率，至少一个第二波导具有一第二高通频率，并且其中对于所述至少一个第二波导传导部分的所述耦合区域和所述第一波导传导部分的所述对应耦合区域来说，由所述光学介质提供的相对于该第一高通频率和第二高通频率之较大者的单色光的所述差拍长度，为至少大约

一千米。

16. 如权利要求 10 所述的光学系统，其中对于至少一个所述第二光波导来说，所述耦合增强机构用于将所述差拍长度降低至少两个数量级。

17. 如权利要求 10 所述的光学系统，其中对于至少一个所述第二光波导来说，所述耦合增强机构用于将所述差拍长度降低至少三个数量级。

18. 如权利要求 10 所述的光学系统，其中对于至少一个所述第二光波导来说，所述耦合增强机构用于将所述差拍长度降低至少五个数量级。

19. 一种光学耦合器，包括：

(a) 一第一光波导，其包括一具有第一折射率的传导部分，该传导部分含有一耦合区域；

(b) 一第二光波导，其包括一具有第二折射率的传导部分，该第二光波导的传导部分具有一耦合区域，它平行于所述第一光波导传导部分的耦合区域；

(c) 一用于对所述第一折射率施加周期性结构的机构；和

(d) 一用于对所述第二折射率施加周期性结构的机构。

20. 如权利要求 19 所述的光学耦合器，其中至少一个所述用于施加周期性结构的机构是机械式的。

21. 如权利要求 19 所述的光学耦合器，其中至少一个所述用于施加周期性结构的机构，是基于与一个所述耦合区域的辐射相互作用的。

22. 如权利要求 21 所述的光学耦合器，其中所述辐射是声波辐射。

23. 如权利要求 21 所述的光学耦合器，其中所述辐射是电磁辐射。

24. 如权利要求 19 所述的光学耦合器，其中所述各折射率基本相同。

25. 如权利要求 19 所述的光学耦合器，其中至少一个所述用于施

加周期性结构的机构是双向的。

26. 一种光学系统, 包括:

(a) 一第一光波导, 其包括一具有一折射率的传导部分, 该传导部分含有多个耦合区域;

(b) 多个第二光波导, 各第二光波导包括一具有一折射率的传导部分, 各第二光波导的该传导部分具有一耦合区域, 它基本上平行于所述第一光波导传导部分的对应一个耦合区域, 各第二光波导传导部分的所述耦合区域基本上平行于第一光波导传导部分的所述对应耦合区域; 以及

(c) 对于每一个第二光波导来说:

(i) 一用于对各第二光波导传导部分的所述折射率施加周期性结构的机构; 和

(ii) 一用于在第一波导传导部分的对应耦合区域中, 对第一波导传导部分的所述折射率施加周期性结构的机构。

27. 如权利要求 26 所述的光学系统, 其中至少一个所述用于施加周期性结构的机构是机械式的。

28. 如权利要求 26 所述的光学系统, 其中至少一个所述用于施加周期性结构的机构是基于与一个所述耦合区域的辐射相互作用的。

29. 如权利要求 28 所述的光学系统, 其中所述辐射是声波辐射。

30. 如权利要求 28 所述的光学系统, 其中所述辐射是电磁辐射。

31. 如权利要求 26 所述的光学系统, 其中对于至少一个所述第二波导来说, 该至少一个第二波导传导部分的折射率与第一波导传导部分的折射率基本相等。

32. 如权利要求 26 所述的光学系统, 其中至少一个所述用于施加周期性结构的机构是双向的。

中间态辅助的光学耦合器

发明的领域和背景

本发明涉及光通信装置，并且更具体地说涉及光学耦合器。

光学耦合器是一种用于在两个光导之间交换光束的装置。光导是一种以低损耗在长距离传输光束的装置。它由直线延伸的具有较高折射率的传导部分嵌入在具有较低折射率的包层中构成。光束通过全内反射限定在传导部分中。光导的一般例子包括平面波导结构和光纤，其中平面波导结构为了传输红外光通常由半导体以制作集成电路同样的方式制成。在光纤中，其传导部分通常称作“芯层”。此处的示例既包括基于光纤的系统，如本发明的实施例，也包括基于平面波导结构的系统，如根据本发明理论的计算模型系统。应当理解，本发明的原理适用于所有光波导，而并不局限于平面波导结构和光纤。

定向耦合器，特别是，由彼此紧密靠近的两个平行波导构成。定向耦合器的理论在 D. Marcuse 的《介电光波导理论》(Theory of Dielectric Optical Waveguides, Academic Press, Second Edition, 1991, Chapter 6) 一文中有描述，在此引入作为所有场合的参考，如同此处全文给出。两个相同的波导，彼此分离，具有相同的传输模式和相同的传输常数。随着这两个波导被彼此拉近，一对对的对应模式发生耦合。麦克斯韦方程的最大近似解为相应非耦合模式的和（偶对称）以及差（奇对称），每个解具有其自身的传输常数，略微不同于对应非耦合模式的传输常数。以一个非耦合模式通过这些波导之一的传导部分入射至定向耦合器的单色光因而是两个耦合模式的线性组合。因此，该光束在两个波导的传导部分之间交换。在通过定向耦合器传输一个称作“差拍长度 (beat length)” 的距离之后，该光束全部被转移至另一波导的传导部分。当然，如果定向耦合器长于差拍长度，则该光束会返回至第一波导的传导部分。差拍长度反比于耦合传输常数之差。

具体地说，差拍长度 $L=\pi/(\beta_e-\beta_o)$ ，其中 β_e 为耦合偶模式的传输常数，而 β_o 为耦合奇模式的传输常数。这些传输常数是传导部分与介入光学介质的折射率以及光波长的函数。

传导部分越彼此靠近，耦合传输常数之差就越大。在该类型的实际光学耦合器中，为了使差拍长度乃至装置长度保持在厘米的量级，通常必须使耦合传导部分之间的距离处于微米量级。该尺寸限定增加了耦合器的成本和复杂性。因此，对于含有用以降低差拍长度的机构或者同等地说用以使耦合传导部分进一步隔开给定差拍长度的光学耦合器，存在广泛的需求，并且也是十分有利的。如果该机构是双向的，则所制成的光学耦合器还可用作光开关或可调耦合器。

发明概述

根据本发明，提供一种光学耦合器，包括：(a)一第一光波导，其包括一传导部分，该传导部分包括一具有一定长度的耦合区域；(b)一第二光波导，其包括一传导部分，该传导部分包括一耦合区域，基本上平行于第一光波导的传导部分的耦合区域，该第二光波导的传导部分的耦合区域具有一定长度；(c)一光学介质，介入在上述两耦合区域之间，从而为上述耦合区域相对于该波导所传输的单色光提供一定的差拍长度，并且该差拍长度长于上述耦合区域中较大的长度；和(d)一耦合增强机构，用于通过将限定在第一波导的耦合区域中的至少一个模式与限定在第二波导的耦合区域中的至少一个模式，经由该两个耦合区域的至少一个共用模式加以耦合，将所述差拍长度降低至所述耦合区域中较小的长度以下。

根据本发明，提供一种光学系统，包括：(a)一第一光波导，其包括一传导部分，该传导部分含有多个耦合区域，第一光波导传导部分的各该耦合区域具有一定长度；(b)多个第二光波导，各该第二光波导包括一传导部分，各第二光波导的该传导部分含有一耦合区域，基本上平行于第一光波导传导部分的对应一个耦合区域，各第二光波导传导部分的该耦合区域具有一定长度；和(c)对于每一个第二光波导来说：

(i)光学介质，介入在各第二光波导传导部分的耦合区域与第一波导传导部分的对应耦合区域之间，从而为各第二光波导传导部分的耦合区域与第一波导传导部分的对应耦合区域，相对于该波导所传输的单色光提供一定的差拍长度，并且它长于各第二波导传导部分的耦合区域与第一波导传导部分的对应耦合区域的较大长度；以及(ii)一耦合增强机构，用于将所述差拍长度降低至所述各第二波导传导部分的耦合区域与第一波导传导部分的对应耦合区域中的较小长度以下；至少一个第二光波导的所述耦合增强机构，用于将限定在至少一个第二波导的耦合区域中的至少一个模式与限定在第一波导的对应耦合区域中的至少一个模式，经由该两个耦合区域的至少一个共用模式加以耦合。

根据本发明，提供一种光学耦合器，包括：(a)一第一光波导，其包括一具有第一折射率的传导部分，该传导部分含有一耦合区域；(b)一第二光波导，其包括一具有第二折射率的传导部分，该第二光波导的传导部分具有一耦合区域，它基本上平行于所述第一光波导传导部分的耦合区域；(c)一用于对所述第一折射率施加周期性结构的机构；和(d)一用于对所述第二折射率施加周期性结构的机构。

根据本发明，提供一种光学系统，包括：(a)一第一光波导，其包括一具有一折射率的传导部分，该传导部分含有多个耦合区域；(b)多个第二光波导，各第二光波导包括一具有一折射率的传导部分，各第二光波导的该传导部分具有一耦合区域，它基本上平行于所述第一光波导传导部分的对应一个耦合区域，各第二光波导传导部分的所述耦合区域基本上平行于第一光波导传导部分的所述对应耦合区域；以及(c)对于每一个第二光波导来说：(i)一用于对各第二光波导传导部分的所述折射率施加周期性结构的机构；和(ii)一用于在第一波导传导部分的对应耦合区域中，对第一波导传导部分的所述折射率施加周期性结构的机构。

图 1 表示沿纵向剖面的现有技术的光学耦合器 28，它耦合了两个光纤 10 和 20。光纤 10 包括一由包层 14 包围的芯层 12，包层 14 反过来由保护层 16 包围。类似地，光纤 20 包括一由包层 24 包围的芯层 22，

包层 24 反过来由保护层 26 包围。为了在芯层 12 和 22 内获得全内反射，芯层 12 和 22 所给的折射率高于相应包围的包层 14 和 24。光学耦合器 28 通过剥离部分保护层 16 和 26 并且将被剥离区域插入毛细管 18 中而制成。毛细管 18 被加热和挤压，以使芯层 12 和 22 之间的包层 14 和 24 熔合并且使芯层 12 和 22 彼此足够接近使得芯层 12 和 22 的差拍长度等于光学耦合器 28 的长度。

除了上述低阶耦合模式之外，光学耦合器 28 以及类似装置的麦克斯韦方程的解还包括高阶模解，跨越全部两个波导并且不是两个非耦合模式的简单线性组合。已经发现，通过在芯层 12 和 22 的折射率上施加周期性变化的空间结构，可以使两个脆弱耦合的低阶模通过一或多个高阶模进一步耦合。该附加耦合可以将差拍长度减小数个数量级。本发明的理论在附件中加以描述。此处所示的例子包括一个非谐振耦合的例子，其中差拍长度被减小三个以上数量级，和一个谐振耦合的例子，其中差拍长度被减小五个以上数量级。因此，非谐振耦合可以使否则会有 10 米之长的装置具有厘米以下的长度；而谐振耦合可以使否则会有一千米之长的装置具有厘米以下的长度。类似地，非谐振耦合可以使否则会有厘米长的装置具有 100 微米的长度，从而可以制作成平面波导结构。注意在最后一例子中，仅利用了由非谐振可以获得的三个数量级的尺寸减小中的两个。

光纤折射率的周期变化被普遍用于光学滤波中，并且也被用于耦合同一光纤内的不同模式以实现频移，如 Risk 等人的美国专利 US 4,872,738 中所述，在此引入作为所有场合的参考，如同此处全文给出。还采用了一个静态周期光栅结构用于两个不同的光波导之一上，在所谓的光栅辅助定向耦合器中，以使这些波导行为匹配。该周期光栅结构用于耦合两个波导的两个低阶模。

如上所述，芯层 12 和 22 的差拍长度是其中所传输单色光频率的函数：频率越高，波长越短，则芯层 12 与 22 之间的耦合就越弱并且差拍长度就越长。传导区域例如芯层 12 和 22 一般设计成具有小的横向尺寸，以便仅传输目标频率的基模。这些小的横向尺寸还使芯层 12

和 22 具有有效的“高通”频率：较低频率的光根本不能传输。没有这些高通频率，本发明就不能方便地以差拍长度加以限定，因为低于给定值的差拍长度可以通过采用频率足够低的光来达到。只要本发明以一定的差拍长度加以限定，则所需的差拍长度就是对应于该高通频率的差拍长度。如果两个光学耦合的芯层具有不同的高通频率，则本发明以对应于这两个高通频率之较高者的差拍频率加以限定。优选地，在本发明中，所有光学耦合的传导部分具有相同的（无应力的）折射率和相同的横向尺寸，从而所有光学耦合的传导部分具有相同的高通频率。

本发明的光学耦合器类似于现有技术的光学耦合器 28，并且增加了一个在芯层折射率上双向施加周期性变化的机构。这种机构属于本领域公知技术，可以是基于周期性机械压力或者是基于与声的或电磁的辐射的相互作用。这种光学耦合器是光开关：只要施加有周期性变化，光从一个芯层传输到另一个芯层；否则，没有光的传输。可以通过以此方式将一个输入光纤与数个输出光纤加以耦合来制成光多路复用器。

附图的简要说明

下面参照附图，仅仅以示例形式对本发明加以说明。附图中：

图 1 是现有技术光学耦合器的纵向剖面图；

图 2 启发式地说明了本发明的原理；

图 3 是本发明光开关的纵向剖面图；

图 4 是本发明的光多路复用器的纵向剖面图。

优选实施例的说明

本发明是关于一个光学耦合器，其中波导的耦合传导部分的差拍长度通过其折射率的周期性扰动而得以降低。本发明可以用作光开关或光多路复用器。

参照附图和下面的说明可以更好地理解根据本发明的光学耦合器

的原理和操作。

现在参见附图，图 2 是本发明原理的启发式说明。两个光纤的平行芯层 32 和 34 耦合在一个耦合区域 30。芯层 32 和 34 的尺寸构造成仅传输基模，它沿芯层 32 和 34 的纵轴方向传播，其波前（等位线）36 和 38 垂直于芯层 32 和 34 的纵轴。耦合区域 30 还支持其它模式，例如附件图 1(b)中所示的模式。该模式在横跨芯层 32 和 34 的方向具有零交叠，与该模式在相对于芯层 32 和 34 纵轴倾斜的方向的传播相对应。这些高阶模之一的部分波前在图 2 中以数标 40 表示。注意到波前 40 在芯层 32 和 34 上的投影具有比波前 36 和 38 的波长 λ_1 长得多的波长 λ_2 。使芯层 32 和 34 的折射率以波长 λ_3 周期性扰动以使 $1/\lambda_3 = 1/\lambda_1 - 1/\lambda_2$ ，可以经由波前 40 的模式将波前 36 与 38 的模式加以耦合。在附件所给出的数值例中， λ_1 为 0.75 微米（1.5 微米的自由空间波长除以折射率 $n_0=2$ ），并且 λ_3 为 50 微米。

更确切地说，耦合偶模的传输常数 β_e 略大于非耦合基模的传输常数 $2\pi/\lambda_1$ ，而奇模的传输常数 β_o 略小于 $2\pi/\lambda_1$ 。如上所述，差拍长度正比于 β_e 与 β_o 之差。扰动的空间频率（ $2\pi/\lambda_3$ ）接近于（非谐振）或等于（谐振） β_e 或 β_o 与高阶模的较小传输常数之差。该空间频率一般远大于 $\beta_e - \beta_o$ ，所以 λ_3 远小于差拍长度。

而且 λ_3 一般显著长于 λ_1 。这使得通过耦合至辐射模所导致的能量分散减至最小。

图 3 以示意纵向截面的形式画出了本发明的光开关，用于将两个光纤 50 和 60 双向耦合。光纤 50 包括一装在包层 52 中的芯层 54。类似地，光纤 60 包括一装在包层 62 中的芯层 64。包层 52 和 62 沿边界 48 接触。芯层 54 和 64 靠近边界 48 的平行部分构成耦合区域 56 和 66。包层 52 和 62 在耦合区域 56 和 66 之间的部分构成介入在耦合区域 56 和 66 之间的光学介质：耦合区域 56 和 66 以及包层 52 和 62 的折射率以及耦合区域 56 和 66 之间的距离 d 共同限定了耦合区域 56 和 66 相对于耦合区域 56 和 66 所传输的单色光的差拍长度。

在光纤 50 和 60 的相反两侧，平行于耦合区域 56 和 66 的是平面

光栅 58 和 68 以及凸轮 59 和 69。在凸轮 59 和 69 的所示位置，光纤 50 和 60 是无应力的，并且耦合区域 56 和 66 的折射率是纵向一致的。通过旋转凸轮 59 和 69，可以在光纤 50 和 60 上施加纵向的周期性机械应力场，使得耦合区域 56 和 66 的折射率中产生等波长的纵向周期性结构。

光栅 58 和 68 以及凸轮 59 和 69 一起构成用于降低耦合区域 56 和 66 的差拍长度的机构，从耦合区域 56 的长度 l_1 和耦合区域 66 的长度 l_2 的较大者之上降低至 l_1 和 l_2 的较小者之下。当然，优选地 l_1 和 l_2 近似相等，如图所示。

用于对耦合区域 56 和 66 的折射率双向施加周期性结构的其它机构属于本领域公知技术。这包括根据在光纤 50 和 60 上施加声波的机构，如在 Risk 等人上述专利的背景技术部分所述。这还包括电光效应和电磁扰动机构，例如采用其强度具有所需空间周期性的紫外光照射光纤 50 和 60。

图 4 以示意纵向截面的形式画出了本发明的多路复用器，用于将光信号从输入光纤 70 转换至输出光纤 80、90 和 100。光纤 70 包括一包围在包层 72 中的芯层 74。类似地，光纤 80 包括一包围在包层 82 中的芯层 84；光纤 90 包括一包围在包层 92 中的芯层 94；光纤 100 包括一包围在包层 102 中的芯层 104。芯层 74 和 84 的平行部分 76 和 86 构成芯层 74 和 84 的耦合区域，由包层 72 和 82 在耦合区域 76 和 86 之间的部分所构成的介入光学介质加以分隔。类似地，芯层 74 和 94 的平行部分 76' 和 96 构成芯层 74 和 94 的耦合区域，由包层 72 和 92 在耦合区域 76' 和 96 之间的部分所构成的介入光学介质加以分隔；芯层 74 和 104 的平行部分 76'' 和 106 构成芯层 74 和 104 的耦合区域，由包层 72 和 102 在耦合区域 76'' 和 106 之间的部分所构成的介入光学介质加以分隔。通过对其折射率施加周期性，可以使耦合区域 76 和 86 设有双向增加耦合区域 76 和 86 耦合度的耦合增强机构 88，从而降低耦合区域 76 和 86 的差拍长度。耦合增强机构 88 可以是机械式的，如图 3 中的光栅和凸轮机构。替代地，耦合增强机构 88 通过如上所述施

加声的或电磁的辐射来双向扰动耦合区域 76 和 86。类似地，耦合区域 76'和 96 设有类似于耦合增强机构 88 的耦合增强机构 98；耦合区域 76''和 96 设有同样类似于耦合增强机构 88 的耦合增强机构 108。

虽然本发明是以有限数量的实施例来加以说明的，但是应当理解，可以对本发明进行多种改变、改进以及其它应用。

附件

第一部分 借助于内嵌的周期性结构的中间模辅助光学定向耦合器

Ilya Vorobeichik, Meir Orenstein and Nimrod Moiseyev

摘要 - 在 Floquet - Bloch 理论的框架下研究了沿 z - 向具有内嵌的周期性结构的两个相同耦合波导之间的能量交换。计算了单周期传播函数并研究了其中征值(本征相位)的频谱。我们说明了由于 Floquet - Bloch 算符的特殊对称性质, 可以获得能量交换的有力增强或整体抑制。能量交换的控制通过最低阶波导模与高阶模的相互作用来实现。给出了一个数值例, 其中差拍长度被缩短了超过 5 个数量级。

I. 引言

定向耦合器在光通信与集成光学的许多应用领域十分重要。它们可被用作能量分配器、波长滤波器或用于光开关和光调制[1] - [11]。最简单形式的定向耦合器包括两个紧密邻接的平行的介电波导。其能量耦合是基于波导的模态场之间的光学相干或差拍, 使得射入一个波导的光束可以完全耦合至相反波导[1], [2]。

对于较弱传导的平面结构, 可以忽略其波的偏振, 则其标量物满足标量麦克斯韦方程[2]

$$\nabla_{x,z}^2 E(x,z) + k^2(x,z)E(x,z) = 0, \quad (1)$$

其中 $E(x,z)$ 表示在具有折射率分布 $n(x,z)$ 的介质中传播的传输常数为 $k(x,z) = \frac{2\pi}{\lambda} n(x,z)$ 的光波。如果包层折射率(n_0)和芯层折射率(n_1)非常接近, 或者相等, 如果轮廓高度参数很小 $[(1 - n_0^2/n_1^2) / 2 \ll 1]$, 则该波导是弱传导。如果假定折射率 $n(x,z)$ 的 z 向波动缓慢, 可以进一步简化方程 (1)。在此情况下, $E(x,z)$ 可写成

$$E(x,z) = e^{ik_0 z} \Psi(x,z), \quad (2)$$

其中 $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} n_0$ 为折射率 n_0 的包层中的波矢量, $\Psi(x, z)$ 为弱相关于 z 的函数。将方程 (2) 代入方程 (1) 并忽略 $\Psi(x, z)$ 对 z 的二阶导数, 得到傍轴波动方程 (参见例如参考书目 [12] - [16]):

$$-\frac{1}{2k_0^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{n^2(x, z)}{n_0^2} \right) \Psi = \frac{i}{k_0} \frac{\partial \Psi}{\partial z}. \quad (3)$$

方程 (3) 在形式上等价于时间相关的薛定谔方程, 其中 z - 相当于时间, $V(x, z) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{n^2(x, z)}{n_0^2} \right)$ 为时间势能相互制约的模拟。波导结构中的光学差拍具有隧道现象的量子力学近似, 其中量子由于干涉效应可以“穿过”经典禁区。近年来, 在研究由外部时间周期性电场驱动的量子系统隧道现象方面取得了显著的进展 [17] - [24]。研究集中在四次双势阱系统中的混沌助推隧道现象 [19] - [21], [23], [24] 和动态穿越势垒与经典混沌的关系 [17], [18], [21], [22], [24] 以及外部场对穿越势垒速率及特性的影响 [19], [20], [22] 等方面。

借助于量子力学中时间相关的扰动对穿越势垒速率影响的一般概念, 我们研究光波导中内嵌的周期性结构对差拍长度的影响。

我们研究了由两个相同的高斯梯度波导彼此邻接所构成的波导结构, 即,

$$n^2(x) = (n_1^2 - n_0^2) \left(e^{-a(x-x_1)^2} + e^{-a(x-x_2)^2} \right) + n_0^2. \quad (4)$$

选择了平滑折射率分布而非阶跃分布以利于分析。将方程 (4) 代入方程 (3), 得

$$-\frac{1}{2k_0^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + D(x, z) \Psi = \frac{i}{k_0} \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad (5)$$

其中

$$D(x, z) = D(x) = D_0 \left(e^{-a(x-x_1)^2} + e^{-a(x-x_2)^2} \right) \quad (6)$$

以及 $D_0 = \frac{1}{2}(1 - n_1^2/n_0^2)$ 。图 1a 画出了 $D(x)$ 函数，其中 $n_0=2.0$ ， $n_1=2.06$ ， $\lambda=1.5\mu\text{m}$ （自由空间波长）， $x_1=-10\mu\text{m}$ ， $x_2=10\mu\text{m}$ 以及 $a=0.015\mu\text{m}^{-2}$ 。

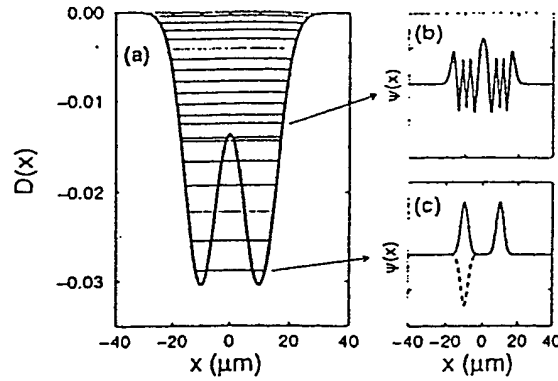


图 1

图 1. (a) $D(x)$ 如方程 (6) 所定义。水平线表示 $d_n = \frac{1}{2}(1 - \beta^2/k_0^2)$ 值 (见图 (7))，对应于陷模 ($d_n < 0 \Rightarrow \beta_n > k_n$)。对于前 5 行 ($-0.03 < d_n < -0.015$)，每一行对应于两个近似简并的 d_n 值 (与奇偶对模式有关)。方程 (7) 采用傅里叶基本 (如方程 (66)) 求解。假定有限包层 ($L_x=240\mu\text{m}$) 且采用了 512 个基本函数。(b) 随 x 变化的第 13 陷模。(c) 随 x 变化的第一奇偶对最低阶模。

波导的理想模式满足下述本征值方程

$$H_0(x)\psi_n(x) = d_n\psi_n(x), \quad (7)$$

其中

$$H_0(x) = -\frac{1}{2k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + D(x), \quad (8)$$

以及传输常数 $\beta_n = k_0\sqrt{1-2d_n}$ 。对于陷模的值 d_n 在图 1a 中以水平线表示。图 1a 中所示折射率分布结构的陷模可以分成两类。一类是 d_n 值低于

$D(x=0)$ 的模式(图 1c 画出了具有最低 d_n , 即最高传输常数的两个模式)。这些模式构成奇偶对, 使得各对中的 d_n 值之类远小于相邻对的 d_n 值的平均值之差。这些模式位于波导中心 (x_1 和 x_2) 附近, 并且在 ($x = 0$) 之间基本消失。另一类是 $0 > d_n > D(x=0)$ 的高阶陷模, 它们不成对, 且是两个波导的“共用”模式, 也即, 它们分布在两个波导结构中。图 1b 画出了一个这样的模式。

对于 z 无关的折射率, 方程 (5) 可以按 x 和 z 分解, 因此解 $\Psi(x, z)$ 由下式给出

$$\Psi(x, z) = \sum_n c_n e^{-ik_0 d_n z} \psi_n(x), \quad (9)$$

其中 $c_n = \int_{A_\infty} \psi_n(x) \Psi(x, 0) dx$ 是初始状态 $\Psi(x, 0)$ 在陷模 n 上的投影, A_∞ 是无穷远截面。如果取两个最低阶陷模(图 1c) 的线性组合作为 $z=0$ 的初态以使场位于右波导中(和场):

$$\Psi(x, 0) = \Psi_R(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_1(x) + \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_2(x), \quad (10)$$

则, 由于 ψ_n 的标准正交性, 使得光波 $\Psi(x, z)$ 的 z 相关性由下式给出

$$\Psi(x, z) = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-ik_0 d_1 z} \psi_1(x) + \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-ik_0 d_2 z} \psi_2(x). \quad (11)$$

位于左波导中的差场如下

$$\Psi_L(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_1(x) - \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_2(x). \quad (12)$$

由于 $\Psi_R(x)$ 和 $\Psi_L(x)$ 是空间远离的, 所以可以定义定向耦合概率如下

$$P(z) = \left| \int_{A_\infty} \Psi(x, z) \Psi_L(x) dx \right|^2. \quad (13)$$

将方程 (11) 代入方程 (13), 得定向耦合概率

$$P(z) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(k_0(d_2 - d_1)z). \quad (14)$$

因此, 初始时位于右波导中的光能量 (定义为 $|\int_{A_\infty} \Psi(x, z) dx|^2$) 耦合至左波导中, 并且在 $z_b = \pi/k_0(d_2 - d_1)$ (差拍长度) 处达到了完全的光功率交换。由于 $\beta_n/k_0 \approx 1$ (弱传导限制), 所以 $\beta_n = k_0 \sqrt{1 - 2d_n} \cong k_0(1 - d_n)$ 且差拍长度为 $z_b = \pi/k_0(d_2 - d_1) \approx \pi/(\beta_1 - \beta_2)$ (如参考书目 [1], [2] 中所述)。在我们研究的例子中, $\psi_1(x)$ 和 $\psi_2(x)$ 对应的 d_n 值非常接近且分离 $\Delta_0 = d_2 - d_1$ 非常小: $\Delta_0 = 7.3 \times 10^{-11}$, 产生的差拍长度超过 5 千米。我们强调, 此处所给的数值例并不表示已有定向耦合器 (其中差拍长度一般为厘米量级) 性能的可能改善, 而只是提出了在不发生定向耦合的波导中 (即对于超长差拍长度的情况) 加强定向耦合的原理。然而, 在无波动差拍长度小得多的情况下该原理同样适用。

已知有光栅辅助定向耦合器, 其中采用了周期性厚度变化 [1], [3], [5] - [11]。它们通常用于非同步耦合器中 (例如, 用于不相同芯层折射率的耦合波导中), 其中由初始波导的功率转换将其本身异相加入已有波导中。此处, 我们研究了无需光栅来获得完全功率转换的同步耦合器中差拍长度上的内嵌周期结构的作用 (方程 (14))。既可以采用非实时方法 - 利用电光效应改变波导结构的折射率分布来获得固定周期结构并对该结构的函数性进行可能的控制, 也可以采用实时方法 - 例如向介质发射声波以产生瞬态压力波, 来产生该内嵌的周期结构。

我们考虑如下 z 相关折射率模型

$$\begin{aligned} D(x, z) &= D(x - \alpha_0 \cos(\omega z)) = \\ &= D_0 \left(e^{-a(x - z_1(z))^2} + e^{-c(z - z_2(z))^2} \right), \quad (15) \end{aligned}$$

其中 $x_{1,2}(z) = x_{1,2} - \alpha_0 \cos(\omega z)$ 。在此模型中, 折射率不随 z 而变化, 但是该结构随着频率 ω 和振幅 α_0 而周期性弯曲。与公知的布拉格反射体的情况相反, 我们这里考虑远大于波长的光栅周期。另外, 光栅振幅 α_0

与波导结构的横向尺寸相比应当很小。如果这两个条件全部满足，则可以忽略偏振和背反射效应。如果在该结构上使折射率随着 z 作缓慢且小的周期性变化，则可以实现类似的条件。

在我们所有的数值分析中，我们使光栅周期固定在值 $\Lambda = 2\pi/\omega = 50\mu\text{m}$ ，并且使 α_0 在 0 至 $6.0\mu\text{m}$ 之间变化。对于 z 相关折射率方程 (5) 不再能够分解，在下一部分我们利用 Floquet - Bloch 理论 (参见例如 [25], [26], [11], [12]) 研究方程 (5) 的解。

II. Floquet - Bloch 状态和本征相位

对于方程 (15) 所定义的 $D(x,z)$ ，可以将方程 (5) 写成

$$\left(-\frac{1}{2k_0^2}\frac{\partial^2}{\partial x^2} + D(x - \alpha_0 \cos(\omega z))\right)\Psi(x, z) = \frac{i}{k_0}\frac{\partial\Psi(x, z)}{\partial z}, \quad (16)$$

其中

$$H(x, z) = H(x, z + \Lambda) = -\frac{1}{2k_0^2}\frac{\partial^2}{\partial x^2} + D(x - \alpha_0 \cos(\omega z)) \quad (17)$$

是周期为 $\Lambda = 2\pi/\omega$ 的周期函数。根据 Floquet - Bloch 理论，方程 (16) 的解如下

$$\Psi_n(x, z) = e^{-ik_0\epsilon_n z}\Phi_n(x, z), \quad (18)$$

其中 $\Phi_n(x, z)$ 是 z 的周期函数：

$$\Phi_n(x, z) = \Phi_n(x, z + \Lambda). \quad (19)$$

准静态解 (Floquet - Bloch 状态) $\Phi_n(x, z)$ 和本征相位 ϵ_n 分别是 Floquet-Bloch 算符的本征函数和本征值：

$$\mathcal{H}^{FB}(x, z)\Phi_n(x, z) = \epsilon_n\Phi_n(x, z), \quad (20)$$

其中

$$\mathcal{H}^{FB}(x, z) = H(x, z) - \frac{i}{k_0} \frac{\partial}{\partial z}. \quad (21)$$

方程 (16) 的通解可以写成

$$\Psi(x, z) = \sum C_n e^{-ik_0 \epsilon_n z} \Phi_n(x, z), \quad (22)$$

其中

$$C_n = \int_{A_\infty} \Psi(x, 0) \Phi_n(x, 0) dx \quad (23)$$

是 $Z = 0$ 时初时态 $\Psi(x, z=0)$ 在准静态本征态 $\Phi_n(x, z)$ 上的投影。

Floquet-Bloch 解 $\Phi_n(x, z)$ 与单周期传播函数的本征值和本征矢量有关

$$\hat{U}[\Lambda \leftarrow 0] \Phi_n(x, 0) = \eta_n(\Lambda) \Phi_n(x, \Lambda), \quad (24)$$

其中

$$\eta_n(\Lambda) = \exp(-ik_0 \epsilon_n \Lambda). \quad (25)$$

由于 $\Phi_n(x, z) = \Phi_n(x, z + \Lambda)$, 所以 $\Phi_n(x, 0) = \Phi_n(x, \Lambda)$, 并且

$$\hat{U}[\Lambda \leftarrow 0] \Phi_n(x, 0) = \eta_n(\Lambda) \Phi_n(x, 0). \quad (26)$$

使单周期传播函数对角化, 可得本征相位 ϵ_n 。由于 ϵ_n 是按模量 ω/k_0 计算的, 所以它们被映射在第一布里渊区, 即 $-\omega/k_0 < \epsilon_n < 0$ 。根据与理想模式 $\psi_n(x)$ (参见方程(7)), 即最大值 $\int_{A_\infty} \Phi_n(x, 0) \psi_n(x) dx$ 的最大交叠对

Floquet-Block 状态 $\Phi_n(x,0)$ 进行分类。

详细计算参见附录。

III. 中间模辅助耦合

我们关注的是位于波导之一中的初始状态，即（参见方程(10)），

$$\Psi(x, z=0) = \Psi_R(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\psi_1(x) + \frac{1}{\sqrt{2}}\psi_2(x). \quad (27)$$

作为方程（16）解的光波由方程（22）和方程（23）给出。对于光栅周期远大于光波长（在我们研究的例子中，分别为 $50\mu\text{m}$ 和 $0.75\mu\text{m}$ ）和小的光栅振幅，准静态解 $\Phi_n(x,0)$ 接近于无扰动波导的静态本征模，对于 $\Psi(x,z)$ 的主要贡献来自于两个准静态：

$$\Psi(x, z) \simeq \sqrt{\frac{1}{2}}e^{-ik_0\epsilon_1 z}\Phi_1(x, z) + \sqrt{\frac{1}{2}}e^{-ik_0\epsilon_2 z}\Phi_2(x, z), \quad (28)$$

其中 $\Phi_1(x,z)$ 和 $\Phi_2(x,z)$ 为准静解，对应于一对近似简并最低阶模 ψ_1, ψ_2 。在此情况下，差拍长度与两个对应本征相位之间的分离有关

$$\Delta = |\epsilon_2 - \epsilon_1|. \quad (29)$$

作为光栅振幅 α_0 函数的 Δ 值显示在图 2 中。 $\Delta(\alpha_0)$ 函数具有三个重要特征：(I) 对于 $0 < \alpha_0 < 2\mu\text{m}$ ，本征相位分离随着 α_0 的增大而急剧增大；(II) 对于某些特定值 α_0 ，该本征相位分离呈现极大值，对应于曲线中的峰值；(III) 对于某些特定值 α_0 ，该相位分离消失。

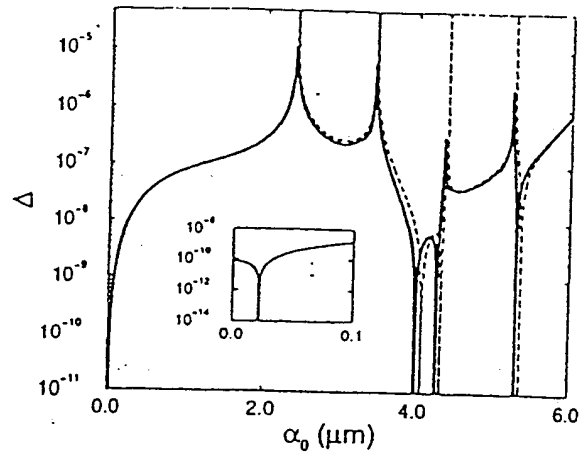


图 2

图 2. 利用方程(26)和方程(25)计算的随光栅振幅 α_0 变化的由方程(29)限定的本征相位分离(以对数标度)(实线)。 ϵ_1 和 ϵ_2 定义为 Floquet 状态的本征相位, 对应于两个近似简并最低阶模式 $\psi_1(x)$ 和 $\psi_2(x)$, 如图 1c 所示。插图为 $\alpha_0=0$ 附近的放大图, 表示无扰动波导中的分离值。该本征相位分离(以对数标度)(虚线)是采用二级扰动理论(方程(47))获得的。

可以利用扰动理论来估计本征相位分离的增大。本征相位 ϵ_n 是 Floquet-Bloch 算符 $H^{FB}(x,z)$ 〔方程(20)〕的本征值。在扰动理论的框架下, $H^{FB}(x,z)$ 写成

$$\mathcal{H}^{FB}(x,z) = \mathcal{H}^{(0)}(x,z) + V(x,z), \quad (30)$$

其中 $\mathcal{H}^{(0)}(x,z)$ 是其解已知(或易于求得)的算符, $V(x,z)$ 是对无扰动算符 $\mathcal{H}^{(0)}(x,z)$ 的微小校正(或扰动)(参见例如参考书目[27])。对 $H^{FB}(x,z)$ 的本征函数和本征值的零级近似如下

$$\mathcal{H}^{(0)}(x,z)\Phi_n^{(0)}(x,z) = \epsilon_n^{(0)}\Phi_n^{(0)}(x,z). \quad (31)$$

引入扰动短阵 $V_{n,n'}$

$$V_{n,n'} = \int_0^\Lambda dz \int_{A_\infty} dx \Phi_n^{(0)}(x,z) V(x,z) \Phi_{n'}^{(0)}(x,z) \quad (32)$$

可得对 $H^{\text{FB}}(\mathbf{x},z)$ 本征值的直至二级近似

$$\epsilon_n = \epsilon_n^{(0)} + \epsilon_n^{(1)} + \epsilon_n^{(2)} + \dots \quad (33)$$

其中

$$\epsilon_n^{(1)} = V_{n,n} \quad (34)$$

以及

$$\epsilon_n^{(2)} = \sum_{n'} \frac{|V_{n,n'}|^2}{\epsilon_n^{(0)} - \epsilon_{n'}^{(0)}} \quad (35)$$

扰动扩展的效率取决于 $H^{(0)}$ 的选择。一个好的选择是寻求与 z 相关折射率的傅里叶分量[28], 即

$$D(x,z) = D(x - \alpha_0 \cos(\omega z)) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{im\omega z} v_m(x), \quad (36)$$

其中 $v_m(x)$ 由下式给出

$$v_m(x) = \frac{1}{\Lambda} \int_0^\Lambda e^{-im\omega z} D(x,z) dz. \quad (37)$$

无扰动算符 $H^{(0)}(\mathbf{x},z)$ 选取如下

$$\mathcal{H}^{(0)}(x,z) = -\frac{1}{2k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + v_0(x) - \frac{i}{k_0} \frac{\partial}{\partial z} \quad (38)$$

以及

$$V(x, z) = \sum_{m \neq 0} e^{im\omega z} \nu_m(x) \equiv D(x, z) - \nu_0(x). \quad (39)$$

在此情况下, Floquet-Bloch 状态以及本征相位的零级近似如下

$$\Phi_{n \equiv (k, m')}^{(0)}(x, z) = \psi_k^{(0)}(x) \sqrt{\frac{1}{\Lambda}} e^{im'\omega z}, \quad (40)$$

且,
$$\epsilon_{n \equiv (k, m')}^{(0)} = d_k^{(0)} + m' \frac{\omega}{k_0}, \quad m' = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (41)$$

其中 $\psi_k^{(0)}(x)$ 是有效单周期平均折射率 $[\nu_0(x)]$ 的本征模

$$\left[-\frac{1}{2k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \nu_0(x) \right] \psi_k^{(0)}(x) = d_k^{(0)} \psi_k^{(0)}(x). \quad (42)$$

利用方程 (32, 34, 35, 40), 可得 $H^{\text{FB}}(x, z)$ 本征值的一级校正消失

$$\epsilon_n^{(1)} = 0 \quad (43)$$

其二级校正如下

$$\epsilon_n^{(2)} = \sum_{m \neq m'} \sum_{k'} \frac{|V_{k, k'}^{(m'-m)}|^2}{d_k^{(0)} - d_{k'}^{(0)} + (m' - m)(\omega/k_0)}, \quad (44)$$

其中

$$V_{k, k'}^{(m'-m)} = \int_{A_\infty} \psi_k^{(0)}(x) \nu_{m'-m}(x) \psi_{k'}^{(0)}(x) dx. \quad (45)$$

初始状态与 $m'=0$ 相关。如果只有 $m=\pm 1$ 的贡献为主且 $V_{k, k'}^{(1)} = V_{k, k'}^{(-1)}$ (如我们的例子中), 则 $\epsilon_n^{(2)}$ 近似如下

$$\begin{aligned} \epsilon_n^{(2)} &\simeq \\ &\simeq \sum_{k'} \left(\frac{|V_{k, k'}^{(1)}|^2}{d_k^{(0)} - d_{k'}^{(0)} - \omega/k_0} + \frac{|V_{k, k'}^{(-1)}|^2}{d_k^{(0)} - d_{k'}^{(0)} + \omega/k_0} \right). \quad (46) \end{aligned}$$

在此情况下,

$$\Delta = |\epsilon_2 - \epsilon_1| \simeq \left| \left(\epsilon_2^{(0)} - \epsilon_1^{(0)} \right) + \left(\epsilon_2^{(2)} - \epsilon_1^{(2)} \right) \right|. \quad (47)$$

对本征相位分离的二级近似以虚线表示在图 2 中。可以看出, 利用方程 (38) 中所示 $H^{(0)}$ 的二级扰动理论所得的结果, 除了在曲线的极值点之外与数字表示的精确本征相位分离很好地相符, 而在极值点处扰动理论是发散的。在二级扰动理论的框架下, 本征相位分离的增大由两项构成 (见方程(47))。第一项 $[\epsilon_2^{(0)} - \epsilon_1^{(0)}]$ 是源于周期性扰动所导致的有效平均折射率的变化, 第二项 $[\epsilon_2^{(2)} - \epsilon_1^{(2)}]$ 是源于双波导结构的两个近似简并最低阶模向高阶模的耦合。对于小的光栅振幅 ($\alpha_0 < 3\mu\text{m}$) 第二项起主要作用。分析第二项贡献, 可以看到这两个波导的“共用”模式的重要性 (如图 16 所示)。为使本征相位分离增大, 应当将两个近似简并最低阶模之一耦合至中间模而另一个则不耦合。由于双波导的本征模构成不同对称性的近似简并对, 所以只有在该两个模式之一耦合至一个第三高阶模式才有可能, 其中该第三高阶模式不具有非常接近的不同对称模式。只有整个波导结构的“共用”模式才满足此标准。

在下面的三个小节中, 我们根据图 2 所示的本征相位分离结构研究中间模辅助定向耦合的不同范围。我们研究了准静态解 $\Phi_n(x, z)$ 对方程 (16) 的 z 相关解的贡献, 并且为了说明准静态解和本征相位是如何与方程 (16) 的解的作用相关联, 我们采用光束传输方法 (BPM) [29] 对方程 (10) 中限定的初始状态进行传输。我们计算了定向耦合概率, 它 (由于 $\Psi_L(x)$ 与 $\Psi_R(x)$ 有空间差异) 由方程 (13) 给出。我们计算作为 z 的函数的总光功率来估算光学损耗,

$$N(z) = \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi(x, z)|^2 dx, \quad (48)$$

即, 光学损耗 = $1 - N(z)$ 。

A. 增强的定向耦合

为了说明定向耦合的增强我们研究对于光栅振幅 $\alpha_0=2.0\mu\text{m}$ 时方程(16)的解。由图3a可知,对于 $\alpha_0=2.0\mu\text{m}$,在初始态的扩展中有两个占优势的 Floquet-Bloch 状态。因此,方程(16)的解 $\Psi(x,z)$ 的状态由这两个近似简并态决定,即

$$\Psi(x,z) \simeq C_1 e^{-ik_0\epsilon_1 z} \Phi_1(x,z) + C_2 e^{-ik_0\epsilon_2 z} \Phi_2(x,z), \quad (49)$$

其中

$$\begin{aligned} C_{1,2} &= \int_{A_\infty} \Psi(x,0) \Phi_{1,2}(x,0) dx \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{A_\infty} \psi_{1,2}(x) \Phi_{1,2}(x,0) dx, \quad (50) \end{aligned}$$

因由于不同对称性而有 $\int_{A_\infty} \Psi_1(x) \Phi_2(x,0) dx = \int_{A_\infty} \Psi_2(x) \Phi_1(x,0) dx = 0$ 。将方程(49)代入方程(13),得定向耦合概率的双模近似:

$$P(z) = C_1^4 + C_2^4 - 2C_1^2 C_2^2 \cos(k_0(\epsilon_2 - \epsilon_1)z). \quad (51)$$

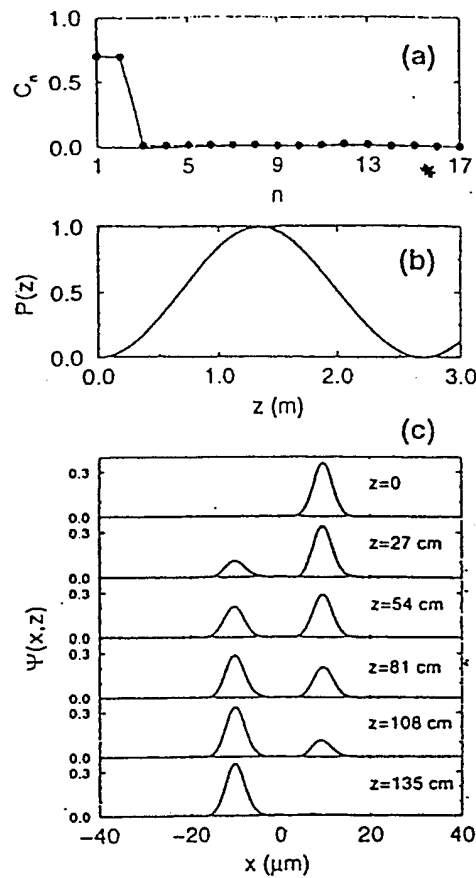


图 3

图 3. 对于光栅振幅 $\alpha_0=2.0\mu\text{m}$: (a) 随状态指数变化的准静态解 (Floquet-Bloch 状态) $\Phi_n(x,0)$ 在初始状态 $\Psi(x,0)$ 上的投影 (见方程 23)。根据 Floquet-Bloch 状态与理想模式 $\Psi_n(x)$ (方程(7)) 的最大交叠对其进行排列。(b) 实线: 随 z 变化的方程 (13) 中限定的定向耦合概率; 虚线: 随 z 变化的方程 (48) 中限定的总定向光功率。(c) 对于不同 z 值随 x 变化的方程 (16) $\Psi(x,z)$ 的解。采用 BPM, 并采用沿 x 方向的 512 个傅里叶基本函数以及 10^6 传播步骤求解方程 (16)。在 $|x|=120\mu\text{m}$ 处应用吸收边界条件, 因此理论上总光功率 $N(z)$ (见方程(48)) 不能守恒。

由于对 $\alpha_0=2.0\mu\text{m}$ ，全部两个 Floquet-Bloch 状态等量增值，即 $c_1 \approx c_2 \approx 1/\sqrt{2}$ （见图 3a），所以方程（51）变为

$$P(z) = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(k_0(\epsilon_2 - \epsilon_1)z). \quad (52)$$

这样，在两个准静态模式主导初始态扩展的情况下，差拍长度反比于两个对应本征相位之间的分离：

$$z_b \approx \frac{\pi}{k_0 \Delta}, \quad (53)$$

其中 Δ 定义在方程(29)中。从图 2 可知第一对准静态解之间的分离从 $\sim 10^{-10}$ 增加到 $\sim 10^{-7}$ 。因此，在此情况下可以预计差拍长度会显著减小。但是由于光栅的作用，初态也可以耦合至发射模式从而导致光学损耗增加。通过将各模式 ($C_{1,2}^2$) 所载的功率乘以 $\exp(-\Gamma_{1,2}z)$ ，可以使该模态损耗包含在双模近似（方程(51)）中，其中 Γ_1 和 Γ_2 为该双模的表象衰减系数。在此情况下，方程（51）变为

$$P(z) = \frac{1}{2} e^{-(\Gamma_1/2)z} - \frac{1}{2} e^{-(\Gamma_1/2)z} \cos(k_0(\epsilon_2 - \epsilon_1)z). \quad (54)$$

类似地，总光功率（方程(48)）给出如下

$$N(z) = \frac{1}{2} e^{-\Gamma_1 z} + \frac{1}{2} e^{-\Gamma_2 z}. \quad (55)$$

为了计算 Γ_1 和 Γ_2 ，可以采用复坐标方法[31]，其中将 x 坐标解析延拓至复平面使得可以计算各模式的衰减系数[15]。在此论文中，我们根据吸收边界条件下的光束传输方法计算的总光功率 $N(z)$ 估算衰减系数。

对于光栅振幅 $\alpha_0=2.0\mu\text{m}$ ，衰减系数 Γ_1 和 Γ_2 非常小（即，向发射模式的耦合不充分），因此在该传输距离中总光功率得以保持（参见图 3b）。定向耦合概率和光波传输分别显示在图 3b 和图 3c 中。实际上可以看出，对于 $\alpha_0=2.0\mu\text{m}$ 的光栅振幅，初始时位于右波导中的光功率在 135cm 之后转移至左波导。采用光束传输方法（参见图 3b）由方程（16）的直接解求得的差拍长度与方程（53）给出的 z_b ，即与由本征相位分离计算出的差拍长度很好地相符。在此情况下，差拍长度被缩短 3 个数量级以上。

B. 谐振增强定向耦合

首先看 Floquet-Bloch 算符的对称性。我们看到（方程(20)），本征相位 ϵ_n 即下式的本征值

$$\mathcal{H}^{FB}(x, z) = -\frac{1}{2k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + D(x - \alpha_0 \cos(\omega z)) - \frac{i}{k_0} \frac{\partial}{\partial z}. \quad (56)$$

Floquet-Bloch 算符 $\mathcal{H}^{FB}(x, z)$ 具有特殊的对称性。普遍的奇偶变换： $x \rightarrow -x$ ， $z \rightarrow z + \Lambda/2$ 使得 $\mathcal{H}^{FB}(x, z)$ 为不变量。因此，作为 $\mathcal{H}^{FB}(x, z)$ 本征函数的 Floquet-Bloch 函数可以分成奇宇称和偶宇称状态。其结果是，随着光栅振幅 α_0 的改变，可以实现不同对称性解之间的交叠以及相同对称性解之间的无交叠。

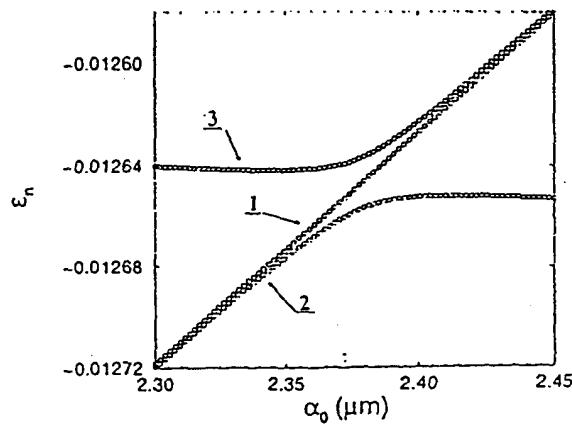


图 4

图 4. 由方程 (20) 和方程 (25) 所得的随光栅振幅 α_0 变化的本征相位 ϵ_n 。曲线在如图 2 所示的本征相位分离第一极大值相对应的 $\alpha_0=2.3788\mu\text{m}$ 处附近加以变化。标记 1 和 2 的本征相位轨迹属于对应于两个近似简并陷模 $\psi_1(x)$ 和 $\psi_2(x)$ 的两个 Floquet-Bloch 状态 (见方程(7)和图 1c)。标记 3 的本征相位轨迹属于对应于图 1b 所示陷模的第三 Floquet-Bloch 状态。

图 4 中放大了 $\alpha_0=2.3788\mu\text{m}$ 附近作为 α_0 函数的本征相位谱线, 其中 $\alpha_0=2.3788\mu\text{m}$ 对应于图 2 中本征相位分离增长的第一峰值。图 4 画出了本征相位 ϵ_n 随 α_0 变化的三个“轨迹”。其中两个 (标记为 1 和 2) 构成一对近似简并 Floquet-Bloch 状态, 对应于具有最低 d_n 的奇偶对模式, 如图 1c 所示。第三个 (标记为 3) 对应于由高阶模演变的一个 Floquet-Bloch 状态, 如图 1b 所示。这两个近似简并状态具有不同的奇偶性, 而第三个具有与其中之一相同的奇偶性。由于具有相同奇偶性的两个状态不能相交, 所以实现了仅与其中之一的无交叠。其结果是, 两个状态混合在一起, 并且不影响第三个状态。图 5 中画出了无交叠附近不同 α_0 值的三个 Floquet-Bloch 状态。混合的结果使得本征相位分离 $\Delta=|\epsilon_2-\epsilon_1|$ 显著增大 (2 个数量级, 如图 2 所示) 并且在无交叠点 $\alpha_0=2.3788\mu\text{m}$ 处达到最大值。在图 6a 中我们画出了准静态解 $\Phi_n(x,z)$ 对方程 (16) 的 z 相关解的贡献。可以看出, 对于 $\alpha_0=2.3788\mu\text{m}$, 具有三个主要的 Floquet-Bloch 状态。因此, 方程 (16) 的解近似如下

$$\begin{aligned} \Psi(x, z) \simeq & C_1 e^{-ik_0 \epsilon_1 z} \Phi_1(x, z) + C_2 e^{-ik_0 \epsilon_2 z} \Phi_2(x, z) \\ & + C_3 e^{-ik_0 \epsilon_3 z} \Phi_3(x, z), \end{aligned} \quad (57)$$

其中, $C_{1,2}$ 如方程 (50) 中定义并且

$$C_3 = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(x, 0) \Phi_3(x, 0) dx = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_2(x) \Phi_3(x, 0) dx \quad (58)$$

由于 $\psi_2(x)$ 和 $\Phi_3(x, 0)$ 具有相同的对称性。将方程 (57) 代入方程 (13), 得出在三模近似框架下的定向耦合概率的表达式:

$$P(z) = [C_1^2 - C_2^2 \cos(k_0(\epsilon_2 - \epsilon_1)z) - C_3^2 \cos(k_0(\epsilon_3 - \epsilon_1)z)]^2 + [C_2^2 \sin(k_0(\epsilon_2 - \epsilon_1)z) + C_3^2 \sin(k_0(\epsilon_3 - \epsilon_1)z)]^2. \quad (59)$$

在无交叠点处（见图 4 和图 5）， $\Phi_2(x,z)$ 和 $\Phi_3(x,z)$ 发生混频，并且 $\epsilon_3 - \bar{\epsilon} = -(\epsilon_2 - \bar{\epsilon})$ ，其中 $\bar{\epsilon} = (\epsilon_2 + \epsilon_3)/2$ 。由于在远离无交叠点处有 $\epsilon_1 \cong \epsilon_2$ ，我们得 $\epsilon_1 \cong \bar{\epsilon}$ 。因此在无交叠点处

$$\epsilon_2 - \epsilon_1 \cong -(\epsilon_3 - \epsilon_1). \quad (60)$$

由于混频， $\Phi_2(x,z) = \Phi_3(x,z)$ ，因此， $c_2 = c_3$ 。这样，将方程（60）代入方程（59）可得

$$P(z) = [C_1^2 - 2C_2^2 \cos(k_0(\epsilon_2 - \epsilon_1)z)]^2. \quad (61)$$

由于 $\Phi_1(x,z)$ 不受混频影响， $C_1^2 \approx 0.5$ 且 $C_2^2 \approx C_3^2 \approx 0.25$ （参见图 6a）。在此条件下，方程（61）变为

$$P(z) = \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos(k_0(\epsilon_2 - \epsilon_1)z) \right)^2. \quad (62)$$

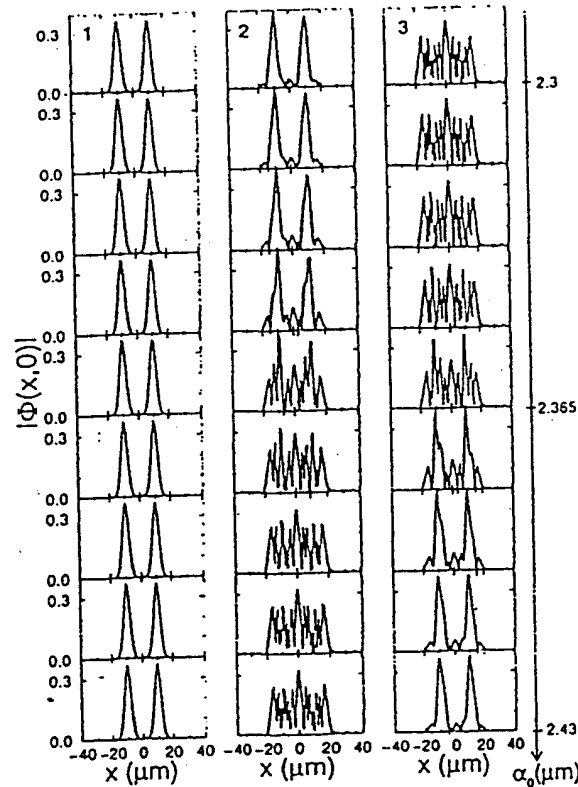


图 5

图 5. 随 x 变化的准静态解 $\Phi_n(x,0)$, 对应于图 4 所示的三个本征相位轨迹。 α_0 在 $2.3\mu\text{m}$ 至 $2.43\mu\text{m}$ 之间变化 (从上到下)。

可以看出, 尽管在无交叠点处三个 Floquet-Bloch 状态都有贡献, 但是在无交叠点处第三模式并不直接影响室内耦合概率, 从而差拍长度由方程 (53) 给出。因此差拍长度反比于两个近似简并态的两个本征相位之间的分离。在无交叠点处对应本征相位之间的分离由于其一模式与第三模式之间的相互作用而显著增大 (参见图 2 和图 4)。因此, 差拍长度被进一步缩短。图 6b 画出了 $\alpha_0=2.3788\mu\text{m}$ 时的光波传输。初始时位于右波导

中的光波被耦合至作为该波导结构“共用”高阶模之一的第三模式，并且在大约 3.7cm 之后其光能几乎全部位于左波导中。因此，对于 $\alpha_0=2.3788\mu\text{m}$ ，差拍长度比无扰动波导短 5 个以上数量级。利用光束传输方法获得的差拍长度再次与根据本征相位分离计算的差拍长度良好一致。然而，对于 $\alpha_0=2.3788\mu\text{m}$ ，由于光学损耗而使定向耦合并不完全。与双模近似类似，可以将向发射模式的耦合包含在如下模型中

$$P(z) = \left(\frac{1}{2}e^{-(\Gamma_1/2)z} - \frac{1}{2}e^{-(\Gamma_2/2)z} \cos(k_0(\epsilon_2 - \epsilon_1)z) \right)^2, \quad (63)$$

并且

$$N(z) = \frac{1}{2}e^{-\Gamma_1 z} + \frac{1}{4}e^{-\Gamma_2 z} + \frac{1}{4}e^{-\Gamma_3 z} = \frac{1}{2}e^{-\Gamma_1 z} + \frac{1}{2}e^{-\Gamma_2 z}, \quad (64)$$

其中 Γ_1 为无混频模式 $\Phi_1(x,z)$ 的衰减系数， $\Gamma_2 = \Gamma_3$ 为混频模式 $\Phi_2(x,z)$ 和 $\Phi_3(x,z)$ 的衰减系数。在远离无交叠点处，两个近似简并模的衰减系数 Γ_1 和 Γ_2 非常接近，并且远小于第三模式的衰减系数 Γ_3 。这是由于第三高阶模的传输常数更接近于截止值 kn_0 (即 dn 更接近于零)，因此该模式与发射模式 [$\beta < kn_0; (dn > 0)$] 的耦合也更有效率得多。对于光栅振幅 $\alpha_0 = 2.3788\mu\text{m}$ ，近似简并模之一耦合至第三模式，从而它们等量增殖，使得 $\Gamma_3 = \Gamma_2 \gg \Gamma_1$ 。因此，对于 $\Gamma_2 \gg \Gamma_1$ ，所以对于小的传输距离，有 $P(z) \cong \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{2}e^{-(\Gamma_2/2)z} \cos(k_0(\epsilon_2 - \epsilon_1)z) \right]^2$ ，并且对于中等距离，有 $P(z) \cong \left[\frac{1}{2}e^{-(\Gamma_2/2)z} \right]^2 \approx 0.25$ (参见图 7a)。在这些距离上，第二和第三模式消失，只有非耦合模式 ($\Phi_1(x,z)$) 得以保留。图 7b 画出了对于 $\alpha_0 = 2.3788\mu\text{m}$ 的总光功率 $N(z)$ 。光学损耗取决于两个 (快和慢) 指数，从而 $\Gamma_1 = 1.5 \times 10^{-3} \text{m}^{-1}$ 且 $\Gamma_2 = 2.5 \text{m}^{-1}$ 。在图 7a 和图 7b 的插图中，将利用光束传输方法所得的数值解与方程 (63) 和方程 (64) 加以比较。可以看出结果在定量上是一致的。

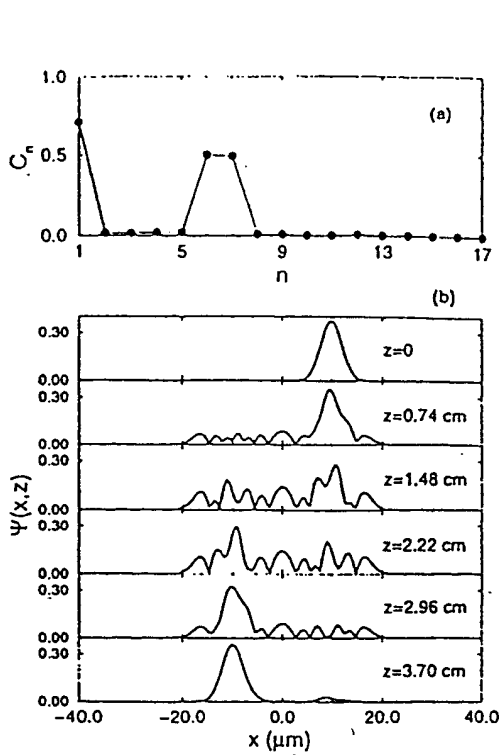


图 6

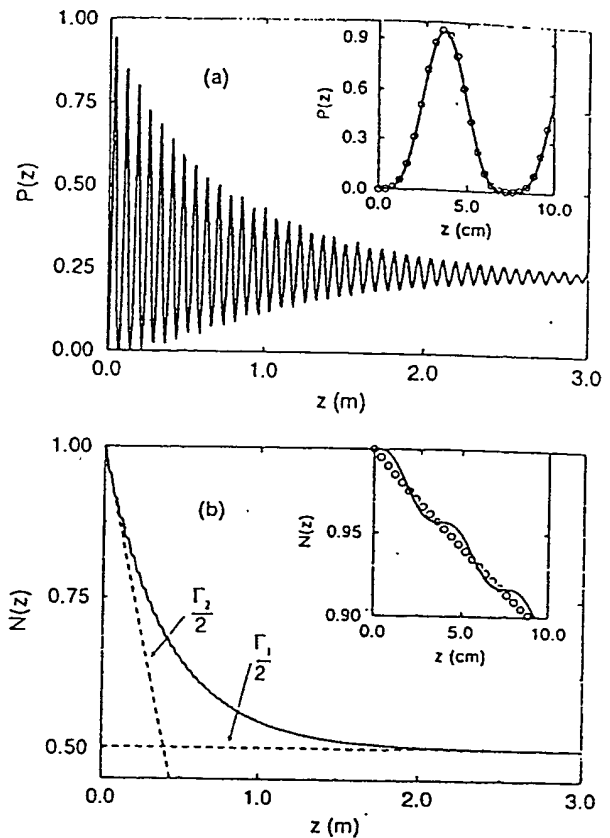


图 7

图 6. (a) 如图 3a, 对于光栅振幅度 $\alpha_0=2.3788\mu\text{m}$. (b) $\alpha_0=2.3788\mu\text{m}$ 时对于不同 z 值的随 x 变化的方程(16) $\Psi(x,z)$ 函数的解. 差拍长度 $z_b=3.7\text{cm}$.

图 7. (a) 对于 $\alpha_0=2.3788\mu\text{m}$, 随 z 变化的方程 (13) 限定的定向耦合概率 $P(z)$. 插图: 实线代表图 7a 中所示 $P(z)$ 但在差拍长度值附近放大; 圆圈代表方程 (63) 给出的定向耦合概率. (b) 实线: 对于 $\alpha_0=2.3788\mu\text{m}$ 随 z 变化的方程 (48) 限定的总定向光功率 $N(z)$; 虚线: $1-(\Gamma_2/2)z$ 和 $1/2-(\Gamma_1/2)z$ 函数. 插图: 实线代表图 7b 中所示 $N(z)$ 但在差拍长度值附近放大; 圆圈代表方程 (64) 给出的总光功率.

总之, 我们证明了谐振中间横耦合可以显著增强定向耦合 (在我们的例子中超过 5 个数量级). 当光栅的振幅和频率使得奇偶对模式与中间相互作用模式的本征相位之差等于 ω/k_0 时产生增强效率.

C. 抑制的定向耦合

从图 2 可以看出, 对于特定的 α_0 值, 第一对本片相位之间的分离消失。由于第一对 Floquet-Bloch 状态具有不同的奇偶性, 所以其两个对应的本征相位可以交叠。当其发生交叠时定向耦合可以被全部抑制。在我们研究的例子中, 例如对于 $\alpha_0=4.0$ (参见图 2), 对应的本征相位发生交叠, 并且由于两个 Floquet-Bloch 状态的贡献仍然占优势 (未画出), 使得方程 (16) 的 z 相关解非常接近于 Floquet-Bloch 算符两个精确简并本征态的线性组合。该线性组合是 Floquet-Bloch 算符的本征态。因此初始位于右波导中的光波不会与左波导中的发生交叠。由于存在向发射模式的较小耦合, 其光能最终会被损耗, 但是在 3 米的传输之后其损耗仍然可以被忽略 (未画出)。

我们强调此处所示的定向耦合增强和抑制作用是基于中等光栅 (即远大于光波长的光栅周期和小的光栅振幅) 的。对于小的光栅周期和大的光栅振幅, 其准静态解明显不同于无扰动波导的本征模, 并且大量的准静态解共同影响正相关光波。另外, 在此情况下, 傍轴近似可能不成立且背反射效应变得很明显。

IV 结论

通过采用长周期小振幅的周期性光栅可以在两个相同波导构成的定向耦合器中获得有效的能量耦合, 而无需形成尖锥 (Tapering)。此处所述的原理可适用于集成光学器件中的受控光能转换。该现象是基于光学模式的对称性的。位于一个波导中并且是奇模和偶模的线性组合的初始状态与一第三高阶模相互作用, 使得具有相同对称性的两个模式稳固耦合。可以找出定向耦合最有效时的光栅振幅特定值, 使得差拍长度缩短数个数量级 (在我们的例子中为 5 个数量级)。在傍轴近似的框架下进行了数值研究。由于该效果是基于中等光栅的, 所以该近似应当是合理的。将该研究从傍轴近似加以推广不属于本文讨论的范围, 目前正在研究之中。

附录

为了计算 Floquet-Bloch 状态及本征相位 [方程 (20)], 利用基本函

数 $[\chi_m(z), \Phi_n(x)]$ 以矩阵表示 Floquet-Bloch 算符 $H^{FB}(x, z)$,

$$\chi_m(z) = \sqrt{\frac{1}{\Lambda}} e^{im\omega z}; \quad m = -N_z/2, \dots, 0, \dots, N_z/2 \quad (65)$$

且

$$\phi_n(x) = \sqrt{\frac{1}{L_x}} e^{in\frac{2\pi}{L_x}x}; \quad n = -N_x/2, \dots, 0, \dots, N_x/2, \quad (66)$$

其中 L_x 为包层的宽度。 H^{FB} 的二维矩阵表达式中的 (n, m) , (n', m') 单元由下式给出

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{(n,m),(n',m')}^{FB} &= \left(\frac{2\pi^2}{k_0^2 L_x^2} n^2 + \frac{\omega}{k_0} m \right) \delta_{n,n'} \delta_{m,m'} + \\ &+ D_{(n,m),(n',m')}. \end{aligned} \quad (67)$$

其中

$$\begin{aligned} D_{(n,m),(n',m')} &= \\ &= \int_0^\Lambda dz \int_{-L_x/2}^{L_x/2} dx \chi_m^* \phi_n^* D(x, z) \chi_{m'} \phi_{n'}. \end{aligned} \quad (68)$$

方程(6)中给出的 $D(x, z)$ 是 x 和 z 的复合函数, 需要大量的傅里叶基本函数。为了简化计算, 我们采用如下变换:

$$\Psi(x, z) = e^{-\alpha_0 \cos(\omega z) \frac{\partial}{\partial x}} F(x, z) = F(x - \alpha_0 \cos(\omega z), z). \quad (69)$$

将 $\Psi(x, z)$ 代入方程(16)并且乘以 $e^{\alpha_0 \cos(\omega z) \frac{\partial}{\partial x}}$, 得下式的解 $F(x, z)$

$$\hat{H}(x, z)F(x, z) = \frac{i}{k_0} \frac{\partial F(x, z)}{\partial z}, \quad (70)$$

当

$$\tilde{H}(x; z) = -\frac{1}{2k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \alpha_0 \omega \frac{i}{k_0} \frac{\partial}{\partial x} \sin(\omega z) + D(x). \quad (71)$$

Floquet-Bloch 解 $F_n(x, z)$ 给出如下

$$F_n(x, z) = e^{-ik_0 \epsilon_n z} Q_n(x, z), \quad (72)$$

其中 ϵ_n 和 $Q_n(x, z)$ 为 $H^{FB}(x, z)$ 的本征值和本征矢量:

$$\tilde{H}^{FB}(x, z) Q_n(x, z) = \epsilon_n Q_n(x, z), \quad (73)$$

当

$$\tilde{H}^{FB}(x, z) = -\frac{1}{2k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \alpha_0 \omega \frac{i}{k_0} \frac{\partial}{\partial x} \sin(\omega z) + D(x) - \frac{i}{k_0} \frac{\partial}{\partial z}. \quad (74)$$

方程 (73) 和方程 (20) 的两个周期性 Floquet-Bloch 算符具有相同的本征本征相位 (ϵ_n)。由方程 (65) 和方程 (66) 给出的二维基本表达式的 $\bar{H}_{FB}(x, z)$ 的矩阵单元可以解析求得:

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{(n,m),(n',m')}^{FB} &= \left(\frac{2\pi^2}{k_0^2 L_x^2} n^2 + \frac{\omega}{k_0} m \right) \delta_{n,n'} \delta_{m,m'} + \\ &+ \frac{\alpha_0 \omega \pi}{ik_0 L_x} n \delta_{n,n'} (\delta_{m,m'+1} - \delta_{m,m'-1}) \\ &+ D_{n,n'} \delta_{m,m'}. \end{aligned} \quad (75)$$

其中

$$D_{n,n'} = \int_{-L_x/2}^{L_x/2} dx \phi_n^*(x) D(x) \phi_{n'}(x) = \frac{D_0}{L_x} \sqrt{\frac{\pi}{a}} \times \\ \times \exp\left(-\frac{\pi^2}{L_x^2 a} (n' - n)^2\right) 2 \cos\left((n' - n) \frac{2\pi}{L_x} x_1\right). \quad (76)$$

通过使单周期传输函数 U (方程(24)) 对角化可以求得 Floquet-Bloch 状态 $\Phi_n(x,z)$ 和本征相位 (ϵ_n)。利用 Peskin 和 Moiseyev 提出的 (t,t') 方程 [32] 可以求得方程 (70) 的解如下

$$F(x, z = k\tau) = \prod_{k=1}^K \hat{U}[k\tau - (k-1)\tau] F(x, z = 0), \quad (77)$$

即, 通过依次应用单步传输函数, 其中 $k_\tau = \Lambda$ 且 Λ 为光栅的周期长度。传播函数 $\hat{u}[k\tau \leftarrow (k-1)\tau]$ 的矩阵表达式给出如下

$$U_{n,n'}[k\tau - (k-1)\tau] = \sum_{m=-N_z/2}^{N_z/2} \exp(i\frac{2\pi}{\Lambda} m k \tau) \mathcal{H}_{(n,m)(n',0)}, \quad (78)$$

其中矩阵 H 给出如下

$$\mathcal{H} = e^{-ik_0 \bar{\mathcal{H}}^{\text{FB}} \tau} \simeq I - ik_0 \tau \bar{\mathcal{H}}^{\text{FB}} - \frac{k_0^2 \tau^2}{2} [\bar{\mathcal{H}}^{\text{FB}}]^2 + \dots \quad (79)$$

且 \bar{H}^{FB} 为方程 (75) 所定义的 Floquet-Bloch 矩阵。从方程 (78) 可以看出, 仅需要矩阵 H 中间部分行列的计算 (这是因为初始态与 z 无关 [32], [15])。因此, 采用 (t,t') 方法减少了为获得收敛结果所需的 Floquet-Bloch 通道的数量。在我们研究的例子中, 对于所研究的所有光栅振幅, 为获得收敛结果采用 201 个 x 坐标下的傅里叶基本函数 (方程(66)) 和 7 个 Floquet-Bloch 通道 ($N_z=7$) (方程(65)) 就足够了。单周期传播函数 U ($\Lambda \leftarrow 0$) 是采用 $K=1000z$ 步骤计算的。

参考书目

- [1] D. Marcuse, 介电光学波导理论, Academic Press, 第二版, 1991, 在此作为参考。
- [2] A. W. Snyder 以及 J. D. Love, 光学波导理论, Charman & Hell, 1995, 在此作为参考。
- [3] D. L. Lee, 集成光学的电磁原理, John Wiley and Sons, New York, 1986.
- [4] D. Marcuse, 光传输光学, Van Nostrand Reinhold, Princeton, New Jersey, 第二版, 1982.
- [5] W. P. Huang 以及 H. A. Haus, “光栅辅助的耦合器中的能量交换”, 光波技术杂志, 卷 LT-7, 第 920-924 页。
- [6] R. G. Hunsperger, 集成光学, 原理和工艺, Springer Verlag, 第二版, 1984.
- [7] D. Marcuse, “不全同的非对称性板制作的定向耦合器, 部分 II: 光栅辅助的耦合器”, 光波技术杂志, 卷 LT-5, 第 268-273 页, 1987.
- [8] G. Griffel 以及 Yariv, “光栅辅助的定向耦合器的频率响应和可调谐性”, 量子电子学杂志, 卷 27, 第 1115-1118 页, 1991.
- [9] W. P. Huang, J. Hong 以及 Z. M. Mao, “对于平行的光栅辅助的共向耦合器, 基于复合模的改进的耦合模的形成”, 量子电子学杂志, 卷 29, 第 2805-2812 页, 1993.
- [10] Q. Gua 以及 W. P. Huang, “基于同向相移光栅辅助的耦合器的与偏振无关的光学滤波器 - 理论和设计”, IEEE proceed, 光电子学, 卷 143, 第 173-177 页, 1996.
- [11] N. H. Sun, J. K. Butler, G. A. Evans, L. Pang 以及 P. Congdon, “利用 Floquet-Bloch 理论分析光栅辅助的定向耦合器”, 光波技术杂志, 卷 15, 第 2301-2315 页, 1997.
- [12] S. J. Krivoslykov 以及 A. B. Valyaev, “利用大规模周期性

纵向不均匀性控制有源或无源梯度折射率波导中的模式结构”；现代光学杂志，卷 40，第 265 - 268 页，1993。

[13] M. D. Poit 以及 J. A. Fleck, “利用快速付立叶变换用以解决圆柱形几何形状中传播问题的抽样频谱方法”；光学通报，卷 14，第 662 - 664 页，1989。

[14] J. Yu, D. Yevick 以及 D. Weidman, “光束传播和耦合模方法的比较：应用于光纤光纤耦合器”；光波技术杂志，卷 12，第 797 - 802 页，1994。

[15] I. Vorobeichik, U. Peskin 以及 N. Moiseyer, “模态失真及通过复合 (t, t') 法设计光纤中的模态辐照图案”；美国光学会志，B，卷 12，第 1133 - 1141 页，1995。

[16] I. Vorobeichik, N. Moiseyer 以及 D. Neuhauser, “标量麦克斯韦方程中二次导数旁轴项对光纤中振幅损失和反射的作用”；美国光学会志，B，卷 14，第 1208 - 1213 页，1997。

[17] W. A. Lin 以及 L. E. Ballentine, “受激的非简谐波振荡器中的量子隧道效应和无序”；物理评论通报，卷 65，第 2927 - 2930 页，1991。

[18] A. Peres, “动态准退化和量子隧道效应”；物理评论通报，卷 67，第 158 - 159 页，1991。

[19] F. Grossmann, T. Dittrich, P. Jung 以及 P. Hanggi, “隧道效应的相干破坏”；物理评论通报，卷 67，第 516 - 519 页，1991。

[20] J. M. Gomez L. lorente 以及 J. Plata, “双能级系统中隧道效应的控制”；物理评论 A，卷 45，第 R6958 - R6961 页，1992。

[21] R. Utermann, T. Dittrich 以及 P. Hanggi, “受激的双稳态系统中隧道效应和无序的冲击”；物理评论，E，卷 49，第 273 - 280 页，1994。

[22] M. Latka, P. Grigolini 以及 B. J. West, “避免无序产生的水平跨接和隧道效应”；物理评论，A，卷 50 第 1071 - 1081 页，1994。

[23] T. Dittrich, B. Oelschlägel 以及 Hänggi, “具有损耗的受激隧道效应”；欧洲物理通报，卷 22，第 5 - 10 页，1993。

〔24〕 S. Tomsovic 以及 D. Ullmo, “无序辅助的隧道效应”, 物理评论, E, 卷 50, 第 145 - 162 页, 1994.

〔25〕 P. Kuchment, 用于偏微分方程的 Floquet 理论, Birkhäuser, 1993.

〔26〕 J. J. Sakurai, 现代量子力学, Addison - Wesley, 修订版, 1994.

〔27〕 L. D. Landau 以及 E. M. Lifshitz, 理论物理教程, 量子力学, 卷 3, Pergamon Press, 第二版, 1965.

〔28〕 I. Vorobeichik 以及 N. Moiseyev. (在准备中).

〔29〕 M. D. Feit 以及 J. A. Fleck, “梯度折射率光纤中的光传播”, 应用光学, 卷 17, 第 3990 - 3998 页, 1978.

〔30〕 M. D. Feit 以及 J. A. Fleck, “通过传播光束方法计算梯度折射率多模光纤中的色散”, 应用光学, 卷 18, 第 2843 - 2851 页, 1978.

〔31〕 N. Moiseyev, “谐振的量子理论: 通过复数换算计算能量、宽度和截面”, 物理报导, C, 1998, (正在印刷).

〔32〕 U. Peskin 以及 N. Moiseyev, “通过 (t, t') 方法解与时间相关的 Schrödinger 方程: 理论, 计算算法和应用”, 化学物理杂志, 卷 99, 第 4590 - 4595 页, 1993.

附件作者:

I. Vorobeichik - 以色列工艺研究所化学部工程师, 以色列, 海法, 32000, E-mail: chrilya@chem.technion.ac.il.

M. Orenstein - 以色列工艺研究所电气工程部工程师, 以色列, 海法, 32000, E-mail: meiro@ee.technion.ac.il.

N. Moiseyev - 以色列工艺研究所, 化学及矿产部, 复杂系统非线性物理中心, 工程师, 以色列, 海法, 32000, E-mail: nimrod@chem.technion.ac.il.

第二部分 有源中间态耦合器

“中间态耦合器 (ISC)” 的无源应用对于制造短耦合器十分重要, 然而若将相同原理用于有源器件可获得更加广泛的应用。有源器件一般可分成两类 - 一类是周期结构固定, 其性能控制通过改变波导结构的折射率分布 (通过电光效应) 来实现; 第二类是基于固定波导结构和感性周期结构 - 这对于大多数应用场合都是一种优选途径。

对于动态感应光栅可采用两种基本方法 - 实时方法和非实时方法。这两种方法都是基于在波导结构上施加周期性机械压力。该周期性压力通过材料密度调制转成折射率。

- 非实时方法 - 将该结构压向一个精细“螺钉” (screw), 其尖端关于所需周期, 其受控压力幅度关于该周期性结构的 α_0 参数。通过机械控制可以调整该器件的性能。已有采用类似方法用于将来自光纤的光束耦合至自由空间, 但没有应用于 ISC 的类似方案。

- 实时方法 - 可以向介质发射声波以产生瞬态压力波。该方法使得可以向瞬态光栅引入受控频率和振幅。可以以此来切换器件的耦合效率从而可用作动态路由器。另外, 在无源设计中, 由于满足谐振需要十分苛刻的器件参数, 所以很难利用耦合效率的谐振。利用基于动态调谐的声波, 通过仔细调谐声波的频率和振幅, 则有可能满足谐振参数。已有提出采用声波结合波导用于光学数据流的直接调制或滤波, 但没有类似于对 ISC 的应用。

对于平面波导器件, 通过在波导结构 (可以是玻璃或半导体基底的) 的顶部安装一个交指型变换器在压电晶体 (例如 ZnO) 上, 可以将声波发射成“表面声波 (SAW)”。对于波导内嵌系统例如光纤可以采用立体声波。

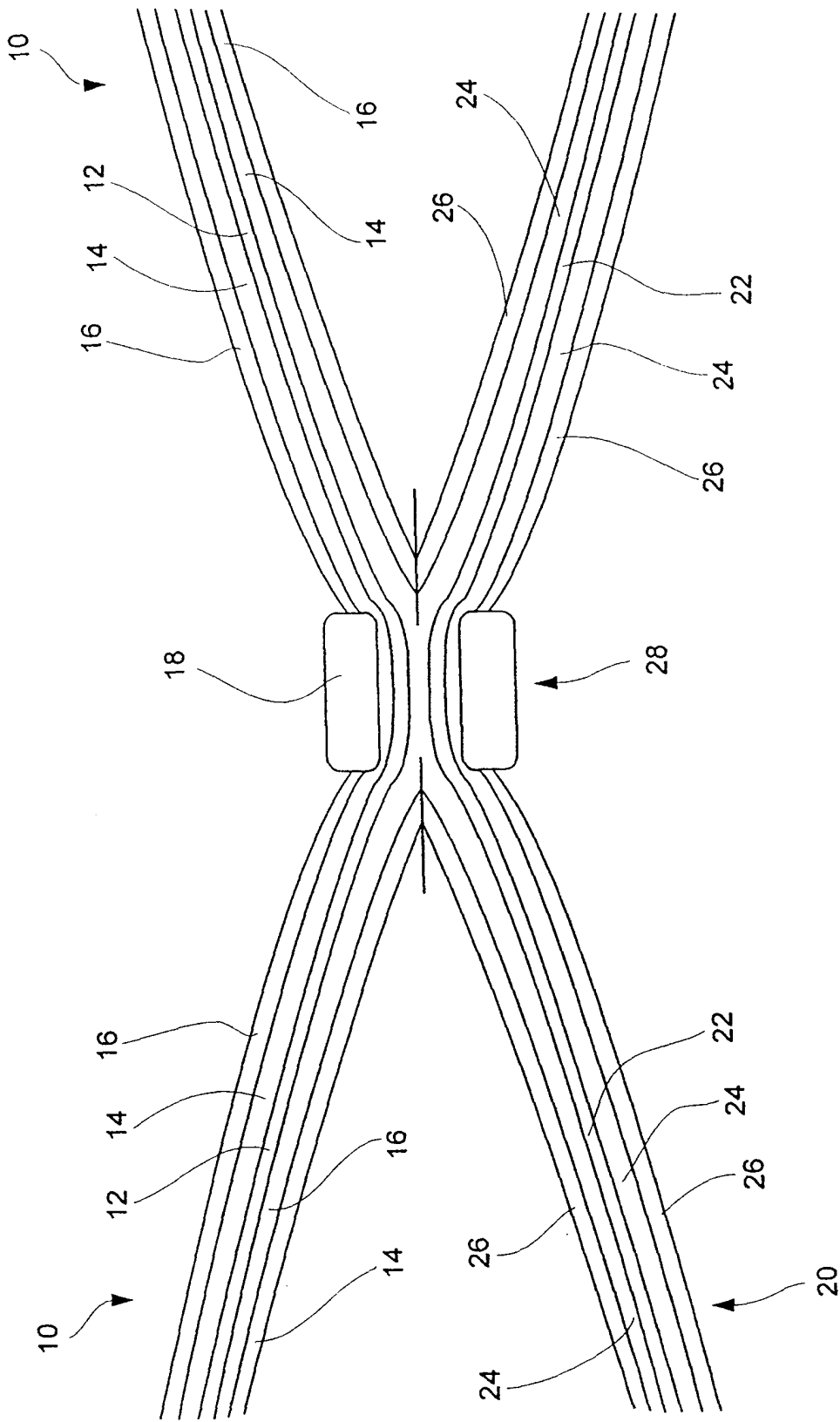


图1(现有技术)

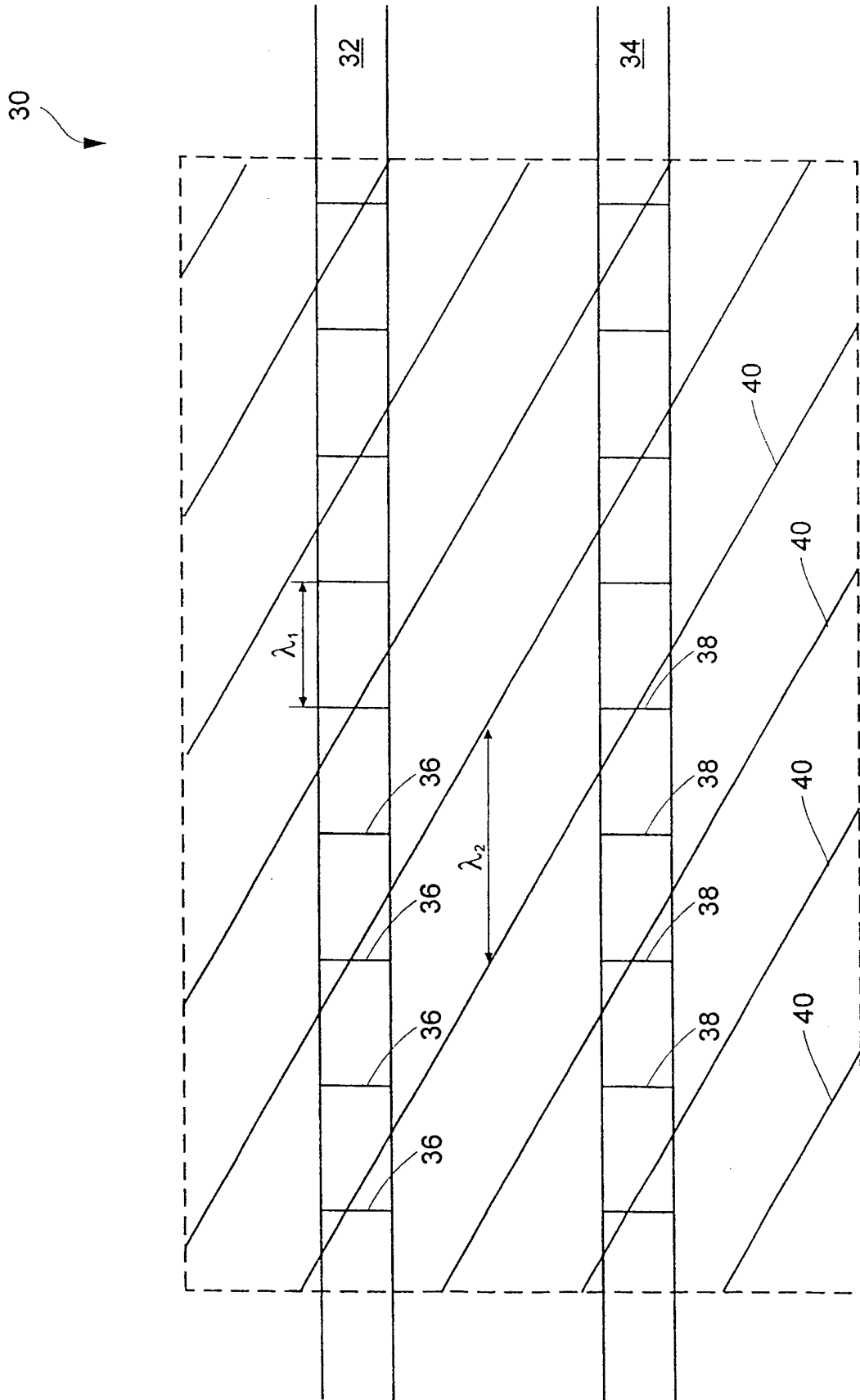


图2

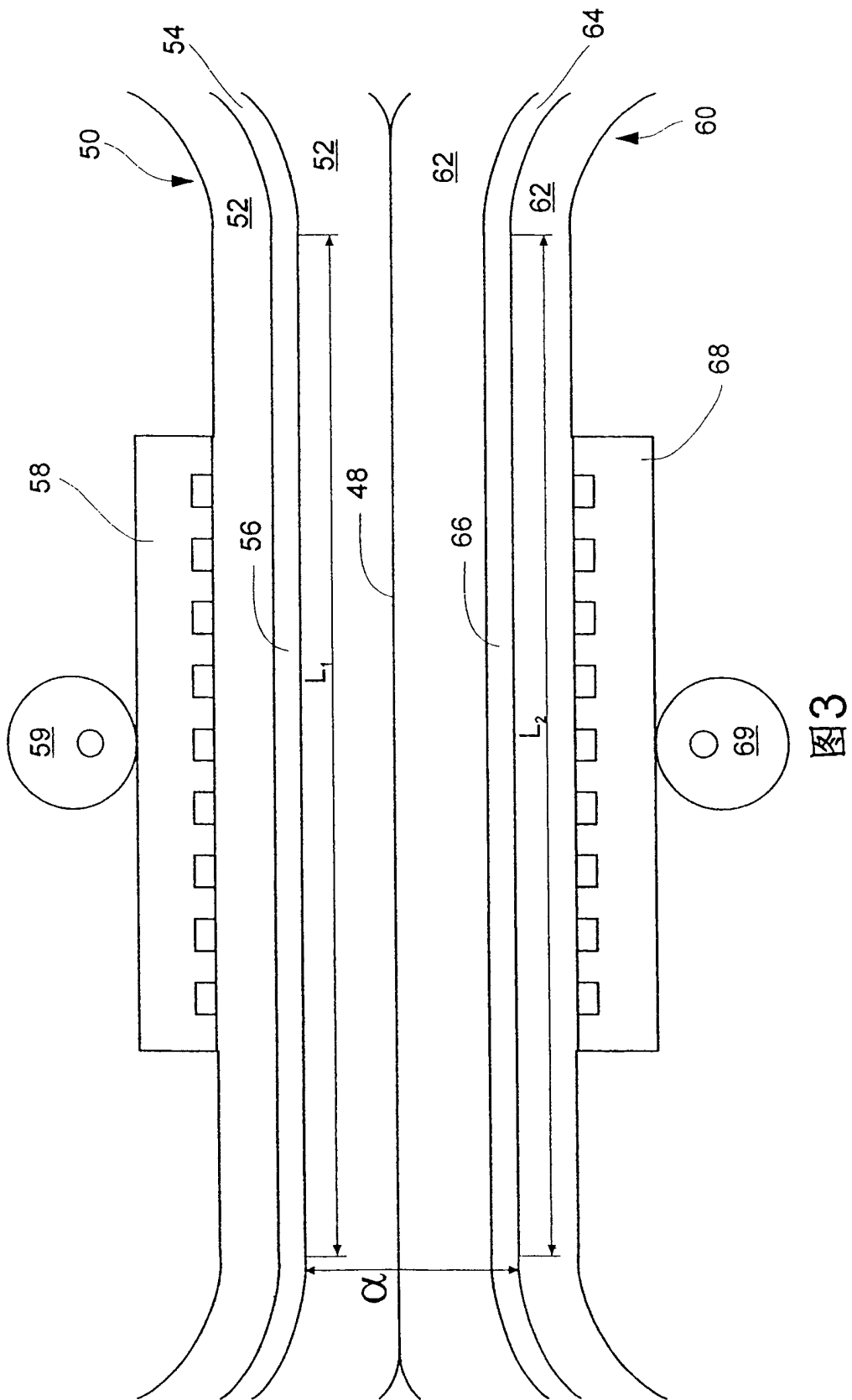


图3

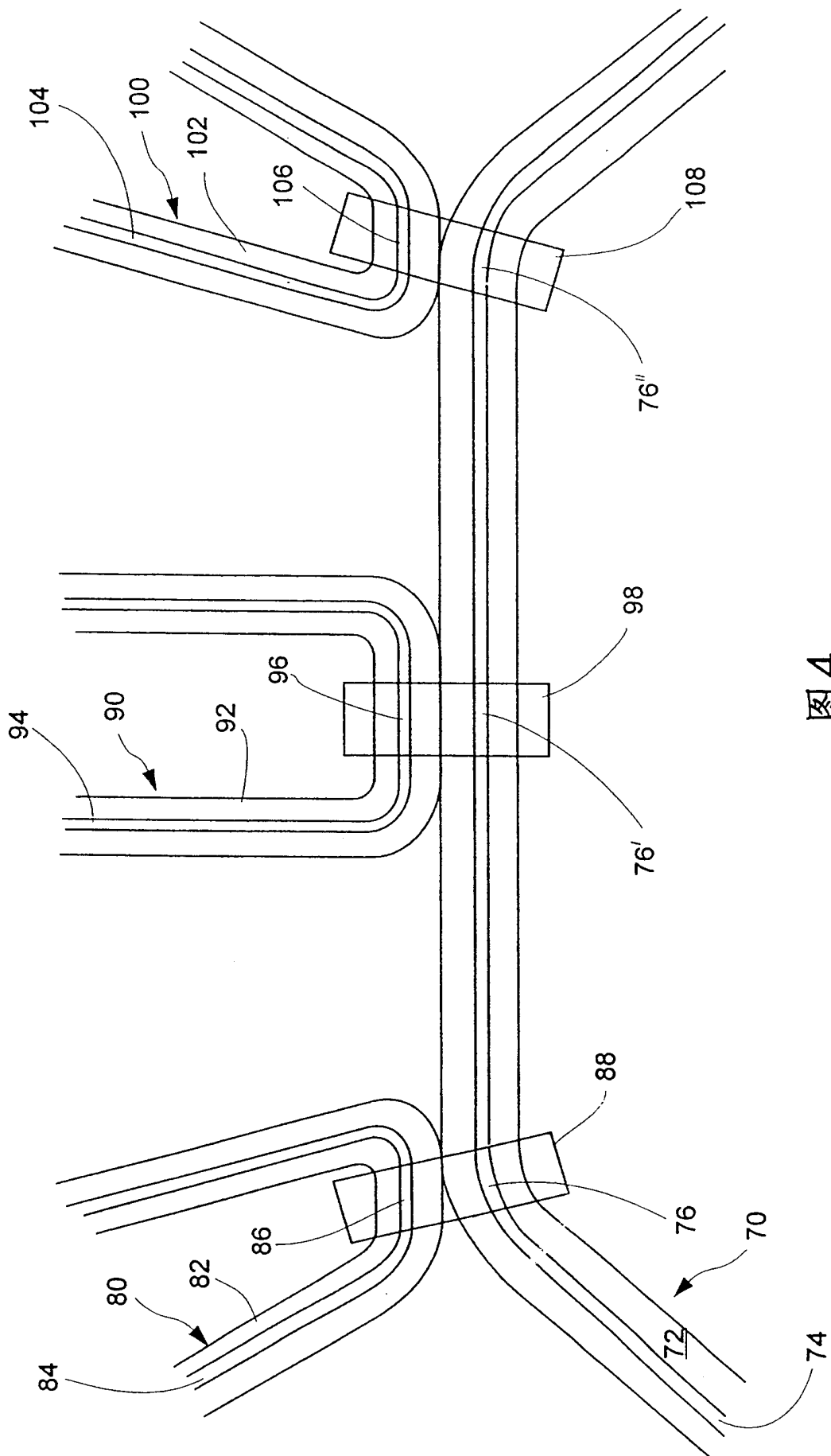


图4