(19) **Bundesrepublik Deutschland**
Deutsches Patent- und Markenamt

(10) **DE 600 33 839 T2** 2007.11.08

(12) # Übersetzung der europäischen Patentschrift

(97) **EP 1 226 460 B1**
(21) Deutsches Aktenzeichen: **600 33 839.8**
(86) PCT-Aktenzeichen: **PCT/US00/28292**
(96) Europäisches Aktenzeichen: **00 972 119.2**
(87) PCT-Veröffentlichungs-Nr.: **WO 2001/033267**
(86) PCT-Anmeldetag: **11.10.2000**
(87) Veröffentlichungstag der PCT-Anmeldung: **10.05.2001**
(97) Erstveröffentlichung durch das EPA: **31.07.2002**
(97) Veröffentlichungstag der Patenterteilung beim EPA: **07.03.2007**
(47) Veröffentlichungstag im Patentblatt: **08.11.2007**

(51) Int Cl.[8]: ***G02B 6/26*** (2006.01)
G02F 1/01 (2006.01)
G02F 1/313 (2006.01)
G02B 6/34 (2006.01)

(30) Unionspriorität:
434709 **04.11.1999** **US**

(84) Benannte Vertragsstaaten:
DE, FR, GB

(73) Patentinhaber:
Intel Corp., Santa Clara, Calif., US

(72) Erfinder:
DEACON, David A., Los Altos, CA 94022, US

(74) Vertreter:
PRÜFER & PARTNER GbR, 81479 München

(54) Bezeichnung: **Abstimmbare ADD/DROP UND CROSS-CONNECT Vorrichtungen**

Anmerkung: Innerhalb von neun Monaten nach der Bekanntmachung des Hinweises auf die Erteilung des europäischen Patents kann jedermann beim Europäischen Patentamt gegen das erteilte europäische Patent Einspruch einlegen. Der Einspruch ist schriftlich einzureichen und zu begründen. Er gilt erst als eingelegt, wenn die Einspruchsgebühr entrichtet worden ist (Art. 99 (1) Europäisches Patentübereinkommen).

Die Übersetzung ist gemäß Artikel II § 3 Abs. 1 IntPatÜG 1991 vom Patentinhaber eingereicht worden. Sie wurde vom Deutschen Patent- und Markenamt inhaltlich nicht geprüft.

Beschreibung

Gebiet der Erfindung

[0001] Diese Erfindung betrifft Laser-Anordnungen, die optische Energie mit einer exakt gesteuerten optischen Frequenz erzeugen, insbesondere für den Einsatz in Telekommunikationsanwendungen. Insbesondere betrifft die Erfindung Anordnungen, die eine festgelegte optische Frequenz unabhängig von Temperaturschwankungen erzeugen und dabei unter alternativen optischen Frequenzen durch ein thermisches oder elektrisches Feld oder mit anderen Steuermitteln abgestimmt oder geschaltet werden können, ohne die festgelegten Frequenzen zu modifizieren.

Hintergrund der Erfindung

[0002] Diese Erfindung betrifft Laser-Anordnungen, die optische Energie mit einer exakt gesteuerten optischen Frequenz erzeugen, insbesondere für den Einsatz in Telekommunikationsanwendungen.

[0003] Insbesondere betrifft die Erfindung Anordnungen, die eine festgelegte optische Frequenz unabhängig von Temperaturschwankungen erzeugen und dabei unter alternativen optischen Frequenzen durch ein thermisches oder elektrisches Feld oder mit anderen Steuermitteln abgestimmt oder geschaltet werden können, ohne die festgelegten Frequenzen zu modifizieren.

[0004] Die steigende Nachfrage nach Teilnehmerbandbreite hat zu einem großen Druck zur Erweiterung der Kapazität der Telekommunikationsnetze geführt. DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing; dichtes Wellenlängen-Multiplexing) ermöglicht zwar die Verwendung vorhandener Lichtwellenleiter für hohe Bandbreiten, aber für eine Bereitstellung hoher Bandbreiten für einen großen Bereich von Kunden werden kostengünstige Komponenten benötigt. Schlüsselkomponenten sind unter anderem die Quelle, der Detektor und Leitweglenkungskomponenten, aber diese Komponenten sollten vorzugsweise an einen der Frequenzkanäle adressierbar sein. Diese Kanäle sind zurzeit von der ITU als $v_n = v_0 \pm n\,dv$ definiert, wobei v_0 die optische Mittenfrequenz 193,1 THz ist und dv der festgelegte Kanalabstand ist, der gleich einem Vielfachen von 100 GHz oder 50 GHz sein kann. Es sind auch Systeme vorgeschlagen worden, die auf anderen festen Abständen basieren und die auf ungleichmäßigen Frequenzabständen basieren.

[0005] Halbleiterlaser mit integrierten Gittern, wie etwa DFB- und DBR-Laser, werden zurzeit zur Herstellung von Frequenz-spezifischen Lasern verwendet, die zur Übertragung über Lichtwellenleiter benötigt werden. Aber die gegenwärtigen Herstellungsverfahren erlauben wegen Schwankungen des Brechungsindex bei den Materialien auf InP-Basis keine Produktion mit hoher Ausbeute für einen bestimmten Frequenzkanal. Da Siliciumdioxid, Polymere und andere optische Materialien einen Brechungsindex mit einer größeren Stabilität bieten, sind zahlreiche Arten von Hybridlasern untersucht worden, bei denen ein Halbleiter-Verstärkungsmedium mit einem Gitter kombiniert wird, das aus einem anderen Material hergestellt ist. Es sind Einfrequenz-Wellenleiter-Hybridlaser mit Halbleiter-Wellenleiterverstärkern vorgeschlagen worden, um die Vorteile der Frequenzselektivität und Abstimmbarkeit zu erhalten. Siehe beispielsweise J. M. Hammer et al., Appl. Phys. Lett. 47 183 (1985), die ein Gitter in einem externen Planarwellenleiter verwendeten; E. Brinkmeyer et al., Elect. Lett. 22 134 (1986), E. I. Gordon, US-Patent Nr. 4.786.132, 22.11.1988 und R. C. Alferness, US-Patent Nr. 4.955.028, 04.09.1990, die ein Gitter in einem Lichtwellenleiter verwendeten; D. M. Bird et al., Elect. Lett. 27 1116 (1991), die ein UV-induziertes Gitter verwendeten; W. Morey, US-Patent Nr. 5.042.898, 27.08.1991, die ein Lichtwellenleiter-Gitter mit einem temperaturkompensierten Gehäuse verwendeten; P. A. Morton et al., Appl. Phys. Lett. 64 2634 (1994), die ein Chirp-Gitter verwendeten; D. A. G. Deacon, US-Patent Nr. 5.5.04.772, 02.04.1996, der mehrere Gitter mit optischen Schaltern verwendete; J. M. Chwalek, US-Patent Nr. 5.418.802, 23.05.1995, der ein elektrooptisches Lichtwellenleiter-Gitter verwendete; R. J. Campbell et al., Elect. Lett. 32 119 (1996), die einen abgewinkelten Halbleiterdioden-Wellenleiter verwendeten, T. Tanaka et al., Elect. Lett. 32 1202 (1996), die die Flip-Chip-Bondtechnik verwendeten; und J.-M. Verdiell, US-Patent Nr. 5.870.417, 09.02.1999, der eine Einstellung für den Einmodenbetrieb durchführte. Außerdem sind Einfrequenz-Hybridwellenleiter-Laser mit Lichtwellenleiterverstärkern vorgeschlagen worden (siehe D. Huber, US-Patent Nr. 5.134.620, 28.07. 1992, und F. Leonberger, US-Patent Nr. 5.317.576, 31.05.1994).

[0006] Heute stehen zahlreiche widerstandsfähige thermooptische Materialien, unter anderem Glas- und Polymer-Materialsysteme, zur Verfügung, die ebenfalls zur Herstellung von Lichtwellenleiter-Komponenten verwendet werden können [siehe M. Haruna et al., IEE Proceedings 131H 322 (1984), und N. B. J. Diemeer et al., J. Light. Technology, 7, 449-453 (1989)]. Seit kurzem werden thermisch abstimmbare Gitter in Polymer-Wellenleitern und -Resonatoren hergestellt [siehe L. Eldada et al., Proceedings of the Optical Fiber Communications Conference, Optical Society of America, S. 98 (1999), und N. Bouadma, US-Patent Nr. 5.732.102, 24.03.1998)].

[0007] Die Temperaturkompensation bei Laserresonatoren ist eine Anforderung an Komponenten, die in den schmalen Absolutfrequenzbändern der DWDM-Spezifikation stabil arbeiten müssen. Es sind

temperaturkompensierte Resonatoren, die Polymer-Materialien verwenden, vorgeschlagen worden [siehe K. Tada et al., Optical and Quantum Electronics, 16 463 (1984), und Y. Kokubun et al., Proceedings of the integrated Photonics Research Conference, Optical Society of America, S. 93 (1998)]. Außerdem sind temperaturkompensierte Gehäuse für Anordnungen mit Lichtwellenleiter-Gittern vorgeschlagen worden [siehe W. Morey, US-Patent Nr. 5.042.898, 27.08.1991; G. W. Yoffe et al., Appl. Opt. 34 6859 (1995); und J.-M. Verdiell, US-Patent Nr. 5.870.417, 09.02.1999)]. Außerdem ist nachgewiesen worden, dass temperaturkompensierte Lichtwellenleiter, die Siliciumdioxid-Polymer-Mischmaterialien verwenden, zu Temperatur-unabhängigen Eigenschaften führen [siehe Y. Kokubun et al., IEEE Photon. Techn. Lett. 5 1297 (1993), Y. Kokubun et al., „Temperature-Independent Optical Filter at 1.55 MUM Wavelength Using a Silica-Based Athermal Waveguide" („Temperatur-unabhängiges optisches Filter mit einer Wellenlänge von 1,55 MUM, das einen athermischen Lichtwellenleiter auf Siliciumdioxid-Basis verwendet"), Electronics Letters, IEE Stevenage, GB, 1993, S. 93-95; und D. Bosc, US-Patent Nr. 5.857.039, 05.01.1999]. Siliciumdioxid-Polymer-Wellenleiter sind auch zum Koppeln von Laser-Anordnungen verwendet worden (siehe K. Furuya, US-Patent Nr. 4.582.390, 15.04.1986).

[0008] Der gitterunterstützte Koppler ist eine zweckmäßige Anordnung zur Frequenzsteuerung. Gitterunterstützte Koppler, wie sie von R. C. Alferness, US-Patent Nr. 4.737.007, 12.04.1988, beschrieben werden, sind in zahlreichen Konfigurationen bekannt, unter anderem mit Modenkopplern, Verstärkern, Modulatoren und Schaltern (siehe A. S. Kewitsch, US-Patent Nr. 5.875.272, 23.02.1999). Gitterunterstützte Koppler sind in Resonatoren verwendet worden, die Laser, Modenkoppler, Etalons, Add/Drop-Filter, Frequenzdoppler usw. enthalten (siehe beispielsweise E. Snitzer, US-Patent Nr. 5.459.801, 19.01.1994, und D. A. G. Deacon, US-Patent Nr. 5.581.642, 03.12.1996). Für die DWDM-Anwendung sind Kombinationen aus Gittern und Fabry-Perot-Filtern diskutiert worden [siehe beispielsweise B. Ortega et al., J. Lightwave Tech. 17 1241 (1999)].

[0009] Insbesondere beschreibt das vorgenannte US-Patent Nr. 5.581.642 optische Energieübertragungsanordnungen und Energieleitanordnungen, die ein elektrisches Feld zum Steuern der Energie-Ausbreitung unter Verwendung einer Klasse von gepolten Strukturen in Feststoffen bei Kanal-Drop-Filter- und Splitter-Anwendungen verwenden. Die gepolten Strukturen, die Gitter in Dünnschicht- oder Volumenkonfigurationen bilden können, können mit Wellenleiter-Strukturen kombiniert werden. Elektrische Felder, die an die gepolten Strukturen angelegt werden, steuern die Übertragung der optischen Energie. Bei einer speziellen Ausführungsform trifft eine Elektrode auf einen Feststoff und überbrückt mindestens zwei Elemente eines Gitters, das quer zu zwei Wellenleiter-Segmenten angeordnet ist und abklingende Felder optischer Energie in einem der Wellenleiter-Segmente überlappt. Ein schaltbares Gitter besteht aus einem gepolten Material mit einer wechselnden Domänenstruktur einer speziellen Periode. Bei einer weiteren Ausführungsform kann es einen optisch aktiven Mantel zwischen einem Gitter und einem Lichtwellenleiter geben. Für eine unabhängige Abstimmung des Mantels und der Gitterstruktur können zusätzliche Elektroden vorgesehen werden. Wenn ein elektrisches Feld über die periodische Struktur angelegt wird, entsteht durch den elektrooptischen Effekt ein Bragg-Gitter, das optische Strahlung mit einer bestimmten Bandbreite um eine Mittenwellenlänge reflektiert. Das Gitter kann allein oder in Kombination mit anderen Gittern verwendet werden, um integrierte Strukturen herzustellen.

[0010] Verwiesen sei auch auf WO 99/09440.

Kurze Darstellung der Erfindung

[0011] Die vorliegende Erfindung ist in den Ansprüchen definiert.

[0012] Die Erfindung dürfte beim Lesen der nachstehenden detaillierten Beschreibung in Verbindung mit den beigefügten Zeichnungen besser verständlich werden.

Kurze Beschreibung der Zeichnungen

[0013] Fig. 1 ist ein mit einem Hybridgitter stabilisierter Laserchip.

[0014] Fig. 2 ist ein gekapselter temperaturstabilisierter integrierter optischer Chip.

[0015] Fig. 3 ist ein Laserchip, der mit einem konischen Wellenleiter gekoppelt ist.

[0016] Fig. 4 ist eine Darstellung der Änderung der effektiven Moden-Indices in z-Richtung bei zwei gekoppelten Wellenleitern in einem Chip mit konischen Wellenleitern.

[0017] Fig. 5 ist eine schematische Draufsicht einer Anordnung von gekrümmten Laser-Wellenleitern mit einer Grenzfläche, die mit einer Anordnung von gekrümmten Wellenleitern einen Winkel bildet.

[0018] Fig. 6 ist ein Kopplungsbereich zwischen einem Wellenleiter und einer V-Nut.

[0019] Fig. 7A ist eine Hohlleiterlinse.

[0020] Fig. 7B ist eine alternative Hohlleiterlinse.

[0021] Fig. 8 ist ein konischer Wellenleiterkoppler.

[0022] Fig. 9 ist ein Kodirektionalgitter-unterstützter Koppler eines Ring-Hybridlaserchips.

[0023] Fig. 10 ist ein Reflexionsgitter-unterstützter Koppler eines Ringresonator-Hybridlaserchips.

[0024] Fig. 11A ist ein seitlicher Querschnitt eines Wellenleiters mit einem einzigen oberen Mantel.

[0025] Fig. 11B ist ein seitlicher Querschnitt eines Wellenleiters mit zwei oberen Mänteln.

[0026] Fig. 12A zeigt einen Hybridgitter-stabilisierten Laser im Längsquerschnitt, der zum Einstellen einer Betriebsfrequenz belichtet wird.

[0027] Fig. 12B zeigt einen Hybridgitter-stabilisierten Laser im Längsquerschnitt, bei dem zum Einstellen einer Betriebsfrequenz Material abgetragen wird.

[0028] Fig. 12C zeigt einen Hybridgitter-stabilisierten Laser im Längsquerschnitt, bei dem zum Einstellen einer Betriebsfrequenz Material aufgebracht wird.

[0029] Fig. 13 ist eine Ausführungsform einer abstimmbaren Frequenz-eingestellten Ringresonator-Cross-Connect-Anordnung.

[0030] Die Fig. 14A, Fig. 14B und Fig. 14C zeigen seitliche Querschnitte von drei Stufen der Herstellung eines Wellenleiterpaars mit unterschiedlichen Wellenleiter-Temperaturkoeffizienten.

[0031] Fig. 15 ist ein seitlicher Querschnitt eines alternativen Wellenleiterpaars mit unterschiedlichen Wellenleiter-Temperaturkoeffizienten.

[0032] Fig. 16 ist ein Ablaufdiagramm eines Verfahrens zum Einstellen des freien Spektralbereichs eines Resonators.

[0033] Fig. 17 ist eine Doppelgitter-Ausführungsform einer abstimmbaren frequenzselektiven Cross-Connect-Anordnung.

[0034] Fig. 18 ist eine Darstellung eines Feinabstimmungsverfahrens für Frequenzabstimmungs-Doppelgitter-Resonanzanordnungen.

Beschreibung der bevorzugten Ausführungsformen

[0035] Thermooptische Materialien sind zweckmäßig und widerstandsfähig und können in optische Anordnungen eingebaut werden, die sich beim Einschalten eines Heizelements einschalten und abstimmen. Für solche Anwendungen wie Kommunikation werden jedoch aus Gründen der Zuverlässigkeit Temperatur-unabhängige Anordnungen benötigt. Diese Erfindung beschreibt eine einzigartige Methode zum Integrieren einer hoch temperaturempfindlichen Abstimmkomponente in eine Anordnung, die in wichtigen Aspekten ihres Betriebs Temperatur-unabhängig ist. Bei einer weiteren Ausführungsform der Erfindung wird eine Frequenz-abstimmbare Cross-Connect-Anordnung beschrieben, die Frequenzen querverbindet, deren Kanal in einer Gruppe von hergestellten Frequenzen, die Temperatur-unabhängig sind, umgeschaltet werden kann.

Abstimmbarer Laser-Betrieb

[0036] Wie auf dem Fachgebiet bekannt, sind zwei Faktoren, die normalerweise voneinander abhängig sind, an der Laserabstimmung beteiligt: a) Abstimmung eines frequenzselektiven Elements, wie etwa eines Gitters, in dessen Wechselwirkungsband der Betrieb erfolgt, und b) Abstimmung der longitudinalen Moden des Lasers, die die exakte optische Frequenz bestimmen, mit der in dem Band des frequenzselektiven Elements gelasert wird. Beim DBR-Laser (DBR: distributed Bragg reflector; verteilter Bragg-Reflektor) beispielsweise werden durch Ändern der Chiptemperatur die Gitter- und Modenfrequenzen, normalerweise mit verschiedenen Raten, verschoben, was zu einem Modensprungverhalten führt.

[0037] In dieser Erfindung werden Mittel zum Temperatur-unabhängig-Machen des freien Spektralbereichs (free spectral range; FSR) des Resonators für eine hohe Zuverlässigkeit beschrieben. Außerdem kann die optische Umlaufweglänge des Resonators nach hier beschriebenen Verfahren eingestellt werden, um den FSR so einzustellen, dass er gleich einem festgelegten Frequenzkanalabstand ist. Dadurch wird der Resonator so hergestellt, dass er auf den gewünschten optischen Frequenzen lasert. Wenn der Resonator athermisch gestaltet wird, kann er auch eine absolute Frequenzreferenz für Übertragungskanalfrequenzen, die unabhängig von Umgebungstemperaturschwankungen sind, bereitstellen, und es brauchen keine externen Referenz-Anordnungen, wie etwa Wellenleiterkoppler, bereitgestellt zu werden. Der freie Spektralbereich ist durch

$$FSR = c/(nL)_{eff} \quad (1)$$

gegeben, wobei die optische Umlaufweglänge $(nL)_{eff}$

$$(nL)_{eff} = \Sigma_i(n_{i\,eff}\, L_i) \quad (2)$$

ist und $n_{i\,eff}$ der effektive Brechungsindex der Mode im i-ten Segment ist, durch das das Licht in dem Resonator geht, L; die physikalische Länge des i-ten Segments ist und die Summe aus allen Wegsegmenten gebildet wird, durch die das Licht bei einem Umlauf des Resonators geht. Der effektive Brechungsindex einer optischen Mode in einem Wellenleiter ist der Brechungsindex eines äquivalenten homogenen Me-

diums, das einer ebenen Welle die gleiche Fortpflanzungskonstante

$$\beta = 2\pi n_{eff}/\lambda \quad (3)$$

oder Wellenzahl gibt (wobei sich das elektrische Feld der Mode als $E \infty e^{i\beta z}$ entlang der Ausbreitungsrichtung ändert).

[0038] Der freie Spektralbereich des Resonators kann so gestaltet werden, dass er gleich einem vorgegebenen DWDM-Kanalabstand ist, der von einem Systemintegrator oder von der ITU (International Telecommunications Union) festgelegt worden ist. In dem bevorzugten Beispiel beträgt der FSR 50 GHz, sodass der effektive optische Umlaufweg der Resonators 6000 µm beträgt. Bei dem linearen Resonator, der in Fig. 1 gezeigt ist, und einer bevorzugten Länge des InP-Halbleiter-Laserchips von 400 µm beträgt bei einem Brechungsindex von etwa 3,3 die optische Weglänge zwischen dem Rand des Laserchips und dem Beginn des Gitters etwa 1680 µm. Wenn der effektive Brechungsindex des Wellenleiters etwa 1,45 beträgt, beträgt seine physikalische Länge etwa 1160 µm, wenn man den kleinen Stirnflächenkopplungsspalt zwischen den beiden Wellenleitern vernachlässigt.

[0039] Bei einer Variante der bevorzugten Ausführungsform ist der freie Spektralbereich des Resonators so gestaltet, dass er gleich einem rationalen Bruch eines Soll-Übertragungskanalabstands ist:

$$FSR = (\text{Übertragungskanalabstand}) \cdot n/m \quad (4),$$

wobei n und m Ganzzahlen sind. Wenn der gewünschte Kanalabstand beispielsweise 50 GHz beträgt, ist FSR = 50·n/m GHz. Wenn n/m < 1 ist, kann das zum Vergrößern der physikalischen Länge des Resonators um einen Faktor m/n zweckmäßig sein, da es Gestaltungs- und Herstellungsprobleme vereinfacht. Wenn in einem Beispiel n = 1 und m = 2 ist, beträgt der rationale Bruch 1/2, und die gewünschte optische Umlaufweglänge des Resonators beträgt 12.000 µm, wodurch mehr als doppelt so viel Platz für Temperaturkompensationsmaterial, konische Lichtwellenleiter usw. in dem Resonator bleibt. In dieser Situation sind die Anforderungen an die Gitter-Abstimmung immer noch die Gleichen, aber die Laserfrequenz springt in 25-GHz-Schritten, wenn das Gitter kontinuierlich abgestimmt wird, wobei jeder zweite Sprung die optische Frequenz zu einem gewünschten Übertragungskanal bringt. (Einige Kommunikationssysteme können einen Kanalabstand von 25 GHz nutzen, und in diesem Fall ist für diese Resonatorlänge m = 1.) Oder wenn n > 1 ist, kann es zweckmäßig sein, nacheinander adressierte Frequenzkanäle zu überlagern. Wenn in einem anderen Beispiel n = 2 und m = 1 ist, beträgt der rationale Bruch 2, und der Laser springt nacheinander zu jedem zweiten Übertragungskanal, was zum Überlagern von zwei Anordnungen in dem Frequenzbereich oder zum Erhöhen der Stabilität der Anordnung gegen Störungen, Altern und Drift zweckmäßig sein kann. Diese Methoden können auch kombiniert werden, wie in einem anderen Beispiel, in dem bei n = 2 und m = 3 die optische Umlaufweglänge 9000 µm beträgt und die Laserfrequenz während des Betriebs zunächst auf +33,3 GHz, dann auf +66,6 GHz, die beide Frequenzen zwischen Übertragungskanälen sind, und dann auf +100 GHz springt, eine Übertragungsfrequenz, die zwei 50-GHz-Intervalle von dem Ausgangskanal entfernt ist.

Athermischer Resonator

[0040] Ein Bereich aus thermooptischem Polymer kann in den Laserresonator integriert werden, wo der negative thermooptische Koeffizient zum Erzeugen eines athermischen freien Spektralbereichs genutzt wird. Damit der FSR athermisch und unabhängig von der Anordnungstemperatur wird, können die Anordnungsparameter so gewählt werden, dass sie die Beziehung

$$d(nL)_{eff}/dT = \Sigma_i(dn_{i\,eff}/dT \cdot L_i + n_{i\,eff} \cdot dL_i/dT) = 0 \quad (5)$$

innerhalb einer Toleranz erfüllen, wobei die Summe aller verschiedenen Längssegmente des Resonators entlang der optischen Weglänge ermittelt wird [siehe K. Tada et al., Optical and Quantum Electronics 16 463 (1984)]. Da diese Größen bei den üblichen nichtpolymeren Materialien, wie etwa Siliciumdioxid, Silicium, InP, GaAs, Glas, Lithiumniobat, Lithiumtantalat usw., alle positiv sind, wird eine Hybrid- oder Mehrmaterial-Methode benötigt. Die herkömmliche Methode zum Erreichen der Temperaturkompensation besteht darin, einen hohen negativen Wert dL/dT bei einer der Längen L_i (meistens eine Weglänge in Luft) bei der vorstehenden Summe zu erzielen, die gleich der Differenz zwischen zwei großen Längen (meistens überstehende Teile bei einer Stützstruktur, wobei ein Teil von dem Resonator weg zeigt und das andere Teil zu dem Resonator hin zeigt) ist. Dadurch, dass das nach innen zeigende Teil so gewählt wird, dass es einen größeren Wärmeausdehnungskoeffizienten als das entsprechende nach außen zeigende Teil hat, kann die Stützstruktur so angeordnet werden, dass sie die Weglänge L_i mit steigender Temperatur verkürzt [siehe beispielsweise W. Morey, US-Patent Nr. 5.042.898, 27.08.1991, „Incorporated Bragg filter temperature compensated optical waveguide device" („Temperaturkompensierte Lichtwellenleiter-Anordnung mit integriertem Bragg-Filter"); und J. M. Verdiell, US-Patent Nr. 5.870.417, 09.02.1999 „Thermal compensators for waveguide DBR laser sources" (Temperaturkompensatoren für Wellenleiter-DBR-Laserquellen")].

[0041] Es wird ein Polymer-Material verwendet, um

den negativen thermooptischen Koeffizienten in dem Mantel des Wellenleiters zu erzielen, und die Wellenleiter-Gestaltung wird für eine negative Netto-Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur eingestellt. Die Länge des resonatorinternen Polymersegments kann so lange verstellt werden, bis Gleichung (5) im Wesentlichen erfüllt ist, also innerhalb einer Toleranz. Man beachte, dass das verwendete Material nicht unbedingt ein Polymer sein muss; alles, was notwendig ist, ist der negative thermooptische Koeffizient. Dieses Material wird in den Resonator eingebracht, um die Summe in Gleichung (5) zu beeinflussen. Da es der effektive Brechungsindex ist, der in Gleichung (5) vorkommt, ist es ausreichend, wenn etwas optische Energie, die sich in der optischen Mode ausbreitet, durch das Material mit dem negativen Koeffizienten in einem Segment des optischen Umlaufwegs geht. Das Polymer-Material kann im Mantel oder im Kern oder in beiden Teilen des Lichtwellenleiters zum Einsatz kommen. Da der thermooptische Koeffizient von Polymeren meistens groß ist, braucht nur ein Teil des Volumens der optischen Mode, der beim Durchgang durch den optischen Resonator überstrichen wird, von dem Polymer belegt zu werden.

[0042] Vorzugsweise wird der Resonator ebenfalls athermisch gemacht, ohne seinen FSR zu ändern. Um dieses Ziel zu erreichen, ist es die bevorzugte Methode, den Überlappungsfaktor und den Temperaturkoeffizienten des Polymers so einzustellen, dass die optischen Weglängen auf den Werten bleiben, die für den gewünschten FSR erforderlich sind. Bei den vorgenannten Längen trägt ein Umlaufweg durch den Diodenlaser etwa 0,2 μm/°C zu dem ersten Term von Gleichung (5) bei. Eine Temperaturkompensation wird mit dem Polymer-Wellenleiter erreicht, wenn sein Netto-Temperaturkoeffizient (die Änderung des Brechungsindex mit steigender Temperatur) ungefähr $-9 \times 10^{-5}\ °C^{-1}$ beträgt (der zweite Term von Gleichung (5) ist klein). Während das Kernmaterial bei der bevorzugten Ausführungsform einen positiven Temperaturkoeffizienten hat und von dem intensivsten Teil des Strahls durchquert wird, hat das Polymer-Mantelmaterial einen so großen negativen Koeffizienten, dass es beim Kompensieren des gesamten Resonators wirksam sein kann.

[0043] Der Teil der Energie der optischen Mode in dem Wellenleiter, der sich in dem Polymer-Kompensationsmaterial ausbreitet, ist durch den Überlappungsfaktor Γ_c gegeben:

Γ_c = (Modenenergie, die sich in dem Polymer ausbreitet)/(Gesamt-Modenenergie) (6),

der in Abhängigkeit von der Gestaltung des Wellenleiterkerns und der Anordnung des optischen Polymers in dem Bereich von einigen Zehnteln eines Prozents bis 40 % oder mehr liegen kann. Bei dem bevorzugten 2-μm^2-Hochkontrast-Wellenleiter mit 2 % Siliciumdioxid und Siliciumdioxid-Mantel dringen die exponentiellen Ausläufer der Mode weit außerhalb des Kerns in den Polymermantel ein, wie nachstehend unter Bezugnahme auf **Fig. 11A** beschrieben. Unterstellt man, dass der Brechungsindex des Polymers bei der bevorzugten Ausführungsform (z. B. durch Halogenieren und/oder Mischen) so eingestellt worden ist, dass er gleich dem von reinem Siliciumdioxid ist, so beträgt der Überlappungsfaktor Γ etwa 40 %, da das Polymer-Material den Mantel auf drei von vier Seiten des rechteckigen Wellenleiterkerns bildet. Mit einem Polymer-Material mit einem dn/dT von etwa $-23 \times 10^{-5}\ °C^{-1}$ wird eine Temperaturkompensation dieses Resonators erzielt. Es können auch Materialien mit einem größeren negativen dn/dT bei einer Gestaltung verwendet werden, die einen proportional kleineren Überlappungsfaktor oder eine proportional kleinere physikalische Länge durch das Material mit dem negativen dn/dT hat. Wenn beispielsweise ein Material mit einem dn/dT von $34 \times 10^{-5}\ °C^{-1}$ verwendet wird, wird der gewünschte Überlappungsfaktor bei der vorstehenden Struktur auf 26 % verringert.

[0044] Die Toleranz, innerhalb der Gleichung (5) erfüllt wird, hängt von der Anwendung ab. Bei der Kommunikationsanwendung kann eine Modenfrequenzverschiebung von einem Bruchteil des Übertragungskanalabstands, beispielsweise 5 GHz, über einen Temperaturbereich von Betriebstemperaturen toleriert werden, der nur einen Bruchteil eines Grads bei Temperatur-geregelten Anordnungen oder bis zu 5°C, 50°C oder noch mehr bei ungeregelten Bauelementen betragen könnte. Ein Bereich von 50°C würde eine Toleranz von etwa ± 0,001 μm/°C in Gleichung (5) bedeuten. Um diese Toleranz in einer echten Anordnung zu erzielen, werden die Wellenleiterlängen und der dn/dT des Polymers vorzugsweise auf eine Genauigkeit eines Bruchteils eines Prozents gesteuert. In Abhängigkeit von den Parameterwerten kann sich die Toleranz für die Resonatorlänge auf etwa 10 μm erhöhen (beispielsweise bei einem großen Kanalabstand von 400 GHz) oder sie kann sich auf unter einen Mikrometer verringern (bei einem geringen Kanalabstand).

[0045] Wenn das Gitter mit dem wie vorstehend beschrieben gestalteten temperaturkompensierten Wellenleiter integriert wird, entsteht ein günstiger breiter Abstimmbereich. Der Abstimmbereich des Polymermantelgitters **130** oder **132** ist wegen des großen thermooptischen Koeffizienten und des großen Moden-Überlappungsfaktors des Polymers groß. Wenn die Temperatur des Gitterpolymers über einen Bereich von 100°C abgetastet wird, stellt sich für den vorstehenden Fall eines Polymer-Materials mit $-23 \times 10^{-5}\ °C^{-1}$ und einem Überlappungsfaktor von 40 % die Gitter-Wellenlänge auf über ca. 9 nm ein.

[0046] Bei Betrieb schwingt sich die Anordnung auf ein bestimmtes Temperaturprofil entlang dem optischen Weg des Resonators ein. Der Laserverstärker erzeugt Wärme und steigt auf eine Temperatur über der des Polymer-Wellenleiters. Heiz- oder Kühlelemente, die an der Anordnung angebracht werden, wie etwa ein Substratheizer oder der TE-Kühler, der unter Bezugnahme auf Fig. 2 beschrieben wird, können die Temperaturen des Verstärkungsabschnitts und des resonatorinternen Wellenleiters ebenfalls ändern. Wenn die in Betrieb befindliche Anordnung das Gleichgewicht erreicht hat, ändert sich das Temperaturprofil räumlich entlang dem Wellenleiter, ist aber zeitkonstant. Durch Änderungen der Umgebungstemperatur wird das gesamte Profil mit einer etwa konstanten Größe geändert. Insbesondere wenn die Temperaturleitfähigkeit des Substrats groß ist, wie es bei dem bevorzugten Siliciumsubstrat der Fall ist, führen Änderungen der Umgebungstemperatur zu räumlich gleichmäßigen Änderungen des Temperaturprofils. Durch diese Änderungen der Temperatur werden die Modenpositionen oder der FSR in einem athermischen Resonator nicht wesentlich geändert, wie aus Gleichung (5) hervorgeht.

Laser

[0047] Fig. 1 zeigt ein Beispiel für den abstimmbaren Hybridlaserchip **100**. Ein Halbleiterlaserchip **110** wird auf den Substratchip **120** Flipflop-gebondet, sodass ein Hybrid aus zwei integrierten Wellenleiterchips entsteht. Der Laserchip wird vorzugsweise aus InP hergestellt, sodass er Laserstrahlen im 1550-nm-Bereich oder im 1310-nm-Bereich aussendet. Die Wellenleiter **112** und **114** führen, wenn sie mit einem ausreichenden angelegten Strom angeregt werden, eine optische Verstärkung in einem Betriebsband von optischen Frequenzen mit einer gewünschten Wellenlänge von beispielsweise 1550 nm oder 1310, 980, 860, 780, 630 oder 500 nm oder einem anderen geeigneten Wellenlängenbereich durch. Bei einem 1550-nm-Laser wäre eine typische Verstärkungsbandbreite etwa 50 nm (beispielsweise von 1520 bis 1570 nm oder von 1560 bis 1610 nm) und würde einen Teil der Verstärkungsbandbreite des Er-dotieren Lichtwellenleiterverstärkers entweder in dem herkömmlichen Band oder in einem der erweiterten Betriebsbänder überlappen. Die Verstärkungsbandbreite kann bei einem niedrigeren Injektionsstrom kleiner sein und kann bis zu 120 nm oder mehr bei einem hohen Injektionsstrom und einer geeigneten Quantenquellengestaltung betragen. Die beiden Wellenleiter **112** und **114** des Laserchips werden in der x-z-Ebene so ausgerichtet, dass sie mit zwei auf dem Substratchip hergestellten passiven Wellenleitern (die keine Verstärkung liefern) **122** und **124** stirnflächengekoppelt werden. Ein wesentlicher Teil der Energie, die von den Laser-Wellenleitern **112** und **114** abgestrahlt wird, wird in die planar integrierten Wellenleiter **122** und **124** eingekoppelt, wobei der Kopplungsverlust vorzugsweise weniger als 10 dB oder sogar weniger als 4 dB beträgt. Eine vertikale Ausrichtung des Laserchips **110** (in y-Richtung) wird durch Steuern der Dicke der Prozessschichten in und auf dem Laserchip und dem Substrat erreicht. Von den Laser-Wellenleitern **112** und **114** ausgesendetes Licht wird in die Wellenleiter **122** und **124** in dem ausgerichteten stirnflächengekoppelten Bereich eingekoppelt. Alternative Verstärkungsbereiche enthalten Änderungen in dem aktiven Bereich von Halbleiterdiodenlasern und im Allgemeinen von Lichtwellenleiterlasern, Farbstofflasern, Farbzentrumslasern, Festkörperlasern oder von anderen Verstärkungsmedien, die eine optische Verstärkung in einem geeigneten Frequenzband durchführen können.

[0048] Es können konische Wellenleitersegmente **126** und **128** zum Verbessern der Kopplungseffizienz zwischen verschieden gestalteten Wellenleitern **112** & **114** und **122** & **124** verwendet werden (siehe die Fig. 3, Fig. 4, Fig. 7A, Fig. 7B und Fig. 8).

[0049] Die Wellenleiter **122** und **124** können mit einem einer großen Palette von üblichen Herstellungsverfahren auf das Substrat **120** integriert werden. Bei der bevorzugten Methode werden Siliciumdioxid-Wellenleiter mit einem niedrigen Verlust und einer guten Reproduzierbarkeit unter Verwendung des Flammenhydrolyseverfahrens hergestellt, wie auf dem Fachgebiet bekannt. Bei der Flammenhydrolyse werden Schichten aus Teilchen, die in einer Flamme hergestellt werden (Siliciumdioxid-Ruß), mit einer chemischen Zusammensetzung, die von den in die Flamme gegebenen Substanzen bestimmt wird, auf die Oberfläche abgeschieden. Die Verdichtung der Teilchen zu einer festen Schicht wird normalerweise in einem nachfolgenden Hochtemperatur-Verdichtungsprozess durchgeführt. Diese Wellenleiter sind mit verschiedenen Brechungsindex-Kontrasten im Handel erhältlich, für die Ge-dotiertes Kernmaterial verwendet wird, das 0,4 %, 0,75 % und 2 % Ge enthält. Ge-dotiertes Material hat den weiteren Vorteil, dass es, wie auf dem Fachgebiet bekannt, empfindlich gegen UV-Strahlung ist, was die Herstellung von strukturierten Bereichen mit einem höheren Brechungsindex (beispielsweise eines Gitters) dadurch ermöglicht, dass das Material strukturierten Lichtstrahlen ausgesetzt wird. Es ist auch von anderen Dotanden bekannt, dass sie einen lichtempfindlichen Brechungsindex haben, der als Folge einer Änderung der Valenzstufe auftreten kann. Bei Bedarf sind sehr zweckmäßige Schichtdicken möglich, unter anderem Kerndicken in dem Bereich von 1 bis 10 Mikrometer und größer und Manteldicken in dem Bereich von einigen Mikrometern bis zu mehreren Hundert Mikrometern. Kanal-Wellenleiter können nach Kundenwünschen großtechnisch hergestellt werden. Kanal-Wellenleiter werden normalerweise durch reaktives Ionenätzen (RIE) nach der Abscheidung des Kernmaterials auf das untere Mantelmaterial herge-

stellt. In dem RIE-Schritt wird das Kernmaterial mit einem höheren Brechungsindex außerhalb von maskierten Bereichen abgetragen, wo eine Retention zur Herstellung der Lichtleitung gewünscht wird. Nach der Herstellung des Kanal-Wellenleiters kann entsprechend den Wünschen des Kunden ein oberer Mantel aus Siliciumdioxid aufgebracht werden oder auch nicht. Wenn dieser Mantel aufgebracht wird, ist der Brechungsindex des oberen Mantelmaterials normalerweise mit dem des unteren Mantelmaterials (reines Siliciumdioxid) identisch, wobei das Kernmaterial auf allen Seiten mit dem Mantel umgeben wird. Bei der bevorzugten Ausführungsform haben wir Hochkontrast-Wellenleiter-Kernmaterial mit 2 % und eine Kanalabmessung von 2 µm × 2 µm gewählt.

[0050] Als Alternative können die Wellenleiter aus aufgeschleuderten Polymerschichten hergestellt werden, die chemisch mit einem höheren Brechungsindex für die Kernschicht gewählt werden und mit RIE strukturiert werden. Alternative Substrate sind unter anderem InP, GaAs, Glas, Siliciumdioxid, Lithiumniobat, Lithiumtantalat usw. Alternative Wellenleiter-Materialien sind unter anderem Oxide, wie etwa Ta_2O_5, Nb_2O_5, TiO_2, HfO_2 und SiO_2, Halbleiter, wie etwa Silicium, GaAs, InP, Polymere und dotierte oder gemischte Varianten aller vorgenannten Materialien mit verschiedenen Dotanden, unter anderem Phosphor, Wasserstoff, Titan, Bor, Stickstoff und andere. Alternative Herstellungsverfahren sind unter anderem Eindiffusion, Sputtern, Aufdampfen, Nass- und Trockenätzen, Laser-Ablation, Bleichen und andere. Es sind zahlreiche verschiedene Wellenleiter-Strukturen möglich, unter anderem planare, rechteckige, elliptische, Rippen-, Vergrabene-Rippen-, Umgekehrte-Rippen-, Diffusions-, Luftmantel-, Hohlraum-, ummantelte, Mantelstripper-, 3-Schicht-, 4-Schicht-, 5-Schicht- u. a. andere Wellenleiter. Es können auch Kombinationen aus den vorgenannten Materialien, Verfahren und Strukturen verwendet werden, solange die Prozessabläufe kompatibel sind (d. h., nicht zu einer Zersetzung, Schichtenspaltung oder unannehmbaren chemischen Änderung oder physikalischen Modifikation der Materialien des halbfertigen Gegenstands führen), die optischen Verluste angemessen niedrig sind (d. h. unter 10 dB/cm bei sehr kurzen Chips und unter etwa 1 dB/cm bei längeren Wellenleitern) und das transversale Brechungsindex-Profil der fertigen Struktur einen lokal höheren Brechungsindex als die angrenzenden Materialien in mindestens einer Dimension hat, sodass mindestens ein Planarwellenleiter entsteht, der Licht in einer Dimension leitet, oder ein Kanal-Wellenleiter entsteht, der Licht in zwei Dimensionen leitet.

[0051] Fig. 11A zeigt die Ausführungsform der Wellenleiter **122** und **124** von Fig. 1 mit dem bevorzugten Querschnitt. Die Wellenleiter haben eine Polymer-Struktur, die mit einem unteren Siliciumdioxid-Mantel, einem strukturierten Ge-dotierten Siliciumdioxid-Kern und einem oberen Mantel aus einem Polymer-Material hergestellt ist, dessen Brechungsindex so gewählt worden ist, dass er etwa gleich (innerhalb einer Toleranz von weniger als etwa 1,5 %) dem Brechungsindex des unteren Siliciumdioxid-Mantels ist. Das bevorzugte Polymer-Material ist ein deuteriertes und halogeniertes Polysiloxan, wie es beispielsweise von M. Amano, US-Patent Nr. 5.672.672, 30.09.1997, als Zusammensetzungen (G), (H), (13), (14), (18), (20), (23) oder (24) beschrieben wird. Es können auch andere Polymer-Materialien, unter anderem Polysiloxane, Acrylate, Polyimide, Polycarbonate, usw., mit einer optionalen Deuterierung oder Halogenierung verwendet werden, um optische Verluste im Infrarotbereich zu verringern, den Brechungsindex einzustellen und die Haftung an anderen Schichten einzustellen. In Abhängigkeit von der Schichtdicke, der Wellenleiter-Streifenbreite und dem Brechungsindex breitet sich ein wesentlicher Teil der Moden-Energie in dem Polymermantel aus. Dieser Teil kann zwischen einem sehr kleinen Bruchteil eines Prozents bis zu vielen Zehnteln eines Prozents schwanken. Der Querschnitt des Wellenleiters **1100** zeigt die optische Mode **1180**, die durch Intensitätskonturpegel dargestellt wird, die sich entlang einem Kanal-Wellenleiter ausbreiten, der aus dem Papierblatt austritt. Der Kanal-Wellenleiter wird auf einem Siliciumsubstrat **1170** mit einem unteren Siliciumdioxid-Mantel **1144** hergestellt, und eine zunächst gleichmäßige Ge-dotierte Schicht ist zu einer quadratischen Rippe **1140** geätzt worden, die den Kern des Wellenleiters bildet. Auf die Rippenschicht wird der obere Polymermantel **1142** aufgeschleudert, der eine kleine Erhebung über der Rippe infolge einer unvollständigen Planarisierung beim Schleuder- und Härtungsprozess zeigt.

[0052] Die Struktur **1120** ist eine Elektrode. In Abhängigkeit von der Beschaffenheit der verwendeten Materialien sind ihre Verwendung und Eigenschaften etwas unterschiedlich. Bei der bevorzugten thermooptischen Polymer-Anordnung ist die Schicht **1142** ein thermooptisches Polymer und die Elektrode **1120** ist ein Widerstandsstreifen zum steuerbaren Erwärmen der Struktur des Wellenleiters. Wenn das Material **1142** elektrooptisch ist, wie etwa ein gepoltes nichtlineares Polymer, und wenn beispielsweise die Struktur **1120** eine Elektrode zum Anlegen eines elektrischen Felds über dem Material **1142** zu einer anderen Elektrode ist, die entfernt angeordnet sein kann, wie etwa auf der Rückseite des Substrats oder einer Gehäusewand, oder auf der gezeigten Oberseite, die aber von der Elektrode **1120** seitlich verschoben ist, ...

[0053] Fig. 11B zeigt eine alternative Ausführungsform des Wellenleiters mit oberen Schlitz-Elektroden **1122** und **1124**, einer unteren Elektrode **1126**, die unter dem unteren Mantel vorgesehen ist, und einem zusätzlichen oberen Mantelmaterial **1141**. Mit den

gezeigten unteren Elektroden wird die Schaltspannung einer elektrooptischen Anordnung gesenkt, da der Abstand zwischen den so angeordneten Elektroden klein ist. Wenn das Material **1142** beispielsweise ein Polymer-dispergierter Flüssigkristall (PDLC) ist, kann eine Schlitzelektrodenstruktur verwendet werden, um das Anlegen von vertikal und lateral orientierten Feldern zu ermöglichen. Dadurch werden eine Drehung der Richtung des angelegten elektrischen Felds sowie Änderungen seiner Stärke möglich, wodurch es zu Änderungen des TE- und TM-Brechungsindex der PDLC-Schicht **1142** kommt. Bei weiteren Varianten kann das Material **1140**, **1144** oder **1141** abstimmbares Material mit thermooptischen, elektrooptischen und anderen Eigenschaften sein.

[0054] Die Wellenleiter **112** und **114** sind vorzugsweise in der Nähe der Vorderseite **118** des Laserchips gekrümmt, sodass die stirnflächengekoppelten Grenzflächen in einem Winkel zu der Richtung der Ausbreitung des Lichts in den Wellenleitern liegen, wodurch die Rückkopplung von dem Kopplungsbereich verringert wird. Die Vorderseite **118** kann alternativ mit einer Antireflexionsschicht beschichtet sein, angepasste Brechungsindizes haben, usw. Die Maßnahmen mindern die Rückkopplung von der Vorderseite in Bezug auf die frequenzselektive Rückkopplung von den Gittern **120** und **132**, wodurch die Stabilität des Systems erhöht wird.

[0055] Fig. 5 zeigt eine detaillierte Draufsicht des Kopplungsbereichs zwischen dem Diodenlaserchip **110** und dem Wellenleiter **122**. Die Laser-Wellenleiterstruktur **112** trifft auf die mit einem spiegelnden Belag mit hohem Reflexionsvermögen beschichtete Rückseite **116** des Diodenlasers in einem fast senkrechten Einfallswinkel für eine gute Wiedereinkopplung des von der Fläche **116** reflektierten Lichts in den Wellenleiter. Der Wellenleiter ist jedoch vorzugsweise in dem Bereich **510** mit einem Krümmungsradius R gekrümmt, sodass er in einem Winkel θ_i auf die Vorderseite **118** (die vorzugsweise parallel zur Rückseite **116** ist) trifft. Die Leistungsfähigkeit von gekrümmten Wellenleiterdioden wird näher von C.-F. Lin et al., IEEE Phot. Tech. Lett. 8 206 (1996) beschrieben. Der Winkel θ_i wird so gewählt, dass er so groß ist (vorzugsweise etwa 8°), dass das von der Grenzfläche an der Fläche **118** reflektierte Licht nicht wieder in den Wellenleiter eintritt, wodurch eine Rückkopplung von dieser Grenzfläche vermieden wird. Der gewünschte Mindestwinkel hängt von dem Kontrast und den Abmessungen des Wellenleiters ab, aber als grobe Daumenregel kann er für einen festen Wellenleiter größer als etwa 5° gewählt werden. Da der effektive optische Brechungsindex n in dem Laserchip etwa 3,3 beträgt und der effektive Brechungsindex des konischen Wellenleiterkerns **126** etwa 1,49 beträgt, beträgt der Winkel θ_r des Ausgangswellenleiters etwa 18°.

[0056] Wie unter Bezugnahme auf Fig. 3 erwähnt worden ist, wird in dem Spalt zwischen dem Laserchip **110** und der Wellenleiterstruktur **126** & **122** vorzugsweise ein indexangepasstes Material verwendet. Der Spalt ist zwischen dem Wellenleiter **330** und dem Wellenleiter **320** in Fig. 3 noch deutlicher dargestellt. Der Grenzflächenbereich umfasst zwei Grenzflächen, eine zwischen dem Wellenleiter **320** und dem Material in dem Spalt und eine zweite zwischen dem Material in dem Spalt und dem Wellenleiter **330**. Der Spalt kann mit Luft, Vakuum oder einem Material mit einem Brechungsindex gefüllt sein, der nahe an dem geometrischen Mittel der effektiven Brechungsindizes der Wellenleiter **320** und **330** liegt, aber vorzugsweise etwas größer als dieses ist. (Wenn die Wellenleiterstruktur **122** und **126** nach dem Abringen des Diodenlasers an dem Substrat hergestellt wird, gibt es möglicherweise keinen Spalt an dieser Grenzfläche.)

[0057] Als Alternative zu der in Fig. 1 gezeigten Anordnung mit stirnflächengekoppelten Wellenleitern können viele andere Kopplungsmethoden verwendet werden, wie etwa Linsenkopplung, Gitterkopplung und Parallelkopplung (einschließlich vertikale Kopplung) sowie gitterunterstützte Kopplung, wie auf dem Fachgebiet bekannt. Bei der vertikalen Kopplung wird der Wellenleiter **122** parallel zu dem Diodenlaser-Wellenleiter **112** und vertikal von diesem getrennt angeordnet. Diese Anordnung wird erhalten, wenn der Wellenleiter **122** direkt auf den Diodenlaser-Wellenleiter hergestellt wird. Die Kopplung zwischen den beiden Wellenleitern kann die eines Breitband-Richtkopplers sein oder es kann die eines gitterunterstützten Kopplers eines schmaleren Bands sein.

[0058] Kontrollfotodioden **140** und **142** können so angeordnet werden, dass sie einen Teil des von dem Laserchip erzeugten Lichts empfangen, in diesem Fall in der Nähe der Rückseite **116** des Lasers, die vorzugsweise mit einem spiegelnden Belag mit hohem Reflexionsvermögen beschichtet worden ist, aber immer noch einen Teil des auf die Fläche auftreffenden Lichts durchlässt. Wie gezeigt, sind die Kontrollfotodioden **140** und **142** vorzugsweise Wellenleiter-Detektoren, die mit den Laserwellenleitern **112** und **114** stirnflächengekoppelt sind. Diese Stirnflächenkopplung ist nicht entscheidend, da die Laserleistung hoch ist und eine hohe Detektorleistung nicht entscheidend ist. Zwischen dem Laser und den Kontrollchips ist ein großer Abstand in der Größenordnung von 50 µm oder mehr zulässig, was eine geringere Positionierungstoleranz für diesen Chip ermöglicht. Wenn gewünscht, kann alternativ eine von zahlreichen bekannten Konfigurationen für diese Anordnung von Oberflächen-Fotodioden verwendet werden.

[0059] Die Gitterbereiche **130** und **132** sind abstimmbare frequenzselektive Rückkopplungsstruktu-

ren, die einen Teil des sich in den Wellenleitern **122** und **124** ausbreitenden Lichts reflektieren, wobei eine Rückkopplung in die Laserchips erfolgt und die Wellenlängenbereiche bestimmt werden, in denen die Laser schwingen [siehe E. I. Gordon, US-Patent Nr. 4.786.132, 22.11.1988, „Hybrid distributed Bragg reflector laser" („Verteilter Bragg-Reflektor-Hybridlaser"). Die Gitter **130** und **132** und die Rückseite **116** des Laserchips bilden Resonatorspiegel für den Laser-Oszillator eines gitterstabilisierten Hybridlasers mit einem externen Resonator. Die Wellenleiter **112** und **114**, die stirnflächengekoppelten Bereiche und ein Segment des Wellenleiters **122** bzw. **124**, das die Verjüngung enthält, bilden den resonatorinternen optischen Weg für die Ausbreitung der optischen Energie in dem Resonator. Diese Gitterbereiche **130** und **132** sind in einem von den konischen Kopplungsbereichen **126** und **128** getrennten Segment der Wellenleiter **122** und **124** dargestellt. Diese getrennten Segmente des Wellenleiters können mit den anderen Segmenten des Wellenleiters hinsichtlich der Strukturen oder der Materialien identisch sein oder können von diesen verschieden sein. Die Gitterstruktur kann in der Kernschicht **1140**, einer der Mantelschichten **1142** oder **1144** oder in mehreren Schichten hergestellt werden.

[0060] Wenn der Ansteuerstrom durch den Laserwellenleiter **112** einen Schwellenwert überschreitet, wird die bereitgestellte Verstärkung größer als der Verlust des optischen Umlaufwegs des Oszillators und der Laser geht in Betrieb. Der FSR des linearen Resonators von Fig. 1 wird von der optischen Weglänge zwischen dem ersten Gitter-Element und der Rückseite **116** des Laserverstärkerchips bestimmt. Die Teilwellen der Reflexionen von den anderen Gitter-Elementen werden in der Phase addiert, um die Spektraleigenschaften der Gitterreflexion zu ermitteln. Gemeinsam legen diese Teilwellen auch die Amplitude und Phase des Gitterreflexionskoeffizienten an der Position des ersten Gitter-Elements fest. Änderungen des Brechungsindex in dem Gitter beeinflussen zwar sein Spektrum, aber nicht den FSR des Resonators, gleichgültig, ob diese Änderungen des Brechungsindex homogen sind oder ein kompliziertes Profil durch Erwärmen, das Anlegen eines elektrischen Felds an das elektrooptische Material, das Eintragen einer mechanischen Spannung usw. haben.

[0061] Beim Einfrequenz-Betrieb, der für eine Kommunikation mit einer hohen Bandbreite erforderlich ist, ist die Wechselwirkungsbandbreite des Gitters vorzugsweise viel kleiner als die Verstärkungsbandbreite des Verstärkers, ist aber mit dem FSR des Resonators vergleichbar, der den Verstärkungswellenleiter enthält. Wenn die Halbwertsbreite des Gitter-Hauptreflexionsbands gleich dem Abstand der longitudinalen Moden ist, lasert immer nur eine Mode auf einmal. Benachbarte Moden haben eine geringere Verstärkung und sinken unter den Schwellenwert, bis das Gitterband so genug abgestimmt ist, dass die Modenverstärkung von zwei benachbarten Moden gleichgroß wird. Wenn die Modengleichheit beim Abstimmen für zwei Moden erreicht wird, springt die Betriebsfrequenz des Lasers plötzlich von der schwingenden Mode zu der benachbarten Mode, auf die sich das Gitter gerade einstellt. Es kann zwar ausreichend sein, wenn die Halbwertsbreite des Gitterbands wesentlich größer als der FSR ist, aber die Laserstabilität wird beeinträchtigt, wenn die Bandbreite wesentlich größer wird. Es kann zwar einige Vorteile haben, wenn die Bandbreite kleiner als der Abstand der longitudinalen Moden ist, aber mit fortschreitender Abstimmung könnte der Laser leistungsmoduliert oder sogar ausgelöscht werden.

[0062] Durch Modulieren des Ansteuerstroms kann die Laserintensität moduliert werden, wodurch die Ausgangsleistung moduliert wird, die aus den Wellenleitern **122** und **124** ausgekoppelt und in die Ausgangswellenleiter eingekoppelt wird. Die Wellenleiter **122** und **124** können mit getrennten Daten moduliert werden, wodurch mehrere unabhängige Ausgangskanäle bereitgestellt werden, oder sie können gleichzeitig mit dem gleichen Datenstrom moduliert werden, wodurch eine doppelte Ausgangsanordnung bereitgestellt wird, die beispielsweise zum Datenübertragungsschutz unabhängig zu dem gewünschten Ziel geführt werden kann. Die Lasermodulation kann durch Modulieren des Ansteuerstroms durch die Streifen-Wellenleiter **122** und **124** oder extern erfolgen, wie auf dem Fachgebiet bekannt. Eine direkte Modulation wird durch einen niedrigen Chirp in dieser Konfiguration erreicht, da der Brechungsindex des Gitters **130** oder **132** nicht durch Änderungen des Ansteuerstroms moduliert wird und da der effektive Brechungsindex des größten Teils des optischen Wegs des Resonators nicht moduliert wird. Die Modulationshöchstgeschwindigkeit wird normalerweise von der Umlaufwegzeit in dem Resonator auf einen Bruchteil des FSR begrenzt, sodass, wenn der FSR auf 50 GHz festgelegt ist, die Modulationsgeschwindigkeit auf 10 bis 20 GHz begrenzt sein kann.

[0063] Da der Verstärkerchip Wärme erzeugt, werden durch Änderungen des mittleren Ansteuerstroms auch die Positionen der longitudinalen Moden geändert. Daher sollte ein mittlerer Ansteuerstrom festgelegt werden, der während des Betriebs aufrechterhalten wird. Ein konstanter Ansteuerstrom kann bei Bedarf während der Modulation beispielsweise mit einem übergangsgetasteten Modulationssystem aufrechterhalten werden. Wenn der Laser altert, muss sein mittlerer Ansteuerstrom steigen, um eine konstante Ausgangsleistung und gute Modulationseigenschaften aufrechtzuerhalten. Es kann beispielsweise zweckmäßig sein, einen Strom mit einem Kompensationspegel an resonatorinterne Elektroden, wie etwa **150** und **152**, anzulegen, um die Kanalfrequenzen trotz des alterungsbedingten Anstiegs der Lasertem-

peratur aufrechtzuerhalten.

[0064] Die Gitterbereiche **130** und **132** werden vorzugsweise mit strukturierter Belichtung durch eine Phasenmaske hergestellt, wie auf dem Fachgebiet bekannt. Das Gitter kann in dem Ge-dotierten Siliciumdioxid-Kern nach der Sensibilisierung mit Wasserstoff oder Deuterium hergestellt werden, oder es kann in dem Polymermantel vor der vollständigen Aushärtung hergestellt werden, sodass sich das Mantelmaterial immer noch chemisch ändern kann, beispielsweise durch Vernetzung. Alternative Gitter-Herstellungsverfahren sind unter anderem Belichtung mit Interferenzstrahlen, Strukturierung und Trocken- oder Nassätzen oder Ätzen mit direkter Strukturierung, die alle auf dem Fachgebiet bekannt sind und für das Kernmaterial oder das Mantelmaterial verwendet werden können. Für ein völlig regelmäßiges Gitter ermittelt sich die Bragg-Wellenlänge λ_B für die Spitzenreflexion in der gezeigten rückstrahlenden Konfiguration durch

$$\lambda_B = 2n_{eff} \lambda/m, \qquad (7)$$

wobei Λ die Gitterperiode ist, n_{eff} der lokale effektive Brechungsindex der Mode ist und m die Reflexionsordnung ist. Das Ergebnis in Gleichung (7) folgt aus der Forderung, dass zur Erreichung der Phasenanpassung die Gitter-Wellenzahl $2\pi/\Lambda$ gleich der Summe der Anzahl der Wellen, die sich in dem Wellenleiter vorwärts ausbreiten, und der Anzahl der Wellen, die sich in dem Wellenleiter rückwärts ausbreiten, sein muss. Bei einem effektiven Brechungsindex von etwa 1,446 wird eine Bragg-Wellenlänge von 1552 nm bei einer Gitterperiode von 537 nm bzw. eine Bragg-Wellenlänge von 1310 nm bei einer Gitterperiode von 453 nm erreicht. Die exakte Betriebswellenlänge hängt von allen optischen Parametern des Wellenleiters ab, unter anderem den Gitterperioden, und den Brechungsindizes und den Dicken der Schichten, durch die die optische Energie der optischen Mode geht.

[0065] Bei praktischen Anordnungen sind die Gitter selten streng periodisch, und die Gitterperiode, die Gitterindexmodulation und der effektive Brechungsindex des Wellenleiters können längs des Wellenleiters geändert werden, um verschiedene Wirkungen, wie etwa Apodisation, die bekanntlich die Seitenmodenreflexion verringert, zu erzielen, um mehrere Gitterpeaks zu erzeugen, wie sie beispielsweise bei Superstrukturgittern, Abtastgittern usw. bekannt sind, oder um allgemein die Form des Reflexionsspektrums zu gestalten. Bei einem Laserresonator (oder -oszillator) sollte die Gitterperiode zu einer kürzeren Periode hin (in Richtung der Lichtausbreitung und von dem Verstärkungswellenleitersegment weg) gechirpt werden, um eine bessere Oszillatorstabilität zu erreichen, wie es von P. A. Morton et al., Appl. Phys. Lett. 64 2634 (1994) beschrieben wird, und um eine geringere Seitenlappen-Amplitude in den Gitterreflexionsbändern zu erzielen, wie es von A. Gnazzo et al., Integrated Photonics Research Conference, Optical Society of America, S. 410 (1996), beschrieben wird. Die Wellenleiter-Parameter, wie etwa seitliche Führungsbreite, können ebenfalls räumlich geändert werden, wodurch der effektive Brechungsindex und die Gitterfrequenz geändert werden, wie auf dem Fachgebiet bekannt.

[0066] Das optische Frequenzband, über das die Reflexion erfolgt, kann entsprechend der Form des Gitterspektrums, das nur ein einziges schmales Peak, ein breites Peak oder eine kompliziertere Struktur mit mehreren Peaks haben kann, sehr unterschiedliche Formen annehmen. Die Form des Spektrums hängt von der detaillierten Gestaltung der optischen Phasenvoreilung entlang der Gitterstruktur ab. Um einen einzigen Kanal auszuwählen, kann ein Gitter mit nur einem Peak verwendet werden, und um mehrere Kanäle auszuwählen oder eine Feinabstimmung vorzunehmen, kann ein Breitbandgitter oder ein Gitter mit mehreren Peaks verwendet werden.

[0067] Das Gitter kann dadurch abgestimmt werden (Ändern des Wellenlängenbereichs für die Wechselwirkung mit Licht), dass die Gitterperiode oder der effektive Brechungsindex des sich durch das Gitter ausbreitenden Lichts geändert wird. Die Gitterperiode kann durch Dehnen des Materials mit einem oder mehreren verschiedenen Mitteln geändert werden, unter anderem mechanisches Strecken oder Komprimieren, Erwärmen oder Abkühlen, akustische Erregung usw.. Der effektive Brechungsindex in dem Gitter kann mit einem oder mehreren verschiedenen Mitteln geändert werden, unter anderem dem bevorzugten thermooptischen Effekt, dem elektrooptischen Effekt, dem piezoelektrischen Effekt usw.. Es stehen Materialien zur Verfügung, die ihren Brechungsindex in Reaktion auf eine Änderung der Temperatur, des elektrischen Felds, des Drucks, der Scherung und weitere durchgeführte Änderungen ändern. Zu diesen Materialien zählen nichtlineare optische Materialien, Kristalle, Flüssigkristalle und andere auf dem Fachgebiet bekannte Arten von Materialien. Es kann jeder Teil des Materials, durch den die optische Energie der Lichtmode entlang dem Gitter geht, geändert werden, um eine Änderung des Gitterspektrums zu bewirken. Da zuverlässigen Polymer-Materialien mit einem großen dn/dT zur Verfügung stehen, wird der thermooptische Effekt zum Verschieben des Reflexionsbands bei Produkten der nächsten Zeit bevorzugt.

[0068] Der thermooptische Effekt ist die Eigenschaft einiger Materialien, ihren Brechungsindex mit der Temperatur zu ändern. Durch Erwärmen eines Segments des Polymer-Wellenleiters von **Fig. 11A** wird der effektive Brechungsindex vor allem durch den thermooptischen Effekt geändert. Die Wirkung der

Wärmeausdehnung ist relativ gering. Einige Materialien haben einen großen thermooptischen Koeffizienten (dn/dT), wie etwa der aktive Wellenleiter des InP-Lasers ($dn/dT = 25 \times 10^{-5}\ °C^{-1}$), und einige Materialien haben eine kleine Rate der Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur, wie etwa Siliciumdioxid ($dn/dT = 1 \times 10^{-5}\ °C^{-1}$). Polymer-Materialien sind dadurch ungewöhnlich, dass ihr thermooptischer Koeffizient negativ und groß ist (dn/dT liegt im Bereich von -10 bis $-35 \times 10^{-5}\ °C^{-1}$), siehe beispielsweise R. S. Moshrefzadeh et al., J. Lightwave Tech. 10 420 (1992). In dieser Erfindung verwenden wir Polymer-Laser entlang dem optischen Weg, um Wechselwirkungsfrequenzen des Gitters abzustimmen, Resonanzfrequenzen abzustimmen und um Anordnungen dadurch athermisch zu machen, dass die positive Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur bei anderen Materialien, durch die die optische Energie geht, kompensiert wird. Es werden geeignete Anordnungen hergestellt, unter anderem insbesondere eine Kombination aus temperaturunempfindlichen Strukturen, wie etwa Resonatoren, und in hohem Maße thermisch abstimmbaren Strukturen, wie etwa Polymer-Gitter.

[0069] Änderungen der Temperatur des Gitters beeinflussen den FSR nicht wesentlich, wenn das räumliche Temperaturprofil des Gitters nicht wesentlich in den Hohlraumresonator „eindringt". Bei der bevorzugten Ausführungsform wird der Resonator als Ganzes athermisch gemacht (er wird so kompensiert, dass er gegen gleichmäßige Temperaturänderungen unempfindlich ist). Einzelne Segmente in dem Resonator können aber immer noch einen beachtlichen Temperaturkoeffizienten haben. Bei der bevorzugten Ausführungsform ist die Struktur des Wellenleiters **122** gleich der in dem Gitter **130** und in dem Resonator zwischen der Verjüngung **126** und dem Gitter **130**. In dem Maße, wie ein Teil des räumlichen Temperaturprofils von dem Heizelement **160** den Laserresonator überlappt, wird durch Abstimmen des Gitters mit dem Heizelement **160** immer noch eine Rest-Änderung der Modenfrequenzen erzeugt. Idealerweise wird die thermische Abstimmung des Gitters mit einem schroffen räumlichen Temperaturprofil erreicht, das zwar die Temperatur des Gitters ändert, aber nicht die Temperatur der resonatorinternen Wellenleiterstruktur ändert. Durch Auslegen der Heizelektroden **160** und **162** für eine geringe Erwärmung des resonatorinternen Wellenleiterbereichs außerhalb der Länge des Gitters, durch Bereitstellen eines Substrats **120** mit einer hohen Temperaturleitfähigkeit, wie etwa Silicium, und durch Geringhalten der Dicke der Prozessschichten zwischen dem Gitter-Wellenleiter und dem Substrat (das weiteren Beschränkungen unterliegt) können wir den Einfluss der thermischen Abstimmung des Gitters auf die longitudinalen Moden minimieren, sodass der volle Abstimmungsbereich des Gitters realisiert werden kann und gleichzeitig die unerwünschte Moden-Abstimmung auf eine Toleranz, wie etwa einen annehmbar kleinen Bruchteil eines FSR, begrenzt wird. Als Alternative könnte ein Segment des resonatorinternen Wellenleiters, das an das Gitter angrenzt, in dem Bereich des „Eindringens" des Temperaturprofils des Gitters athermisch gestaltet werden.

[0070] Unter diesen Bedingungen wird durch Abstimmen der Bragg-Wellenlängen der Gitter **130** und **132** mittels der durch die Heizstreifen **160** und **162** fließenden Ströme eine Reihe von diskreten Frequenzsprüngen (Modensprüngen) im Laserausgang von einer longitudinalen Mode zur nächsten erzeugt, ohne dass die Frequenzen der longitudinalen Moden geändert werden. Die optische Betriebsfrequenz wird diskontinuierlich digital abgestimmt, ohne dass sie durch den Frequenzbereich zwischen den longitudinalen Moden des Resonators geht. Wenn longitudinale Moden mit Übertragungsfrequenzkanälen übereinstimmen, ändert die Anordnung die Übertragungskanäle auch dann digital, wenn der Strom in den Heizstreifen kontinuierlich analog geändert werden kann. Bei der digitalen Abstimmung hängt die Kanalgenauigkeit nicht von der Genauigkeit des Abstimmungsauslösers (z. B. Heizstrom) ab, sondern von der Genauigkeit der Festlegung der Kanalfrequenzen.

[0071] Um die Wellenleiter **122** und **124** kann an einer Stelle zwischen den Gitterbereichen **130** und **132** und der Ausgangsfläche **118** ein Paar Spiralheizfühler **150** und **152** angeordnet werden. Die Heizfühler **150** und **152** enden in Elektroden **154** und **156** bzw. **158** und **159**. Durch Anlegen eines Stroms durch das Elektrodenpaar **154** und **156** wird der Heizfühler **150** angeregt, wodurch die Temperatur des Wellenleiters **122** entlang einem Teil seiner Länge ansteigt, der von der Struktur des Heizfühlers **150** und der Diffusion der Wärme von dem Heizfühler weg und (schließlich) in das Substrat bestimmt wird. Ebenso wird durch Anlegen eines Stroms durch das Elektrodenpaar **158** und **159** der Heizfühler **152** angeregt, wodurch die Temperatur eines Teils des Wellenleiters **124** ansteigt. Die Heizfühler können aus Streifen eines Widerstandsmaterials, wie etwa Platin, Nickel, Nichrom, leitfähiges Polymer usw., hergestellt werden und können die Form einer einzelnen Schicht oder von mehreren Schichten haben, wie es zur Herstellung der gewünschten Leitfähigkeit, zum Drahtbonden oder zur Haftung an der unteren Schicht oder zum Modifizieren der Reaktion der Elektroden auf nachfolgende Prozessschritte, wie etwa Laser-Ablation, Ätzen usw., erforderlich sein kann. Der Streifen kann, wie auf dem Fachgebiet bekannt, mit lithografischen Mitteln, wie etwa Photoresist-Strukturierung mit anschließendem Nass- oder Trockenätzen (z. B. chemisches oder RIE-Ätzen) des Widerstandsmaterials und Ablösen des Resists strukturiert werden. Diese Elektroden und Heizfühler können verwendet werden, um die optische Umlaufweglänge des mit einem

Hybridgitter mit externem Resonator stabilisierten Lasers einzustellen, wobei der optische Umlaufweg der Weg ist, dem die optische Mode durch den Resonator zwischen aufeinanderfolgenden Durchgängen durch denselben Punkt in dem Phasenraum in dem Resonator folgt (wie etwa eine Reflexion von dem Gitter oder eine Einkopplung in ein Verstärkungswellenleitersegment) und der durch das Verstärkungswellenleitersegment geht, wobei $N_{i\ eff}$ der effektive Brechungsindex der Mode in dem i-ten Segment ist, durch das das Licht in dem Resonator geht, L_i die physikalische Länge des i-ten Segments ist und die Summe aus allen durchquerten Wegsegmenten gebildet wird. Die Heizelemente senken den effektiven Brechungsindex der Wellenleiter durch den thermooptischen Effekt in dem Polymer-Mantelmaterial in dem Bereich, der von dem Wärmefluss in der Nähe der Heizelemente bestimmt wird. Dadurch wird die optische Weglänge des Resonators verringert, der FSR wird vergrößert und die longitudinalen Moden werden auf höhere Frequenzen eingestellt, wobei alle anderen Faktoren konstant sind.

[0072] Bei einer Ausführungsform der Erfindung kann die optische Umlaufweglänge mittels der Heizelemente **150** und **152** eingestellt werden, um die optische Weglänge und den freien Spektralbereich so einzustellen, dass einige der longitudinalen Modenfrequenzen des Resonators mit einer gewünschten Gruppe von Übertragungsfrequenzkanälen übereinstimmen. Oder die Heizelemente **150** und **152** können verwendet werden, um die Betriebsfrequenz der Anordnung kontinuierlich analog einzustellen.

[0073] Um die Wellenleiter **122** und **124** herum, an einer Stelle in den Gitterbereichen **130** und **132** und im Wesentlichen durch die gesamten Gitterbereiche hindurch, können Spiralheizfühler **160** und **162** angeordnet werden. Die Heizfühler **160** und **162** enden in Elektroden **164**, **166**, **168** und **169**. Durch Anlegen eines Stroms durch das Elektrodenpaar **164** und **166** wird der Heizfühler **160** angeregt, wodurch die Temperatur des Wellenleiters **122** entlang dem Gitterbereich **130** ansteigt, was von der Struktur des Heizfühlers **160** und der Diffusion der Wärme von dem Heizfühler weg und (schließlich) in das Substrat bestimmt wird. Auch hier senken die Heizelemente den effektiven Brechungsindex der Wellenleiter durch den thermooptischen Effekt in dem Polymer-Mantelmaterial in dem Bereich, der von dem Wärmefluss in der Nähe der Heizelemente bestimmt wird. Durch die Änderung des effektiven Brechungsindex in dem Gitterbereich wird das Frequenzverhalten des Gitters wie in Gleichung (7) abgestimmt, und durch Erwärmen eines Gittersegments wird seine Wechselwirkungsfrequenz erhöht. Die Gitter können gemeinsam oder getrennt einfach durch Steuern der entsprechenden Heizelementströme oder -leistungen abgestimmt werden.

[0074] Die Streifenstruktur der Heizfühler **160** und **162** ist vorzugsweise entlang dem Gitter gleichmäßig, um eine Temperaturänderung als Funktion des Heizelementstroms, die längs des Gitters gleichmäßig ist, zu bewirken, wodurch die Spektralform der Gitter-Wechselwirkung im Großen und Ganzen aufrechterhalten wird. Wie gezeigt, geht die Streifenstruktur durch beide Seiten des Wellenleiters in dem Gitterbereich, sodass die Temperaturänderung auch über die Breite des Wellenleiters gleichmäßig ist. Die Verwendung eines einzelnen Heizstreifens entlang dem Wellenleiter ist eine angemessene Alternative, die den Vorteil bietet, dass alle Gitter gemeinsam an einem Ende geerdet werden können.

[0075] Die Heizstreifen **150** und **152** sind zwar ebenfalls als spiralförmig dargestellt, aber die Gleichmäßigkeit ist keine Voraussetzung für die Abstimmung der optischen Umlaufweglänge des Resonators. Die Elektroden oder Kontaktstellen **154**, **156**, **158**, **159**, **164**, **166**, **168** und **169** werden vorzugsweise aus Gold oder einem anderen Material hergestellt, das oxidationsbeständig ist, um das Bonden von Anschlüssen an die Heizelement-Spannungsquellen (nicht dargestellt) zu verbessern. Die Positionen dieser Elektroden sind nicht entscheidend, und die Elektroden können zu anderen Positionen auf dem Chip verschoben werden, wenn die Anschlüsse zwischen den Elektrodenpositionen und den Heizfühlern einen geringen Widerstand haben, um einen unerwünschten Energieverbrauch zu senken. Um die vorgenannten Ziele zu erreichen, sind auch zahlreiche andere Heizelement- und Elektrodengestaltungen möglich und zweckmäßig.

[0076] Bei einer Variante der Erfindung kann das von den Heizstreifen induzierte Temperaturprofil entlang dem Wellenleiter längs der Gitter mit verschiedenen Mitteln, unter anderem Ändern der Breite der Streifen, Ändern des Abstands der Streifen von der Wellenleiter-Achse usw., inhomogen gemacht werden, sodass die Spektralform der Gitter-Wechselwirkung durch eine verteilte thermisch induzierte Phasenverschiebung als Funktion des Heizelementstroms geändert werden kann.

[0077] Bei thermooptisch abstimmbaren Gittern kann zwar der Resonator athermisch gemacht werden, aber das Gitter selbst kann nicht athermisch sein. Aus diesem Grund kann es zweckmäßig sein, die absolute Temperatur des Substrats zu stabilisieren, wodurch die Frequenz-Empfindlichkeit des Gitters gegen Änderungen der Umgebungstemperatur begrenzt wird. Wenn das Substrat thermisch stabilisiert wird, kann die dem Gitter zugeführte Heizelementleistung auch zum Bestimmen der absoluten Betriebsfrequenz verwendet werden. Eine gewisse Drift der Gitterfrequenz ist akzeptabel, solange sie keinen Modensprung verursacht, und daher ist die Forderung nach der Substratstabilisierung nicht sehr

streng. (Bei elektrooptischen, piezoelektrischen und ähnlichen Anordnungen werden die Gitter vorzugsweise so gestaltet, dass sie grundsätzlich athermisch sind, wodurch die Notwendigkeit der thermischen Substratstabilisierung eliminiert wird.) Zur Stabilisierung der Substrattemperatur kann ein einfacher Temperaturfühler an dem Substrat oder in dessen Nähe angebracht werden, wobei eine auf dem Fachgebiet bekannte elektronisch gesteuerte Rückkopplungsschleife vorgesehen wird, um ein Heizelement und/oder ein Kühlelement (wie etwa den TE-Kühler **212**) in Betrieb zu setzen und die Temperatur innerhalb eines gewünschten Bereichs zu regeln.

[0078] An den Wellenleitern **122** und **124** auf dem Chip **100** kann ein Gekrümmter-Wellenleiter-Bereich **178** vorgesehen werden, um die Wellenleiter in dem Winkel θ_r zurückzubiegen, um eine Ausgangskopplung einer Gruppe von Lichtwellenleitern zu erreichen, die parallel zu dem Diodenlaserchip ist, was ein einfaches Skalieren der Gestaltung für mehrere Laser auf demselben Chip ermöglicht. Durch seitliches Dehnen des Chips (in x-Richtung) kann ein breiterer Laserchip mit drei oder vier oder mehr Wellenleitern bereitgestellt werden und mit weiteren Wellenleitern gekoppelt werden, die an die vorhandenen Wellenleiter angrenzend verlegt sind und eine Verjüngung, ein Gitter und Heizelementabschnitte sowie Wellenleiter-Ausgangs-V-Nuten haben. Das wird mit Segmenten mit identischen Längen für jeden einzelnen Wellenleiter durch die Doppelbiegungskonfiguration möglich. Der Radius der gekrümmten Wellenleiter in dem Bereich **178** kann so gewählt werden, dass der Krümmungsverlust optimiert wird, und eine gute Wahl für unsere Hochkontrast-Wellenleiter mit 2 % Siliciumdioxid ist ein Krümmungsradius, der größer als oder etwa gleich 2 mm ist. Man beachte, dass die Krümmungen außerhalb des Hohlraumresonators angeordnet worden sind, um die Länge des Hohlraumresonators zu verringern (wodurch seine Modulationsbandbreite vergrößert wird) und seinen Verlust zu senken. Eine alternative Gestaltung (nicht dargestellt), die diese Krümmung vor oder nach der Verjüngung, aber vor dem Gitter (und somit innerhalb des Resonators) enthält, hat den Vorteil einer größeren Kompaktheit, da die Gitterbereiche ebenfalls parallel zu dem Laserchip sind.

[0079] Zur Unterstützung der Kopplung eines Paars Lichtleitfasern (nicht dargestellt) mit den Ausgangsenden der Wellenleiter **122** und **124** können V-Nuten **170** und **172** vorgesehen werden. Die V-Nuten verlaufen über einen Bondschlitz **176** und enden in einem Ausrichtungsschlitz **174**, dessen vertikale Seitenwand die Stirnflächenkopplung der Ausgangs-Lichtleitfasern und der Wellenleiter **122** und **124** ermöglicht. Die Tiefe und die Position der V-Nuten werden so eingestellt, dass sie den Kern der Ausgangs-Lichtleitfasern ungefähr koaxial mit den Wellenleitern **122** und **124** an dem Ausrichtungsschlitz **174** ausrichten.

[0080] Fig. 6 zeigt eine detaillierte Draufsicht des Kopplungsbereichs zwischen dem Wellenleiter **122** und der V-Nut **170**. Der Ausrichtungsschlitz **174** wird vorzugsweise mit einer fast vertikalen Seitenwand **610** hergestellt, in der der Wellenleiterkern **122** endet. In der V-Nut **170** wird eine Lichtleitfaser angeordnet, und die Lichtleitfaser wird dabei leicht gegen die beiden abgewinkelten Seiten der V-Nut und nach vorn gegen die Seitenwand **610** gedrückt. Klebstoff wird in dem Bereich **179** (siehe Fig. 1) platziert und ausgehärtet, um die Lichtleitfasern an der richtigen Position zu fixieren. Der Bondschlitz **176** verhindert, dass Klebstoff an den Lichtleitfasern oder der V-Nut zu der optischen Grenzfläche an der Seitenwand **610** läuft. Die Position und der Winkel der V-Nut in der x-z-Ebene und die Tiefe der V-Nut werden vorzugsweise so eingestellt, dass die angebrachten Lichtleitfasern koaxial mit dem Wellenleiterkern **122** ausgerichtet werden. Die Herstellung von V-Nuten in Silicium-, Siliciumdioxid- und anderen Substraten ist auf dem Fachgebiet bekannt, ebenso die Schlitz-Gestaltung und das Anbringen der Lichtleitfasern, wobei mehrere alternative Realisierungen möglich sind.

[0081] Die elektrischen Verbindungen zu dem gemeinsamen Anschluss auf der Rückseite des Lasers und für die Laserdiodenstreifen werden vorzugsweise über Drahtbondverbindungen zu den Zwischenelektroden **181**, **182** bzw. **183**, ... hergestellt. Die Verbindungen zu den Kontrollfotodioden **140** und **142** können ebenfalls über Drahtbonds zu Kontaktstellen (oder Elektroden), wie etwa **184**, **185**, ..., hergestellt werden, eventuell auch unter Verwendung von **181** als gemeinsamer Anschluss. Wenn gemeinsame Anschlüsse elektrisch unzweckmäßig sind, wie es bei einigen rauschempfindlichen elektronischen Schaltkreisen der Fall sein kann, können für jede gemeinsame Funktion getrennte Elektroden verwendet werden. Beispielsweise können die Kontrollfotodioden eine oder auch zwei getrennte gemeinsame Elektroden (nicht dargestellt) haben.

[0082] Fig. 2 zeigt eine abgeschnittene Darstellung einer Gehäuse-Anordnung **200** für die Hybridchip-Baugruppe **100**. Die Chip-Baugruppe **100** wird vorzugsweise an ihrer Unterseite **102** an zwei thermoelektrische Kühler **212** und **214** in Reihe gebondet. Die Kühler dienen vorzugsweise zur Erzeugung einer großen Temperaturdifferenz zwischen dem Chip **100** und der Umgebungstemperatur, wodurch ein großer Umgebungstemperaturbereich möglich wird, in dem der Betrieb erfolgen kann, während der Chip **100** in seinem gewünschten schmalen Temperaturbereich gehalten wird. Für breitere oder schmalere Betriebsbereiche können mehr oder weniger Kühler verwendet werden. Wenn der Bereich der Umgebungstemperaturdrift nur etwa 5°C beträgt, ist möglicherweise kein Kühler erforderlich. Die TE-Küh-

ler werden wiederum an eine Wärmesenke **220** gebondet, die als Teil des Gehäuses dargestellt ist und aus einem von mehreren geeigneten wärmeleitfähigen Materialien, unter anderem Kupfer, Aluminium, Kovar, Keramik usw., besteht. Diese Wärmesenke kann für eine bessere Wärmeleitung in die Umgebungsluft Stege (nicht dargestellt) haben oder an Stegen angebracht sein. Elektrische Verbindungen **230**–**233** sind zwischen dem Chip und den aus Isolierbereichen **236** austretenden Anschlüssen des Gehäuses **234** gezeigt. Die Verbindungen **230**–**233** können direkt zu Elektroden auf dem Chip, wie etwa den Elektroden **164**–**169**, oder direkt oder indirekt (über Elektroden **181**–**185** ...) zu Elektrodenbereichen auf integrierten Hybridelementen, wie etwa den Kontrolldioden **140** oder **142** oder den Laserdioden **112** und **114**, hergestellt werden. Die mit der Chip-Baugruppe **100** verbundenen Lichtleitfasern treten durch das Gehäuse über Verbinder oder Dichtungen (nicht dargestellt) aus. Eine Dichtungsplatte **240** kann an das übrige Gehäuse angelötet oder angeschweißt werden, wenn beispielsweise zum Ausschließen von Feuchtigkeit eine hermetische Abdichtung gewünscht wird, oder sie kann mit Klebstoff abgedichtet werden oder auch nur durch ein Einbettungsmaterial ersetzt werden, wenn keine Luftdichtheit erforderlich ist.

[0083] Die frequenzselektive Rückkopplungsstruktur kann alternativ auch ein gitterunterstützter Koppler mit kodirektionaler Kopplung oder reflektiver Kopplung, ein Gitter mit massiver Optik, ein Resonator oder Etalon in massiver Form oder in einem Wellenleiter (der beispielsweise durch Ätzen von zwei parallelen Flächen oder Gräben über einen Wellenleiter hergestellt wird, sodass ein Wellenleiter-Fresnel-Reflektor entsteht) oder eine andere Anordnung sein, die ein Spektrum in dem optischen Frequenzbereich wählen kann, das dann mittels der optischen Strukturen, unter anderem massive Optik, Wellenleiter oder andere integrierte optische Komponenten, in das Verstärkungsmedium rückgekoppelt wird. Einige dieser Strukturen sind mit einer Ringlaser-Ausführungsform mit einfachen Ringen, mehreren Ringen mit Verbindungsstücken und komplexeren Topologien in dreidimensionalen Wellenleiterstrukturen kompatibel.

Ringlaser-Ausführungsform

[0084] Fig. 9 zeigt eine Ringresonatorstruktur-Ausführungsform **900**, die eine Alternative zu der Linearresonatorstruktur-Ausführungsform **100** von Fig. 1 ist. Die optische Strahlung, die von den beiden Flächen **916** und **918** an jedem Ende des Verstärkungswellenleiters **912** in dem Verstärkerchip **910** ausgesendet wird, wird vorzugsweise mit dem Wellenleiter **922** bzw. **924** stirnflächengekoppelt. Der Verstärkerchip **910** wird vorzugsweise an das Substrat **970**, auf dem die Wellenleiter **922** und **924** integriert sind, Flip-Chip-gebondet. Die Wellenleiter **922** und **924** krümmen sich zu einer Schleife, wobei sie in einem Parallelkopplerbereich dicht aneinander vorbeigehen, in dem sich ihre transversalen Modenprofile überlappen, aber ihre effektiven Brechungsindizes n_{eff1} und n_{eff2} vorzugsweise so unterschiedlich sind, dass eine vernachlässigbare Kopplung entsteht. Auf den Flächen **916** und **918** werden Antireflexionsmittel von den vorstehend beschriebenen Alternativen vorgesehen, da vorher vorzugsweise abgewinkelte Wellenleiter in die Flächen integriert werden, um die optische Rückkopplung zu verringern und ein Lasern zwischen den Flächen zu unterdrücken. Ein optisches Gitter **930** überlappt die optische Energie, die durch die beiden Wellenleiter fließt, und liefert eine Phasenanpassung, die eine Kopplung zwischen den optischen Moden der Wellenleiter ermöglicht, wodurch das Auftreten einer Laser-Rückkopplung um den Ringresonator möglich wird, der von den beiden Wellenleitern, dem Koppler und dem Verstärkungswellenleiter gebildet wird.

[0085] Die Gitterperiode Λ des Gitters **930**, die diese Kopplung erreichen muss, folgt aus der Phasenanpassungsbedingung, dass die Wellenzahl $2\pi/\Lambda$ des Gitters gleich der Differenz zwischen den Wellenzahlen der beiden Wellenleiter sein muss, oder

$$\Lambda = \lambda/|n_{eff1} - n_{eff2}| \text{ (Kodirektionalkoppler)} \quad (8).$$

[0086] Wenn Λ annähernd Gleichung (8) erfüllt, wird das sich in dem einen Wellenleiter ausbreitende Licht über den Parallelkoppler in den anderen Wellenleiter eingekoppelt und die Richtung der Ausbreitung des Lichts wird in dem gleichen Ausbreitungssinn um den Ring aufrechterhalten. Beispielsweise wird Licht, das von der Fläche **918** ausgesendet wird, in den Wellenleiter **924** eingekoppelt, wird dann über diesen von dem Gitter **930** in den Wellenleiter **922** eingekoppelt, wo es sich zurück zu dem Laserchip **910** ausbreitet, und wird dann an der Fläche **916** wieder in den Verstärkungswellenleiter **912** eingekoppelt. Dieses Licht wird erneut an der Fläche **918** verstärkt und ausgesendet, nachdem es den Umlaufweg des Ringresonators genommen hat. Licht, das von der Fläche **916** ausgesendet wird, wird in den Wellenleiter **922** eingekoppelt und breitet sich in die entgegengesetzte Richtung um die Schleife aus, und so lasen der Resonator bidirektional, wenn kein Richtelement (nicht dargestellt) integriert wird. Ein Teil des Lichts, das sich in den Wellenleitern **922** und **924** ausbreitet, kann durch den Gitterbereich durchgelassen werden und in seinem entsprechenden Wellenleiter bleiben. Dieses durchgelassene Licht wird von seinem entsprechenden Wellenleiter zu einer Ausgangsfläche, wie etwa **925**, geleitet, wo es zur Verwendung austritt. Die Strukturen und Verwendungszwecke, die hier für die einzelnen Ausführungsformen beschrieben werden, gelten auch für andere Ausführungsformen. Daher können beispielsweise V-Nuten verwen-

det werden, um Ausgangs-Lichtleitfasern zu den Ausgangsenden der Wellenleiter an der Ausgangsfläche **925** auszurichten, Einstellungen können für die optische Weglänge des Resonators vorgenommen werden, um den FSR so einzustellen, dass er gleich einem rationalen Bruch eines Übertragungskanalabstands ist, ein Polymer-Material und Heizstreifen können innerhalb des Gitterbereichs verwendet werden, um das Gitter so abzustimmen, dass verschiedene Resonatormoden zwischen den Wellenleitern **916** und **918** eingekoppelt werden, usw.

[0087] Der Resonator von Fig. 9 lasen, wenn die Verstärkung in dem Verstärker ausreicht, um die Verluste in dem Wellenleiter-Ringresonator zu überwinden. Der Verlust ist für die longitudinale Mode des Resonators mit der Frequenz am niedrigsten, die der Spitzenfrequenz der Gitter-Wechselwirkung am nächsten kommt. Auch wenn die Unterdrückung der Verstärkung für die benachbarten Moden kleiner als für die bevorzugte Mode ist, schwingt der Laser in der bevorzugten Mode. Um ein gutes Seitenmoden-Unterdrückungsverhältnis, wie etwa 30 zu 50 dB, zu erhalten, ist jedoch eine signifikante Differenz bei der Verstärkung zwischen benachbarten Moden zweckmäßig, und daher wird das Gitter vorzugsweise mit einem wesentlichen zusätzlichen Verlust für alle anderen Moden ausgelegt. Wenn der an den Laserchip angelegte Strom moduliert wird, um Daten zu übertragen, müssen zwei nahezu identische Ausgänge vorgesehen werden, die mit den gleichen Daten moduliert werden. Dieses Merkmal kann bei Systemen vorteilhaft sein, die eine Ersatz-Übertragungsleitung für den Fall eines Netzausfalls auf einer der Leitungen erfordern. Die Ausgangssignale von den beiden Wellenleitern **922** und **924** können außer für den zusätzlichen Krümmungsverlust, den der Wellenleiter **924** erfährt, identisch sein.

[0088] Das Vorstehende ist eine spezielle Implementierung der allgemeinen Situation, in der Licht von einem Verstärkungswellenleiter einem ersten Weg folgt, um in eine Gitterstruktur eingekoppelt zu werden, und dann zu dem Verstärker zurückkehrt und dabei einem zweiten Weg folgt, wobei der optische Weg die Figur einer geschlossenen Schleife in zwei oder drei Dimensionen bildet. Die gesamte Schleife in Fig. 9 besteht aus Wellenleitersegmenten, und die Gitterstruktur ist ein gitterunterstützter Parallelkoppler in der Schleife. Der Ringresonator von Fig. 9 wird vorzugsweise athermisch gemacht, und seine Moden werden vorzugsweise so eingestellt, dass sie mit festgelegten Frequenzkanälen übereinstimmen. Bei einer abstimmbaren Gitter-Anordnung sollte der Abstimmungsmechanismus vorzugsweise den Resonator-FSR unverändert lassen, während er die Gitterwechselwirkungsfrequenz abstimmt. Die Erreichung dieser Ziele ist in diesem Fall komplizierter, da das Gitter resonatorintern liegt. Die bevorzugte Methode besteht darin, die Temperaturkoeffizienten für die beiden benachbarten Wellenleiter in dem Gitterbereich **930** gleich und entgegengesetzt zu machen. Eine Resonanzmode, die über den gitterunterstützten Parallelkoppler eingekoppelt wird, durchläuft die gleich Weglänge auf jeder Seite des Kopplers. Die Temperaturabhängigkeiten der beiden Wellenleitersegmente gleichen sich dann gegenseitig aus, wenn die Gittertemperatur symmetrisch um die Mitte des Gitters geändert wird. Da es die Differenz der Ausbreitungskonstanten ist, durch die das Gitter in einem Kodirektionalkoppler abgestimmt wird, tragen gleiche Längen von entgegengesetzten thermooptischen Koeffizienten zur Entstehung einer thermischen Netto-Abstimmungsempfindlichkeit bei.

[0089] Gleiche und entgegengesetzte Temperaturkoeffizienten in einem Wellenleiterpaar können mit einer der unter Bezugnahme auf die Fig. 14C und Fig. 15 beschriebenen Strukturen erreicht werden. Durch Einstellen der Dicke der Schicht **1542** oder der im Schritt **14B** gezeigten Ätztiefe kann die Größe der Überlappung der linken Mode (z. B. **1482**) in dem Polymer-Material **1442** oder **1546** eingestellt werden. Ein zweiter einstellbarer Konstruktionsparameter wird in dem Fall von Fig. 14C durch die Dicke der Schicht **1441** und in beiden Fällen durch den thermooptischen Koeffizienten des Materials **1442** oder **1546** bereitgestellt. Das Einstellen dieser linear unabhängigen Parameter reicht aus, um die thermooptischen Koeffizienten der beiden Wellenleiter auf die gewünschten Werte zu bringen, gleichgültig, ob gleich oder entgegengesetzt, oder null oder negativ, oder eine andere geeignete Kombination.

[0090] Ein alternatives Verfahren, um die Abstimmung der Anordnung **900** athermisch zu machen, besteht darin, dem Halbleiterdiodenbereich **910** gleichzeitig Wärme zuzuführen. Der entgegengesetzte Temperaturkoeffizient des Halbleiterverstärkers führt zu einer Aufhebung der Wirkungen der Gitter-Wellenleiter in dem FSR während der Abstimmung, wenn die relativen Wärmezufuhrmengen so eingestellt werden, dass es zu gleichen und entgegengesetzten Änderungen der optischen Weglänge kommt. Ein großer Abstimmbereich kann in diesem Fall vorzugsweise dadurch erhalten werden, dass einer der Wellenleiter in dem Gitterbereich athermisch gemacht wird, während der andere einen maximalen negativen dn/dT hat.

[0091] Fig. 10 zeigt eine alternative Implementierung **1000**, bei der das Gitter in dem Parallelkoppler ein Reflexionsgitter ist und das reflektierte Licht über den zweiten Wellenleiter eingekoppelt wird, der dann räumlich von dem ersten Wellenleiter divergiert, wodurch das reflektierte Licht über einen anderen optischen Weg in das Verstärkungswellenleitersegment zurückgebracht wird. Reflexionsgitter bieten normalerweise eine schmalere Bandbreite, was bei der Erzeugung eines hohen Seitenmoden-Unterdrückungs-

verhältnisses von Vorteil sein kann. Ähnlich wie bei Fig. 9 wird die optische Strahlung, die von den beiden Flächen **1016** und **1018** an jedem Ende des Verstärkungswellenleiters **1012** in dem Verstärkerchip **1010** ausgesendet wird, mit Antireflexionsmitteln in den Wellenleiter **1022** bzw. **1024** eingekoppelt. Der Verstärkerchip **1010** wird an das Substrat **1070** Flip-Chip-gebondet. Die Wellenleiter **1022** und **1024** krümmen sich zu einer Schleife, wobei sie in einem Parallelkopplerbereich dicht aneinander vorbeigehen, in dem sich ihre transversalen Modenprofile überlappen, aber ihre effektiven Brechungsindizes n_{eff1} und n_{eff2} vorzugsweise so unterschiedlich sind, dass eine vernachlässigbare Kopplung entsteht. Ein optisches Gitter **1030** überlappt die optische Energie, die durch die beiden Wellenleiter fließt, und liefert eine Phasenanpassung, die eine Kopplung zwischen den optischen Moden der Wellenleiter ermöglicht. Die Gitterperiode Λ des Gitters **1030**, die diese Kopplung erreichen muss, folgt aus der Phasenanpassungsbedingung, dass die Wellenzahl $2\pi/\Lambda$ des Gitters gleich der Summe der Wellenzahlen der beiden Wellenleiter sein muss, oder

$$\Lambda = \lambda/|n_{eff1} + n_{eff2}| \text{ (kontradirektionaler Koppler)} \quad (9).$$

[0092] Wenn Λ annähernd Gleichung (9) erfüllt, wird das sich in dem einen Wellenleiter ausbreitende Licht über den Parallelkoppler reflektiert und in den anderen Wellenleiter eingekoppelt. Auch hier wird die Richtung der Ausbreitung des Lichts in dem gleichen Ausbreitungssinn um den Ring aufrechterhalten. Beispielsweise wird Licht, das von der Fläche **1018** ausgesendet wird, in den Wellenleiter **1024** eingekoppelt, wird dann über diesen von dem Gitter in den Wellenleiter **1022** eingekoppelt, wo es sich zurück zu dem Laserchip **1010** ausbreitet, und wird dann an der Fläche **1016** wieder in den Verstärkungswellenleiter **1012** eingekoppelt. Dieses Licht wird erneut an der Fläche **1018** verstärkt und ausgesendet, nachdem es den Umlaufweg des Ringresonators genommen hat. Licht, das von der Fläche **1016** ausgesendet wird, wird in den Wellenleiter **1022** eingekoppelt und breitet sich in die entgegengesetzte Richtung um die Schleife aus, und so lasert der Resonator, wenn er über den Schwellenwert gepumpt wird.

[0093] Ein Teil des Lichts, das sich in den Wellenleitern **1022** und **1024** ausbreitet, wird durch den Gitterbereich durchgelassen und bleibt in seinem entsprechenden Wellenleiter. Dieses durchgelassene Licht wird von seinem entsprechenden Wellenleiter zu einer Ausgangsfläche **1025** geleitet, wo es zur Verwendung austritt. Die Laser-Eigenschaften der Anordnung **1000** sind denen der Anordnung **900** ähnlich. Wie immer können die Strukturen und Verwendungszwecke, die unter Bezugnahme auf die anderen Figuren beschrieben werden, auch bei verschiedenen alternativen Ausführungsformen der Anordnungen in den Fig. 9 und Fig. 10 verwendet werden. Die Temperaturkoeffizienten der beiden benachbarten Wellenleiter in dem Gitterbereich **1030** sind vorzugsweise einander gleich. Durch die Temperaturabstimmung des Gitters wird die optische Weglänge des Resonators nicht geändert, wenn das Temperaturprofil für die Abstimmung des Gitters plötzlich am Rand des Gitters endet. Da es die Summe der Ausbreitungskonstanten ist, mit der das Gitter in einem kontradirektionalen Koppler abgestimmt wird, lassen sich gleiche thermooptische Koeffizienten in Wellenleiterarmen mit gleicher Länge zu einem Netto-Abstimmbereich kombinieren.

Verfahren zum Einstellen eines Hohlraumresonators

[0094] Aufgrund von Herstellungstoleranzen ändert sich der FSR einer Gruppe von Anordnungen mit einer mittleren und Standardabweichung, die möglicherweise keine hohe Produktionsausbeute zulassen. Es wird ein Verfahren benötigt, mit dem der FSR von einzelnen Anordnungen auf den gewünschten Wert eingestellt werden kann. Ein weiteres Verfahren wird benötigt, mit dem die Absolutfrequenz von longitudinalen Moden so eingestellt werden kann, dass sie mit einem der zugewiesenen Frequenzkanäle übereinstimmt (in das zulässige Band eines der Frequenzkanäle fällt).

[0095] Die Fig. 12A, Fig. 12B und Fig. 12C zeigen in einem weiteren Aspekt der vorliegenden Erfindung Verfahren zum Einstellen des Hohlraumresonators, unter anderem Belichtung von Ge-dotiertem Siliciumdioxid, Vernetzen eines Polymers, Ablation von resonatorinternem Material und Abscheiden von zusätzlichem Material in einem Bereich, durch den die resonatorinterne optische Energie geht, sowie ein Verfahren zum Messen und die Verwendung dieser Verfahren zur Erzeugung des gewünschten FSR der Übertragung innerhalb einer Toleranz und zur Überlappung einer gewünschten optischen Frequenz mit einer anderen Toleranz.

[0096] Fig. 12A zeigt das bevorzugte Verfahren zum Einstellen des FSR auf den gewünschten Wert. Der Wellenleiter **1240** wird über ein optisches System **1281** mit elektromagnetischer Strahlung **1282** bestrahlt. In Reaktion auf die Bestrahlung ändert das Material des Wellenleiters **1240** seinen Brechungsindex, wodurch die optische Weglänge zwischen der reflektierenden Fläche des Laserchips **1210** und dem Gitter **1230** geändert wird. Verdiell hat im US-Patent Nr. 5.870.417, 09.02.1999, nachgewiesen, dass durch UV-Bestrahlung einer verwendeten resonatorinternen Siliciumdioxid-Lichtleitfaser die longitudinalen Moden eines Resonators geändert werden. In dieser Erfindung muss der FSR zunächst in die Toleranz gebracht werden, bevor die longitudinalen Moden auf eine gewünschte Position abgestimmt werden können. Zahlreiche Materialien reagieren auf elektromagnetische Strahlung dadurch, dass sie ih-

ren Brechungsindex ändern, und die Frequenz der elektromagnetischen Strahlung kann je nach dem Mechanismus der Wechselwirkung niedrig oder hoch sein (hierzu können das Erwärmen mit einer der Frequenzen sowie weitere Wirkungen, wie etwa Struktur- oder chemische Änderung, gehören). Es ist bekannt, dass Polymergemische, die Photoinitiator-Moleküle enthalten, an C=C-Doppelbindungen vernetzen, wodurch sich der Brechungsindex allmählich ändert, wenn sie mit sichtbarem oder UV-Licht mit einer Photonen-Energie belichtet werden, die zum Aktivieren der Photoinitiator-Moleküle ausreicht. Auch andere Materialien ändern den Brechungsindex bei Belichtung, unter anderem beispielsweise Siliciumdioxid, dessen Brechungsindex in Gegenwart eines Ge-Dotanden allmählich ansteigt, wenn es mit einem Energiestrahl aus ultraviolettem Licht bestrahlt wird, und Farbstoff-dotierte Polymere, bei denen die Belichtung eine chemische Veränderung, wie etwa Bleichen, oder eine Änderung der Molekülkonfiguration in dem Farbstoff auslöst. Welcher Mechanismus für die strahlungsinduzierte resonatorinterne Änderung des Brechungsindex auch immer vorliegen mag, diese Verfahren können zur Änderung des FSR des Resonators verwendet werden, entweder zum Vergrößern oder zum Verkleinern des FSR, je nach dem Charakter der induzierten Materialmodifikation.

[0097] Die Verwendung von ultraviolettem oder sichtbarem Licht bietet den Vorteil, dass der projizierte Energiestrahl durch mehrere Schichten der Anordnungsstruktur gehen kann, wodurch eine Änderung des Brechungsindex von mit anderen Schichten bedecktem Material möglich wird. Beispielsweise kann der Brechungsindex eines entsprechend hergestellten Ge:SiO_2-Kerns auch dann mit UV-Strahlung eingestellt werden, wenn er mit einem Polymermantel oder einer Polymer-Schutzschicht bedeckt ist, wenn eine ausreichende UV-Strahlung das Kernmaterial erreicht. In einem anderen Beispiel kann der Brechungsindex einer Schicht aus vernetzbarem Polymer, wie etwa einer oberen Mantelschicht, durch Belichtung mit UV- oder sichtbarem Licht durch eine obere Schutzschicht hindurch, die eine andere Zusammensetzung haben könnte, eingestellt werden. Oder wenn es keine obere Schutzschicht gibt, kann der Brechungsindex des unteren Teils der Polymer-Mantelschicht, durch die ein Teil der optischen Strahlung geht, mit Licht eingestellt werden, das durch die von der optischen Mode entfernten oberen Teile der Mantelschicht geht.

[0098] Um den gewünschten FSR in dem Resonator dadurch zu erreichen, dass er mit UV-Belichtung von Ge-dotiertem Siliciumdioxid (die den FSR mit fortschreitender Belichtung senkt) korrigiert wird, können die Herstellungsparameter vor der Korrektur so gewählt werden, dass ein Soll-FSR entsteht, der etwas größer als der gewünschte Wert ist, sodass der Hauptteil der statistischen Verteilung des FSR in hergestellten, aber unkorrigierten Anordnungen über dem gewünschten FSR liegt. Die Richtung der Abweichung des Soll-FSR vor der Korrektur wird vorzugsweise entgegen dem Korrigiersinn gewählt, wodurch eine einfache Methode (in diesem Fall die Erhöhung des resonatorinternen Brechungsindex) verwendet werden kann, um den gewünschten FSR in diesem Hauptteil der Verteilung zu erzielen. Idealerweise weicht der Soll-FSR von dem gewünschten Endwert um einen mittleren Betrag ab, der mit der Standardabweichung des FSR vergleichbar oder größer als diese ist, sodass der größte Teil der Verteilung auf derselben Seite des Sollwerts liegt. Der Soll-FSR wird außerdem vorzugsweise so gewählt, dass er von dem gewünschten FSR um nicht mehr als den Betrag der Änderung des FSR abweicht, der herkömmlich durch Verwendung der Belichtung erreicht werden kann. Eine gute Steuerung der FSR-Korrektur kann dadurch erreicht werden, dass aufeinanderfolgende Messungen des FSR eines einzelnen Resonators durchgeführt werden, während aufeinanderfolgende Belichtungsschritte verwendet werden, wobei jede Belichtung kleiner als die Gesamtbelichtung ist, die für eine vollständige Korrektur benötigt wird. Die Energie in dem Belichtungsstrahl kann in jedem Schritt entsprechend dem gewünschten Betrag für die Einstellung der optischen Weglänge für diesen Schritt eingestellt werden. Der räumliche Bereich, der belichtet wird, kann während des Einstellens ebenfalls geändert werden, was den Vorteil hat, dass eine größere Netto-Änderung der optischen Weglänge und eine größere Genauigkeit möglich sind. Der freie Spektralbereich kann durch Messen des optischen Spektrums des Lasers für zwei oder mehr longitudinale Moden gemessen werden, und dieses Verfahren kann so lange wiederholt werden, bis der FSR des Resonators gleich einem rationalen Bruch eines Übertragungskanalabstands innerhalb einer Toleranz ist, beispielsweise einigen Prozent des Kanalabstands.

[0099] Um die gewünschte Überlappung einer Teilgruppe von longitudinalen Moden mit zugewiesenen Frequenzkanälen zu erreichen, nachdem der FSR auf den gewünschten rationalen Bruch eingestellt worden ist, wird die Frequenz einer der Moden so verschoben, dass sie mit dem gewünschten zugewiesenen Kanal übereinstimmt. Wenn der freie Spektralbereich gleich dem zugewiesenen Übertragungskanalabstand ist und eine longitudinale Mode so ausgerichtet worden ist, dass sie mit einem der Kanäle übereinstimmt, stimmen alle longitudinalen Moden mit den zugewiesenen Kanälen innerhalb eines linearen Frequenzbereichs überein.

[0100] Fig. 16 zeigt das Verfahren des Einstellens des Resonators, das aus den Schritten besteht, die in dem Ablaufdiagramm **1600** angegeben sind. Der Verstärker-Abschnitt wird vorzugsweise im Schritt **1610** und vorzugsweise über dem Schwellenwert des

Resonators in Betrieb genommen, und in diesem Fall gibt es eine Verengung des Spektrums um die longitudinalen Moden des Resonators. Es gibt ein optisches Ausgangssignal, das zum Festlegen der longitudinalen Moden über oder unter dem Schwellenwert verwendet werden kann, aber der Laser wird vorzugsweise über dem Schwellenwert betrieben, da die Ausgangsleistung und das Spektrum von dem Ansteuerstrom abhängen. Bei einer Variante dieses Verfahrens wird Schritt **1610** so modifiziert, dass er der Schritt des In-Betrieb-Setzens der Lichtquelle zum Belichten des optischen Wegs des Resonators wird.

[0101] Im Schritt **1615** wird das optische Ausgangssignal von dem Resonator überwacht, und im Schritt **1620** werden seine Spektraleigenschaften bestimmt. Insbesondere werden im Schritt **1620** die Mittenfrequenzen von mindestens zwei longitudinalen Moden identifiziert, um den FSR zu bestimmen. Dieser Schritt kann entweder über oder unter dem Schwellenwert ausgeführt werden. Im Schritt **1640** wird der Brechungsindex des Resonators modifiziert, nachdem im Schritt **1635** die gewünschte Rate oder Dauer der Belichtung berechnet worden ist. Die Rate und Dauer der Belichtung werden vorzugsweise aufgrund der sich aus den Schritten **1615** und **1620** ergebenden Informationen berechnet. Der Modifizierungsschritt **1640** kann parallel zum Schritt **1615** ausgeführt werden, um zu gewährleisten, dass es kein Überschwingen gibt, und die Schritte **1620** und **1635** können ebenfalls gleichzeitig ausgeführt werden. Im Schritt **1635** wird der Prozess eingestellt (z. B. die Rate und Dauer des Prozesses), sodass der gemessene FSR sich dem gewünschten FSR nähert und schließlich mit einem hohen Maß an Genauigkeit gleich diesem wird. Wenn festgestellt wird, dass eine Annäherung an den Soll-FSR erfolgt, wird die Modifikationsrate vorzugsweise verringert, und wenn im Schritt **1625** festgestellt wird, dass der Soll-FSR innerhalb einer Toleranz erreicht ist, wird im Schritt **1630** die Modifikation der optischen Weglänge unterbrochen.

[0102] Fig. 12B zeigt ein alternatives Verfahren zum Einstellen des FSR durch Abtragen von Material, das von der Mode in dem Laserresonator durchquert wird. Zu den Verfahren, mit denen Material abgetragen wird, gehören unter anderem die bevorzugte Laser-Ablation, aber auch das Ionenstrahl-Ätzen und andere Methoden. Es ist bekannt, dass zahlreiche Materialien, die UV-Licht absorbieren, sich ablösen, wenn sie mit ausreichend hohen kurzen Impulsen von einigen Millijoule oder Joule je Quadratzentimeter belichtet werden. Der Energiestrahl **1283**, der auf den resonatorinternen Wellenleiter projiziert wird, ist vorzugsweise ein Excimerlaserstrahl, der auf die Oberfläche gerichtet oder fokussiert oder dort abgebildet werden kann, nachdem er durch eine Maske in dem optischen System **1281** gegangen ist. Jeder Laserimpuls trägt normalerweise einige Zehntelmikrometer Material von der Luft-Material-Grenzfläche in einer räumlichen Ausdehnung ab, die von dem Laserstrahl oder von der Maske definiert werden kann. Nach der Ablation wird das Volumen, das vorher von dem Feststoff eingenommen worden ist, meistens von Luft oder einem Reinigungsgas eingenommen, die/das einen viel niedrigeren Brechungsindex als die meisten Feststoffe hat. Die Folge ist eine Verringerung des effektiven Brechungsindex des Teils des Wellenleiters, an dem die Ablation erfolgt. (Natürlich kann eine spätere Abscheidung von Material, das das abgetragene Volumen füllt, zu einem späteren Anstieg des effektiven Brechungsindex führen.) Die Laser-Ablationstechnik wird für den Teil des Materials des Resonators verwendet, der an einer Oberfläche liegen soll, die für den Ablationsstrahl zugänglich ist und der von der optischen Energie durchquert wird, die in dem Resonator zirkuliert. In Fig. 1 kann die Laser-Ablation für die Bereiche direkt über den Wellenleitern **122** und **124** beispielsweise zwischen den Heizelektroden **150** und **152** oder zwischen dem Heizelektrodenbereich und dem konischen Wellenleiterbereich oder in dem Bereich der konischen Wellenleiter **126** und **128** usw. verwendet werden. Wenn Material an diesen Oberflächen abgetragen wird, wird der effektive Brechungsindex für die Mode verringert, die den optischen Resonator unter dieser Oberfläche durchquert, wodurch der FSR ansteigt. (Das Ablationsverfahren kann auch für den Halbleiterdiodenlaser verwendet werden, wobei bekannt ist, dass GaAs abträgt, aber möglicherweise gibt es bei dem Diodenlaser keine große Oberfläche, die herkömmlich für die Ablation zur Verfügung steht, ohne dass es zu einer Unterbrechung von elektrischen Kontakten, einer Passivierung oder einer anderen Funktion kommt.)

[0103] Die ursprünglich hergestellte Oberfläche des Materials kann weit von der optischen Mode entfernt sein, aber durch Weiterführen des Ablationsprozesses kann die gewünschte tiefere Fläche freigelegt werden. Wenn für einen gegebenen Resonator eine große Änderung des effektiven Brechungsindex erforderlich ist, kann der Laser-Ablationsprozess bis zu einer relativ größeren Tiefe, näher an dem Kern des Wellenleiters, wo die Modenintensität am höchsten ist, fortgesetzt werden. Für eine kleine Änderung des effektiven Brechungsindex wird ein flacher Laser-Ablationsprozess vorgesehen.

[0104] Da auch dann, wenn große Änderungen benötigt werden, eine hohe Genauigkeit erforderlich sein kann, können mehrere Bereiche für die Ablation verwendet werden. Eine tiefe Ablation kann zum Erreichen des größten Teils der Korrektur verwendet werden, und eine gesonderte flache Ablation kann an einer anderen Stelle in demselben Resonator durchgeführt werden. Die flache Ablation ermöglicht eine geringe Änderung des effektiven Brechungsindex bei

einem großen Belichtungsimpuls, wodurch eine hohe Genauigkeit beim Einstellen des FSR erreicht werden kann. Ein weiteres Verfahren zum Vergrößern der Genauigkeit der Einstellung besteht in der Verringerung der Größe des räumlichen Bereichs, der dem Ablationsstrahl ausgesetzt wird.

[0105] Fig. 12C zeigt ein weiteres alternatives Verfahren zur FSR-Einstellung durch zusätzliche Verwendung von Material für den Laserresonator. Zu den Verfahren zum Aufbringen von Material gehören unter anderem der bevorzugte Aufdampfungsprozess sowie eine Laser-induzierte chemische Reaktion, die gelegentlich als Laser-Pantografie bezeichnet wird, Sputtern und andere Verfahren. Bei den Sputter- oder Aufdampfverfahren ist der ankommende Strahl **1284**, der auf die Oberfläche gerichtet wird, ein Teilchenstrahl, und die Richtvorrichtung **1285** kann ein elektromagnetisches Richtgerät oder ein Masken- oder Streulichtblendensystem sein. Für diese Verfahren können normale Vorrichtungen zum gleichmäßigen Aufbringen von Material mit einer gesteuerten Geschwindigkeit verwendet werden, sodass alle freien Spektralbereiche aller Resonatoren auf dem gesamten Wafer gleichzeitig verschoben werden können. Diese Verfahren laufen im Vakuum ab, und es wird ein Vakuum-kompatibles FSR-Messverfahren benötigt, wie etwa das Koppeln von Lichtleitfasern mit einer externen Messvorrichtung. Bei dem Laserinduzierten selektiven Abscheidungsverfahren ist der ankommende Strahl **1284** ein Laserstrahl, und die Richtvorrichtung ist ein optisches Fokussiersystem, das eine Maske enthalten kann oder auch nicht. Der Laserstrahl regt Material auf oder in der Nähe der Abscheidungsfläche an, wodurch eine chemische Reaktion in der Nähe des Bereichs ausgelöst wird, in dem die Anordnung von dem Laser belichtet wird, und es zu einer Abscheidung kommt.

[0106] Auch hier kann die räumliche Lage des Teils des resonatorinternen Wellenleiters, in dem die Modifikation des Brechungsindex durchgeführt wird, während des Prozesses geändert werden. Bei dem Abscheidungsverfahren nimmt die Rate der Änderung des Brechungsindex mit der Zeit ab, bis die Position zu einem neuen Teil des resonatorinternen Wellenleiters geändert wird, wenn die Rate wieder ansteigt. Wenn das gewählte Verfahren darin besteht, das Material zu bestrahlen, kann sich die Änderung des Brechungsindex mit der Zeit an einer bestimmten Position sättigen, und durch Ändern der Position wird die Rate der Änderung des Brechungsindex in einem konstanten Bestrahlungszustand erhöht.

[0107] Durch gesondertes Belichten der einzelnen Anordnungen auf einem Wafer mit einem dieser Abscheidungsverfahren kann eine individuelle Korrektur der FSRs der Anordnungen erreicht werden. Aufgrund von Prozessschwankungen können sich die FSRs über einen bestimmten Wafer leicht ändern, und ein räumlich selektives Verfahren, wie etwa Belichtung mit UV-Laser, kann zweckmäßig sein.

Frequenzselektiver Cross-Connect

[0108] Fig. 13 zeigt als weitere Ausführungsform der vorliegenden Erfindung eine frequenzselektive Cross-Connect-Anordnung, die eine athermische Resonator-Konfiguration verwendet, die so eingestellt wird, dass sie mit vorgegebenen Frequenzen übereinstimmt, die über ein abstimmbares Gitter in einen Wellenleiter eingekoppelt werden. Die Anordnung **1300** kann Licht von einem Eingangsanschluss in Abhängigkeit von der Frequenz des Lichts in wechselnde Ausgangsanschlüsse einkoppeln. Die Anordnung **1300** kann als Wellenlängenschalter, Add/Drop-Anordnung, Detektor usw. verwendet werden.

[0109] Wellenleiter **1322**, **1324** und **1326** werden auf einem Substrat **1370** aus einem unteren Mantelmaterial **1344**, einem Kernmaterial **1340** und einem oberen Mantelmaterial **1342** hergestellt, wie an einer anderen Stelle beschrieben. Ein Gitter **1330** wird in einem Parallelkopplerbereich **1392** so hergestellt, dass vorzugsweise ein Reflexionskoppler entsteht. Wie bekannt ist, sind die Ausbreitungskonstanten der Wellenleiter **1324** und **1322** vorzugsweise unterschiedlich und die Wellenzahl des Gitters **1330** ist gleich der Summe der Ausbreitungskonstanten der Wellenleiter in der Reflexionsgitter-Anordnung. Bei der alternativen Gitterkonfiguration mit einem Kodirektionalkoppler wird die Differenz der Ausbreitungskonstanten genutzt und die mit den Pfeilen **1325**, **1306** und **1308** angegebenen Richtungen des Lichtflusses werden umgekehrt. Die Transversalprofile der optischen Moden, die sich in den Wellenleitern **1324** und **1322** ausbreiten, überschneiden einander in dem Bereich des Gitters **1330**, wodurch eine Kopplung $k1(\lambda)$ auf der Wellenlänge λ entsteht, die der Teil (bei Fehlen der Rückkopplung um den Wellenleiter **1324**, der einen Resonator bildet) der Leistung **1302** ist, der dem Wellenleiter **1322** zugeführt wird und in dem durch den Pfeil **1325** angegebenen Sinn in den Wellenleiter **1324** eingekoppelt wird.

[0110] Der Wellenleiter **1324** weist eine geschlossene Schleife auf, die einen Resonator bildet. Die Leistung in dem Wellenleiter **1324** fließt in den Parallelkoppler **1394**, wo die Ausbreitungskonstanten der Wellenleiter **1324** und **1326** innerhalb einer Toleranz ungefähr gleichgroß sind, wodurch es zu einer Einkopplung $k2(\lambda)$ der Leistung des Wellenleiters **1324** in den Wellenleiter **1326** kommt. Die Wellenlängen-Abhängigkeit der Kopplung k2 ist viel geringer als die der Kopplung k1 bei Fehlen eines Gitters in dem Parallelkoppler **1394**. Alternativ könnte in dem Parallelkoppler **1394** eine zweite Gitterstruktur verwendet werden, wie nachstehend unter Bezugnahme

auf Fig. 17 beschrieben wird. Diese eingekoppelte Leistung verlässt den Wellenleiter **1326** bei **1306**. Die restliche Leistung in dem Wellenleiter **1324** folgt dem geschlossenen Weg des Wellenleiters **1324** zurück in den Kopplungsbereich **1392** und wird teilweise reflektierend wieder in den Wellenleiter **1322** eingekoppelt. Die in dem Wellenleiter **1324** umlaufende Leistung basiert auf der interferometrischen Summe aus allen Komponenten des elektrischen Felds des Umlaufwegs und dem Eingangsfeld des Eingangsstrahls, und die Ausgangsleistung **1304** ist die interferometrische Summe aus dem übertragenen restlichen Feld der Leistung **1302** und dem aus dem Resonator ausgekoppelten Feld. Der Heizstreifen **1350**, der mit den beiden Elektrodenanschlüssen **1354** und **1356** verbunden ist, gestattet eine thermooptische Abstimmung des Gitters **1330**. Zum Messen der Leistung **1306** kann ein Detektor angeordnet werden, und in diesem Fall arbeitet **1300** als Detektor oder Empfänger.

[0111] Der Resonator **1324** ist vorzugsweise für einen FSR ausgelegt, der ein rationaler Bruch eines Übertragungskanalabstands ist. Der Resonator **1324** wird bei der Herstellung so eingestellt, dass er gleich dem gewünschten FSR ist und dass die Positionen der longitudinalen Moden innerhalb der Toleranzen liegen, und er wird so gestaltet, dass er athermisch ist, um eine Absolutfrequenz-Referenz bereitzustellen, die von der Heizung des Gitters **1330** unabhängig ist. Der Bereich **1328** und gegebenenfalls der Bereich **1329** sind Bereiche der Modifikation des Brechungsindex des Wellenleiters **1324**, um den gewünschten FSR und die gewünschten longitudinalen Modenfrequenzen zu erzielen.

[0112] In Anbetracht des Umstands, dass die Wechselwirkung zwischen den beiden Wellenleitern an dem Gitter vorzugsweise stark von der Temperatur abhängt, bringt die Forderung, dass der Resonator athermisch sein soll, einige Probleme bei seiner Realisierung mit sich. Bei der bevorzugten Ausführungsform werden diese beiden scheinbar widersprüchlichen Forderungen dadurch erfüllt, dass der Resonator-Wellenleiter **1324** entlang jedem Teil seiner Länge athermisch gestaltet wird und dass eine einzigartige Wellenleiter-Gestaltung verwendet wird, die in Fig. 14C oder Fig. 15 gezeigt ist. Um die Abstimmbarkeit des Gitters aufrechtzuerhalten, wird der mit einem geringen Abstand angeordnete Wellenleiter **1322** vorzugsweise stark temperaturabhängig gemacht.

[0113] Fig. 11B zeigt die bevorzugte athermische Gestaltung für den Wellenleiter **1324**. Im Gegensatz zu der in Fig. 11A gezeigten Gestaltung, wo der Überlappungsfaktor Γ_c groß ist, ist in dem Querschnitt der Anordnung **1110** von Fig. 11B der Überlappungsfaktor Γ_c in der Polymerschicht **1142** so klein, dass alle Schichten gemeinsam eine temperaturabhängige Netto-Änderung der optischen Weglänge $n_{eff}L$ von null erzeugen:

$$d(L\, n_{eff})/dT = 0 = d(L\, \Sigma_i \Gamma_i n_{i)}/dT = \Sigma_i\, \Gamma_i(L dn_i/dT + n_i dL/dT) \quad (10)$$

wobei Γ_i der Überlappungsfaktor für den i-ten Querteil des Wellenleiters ist, der von der optischen Energie der Mode durchquert wird, und in diesem Fall wird die Summe an einer bestimmten Längsposition über alle Querteile des Wellenleiters ermittelt. Wenn beispielsweise drei Materialien, und zwar Polymer, Mantel-Siliciumdioxid und Kern-Siliciumdioxid, in dem Wellenleiter enthalten sind, wird die Summe dieser drei Bereiche ermittelt. Der Brechungsindex-Kontrast, die Abmessungen, Schichtdicken und Ätztiefen des Wellenleiters sind so ausgelegt, dass der Überlappungsfaktor Γ_c des Polymers den richtigen Wert dafür annimmt, dass in Gleichung (10) null innerhalb einer Toleranz entsteht.

[0114] Es kann zwar jede der Elektroden in Fig. 11B verwendet werden, aber für eine thermooptische Erregung wird eine einfache Einzelelektrode, wie etwa **1120**, als Heizfühler bevorzugt. Für die bevorzugte Ausführungsform des Gitterbereichs **1330** ist der Wellenleiter-Querschnitt in Fig. 14C gezeigt, wobei der Wellenleiter **1324** der Wellenleiter rechts mit der transversalen Mode **1481** ist.

[0115] Die bevorzugten Herstellungsverfahren für die Anordnungen **1100** und **1110** beginnen in der gleichen Weise. In beiden Fällen wird ein unterer Mantel **1144** aus Siliciumdioxid auf einem Siliciumsubstrat **1170** hergestellt. Es wird eine Kernschicht abgeschieden, und die Schichten werden verfestigt, strukturiert und geätzt, um die Rippe(n) **1140** auszubilden. Bei Fig. 11A wird dann eine Schicht **1142** aufgeschleudert, und somit ist der Wellenleiter fertig. Da die Polymerschicht **1142** dicht an der Achse der Ausbreitung der Mode liegt und die Mode **1180** im Wesentlichen die Polymerschicht überdeckt (Γ_p ist groß), ist diese Struktur eine thermisch abstimmbare Struktur mit einer relativ großen Änderung des n_{eff} mit der Temperatur. Die Struktur von Fig. 11A ist für die Wellenleiter **1322**, **122**, **922**, **1022**, **1024**, **1726** und den rechten Wellenleiter von Fig. 15 geeignet.

[0116] In dem Fall von Fig. 11B wird jedoch eine andere Schicht **1141**, vorzugsweise aus Siliciumdioxid und mit einer Dicke, die mit der Dicke der Kernschicht vergleichbar ist, abgeschieden und nach der Strukturierung des Kernmaterials **1140** verfestigt. Um einen relativ kleinen Überlappungsfaktor zu erzielen, wird die Schicht **1141** mit einer Dicke in dem Bereich von 40 % bis 200 % oder mehr der Dicke der Kernschicht abgeschieden. Die Schicht **1141** wird dann um einen Teil ihrer Tiefe in dem Bereich von 0 % bis etwa 90 % zurückgeätzt. Dann wird die Mantelschicht **1142** aufgeschleudert und ausgehärtet. in Abhängigkeit von

der Tiefe der Schicht **1141** und der Tiefe des Zurückätzens wird ein kleinerer oder größerer Teil der Mode **1181** für die Ausbreitung in der Mantelschicht **1142** freigelegt. Durch Einstellen dieser Parameter kann der Überlappungsfaktor Γ_c zweckmäßig unter den in Fig. 11A erhaltenen Wert eingestellt werden. Wenn die abgeschiedene Schicht dünn ist und in dem Bereich von 5 % bis 40 % der Kernschicht-Dicke liegt, nimmt der Überlappungsfaktor beim Aufschleudern der oberen Mantelschicht **1142** einen Zwischenwert an.

[0117] Da der Wert $(dn/dT)_{Mantel}$ mehr als 20-mal größer als der Wert $(dn/dT)_{Siliciumdioxid}$ sein kann, kann zum Erhalten eines inhärent athermischen Wellenleiters der Überlappungsfaktor in die Nähe von 0,05 oder weniger verringert werden, was von den genauen Werten der thermooptischen Koeffizienten abhängt. Wenn die Bedingung (10) bei dem Wellenleiter erfüllt ist, kann jedes Längssegment des Wellenleiters erwärmt oder abgekühlt werden, ohne dass der FSR des Resonators beeinflusst wird. Transversale Temperaturgradienten über die Struktur **11A** oder **11B** werden vorzugsweise vermieden, da sie Rest-Änderungen des FSR und der Modenpositionen bewirken.

[0118] Der Wellenleiter **1322** wird vorzugsweise nach Fig. 11A gestaltet, um eine große Abstimmgeschwindigkeit mit der Temperatur zu erzielen. Durch Erregen des Heizstreifens **1350** wird der Gitterbereich **1330** erwärmt, der Segmente der Wellenleiter **1322** und **1324** enthält. Der effektive Brechungsindex des Wellenleiters **1322** ändert sich schnell, wodurch die Gitter-Wellenlänge abgestimmt wird. Der effektive Brechungsindex des benachbarten Wellenleiters **1324** bleibt konstant und Temperatur-unabhängig, sodass die longitudinalen Moden des Resonators im Wesentlichen nicht beeinflusst werden. Um das Kopplungsverhältnis des Kopplungsbereichs **1394** Temperatur-unabhängig zu halten, wird der Wellenleiter **1326** vorzugsweise in der gleichen Weise wie der Wellenleiter **1324** gestaltet.

[0119] Das Reflexionsband des Gitters **1330** ist vorzugsweise schmaler als der Übertragungskanalabstand. Die Leistung, die von dem Wellenleiter **1322** zu dem Wellenleiter **1324** übertragen wird, hängt von der gitterunterstützten Kopplungsfunktion k1(λ) und dem Resonator-Spektrum ab. Die longitudinale Mode des Resonators mit dem größten Kopplungswert wird am stärksten erregt. Damit die Struktur **1300** als frequenzselektiver Detektor arbeitet, sollte die Kopplungsfunktion auf der/den gewählten Frequenz(en) stark und auf den benachbarten (oder allen anderen nichtgewählten) longitudinalen Moden klein sein. Die bevorzugte Unterdrückung wäre größer als etwa 30 dB. Um diese Unterdrückung zu erreichen, ist die Bandbreite des Gitterkopplers vorzugsweise schmal, sodass, wenn das Gitter so abgestimmt wird, dass es auf einer der longitudinalen Moden reflektiert, die Kopplungsfunktion auf den anderen longitudinalen Moden sehr schwach ist. Außerdem wird das Gitter vorzugsweise apodisiert und/oder gechirpt oder in anderer Weise so gestaltet, dass dieses Ziel erreicht wird.

[0120] Das Gitter **1330** koppelt eine Frequenz in den Wellenleiter **1324** ein, aber wenn der von dem Wellenleiter **1324** gebildete Resonator außerhalb der Resonanz ist, addieren sich die mehreren Durchgänge um den Resonator phasenverschoben und unterdrücken die Kopplung. Wenn das Gitter **1330** durch eine Resonanz des Resonators abgestimmt wird, addieren sich die mehreren Durchgänge in Phase und die Kopplung wird verbessert. Trotz einer analogen Abstimmung des Kopplungsgitters gibt es eine signifikante Leistungseinkopplung in den Resonator **1324** nur auf den von dem Resonator festgelegten Frequenzen. Die Leistung wird aus dem Wellenleiter **1322** für jede gewählte Frequenz einzeln digital ausgekoppelt, wobei eine starke Unterdrückung auf den Zwischenfrequenzen erfolgt. Ein Teil der in der Wellenleiterschleife **1324** zirkulierenden Leistung wird in den Wellenleiter **1326** eingekoppelt. Wenn ein Detektor mit der Leistung **1306** verbunden wird, wird die Anordnung **1300** zu einem abgestimmten Detektor, der durch Steuern der durch den Heizer **1350** fließenden Leistung zwischen vorgewählten Kanälen umgeschaltet werden kann. Die übrige Leistung fließt eindeutig durch den Wellenleiter **1322** und in den Ausgang **1304**. Wenn die Anordnung **1300** eine Add/Drop-Anordnung ist, wird der Ausgang **1304** mit der durchgehenden Lichtleitfaser in dem Übertragungssystem verbunden, wobei die nichtgewählten Frequenzen mit einem Einfügungsverlust, aber ansonsten im Wesentlichen unverändert, durchgehen. Wenn die Anordnung **1300** ein abgestimmter Detektor ist, wird der Ausgang **1304** vorzugsweise mit einem Absorber und/oder einem abgewinkelten Reflektor und/oder Diffraktor gekoppelt, um zu gewährleisten, dass es kein Rücksignal gibt.

Impedanzanpassung

[0121] Wenn der Koeffizient der Einkopplung von dem Wellenleiter **1322** in den von dem Wellenleiter **1324** gebildeten Resonator auf einer bestimmten Frequenz entsprechend impedanzangepasst wird, fließt die gesamte Leistung **1302** auf dieser Frequenz durch den Resonator und in den Eingang **1306**, ohne dass Leistung zu **1304** abgeleitet wird. Wenn der Resonator innerhalb der Resonanz erregt wird, wird die Amplitude des elektrischen Felds, das in dem Koppler **1392** von dem Wellenleiter **1324** in den Wellenleiter **1322** eingekoppelt wird, zu der übrigen Eingangsleistung von **1302** phasenverschoben, der direkt über den Gitterkoppler **1330** in dem Wellenleiter **1322** in den Ausgang **1304** fließt. Die perfekte Impedanzanpassung wird erhalten, wenn der Resonatorverlust

und die Kopplungsstärke so eingestellt werden, dass die Amplituden dieser beiden Wellen identisch sind, was zu einer vollständigen Aufhebung und einem Null-Leistungsfluss in den Ausgangskanal **1304** führt. Bei einer perfekten Impedanzanpassung fließt die gesamte Eingangsleistung von **1302** in den Resonator und wird zwischen dem Ausgang **1306** und den Streuverlusten des Resonators **1324** geteilt. Wenn der Resonator nicht perfekt impedanzangepasst wird oder wenn er außerhalb der Resonanz erregt wird, wird ein Teil der Leistung, die bei **1302** auf dieser Frequenz zugeführt wird, zu dem Ausgang **1304** weitergeleitet.

[0122] Die gewünschte Situation ist, die Impedanz des Kopplers **1392** so anzupassen, dass auf der vorgegebenen Frequenz des Resonators, die von dem abstimmbaren Gitterkoppler gewählt wird, die gesamte Eingangsleistung zu dem Ausgang **1306** fließt. Auf allen anderen Frequenzen, die nicht von dem Gitter gewählt werden, fließt die Eingangsleistung eindeutig zu dem Ausgang **1304**.

[0123] Wenn der Streuverlust des Resonators bekannt ist, kann eine perfekte Impedanzanpassung dadurch erfolgen, dass die Resonanzkopplungskonstante in dem Koppler **1392** und die Kopplungskonstante des Kopplers **1394** so gewählt werden, dass sie das genannte Kriterium erfüllen. Für einen effizienten Betrieb sollte die Kopplung in dem Koppler **1394** vorzugsweise gleich den Streuverlusten oder um einen Faktor zwei oder dergleichen größer als diese sein. Dadurch bleibt die Kopplung in dem Koppler **1394** die wichtigste freie Variable, die zum Erreichen einer perfekten Impedanzanpassung dient. Bei der Herstellung wird, wie erwähnt, eine perfekte Impedanzanpassung nicht immer für einen genügend großen Teil der Produktion erreicht. Zur Erhöhung der Ausbeute wird ein Verfahren zum Trimmen der Impedanzanpassung benötigt. Um eine perfekte Impedanzanpassung zu erreichen, können die Kopplungskonstanten der Parallelkoppler **1392** und/oder **1394** und/oder der Verlust des Resonator-Wellenleiters **1324** eingestellt werden.

[0124] Die Kopplungskonstante der Koppler hängt von der Überlappung der transversalen Moden zwischen den beiden Wellenleitern in dem Koppler und von der Stärke des Gitters ab. Beim Trimmen der Koppler ist es zweckmäßig, die Größe der Kreuzkopplung bei der Herstellung des Gitters zu messen und die Gitterstärke so einzustellen, dass diese Kreuzkopplung minimiert wird. Wenn beispielsweise die gewählte Größe der Kreuzkopplung die Durchleitung der Leistung innerhalb der Resonanz von **1302** zu **1304** ist, kann das Verhältnis dieser Leistungen gemessen werden und so minimiert werden, dass eine gute Impedanzanpassung entsteht. Dieser Schritt wird vorzugsweise nach der vollständigen Herstellung des Wellenleiters ausgeführt, d. h. nach dem Abscheiden der Mantelschichten. Wenn das Gitter durch Belichtung mit energiereichen Strahlen, wie etwa sichtbarem oder ultraviolettem Licht, ausgebildet wird, kann die Belichtung so lange verstellt werden, bis der Größe der Kreuzkopplung unter dem gewünschten Schwellenwert liegt. Beispielsweise kann die UV-Bestrahlung des Ge-dotierten Siliciumdioxidkerns durch Belichten des Kerns durch eine vollständig ausgehärtete Polymer-Mantelschicht unter Verwendung der Interferenzstrahlenmethode oder eventuell einer Phasenmaske durchgeführt werden. Oder die Bestrahlung einer sensibilisierten Polymer-Mantelschicht kann mit den gleichen Mitteln erfolgen. Mit einer guten Impedanzanpassung kann die zu **1304** abgeleitete Leistung auf der Resonanzfrequenz auf einen gewünscht niedrigen Wert, wie etwa beispielsweise –30 dB, verringert werden.

[0125] Beispielsweise kann ein Teststrahl in den Wellenleiter **1322** eingeführt werden, der ein Eingangssignal **1302** liefert, und ein Detektor kann so angeordnet werden, dass er für einen Teil des den Wellenleiter **1322** erregenden Lichts empfindlich ist und ein Ausgangssignal **1304** liefert. Das Verhältnis dieser beiden Signale auf der Resonanzfrequenz ist eine Art Kreuzkopplung, die als Extinktionsverhältnis bezeichnet wird. Das kann vor oder nach dem Schneiden und Trennen des Wafers in einzelne Chips erfolgen. Durch Messen des Teils des Eingangssignals **1302**, der als Ausgangssignal **1304** austritt, während das Gitter **1330** belichtet wird, kann die erforderliche Gesamtbelichtung vorhergesagt werden und die Belichtung kann unterbrochen werden, bevor ein Überbelichtungszustand erreicht wird. Durch erneutes Messen des Extinktionsverhältnisses kann ein kleines Belichtungsinkrement berechnet und zum Anstoßen der Impedanzanpassung auf das gewünschte Optimum verwendet werden. Als Alternative kann die Add/Drop-Kreuzkopplung auf der Resonanzfrequenz als Verhältnis zwischen den Ausgangssignalen in den Kanal **1306** beim Erregen des Eingangs **1308** oder umgekehrt gemessen werden.

[0126] Die Überlappung der transversalen Moden zwischen den beiden Wellenleitern kann mit kleinen Beträgen durch Ändern des Brechungsindex des Bereichs zwischen den Wellenleiterkernen eingestellt werden. Auch hier kann dieses Ziel durch UV-Bestrahlung eines sensibilisierten Siliciumdioxidbereichs oder eines unvollständig ausgehärteten Polymerbereichs zwischen den Kernen erreicht werden. Diese Methode hat den Vorteil, dass sie unabhängig von dem für die Herstellung des Gitters gewählten Mechanismus verwendet werden kann.

[0127] Der Resonatorverlust kann mit mehreren Verfahren erhöht werden. Wenn die Einkopplung in den Resonator in dem Gitter **1330** geringfügig größer als das Optimum sein soll, kann der Resonatorverlust vergrößert werden, um die Anordnung auf die opti-

male Impedanzanpassung zu bringen. Der Resonatorverlust kann beispielsweise durch Laser-Ablation oder Nass- oder Trockenätzen eines Teils des Wellenleiters **1324** vergrößert werden, wodurch eine etwas aufgeraute Oberfläche nach und nach näher an den Kern der Mode in dem Resonator gebracht wird und der optische Verlust durch Faktoren wie Beugung, Streuung und Modenkopplungsverlust erhöht wird. Alternativ kann eine Brechungsindex-Diskontinuität quer zu dem Wellenleiter durch Laser-Ablation oder durch UV-Bestrahlung von sensibilisiertem Siliciumdioxid oder Polymer erzeugt werden, wodurch ein Reflexions- oder Beugungsverlust entsteht. Eine Grenzfläche mit einem flachen Winkel kann eine große Lichtmenge bei nur einer geringen Änderung des Brechungsindex reflektieren. Es sind auch andere Methoden möglich, wie etwa das Dotieren von photochromen Molekülen in den Resonator, um Änderungen der Absorption bei Belichtung zu erzeugen. Oder es kann ein Oberflächenabsorptionsverlust beispielsweise durch Abscheiden einer Metallschicht so nahe an dem Wellenleiterkern induziert werden, dass ein gewisser optischer Verlust entsteht. Der mit dieser Schicht induzierte Verlust kann z. B. durch Laser-Ablation von Teilen der Schicht kontrollierbar weggetrimmt werden, wodurch auch der Resonatorverlust eingestellt wird.

[0128] Man beachte den erwünschten Umstand, dass das Durchstrahlungsspektrum des Ausgangsstrahls **1306** wenig geändert wird, wenn das Gitter in der Mittenwellenlänge etwas driftet. Der Effekt des Driftens zeigt sich als Änderung der Seitenmoden-Unterdrückung und als Verringerung der Effizienz der Energie-Übertragung zu dem Ausgangszweig **1306** (die Detektionsleistung eines Detektors, der zum Empfangen der Leistung **1306** angebracht ist, wird verringert).

[0129] Wenn der Resonator athermisch ist, der Gitterkoppler abstimmbar ist, der FSR und eine der Moden Frequenz-eingestellt worden sind und die Impedanzanpassung beendet ist, kann die Anordnung **1300** als digitaler wellenlängenselektiver Cross-Connect verwendet werden. Ein Mehrfachfrequenz(DWDM)-Eingang kann als **1302** verbunden werden, und aus den Frequenzkanälen ausgewählte Frequenzkanäle können mit guter Effizienz und geringer Kreuzkopplung von **1304** nach **1306** umgeleitet werden. Die Anordnung **1300** ist auf den anderen Frequenzen im Wesentlichen transparent.

[0130] Ein zusätzlicher Eingangsanschluss ermöglicht die Zufuhr von Leistung zu dem System bei **1308**. Wenn der Koppler **1392** auf einer bestimmten Frequenz von dem Eingang **1302** zu dem Ausgang **1306** impedanzangepasst wird, wird durch Symmetrie und Zeitumkehr-Invarianz auch der Koppler **1394** auf der gleichen Frequenz von dem Eingang **1308** zu dem Ausgang **1304** impedanzangepasst. Das heißt, dass wenn die Anordnung so abgestimmt wird, dass sie einen Kanal zu **1306** effizient auslässt, sie auch so abgestimmt wird, dass sie einen Kanal von **1308** zu **1304** effizient hinzufügt. Daten auf der optischen Frequenz der Kopplung, die von dem Gitter **1330** und seinem Aktuator **1350** bestimmt werden, können daher aus **1302** ausgelassen werden und bei **1304** hinzugefügt werden, und zwar im Wesentlichen unabhängig, wenn die Kreuzkopplung klein ist, und ohne die anderen Frequenzkanäle des Systems zu beeinträchtigen.

[0131] Der Wellenleiter **1324** bildet einen Resonator. Das Licht macht mehrere Umläufe, bevor es durch Verluste und Auskopplung aus dem Resonator abklingt. Die mehreren Umläufe stören sich gegenseitig, wobei der charakteristische FSR und das longitudinale Modenspektrum, die bereits erwähnt wurden, zusammen mit der Erscheinung der Impedanzanpassung entstehen. Diese Situation steht in deutlichem Gegensatz zu der Situation, dass ein totalreflektierendes Gitter in dem Kopplerbereich **1392** angeordnet ist. Bei dem Gitter mit hohem Reflexionsvermögen tritt Licht **1302** nach einer Reflexion von dem Gitter **1330** in den Wellenleiter **1324** ein, macht einen einzelnen Durchlauf um die Schleife **1324** und tritt ohne wesentliche Interferenz von mehreren Umläufen in der Schleife **1324** als Licht **1304** aus. Die Funktionsweise dieser Anordnung mit einem Gitter mit hohem Reflexionsvermögen ist unabhängig davon, ob der Wellenleiter **1324** einen Resonator bildet oder nicht, im Wesentlichen gleich. Dieser Fall eines Gitters mit hohem Reflexionsvermögen ist bei A. S. Kewitsch, US-Patent Nr. 5.875.272, 23.02.1999, beschrieben. Ohne Interferenz verschwinden die nützlichen longitudinalen Modenresonanzen.

[0132] Der Wellenleiter **1322** oder **1326** kann mit anderen Anordnungen gekoppelt werden, zu denen Lichtleitfasern, Verstärker, Schalter, Reflektoren, Filter, Modulatoren, Quellen und Detektoren zählen. Insbesondere kann der Wellenleiter **1326** auch ein Kommunikationswellenleiter sein, der mehrere optische Frequenzkanäle überträgt, die bei **1308** ankommen. Bei der Konfiguration von Fig. 13 wird der Resonator **1324** gleichzeitig mit im Wesentlichen allen diesen Wellenlängen gekoppelt, da der Koppler **1394** ein Breitbandkoppler ist. Licht, das bei **1308** mit der von dem Gitter **1330** gewählten Frequenz eingegeben wird, wird zu dem Ausgang **1304** übertragen. Bei dieser Konfiguration fungiert die Anordnung **1300** als kanalselektiver Cross-Connect-Schalter, bei dem nur die gewählte Frequenz (oder Frequenzen, je nach Gestaltung des Gitters) von **1302** auf **1306** und von **1308** auf **1304** umgeschaltet wird und alle anderen Frequenzen durchgelassen werden. Jedoch ist, wie gezeigt, der Wellenleiter **1326** nicht so transparent wie der Wellenleiter **1322**, da der Koppler **1394** ein Breitbandkoppler ist und viele Frequenzen in den Resonator **1324** einkoppelt, während der Koppler **1392**

ein Schmalbandkoppler ist und nur eine Frequenz in den Resonator einkoppeln kann. Obwohl die Frequenzen, die von dem Wellenleiter **1326** in den Resonator eingekoppelt werden, möglicherweise nicht in den Wellenleiter **1322** eingekoppelt werden, wenn das Gitter außerhalb der Resonanz ist, gibt es bei dem Wellenleiter **1326** auf den Kopplungsfrequenzen immer noch eine Verzerrung, wie etwa eine Impulsverzerrung und einen zusätzlichen Leistungsverlust.

[0133] Fig. 17 zeigt eine weitere Ausführungsform **1700** der Erfindung, bei der ein Koppler **1794** ebenfalls als Schmalbandkoppler mit Elementen hergestellt ist, die denen des Kopplers **1392** ähnlich sind. Ein thermooptisches Gitter **1730** und ein Heizstreifen **1750** werden, wie beschrieben, vorgesehen. Die Wellenleiter **1324** und **1726** haben unterschiedliche Moden-Ausbreitungskonstanten und vorzugsweise unterschiedliche Temperaturkoeffizienten, wie bei Fig. 14C oder Fig. 15 beschrieben ist. Der Wellenleiter **1726** wird in der gleichen Weise wie der Wellenleiter **1322** hergestellt. Die Positionen eines Eingangs **1708** und eines Ausgangs **1706** sind gegenüber Fig. 13 vertauscht, da der Gitterkoppler **1794** reflektierend ist. Die Funktionsweise der Anordnung **1700** kann mit der der Anordnung **1300** fast identisch sein, mit der Ausnahme, dass der Wellenleiter **1726** jetzt auf der von der/den Gitterresonanz(en) entfernten Frequenzen transparent ist. Die Eingänge **1708** und **1302** können symmetrisch sein, ebenso die Ausgänge **1706** und **1304**. Um eine spezielle Frequenz über den Resonator von **1302** in **1706** oder von **1708** in **1304** einzukoppeln, werden beide Gitter **1330** und **1730** normalerweise auf die gewünschte Frequenz abgestimmt. Bei **1302** und **1708** können mehrere optische Frequenzkanäle vorhanden sein, und die Daten auf einem festgelegten Kanal werden ausgetauscht, wenn beide Gitter auf diese Frequenz abgestimmt sind. Die Anordnung **1700** kann daher als frequenzselektiver Cross-Connect oder optischer Schalter arbeiten, der die Teilfunktionen Add/Drop und abgestimmter Detektor umfasst. Die beiden Gitter **1730** und **1330** können zwar gleichzeitig mittels des gleichen Heizstroms abgestimmt werden, aber es hat Vorteile, wenn sie getrennt abgestimmt werden können.

[0134] Durch Hintereinanderschalten von mehreren Anordnungen, wie etwa **1700** oder **1300**, entlang einem einzigen Eingangskanal **1302** (der **1304[i]** mit **1302[i+1]** verbindet) können mehrere optische Kanäle unabhängig in mehreren Ausgangskanälen **1706[i]** ausgelassen oder von mehreren Eingangskanälen **1708[i]** hinzugefügt werden. Durch Hintereinanderschalten von mehreren Anordnungen, wie etwa **1700** oder **1300**, entlang von zwei Eingangskanälen (die **1304[i]** mit **1302[i+1]** verbinden und **1708[i]** mit **1706[i+1]** verbinden) können mehrere optische Kanäle zwischen den beiden Lichtleitfasern, die jeweils mehrere Datenkanäle übertragen, unabhängig querverbunden werden.

[0135] Die Anordnungen **1300** und **1700** können neu konfiguriert werden, da sie von dem Umstand, dass sie auf dem Kanal i wirken (d. h. ihn querverbinden), zu dem Umstand, dass sie auf den Kanal j wirken, umgeschaltet werden können. Beim Einstellen der Anordnung **1700** von dem Kanal i auf den Kanal j kann es zweckmäßig sein, eine Einwirkung auf die zwischen den Kanälen i und j liegenden Zwischenkanäle zu vermeiden. Wenn die Kanäle i und j durch aktive Kommunikationskanäle, die Daten übertragen, getrennt sind, ist es wichtig, eine signifikante Störung der Datenübertragung in diesen aktiven Kanälen zu vermeiden, wenn eine Anordnung von dem Cross-Connect-Kanal i auf den Cross-Connect-Kanal j abgestimmt wird. Die Anordnung **1700** bietet eine einzigartige Möglichkeit, eine Störung der Zwischenkanäle zu vermeiden. Die beiden Gitter **1330** und **1730** können zu verschiedenen Zeitpunkten oder mit verschiedenen Raten abgestimmt werden, sodass ihre Frequenzen sich nicht auf den Zwischenkanälen, sondern nur auf den gewünschten Endkanälen überlappen. Wenn die Reaktionen der beiden Gitter sich nicht überlappen, wird keine Impedanzanpassung über den Resonator erzielt, und die Wechselwirkung mit einem Zwischenkanal beim Abstimmen über ihn wird erheblich verringert: es wird kein Licht hinzugefügt, ausgelassen oder umgeschaltet. (Durch die Einkopplung in den Resonator **1324** kommt es zu einer Störung, aber wenn die Abstimmung langsam erfolgt, kann diese Störung vernachlässigt werden.) Um beispielsweise eine Einstellung von dem Kanal i auf den Kanal j durchzuführen, kann zuerst das eine Gitter und dann das andere Gitter ausgeschaltet werden. Die Wirkung auf den Kanal i lässt nach, sobald das erste Gitter verstimmt ist, und die Wirkung auf den Kanal j beginnt erst dann, wenn das erste und das zweite Gitter auf den Kanal j eingestellt sind. Oder in einem anderen Beispiel können die beiden Gitter relativ zueinander mit einem gewünschten Betrag verstimmt werden, um die Wirkung zu beenden, wonach das verstimmte Paar auf den gewünschten Kanal abgestimmt wird, wo sie neu abgestimmt werden, sodass sie miteinander übereinstimmen.

[0136] Fig. 18 zeigt ein Feinabstimmungsverfahren zum Erweitern des Abstimmbereichs unter Verwendung von mehreren Gitterpeaks. Die longitudinalen Moden des Resonators **1324** sind als Funktion der Frequenz durch eine Kurve **1810** mit mehreren Peaks dargestellt, wobei die Breite der Resonanzen der Einfachheit halber sehr klein dargestellt ist. Nehmen wir an, dass eine Doppelbrechung kompensiert worden ist, sodass sich die Kurven für die beiden Polarisationen überschneiden. Der Resonator-FSR **1814** ist der Abstand zwischen benachbarten Peaks der Kurve **1810**. Die beiden Gitter **1330** und **1730** haben jeweils mehrere Peaks, wie bei der Kurve **1820**

bzw. **1830** gezeigt, die jeweils fünf Peaks haben. Die Peaks der Gitter haben im Wesentlichen gleichgroße Abstände, aber der Peak-Abstand bei einem Gitter kann um die Frequenz **1812** größer als der des anderen Gitters sein und die Frequenz **1812** ist in Fig. 18 doppelt so groß wie der FSR ist. Bei der in Fig. 18 gezeigten Abstimmung stimmen die Frequenzen eines Gitterpeakpaars **1823** und **1833** überein. Durch gemeinsames Abstimmen des Gitterpaars über den Bereich **1840** (7 FSR) können acht benachbarte longitudinale Moden **1852** gewählt werden. Wenn der FSR gleich einem Übertragungskanalabstand ist und die Moden **1810** die Kanäle, wie beschrieben, überlappen, können acht aufeinanderfolgende Übertragungskanäle mit der Anordnung **1700** gewählt werden.

[0137] Wenn ein Spektrum, z. B. **1830**, gegenüber dem anderen um einen bestimmten Betrag, in diesem Fall um einen FSR, verstimmt ist, überlappen sich keine Moden und in der Anordnung **1700** ist keine Mode aktiv. Die Frequenzen der beiden Spektren können in diesem Zustand gemeinsam abgestimmt werden, ohne dass einer der Kanäle ausgelassen und umgeschaltet wird. Durch Abstimmen des Spektrums **1830** des Gitters **1730** mittels zwei FSR-Inkrementen auf eine niedrigere Frequenz kann das zweite Gitterpeakpaar **1824** und **1834** in Übereinstimmung gebracht werden. Die nächsten acht aufeinanderfolgenden Kanäle **1854** können ebenfalls wieder durch gemeinsames Abstimmen der beiden Gitter über den Bereich **1840** in Bezug auf den Ausgangspunkt gewählt werden, an dem das Gitterpeak **1834** so eingestellt worden ist, dass es **1824** überlappt. Es ist offenkundig, dass durch Abstimmen des Spektrums **1830** mittels entweder 0, ±2 FSR oder ±4 FSR und durch gemeinsames Abstimmen des Spektrumspaars **1820** und **1830** über den Bereich **1840** insgesamt mindestens 5 × 8 = 40 aufeinanderfolgende Kanäle **1850** adressiert werden können. Die erforderliche Abstimmung beträgt nur etwa 16 FSR und enthält die Anfangsabstimmung, die zum Überlagern der Gitterpeaks **1823** und **1833** auf dem gewünschten Kanal erforderlich ist. Die Anzahl von Kanälen, die für einen bestimmten Abstimmbereich adressiert werden können, ist durch die Verwendung dieses Feinabstimmungsverfahrens auf Kosten der von den zusätzlichen Gitterpeaks verursachten zusätzlichen Kanalstörung vergrößert worden, die vorzugsweise klein gehalten wird.

[0138] Wenn zwischen nicht-benachbarten Abstimmbereichen, wie etwa von dem Bereich **1852** zu dem Bereich **1856**, gesprungen werden soll, muss erreicht werden, dass sich die Zwischenmoden, wie etwa **1824** und **1834**, irgendwo überlappen. Wenn Zwischenkanäle beispielsweise für die Datenübertragung in Gebrauch sind, sodass sie nicht gestört werden können, kann die Abstimmung so eingestellt werden, dass sich die Moden **1824** und **1834** auf Zwischenfrequenzen, wie etwa zwischen den longitudinalen Moden **1810**, überlappen. Wenn die Gitterspektren der Peaks **1824** und **1834** schmal sind, kann die Einkopplung mit den Gittern in den Resonator **1324** oder die Auskopplung aus dem Resonator **1324** klein sein.

[0139] Es können zahlreiche Varianten dieser Methode verwendet werden. Wenn die Gitterpeaks schmal genug sind, kann das Frequenzintervall **1812** kleiner als zwei FSR sein, was die Verwendung von zusätzlichen Gitterpeaks ermöglicht. Wenn der Abstimmbereich mehr (oder weniger) als acht Kanäle umfasst, kann der Abstimmbereich auch vergrößert (oder verkleinert) werden. Es können Peaks mit ungleichmäßigen Abständen verwendet werden, usw. Als weitere Alternative kann die Anordnung **1300** oder **1700** mit einem Paar optische Schalter auf jeder Seite und einem Überbrückungs-Wellenleiter kombiniert werden, die ein optisches Eingangssignal entweder durch die Anordnung oder um diese herum entlang dem Überbrückungs-Wellenleiter zu einem optischen Ausgang in einer Anordnung leiten, die auf dem Fachgebiet als störungsfreier Schalter bekannt ist, sodass die optische Übertragung so geschaltet werden kann, dass die Anordnung während des Abstimmens des Gitters **1330** überbrückt wird.

Differentielles Temperaturverhalten von Wellenleitern

[0140] Die Fig. 14A und Fig. 14B sind Zwischenstufen bei der Herstellung der Ausführungsform von Fig. 14C, die ein Paar benachbarte Wellenleiter enthält, die mit verschiedenen (vorzugsweise thermooptischen) Koeffizienten hergestellt werden. Die ersten Schritte der Herstellung einer solchen Struktur sind vorzugsweise die Abscheidung einer Mantelschicht **1444** und anschließend einer Kernschicht mit einem höheren Brechungsindex auf ein Substrat **1470**. Wie bereits beschrieben, wird diese Struktur vorzugsweise aus Siliciumdioxid auf einem Silicium-Wafer mit einer Ge-Dotierung für den Kern hergestellt, aber es sind zahlreiche Varianten möglich. Die Kernschicht kann dann strukturiert werden, sodass Parallele-Doppelrippen-Strukturen **1440** entstehen, die im Querschnitt von vorn zu sehen sind. Dann wird ein oberer Mantel **1441** aufgebracht, und eine Ätzmaskenschicht **1443** wird abgeschieden und so strukturiert, dass nur einer der beiden Wellenleiter entlang einem gewünschten Teil seiner Länge freigelegt wird. Fig. 14A zeigt den halbfertigen Gegenstand auf dieser Stufe seiner Herstellung. Nun wird ein Ätzschritt, wie etwa RIE, angewendet, um einen Teil des Siliciumdioxid-Mantels in den Bereichen zu abzutragen, die nicht von der Maske bedeckt sind, sodass die Struktur von **Fig.** 4B entsteht. Nach dem Abtragen des Maskenmaterials der Schicht **1443** wird eine dicke Polymer-Mantelschicht **1442** aufgeschleudert, und es kann eine elektrisch leitfähige Schicht abgeschieden und so strukturiert werden, dass eine Elek-

trodenstruktur **1445** entsteht, wodurch die Anordnung von Fig. 14C entsteht. Auf, in oder unter dieser Struktur können zusätzliche Elektrodenschichten oder zusätzliche Wellenleiterkerne, Gitter und andere Komponenten wahlweise hergestellt werden.

[0141] Bei dem Gitterkoppler **1392** oder **1794** beispielsweise ist es zweckmäßig, ein Gitter, wie etwa das Gitter **1330**, in der Schicht **1441** zwischen den beiden Kernbereichen **1440** (oder in einem anderen Teil der Struktur, der von den optischen Moden **1482** und **1481** durchquert wird) herzustellen. Dieses Gitter kann zu mehreren alternativen Zeitpunkten während eines Gesamtprozessablaufs hergestellt werden, unter anderem vor dem Abscheiden der Schicht **1443** und nach dem Aufbringen der Schicht **1442**. Aus Fig. 14C ist ersichtlich, dass die Mode **1482** einen wesentlich größeren Überlappungsfaktor in der Schicht **1442** als die Mode **1481** hat. Bei Bedarf können die Gestaltung des Wellenleiters und die Schicht-Eigenschaften, unter anderem die Dicke, so eingestellt werden, dass die Mode **1481** keine Netto-Temperaturabhängigkeit von ihrem effektiven Brechungsindex hat (alle diese Bedingungen werden innerhalb einer Toleranz erfüllt). Dann hat die Mode **1482** des benachbarten Wellenleiters eine negative thermische Netto-Abstimmbarkeit, während ihr Partner athermisch ist, wie es bei der bevorzugten Gestaltung der Anordnungen **1300** und **1700** verlangt wird. Bei Bedarf kann die Temperaturabhängigkeit der beiden Wellenleiter durch weiteres Verringern des Überlappungsfaktors der Moden in dem Material **1442**, das einen negativen thermooptischen Koeffizienten hat, auch so realisiert werden, dass sie gleichgroß und entgegengesetzt ist. Weitere Varianten sind ebenfalls möglich, unter anderem das Athermisch-Machen der Mode **1482**, wobei in diesem Fall die Mode **1481** einen positiven Temperaturkoeffizienten hat.

[0142] Bei einer anderen Ausführungsform ist die Schicht **1442** elektrooptisch und das Element **1445** ist eine Elektrode, die ein elektrisches Feld anlegt. In diesem Fall ist die Änderung des effektiven Brechungsindex mit dem angelegten Feld für die beiden Wellenleiter **1440** und für die beiden Moden **1481** und **1482** unterschiedlich. Wie zuvor kann eine Elektrodenkonfiguration, die der von Fig. 11B ähnlich ist, für elektrooptische Anordnungen bevorzugt werden.

[0143] Fig. 15 zeigt eine alternative Ausführungsform eines Paars benachbarter Wellenleiter mit unterschiedlichen Koeffizienten. Das Herstellungsverfahren umfasst eine Variante des Herstellungsverfahrens, das unter Bezugnahme auf die Fig. 11A und Fig. 11B beschrieben worden ist, wobei jedoch ein Maskierungsschritt, ein Ätzschritt und ein weiterer Abscheidungsschritt zusätzlich verwendet werden. Ein Paar benachbarte Wellenleiterkerne wird so hergestellt, wie es z. B. unter Bezugnahme auf Fig. 11A beschrieben worden ist. Eine Mantelschicht **1544** und eine Kernschicht **1540** werden auf ein Substrat **1570** abgeschieden. Die Kernschicht wird so strukturiert, dass die in Fig. 15 gezeigten Wellenleiter-Doppelkerne entstehen, und dann wird die Mantelschicht **1542** abgeschieden. Auf die Schicht **1542** kann eine Maskenschicht aufgebracht werden, die in der gleichen Weise strukturiert werden kann, wie für die Maskenschicht **1443** in Fig. 14A beschrieben, um nur einen der beiden Wellenleiterkerne entlang eines Teils seiner Länge freizulegen. Es wird ein Ätzprozess verwendet, um die Schicht **1542** dort zu abzutragen, wo sie von der Maske freigelegt wird, wie rechts in Fig. 15 gezeigt. Dieser Schritt ist vorzugsweise ein selektives Ätzen, sodass die gesamte Schicht **1542** dort abgetragen wird, wo sie freiliegt, ohne dass die Siliciumdioxidschicht **1544** oder **1540** wesentlich abgetragen wird. Dann wird eine Endschicht **1546** aufgebracht, sodass die Struktur von Fig. 15 entsteht. Dann kann die Oberfläche wahlweise planarisiert werden. In dem Fall von Fig. 15 können die Moden, die sich in den beiden verschiedenen Kernen ausbreiten, aufgrund von unterschiedlichen thermischen Eigenschaften der für die Schichten **1542** und **1546** verwendeten Materialien unterschiedliche Temperaturkoeffizienten haben. Wenn beispielsweise für die Schicht **1542** ein stark vernetztes Polymer verwendet wird und für die Schicht **1546** ein schwach vernetztes ähnliches Polymer verwendet wird, wobei alles andere gleich ist, hat die Mode mit dem größeren Überlappungsfaktor in dem schwächer vernetzten Polymer **1546** den größeren Temperaturkoeffizienten (wenn man unterstellt, dass der Temperaturkoeffizient von den Schichten **1542** und **1546** bestimmt wird). Oder wenn die Betriebstemperatur weit unter der Glasübergangstemperatur Tg des Polymers **1542**, aber weit über der Tg des Polymers **1546** liegt, hat die Mode mit dem größeren Überlappungsfaktor bei dem Material **1546** über der Tg den größeren (negativen) Temperaturkoeffizienten. Wenn eine Schicht, wie etwa **1542**, selbst lichtempfindlich ist, kann als Alternative zu dem Vorstehenden eine zusätzliche Maskierungsschicht weggelassen werden und die Schicht, wie etwa **1542**, kann durch Belichtung und Entwicklung direkt strukturiert werden, sodass die gewünschte strukturierte Struktur entsteht.

[0144] Bei den hier beschriebenen Implementierungen der Erfindung kann ein Flüssigkristall-Material verwendet werden, um den Brechungsindex eines Wellenleiters zu ändern. Beispielsweise können die Schicht **1546** oder **1442** oder **1142** oder **842** oder **742** oder **342** oder anderen Schichten, die von der optischen Mode in dem Gitterbereich durchquert werden, ein Flüssigkristall-Material einer der zahlreichen auf dem Fachgebiet bekannten Arten sein. Ein besonders zweckmäßiger Fall ist der des Polymer-dispergierten Flüssigkristalls (PDLC), der als elektrooptisches Material angesehen werden kann, da sich der

Brechungsindex mit dem angelegten Feld ändert (obwohl die Reaktionszeit im Vergleich beispielsweise mit den elektrooptischen Kristallen relativ lang ist). Nehmen wir beispielsweise den Fall von Fig. 11B, wo die Schicht **1142** ein PDLC sein kann. Es sind Elektroden **1122**, **1124** und **1126** vorgesehen, um elektrische Felder mit steuerbaren vertikalen und horizontalen Komponenten zu erzeugen. Es kann auch einer oberer Mantel (nicht dargestellt) verwendet werden, um den Schwellenwert des Spannungsdurchschlags zwischen Elektroden auf der gleichen Fläche, wie etwa **1122** und **1124**, zu vergrößern. Wenn die Elektroden **1122** und **1124** auf die gleiche Polarität, die von der Polarität der Elektrode **1126** verschieden ist, erregt werden, wird in der Nähe des Wellenleiters ein im Wesentlichen vertikales Feld erzeugt, das das Flüssigkristall-Material in dem PDLC in vertikaler Richtung ausrichtet. Wenn die Elektroden **1122** und **1124** auf entgegengesetzte Potentiale erregt werden und die Elektrode **1126** ein Erdpotential hat, wird in der Nähe des Wellenleiterkerns ein im Wesentlichen horizontales Feld erzeugt, das das Flüssigkristall-Material in dem PDLC in horizontaler Richtung ausrichtet. Der Brechungsindex des PDLC ist von dem effektiven Brechungsindex des Wellenleiters in den beiden Fällen für jede Komponente des polarisierten Lichts (entweder TE oder TM) in dem Wellenleiter wesentlich verschieden. Der Brechungsindex kann dadurch kontinuierlich geändert werden, dass die Potentiale für die Elektroden zwischen den beiden vorstehend beschriebenen Extremsituationen entsprechend geändert werden. Wenn ein Gitter entlang dem Abschnitt des Wellenleiters mit PDLC (wie etwa bei dem Kernmaterial **1140** oder bei einem der Mantelmaterialien **1144**, **1141** oder **1142** in der optischen Mode **1181**) hergestellt worden ist, wird die Wechselwirkung dieses Gitters durch Anlegen von Feldern abgestimmt, wie vorstehend beschrieben. Man beachte, dass die Wellenleiterstruktur von Fig. 11A vorzugsweise zum Erhalten eines großen Abstimmbereichs dient, während die Elektrodenstruktur von Fig. 11B vorzugsweise zum Abstimmen des PDLC dient. Außerdem wird die Polymermatrix des PDLC vorzugsweise so gewählt, dass ihr Brechungsindex ungefähr mit dem der Flüssigkristall-Materialien in der Nähe eines Betriebszustands übereinstimmt, um Verluste zu verringern.

[0145] Ein PDLC ist eine Art von Flüssigkristall-Material, die in dieser Anwendung zweckmäßig eingesetzt werden kann, da er keine Begrenzung erfordert, wobei die Begrenzung der Flüssigkristalltröpfchen durch das Polymer des PDLC erfolgt. Ein PDLC hat jedoch den Nachteil einer relativ starken optischen Streuung, die von den Brechungsindizes der ausgerichteten Flüssigkristalltröpfchen und der Polymermatrix abhängt. Es können auch normalere Flüssigkristall-Materialien verwendet werden. Mit diesen letztgenannten Materialien wird vorzugsweise eine Begrenzungsstruktur bereitgestellt. Die Elektroden **1120** oder gegebenenfalls die Elektroden **1122** und **1124** können auf der oberen Platte oder auf zusätzlichen Schichten vorgesehen werden oder können in anderer Weise räumlich angeordnet werden, um die gewünschten elektrischen Felder zu erzeugen. Ausrichtungsschichten für die Flüssigkristall-Materialien und Elektroden können vorgesehen werden, um das Flüssigkristall-Material zu aktivieren, wie auf dem Fachgebiet bekannt. Elektroden können alternativ in Längsanordnung entlang dem Wellenleiter vorgesehen werden, wobei das elektrische Feld parallel zu dem Wellenleiter ist. Transparente Elektroden, wie sie auf dem Fachgebiet bekannt sind, können zum Verringern von optischen Verlusten verwendet werden, wenn ein signifikanter Teil der optischen Mode das Elektrodenmaterial durchquert. Durch Erregung der Elektroden wird der Brechungsindex des Flüssigkristall-Materials geändert, um den Brechungsindex zu vergrößern oder zu verringern, je nach der Anfangsspannung und/oder der Anordnung der Ausrichtungsschicht, die die Molekülausrichtung bei Fehlen eines angelegten Felds bestimmt.

[0146] Die hier beschriebenen athermischen Resonatoren bieten an sich eine nützliche Funktion, auch ohne jede Abstimmfunktion. Bei diesen Anordnungen können die Heizstreifen weggelassen werden und die Gitterelemente können in athermischen Wellenleitern hergestellt werden, um Temperatur-unabhängige frequenzselektive Anordnungen zu realisieren. Beispielsweise können die Anordnungen der Fig. 1, Fig. 9 und Fig. 10 als Festfrequenz-Laserquellen verwendet werden, und die Anordnungen der Fig. 13 und Fig. 17 können als Festfrequenz-Cross-Connects oder als Festfrequenz-Detektoren oder -Add/Drop-Anordnungen verwendet werden.

[0147] Bei einer weiteren alternativen Ausführungsform werden alle Elemente der Struktur auf einem einzelnen Substrat integriert. Wenn das Substrat InP ist, kann die Laserstruktur im 1310-nm-Bereich oder im 1550-nm-Bereich arbeiten, und mit anderen Substratmaterialien sind andere Wellenlängen möglich. In allen Fällen kann ein Polymer-Material in einen Teil des optischen Resonators entlang dem Wellenleiter integriert werden, und eine frequenzselektive Struktur kann zum Bestimmen der Betriebsfrequenz verwendet werden. Die Polymer-Struktur kann so abgestimmt werden, dass ein athermischer freier Spektralbereich entsteht, der FSR kann so eingestellt werden, dass er gleich einem rationalen Bruch eines Übertragungskanalabstands ist, und das Gitter kann mittels eines Polymer-Abschnitts abgestimmt werden.

Konische Kopplung

[0148] Fig. 3 zeigt die bevorzugte Ausführungsform einer integrierten Hybridkopplungsanordnung, die eine Verjüngung enthält, aber andere Komplexitäten,

wie etwa die Wellenleiterkrümmungen von Fig. 5, unbeachtet lässt. Eine einfache Verjüngung, wie sie beispielsweise von H. G. Unger, US-Patent Nr. 4.415.227, 15.11.1983, beschrieben wird, ist zum Koppeln von Einmoden-Wellenleitern mit sehr unterschiedlichen Modendimensionen oftmals unzureichend. Mit der normierten Ausbreitungskonstante $\sqrt{V}$ eines Wellenleiters kann sein Modenverhalten bestimmt werden:

$$V = k_o T \sqrt{(n_f^2 - n_g^2)}, \quad (11)$$

wobei $k_o = 2\pi/\lambda$ ist, T ungefähr gleich der kleinsten Querabmessung des Wellenleiters ist, n_f der Brechungsindex der Kernschicht dieses Wellenleiters ist und n_s der ungefähre Brechungsindex der darunterliegenden Schicht ist, die an den Wellenleiter angrenzt. Wenn beispielsweise einer der Wellenleiter in der Mitte des Einmodenbereichs mit einer normierten Ausbreitungskonstante V = 2,5 arbeitet, führt ein Faktor von zwei für eine Verjüngung nach oben zu einem Multimodenverhalten. Hingegen führt eine Verjüngung dieses Wellenleiters nach unten nicht zur Verringerung der Modendimension. Unser Problem ist es, einen kleinen Einmoden-Wellenleiter mit hohem Kontrast in einem Halbleiterdiodenlaser an einen größeren Einmoden-Wellenleiter mit niedrigem Kontrast in einem Planarwellenleiter-Chip anzupassen. Wir wollen die Verjüngung auf dem leichter herzustellenden passiven Wellenleitersubstrat herstellen. Wir haben eine Drei-Wellenleiter-Methode entwickelt, bei der wir ein drittes Material mit einem Brechungsindex zwischen den Brechungsindizes der kleineren oder größeren Wellenleiter verwenden, und wir verwenden eine extreme Verjüngung, die den dritten Wellenleiter unter den Cutoff für die Betriebswellenlänge treibt.

[0149] Der Cutoff eines Wellenleiters ist als interessierender Parameterwert (z. B. Wellenlänge, Breite, effektiver Brechungsindex usw.) definiert, nach dem die transversale Begrenzung der Mode verloren geht und sich Energie von dem Kern weg quer zur Ausbreitungsachse des Wellenleiters ausbreitet. Die Cutoff-Situation ist von der Kopplung zwischen genau definierten Wellenleitern zu unterscheiden, wo Energie zwischen genau definierten (oder andernfalls unter dem Cutoff liegenden) Wellenleitern ausgetauscht wird.

[0150] Ein Diodenlaserchip **310** enthält einen Wellenleiter-Abschnitt **320**, der auf einem Substrat **314** hergestellt wird. Der Laserchip **310** liefert eine Gesamtverstärkung um einen Bereich von Wellenlängen, wie etwa 1552 nm. Der Diodenlaserchip **310** hat Abmessungen, die entsprechend der Wellenlänge und dem Materialsystem gewählt werden, und könnte für einen 1550-nm-Laser eine Dicke von 500 Mikrometern, eine Länge in Richtung des Wellenleiters von 400 Mikrometern und eine Breite von 400 Mikrometern haben. Eine Rückseite **312** bildet ein Ende des Laserresonators. Der Laser lasert entlang einer optischen Achse **324**. Das andere Ende des Laserresonators kann in dem Wellenleiter **340** an der Stelle eines rückstrahlenden Gitters liegen (siehe **130** oder **132** von Fig. 1). Die Abmessungen des Wellenleiter-Abschnitts **320** können zwar geändert werden, aber sie können bei einer Größe der optischen Mode von vielleicht 0,55 bzw. 1,65 Mikrometern normalerweise etwa 0,7 Mikrometer in y-Richtung und etwa 2,1 Mikrometer in x-Richtung betragen. Wir geben die Modengröße normalerweise als Halbwertsbreite der Intensität $1/e^2$ an. Die volle Breite der Mode beträgt etwa das Doppelte der Modengröße, und die Halbwertsbreite des Strahls beträgt etwa das 1,18-fache der Modengröße. Die Laser-Ausbreitungsachse **324** entlang dem Wellenleiter **320** wird in Vorbereitung auf das Bonden und Ausrichten auf dem Substrat **370** in einem vertikalen Abstand **325** über dem Lasersubstrat **314** festgelegt.

[0151] Der Laser wird vorzugsweise mit Lot an dem Substrat angebracht, wie in Fig. 3 gezeigt. Die Unterseite des Lasers wird mit einer Haftschicht **352**, einer Sperrschicht **354** und einer Abdeckschicht **356** hergestellt. Man beachte, dass in Fig. 3 der Laserchip verkehrt herum dargestellt ist, da das Substrat **314** in der Figur nach oben zeigt. Die Haftschicht ist vorzugsweise 0,1 Mikrometer Ti, die Sperrschicht ist 0,4 Mikrometer Pt und die Abdeckschicht ist 0,1 Mikrometer Au. Die Bondfläche des Substrats **370** kann in ähnlicher Weise wie eine Haftschicht **358**, eine Sperrschicht **360** und eine Abdeckung **362** hergestellt werden. Eine Lötschicht **350** wird aus praktischen Gründen auf der Abdeckschicht des Substrats ausgebildet und kann aus einigen Mikrometern AuSn-Lot mit einem Schmelzpunkt von etwa 280°C hergestellt werden. Der Laserwellenleiter kann in der x-z-Ebene ausgerichtet und nach unten in Position gedrückt werden, und das Lot kann in einem geeigneten Gas, wie etwa Ameisensäure, für kurze Zeit erwärmt werden, um die Bildung von Oxiden zu vermeiden und das Bonden des Laserchips zu ermöglichen. Man beachte, dass die Dicken der Lötschicht **350** und der anderen Schichten so gesteuert werden, dass das Lasersubstrat **314** nach dem Bonden einen gewünschten vertikalen Abstand **326** von dem Wellenleitersubstrat **370** innerhalb einer Toleranz für eine gute optische Kopplung hat. Da sich der Laserwellenleiter **320** entsprechend dem Prozessablauf bei der Herstellung des Lasers in einem festen Abstand über dem Lasersubstrat **314** befindet und sich der Wellenleiter **330** entsprechend dem Prozessablauf bei der Herstellung des Wellenleiters **330** in einem festen Abstand **335** über dem Wellenleitersubstrat **370** befindet, können wir durch Steuern der Bondschichten **350**, **352**, **354**, **356**, **358**, **360** und **362** und des Bondprozesse die relativen vertikalen Positionen der Wellenleiter **320** und **330** durch Einstellen und Steuern des Abstands zwischen den beiden Substraten **314**

und **370** einstellen und steuern. Innerhalb der vertikalen Toleranz kann der vertikale Abstand **326** so eingestellt werden, dass er gleich der Summe aus der vertikalen Höhe **325** des Wellenleiters **320** und der vertikalen Höhe **335** des Wellenleiters **330** ist.

[0152] Der fertige Wellenleiter **340** hat Abmessungen, die so gewählt sind, dass andere Faktoren, unter anderem die Effizienz der Kopplung mit einem normalen Lichtwellenleiter, der Teil der Mode, der sich in dem Mantel ausbreitet, und der Ausbreitungsverlust durch Strukturen wie Krümmungen, optimiert werden. Obwohl auch hier wieder die Abmessungen dieses Wellenleiters um einen Faktor von etwa drei bis zehn in Abhängigkeit von diesen Faktoren und den Herstellungsfaktoren, wie etwa Indexdifferenz, schwanken können, haben wir die übliche Siliciumdioxid-Technologie für den Wellenleiter **340** mit einer bevorzugten Wellenleiter-Abmessung von 2 Mikrometern × 2 Mikrometern bei einer Kern-Mantel-Indexdifferenz von 2 % gewählt.

[0153] Die Ungleichheit der Abmessungen der beiden Wellenleiter **320** und **340** würde selbst bei perfekter Ausrichtung zu einem hohen Kopplungsverlust (fast 4 dB) führen, wenn der Wellenleiter **320** direkt mit dem Wellenleiter **340** stirnflächengekoppelt werden müsste. Beim Hybridgitterlaser ist dieser Verlust resonatorintern und erhöht den Schwellenwert und verringert die Ausgangsleistung. Der konische Wellenleiter-Abschnitt **330** wird vorzugsweise vorgesehen, um die Kopplungseffizienz auf besser als 3 dB und vorzugsweise weniger als 1 dB oder sogar 0,5 dB zu verbessern. Der Wellenleiter **330** wird vorzugsweise mit dem Wellenleiter **320** stirnflächengekoppelt und wird mit einer speziellen Verjüngung, die den effektiven Brechungsindex des konischen Wellenleiters **330** unterhalb den Cutoff senkt, mit dem Wellenleiter **340** parallelgekoppelt. Idealerweise wird das Eingangsende **332** des Wellenleiters **330** so gestaltet, dass die Querdimension der niedrigstwertigen optischen Mode, die sich in dem Eingangssegment des Wellenleiters **330** ausbreitet, gleich der oder ungefähr genauso groß wie die Querdimension der niedrigstwertigen optischen Mode ist, die aus dem Diodenlaser-Wellenleiter **320** austritt. Durch Vorsehen eines indexangepassten Materials in dem Spalt zwischen den beiden Wellenleitern können auch die Fresnel-Reflexionen und die optische Streuung von den beiden Wellenleiter-Enden minimiert werden. Fig. 3 zeigt, dass der Wellenleiter **330** vorzugsweise direkt auf dem Wellenleiter **340** hergestellt wird, aber bei einer alternativen Gestaltung kann er auch darunter liegen oder durch zusätzliche Schichten von diesem getrennt werden.

[0154] Mit dem konischen Teil des Wellenleiters **330** wird die Ausbreitungskonstante des Wellenleiters **330** nahe an die des Wellenleiters **340** gebracht, wodurch Energie zwischen den Wellenleitern eingekoppelt werden kann. Die Verjüngung wird so lange fortgesetzt, bis der Wellenleiter **330** unter den Cutoff absinkt. Licht, das sich aus dem Laserwellenleiter **320** ausbreitet, wird in das Ende des konischen Wellenleiters **330** stirnflächeneingekoppelt und wird dann in dem Bereich mit der Verjüngung nach unten quer in den parallelen Wellenleiter **340** eingekoppelt. Licht, das aus der entgegengesetzten Richtung in dem Wellenleiter **340** zurückkehrt, wird quer in diesen Teil des Wellenleiters **330** eingekoppelt, der jetzt für Licht, das sich zu dem Laser ausbreitet, nach oben verjüngt wird, und dieses Licht wird dann in den Wellenleiter **320** des Diodenlaserchips stirnflächeneingekoppelt. Der Wellenleiter **340** wird aus einem Material mit einem Brechungsindex n_2 hergestellt. Die umgebenden Materialien haben niedrigere Brechungsindizes nahe an und möglicherweise identisch mit dem Siliciumdioxid-Brechungsindex n_1. Die Festigkeit Δ des Wellenleiters **340** hängt von der lokalen Querabmessung, dem Brechungsindex des Mantels **342**, wenn er von dem von Siliciumdioxid verschieden ist, und der Indexdifferenz

$$\Delta_{340} = (n_2 - n_1)/n_1 \qquad (12)$$

ab. In Abhängigkeit von diesen Parametern leitet der Wellenleiter **340** die niedrigstwertige optische Mode, die einen effektiven Brechungsindex n_{eff} hat, der ungefähr in dem Bereich $n_1 < n_{eff} < n_2$ liegt.

[0155] Fig. 4 zeigt die Änderung des Brechungsindex, die durch die Funktionsweise der Verjüngung entsteht. Damit der Wellenleiter **330** funktioniert, ist sein Brechungsindex n_3 größer als n_2. Wie in dem Bereich **460** in Fig. 4 gezeigt, ist der n_{eff} **430** des ersten Segments des Wellenleiters **330** größer als der n_{eff} **440** des ersten Segments des Wellenleiters **340**. Eine Verjüngung verringert die Festigkeit des Wellenleiters über den Bereich **470**, wodurch der n_{eff} **430** gesenkt wird und die Modenform geändert wird. Die Verjüngung kann durch Ändern der lokalen Querabmessungen und der Indexdifferenz erreicht werden, aber es ist leichter, die Seitenbreite des Wellenleiters durch Ändern der Maske zu ändern, die zum Festlegen der Wellenleiterstruktur bei der Herstellung dient. Wie in dem Bereich mit der Größe T_1 entlang der z-Achse in den Fig. 3 und Fig. 4 gezeigt ist, kann die Verjüngung schnell sein, und dabei ist der Wellenleiter **330** immer noch relativ fest. Mit fortschreitender Verjüngung koppelt sich jedoch die Mode des Wellenleiters **330** allmählich mit der Mode des Wellenleiters **340** in dem Kopplungsbereich **450**.

[0156] Die Kopplung ist bei der niedrigstwertigen Mode des Wellenleiters **340** am stärksten, da ihre effektiven Brechungsindizes am nächsten sind. Der Energie-Austausch erfolgt über einen begrenzten Bereich **450** in z-Richtung, wo sich die beiden Brechungsindizes der Moden nähern und wo die einzelnen Brechungsindizes einen imaginären Teil anneh-

men. Betrachtet man die Ausbreitungsrichtung des ansteigenden z, so stören die beiden Moden einander mit fortschreitender Verjüngung stärker und die Kopplung wird stärker. Schließlich verschwindet die Mode des Wellenleiters **330** (fällt unter den Cutoff), der imaginäre Teil des Brechungsindex kehrt zu null zurück, der Energie-Austausch endet, und die Störung der niedrigstwertigen Mode des Wellenleiters **340** verschwindet. Um eine effiziente Übertragung von Energie von dem Wellenleiter **330** in den Wellenleiter **340** zu erreichen, sollte die Verjüngung während der Modenkopplung langsam erfolgen, sodass eine ausreichende Wechselwirkungszeit für die Beendigung des Energie-Austausches bleibt. Aus diesem Grund ist der Bereich T_2 normalerweise länger als der Bereich T_1.

[0157] Es gibt viele Möglichkeiten für das Wählen einer bestimmten Gestaltung für den Wellenleiter und die Verjüngung. Materialien für die oberen und unteren Wellenleiter sind vorzugsweise stabil, leicht verarbeitbar und kompatibel. Auch innerhalb einer festgelegten Material-Auswahl bleiben zahlreiche Optionen und mehrere Freiheitsgrade. Für die bevorzugte Verjüngungsgestaltung für diese Anwendung wird ein Siliciumdioxid(SiO_2)-Materialsystem für den Wellenleiter **340** und den unteren Mantel **344** verwendet, und für den konischen Wellenleiter **330** werden ein Tantal(V)-oxid(Ta_2O_5)-Kern sowie ein oberer Polymermantel **342** verwendet.

[0158] Für den oberen Wellenleiter **330** wählten wir Tantal(V)-oxid wegen seiner Stabilität, seines geringen Verlusts und seines hohen Brechungsindex n_3 = 2,03 bei 1,55 Mikrometern. Man beachte, dass der exakte Brechungsindex von dem Verfahren abhängt, das zum Abscheiden der Schicht verwendet wird. Da die Verjüngungseigenschaften empfindlich von dem Brechungsindex abhängen, sind alle hier angegebenen Zahlen für n_3 = 2,03 berechnet, aber sie werden vorzugsweise experimentell so eingestellt, dass die gewünschten Gebrauchseigenschaften für ein bestimmtes Herstellungsverfahren erzielt werden. Das Vertikalmaß des Eingangsendes **332** des Wellenleiters **330** wird vorzugsweise auf etwa 0,08 Mikrometer (in y-Richtung) festgelegt, sodass eine sehr schwache vertikale Leitung mit einer vertikalen Modengröße von etwa 0,8 Mikrometern entsteht, die ungefähr mit dem Vertikalmaß der geleiteten Mode in dem Diodenlaser übereinstimmt. Das Quermaß beträgt vorzugsweise etwa 2 Mikrometer (in x-Richtung), sodass eine laterale Modengröße von etwa 1,3 Mikrometern entsteht, die dicht genug an der Modengröße des Diodenlasers von etwa 1,65 Mikrometern liegt. Der effektive Brechungsindex n_{eff} dieses Wellenleiters liegt vorzugsweise leicht über dem Cutoff, und zwar bei ungefähr 1,49, sodass die volle Breite der Mode wesentlich größer als die Kern-Abmessungen ist, insbesondere in vertikaler Richtung. Die Länge der Anfangsverjüngung kann klein sein und ungefähr in dem Bereich von T_1 = 100 Mikrometer liegen, und hier kann der größte Teil der Verjüngung realisiert werden, sodass die Breite des Wellenleiters um einen Faktor verringert wird, der 2 oder auch 10 oder größer sein kann, was von der speziellen Gestaltung abhängt. Die exakte Länge und Größe der Verjüngung in diesem Bereich können experimentell so eingestellt werden, dass der Umfang der Verringerung der Modengröße optimiert wird und dabei der optische Verlust minimiert wird (die Länge T_1 kann so vergrößert werden, dass der optische Verlust verringert wird). In diesem Abschnitt der schnellen Verjüngung wird vorzugsweise der größte Teil der Verjüngung, aber im Wesentlichen keine Kopplung realisiert. Die zweite Verjüngung kann länger sein, wie etwa T_2 = 500 Mikrometer oder dergleichen, und es wird eine ausreichende Verjüngung vorgesehen, um die Kopplung zwischen den Moden zu initiieren, um die Mode des oberen Wellenleiters unter den Cutoff zu bringen und um den unteren Wellenleiter zu entkoppeln und die Störung des unteren Wellenleiters wesentlich zu verringern. Es kann ausreichend sein, diesen Teil des Wellenleiters um 50 % zu verjüngen. Auch hier können die exakte Länge und Größe der Verjüngung in diesem Bereich experimentell so eingestellt werden, dass der Umfang der Energie-Übertragung zwischen den Moden optimiert wird (die Länge T_2 kann vergrößert werden, um den optischen Verlust zu verringern). Der erste nichtkonische Teil kann sehr kurz sein oder sogar eine Länge von null haben, oder es können mehrere konische Abschnitte vorgesehen werden.

[0159] Für die bevorzugte Verjüngungsgestaltung werden Tantal(V)-oxid in einer Dicke von 0,08 Mikrometern und eine einzelne Verjüngung (d. h. T_1 = 0) verwendet, wobei die seitliche Breite des Wellenleiters nach unten von 2 Mikrometern auf 0,7 Mikrometer über eine Strecke von T_2 = 600 Mikrometer verjüngt wird. Wenn die Maskenbreite kleiner als etwa 1 Mikrometer wird, machen es Faktoren wie lithografische Auflösung und Masken-Unterätzung zunehmend schwierig, kleine Strukturen zu reproduzieren. Die Maske liefert zwar eine Verjüngung in der Querabmessung, aber der Prozess des Reproduzierens der Maske und des Definierens der Wellenleiterbreite liefert Strukturen mit einer etwas kleineren Breite als 0,7 Mikrometer und eine natürliche vertikale Verjüngung, die an dem kleinen Ende des Wellenleiters **330** etwas ausgeprägter ist. Aus diesem Grund sollten vorzugsweise die Einflüsse der Herstellungsvorrichtung auf die Funktion der Verjüngung berücksichtigt und die Abmessungen entsprechend eingestellt werden. Tatsächlich kann dieser Umstand bei der Gestaltung genutzt werden, um einen niedrigeren effektiven Brechungsindex, als er für die Maskengestaltung gefordert wird, an dem dünnen Ende des Wellenleiters zu realisieren. Am Ende der Verjüngung kann der Wellenleiter **330** abrupt beendet werden, da der Wellenleiter **330** unter den Cutoff absinkt und sehr wenig

optische Energie in dem Bereich des Kerns verbleibt. Alternativ kann die Maskenverjüngung bis zu einer Breite von null fortgesetzt werden, wodurch der lithografische Prozess den Wellenleiter auf natürliche Weise beenden kann.

[0160] Fig. 8 zeigt eine alternative Verjüngungsgestaltung, bei der bei der Gestaltung des Wellenleiters eine Segmentierung erfolgt. Ein Substrat **870** wird mit einem Wellenleiterkern **840** mit einem Brechungsindex n_2, einem oberen Mantel **842** mit einem Brechungsindex von etwa n_1 und einem unteren Mantel **844** mit einem Brechungsindex n_1 hergestellt. Der Wellenleiterkern **840** hat einen höheren Brechungsindex als die Mantelschichten, sodass er mindestens eine optische Mode leitet. Auf dem Wellenleiter **840** wird ein segmentierter Wellenleiter **830** mit einer Schicht einer gewünschten Dicke und einem Brechungsindex n_3 hergestellt und wird durch Abtragen von unerwünschtem Material zu einer verjüngten Breite, die an der Grenzfläche **832** vorzugsweise seitlich breiter ist, und durch Abtragen von Material in den Bereichen **838** zu einer segmentierten Struktur strukturiert. Das Abtragen von Material ist hier zwar als vollständig dargestellt, aber das Material kann in gewissem Umfang auch bis in das Kernmaterial des Wellenleiters **840** hinunter abgetragen werden oder es kann unvollständig abgetragen werden, sodass etwas Material zurückbleibt, wodurch die Segmente **836** überbrückt werden (nicht dargestellt). Man beachte, dass sich in Vorbereitung auf das Anbringen eines zweiten Chips an dem leeren Teil **872** des Substrats die Optische-Ausbreitungs-Achse **834** in einem festgelegten Abstand **835** über dem Substrat **870** befindet, wie an anderer Stelle und unter Bezugnahme auf Fig. 3 beschrieben. Als Variante kann der Wellenleiter **840** auf dem Wellenleiter **830** hergestellt werden, und in diesem Fall werden die Segmente **836** in das Kernmaterial des Wellenleiters **840** anstatt in das Mantelmaterial des Wellenleiters **842** eingebettet. Die Anordnung **800** kann Teil der Anordnung **300** oder **100** oder anderer Anordnungen sein.

[0161] Wie in Fig. 8 gezeigt, wird der Wellenleiter **830** mit dem hohen Brechungsindex aus den Bereichen **836** hergestellt, in die die Bereiche **838** (Segmente) eingefügt sind, in denen das Material mit dem hohen Brechungsindex abgetragen worden ist. Wenn die Segmentierungsperiode (die Summe der Breiten eines Bereichs **836** und eines benachbarten Bereichs **838** entlang der Richtung der optischen Ausbreitung) mit den vertikalen und seitlichen Rayleigh-Bereichen vergleichbar oder kleiner als diese ist, gilt

$$z_o = \pi w_o^2/\lambda \qquad (13),$$

wobei z_o der Rayleigh-Bereich ist, w_o die Halbwertsbreite der Intensität $1/e^2$ des optischen Strahls ist und λ die Wellenlänge der optischen Mode im Vakuum ist, wobei sich die optische Mode so ausbreitet, als ob der Wellenleiterkern durchgehend (nicht-segmentiert) wäre, aber einen niedrigeren Brechungsindex als den der Bereiche **836** hätte. Der Kontrast des effektiven Brechungsindex zu dem Mantel **842** wird durch die lokale relative Einschaltdauer DF_{seg} der Segmentierung verringert:

DF_{seg} = (lokale Länge des Segments)/(lokale Segmentierungsperiode) (14).

[0162] Eine relative Einschaltdauer von 50 %, die erhalten wird, wenn die Segmente und die abgetragenen Bereiche die gleiche Länge haben, verringert den effektiven Brechungsindex des Wellenleiters um einen Faktor von ungefähr zwei. Durch entsprechendes Einstellen der Parameter der Wellenleiter können die gewünschten Modengrößen mit einem segmentierten Wellenleiter erhalten werden, aber dem Konstrukteur stehen jetzt zusätzliche Freiheitsgrade zu Verfügung, und zwar die relative Einschaltdauer und die Segmentierungsperiode. Wenn beispielsweise die relative Einschaltdauer in dem Bereich in der Nähe des Eingangs des Wellenleiters 50 % beträgt und die Dicke der zur Herstellung der Segmente **836** verwendeten Tantal(V)-oxid-Schicht um einen Faktor von 1,414 gegenüber der vorhergehenden Beschreibung auf 0,11 Mikrometer erhöht wird, sind die Festigkeit des Wellenleiters und die Modengrößen in den Vertikal- und Querabmessungen ungefähr genauso groß wie vorstehend beschrieben.

[0163] Die relative Einschaltdauer kann entlang der Ausbreitungsachse **834** des Wellenleiters **830** durch Ändern der bei der Herstellung des segmentierten Wellenleiters **830** verwendeten lithografischen Maskenstruktur verringert werden, was zur Realisierung der Verjüngung beiträgt. Die Verjüngung, die für den vorstehend beschriebenen nicht-segmentierten Wellenleiter erforderlich ist, hat eine Wellenleiterbreite an dem kleinen Ende des Wellenleiters von 0,7 Mikrometer. Eine solche kleine Abmessung kann eine Herausforderung sein, reproduzierbar zu produzieren. Größere Mindestabmessungen werden bevorzugt. Bei Verwendung der Segmentierung wählten wir eine Mindestabmessung von 1,0 Mikrometern, um den gleichen optischen Effekt der Verjüngung hinsichtlich der Änderung des effektiven Brechungsindex der optischen Mode zu erzielen. Der Wellenleiter **830** verjüngt sich nun seitlich von einer Breite von 2 Mikrometern auf eine Breite von 1 Mikrometer an dem kleinen Ende, die Länge der Segmente **836** wird konstant auf 1 Mikrometer gehalten, und die relative Einschaltdauer wird durch allmähliches Vergrößern der Länge der Abtragungsbereiche **838** von 1 Mikrometer auf 4 Mikrometer an dem schmalen Ende von 50 % auf 25 % geändert. Man beachte, dass zahlreiche Varianten der funktionellen Form der Verjüngung der Segmentierung möglich sind und viele weitere zweckmäßig sein können, unter anderem eine linea-

re Verjüngung der relativen Einschaltdauer, exponentielle, hyperbolische, sinusförmige und alle anderen mathematischen Formen. Man beachte auch, dass die allgemeine Segmentierungsverjüngung die Möglichkeit einer Verjüngung in der Periode mit alternativen funktionellen Formen beinhaltet, wenn die Periode weiterhin die Beschränkung erfüllt, dass sie mit den Rayleigh-Bereichen vergleichbar oder kleiner als diese ist. Zahlreiche Varianten sind auch bei der Geometrie der Segmentierung möglich, wie etwa die Zahn-Geometrie von R. Adar, US-Patent Nr. 5.577.141, 19.11.1996, „Two-dimensional segmentation mode tapering for integrated optic waveguides" („Zweidimensionale Segmentierungsmodenverjüngung für integrierte Lichtwellenleiter"), mehrere aufeinandergeschichtete Schichten aus unterschiedlich segmentierten Materialien, usw.

[0164] Die in den Fig. 1, Fig. 3, Fig. 5 und Fig. 8 gezeigten Tantal(V)-oxid-Wellenleiter werden vorzugsweise durch Abscheidung einer Tantal(V)-oxid-Schicht der gewünschten Dicke nach der Herstellung eines Germanium-Siliciumdioxid-Kerns hergestellt. Die Tantal(V)-oxid-Schicht kann dann nach einem Maskierungsschritt mittels RIE strukturiert werden, um die gewünschten Grenzen der Tantal(V)-oxid-Wellenleitersegmente zu definieren. Es sind verschiedene Varianten möglich, die aber nicht in den Figuren gezeigt sind, unter anderem die Abscheidung des Tantal(V)-oxid-Wellenleiters nach dem Abscheiden des oberen Mantels. In dem letztgenannten Fall wird immer dann, wenn die Tantal(V)-oxid-Wellenleiterstruktur gewünscht wird, der obere Mantel strukturiert und dicht bis an die Oberseite des Germanium-Siliciumdioxid-Kerns abgetragen, und eine gleichmäßige Abscheidung von Tantal(V)-oxid in der gewünschten Dicke ist dann ausreichend, um den gewünschten Wellenleiter zu erzeugen.

Wellenleiter-Ende mit Linse

[0165] **Fig.** 7 zeigt eine alternative bevorzugte Verjüngungs-Ausführungsform, die eine gute Kopplungseffizienz zwischen unterschiedlichen Wellenleitern bieten kann. Diese Methode beruht darauf, das Wellenleiter-Ende mit einer Linse zu versehen. Fig. 7A zeigt ein Substrat **770**, das mit einem Wellenleiterkern **740**, einem oberen Mantel **742** und einem unteren Mantel **744** hergestellt ist. Der Wellenleiterkern **740** hat einen höheren Brechungsindex als die Mantelschichten, sodass er mindestens eine optische Mode leitet. Wie bei den Wellenleitern, die hier an anderer Stelle beschrieben sind, kann dieser Wellenleiter als Einmoden-Wellenleiter bezeichnet werden, wenn er überwiegend eine einzige Mode leitet. Die höherwertigen Moden können abgetrennt werden, und in diesem Fall ist der Wellenleiter genau genommen ein Einmoden-Wellenleiter, oder es können einige schlecht begrenzte Moden und Moden mit einem höheren Verlust schwach geleitet werden, und in diesem Fall ist der Wellenleiter effektiv ein Einmoden-Wellenleiter, der für zahlreiche Anwendungen, unter anderem Kopplung mit Einmoden-Lichtwellenleitern, immer noch zweckmäßig sein kann. Ein Bereich **752** des Kerns **740** ragt geringfügig aus der Fläche **732** heraus. In Fig. 7A ist der Vorsprung zwar mit scharfen Kanten dargestellt, aber diese Kanten können auch abgerundet sein.

[0166] Dieser Vorsprung kann durch selektives Ätzen in zwei Schritten hergestellt werden. Erstens kann der Wellenleiter vertikal mit einem nicht-selektiven Ätzprozess geätzt werden, der die Mantel- und Kernschichten mit ähnlichen Raten ätzt, wodurch der obere und der untere Mantel in dem Bereich freigelegt werden, in dem der Kern **740** aus der Fläche austritt. In diesem Schritt wird eine Ätzsperre, wie etwa eine Metallbeschichtung aus Au oder Cr, auf die Oberfläche des halbfertigen Gegenstands abgeschieden. Dann wird eine strukturierte Schicht aus Photoresist auf die Ätzsperre in dem gewünschten Muster des Abtragungsbereichs (und bei Bedarf in anderen Mustern) aufgebracht und geätzt, um das Photoresist-Muster auf die Ätzsperre zu übertragen. Durch reaktives Ionenätzen kann bis in die Siliciumdioxid-Schichten herunter geätzt werden, die von der strukturierten Ätzsperrschicht freigelegt gelassen wurden. Die Ätzzeit wird vorzugsweise so gesteuert, dass eine Ätztiefe möglich ist, die so groß ist, dass durch den Kern **740** und in den unteren Mantel **744** geätzt werden kann. Das Ätzen erfolgt annähernd vertikal nach unten zu dem Substrat **770**. Es gibt zwar zahlreiche Prozess-Alternativen, um dieses Ätzen durchzuführen, aber das bevorzugte Verfahren ist die Verwendung von CHF_3 als reaktives Gas bei einem Druck von 20 mTorr. In dieser Phase ist die freigelegte Fläche der halbfertigen Anordnung eben.

[0167] Zweitens kann die Fläche selektiv geätzt werden, wobei die Mantelschichten **742** und **744** bevorzugt gegenüber dem Kern **740** geätzt werden. Die bevorzugte Methode zur Durchführung dieses Ätzens ist die Durchführung des chemischen Ätzens mit einer gepufferten HF-Lösung (BHF: ein Gemisch aus Ammoniumfluorid und Fluorwasserstoffsäure). Wie auf dem Fachgebiet bekannt, ätzt BHF Siliciumdioxid schnell, ätzt aber GeO_2 überhaupt nicht, sodass die GeO_2-reiche Kernschicht **740** langsamer als die Mantelschichten aus reinem Siliciumdioxid geätzt werden. Das genaue Profil des mit diesem Prozess erzeugten Vorsprungs folgt dem Konzentrationsprofil von Ge. Es können auch andere Mittel des selektiven Ätzens verwendet werden, unter anderem Trockenätzen. Die Strecke, die die Mitte des Kerns aus der Fläche **732** ragt, hängt von den Ätzparametern ab (Materialien, Dichte, Zeit, Temperatur usw.). Wenn kein oberer Mantel für den Wellenleiter **740** verwendet wird, d. h. wenn die Schicht **742** fehlt (nicht dargestellt), ist die Form der resultierenden Linsenstruktur

anders und vertikal asymmetrisch. Wie bei Fig. 3 kann ein Diodenlaserchip so ausgerichtet und an dem Substrat **770** angebracht werden (vorzugsweise durch Flip-Chip-Bonden), dass die Achse des Laserwellenleiters **320** oder **112** koaxial mit der Achse **754** des Wellenleiters **740** ist.

[0168] **Fig.** 7 zeigt zwar der Einfachheit halber eine Kernform, die durch den Ätzprozess nicht verändert wird, aber in der Praxis hat die Form des Vorsprungs **753** in dem Bereich des Kerns **740** auf der Fläche **732** keine scharfen Ecken und kann durch gleichmäßige Kurven wie in Fig. 7B dargestellt werden, wo Oberflächen-Gitterlinien entlang der x-z-Ebene und der y-z-Ebene gezeigt sind, um einen Eindruck von der sich gleichmäßig ändernden Oberflächenform zu geben. Fig. 7B zeigt einen Vorsprung **753**, der eine Linsenstruktur mit zwei verschiedenen Krümmungen in der x-z- und der y-z-Ebene bildet, da die Höhe (y-Abmessung) und die Breite (x-Abmessung) des Kerns **740** auf der Fläche **732** verschieden sind. Unterschiedliche Krümmungen sind zweckmäßig, da die Divergenzen der Diodenlasermode in den beiden Ebenen wegen der unterschiedlichen typischen Modengrößen recht unterschiedlich sind, wie vorstehend beschrieben. Die kleine vertikale Modengröße führt zu einer starken vertikalen Divergenz, und daher wird eine starke Krümmung in der y-z-Ebene gewünscht. Es wird nur eine schwache (oder gar keine) horizontale Krümmung benötigt, um die horizontale Strahlendivergenz auszugleichen. Um diese Differenz auszugleichen, kann der annähernd rechteckige Querschnitt des Wellenleiters **740** vergrößert werden, wie in dem Bereich **750** in Fig. 7A und in dem Bereich **751** in Fig. 7B gezeigt. Die Krümmung in der y-z-Ebene kann über die selektiven Ätzbedingungen eingestellt werden, wobei im Allgemeinen eine längere Ätzzeit eine größere Krümmung hervorbringt, wenn alles andere gleich bleibt. Die Krümmung wird vorzugsweise so lange verstellt, bis die vertikale Divergenz des Diodenlaserstrahls kompensiert werden kann. Die Krümmungen des Vorsprungs **753** ändern sich entgegengesetzt zu den Breiten des Wellenleiters in der Fläche **732**, und daher kann das gewünschte Verhältnis der Krümmungen (vertikal zu horizontal) durch Einstellen des Verhältnisses der Breiten (vertikal zu horizontal) erhalten werden. Da eine hyperbolische Linsenfläche keine sphärische Aberration hat, werden die Herstellungsbedingungen vorzugsweise so eingestellt, dass ein fast hyperbolisches Profil für den Vorsprung **753** in dem Bereich nahe der Achse **754** erhalten wird, wo das Modenprofil die Fläche **732** schneidet.

[0169] Bei einem Planarwellenleiter ist die seitliche Breite des Bereichs **740** viel größer als seine vertikale Breite, der Bereich **740** hält mehrere verschiedene Ausbreitungsachsen in der x-z-Ebene, und die Linsenstruktur wird entlang der x-Achse translatorisch invariant, was eine Fokussierung hauptsächlich in der vertikalen y-z-Ebene ermöglicht. Man beachte, dass die Fläche **732** (bei Vernachlässigung des Vorsprungs) lokal senkrecht zur Ausbreitungsachse **754** der Mode des Wellenleiters **740** dargestellt ist. In diesem Fall ist durch die Symmetrie der Situation die lokale Fläche des Vorsprungs auf der Achse **754** senkrecht zu dieser Achse. Diese Fläche kann jedoch auch in einem Winkel geneigt sein, um den Strahl abzulenken, oder sie kann gekrümmt sein, um eine Seitenfokussierung zu ermöglichen, oder sie kann eine andere Form für einen anderen Zweck annehmen.

[0170] In Fig. 7A wird die Länge (entlang der Richtung der Ausbreitung) des rechteckigen Teils **750** (oder **751** in Fig. 7B) des Wellenleiters vorzugsweise kleiner als der seitliche Rayleigh-Bereich gehalten, sodass die optische Mode keine große Möglichkeit hat, sich in der horizontalen Dimension zwischen der Fläche **732** und dem Beginn des annähernd rechteckigen Bereichs **760** des Wellenleiters **740** auszubreiten. Wenn diese Bedingung erfüllt ist, wird möglicherweise keine Verjüngung zwischen den beiden Abschnitten **750** und **760** des Wellenleiters benötigt. Bei Verwendung eines Wellenleiter-Kopplungsabschnitts mit einer Linse kann es zweckmäßig sein, kein indexangepasstes Material zu verwenden. Die Verwendung eines indexangepassten Materials hat zwar den Vorteil, dass es die Fresnel-Reflexionen verringert, aber es hat auch die unerwünschte Wirkung, dass eine größere Krümmung der Fläche **732** erforderlich wird, was unzweckmäßigerweise die Herstellungszeit verlängert und die Herstellungstoleranzen einengt.

[0171] In einem optischen Schritt der Herstellung der Linsenfläche **753** kann der Bereich auf eine Temperatur in der Nähe der Erweichungstemperatur der Materialien **740**, **744** und **740** erwärmt werden. Oberhalb der Erweichungstemperatur, aber unterhalb des Schmelzpunkts kann die Oberflächenspannung von Siliciumdioxid das Oberflächenprofil ändern. Das kann als Temperaturabsenkung der Oberfläche bezeichnet werden. Durch gesteuerte Temperaturerhöhung des Wafers oder eines einzelnen Teils kann die Temperatur über eine Zeit, die für eine Verringerung der Krümmung des Vorsprungs auf einen gewünschten Wert ausreicht, über die Erweichungstemperatur erhöht werden. Dieser Schritt ist von Interesse, wenn das räumliche Profil des Vorsprungs, das von dem vorstehend beschriebenen selektiven Ätzschritt erzeugt wird, zu scharf ist (wie in Fig. 7A gezeigt). Eine weitere erwünschte Wirkung der Temperaturabsenkung ist das Glätten der Oberfläche, wodurch die optische Streuung verringert wird. Die Erwärmung kann für einen einzelnen Chip, den gesamten Wafer oder für individuell ausgewählte Bereiche erfolgen. Es kann zwar ein Ofen für die Wafer-Scale-Verarbeitung verwendet werden, aber ein Laser kann vorteilhaft zum Erwärmen des Bereichs um den Vorsprung **752** oder **753** verwenden werden, wenn die Temperatur

einzelner Bereiche abgesenkt werden soll. Vorzugsweise kann ein CO_2-Laser verwendet werden, um einen energiereichen Impuls einer optischen Strahlung von 10 Mikrometern bereitzustellen, der auf die Fläche **732** gerichtet wird und in einem Volumen in der Nähe der Fläche teilweise absorbiert wird. Wenn ein optischer Impuls so gegeben wird, dass etwa 0,5 bis 1 J/cm^2 in den oberen Mikrometern des überwiegend aus Siliciumdioxid bestehenden Wellenleitermaterials in einem Zeitraum von einigen Mikrosekunden absorbiert werden, ist eine Temperaturabsenkung zu beobachten. Für längere Impulse wird mehr Energie benötigt, aber die Tiefe der thermischen Diffusion ändert sich ungefähr mit der Quadratwurzel der Zeit, und daher nimmt die benötigte Energie mit der Quadratwurzel der Impulslänge oberhalb einer Impulsdauer von einigen Mikrosekunden zu. Durch Steuern der Impulslänge und Energie (und der Wellenlänge) des Lasers und der Anzahl der Impulse kann der gewünschte Umfang der Temperaturabsenkung so gesteuert werden, dass eine Annäherung an die gewünschte Krümmung erreicht wird.

[0172] Der Vorsprung **753** kann verwendet werden, um die optische Strahlung neu zu fokussieren. Ein optischer Strahl breitet sich entlang dem Wellenleiter **740** zu dem Vorsprung **753** aus. Wenn das Material außerhalb des Wellenleiters und über die Grenzfläche **732** einen niedrigeren Brechungsindex als der Kern **740** hat, wird beim Durchqueren der Grenzfläche **732** der Strahl von der Krümmung der Grenzfläche **732** fokussiert und nimmt Konvergenzeigenschaften an. Der mittlere Teil des Vorsprungs, der einen höheren Brechungsindex hat, verzögert die Phasenfronten der Mode, wenn sie die Grenzfläche durchquert, wodurch es zu einer Phasenfrontkrümmung in Bezug auf die Krümmung des Vorsprungs und zu einer Fokussierung der Mode kommt. Wenn sich der Strahl weiter zu einer Längsposition mit einer minimalen Strahlengröße ausbreitet, schrumpft mindestens eine Strahlendimension weiter oder wird weiter fokussiert. Ein anderer Wellenleiter kann in der Nähe dieser Position so ausgerichtet werden, dass der neu fokussierte Strahl in den zweiten Wellenleiter mit einer guten Kopplungseffizienz eintreten kann. Wenn der zweite Wellenleiter der aktive Wellenleiter eines Halbleiterlasers ist, kann die beschriebene Anordnung Teil einer Injektionssperr-Anordnung, eines Resonators mit externem Resonator, einer Verstärker-Anordnung oder einer anderen Struktur sein.

[0173] Alternativ kann der Vorsprung **753** zum effektiven Koppeln eines zweiten Wellenleiters, wie etwa in einem Halbleiterlaser, mit einem Wellenleiter **740** verwendet werden. In diesem Fall hat der optische Strahl seinen Ursprung in dem Diodenlaser, breitet sich zu dem Vorsprung aus, wo er von einem divergierenden Strahl neu fokussiert wird, und breitet sich entlang der Achse **754** des Wellenleiters **740** aus. Auch hier kann das Ende des zweiten Wellenleiters in Bezug auf die Grenzfläche **732** so ausgerichtet werden, dass die Emissionsfläche mit dem Mindestfokus innerhalb einer Toleranz kollokiert wird, um die gewünschte Kopplungseffizienz zu erreichen. Wenn der zweite Wellenleiter auf dem gleichen Substrat wie der Wellenleiter **740** hergestellt wird, erfolgt die Ausrichtung des Endes des zweiten Wellenleiters lithografisch. Wenn der zweite Wellenleiter ein Halbleiterdiodenlaser ist, erfolgt die Ausrichtung des Endes des zweiten Wellenleiters während des Anbringens zwischen dem Substrat des Diodenlasers und dem Substrat **770**.

[0174] Bei einer weiteren alternativen bevorzugten Ausführungsform kann eine Vertiefung anstatt eines Vorsprungs **753** hergestellt werden. Um die Vertiefung herzustellen, kann ein selektiver Ätzprozess durchgeführt werden, bei dem die Kernschicht **740** bevorzugt gegenüber den Mantelschichten **742** und **744** geätzt wird. Die bevorzugte Methode zur Durchführung dieses Ätzens ist die Durchführung des chemischen Ätzens mit einer wässrigen H_2SO_4-Lösung. Da die Ätzrate von SiO_2 in diesem Ätzmittel null ist, während die Ätzrate von GeO_2 mittelmäßig ist, wird eine Prozess-Temperatur oberhalb der Raumtemperatur bevorzugt, wie etwa 30°C oder 50°C. Die GeO_2-reiche Kernschicht **740** wird schneller als die Mantelschichten aus reinem Siliciumdioxid geätzt. Auch hier folgt das Profil der mit diesem Prozess erzeugten Vertiefung dem Konzentrationsprofil von Ge. Wenn sich nun Luft in dem Abtragungsbereich befindet, defokussiert die Vertiefung die Mode, die die Grenzfläche durchquert, was für einige Anwendungen zweckmäßig sein kann. Mit einem indexangepassten Fluid in dem Abtragungsbereich, das einen höheren Brechungsindex als der Wellenleiterkern **740** hat, wird erneut eine Fokussierung an der Vertiefung erreicht. Die allgemeine Beschreibung der Strukturen, die den Vorsprung enthalten, und der Verwendung des Vorsprungs gilt auch für die Vertiefung, wenn die Umkehrung der Fokussierungseigenschaften entsprechend dem Brechungsindex des Abtragungsbereichs berücksichtigt wird.

Patentansprüche

1. Gittergekoppelte Add/Drop-Anordnung mit:
einem Resonator mit einem optischen Umlaufweg mit einer optischen Umlaufweglänge, der einen freien Spektralbereich und eine Vielzahl von Resonator-Longitudinalmodenfrequenzen definiert;
einem resonatorinternen Wellenleiter (**1324**), der entlang dem optischen Weg des Resonators angeordnet ist;
einem zweiten Wellenleiter (**1322**), der an den resonatorinternen Wellenleiter angrenzend angeordnet ist;
einem Gitter (**1330**), das überlappend mit einem Lichtstrahl angeordnet ist, der sich in dem zweiten Wellenleiter ausbreitet und eine Gitterkopplung zwi-

schen dem resonatorinternen Wellenleiter und dem zweiten Wellenleiter induziert; und
einem externen Wellenleiter (**1326**), der an den optischen Weg des Resonators angrenzend angeordnet ist und mit dem Resonator in einer parallelen Breitbandkoppler-Anordnung (**1394**) optisch gekoppelt ist, **dadurch gekennzeichnet**, dass
der resonatorinterne Wellenleiter einen ersten effektiven Brechungsindex hat, der im Wesentlichen unabhängig von einer Änderung der Temperatur ist,
der zweite Wellenleiter ein thermooptischer Wellenleiter mit einem Temperaturabhängigen Brechungsindex ist,
eine mit dem thermooptischen Wellenleiter thermisch gekoppelte Widerstandsheizelektrode (**1350**) vorgesehen ist und
eine Gitterfrequenz der Gitterkopplung durch eine Änderung der Temperatur abgestimmt werden kann und mindestens eine erste Resonatormodenfrequenz im Wesentlichen unabhängig von der Änderung der Temperatur ist.

2. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, dass die optische Umlaufweglänge des Resonators im Wesentlichen unabhängig von einer gleichmäßigen Änderung der Temperatur des Resonators ist.

3. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, dass
der resonatorinterne Wellenleiter und der thermooptische Wellenleiter (**1322**; **1324**) parallelgekoppelt angeordnet sind,
das Gitter (**1330**) überlappend mit dem sich in dem resonatorinternen Wellenleiter ausbreitenden Licht angeordnet ist und
das Gitter, der resonatorinterne Wellenleiter und der thermooptische Wellenleiter einen gitterunterstützten Parallelkoppler (**1392**) bilden.

4. Anordnung nach Anspruch 3, dadurch gekennzeichnet, dass
der Resonator ein Ringresonator (**1324**) mit einem Resonatorverlust ist,
ein erster Teil eines optischen Felds in einem Eingangswellenleiter (**1302**) des thermooptischen Wellenleiters (**1322**) in die erste Resonatormode eingekoppelt wird, sich ein zweiter Teil des Eingangsfelds zu einem optischen Ausgang (**1304**) ausbreitet und ein dritter Teil des Felds der ersten Resonatormode in den optischen Ausgang (**1304**) eingekoppelt wird und
entweder die Gitterkopplung oder der Resonatorverlust so festgelegt wird, dass der Resonator auf einer Impedanzanpassungsfrequenz so impedanzangepasst wird, dass sich der zweite und der dritte Teil auslöschen und eine optische Leistung in dem optischen Ausgang (**1304**) im Wesentlichen null wird.

5. Anordnung nach Anspruch 4, dadurch gekennzeichnet, dass im Wesentlichen die gesamte optische Leistung in dem Eingangswellenleiter auf der Impedanzanpassungsfrequenz in den Resonator (**1324**) eingekoppelt wird.

6. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, dass
der thermooptische Wellenleiter weiterhin einen Eingangswellenleiter (**1302**) und einen Ausgangswellenleiter (**1304**) aufweist und
der externe Wellenleiter weiterhin einen Add-Wellenleiter (**1308**) und einen Drop-Wellenleiter (**1306**) aufweist.

7. Anordnung nach Anspruch 6, die so eingerichtet ist, dass ein Teil einer optischen Eingangsleistung auf der ersten Resonatormodenfrequenz, die in dem Eingangswellenleiter (**1302**) empfangen wird, in den Drop-Wellenleiter (**1306**) eingekoppelt wird, wobei die Anordnung eine frequenzselektive Drop-Anordnung ist.

8. Anordnung nach Anspruch 7, die weiterhin einen optischen Detektor aufweist, der so gekoppelt ist, dass er den Teil einer optischen Eingangsleistung empfängt, wobei die Anordnung ein frequenzselektiver Detektor ist.

9. Anordnung nach Anspruch 6, die so eingerichtet ist, dass ein Teil einer optischen Eingangsleistung auf der ersten Resonatormodenfrequenz, die in dem Add-Wellenleiter (**1308**) empfangen wird, in den Ausgangswellenleiter (**1304**) eingekoppelt wird, wobei die Anordnung eine frequenzselektive Add-Anordnung ist.

10. Anordnung nach Anspruch 6, die so eingerichtet ist, dass im Wesentlichen die gesamte optische Eingangsleistung, die in dem Eingangswellenleiter (**1302**) auf einer zweiten Resonatormodenfrequenz empfangen wird, in den Ausgangswellenleiter (**1304**) eingekoppelt wird.

11. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, dass der resonatorinterne Wellenleiter (**1324**) weiterhin einen eingestellten Wellenleiter (**1328**, **1329**) aufweist, der durch einen eingestellten effektiven Brechungsindex, der von dem ersten effektiven Brechungsindex verschieden ist, gekennzeichnet ist.

12. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, dass
die Gitterkopplung eine Halbwertsbreiten(HWHM)-Kopplungsbandbreite hat und
die Kopplungsbandbreite schmaler als der freie Spektralbereich ist.

13. Anordnung nach Anspruch 1, dadurch gekennzeichnet, dass der freie Spektralbereich ein rationaler Bruch eines festgelegten Frequenzkanalabst-

ands in einem optischen Kommunikationsfrequenzband ist.

14. Gittergekoppelter optischer Cross-Connect mit:
einem Resonator mit einem optischen Umlaufweg mit einer optischen Umlaufweglänge, der einen freien Spektralbereich und eine Vielzahl von Resonator-Longitudinalmodenfrequenzen definiert;
einem ersten resonatorinternen Wellenleiter (**1324**), der entlang dem optischen Weg des Resonators angeordnet ist;
einem zweiten Wellenleiter (**1322**), der an den ersten resonatorinternen Wellenleiter angrenzend angeordnet ist;
einem ersten Gitter (**1330**), das überlappend mit Licht angeordnet ist, das sich in dem ersten resonatorinternen Wellenleiter und dem zweiten Wellenleiter ausbreitet und eine erste Gitterkopplung zwischen dem ersten resonatorinternen Wellenleiter und dem zweiten Wellenleiter induziert;
einem zweiten resonatorinternen Wellenleiter, der entlang dem optischen Weg des Resonators angeordnet ist; und
einem dritten Wellenleiter (**1706**), der an den zweiten resonatorinternen Wellenleiter angrenzend angeordnet ist,
dadurch gekennzeichnet, dass
der erste resonatorinterne Wellenleiter einen ersten effektiven Brechungsindex hat, der im Wesentlichen unabhängig von einer ersten Änderung der Temperatur ist,
der zweite Wellenleiter ein erster thermooptischer Wellenleiter mit einem ersten Temperatur-abhängigen Brechungsindex ist,
eine erste Widerstandsheizelektrode (**1350**) vorgesehen ist, die eine erste Temperatur hat und an den ersten thermooptischen Wellenleiter angrenzend angeordnet ist und zum Erwärmen des ersten resonatorinternen Wellenleiters und des ersten thermooptischen Wellenleiters mit diesen thermisch gekoppelt ist,
eine erste Gitterfrequenz der ersten Gitterkopplung durch eine erste Änderung der ersten Temperatur abgestimmt werden kann und mindestens eine erste Resonatormodenfrequenz im Wesentlichen unabhängig von der ersten Änderung der ersten Temperatur ist,
der zweite resonatorinterne Wellenleiter einen zweiten effektiven Brechungsindex hat, der im Wesentlichen unabhängig von einer zweiten Änderung der Temperatur ist,
der dritte Wellenleiter ein zweiter thermooptischer Wellenleiter mit einem zweiten Temperatur-abhängigen Brechungsindex ist,
eine zweite Widerstandsheizelektrode (**1750**) eine zweite Temperatur hat und an den zweiten thermooptischen Wellenleiter angrenzend angeordnet ist und zum Erwärmen des zweiten resonatorinternen Wellenleiters und des zweiten thermooptischen Wellenleiters mit diesen thermisch gekoppelt ist,
ein zweites Gitter (**1730**) überlappend mit Licht angeordnet ist, das sich in dem zweiten resonatorinternen Wellenleiter und dem zweiten thermooptischen Wellenleiter ausbreitet und eine zweite Gitterkopplung zwischen dem zweiten resonatorinternen Wellenleiter und dem zweiten thermooptischen Wellenleiter induziert, wobei eine zweite Gitterfrequenz der zweiten Gitterkopplung durch die zweite Änderung der zweiten Temperatur abgestimmt werden kann und die erste Resonatormodenfrequenz im Wesentlichen unabhängig von der zweiten Änderung der zweiten Temperatur ist.

15. Cross-Connect nach Anspruch 14, dadurch gekennzeichnet, dass
die erste und die zweite Gitterfrequenz so abgestimmt werden können, dass sie im Wesentlichen mit der ersten Resonatormodenfrequenz übereinstimmen,
der erste thermooptische Wellenleiter weiterhin einen ersten Eingangswellenleiter (**1302**) und einen ersten Ausgangswellenleiter (**1304**) aufweist und
der zweite thermooptische Wellenleiter weiterhin einen zweiten Eingangswellenleiter (**1708**) und einen zweiten Ausgangswellenleiter (**1706**) aufweist.

16. Cross-Connect nach Anspruch 15, dadurch gekennzeichnet, dass
der Resonator (**1324**) ein Ringresonator mit einem Resonatorverlust ist,
ein erster Teil eines optischen Felds in dem ersten Eingangswellenleiter (**1302**) in die erste Resonatormode eingekoppelt wird, sich ein zweiter Teil des Eingangsfelds zu einem ersten Ausgangswellenleiter (**1304**) ausbreitet und ein dritter Teil des Felds der ersten Resonatormode in den ersten Ausgangswellenleiter (**1304**) eingekoppelt wird und
entweder die erste Gitterkopplung oder der Resonatorverlust so festgelegt wird, dass der Resonator auf der ersten Resonatormodenfrequenz so impedanzangepasst wird, dass sich der zweite und der dritte Teil auslöschen und eine erste optische Ausgangsleistung auf der ersten Resonatormodenfrequenz in dem ersten Ausgangswellenleiter (**1304**) im Wesentlichen null wird.

17. Cross-Connect nach Anspruch 16, der so eingerichtet ist, dass im Wesentlichen die gesamte erste optische Eingangsleistung auf der ersten Resonatormodenfrequenz, die in dem ersten Eingangswellenleiter (**1302**) empfangen wird, in den Resonator (**1324**) eingekoppelt wird.

18. Cross-Connect nach Anspruch 17, der so eingerichtet ist, dass ein vierter Teil der ersten Eingangsleistung, die auf der ersten Resonatormodenfrequenz empfangen wird, in den zweiten Ausgangswellenleiter (**1706**) eingekoppelt wird.

19. Cross-Connect nach Anspruch 18, der so ein-

gerichtet ist, dass ein fünfter Teil einer zweiten optischen Eingangsleistung auf der ersten Resonatormodenfrequenz, die in dem zweiten Eingangswellenleiter (**1708**) empfangen wird, in den ersten Ausgangswellenleiter (**1304**) eingekoppelt wird.

20. Cross-Connect nach Anspruch 15, der so eingerichtet ist, dass im Wesentlichen die gesamte erste optische Eingangsleistung auf einer zweiten Resonatormodenfrequenz, die in dem ersten Eingangswellenleiter (**1302**) empfangen wird, in den ersten Ausgangswellenleiter (**1304**) eingekoppelt wird.

21. Cross-Connect nach Anspruch 14, dadurch gekennzeichnet, dass der erste resonatorinterne Wellenleiter (**1324**) weiterhin einen ersten eingestellten Wellenleiter (**1328**, **1329**) aufweist, der einen ersten eingestellten effektiven Brechungsindex hat, der von dem ersten effektiven Brechungsindex verschieden ist.

22. Cross-Connect nach Anspruch 14, dadurch gekennzeichnet, dass
die erste und die zweite Gitterkopplung eine erste bzw. eine zweite Halbwertsbreiten(HWHM)-Kopplungsbandbreite haben und
die erste und die zweite Kopplungsbandbreite schmaler als der freie Spektralbereich sind.

23. Cross-Connect nach Anspruch 14, dadurch gekennzeichnet, dass der freie Spektralbereich ein rationaler Bruch eines festgelegten Frequenzkanalabstands in einem optischen Kommunikationsfrequenzband ist.

Es folgen 14 Blatt Zeichnungen

Anhängende Zeichnungen

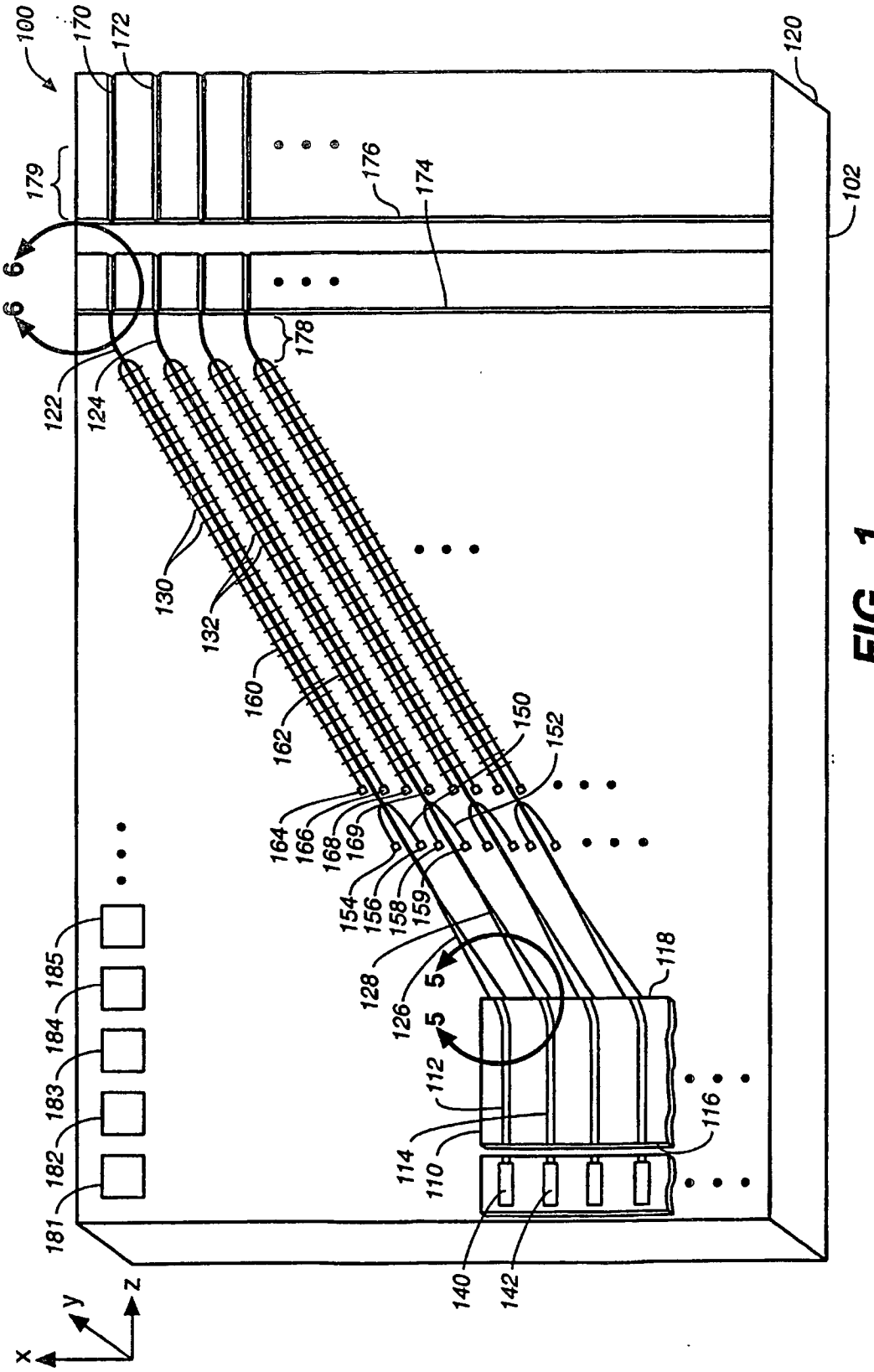

FIG._1

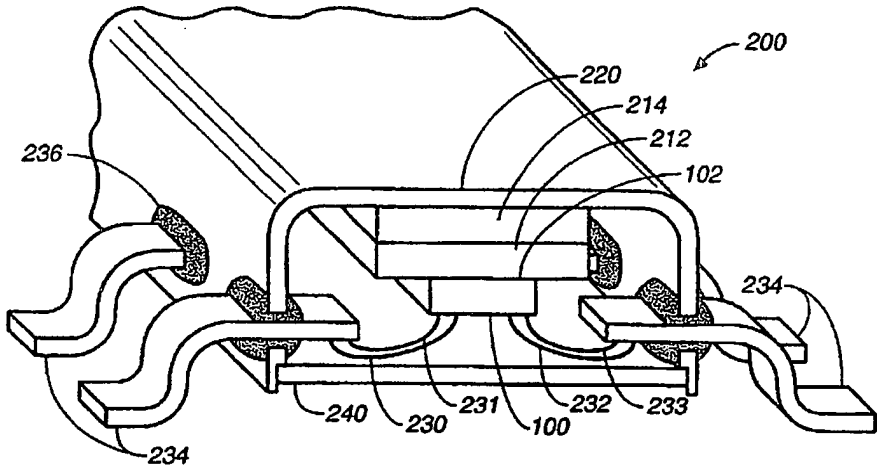
200
220
214
212
102
236
234
240
230
231
100
232
233
234

FIG._2

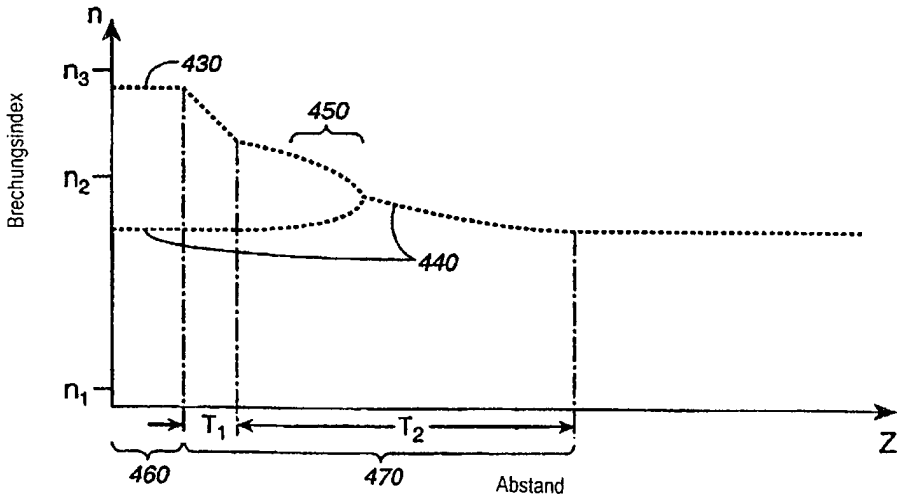
n
n_3
n_2
n_1
Brechungsindex
430
450
440
T_1
T_2
Z
460
470
Abstand

FIG._4

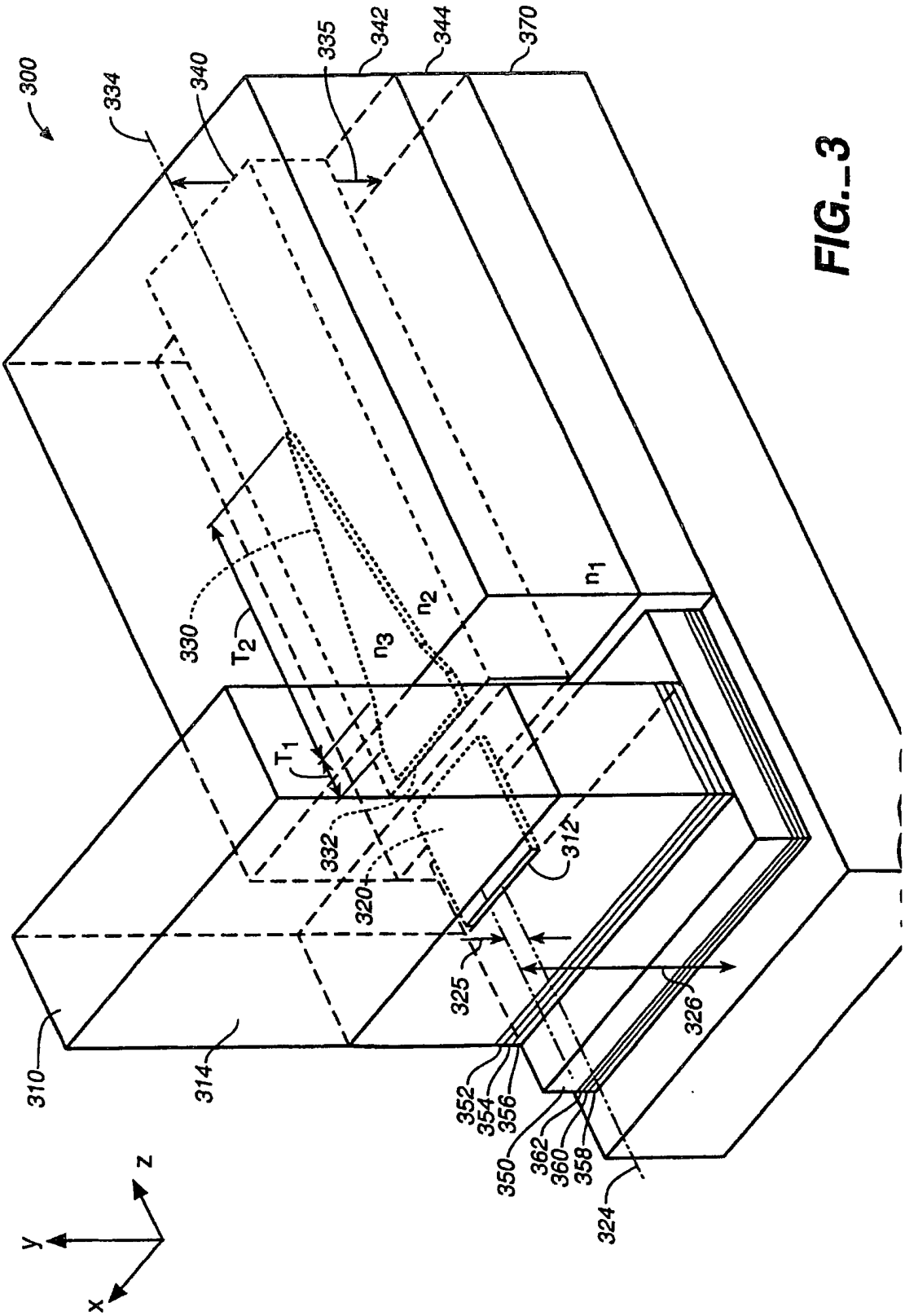
300
334
340
335
342
344
370
330
T2
n3
n2
n1
T1
332
320
312
325
326
310
314
352
354
356
350
362
360
358
324
z
y
x

FIG._3

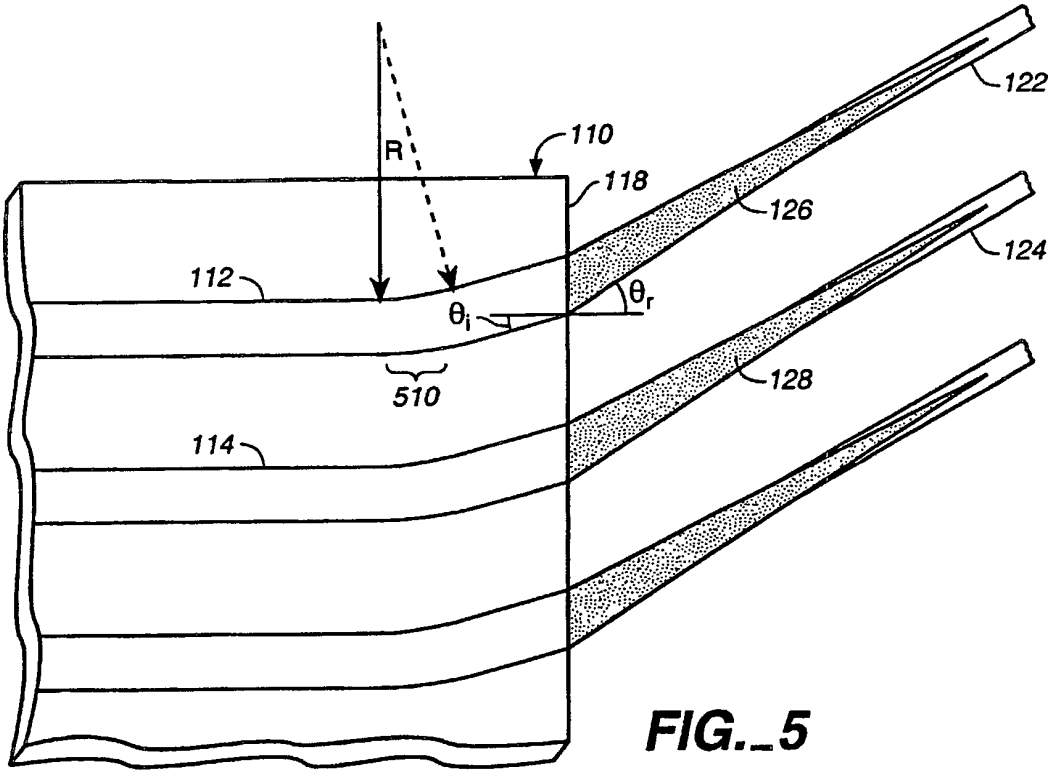

FIG._5

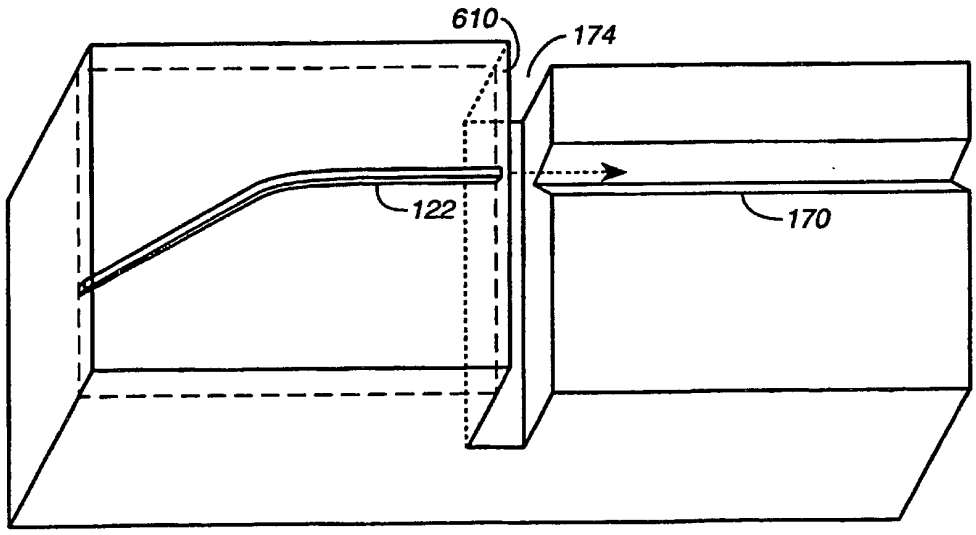

FIG._6

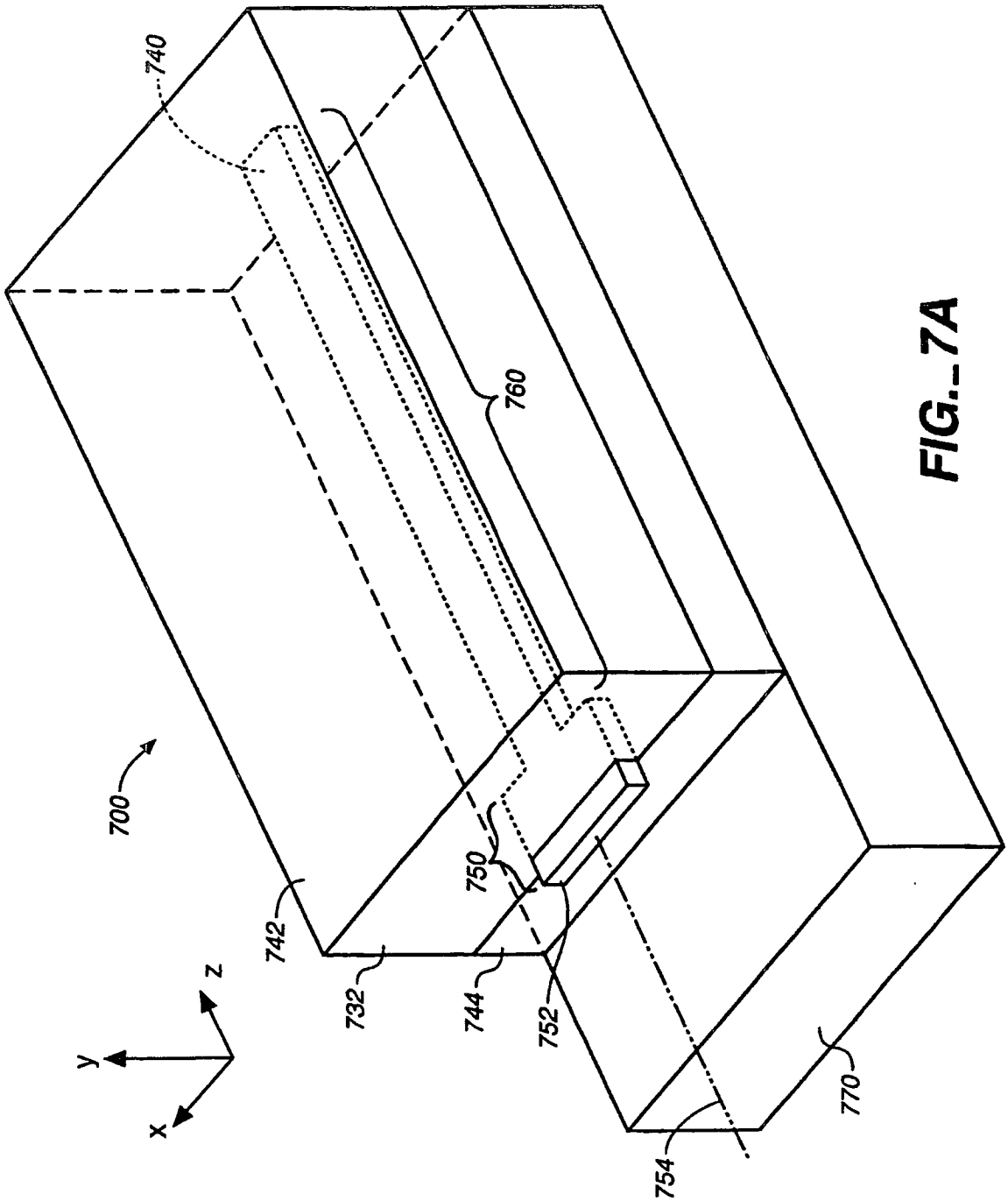

FIG._7A

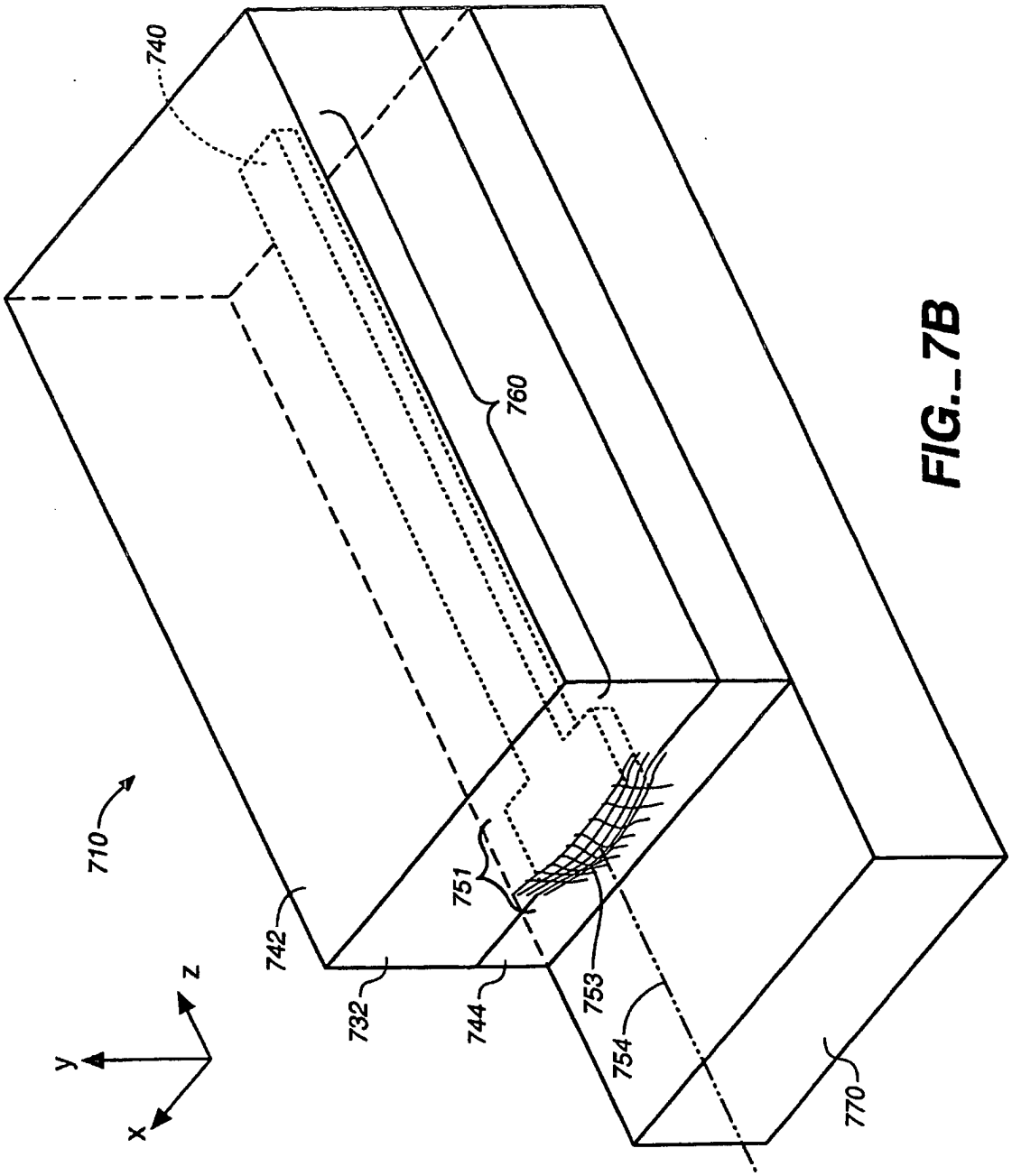

FIG._7B

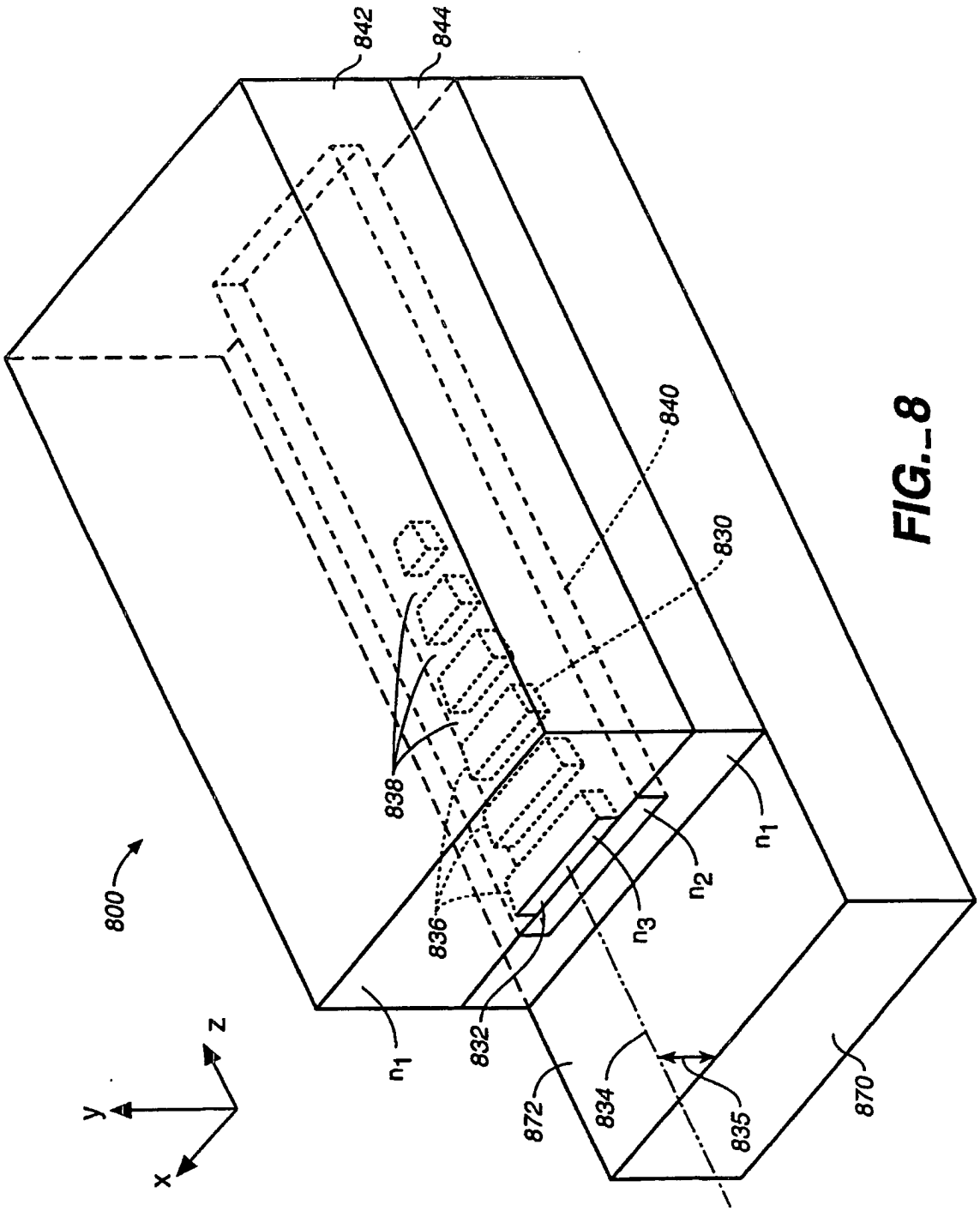

FIG._8

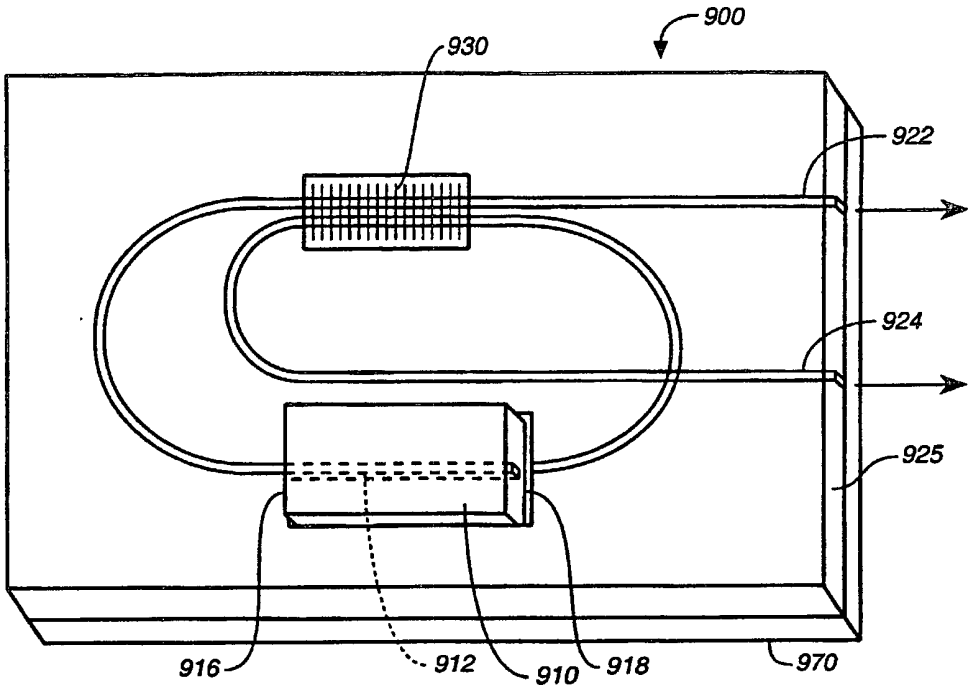
900
930
922
924
925
916
912
910
918
970

FIG._9

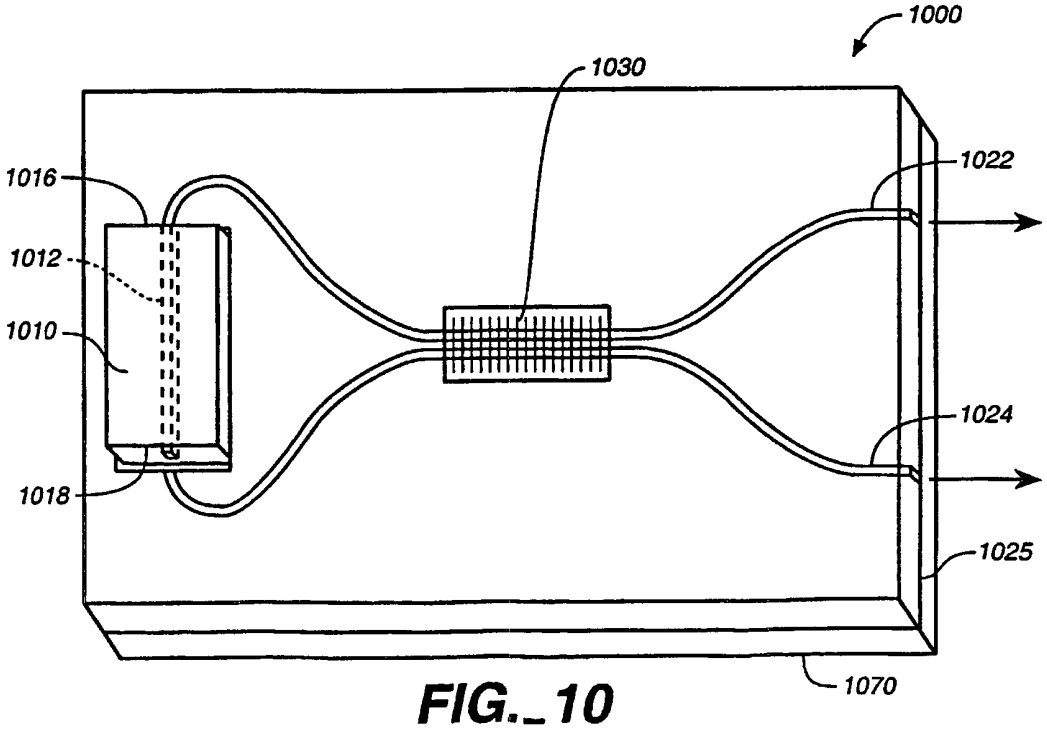
1000
1030
1016
1012
1010
1018
1022
1024
1025
1070

FIG._10

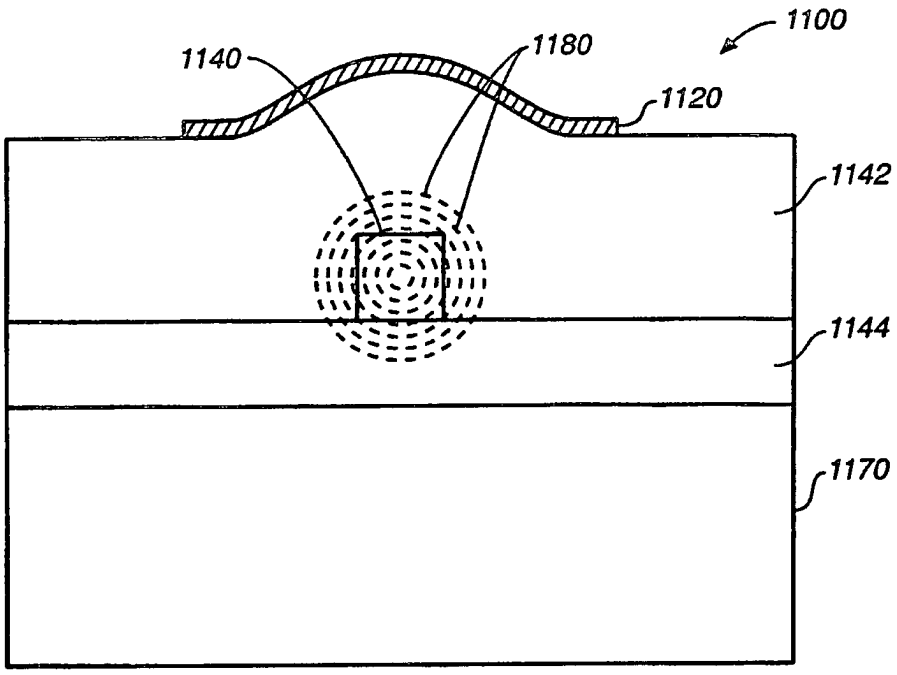

FIG._11A

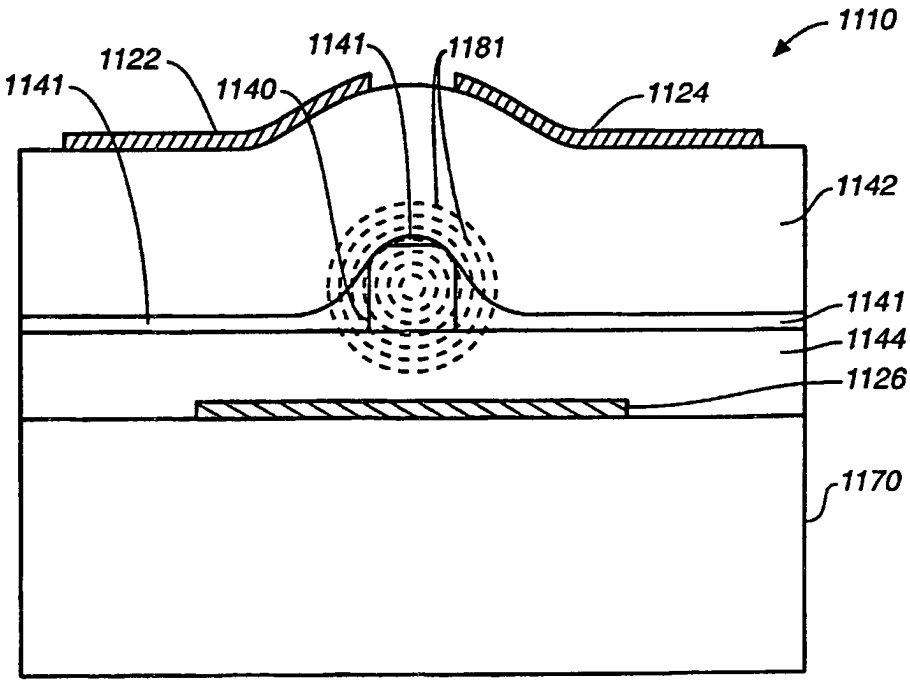

FIG._11B

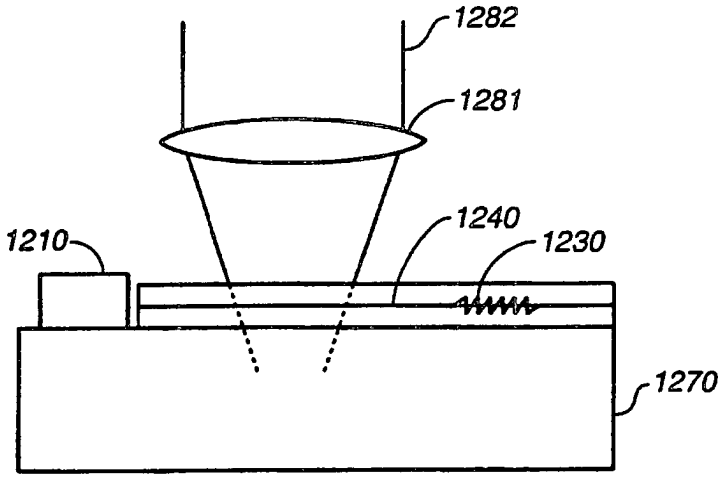

FIG._12A

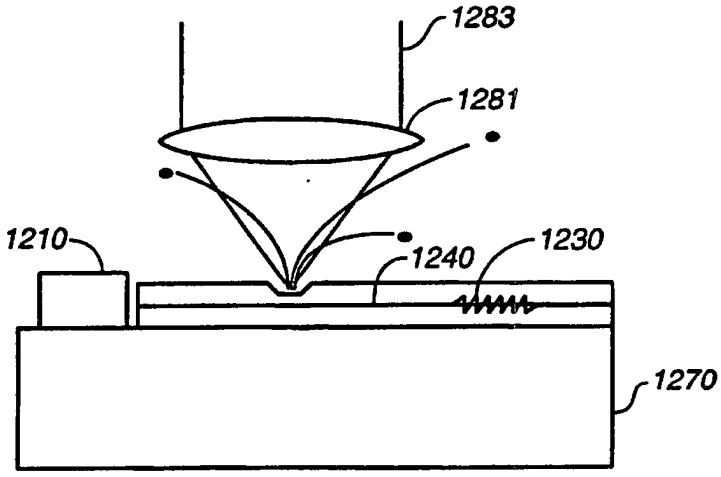

FIG._12B

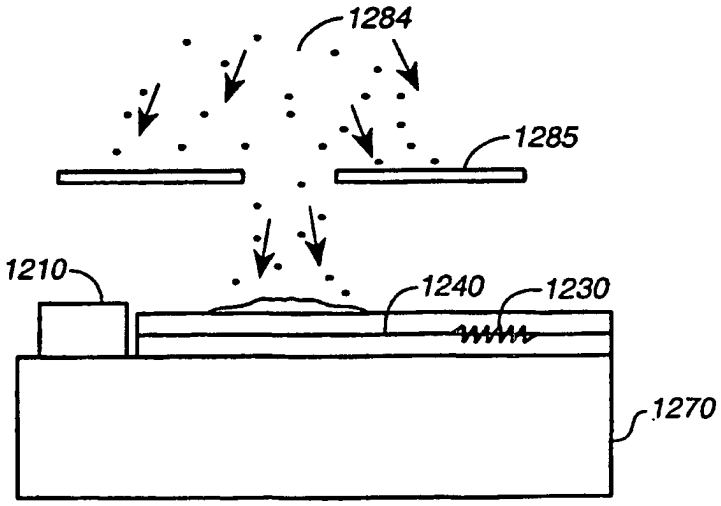

FIG._12C

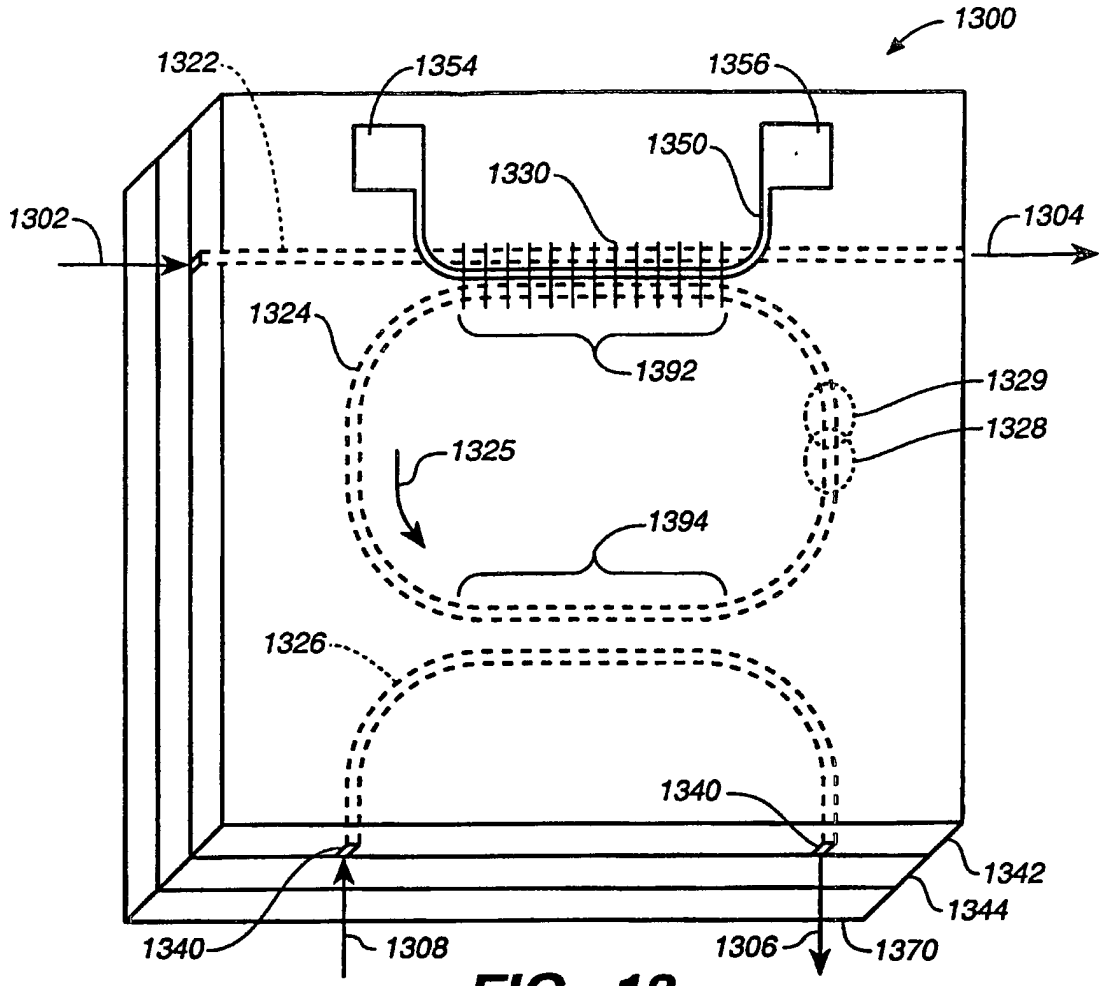
1300
1322
1354
1356
1350
1330
1302
1304
1324
1392
1329
1328
1325
1394
1326
1340
1342
1344
1340
1308
1306
1370

FIG._13

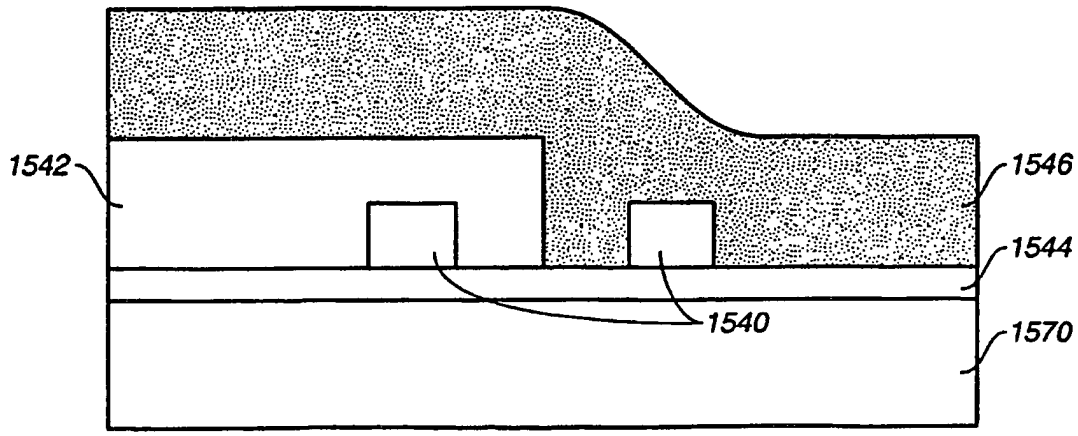
1542
1546
1544
1540
1570

FIG._15

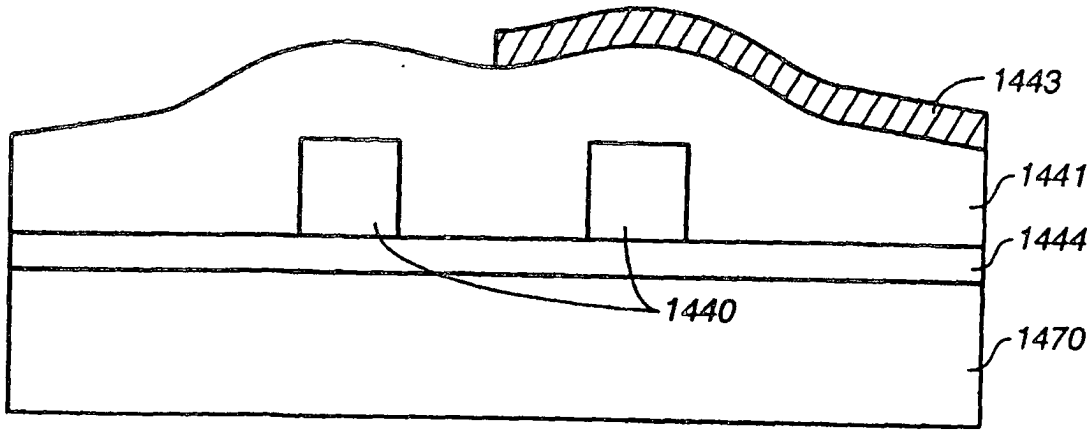

FIG._14A

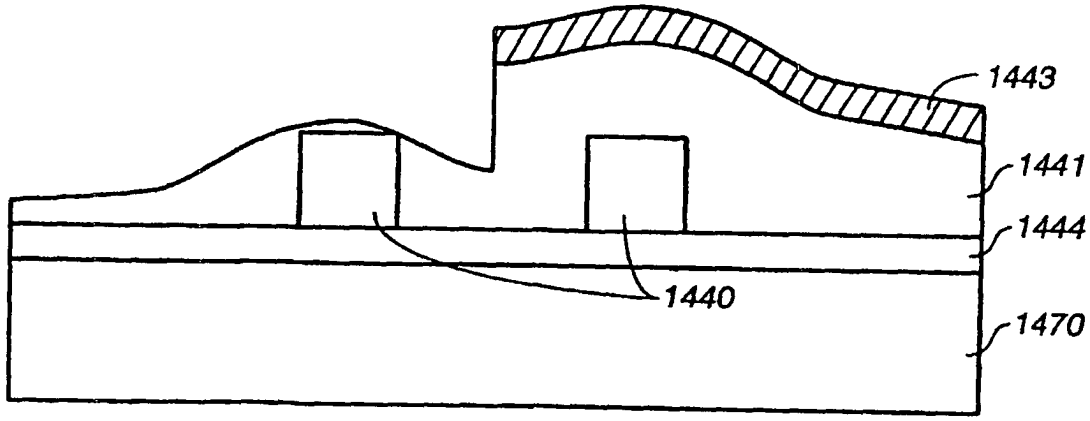

FIG._14B

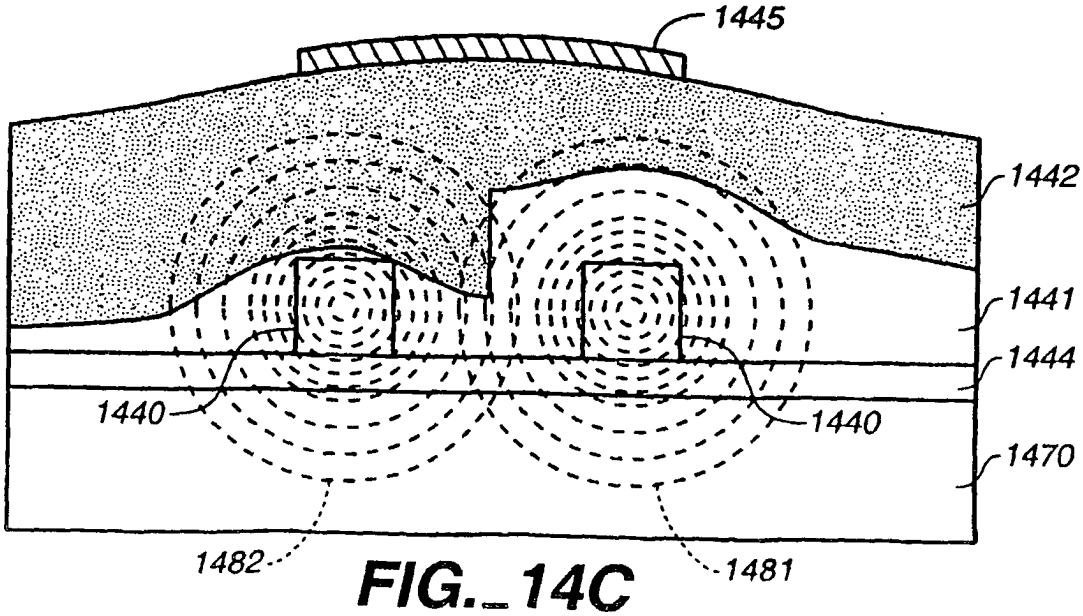

FIG._14C

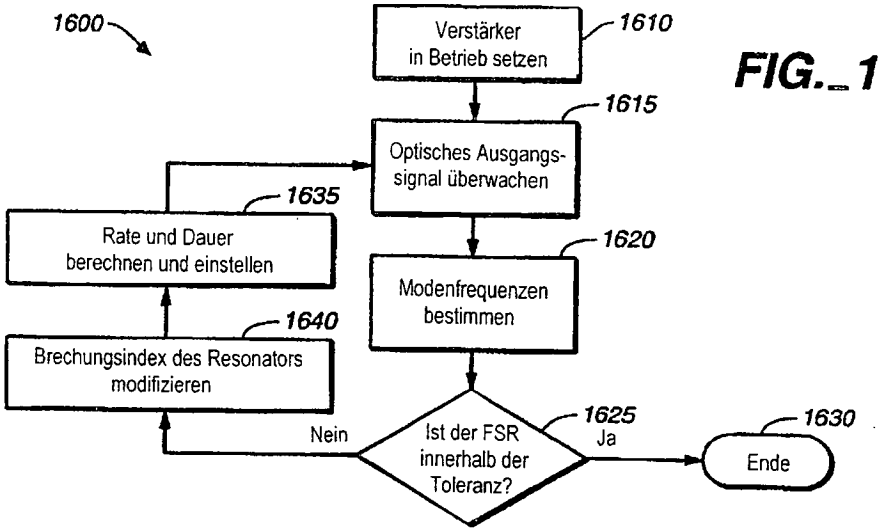
1600
Verstärker in Betrieb setzen
1610
1615
Optisches Ausgangssignal überwachen
1620
Modenfrequenzen bestimmen
1625
Ist der FSR innerhalb der Toleranz?
Nein
Ja
1630
Ende
1635
Rate und Dauer berechnen und einstellen
1640
Brechungsindex des Resonators modifizieren

FIG._16

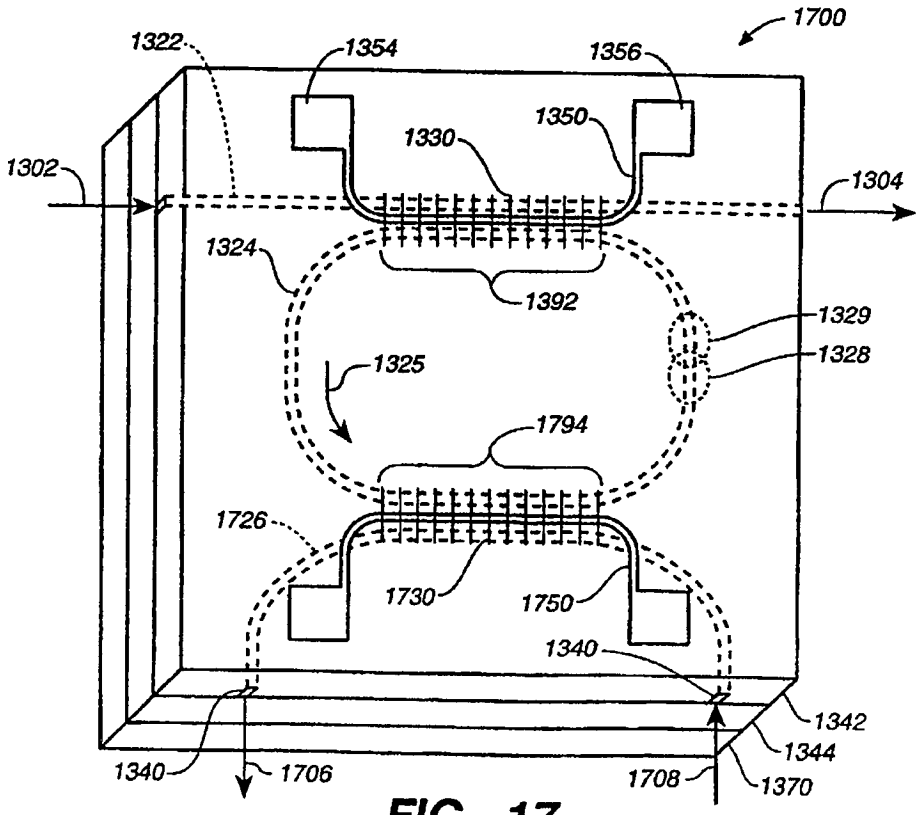
1700
1322
1354
1356
1350
1330
1302
1304
1324
1392
1329
1328
1325
1794
1726
1730
1750
1340
1342
1344
1340
1706
1708
1370

FIG._17

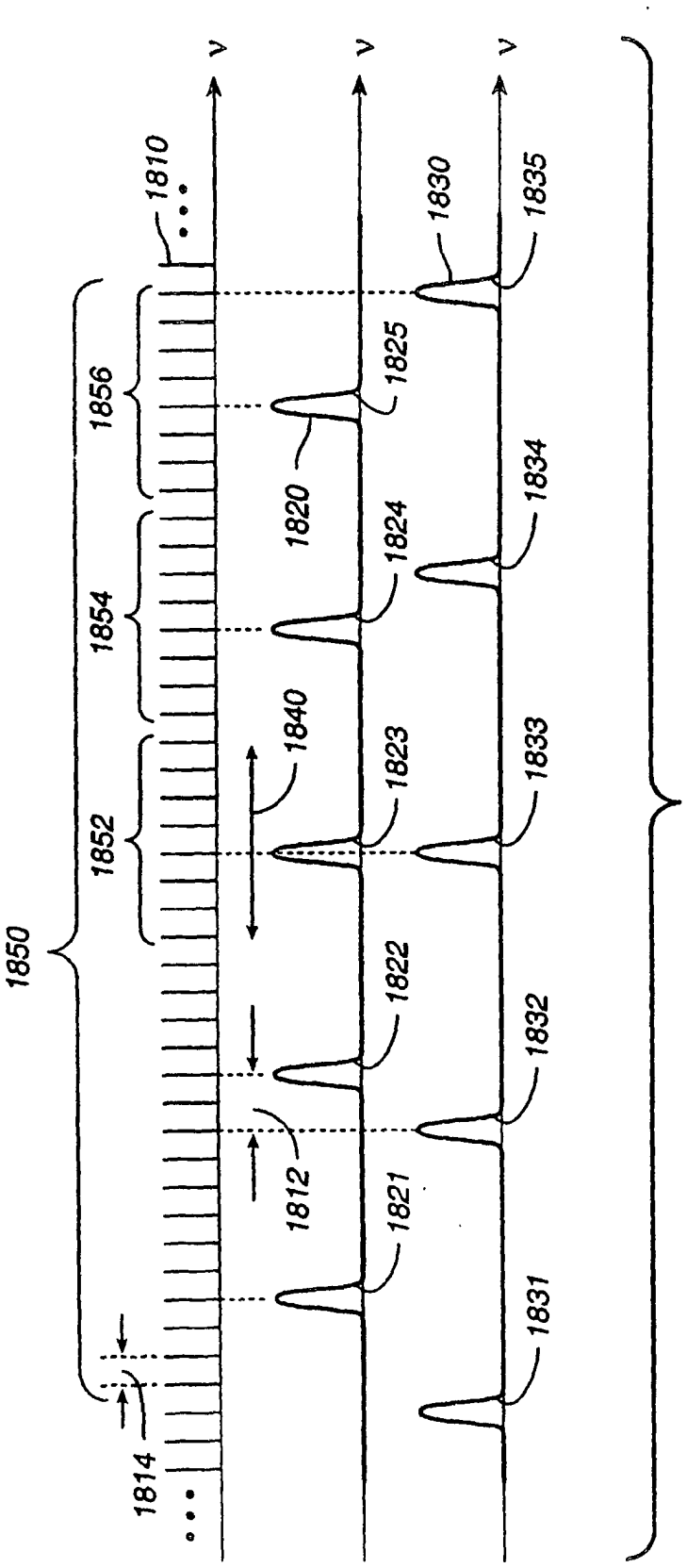
1850
1852
1854
1856
1810
1814
1812
1840
1820
1825
1824
1823
1822
1821
1830
1835
1834
1833
1832
1831
v
v
v

FIG._18