



(19)
Bundesrepublik Deutschland
Deutsches Patent- und Markenamt

(10) **DE 10 2004 022 654 A1 2004.12.23**

(12)

Offenlegungsschrift

(21) Aktenzeichen: **10 2004 022 654.7**

(22) Anmeldetag: **07.05.2004**

(43) Offenlegungstag: **23.12.2004**

(51) Int Cl.7: **G05D 25/00**

G01B 9/02, G01J 4/00

(30) Unionspriorität:

10/439970 15.05.2003 US
10/728559 05.12.2003 US

(74) Vertreter:

Schoppe, Zimmermann, Stöckeler & Zinkler, 82049 Pullach

(71) Anmelder:

Agilent Technologies, Inc. (n.d.Ges.d.Staates Delaware), Palo Alto, Calif., US

(72) Erfinder:

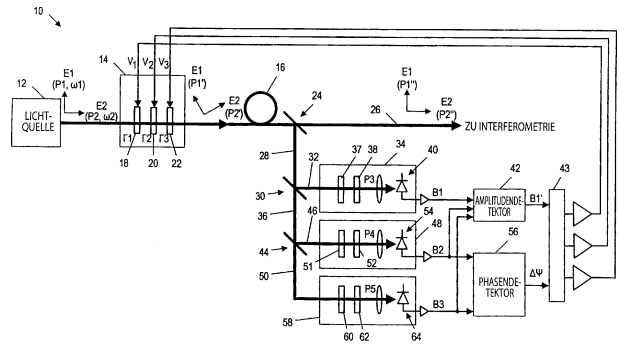
Law, Joanne Y., Sunnyvale, Calif., US; Bagwell, Kerry D., Campbell, Calif., US; Johnstone, Eric S., Redwood City, Calif., US; Nevis, Elizabeth A., Lake Oswego, Oreg., US

Prüfungsantrag gemäß § 44 PatG ist gestellt.

Die folgenden Angaben sind den vom Anmelder eingereichten Unterlagen entnommen

(54) Bezeichnung: **Heterodynstrahl-Bereitstellung mit Aktivsteuerung zweier orthogonaler Polarisierungen**

(57) Zusammenfassung: Ein Polarisierungssteuersystem umfaßt eine Strahlquelle, die eine erste Strahlkomponente, die Licht mit einer ersten Polarisierung und einer ersten Frequenz enthält, und eine zweite Strahlkomponente erzeugt, die Licht mit einer zweiten Polarisierung und einer zweiten Frequenz enthält. Ein Polarisierungszustandsmodulator stellt die Polarisierungen der Komponenten zur Übertragung auf einer einzelnen optischen Faser ein. Ein Detektorsystem mißt Polarisierungen der Komponenten, wenn diese aus der optischen Faser ausgegeben werden, und bestimmt, wie der Polarisierungszustandsmodulator einzustellen ist, damit die erste und die zweite Komponente die erwünschten Ausgangspolarisierungszustände ergeben. Die Strahlquelle kann unter Verwendung eines Zeeman-Teilungslasers, eines Lasers, der ein doppelbrechendes Element enthält, eines Paares von Phasenverriegelungslasern und/oder einer Vielzahl von Konfigurationen elektrooptischer oder akustooptischer Kristalle implementiert sein, die betrieben werden, um die Frequenzdifferenz zwischen den Strahlkomponenten zu erzeugen oder zu verbessern.



Beschreibung

[0001] Meßoptiken in einem polarisierungs-basierten oder multiplexierten Heterodyn-Interferometer, wie z. B. für Präzisionsmessungen bei einer Halbleiterbauelement-Herstellungsausrüstung verwendet wird, benötigen im allgemeinen einen Lichtstrahl, der Orthogonalpolarisierungskomponenten umfaßt, die leicht unterschiedliche Frequenzen aufweisen. Die Lichtquellen, wie z. B. Laser, die die erforderlichen Strahlen erzeugen, erzeugen jedoch auch Wärme- und Temperaturgefälle, die im allgemeinen für einen Präzisionsbetrieb der Interferometer-Meßoptiken inakzeptabel sind. Folglich müssen die Lichtquellen im allgemeinen von den Meßoptiken getrennt sein. Eine Übertragung der Polarisierungskomponenten auf einer einzigen optischen Faser wird im allgemeinen nicht eingesetzt, da selbst eine polarisierungsbeibehaltende (PM-) Faser üblicherweise die Polarisierungen für die Präzisionsmessungen zu sehr verändert.

Stand der Technik

[0002] Bei einem System zur Strahlbereitstellung führt ein Strahlteiler eine Polarisierungskomponente einer ersten PM-Faser zu und führt die zweite Polarisierungskomponente einer zweiten PM-Faser zu. Die beiden separaten Fasern tragen die beiden Komponentenstrahlen zu den Interferometeroptiken nahe an dem Meßort. Polarisierer, Ausrichtungsoptiken und ein Kombiniierer können dann die beiden Komponentenstrahlen rekombinieren, so daß sich die Strahlen entlang eines gemeinsamen Wegs bewegen. Geeignete Ausrichtungsoptiken umfassen z. B. Kollimatoren, flache durchlässige Fenster, Polarisierungsoptiken, Strahlteiler und Gesamt- und Teilreflektoren zum Verschieben und Neigen der Strahlen. Die Interferometeroptiken reflektieren dann einen der Komponentenstrahlen weg von einer Stufe, die gerade gemessen wird, und reflektieren die weitere Komponente weg von einem Referenzreflektor. Die Phasendifferenz zwischen den beiden Strahlen nach jeweiligen Reflexionen zeigt die Verschiebung oder Bewegung der Stufe an.

[0003] Herkömmliche Interferometersysteme, die zwei PM-Fasern zur Strahlbereitstellung verwenden, benötigen oftmals empfindliche Ausrichtungsprozesse für die Optiken und den Kombiniierer, die die beiden Komponentenstrahlen rekombinieren. Zusätzlich ist, wenn über zwei Faserwege verfügt wird, im allgemeinen eine Duplizierung von Ausrüstung oder optischen Komponenten erforderlich, was die Systemkosten und -größe erhöht. So könnte ein System, das die Polarisierung der beiden Lichtstrahlen in einer einzelnen Faser beibehält, Kosten und Komplexität reduzieren.

Aufgabenstellung

[0004] Es ist die Aufgabe der vorliegenden Erfindung, ein Polarisierungssteuersystem mit verbesserten Charakteristika zu schaffen.

[0005] Diese Aufgabe wird durch ein Polarisierungssteuersystem gemäß Anspruch 1 gelöst.

[0006] Bei einem Ausführungsbeispiel der Erfindung umfaßt ein Polarisierungssteuersystem eine Strahlquelle, die zwei Strahlkomponenten mit orthogonalen Polarisierungen und unterschiedlichen Frequenzen erzeugt. Ein Polarisierungszustandsmodulator stellt die Polarisierungszustände der beiden Strahlkomponenten zur Übertragung auf einer einzelnen optischen Faser ein. An dem Ausgang von der Faser mißt ein Detektor die Ausgangspolarisierungen der Komponenten. Ein derartiger Detektor umfaßt drei Detektorwege, die ein erstes Schwebungssignal, ein zweites Signal und ein drittes Signal aus den beiden Lichtstrahlen erzeugen. Ein Amplitudendetektor bestimmt die Amplitude des ersten Schwebungssignals bei einer Schwebungsfrequenz. Ein Phasenkomparator bestimmt die Phasendifferenz zwischen dem zweiten und dem dritten Signal. Das System verwendet dann die Amplitude und die Phasendifferenz zur Bestimmung, wie der Polarisierungszustandsmodulator eingestellt werden soll, um dem ersten und dem zweiten Lichtstrahl die erwünschte Polarisierung zu verleihen, wenn dieselben aus der Faser ausgegeben werden.

[0007] Die Strahlquelle kann unter Verwendung eines Zeeman-Teilungslasers, eines Lasers, der ein doppelbrechendes Element enthält, eines Paares von Phasenverriegelungslasern und/oder einer Vielzahl von Konfigurationen elektro-optischer oder akustooptischer Kristalle implementiert sein, die betrieben werden, um die Frequenzdifferenz zwischen den Strahlkomponenten zu erzeugen oder zu verbessern.

Ausführungsbeispiel

[0008] Bevorzugte Ausführungsbeispiele der vorliegenden Erfindung werden nachfolgend Bezug nehmend auf die beiliegenden Zeichnungen näher erläutert. Es zeigen:

- [0009] **Fig. 1** ein Polarisierungssteuersystem bei einem Ausführungsbeispiel der Erfindung zum Beibehalten der polarisierten Zustände zweier orthogonal polarisierter Lichtstrahlen;
- [0010] **Fig. 2 und 3** Flußdiagramme von Verfahren zum Betreiben des Polarisierungssteuersystems aus **Fig. 1**;
- [0011] **Fig. 4** ein Polarisierungssteuersystem bei einem Ausführungsbeispiel der Erfindung zum Beibehalten der Polarisierungszustände zweier orthogonaler linear polarisierter Lichtstrahlen;
- [0012] **Fig. 5** einen Polarisierungszustandsmodulator in dem Polarisierungssteuersystem aus **Fig. 4**;
- [0013] **Fig. 6A bis 6D** Polarisierungssteuersysteme zum Beibehalten der Polarisierungszustände zweier orthogonaler, linear polarisierter Lichtstrahlen bei Ausführungsbeispielen der Erfindung;
- [0014] **Fig. 7** eine nicht-entfernte Konfiguration eines Polarisierungssteuersystems bei einem Ausführungsbeispiel der Erfindung;
- [0015] **Fig. 8** ein Polarisierungssteuersystem unter Verwendung eines Zitterns zur Beibehaltung der polarisierten Zustände zweier orthogonaler Lichtstrahlen bei einem Ausführungsbeispiel der Erfindung;
- [0016] **Fig. 9** ein System gemäß einem Ausführungsbeispiel der Erfindung, das einen Zeeman-Teilungslaser und eine Aktivsteuerung einer Polarisierungsausgabe aus einer optischen Faser verwendet;
- [0017] **Fig. 10** einen Zeeman-Teilungslaser mit Hohlräumelementen zur Steuerung und Stabilisierung einer Frequenzdifferenz und Polarisierung;
- [0018] **Fig. 11A und 11B** alternative Ausführungsbeispiele von Lasern unter Verwendung von doppelbrechenden Materialien in Laserhohlräumen, um eine Frequenzdifferenz zwischen Polarisierungskomponenten zu erzeugen;
- [0019] **Fig. 12A und 12B** Polarisierungssteuersysteme gemäß Ausführungsbeispielen der Erfindung, die Phasenverriegelungslaser verwenden;
- [0020] **Fig. 13** ein Polarisierungssteuersystem gemäß einem Ausführungsbeispiel der Erfindung, bei dem eine Strahlquelle einen elektrooptischen Modulator beim Erzeugen eines Heterodynstrahls verwendet;
- [0021] **Fig. 14A bis 14C** Strahlquellen, die eine Vielzahl unterschiedlicher Konfigurationen zur Verwendung akustooptischer Modulatoren bei getrennten Polarisierungskomponenten beinhalten;
- [0022] **Fig. 15** eine Strahlquelle, die eine akustische Doppelfrequenzwelle in einem akustooptischen Kristall verwendet, um eine Frequenzdifferenz zwischen divergierenden gebeugten Strahlen zu erzeugen;
- [0023] **Fig. 16A bis 16C** Strahlquellen, die divergierende Strahlen, die die gleiche Polarisierung aufweisen, in orthogonal polarisierte Strahlen umwandeln;
- [0024] **Fig. 17A bis 17E** Strahlquellen, die gebeugte und nicht gebeugte Strahlen von akustooptischen Kristallen mit alternativen Konfigurationen verwenden; und
- [0025] **Fig. 18** eine Strahlquelle, die einen akustooptischen Kristall verwendet, der separate Wechselwirkungsregionen aufweist, durch die sich Schallwellen ausbreiten.
- [0026] Gemäß einem Aspekt der Erfindung verwendet ein Strahlbereitstellungssystem für ein Heterodyn-Interferometer eine einzelne Faser zur Bereitstellung eines Heterodynstrahls, der Frequenzkomponenten mit orthogonalen linearen Polarisierungen enthält. Um Frequenzkomponenten bereitzustellen, die die erforderlichen Ausrichtungen aufweisen, mißt das Strahlbereitstellungssystem die Größe und Phase einer Schwebungsfrequenz in einer Polarisierungskomponente und stellt aktiv die Polarisierungen der Strahlen, die in die Faser eingegeben werden, ein, um die Größe des Schwebungssignals zu minimieren.
- [0027] **Fig. 1** stellt ein Polarisierungssteuersystem **10** bei einem Ausführungsbeispiel der Erfindung dar. Das System **10** ist in einer Fernbetriebskonfiguration implementiert, bei der sich ein Polarisierungszustandsmodu-

lator **14** vorgeschaltet zu einer optischen Faser **16** befindet, die ein Interferometersystem beliefert.

[0028] Ein Polarisierungszustandsmodulator (PSM) wandelt im allgemeinen einen Eingangspolarisierungszustand in einen Ausgangspolarisierungszustand um. Eines oder mehrere externe Eingangssignale bzw. Eingaben, die an den PSM angelegt werden, steuern die Polarisierungsumwandlung, wobei sich im allgemeinen der Ausgangspolarisierungszustand von dem Eingangspolarisierungszustand unterscheidet. Ein PSM **14** kann z. B. aus mehreren variablen Verzögerern bestehen. Ein Verzögerer (oder eine Wellenplatte bzw. Wave-Plate) ist eine optische Vorrichtung, die eine Lichtwelle in zwei Orthogonalpolarisierungskomponenten auflöst und eine Phasenverschiebung (oder Verzögerung) zwischen denselben erzeugt. Die resultierende Lichtquelle weist im allgemeinen eine unterschiedliche Polarisierungsform auf. Idealerweise verändern die Verzögerer einfach die Polarisierungsform eines Lichtstrahls ohne ein Polarisieren oder Induzieren einer Intensitätsveränderung in dem Lichtstrahl. Ein variabler Verzögerer weist eine Verzögerung auf, die durch externe Mittel verändert werden kann, wie z. B. durch das Anlegen einer Spannung.

[0029] In dem System **10** erzeugt eine Lichtquelle **12** (1) einen Lichtstrahl E1 mit einem Polarisierungszustand P1 und einer Frequenz ω_1 und (2) einen Lichtstrahl E2 mit einem Polarisierungszustand P2 und einer Frequenz ω_2 . Bei einem Ausführungsbeispiel umfaßt die Strahlquelle **12** einen Helium-Neon- (HeNe-) Laser und elektrooptische Komponenten, die benötigt werden, um die erwünschten Polarisierungen und Frequenzen zu erzeugen. Die Strahlquelle **12** kann z. B. ein 5517D-Laser, hergestellt durch Agilent Technologies, sein. Der PSM **14** empfängt Lichtstrahlen E1 und E2 und stellt anfängliche Polarisierungszustände P1 und P2 auf Polarisierungszustände P1' bzw. P2' ein, bevor die Lichtstrahlen E1 und E2 in die Faser **16** abgesetzt werden. Der PSM **14** ist wirksam bzw. betreibbar, um einen Eingangspolarisierungszustand P1 oder P2 in jeden erwünschten Ausgangspolarisierungszustand P1' oder P2' zu verändern. Bei einem Ausführungsbeispiel umfaßt der PSM **14** einen spannungsgesteuerten variablen Verzögerer **18**, der mit 0° ausgerichtet ist, einen spannungsgesteuerten variablen Verzögerer **20**, der mit 45° ausgerichtet ist, und einen spannungsgesteuerten variablen Verzögerer **22**, der mit 0° ausgerichtet ist. Spannungen V1, V2 und V3 steuern die jeweiligen Verzögerer **18**, **20** und **22**, um jeweilige Verzögerungen Γ_1 , Γ_2 und Γ_3 zu erzeugen.

[0030] Die Faser **16** trägt die Lichtstrahlen E1 und E2 stromabwärts zu Interferometeroptiken an einem Meßort. Bei einem Ausführungsbeispiel ist die Faser **16** eine polarisierungsbeibehaltende (PM-) Faser. Experimente zeigen, daß die Faser **16** die Polarisierungszustände P1' und P2' der Lichtstrahlen E1 und E2 in Polarisierungszustände P1'' bzw. P2'' ändert, die im allgemeinen von der Temperatur und der mechanischen Verformung der Faser **16** abhängen. Trotzdem erzeugt die Faser **16** eine vernachlässigbare Veränderung an der orthogonalen Beziehung zwischen den Polarisierungszuständen der Lichtstrahlen E1 und E2.

[0031] An dem Meßort unterteilt ein Strahlteiler **24** die Lichtstrahlen E1 und E2 in zwei Wege. Ein Ausgangsweg **26** trägt die Lichtstrahlen E1 und E2 zu dem Entfernungsmeß-Interferometer- (im folgenden „DMI“-) System. Ein Überwacherweg **28** trägt einen Bruchteil der Leistung von den Lichtstrahlen E1 und E2 zu Komponenten, die die Polarisierungszustände P1'' und P2'' der Strahlen E1 und E2, wie im folgenden beschrieben ist, überwachen. Einige oder alle der Komponenten entlang des Überwacherwegs **28** können sich entweder an dem Meßort oder von dem Meßort entfernt befinden. Lichtaustrittskomponenten **38**, **52** und **62** z. B. können mit jeweiligen Mehrmodenfasern in Verbindung mit Fokussierungslinsen gekoppelt sein, die zu den Detektor-komponenten weg von dem Meßort führen.

[0032] Ein Strahlteiler **30** teilt die Lichtstrahlen E1 und E2 auf dem Überwacherweg **28** in zwei Wege. Ein Weg **32** trägt die Lichtstrahlen E1 und E2 zu einem ersten Detektorweg **34** und ein Weg **36** trägt die Lichtstrahlen E1 und E2 zu anderen Detektorwegen. Der erste Detektorweg **34** umfaßt einen Polarisierer **38**, der es erlaubt, daß die Komponenten der Lichtstrahlen E1 und E2 in einem ausgewählten Polarisierungszustand P3 einen Lichtdetektor **40** erreichen. Eine Fokussierungslinse kann zwischen dem Polarisierer **38** und dem Lichtdetektor **40** eingefügt sein, um das Licht zu fokussieren. Ansprechend auf die empfangene Lichtintensität überträgt der Lichtdetektor **40** ein Schwebungssignal B1 mit einer Schwebungsfrequenz von $(\omega_1 - \omega_2)$ zu einer Amplitudenerfassungsvorrichtung **42**. Ein Schwebungssignal B1' stellt die optische Leistung dar, die bei der Schwebungsfrequenz $(\omega_1 - \omega_2)$ erfaßt wird. Ein Verstärker kann zwischen dem Lichtdetektor **40** und der Amplitudenerfassungsvorrichtung **42** eingefügt sein, um das Schwebungssignal B1 zu verstärken. Vor dem Polarisierer **38** kann der erste Detektorweg **34** wahlweise eine oder mehrere Wellenplatten **37** umfassen. Die Wellenplatten **37** und der Polarisierer **38** sind gemäß der erwünschten Ausrichtung der Ausgangspolarisierungszustände der Lichtstrahlen E1 und E2 ausgewählt. Insbesondere können die Wellenplatten **37** und der Polarisierer **38** so ausgewählt sein, daß das Schwebungssignal B1 klein (idealerweise Null) ist, wenn die Polarisierungen P1'' und P2'' entlang der erwünschten Richtungen sind.

[0033] Ein Strahlteiler **44** empfängt die Lichtstrahlen E1 und E2 von dem Weg **36** und unterteilt dieselben in zwei Wege. Ein Weg **46** trägt die Lichtstrahlen E1 und E2 zu einem zweiten Detektorweg **48** und ein Weg **50** trägt die Lichtstrahlen E1 und E2 zu einem weiteren Detektorweg. Der zweite Detektorweg **48** umfaßt einen Polarisierer **52**, der es ermöglicht, daß die Komponenten der Lichtstrahlen E1 und E2 in einem ausgewählten Polarisierungszustand P4 einen Lichtdetektor **54** erreichen. Eine Fokussierungslinse kann zwischen dem Polarisierer **52** und dem Lichtdetektor **54** eingefügt sein. Ansprechend auf die empfangene Lichtintensität überträgt der Lichtdetektor **54** ein Schwebungssignal B2 an einen Phasendetektor **56**. Ein Verstärker kann zwischen dem Lichtdetektor **54** und den Phasendetektor **56** eingefügt sein. Vor dem Polarisierer **52** umfaßt der zweite Detektorweg **48** wahlweise eine oder mehrere Wellenplatten **51**. Die Wellenplatten **51** und der Polarisierer **52** sind ausgewählt, um ein großes Schwebungssignal B2 abhängig von der erwünschten Ausrichtung der Ausgangspolarisierungszustände der Lichtstrahlen E1 und E2 zu erzeugen.

[0034] Der Weg **50** trägt die Lichtstrahlen E1 und E2 zu einem dritten Detektorweg **58**. Der dritte Detektorweg **58** umfaßt einen Polarisierer **62**, der es ermöglicht, daß die Komponenten der Lichtstrahlen E1 und E2 in einem ausgewählten Polarisierungszustand P5 einen Lichtdetektor **64** erreichen. Eine Fokussierungslinse kann zwischen dem Polarisierer **62** und dem Lichtdetektor **64** eingefügt sein. Ansprechend auf die empfangene Lichtintensität überträgt der Lichtdetektor **64** ein Schwebungssignal B3 an den Phasendetektor **56**. Ein Verstärker kann zwischen dem Lichtdetektor **64** und dem Phasendetektor **56** eingefügt sein. Vor dem Polarisierer **62** umfaßt der dritte Detektorweg **58** wahlweise eine oder mehrere Wellenplatten **60**. Die Wellenplatten **60** und der Polarisierer **62** sind ausgewählt, um ein Schwebungssignal B3, das eine unterschiedliche Phasenbeziehung zu dem Schwebungssignal B2 aufweist, für jede der zwei möglichen Lösungen von E1 und E2, entsprechend einer minimalen Amplitude zu erzeugen, die durch die Amplitudenerfassungsvorrichtung **42** in dem ersten Detektorweg **34** erfaßt wird. Bei einem Ausführungsbeispiel befindet sich die Phasenbeziehung um 90° außer Phase (d. h. die Schwebungssignale B2 und B3 sind in Quadratur), wenn die Strahlen E1 und E2 die erwünschten Polarisierungen aufweisen.

[0035] Der Phasendetektor **56** bestimmt eine Phasendifferenz $\Delta\Psi$ zwischen den Schwebungssignalen B2 und B3. Die Amplitudenerfassungsvorrichtung **42** bestimmt eine Amplitude B1' des Schwebungssignals B1 bei der Schwebungstonfrequenz (d. h. $\omega_1 - \omega_2$). Eine Steuerung **43** verwendet die Amplitude B1' und die Phasendifferenz $\Delta\Psi$, um Steuerspannungen oder -signale V_1 , V_2 und V_3 zu erzeugen, die an den PSM **14** angelegt werden, um die erwünschten Polarisierungszustände P1'' und P2'' der Lichtstrahlen E1 und E2 zu erzielen. Die Verstärker können zwischen der Steuerung **43** und dem PSM **14** eingefügt sein, um die Steuersignale V_1 , V_2 und V_3 zu verstärken. Die Steuerung **43** kann unter Verwendung analoger oder digitaler Komponenten implementiert sein.

[0036] Insbesondere stellt die Steuerung **43** den PSM **14** ein, bis die Schwebungstonamplitude B1' eines zweier lokaler Minima erreicht. Die Schwebungstonamplitude B1' weist zwei lokale Minima auf, wobei ein Minimum linearen Polarisierungen P1'' und P2'' entspricht, die die erwünschten Ausrichtungen aufweisen, und das andere Minimum den linearen Polarisierungen P1'' und P2'' entspricht, die um 90° gedreht sind. Die Steuerung **43** verwendet die Phasendifferenz $\Delta\Psi$, um eindeutig die Polarisierungszustände von E1 und E2 zu bestimmen, da die Phasendifferenz $\Delta\Psi$ unterschiedliche Werte an den beiden Minima aufweist, die den beiden Ausrichtungen von E1 und E2 entsprechen. Die exakte Entsprechung zwischen den Werten der Phasendifferenz $\Delta\Psi$ und den Ausrichtungen von E1 und E2 kann herkömmlicherweise unter Verwendung der Jones-Rechnung hergeleitet werden.

[0037] Fig. 2 stellt ein Ausführungsbeispiel eines Verfahrens **100** zum Verwenden des Systems **10** zum Verriegeln in eine erwünschte Polarisierungsausrichtung dar. Bei Schritt **104** führt die Steuerung **43** eine globale Suche nach einer anfänglichen Lösung der Verzögerungen Γ_1 , Γ_2 und Γ_3 durch, die ein lokales Minimum mit der korrekten Polarisierungsausrichtung erzeugen würden. Die Werte von Γ_1 , Γ_2 und Γ_3 in der anfänglichen Lösung werden als die anfänglichen Verzögerungswerte verwendet. Ein Ausführungsbeispiel des Schritts **104** ist später Bezug nehmend auf Fig. 3 beschrieben.

[0038] In Schritten **106** bis **114** stellt die Steuerung **43** die Verzögerung Γ_1 des Verzögerers **18** ein, um den minimalen Wert der Schwebungstonamplitude B1' zu finden, der mit der Verzögerung Γ_1 erzielt werden kann. Insbesondere wählt bei Schritt **106** die Steuerung **43** den Verzögerer **18** aus. Bei Schritt **108** inkrementiert die Steuerung **43** die Verzögerung Γ_1 durch ein Einstellen der Spannung V1. Bei Schritt **110** bestimmt die Steuerung **43**, ob die Schwebungstonamplitude B1' abgenommen hat. Falls dies der Fall ist, folgt Schritt **108** auf Schritt **110**. Andernfalls folgt **112** auf Schritt **110**.

[0039] Bei Schritt **112** dekrementiert die Steuerung **43** die Verzögerung P1 durch ein Einstellen der Spannung

V1. Bei Schritt **114** bestimmt die Steuerung **43**, ob die Schwebungstonamplitude B1' abgenommen hat. Falls dies der Fall ist, folgt Schritt **112** auf Schritt **114**. Andernfalls folgt Schritt **116** auf Schritt **114**.

[0040] In Schritten **116** bis **124** stellt die Steuerung **43** die Verzögerung Γ_2 des Verzögerers **20** ein, um den minimalen Wert der Schwebungstonamplitude B1' zu finden, der mit der Verzögerung Γ_2 erzielt werden kann. Schritt **126** folgt auf Schritt **124**, sobald der minimale Wert der Schwebungstonamplitude B1' erzielt wurde. In Schritten **126** bis **134** stellt die Steuerung **43** die Verzögerung Γ_3 des Verzögerers **22** ein, um den minimalen Wert der Schwebungstonamplitude B1' zu finden, der mit der Verzögerung Γ_3 erzielt werden kann. Schritt **136** folgt auf Schritt **134**, sobald der minimale Wert der Schwebungstonamplitude B1' erzielt wurde.

[0041] Bei Schritt **136** zeichnet die Steuerung **43** den Wert der Schwebungstonamplitude B1' für die gegenwärtige Iteration auf. Bei Schritt **138** bestimmt die Steuerung **43** die Phasendifferenz $\Delta\Psi$ zwischen den Schwebungssignalen B2 und B3. Bei Schritt **140** bestimmt die Steuerung **43**, ob der Wert der Phasendifferenz $\Delta\Psi$ den erwünschten Ausgangspolarisierungszuständen von E1 und E2 entspricht. Die Phasendifferenz $\Delta\Psi$ entspricht unter Umständen nicht den erwünschten Ausgangspolarisierungszuständen, wenn es eine große und plötzliche Änderung des Zustands der Faser **16** gibt, der eine große und plötzliche Veränderung der Polarisierungszustände der Strahlen E1 und E2 bewirkt, was bewirken kann, daß die Steuerschleife eine Verriegelung momentan verliert, wobei so das System unter Umständen danach nicht auf die gleiche anfängliche Lösung verriegelt ist. Falls dies der Fall ist, folgt Schritt **104** auf Schritt **140**, bei dem das Verfahren **100** wiederholt wird, um nach einer weiteren anfänglichen Lösung der Verzögerungen Γ_1 , Γ_2 und Γ_3 zu suchen. Wenn die Phasendifferenz $\Delta\Psi$ den erwünschten Ausgangspolarisierungszuständen von E1 und E2 entspricht, folgt Schritt **142** auf Schritt **140**.

[0042] Bei Schritt **142** bestimmt die Steuerung **43**, ob die gegenwärtige Schwebungstonamplitude B1' die gleiche wie die Schwebungstonamplitude B1' ist, die aus der vorherigen Iteration aufgezeichnet wurde. Falls dies der Fall ist, folgt **136** auf Schritt **142** und das Verfahren **100** läuft schleifenmäßig durch, bis die Schwebungstonamplitude B1' einen Wert verändert. Wenn die gegenwärtige Schwebungstonamplitude B1' nicht die gleiche wie die Schwebungstonamplitude B1' ist, die aus der vorherigen Iteration aufgezeichnet wurde, folgt Schritt **106** auf Schritt **142** und das Verfahren **100** wird wiederholt, um nach einer weiteren minimalen Schwebungstonamplitude B1' zu suchen.

[0043] Fig. 3 stellt ein Ausführungsbeispiel von Schritt **104** dar, bei dem die Steuerung **43** einige oder alle der Polarisierungszustände von E1 und E2 nach einer anfänglichen Lösung der Verzögerungen Γ_1 , Γ_2 und Γ_3 durchsucht, die die erwünschte Ausrichtung der Polarisierungszustände der Strahlen E1 und E2 erzeugt. Bei Schritt **174** initialisiert die Steuerung **43** die Verzögerungen Γ_1 , Γ_2 und Γ_3 auf Null. Minimale Werte einer Null-Verzögerung werden hier angenommen, die Suche kann jedoch von jedem minimalen Wert der Verzögerungen Γ_1 , Γ_2 und Γ_3 beginnen, der durch die Verzögerer erzielbar ist oder nach dem gesucht werden soll. Bei Schritt **176** zeichnet die Steuerung **43** die Phasendifferenz $\Delta\Psi$ zwischen den Schwebungssignalen B2 und B3 auf, die mit den gegenwärtigen Werten der Verzögerungen Γ_1 , Γ_2 und Γ_3 erzeugt werden. Bei Schritt **178** bestimmt die Steuerung **43**, ob die Verzögerung Γ_3 ihren maximalen Wert überschreitet. Der maximale Wert kann die maximale Verzögerung sein, nach der gesucht werden soll oder die ein Verzögerer erzielen kann. Wenn die Verzögerung Γ_3 ihren maximalen Wert überschreitet, folgt Schritt **182** auf Schritt **178**. Wenn die Verzögerung Γ_3 ihren maximalen Wert nicht überschritten hat, folgt Schritt **180** auf Schritt **178**. Bei Schritt **180** inkrementiert die Steuerung **43** die Verzögerung Γ_3 durch ein Einstellen der Spannung V3. Auf Schritt **180** folgt Schritt **176** und die obigen Schritte werden schleifenmäßig durchlaufen, bis die Verzögerung Γ_3 ihren Maximalwert überschreitet.

[0044] Bei Schritt **182** reinitialisiert die Steuerung **43** Γ_3 auf Null. Bei Schritt **184** inkrementiert die Steuerung **43** die Verzögerung Γ_2 durch ein Einstellen der Spannung V2. Bei Schritt **186** bestimmt die Steuerung **43**, ob die Verzögerung Γ_2 ihren maximalen Wert überschreitet. Falls dies der Fall ist, folgt Schritt **188** auf Schritt **186**. Wenn die Verzögerung Γ_2 ihren maximalen Wert nicht überschritten hat, folgt Schritt **176** auf Schritt **186** und die obigen Schritte werden schleifenmäßig durchlaufen, bis beide Verzögerungen Γ_3 und Γ_2 ihre maximalen Werte überschreiten.

[0045] Bei Schritt **188** reinitialisiert die Steuerung **43** Γ_2 auf Null. Bei Schritt **190** inkrementiert die Steuerung **43** die Verzögerung Γ_1 durch ein Einstellen der Spannung V1. Bei Schritt **192** bestimmt die Steuerung **43**, ob die Verzögerung Γ_1 ihren maximalen Wert überschreitet. Falls dies der Fall ist, folgt Schritt **194** auf Schritt **192**. Wenn die Verzögerung Γ_1 ihren maximalen Wert nicht überschritten hat, folgt Schritt **176** auf Schritt **192** und die obigen Schritte werden schleifenmäßig durchlaufen, bis die Verzögerungen Γ_3 , Γ_2 und Γ_1 ihre maximalen Werte überschreiten. Bei Schritt **194** wählt die Steuerung **43** die Werte der Verzögerungen Γ_3 , Γ_2 und Γ_1 aus,

die eine erwünschte Phasendifferenz $\Delta\Psi_0$ erzeugen, was den erwünschten Ausgangspolarisierungszuständen der Komponentenstrahlen E1 und E2 entspricht, wie bei der anfänglichen Lösung für das Verfahren **100**.

[0046] Fig. 4 stellt eine Implementierung des Systems **10** in Fig. 1 dar, im folgenden das System **10A**, die auf eine spezifische Ausrichtung der Polarisierungszustände bei einem Ausführungsbeispiel der Erfindung anwendbar ist. Bei dem System **10A** weist der Lichtstrahl E1 von der Strahlquelle **12** zu Beginn eine vertikale lineare Polarisierung (VLP) P1 auf und der Lichtstrahl E2 weist zu Beginn eine horizontale lineare Polarisierung (HLP) P2 auf. In dem System **10A** sollten die Polarisierungszustände P1' und P2' der Lichtstrahlen E1 und E2 an dem Ausgang der Faser **16** die gleichen wie die Polarisierungszustände P1 bzw. P2 sein. Bei diesem Ausführungsbeispiel ist der Polarisierer **38** mit 90° ausgerichtet, der Polarisierer **52** ist mit 45° ausgerichtet, die Wellenplatte **60** ist eine Viertelwellenplatte, die mit 45° ausgerichtet ist, und der Polarisierer **62** ist mit 90° ausgerichtet.

[0047] Fig. 5 stellt ein Ausführungsbeispiel eines PSM **14A** dar, der verwendet wird, um die Polarisierungszustände der Komponentenstrahlen E1 und E2 in dem System **10A** (Fig. 4) einzustellen. Der PSM **14A** ist ein drehbarer variabler Verzögerer, der aus einem elektrooptischen Kristall hergestellt ist, wie z. B. Lithium-Niobat-Kristall (LiNbO_3), mit einer Lichtausbreitung in der z-Richtung und Spannungen, die in der x- und der y-Richtung angelegt werden. Die Polarisierungsachsen und die Verzögerung des LiNbO_3 werden durch ein Verändern der Spannungen V_x und V_y gesteuert, so daß jeder Eingangspolarisierungszustand in jeden Ausgangspolarisierungszustand umgewandelt werden kann, wenn sowohl V_x als auch V_y über einen Bereich $[-V_\pi, V_\pi]$ arbeiten, wobei die Halbwellenspannung V_π gleich $\lambda d / (2n_0^3 r_{22} L)$ ist, wobei λ die Wellenlänge des Lichtstrahls ist, d die Breite und Höhe des Blocks aus LiNbO_3 , n_0 der herkömmliche Index von LiNbO_3 ist und r_{22} der elektrooptische Koeffizient von LiNbO_3 ist.

[0048] Bei einem Ausführungsbeispiel kann das System **10A** ein Verfahren verwenden, das dem Verfahren **100** (Fig. 2 und 3) ähnelt, um die erwünschten Polarisationszustände der Komponentenstrahlen E1 und E2 beizubehalten. Die Steuerung **43** führt zuerst eine globale Suche durch, um anfängliche Werte der Spannungen V_x und V_y zu finden, die eine erwünschte Phasendifferenz $\Delta\Psi_0$ erzeugen. Die Steuerung **43** führt dann fortwährend eine Minimum-Suche durch, um auf das Minimum zu verriegeln, das der erwünschten Phasendifferenz $\Delta\Psi_0$ entspricht.

[0049] Wenn eine PM-Faser in den oben beschriebenen Systemen verwendet wird, werden die Komponentenstrahlen E1 und E2 üblicherweise einer kleinen Polarisierungsveränderung unterzogen (z. B. Leistungsveränderung von weniger als 20 durch den Polarisierer). So besteht unter Umständen kein Bedarf nach einem PSM, der alle möglichen Eingangspolarisierungszustände erzeugen kann, um die erwünschten Ausgangspolarisierungszustände zu finden und auf dieselben zu verriegeln. Tatsächlich kann ein ordnungsgemäßer Entwurf den Bereich von Polarisierungszuständen, nach denen gesucht werden muß, reduzieren, wodurch die Beseitigung einiger variabler Verzögerer und möglicherweise der Quadraturerfassung ermöglicht wird. Es muß z. B. nur nach Polarisierungszuständen, die die Hälfte der Poincare-Kugel bedecken (ein mathematischer Aufbau, der alle Polarisierungszustände beschreibt), gesucht werden.

[0050] Fig. 6A stellt eine Implementierung des Systems **10** in Fig. 1 dar, im folgenden das System **10B**, die auf kleine Veränderungen der Polarisierungszustände bei einem Ausführungsbeispiel der Erfindung anwendbar ist. In dem System **10B** erzeugt die Strahlquelle **12** einen VLP-Strahl E1 und einen HLP-Strahl E2. Das System **10B** behält dann die Polarisierungszustände der Komponentenstrahlen E1 und E2 an dem Ausgang der Faser **16** bei.

[0051] Ein Verzögerer **252** und ein PSM **14B** werden verwendet, um einen Teilsatz der möglichen Polarisierungszustände der Komponentenstrahlen E1 und E2 zu erzeugen. Der Verzögerer **252** ist eine Halbwellenplatte, die mit $22,5^\circ$ ausgerichtet ist. Der PSM **14B** umfaßt (1) einen variablen Verzögerer **254**, der mit 0 ausgerichtet ist und eine variable Verzögerung aufweist, die von 0 bis $\lambda/2$ reicht, und (2) einen variablen Verzögerer **256**, der mit 45° ausgerichtet ist und eine variable Verzögerung aufweist, die von 0 bis $\lambda/2$ reicht. Der Verzögerer **252** und der PSM **14B** ermöglichen es, daß in etwa die Hälfte der Poincare-Kugel durchsucht werden kann, so daß das System **10B** auf nur eines der beiden Minima der Schwebungstonamplitude B1' verriegelt, da der Entwurf die weitere Lösung ausschließt. Ferner erlauben es der Verzögerer **252** und der PSM **14B**, daß die Polarisierungszustände fortwährend ohne Unterbrechungen innerhalb der Region von Interesse (z. B. Hälfte der Poincare-Kugel), die andernfalls einen oder mehrere zusätzliche variable Verzögerer erfordern würde, um eine endlose (d. h. rücksetzfreie) Polarisierungssteuerung bereitzustellen, abgetastet werden können.

[0052] Das System **10B** umfaßt nur einen Detektorweg, d. h. den ersten Detektorweg **34**, der das Schwe-

bungssignal B1 erzeugt. Die Steuerung **43** verwendet nur das Schwebungssignal B1, um auf das einzige Minimum innerhalb der Eingangspolarisierungszustände zu verriegeln, die der PSM **14B** erzeugen kann. Eine globale Suche nach einer anfänglichen Lösung wird nicht benötigt, da nur ein Minimum innerhalb der Eingangspolarisierungszustände zugänglich ist, die die Verzögererplatte **252** und der PSM **14B** erzeugen können. Eine Suche nach der anfänglichen Lösung in der Hälfte der Poincare-Kugel wird dennoch benötigt.

[0053] Fig. 6B stellt ein System **10C** dar, das dem System **10B** ähnelt, jedoch einen unterschiedlichen Verzögerer und einen unterschiedlichen PSM verwendet. Insbesondere verwendet das System **10C** eine Viertelwellenplatte **262**, die bei -45° ausgerichtet ist, sowie den PSM **14A** (Fig. 5). Wie oben beschrieben ist, ist der PSM **14A** ein drehbarer variabler Verzögerer, der durch Spannungen V_x und V_y gesteuert wird, wobei die Spannung V_x über einen Bereich $[0, V_{\pi}]$ arbeitet und die Spannung V_y über einen Bereich $[-V_{\pi}, V_{\pi}]$ arbeitet. Der Verzögerer **262** und der PSM **14A** ermöglichen es, daß in etwa die Hälfte der Poincare-Kugel fortwährend ohne Unterbrechungen der Polarisierungszustände durchsucht werden kann, die anderweitig einen oder mehrere zusätzliche drehbare variable Verzögerer erfordern würden, um eine endlose Polarisierungssteuerung bereitzustellen.

[0054] Während die erwünschten Polarisierungszustände für ein Heterodyn-Interferometer üblicherweise einem VLP-Strahl E1 und einem HLP-Strahl E2 entsprechen, ist es möglich, ein System zu entwerfen, das Komponentenstrahlen E1 und E2 auf andere Polarisierungszustände als VLP und HLP verriegelt, während dennoch der VLP- und der HLP-Zustand erhalten werden, bevor E1 und E2 in das Interferometer gelangen. Fig. 6C stellt ein derartiges System **10D** bei einem Ausführungsbeispiel der Erfindung dar. Das System **10D** ähnelt den Systemen **10B** und **10C** mit Ausnahme der unten beschriebenen Modifizierungen. Die Eingangspolarisierungszustände sind ein VLP-Strahl E1 und ein HLP-Strahl E2. Das System **10D** verwendet weder den Verzögerer **252** (Fig. 6A) noch den Verzögerer **262** (Fig. 6B). Der PSM **14D** umfaßt (1) einen variablen Verzögerer **254D**, der mit 45° ausgerichtet ist und über einen Verzögerungsbereich von 0 bis $\lambda/2$ arbeitet, und (2) einen variablen Verzögerer **256D**, der mit 0° ausgerichtet ist und über einen Verzögerungsbereich von $\lambda/2$ bis $3\lambda/2$ arbeitet. Eine Viertelwellenplatte **600**, die mit 45° ausgerichtet ist, ist in dem Detektorweg **34** vor dem Polarisierer **38** enthalten, so daß die minimale Schwebungsamplitude einem Linkszirkularpolarisierungs- (LCP-) Zustand des Strahls E1 und einem Rechtszirkularpolarisierungs- (RCP-) Zustand des Strahls E2 entspricht. Eine zweite Viertelwellenplatte **602**, die mit 45° ausgerichtet ist, ist in dem Weg **26** enthalten, um den LCP-Strahl E1 und den RCP-Strahl E2 in einen VLP-Strahl E1 und einen HLP-Strahl E2 umzuwandeln, bevor dieselben in das Interferometer gelangen.

[0055] Fig. 6D stellt ein System **10E** dar, das die Merkmale des Systems **10B** und des Systems **10D** in einem Ausführungsbeispiel der Erfindung kombiniert. In dem System **10E** erzeugt die Strahlquelle **12** Komponentenstrahlen E1 und E2 mit Polarisierungszuständen, die von der Anwendung abhängen. Ähnlich wie bei dem System **10B** können ein Verzögerer **252E** und ein PSM **14E** einen Teilsatz der möglichen Polarisierungszustände der Komponentenstrahlen E1 und E2 erzeugen. Die Verzögerung und die Ausrichtung des Verzögerers **252E** hängen von den Eingangspolarisierungszuständen und den erwünschten Ausgangspolarisierungszuständen von E1 und E2 ab. Ähnlich wie bei dem System **10D** ist ein Verzögerer **600E** in dem Detektorweg **34** vor dem Polarisierer **38** enthalten, so daß die minimale Schwebungsamplitude den erwünschten Polarisierungszuständen von E1 und E2 entspricht. Ein Verzögerer **602E** ist in dem Weg **26** enthalten, um die Komponentenstrahlen E1 und E2 in die erwünschten Polarisierungszustände umzuwandeln, bevor die Komponentenstrahlen E1 und E2 in das Interferometer gelangen. Wieder hängen die Verzögerung und die Ausrichtung des Verzögerers **602E** von den erwünschten Polarisierungszuständen der Strahlen E1 und E2 ab.

[0056] Die verschiedenen Ausführungsbeispiele des Polarisierungssteuersystems, die oben beschrieben sind, wurden alle in einer Fernoperationskonfiguration gezeigt, bei der sich der PSM vorgeschaltet zu der Faser und dem Meßort befindet. Fig. 7 stellt ein Ausführungsbeispiel eines Nichtfern-Polarisierungssteuersystems **300** dar, bei dem sich ein PSM **314** nachgeschaltet zu einer Faser **316** nahe dem Meßort befindet. Wie dies zu sehen ist, setzt eine Lichtquelle **312** zwei Lichtstrahlen mit Orthogonalpolarisierungszuständen und unterschiedlichen Frequenzen in die Faser **316** ab. Die Faser **316** trägt dann die beiden Lichtstrahlen zu dem PSM **314**. Der PSM **314** stellt die Polarisierungszustände der beiden Lichtstrahlen vor einem Senden derselben an einen Ausgangsweg und einen Überwacherweg ein. Der PSM **314** kann unter Verwendung ähnlicher Prinzipien wie derjenigen, die in Verbindung mit den Fig. 1, 4, 5, 6A und 6B erläutert wurden, implementiert sein. Der Ausgangsweg führt zu Interferometeroptiken. Der Überwacherweg führt zu einem Erfassungs- und Steuerblock **334**, der die Rückkopplungssteuerung zu dem PSM **314** erzeugt, um die erwünschten Ausgangspolarisierungszustände der beiden Lichtstrahlen beizubehalten. Block **334** kann auf eine ähnliche Weise implementiert sein, wie oben Bezug nehmend auf die Fig. 1, 4, 6A und 6B beschrieben ist.

[0057] Fig. 8 stellt eine weitere Implementierung des Systems **10** in Fig. 1, im folgenden das System **10F**, dar, die unter Verwendung eines Zitterns auf die erwünschte Schwebungstonamplitude $B1'$ verriegelt. Die Technik eines Zitterns erzeugt kleine Modulationsterme für jedes Steuersignal, um die Erfassung der Ableitung des erfaßten Signals (einschließlich Vorzeichen) zu unterstützen. Diese Technik filtert auch Veränderungen der Amplitude, die durch die Amplitudenerfassungsvorrichtung **42** erfaßt werden, aufgrund weiterer Faktoren, wie z. B. mechanischer Schwingung und Temperaturvariation, heraus. Das System **10F** ähnelt dem System **10**, umfaßt jedoch zusätzlich Signalgeneratoren **402**, **404** und **406** und Addierer **408**, **410** und **412**. Die Signalgeneratoren **402**, **404** und **406** erzeugen kleine orthogonale Modulationssignale s_1 , s_2 und s_3 (die bei Frequenzen f_1 , f_2 und f_3 sinuswellenförmig sein könnten). Die Steuerung **43** erfaßt die Signale s_1 , s_2 und s_3 und erzeugt drei Signale **414**, **416** und **418** unter Verwendung von Korrelationstechniken, die zu entsprechenden Steuerzittersignalen s_1 , s_2 und s_3 hinzugefügt werden, um Steuersignale V_1 , V_2 und V_3 zu den variablen Verzögerern **18**, **20** bzw. **22** zu erzeugen.

[0058] Verschiedene weitere Anpassungen und Kombinationen von Merkmalen der offenbarten Ausführungsbeispiele sind innerhalb des Schutzbereichs der Erfindung. Die erwünschten Ausgangspolarisierungszustände müssen z. B. nicht die gleichen wie die Eingangspolarisierungszustände sein, die aus der Lichtquelle hervorgehen. Ein Ausführungsbeispiel des Systems **10B** in Fig. 6A kann für Eingangspolarisierungszustände verwendet werden, die einem linkszirkular polarisierten Strahl E1 und einem rechtszirkular polarisierten Strahl E2 aus dem Laser entsprechen, sowie zum Erzeugen erwünschter Ausgangspolarisierungszustände, die einem VLP-Strahl E1 und einem HLP-Strahl E2 entsprechen. Bei einem derartigen Ausführungsbeispiel wäre der Verzögerer **252** eine Viertelwellenplatte, die mit 90° ausgerichtet ist. Ähnlich kann ein Ausführungsbeispiel des Systems **10C** in Fig. 6B für Eingangspolarisierungszustände verwendet werden, die einem linkszirkular polarisierten Strahl E1 und einem rechtszirkular polarisierten Strahl E2 aus dem Laser entsprechen, sowie zum Erzeugen erwünschter Ausgangspolarisierungszustände, die einem VLP E1 und einem HLP E2 entsprechen. Bei einem derartigen Ausführungsbeispiel wäre der Verzögerer **262** nicht erforderlich.

[0059] Verschiedene alternative Ausführungsbeispiele des PSM können in den oben beschriebenen Ausführungsbeispielen verwendet werden. Ein Ausführungsbeispiel des PSM umfaßt zwei oder mehr Faserpressen, deren Doppelbrechungseigenschaften durch das Anlegen mechanischer Belastungen variiert werden. Mechanische Belastungen werden an die Faserpressen ansprechend auf die Steuersignale von der Steuerung **43** angelegt. Ein weiteres Ausführungsbeispiel eines PSM umfaßt zwei oder mehr Flüssigkristallzellen, deren Verzögerungen und/oder Polarisierungsachsen ansprechend auf die Steuersignale von der Steuerung **43** variiert werden. Noch ein weiteres Ausführungsbeispiel des PSM umfaßt zwei oder mehr mechanisch drehbare Wellenplatten mit fester Verzögerung. Die Wellenplatten werden ansprechend auf die Steuersignale von der Steuerung **43** gedreht. Noch ein weiteres Ausführungsbeispiel des PSM umfaßt zwei oder mehr photoelastische Modulatoren, deren lineare Doppelbrechungen durch das Anlegen mechanischer Belastungen induziert werden. Mechanische Belastungen werden an diese photoelastischen Modulatoren ansprechend auf die Steuersignale von der Steuerung **43** angelegt.

[0060] Verschiedene alternative Ausführungsbeispiele der Strahlquelle, die den anfänglichen Heterodyn-Lichtstrahl bereitstellen, können ebenso verwendet werden. Fig. 9 stellt ein exemplarisches Ausführungsbeispiel der Erfindung dar, bei dem eine Strahlquelle **12A** einen Zeeman-Teilungslaser **502** umfaßt, wie z. B. bei dem oben erwähnten 5517D-Laser. In dem Zeeman-Teilungslaser **502** erzeugt ein axiales Magnetfeld, das an den Resonanzhohlraum in dem Laser angelegt wird, einen Strahl mit zwei orthogonalen zirkular-polarisierten Komponenten, die unterschiedliche Frequenzen aufweisen. Das optische System **504**, das vorzugsweise eine Viertelwellenplatte umfaßt, wandelt die orthogonalen zirkular-polarisierten Komponenten in orthogonale linear-polarisierte Komponentenstrahlen E1 und E2 um, die geeignet zur Polarisierungssteuerung sind, wie oben beschrieben ist.

[0061] Ein optisches System **505**, das eine oder mehrere Wellenplatten umfaßt, wandelt die beiden orthogonalen Polarisierungen von der Strahlquelle **12A** in zwei geeignete orthogonale Polarisierungszustände um. Die ausgewählten orthogonalen Polarisierungszustände hängen von der genauen Konfiguration des PSM ab, wie z. B. denjenigen, die in den Fig. 6A bis 6D gezeigt sind. Die Wellenplatten in dem System **505** können abhängig von dem Aufbau der Strahlquelle **12A** mit der Wellenplatte **504** kombiniert sein. Weitere unten erläuterte Ausführungsbeispiele können auch ein ähnliches optisches System **505** umfassen, das die hier beschriebene Funktion aufweist. Diese Beschreibung wird jedoch nicht in jedem der folgenden Ausführungsbeispiele wiederholt.

[0062] Die Strahlquelle **12A** überträgt den Doppelfrequenz- oder Heterodyn-Strahl durch den PSM **14** und eine polarisierungsbeibehaltende optische Faser **16** zu dem Strahlteiler **24** und durch den Strahlteiler **24** zu

einem Weg **26** zu weiteren Interferometeroptiken. Wie oben beschrieben ist, kann der PSM entweder der Faser vorausgehen, wie in **Fig. 9** gezeigt ist, oder der Faser folgen, wie in **Fig. 7** gezeigt ist. Der Strahlteiler **24** leitet außerdem einen Bruchteil des Heterodyn-Strahls in ein Polarisierungsüberwachungssystem **70**. Das Überwachungssystem **70**, das allgemein bestimmt, ob der Ausgangsstrahl aus dem Übertragungssystem, das die optische Faser **16** und den PSM **14** umfaßt, die erwünschten Polarisierungskomponenten aufweist, kann unter Verwendung eines Schwebungssignalamplitudendetektors mit oder ohne Phasendetektor, wie oben beschrieben ist, implementiert sein. Basierend auf den Messungen des Überwachungssystems **70** stellt die Steuerung **43** die Steuersignale für den PSM **14** wie erforderlich ein, um letztendlich zu den Ausgangsstrahlkomponenten **E1"** und **E2"** zu führen, die die erwünschten Polarisierungen **P1"** und **P2"** aufweisen.

[0063] Abhängig von der Konfiguration des PSM **14** können Doppelbrechungswellenplatten nach dem Teiler **24** enthalten sein, falls dies benötigt wird, um die beiden orthogonalen Polarisierungskomponenten in dem Strahl **26** in eine vertikale und eine horizontale lineare Polarisierungskomponente umzuwandeln. Allgemeiner können ähnliche Elemente, die feste Veränderungen der orthogonalen Polarisierungen bereitstellen, bei jedem der offenbarten Ausführungsbeispiele der Erfindung vorgesehen sein, obwohl die Erläuterung derartiger Elemente nicht wiederholt wird.

[0064] **Fig. 10** stellt ein spezifisches Ausführungsbeispiel eines aktiv stabilisierten Zeeman-Teilungslasers **12B** dar, der einem Laser ähnelt, der in dem U.S.-Patent Nr. 5,586,133 offenbart ist, das hierdurch in seiner Gesamtheit durch Bezugnahme aufgenommen ist. Der Zeeman-Teilungslaser **12B** umfaßt ein Rohr **510**, das Elektroden **520** und **522** enthält, die getrieben werden können (z. B. mit einem HF-Signal), um eine Besetzungsumkehrung in einem Laserverstärkungsmedium **524** zu bewirken. Ein Ausgangskopplerspiegel **528** und ein Reflektor **518** befinden sich an den Enden des Rohrs **510** und definieren die Länge des Resonanzhohlraums.

[0065] Ein Permanentmagnet **526** erzeugt ein axiales Magnetfeld entlang der Richtung eines Lichtstrahls **530**, das zwischen dem Ausgangskopplerspiegel **528** und dem Reflektor **518** oszilliert. Das axiale Magnetfeld weist zwei Wirkungen auf das Laserverstärkungsmedium **524** auf. Das angelegte Magnetfeld bewirkt den Zeeman-Effekt, der eine Verstärkungskurve des Mediums **524** in zwei Verstärkungskurven aufteilt, nämlich eine für linkszirkular polarisiertes Licht und die andere für rechtszirkular polarisiertes Licht. Zusätzlich teilt der Faraday-Effekt den realen Teil der Brechungsindexkurve in zwei Kurven, nämlich eine für linkszirkular polarisiertes Licht und die andere für rechtszirkular polarisiertes Licht. Als ein Ergebnis weist der Ausgangsstrahl **530**, der durch den Ausgangskopplerspiegel **528** durchgelassen wird, eine linkszirkular polarisierte Komponente mit einer Wellenlänge auf, die sich von der Wellenlänge der rechtszirkular polarisierten Komponente des Lichtstrahls **530** unterscheidet. Ein optisches Element **534**, wie z. B. eine Viertelwellenplatte, kann die orthogonalen zirkularpolarisierten Komponenten des Strahls **530** in orthogonale lineare Komponenten umwandeln.

[0066] Der Zeeman-Teilungslaser **12B** verwendet ferner eine einstellbare magnetooptische Vorrichtung in dem Rohr **510** und um dasselbe herum, um die Teilungsfrequenzdifferenz zwischen den beiden Polarisierungen zu erhöhen. Die magnetooptische Vorrichtung umfaßt ein optisch transparentes Medium **512** in dem Weg des Strahls **530** in dem Rohr **510**, einen Permanentmagneten **514**, der außerhalb der Umhüllung **510** ist und das optisch transparente Medium **512** umgibt, und einen Elektromagneten **516**, der den Permanentmagneten **514** umgibt. Der Permanentmagnet **514** und der Elektromagnet **516** erzeugen ein Magnetfeld mit einstellbarer Größe entlang der Richtung des Laserstrahls **530**. Da der Faraday-Effekt viele Größenordnungen stärker in dem optisch transparenten Medium **512** als in dem Laserverstärkungsmedium **524** ist, kann die Größe der Frequenzteilung, die durch das optisch transparente Medium eingeführt wird, sehr viel größer als die des Laserverstärkungsmediums sein. Zusätzlich zu einem Erhöhen der Frequenzteilung erlaubt das optisch transparente Medium außerdem eine aktive Stabilisierung der Frequenzdifferenz zwischen den Polarisierungskomponenten.

[0067] Um die absoluten Frequenzen und die Differenzfrequenz der Polarisierungskomponenten des Strahls **530** zu stabilisieren, reflektiert ein Strahlteiler **532** einen Teil des Strahls **530** zu einem Detektor **540**. Bei dem dargestellten Ausführungsbeispiel erfaßt der Detektor **540** die Frequenzdifferenz zwischen den beiden orthogonalen Polarisierungskomponenten des Strahls **530** und erfaßt zumindest eine der Komponentenfrequenzen. Wenn sich eine erfaßte Frequenz von der erwünschten Frequenz unterscheidet, stellt eine Treiberschaltung **542** eine Hohlraumlänge des Rohrs **510** (z. B. durch Einstellen der Leistung an ein Heizelement **536**, was bewirkt, daß sich das Rohr **510** ausdehnt oder zusammenzieht), ein, wie dies benötigt wird, um die Ausgangsfrequenz einzustellen. Der Detektor **540** erzeugt außerdem ein elektrisches Signal, das die Differenz- oder Schwebungsfrequenz für die Polarisierungskomponenten des Strahls **530** aufweist. Eine Rückkopplungssteuerschaltung **546** vergleicht das Signal von dem Detektor **540** mit der Frequenz eines elektronischen Oszillators

544 und stellt aktiv den Strom durch den Elektromagneten **516** ein, um das Magnetfeld in dem Medium **512** auf eine Stärke zu setzen, die die erwünschte Frequenzdifferenz liefert.

[0068] Ein Einschließen eines doppelbrechenden Materials in einen Laserhohlraum ist ein weiteres Verfahren zum Erzeugen eines Heterodyn-Strahls, wie in dem U.S.-Patent Nr. 5,091,912 beschrieben ist, das hierdurch in seiner Gesamtheit durch Bezugnahme aufgenommen ist. **Fig. 11A** zeigt schematisch einen Laser **12C**, der einen doppelbrechenden Block **558** und ein weiteres Laserverstärkungsmedium **560** in einem Resonanzhohlraum **550** umfaßt, der eine Länge aufweist, die durch die Trennung von Spiegeln **552** und **554** definiert ist. In einer bekannten Anordnung kann ein Spiegel **554** flach sein, während der andere Spiegel **552** kugelförmig konkav und mittig um den Spiegel **554** ist. Der Laser **12C** umfaßt ebenso Elektroden oder weitere Mittel (nicht gezeigt) zum Bewirken einer Lasertätigkeit, z. B. zum Bewirken einer Gasentladung unter Verwendung eines HF-Stroms. Eine Öffnung **556**, die nahe an dem konkaven Spiegel **552** plaziert ist, kann den grundlegenden Transversalmodus des Strahls **570** in dem Resonanzhohlraum **550** auswählen.

[0069] Wie in **Fig. 11A** gezeigt ist, sind die Positionen der Öffnung **556**, des doppelbrechenden Blocks **558** und weiterer Komponenten des Lasers **12C** derartig, daß zwei orthogonale lineare Polarisierungskomponenten, die durch die optischen Achsen des doppelbrechenden Blocks **558** definiert werden, separate Wege **572** und **574** mit unterschiedlichen optischen Längen aufweisen, was bewirkt, daß der Resonanzhohlraum **550** zwei Resonanzmodi aufweist. Eine erste Platte **562**, die für die Mittenfrequenz der beiden Modi eine Viertelwelle ist, befindet sich in unmittelbarer Nähe zu dem doppelbrechenden Block **558** auf der Seite des Blocks **558**, an der der normale Strahl und der außerordentliche Strahl dem gleichen Weg folgen. Die neutralen Linien der Viertelwellenplatte **562** befinden sich in 45° von den Polarisierungsachsen des doppelbrechenden Blocks **558**, um so die Lichtintensitäten der beiden Modi, die in dem Laseraktivitätshohlraum **510** angeregt werden, auszugleichen. Eine zweite Viertelwellenplatte **564**, die ebenso in dem gemeinsamen Weg der beiden Strahlen plaziert ist, ist weiter entfernt von dem Block **558** als die Platte **562**. Eine Winkeleinstellung der Platte **564** um die Richtung der Lichtstrahlen kann die Differenz zwischen den Frequenzen der beiden Resonanzmodi einstellen.

[0070] Die Frequenzdifferenz kann durch eine Winkeleinstellung der Platte **564** verändert werden. Folglich kann ein Rückkopplungssteuersystem, das demjenigen ähnelt, das in dem Absatz mit Bezugnahme auf **Fig. 10** erläutert wurde, die Frequenzdifferenz zwischen den beiden Polarisierungskomponenten von dem Laser **12C** stabilisieren. In diesem Fall stellt die Rückkopplungssteuerung den Winkel der Platte **564** ein, um die Frequenzdifferenz zu verändern.

[0071] **Fig. 11A** stellt ein Ausführungsbeispiel des Lasers **12C** dar, bei dem eine Ausgabe durch den Spiegel **552** eine kollineare Ausgabe von beiden Frequenz-/Polarisierungskomponenten liefert. Alternativ würde eine Ausgabe durch den Spiegel **554** separate Strahlen bereitstellen, die unterschiedliche Frequenzen und Polarisierungen aufweisen.

[0072] **Fig. 11B** zeigt einen Laser **12D**, der eine Konfiguration aufweist, die zwei doppelbrechende Blöcke **558** und **568** verwendet. Die Komponenten des Lasers **12D** sind so angeordnet, daß eine Zone des Hohlraums **550**, in der die inhärenten Oszillationszustände räumlich getrennt sind, von beiden Spiegeln **552** und **566** entfernt ist, die folglich konkave Spiegel sein können. Insbesondere sind die doppelbrechenden Blöcke **558** und **568**, die im wesentlichen identisch sein können, so in dem Hohlraum **550** positioniert, daß die Ausbreitungswege der beiden Polarisierungszustände außerhalb einer Zone zusammenlaufen, die das aktive Laseraktivitätsmedium **560** überspannt. Der so gebildete Laser **12D** kann eine bessere Immunität gegenüber einer Verformung des Hohlraums **550** aufweisen.

[0073] Eine weitere Technik zum Erzeugen eines Heterodyn-Strahls, der Polarisierungskomponenten mit unterschiedlichen Frequenzen enthält, verwendet ein Paar von Phasenverriegelungslasern. **Fig. 12A** zeigt ein System, das eine Strahlquelle **12E** umfaßt, die zwei Laser **602** und **604** enthält. Der Laser **602**, der ein frequenzstabilisierter Laser sein kann, richtet einen Strahl, der eine erste Frequenz f_1 aufweist, in einen Reflektor oder einen Polarisierungsstrahlteiler (PBS) **606**. Der PBS oder der Reflektor **606** reflektiert eine Polarisierungskomponente des Eingangsstrahls zu einem zweiten PBS **608**, der transparent für diese Polarisierungskomponente ist. Der PBS **608** empfängt außerdem einen Strahl, der eine Frequenz f_2 aufweist, von dem Laser **604** und reflektiert eine Polarisierungskomponente, die orthogonal zu der durchgelassenen Polarisierungskomponente von dem PBS **606** ist. Ein resultierender kombinierter Strahl **610** von dem PBS **608** umfaßt orthogonale Polarisierungskomponenten, die jeweilige Frequenzen f_1 und f_2 aufweisen.

[0074] Eine genaue Steuerung der Frequenzdifferenz $f_2 - f_1$ kann unter Verwendung einer aktiven Rückkopp-

lung beibehalten werden. Insbesondere umfaßt die Strahlquelle **12E** einen Strahlteiler **612**, der einen Teil des Strahls **610** durch einen Polarisierer **614** in einen Detektor **616** reflektiert. Mit dem Polarisierer **614**, der eine Achse aufweist, die sich in 45° zu den Polarisierungen der Frequenzkomponenten des Strahls **610** befindet, kann der Detektor **616** ein elektrisches Signal erzeugen, das die Schwebungsfrequenz $f_2 - f_1$ der beiden Frequenzkomponenten aufweist. Eine Phasenverriegelungsschaltung **618** vergleicht die Frequenz des Signals von dem Detektor **616** mit einer elektronischen Referenzfrequenz von einem Oszillator **620** und erzeugt ein Steuersignal, das die Ausgangsfrequenz f_2 des Lasers **614** setzt. Die Phasenverriegelungsschaltung **618** kann z. B. die Leistung steuern, die an ein Heizelement oder eine weitere Vorrichtung geliefert wird, die die Länge des Resonanzhohlraums in dem Laser **604** steuert. Auf diese Weise kann die Frequenzdifferenz $f_2 - f_1$ streng gesteuert werden, wie dies für Präzisionsinterferometermessungen erforderlich ist.

[0075] Fig. 12B stellt eine Strahlquelle **12F** gemäß einem Ausführungsbeispiel dar, das gekoppelte Zeeman-Teilungslaser **622** und **624** verwendet, um einen Heterodyn-Strahl mit den erwünschten Eigenschaften zu erzeugen. Der Laser **622** erzeugt einen Strahl mit links- und rechtszirkular polarisierter Komponente, die Frequenzen f_1 und f_2' aufweisen. Eine Viertelwellenplatte **626** zwischen dem Laser **622** und dem PBS **606** wandelt die orthogonalen zirkular-polarisierten Komponenten in eine vertikale und eine horizontale linearpolarisierte Komponente um, derart, daß der PBS **606** nur Licht reflektiert, das die Frequenz f_1 aufweist. Ähnlich erzeugt der Laser **624** einen Strahl mit einer links- und einer rechtszirkular polarisierten Komponente, die Frequenzen f_1' und f_2 aufweisen, und eine Viertelwellenplatte **628** zwischen dem Laser **624** und dem PBS **608** wandelt orthogonale zirkular-polarisierte Komponenten in eine vertikale und eine horizontale linearpolarisierte Komponente um, derart, daß der PBS **608** nur Licht reflektiert, das die Frequenz f_2 aufweist. Bei einem Ausführungsbeispiel, bei dem die PBS **606** und **608** identisch sind, kann eine Halbwellenplatte **607** zwischen den PBS **606** und **608** enthalten sein, so daß die Polarisierungskomponente, die in dem PBS **606** reflektiert wird, durch den PBS **608** durchgelassen wird. Der Detektor **616**, wie er oben beschrieben wurde, kann einen Teil des kombinierten Ausgangsstrahls aus dem PBS **608** messen, um es zu ermöglichen, daß die Phasenverriegelungsschaltung **618** den Laser **624** steuert, wie dies erforderlich ist, um eine erwünschte Frequenzdifferenz $f_2 - f_1$ beizubehalten.

[0076] Der Ausgangsstrahl aus der Strahlquelle **12E** oder **12F** kann so mit einem Polarisierungssteuersystem verwendet werden, das einen PSM **14**, eine optische Faser **16**, einen Strahlüberwacher **70** und eine Steuerung **43** umfaßt, die die oben beschriebenen Funktionen aufweisen. Alternativ können die Funktionen des Strahlüberwachers **70** und des Detektors **616** in ein einzelnes System integriert sein, das die Eigenschaften des Ausgangsstrahls mißt und aktiv sowohl den PSM **14** als auch die gekoppelten Lichtquellen steuert um sicherzustellen, daß der Heterodyn-Strahl, der für Interferometermessungen verwendet wird, die erwünschten Frequenzen und Polarisierungen aufweist. Das U.S.-Patent Nr. 6,052,186 beschreibt ferner Strahlquellen, die Dualasersysteme umfassen, und ist hierdurch in seiner Gesamtheit durch Bezugnahme aufgenommen.

[0077] Eine weitere Weise zur Erzeugung eines Heterodyn-Strahls für ein Interferometer besteht in einer Verwendung eines elektrooptischen Modulators bei dem Ausgangsstrahl aus einem Laser. Fig. 13 zeigt ein Beispiel einer Strahlquelle **12G**, die einen elektrooptischen Modulator **632** verwendet, um die Frequenzen der orthogonalen zirkular-polarisierten Komponenten aufzuteilen, die aus einem Laser **630** ausgegeben werden. Der Laser **630** kann ein monochromatischer Laser oder ein Zeeman-Teilungslaser sein und der elektrooptische Modulator **632** kann aus einem Material, wie z. B. Lithium-Niobat hergestellt sein. Der Modulator kann konfiguriert sein, um als eine sich drehende Halbwellenplatte zu wirken, die eine Frequenzverschiebung zwischen der links- und der rechtszirkularen Polarisierungskomponente erzeugt. Da der Modulator eine Frequenzverschiebung zwischen der links- und der rechtszirkularen Polarisierungskomponente erzeugt, muß der Laser **630** sowohl die links- als auch die rechtszirkuläre Komponente (bei der gleichen oder unterschiedlichen Frequenzen), vorzugsweise mit ähnlichen optischen Leistungen, erzeugen. Eine oder mehrere Wellenplatten können zwischen dem Laser **630** und dem Modulator **632** enthalten sein, um Polarisierungszustände des Strahls aus dem Laser **630** in eine links- und eine rechtszirkuläre Polarisierung umzuwandeln. Das folgende geht von einem Modulator aus, der aus Lithium-Niobat-Kristall hergestellt ist, obwohl auch weitere Materialien verwendet werden können. Damit der Modulator als eine sich drehende Halbwellenplatte wirkt, legt ein verstärkter elektrischer Oszillator **634** eine erste Wechselspannung der Form $V_\pi \sin(2\pi f_a t)$ an den elektrooptischen Modulator **632** an, um eine entsprechende elektrische Feldkomponente in der X-Richtung senkrecht zu der Ausbreitung des Strahls zu erzeugen, und ein weiterer verstärkter Oszillator **636** legt eine zweite Wechselspannung der Form $V_\pi \cos(2\pi f_a t)$ an, um eine entsprechende elektrische Feldkomponente in der Y-Richtung senkrecht zu der Ausbreitung des Strahls zu erzeugen, wobei V_π die Halbwellenspannung ist und f_a die Treiberfrequenz ist. Die außer Phase stehenden angelegten Spannungen $V_\pi \sin(2\pi f_a t)$ und $V_\pi \cos(2\pi f_a t)$ bewirken, daß der elektrooptische Modulator **632** als eine Halbwellenplatte wirkt, die eine Achse aufweist, die sich mit einer Winkelrate von πf_a Radian pro Sekunde dreht. Als ein Ergebnis erzeugt der Modulator **632** eine Frequenzdifferenz von $2f_a$ zwi-

schen der links- und der rechtszirkular polarisierten Komponente des Strahls, der den Modulator **632** durchläuft. Ein optisches Element, wie z. B. eine Viertelwellenplatte **638**, kann die orthogonalen zirkularen Polarisierungen in eine orthogonale lineare Polarisierung umwandeln, die geeignet für ein Polarisierungssteuersystem ist, das den PSM **14**, die optische Faser **16**, den Monitor **70** und die Steuerung **43** umfaßt.

[0078] Akustooptische Modulatoren (AOMs) können auch verwendet werden, um die Frequenzdifferenz zwischen Polarisierungskomponenten zu erzeugen oder zu erhöhen. Das U.S.-Patent Nr. 5,485,272 z. B. beschreibt mehrere Heterodyn-Strahlquellen, die AOMs verwenden, und ist hierdurch in seiner Gesamtheit durch Bezugnahme aufgenommen. Ein Beispiel eines AOM ist eine akustooptische Bragg-Zelle (z. B. ein uniaxialer doppelbrechender Kristall) mit einem angebrachten elektroakustischen Wandler. Der elektroakustische Wandler wandelt das elektrische Signal in Schallwellen um, die der Wandler durch den doppelbrechenden Kristall absetzt. Bei einem Ausführungsbeispiel kann der doppelbrechende Kristall derart ausgerichtet sein, daß Schallwellen sich entlang der optischen Achse des Kristalls ausbreiten. Die Schallwellen, die in dem Material erzeugt werden, erzeugen Brechungsindexvariationen in dem Material, was zu einem dreidimensionalen Beugungsgitter führt, das als Bragg-Gitter bekannt ist. Dieses Gitter beugt einen Strahl, der durch den Modulator läuft, in eine Vielzahl von Beugungsordnungen.

[0079] Um so viel Strahlung wie möglich in einer gebeugten Ordnung zu konzentrieren, sollte die Bedingung von Bragg für diese bestimmte Ordnung erfüllt sein. In dem Fall eines Maximierens einer gebeugten Leistung in die erste Ordnung z. B. sollte die Bedingung $\sin\theta_d = \lambda f_a / (2V_a)$ erfüllt sein, wobei θ_d der Winkel ist, den der Eingangsstrahl mit den Bragg-Gitterlinien bildet, f_a die akustische Frequenz ist, λ die optische Wellenlänge des Eingangsstrahls ist und V_a die akustische Geschwindigkeit ist. Als ein Ergebnis der Bragg-Beugung wird die optische Ausgangswelle aus dem doppelbrechenden Kristall nicht nur einer Beugung, sondern auch einer Frequenzverschiebung unterzogen. Nur die ungebeugte Ordnung breitet sich durch den Kristall ohne Veränderung von Ausbreitungswinkel und optischer Frequenz aus; alle weiteren gebeugten Ordnungen werden einer Veränderung des Ausbreitungswinkels sowie einer Verschiebung der optischen Frequenz abhängig von mehreren Parametern unterzogen, wie z. B. der gebeugten Ordnung, der Ausbreitungsrichtung der Schallwelle relativ zu der des Eingangsstrahls und der Treiberfrequenz. Der Text „Acousto-Optic Devices: Principles, Design, and Applications“ (Akustooptische Bauelemente: Prinzipien, Entwurf und Anwendungen), Jieping Xu & Robert Stroud, John Wiley & Sons Inc., 1992, beschreibt die Funktionsweise von AOMs detaillierter.

[0080] Die Fig. 14A bis 14C stellen einige alternative Ausführungsbeispiele für Heterodyn-Strahlquellen unter Verwendung eines oder mehrerer AOMs dar.

[0081] Fig. 14A stellt eine Strahlquelle **12I** dar, die einen Zeeman-Laser **640** und ein Paar von AOMs **642** und **652** verwendet. Ein Polarisierungsstrahlteiler **648** richtet eine erste (z. B. vertikale lineare) Polarisierungskomponente und eine zweite (z. B. horizontale lineare) Polarisierungskomponente in zwei separate Wege. Der Eingangsstrahl kann dann in die Kristalle der AOMs **642** und **652** in dem Bragg-Winkel für die erste gebeugte Ordnung eintreten. Ein Oszillator **654** mit einem Verstärker **656** treibt den AOM **652**, um eine sich bewegende Schallwelle zu erzeugen, die die Frequenz der gebeugten zweiten Polarisierungskomponente verschiebt. Bei diesem Ausführungsbeispiel erhöhen sowohl der AOM **642** als auch der AOM **652** die Frequenzen der ersten und der zweiten Polarisierungskomponente, so daß eine hinzugefügte Frequenzdifferenz zwischen den Polarisierungskomponenten gleich der Differenz der Treiberfrequenzen zu dem AOM **642** bzw. AOM **652** ist, die als ungleich Null ausgewählt ist. Diese Konfiguration ermöglicht eine Erzeugung von Polarisierungskomponenten, die eine Frequenzdifferenz aufweisen, die wesentlich kleiner als jede Treiberfrequenz zu dem AOM **642** oder **652** ist.

[0082] Da eine Ausbreitungsrichtung des gebeugten Strahls sich von der des Eingangsstrahls im allgemeinen unterscheidet, werden Ausrichtungsoptiken **643** und **653** verwendet, um den Ausbreitungswinkel der separaten Polarisierungskomponenten einzustellen, die aus den jeweiligen AOMs **642** und **652** ausgegeben werden, so daß sich dieselben entlang der erforderlichen Wege zum Eintreten in den Strahlkombinierer **650** bewegen. Der Strahlkombinierer **650** rekombiniert die Polarisierungskomponenten in einen kollinearen Strahl, der zur Übertragung auf einer einzelnen Faser **16** in einem Polarisierungsüberwachungssystem geeignet ist, das den PSM **14**, den Strahlüberwacher **70** und die Steuerung **43** umfaßt.

[0083] Fig. 14B zeigt eine weitere Konfiguration, die in der Lage ist, einen Strahl mit Polarisierungskomponenten zu erzeugen, die eine Frequenzdifferenz aufweisen, die wesentlich kleiner als jede Treiberfrequenz zu dem AOM ist. In Fig. 14B umfaßt eine Strahlquelle **12J** einen Polarisierungsstrahlteiler **658** und einen Strahlkombinierer **660**, die unter Verwendung eines doppelbrechenden Materials implementiert sind. Jedes Element **658** oder **660** kann ein doppelbrechendes System, wie z. B. ein Wollaston-Prisma, ein Fresnel-Prisma, ein Ko-

ester-Prisma oder ein Rochon-Prisma, sein. Derartige doppelbrechende Systeme können separate optische Elemente sein oder in das Material der AOMs **642** oder **652** integriert sein. Alternativ können statt eines doppelbrechenden Elements weitere Systeme, wie z. B. ein Beugungsgitter oder ein Phasengitter, zum Strahlteilen und/oder -kombinieren verwendet werden.

[0084] Polarisierungsoptiken **662** können unmittelbar nach dem Zeeman-Teilungslaser **640**, falls dies nötig ist, enthalten sein, so daß Licht, das auf den PBS **658** einfällt, linear mit 45° zu der Polarisierungsachse des PBS **658** polarisiert wird. Als ein Ergebnis tragen die beiden Polarisierungskomponenten, die aus dem PBS **658** austreten, ähnliche optische Leistungen, was im allgemeinen für Heterodyn-Interferometer-Anwendungen bevorzugt wird, und weisen Polarisierungsrichtungen **643** bzw. **653** auf, wie in **Fig. 14B** gezeigt ist. Die Polarisierungsoptiken **662** können auch ausgewählt sein, um einen willkürlichen anderen Polarisierungszustand als die lineare Polarisierung bei 45° zu erzeugen, wenn unterschiedliche optische Leistungen für die beiden Strahlen erwünscht werden. Die getrennten Strahlkomponenten von dem PBS **658** durchlaufen jeweilige AOMs **642** und **652**, die jeweilige optische Achsen **641** und **651** aufweisen. Der PBS **658** ist derart entworfen, daß die beiden Ausgangsstrahlen jeden der AOMs **642** bzw. **652** bei dem Bragg-Winkel der erwünschten gebeugten Ordnung betreten.

[0085] Die AOMs **642** und **652** bewirken Frequenzverschiebungen in den jeweiligen durchlaufenden Strahlen. Die entgegengesetzten Treiberrichtungen zu dem AOM **642** und **652** in **Fig. 14B** führen zu der Erzeugung eines Strahls mit zwei Polarisierungskomponenten, deren Frequenzdifferenz durch die Frequenzdifferenz der beiden Treiberfrequenzen gegeben ist. Alternativ kann die Frequenzdifferenz zwischen den beiden Polarisierungen gleich der Summe der Treiberfrequenzen gemacht werden, wenn die Treiberrichtungen die gleichen für den AOM **642** und AOM **652** sind; diese Konfiguration ist im allgemeinen jedoch für Heterodyn-Interferometer weniger nützlich.

[0086] **Fig. 14C** stellt eine weitere Strahlquelle **12K** dar, bei der ein Strahlteiler **658** die Polarisierungskomponenten trennt, beide Polarisierungskomponenten jedoch sequentiell durch AOMs **664** und **666** richtet, die jeweilige optische Achsen **663** und **665** aufweisen. Die getrennten Polarisierungskomponenten bewegen sich in entgegengesetzten Richtungen durch den AOM **664**. Folglich ist das Vorzeichen der Frequenzverschiebung, die der AOM **664** einführt, für die beiden Polarisierungskomponenten entgegengesetzt. Eine Beugung der getrennten Polarisierungskomponenten in dem AOM **664** richtet die Polarisierungskomponenten in den AOM **666**, der wieder entgegengesetzte Frequenzverschiebungen einführt, bevor der Strahlkombinierer **660** die Polarisierungskomponenten in einen kollinearen Strahl rekombiniert. Ein System, das eine Serie von drei oder mehr AOMs umfaßt, kann ähnlich aufgebaut sein. Der resultierende Ausgangsstrahl aus der Strahlquelle **12K** enthält einen Strahl mit zwei Polarisierungskomponenten, deren Frequenzen sich um zweimal die Differenz zwischen den Treiberfrequenzen unterscheiden, die an den AOM **664** bzw. AOM **666** angelegt werden. Als ein Ergebnis kann ein Strahl mit zwei orthogonal polarisierten Komponenten, die eine Frequenzdifferenz aufweisen, die wesentlich kleiner als die doppelte akustische Frequenz ist, erzeugt werden.

[0087] Bei einem weiteren Ausführungsbeispiel der Strahlquelle **12K** kann der Laser **640** ein Zeeman-Teilungslaser sein. Polarisierungsoptiken **641**, die dem Laser unmittelbar folgen, wandeln die links- und die rechtszirkuläre Polarisierung aus dem Zeeman-Teilungslaser **640** in zwei Ausgangsstrahlen mit orthogonalen linearen Polarisierungen um, die eine Polarisierungsrichtung aufweisen, die mit der Polarisierungsachse des Polarisierungsstrahlteilers **658** ausgerichtet ist. Als ein Ergebnis teilt der PBS **658** die beiden Strahlen, jeder mit einer unterschiedlichen Frequenz, in zwei orthogonal polarisierte Strahlen, die sich durch die AOMs **664** bzw. **666** ausbreiten. Bei diesem Ausführungsbeispiel werden die beiden AOMs verwendet, um die Frequenzteilung zwischen den beiden orthogonalen Komponenten zu erhöhen, die eine anfängliche Frequenzdifferenz ungleich Null aufweisen, wenn sie aus dem Zeeman-Teilungslaser **640** austreten. Der Polarisierungsstrahlteiler **660** rekombiniert dann die beiden Strahlen, um einen einzelnen Ausgangsstrahl mit zwei orthogonalen linearen Polarisierungen und einer erhöhten Frequenzteilung zu bilden.

[0088] **Fig. 15** stellt eine Strahlquelle **12L** dar, die eine Quelle **670** eines monochromatischen Strahls und eine akustooptische Bragg-Zelle **672** umfaßt, die eine alternative Technik zum Erzeugen eines Heterodyn-Strahls verwendet. In der Strahlquelle **12L** weist der einzelne Lichtstrahl **671**, der auf die akustooptische Bragg-Zelle **672** auftrifft, vorzugsweise eine lineare Polarisierung auf, die mit 45° zu der Ebene der Figur ausgerichtet ist. Ein verstärkter Oszillator **674** treibt die Bragg-Zelle **672**, um sich bewegende Schallwellen zweier Frequenzen f_a und f_b zu erzeugen. Die akustooptische Bragg-Zelle **672** beugt den Lichtstrahl von der Lichtquelle **670**, was zu einem Lichtstrahl **682** führt, der der sich bewegenden Schallwelle der Frequenz f_a zugeordnet ist, sowie einem Lichtstrahl **684**, der der sich bewegenden Schallwelle der Frequenz f_b zugeordnet ist. Die Lichtstrahlen **682** und **684**, die im allgemeinen die gleiche Polarisierung wie der Eingangsstrahl **671** aufweisen, unterschei-

den sich frequenzmäßig um etwa die Frequenzdifferenz $|f_a - f_b|$ und divergieren mit einem kleinen Winkel, der der Trennung zwischen den Beugungsmaxima entspricht. Die elektrische Ausgabe des Leistungsverstärkers **674** kann so eingestellt werden, daß die Strahlen **684** und **682** in etwa die gleiche optische Leistung tragen. Die Quelle **670**, die akustooptische Bragg-Zelle **672** und der Oszillator **674** können so eine Quelle **680** eines divergenten Heterodyn-Strahls bilden.

[0089] Ein weiteres optisches System **676** wandelt die beiden Frequenzkomponenten, die die gleiche Polarisierung, jedoch unterschiedliche Ausbreitungsrichtungen aufweisen, in zwei parallele Strahlen um, die orthogonale lineare Polarisierungen aufweisen. Bei einem exemplarischen Ausführungsbeispiel fallen die Strahlen **684** und **682** nach einem Austreten aus der Bragg-Zelle **672** auf ein doppelbrechendes Prisma **676** ein, das aus einem Kristall (z. B. Quarz) hergestellt ist, wobei die optische Achse parallel zu der Scheitelkante ist. Ein Scheitelwinkel α des doppelbrechenden Prismas **676** erfüllt Gleichung 1. In Gleichung 1 ist δ' die Winkeltrennung zwischen den Strahlen **684** und **682**, n_o und n_e sind der normale bzw. der außerordentliche Brechungsindex und θ ist der Austrittswinkel des Ausgangsstrahls **678** relativ zu der Normalen von der Ausgangsoberfläche des Prismas **676**. Das doppelbrechende Prisma **676** wirkt auf die Zwischenstrahlen **684** und **682**, um jeden in zwei orthogonal polarisierte Strahlen zu teilen, einen parallel und einen senkrecht zu der Ebene der Figur, um zwei Ausgangsstrahlen **682A** und **684A** und zwei Störstrahlen **682B** und **684B** zu erzeugen. Die Störstrahlen **682B** und **684B** weisen Ausbreitungsrichtungen auf, die sich von denen der Ausgangsstrahlen **682A** und **684A** unterscheiden, und können durch eine Öffnung **678** oder durch eine herkömmliche Stiftloch-Raumfilteranordnung eliminiert werden. Die Lichtquellen, die der Strahlquelle **12L** ähneln, sind in dem U.S.-Patent Nr. 4,684,828 näher beschrieben, das hierdurch in seiner Gesamtheit durch Bezugnahme aufgenommen ist.

$$\text{Gleichung 1:} \quad \delta' = \frac{\sin^{-1}\left[n_o \sin\left\{\alpha - \sin^{-1}\left(\frac{\sin \theta}{n_o}\right)\right\}\right]}{\sin^{-1}\left[n_e \sin\left\{\alpha - \sin^{-1}\left(\frac{\sin \theta}{n_e}\right)\right\}\right]}$$

[0090] Fig. 16A stellt eine Strahlquelle **12M** dar, die ein alternatives optisches System zum Umwandeln von Strahlen **682** und **684**, die die gleiche Polarisierung, jedoch unterschiedliche Frequenzen und unterschiedliche Ausbreitungsrichtungen aufweisen, in parallele Strahlen **692** und **694** dar. Bei diesem Ausführungsbeispiel fallen die Strahlen **682** und **684** auf eine Phasenverzögerungsplatte **686** ein, die üblicherweise aus einem doppelbrechenden Kristall hergestellt ist. Die Richtungen von Polarisierungen der einfallenden Strahlen **682** und **684** betragen im wesentlichen 45° zu der Ebene der Figur und die optische Achse **687** der Phasenverzögerungsplatte **686** befindet sich in einem Winkel β bezüglich einer Normalen zu der Eintrittsfläche der Phasenverzögerungsplatte **686**. Auf ein Eintreten in die Platte **686** hin teilt der Strahl **684** sich in interne Strahlkomponenten **684Y** und **684X**, wobei die internen Strahlkomponenten **684Y** und **684X** normal bzw. außerordentlich polarisiert sind. Ähnlich bildet der Strahl **682** interne Strahlkomponenten **682Y** und **682X**, wobei die internen Strahlkomponenten **682Y** und **682X** normal bzw. außerordentlich polarisiert sind. Da die Strahlkomponenten **684** und **682** in unterschiedlichen Winkeln relativ zu der optischen Achse **687** auf die Verzögerungsplatte auftreffen, breiten sich die außerordentlich polarisierten Strahlkomponenten **684X** und **682X** innerhalb der Verzögerungsplatte **686** mit Phasengeschwindigkeiten aus, die unterschiedlichen Brechungsindizes entsprechen.

[0091] Im allgemeinen zeigt Gleichung 2 den Brechungsindex für einen außerordentlich polarisierten Strahl an, der sich mit einem Winkel θ in bezug auf eine optische Achse eines doppelbrechenden Kristalls ausbreitet. In der Gleichung 2 sind n_o und n_e der normale und der außerordentliche Hauptbrechungsindex des doppelbrechenden Kristalls. Die unterschiedlichen Brechungsindizes für die Strahlkomponenten **682X** und **684X** können aus der Gleichung 2 bestimmt werden. Der Brechungsindex für die normal polarisierten Strahlkomponenten **682Y** und **684Y** beträgt n_o . Gemäß diesen Brechungsindizes sind die Ausrichtung der optischen Achse **687** und die Dicke der Verzögerungsplatte **686** derart ausgewählt, daß die Verzögerungsplatte **686** eine Phasenverschiebung von $p\pi$ Radian in dem Strahl **682X** relativ zu dem Strahl **682Y** und eine Phasenverschiebung von $(p + 1)\pi$ Radian in dem Strahl **684X** relativ zu dem Strahl **684Y** einführt, wobei p eine Ganzzahl ist. Üblicherweise ist der Winkel β auf einen Wert gesetzt, der im wesentlichen gleich 45° ist.

$$1/n^2 = \cos^2\theta/n_o^2 + \sin^2\theta/n_e^2$$

Gleichung 2

[0092] Die Strahlen **682X**, **682Y**, **684X** und **684Y** treten aus der Phasenverzögerungsplatte **686** als Strahlen **682A**, **682B**, **684A** bzw. **684B** aus. Als eine Folge der in die Strahlen **682X**, **682Y**, **684X** und **684Y** eingeführten Phasenverschiebungen ist die Polarisierung von Teilen der Strahlen **682A** und **682B**, die einander überlappen, im wesentlichen 45° zu der Ebene aus Fig. 16A und im wesentlichen orthogonal zu der Polarisierung von Teilen der Strahlen **684A** und **684B**, die einander überlappen, was im wesentlichen 135° zu der Ebene aus Fig. 16A ist. Die Richtungen einer Ausbreitung der Strahlen **682A** und **682B** sind parallel und die Richtungen

einer Ausbreitung der Strahlen **684A** und **684B** sind parallel, da die Eintritts- und Austrittsfläche der Verzögerungsplatte **686** im wesentlichen parallel sind.

[0093] Es gibt eine kleine seitliche Verschiebung S_b zwischen den Strahlen **682A** und **682B** und zwischen den Strahlen **684A** und **684B** in Fig. 16A, wobei die beiden seitlichen Verschiebungen im wesentlichen gleich sind. Die seitlichen Verschiebungen sind hauptsächlich eine Folge der Differenz in der Richtung der jeweiligen Energieflußvektoren und der Wellenfrontvektoren für die außerordentlich polarisierten Strahlen **682X** und **684X** in der Phasenverzögerungsplatte **686**. Die seitlichen Verschiebungen zwischen den Strahlen **682A** und **682B** und zwischen den Strahlen **684A** und **684B**, dargestellt in Fig. 16A, sind zu Zwecken einer klaren Darstellung der Wirkungen übertrieben. Üblicherweise ist die seitliche Verschiebung S_b wesentlich kleiner als die Punktgröße der Strahlkomponenten **682A**, **682B**, **684A** und **684B**.

[0094] Wieder Bezug nehmend auf Fig. 16A treten die Strahlen **682A**, **682B**, **684A** und **684B** in ein doppelbrechendes Prisma **688** ein, das vorzugsweise aus einem negativen uniaxialen Kristall hergestellt ist, wie z. B. LiNbO_3 oder KDP. Die optische Achse des doppelbrechenden Prismas **688** befindet sich in einem Winkel von 45° zu der Ebene aus Fig. 16A. Alternativ ist für ein doppelbrechendes Prisma **688**, das aus einem positiven uniaxialen Kristall hergestellt ist, z. B. Quarz oder TeO_2 , die optische Achse des doppelbrechenden Prismas **688** in einem Winkel von 135° zu der Ebene aus Fig. 16A ausgerichtet.

[0095] Auf ein Eintreten in das doppelbrechende Prisma **688** hin teilt sich jeder der Strahlen **682A**, **682B**, **684A** und **684B** in normal polarisierte Strahlen (mit etwa 135° polarisiert) und außerordentlich polarisierte Strahlen (mit etwa 45° polarisiert). Da die Strahlen **682A** und **682B** einander wesentlich überlappen und da die Verzögerungsplatte **686** eine Phasendifferenz zwischen diesen beiden Strahlen einführt, interferieren die normal polarisierten Strahlen von den Strahlen **682A** und **682B** destruktiv miteinander, wobei sich dieselben im wesentlichen aufheben. So sind die normal polarisierten Strahlen von **682A** und **682B** in Fig. 16A nicht gezeigt. Umgekehrt interferieren die außerordentlich polarisierten Strahlen von den Strahlen **682A** und **682B** konstruktiv miteinander und gehen aus dem Prisma **688** als Strahlen **682C** bzw. **682D** aus, die sich wesentlich überlappen und Polarisierungen von 45° aufweisen. Ähnlich interferieren die außerordentlich polarisierten Strahlen von den Strahlen **684A** und **684B** destruktiv miteinander, wobei sich dieselben im wesentlichen aufheben. So sind die außerordentlich polarisierten Strahlen von **684A** und **684B** in Fig. 16A nicht gezeigt. Die außerordentlich polarisierten Strahlen von den Strahlen **684A** und **684B** interferieren konstruktiv miteinander und gehen aus dem Prisma **688** als Strahlen **684C** bzw. **684D** aus, die sich wesentlich überlappen und Polarisierungen von -45° aufweisen.

[0096] Der Scheitelwinkel α_2 des doppelbrechenden Prismas **688** ist so ausgewählt, daß die Strahlen **682C** und **682D** das doppelbrechende Prisma **688** parallel zu den Strahlen **684C** und **684D** verlassen. Dies ist möglich, da die Strahlen **682C** und **682D** aus Strahlen hervorgehen, die sich als außerordentlich polarisierte Strahlen in dem Prisma **688** ausbreiten, und die Strahlen **684C** und **684D** aus Strahlen hervorgehen, die sich als normal polarisierte Strahlen in dem Prisma **688** ausbreiten. Als ein Ergebnis erzeugt das System, wenn die Strahlen **682** und **684** im wesentlichen gleiche Intensitäten aufweisen, ein Paar von Ausgangsstrahlen mit im wesentlichen gleicher Intensität, den Strahl **692** (aus der Überlagerung der Strahlen **682C** und **682D** gebildet) und den Strahl **694** (aus der Überlagerung der Strahlen **684C** und **684D** gebildet), die sich parallel zueinander ausbreiten und orthogonale Polarisierungen aufweisen (45° bzw. -45°). Es gibt eine kleine seitliche Verschiebung ungleich Null zwischen den Strahlen **682D** und **684D**, nämlich S_a . Üblicherweise ist diese Verschiebung kleiner als etwa $100 \mu\text{m}$. Die Strahlen **682C** und **682D** weisen das gleiche Frequenzprofil auf wie die erste Eingangsstrahlkomponente **682** und die Strahlen **684C** und **684D** weisen das gleiche Frequenzprofil auf wie die zweite Eingangsstrahlkomponente **684**, das sich von dem der Strahlen **682C** und **682D** unterscheidet, wenn z. B. die Strahlen **682** und **684** aus einem akustooptischen Modulator innerhalb der Lichtquelle **680** hervorgehen.

[0097] In einigen Fällen wie z. B. dann, wenn die seitliche Verschiebung S_b nicht vernachlässigbar ist, ist die destruktive Interferenz zwischen Teilen der Strahlen **682A** und **682B**, die sich als normal polarisierte Strahlen innerhalb des Prismas **688** ausbreiten, unvollständig. Ähnlich kann auch die destruktive Interferenz zwischen Teilen der Strahlen **684A** und **684B**, die sich als außerordentlich polarisierte Strahlen innerhalb des Prismas **688** ausbreiten, unvollständig sein. Selbst in diesen Fällen jedoch stellt das doppelbrechende Prisma **688** sicher, daß der Strahl **692** (der aus außerordentlich polarisierten Strahlen ausgeht) eine Polarisierung orthogonal zu der Polarisierung des Strahls **694** aufweist (der aus den normal polarisierten Strahlen hervorgeht). Teile der Strahlen **682A** und **682B**, die sich als normal polarisierte Strahlen innerhalb des Prismas **686** ausbreiten und sich aufgrund einer destruktiven Interferenz nicht vollständig aufheben, gehen als Störstrahlen aus, die von den Strahlen **692** und **694** weg divergieren. Ähnlich gehen Teile der Strahlen **684A** und **684B**, die sich als au-

ßerordentlich polarisierte Strahlen innerhalb des Prismas **688** ausbreiten und sich aufgrund einer destruktiven Interferenz nicht vollständig gegenseitig aufheben, als Störstrahlen aus, die ebenso von den Strahlen **692** und **694** weg divergieren. Aufgrund der Divergenz kann ein Raumfilter verwendet werden, um die Störstrahlen von den Ausgangsstrahlen **692** und **694** zu trennen.

[0098] Viele Variationen der in **Fig. 16A** gezeigten Vorrichtung sind möglich. Eine Halbwellenplatte oder Viertelwellenplatte kann z. B. zwischen dem Phasenverzögerer **686** und dem doppelbrechenden Prisma **688** derart plaziert sein, daß die Ausgangsstrahlen **694** und **692** bei dem oben erläuterten Ausführungsbeispiel linear und orthogonal in anderen Richtungen als 45° und -45° polarisiert sind. Die optische Achse des doppelbrechenden Prismas **688** ist dann in einem Winkel von 90° zu der Ebene aus **Fig. 16A** ausgerichtet, wenn das Prisma aus einem negativen uniaxialen Kristall hergestellt ist, oder 0° , wenn das Prisma aus einem positiven uniaxialen Kristall hergestellt ist. Bei einem weiteren Ausführungsbeispiel kann ein Wollaston-Prisma das doppelbrechende Prisma **688** ersetzen und im wesentlichen die gleiche Funktion durchführen.

[0099] Bei einem weiteren Ausführungsbeispiel für **Fig. 16A** kann ein zweites doppelbrechendes Prisma (nicht gezeigt) die seitliche Verschiebung zwischen den Strahlen **682D** und **684D** reduzieren oder im wesentlichen beseitigen. Insbesondere bewirkt das zweite doppelbrechende Prisma eine ausgleichende seitliche Verschiebung, die von dem Scheitelwinkel des zweiten doppelbrechenden Prismas abhängt, und der Scheitelwinkel des zweiten doppelbrechenden Prismas kann ausgewählt sein, um die ursprüngliche Verschiebung zu beseitigen.

[0100] **Fig. 16B** stellt eine weitere Variante des Ausführungsbeispiels aus **Fig. 16A** dar, die eine Strahlquelle **12R** verwendet, wie z. B. in dem U.S.-Patent Nr. 6,452,682 beschrieben ist. Die Strahlquelle **12R** umfaßt zwei Phasenverzögerungsplatten **754** und **758**, die üblicherweise aus dem gleichen doppelbrechenden Material hergestellt sind. Die optische Achse **755** der Phasenverzögerungsplatte **754** ist in einem Winkel in Bezug auf eine Normale zu der Eingangsfacette der Phasenverzögerungsplatte **754** ausgerichtet, orthogonal zu einer Normalen zu der Ebene aus **Fig. 16B**, und der Winkel zwischen der optischen Achse **755** der Phasenverzögerungsplatte **754** und der optischen Achse **759** der Phasenverzögerungsplatte **758** beträgt üblicherweise nominell 90° . In der Strahlquelle **12R** erzeugt ein Lasersystem **752** einen Eingangsstrahl **760**, der eine lineare Polarisierung von 45° relativ zu der optischen Achse einer Verzögerungsplatte **754** aufweist. Auf ein Ausbreiten durch die Verzögerungsplatte **754** hin teilt sich der Eingangsstrahl **760** in einen außerordentlich polarisierten Strahl **760a** und einen normal polarisierten Strahl **760b**. Die Verzögerungsplatte **754** führt dadurch eine seitliche Verschiebung oder Änderung zwischen den Strahlen **760a** und **760b** als ein Ergebnis der Differenz zwischen den Richtungen des Energieflußvektors und des Wellenfrontvektors für den außerordentlich polarisierten Strahl ein.

[0101] Die Strahlen **760a** und **760b** breiten sich dann durch eine akustooptische Bragg-Zelle **756** aus, die die Hälfte der Strahlen **760a** und **760b** in frequenzverschobene Strahlen **760a2** und **760b2** beugt. Die ungebeugten Hälften der Strahlen **760a** und **760b** gehen aus der Bragg-Zelle **756** als Strahlen **760a1** und **760b1** aus. Die Strahlen **760a1**, **760a2**, **760b1** und **760b2** gelangen in eine Verzögerungsplatte **758**. Die Dicke der Phasenverzögerungsplatte **758** ist ausgewählt, um exakt die seitliche Verschiebung auszugleichen, die durch die Phasenverzögerungsplatte **754** eingeführt wird. So überlappen die Strahlen **760a1** und **760b1** einander vollständig und bilden einen Strahl **760-1** und die Strahlen **760a2** und **760a2** und **760b2** überlappen einander vollständig und bilden einen Strahl **760-2**, der sich in Frequenz und Polarisierung von dem Strahl **760-1** unterscheidet.

[0102] Ein ähnliches Verfahren zum Ausgleichen einer seitlichen Verschiebung ist in **Fig. 16C** unter Verwendung einer weiteren Strahlquelle **12S** gezeigt, die in dem U.S.-Patent Nr. 6,452,682 beschrieben ist. Die Strahlquelle **12S** ähnelt der Strahlquelle **12R**, verwendet jedoch Prismen **762** und **764**, üblicherweise nicht doppelbrechend, anstelle der Verzögerungsplatte **754**. Die Prismen **762** und **764** wirken in der Ebene aus **Fig. 16C** vor der Bragg-Zelle **756** als Strahlerweiterer. Ähnlich wirken die Prismen **772** und **774** nach der Phasenverzögerungsplatte **758** als Strahlzusammenzieher in der Ebene aus **Fig. 16C**. Das Nettoergebnis ist eine Reduzierung der seitlichen Verschiebung S_b um einen Faktor, der in etwa gleich dem Reduzierungsfaktor der Strahlkontraktion ist, die durch die Prismen **772** und **774** erzeugt wird, wobei der Strahlexpansionsfaktor der Strahlkontraktion ist, die durch die Prismen **762** und **764** erzeugt wird, der Umkehrwert des Reduktionsfaktors der Strahlkontraktion ist, die durch die Prismen **772** und **774** erzeugt wird.

[0103] Das U.S.-Patent Nr. 6,452,682, das hierdurch in seiner Gesamtheit durch Bezugnahme aufgenommen ist, beschreibt Lichtquellen detaillierter, die ähnliche Techniken zur Erzeugung geeigneter Heterodyn-Strahlen verwenden.

[0104] Ein weiterer Typ von Strahlquelle, der einen AOM umfaßt, verwendet sowohl gebeugte als auch nicht gebeugte Strahlen. **Fig. 17A** z. B. stellt eine Strahlquelle **12N** dar, die einen Laser oder eine weitere Lichtquelle **702**, eine akustooptische Bragg-Zelle **704** und einen Oszillator **706** umfaßt. Die Strahlquelle **12N** wandelt einen linear-polarisierten Lasereingangsstrahl mit einzelner stabilisierter Frequenz von der Strahlquelle **702** in einen Ausgangsstrahl um, der zwei kollineare orthogonal-polarisierte Komponenten aufweist, die sich frequenzmäßig voneinander um die Frequenz eines frequenzstabilisierten elektrischen Signals von dem elektronischen Oszillator **706** unterscheiden. In Betrieb steuert der Oszillator **706** einen Leistungsverstärker, der einen piezoelektrischen Wandler treibt, der an der akustooptischen Bragg-Zelle **704** angebracht ist. Die Bragg-Zelle **704** ist vorzugsweise aus einem uniaxialen Kristall (z. B. Quarz) hergestellt, der eine optische Achse **705** aufweist, die einen Winkel zu der Ausbreitungsrichtung der Schallwelle **707** herstellt, die durch den piezoelektrischen Wandler erzeugt wird. Der Eingangsstrahl von dem Laser **702** gelangt in die Bragg-Zelle **704** und wird zu einem außerordentlich polarisierten Strahl **710**, der sich mit einem Winkel zu der optischen Achse **705** des Kristalls in der Bragg-Zelle **704** bewegt. Zusätzlich bewirkt die photoelastische Wechselwirkung der Schallwelle unter Bedingungen, die in dem U.S.-Patent Nr. 4,687,958 dargelegt sind, das hierdurch in seiner Gesamtheit durch Bezugnahme aufgenommen ist, eine Bragg-Beugung, die einen normal polarisierten Strahl **708** erzeugt, der eine verschobene Frequenz aufweist.

[0105] Die Strahlen **708** und **710** verlassen die akustooptische Bragg-Zelle **704** durch eine Kristallfläche, an der der piezoelektrische Wandler befestigt ist. Unter dieser Austrittsbedingung sind die Ausgangsstrahlen **708** und **710** im wesentlichen parallel und räumlich verschoben, üblicherweise um nur einen kleinen Bruchteil des Strahldurchmessers. Vorzugsweise ist die elektrische Ausgabe des Leistungsverstärkers so eingestellt, daß die Austrittsstrahlen **708** und **710** jeweils in etwa die gleiche Intensität aufweisen, was in etwa eine Hälfte von der des Eingangsstrahls ist. Folglich umfaßt der Ausgangsstrahl die beiden Komponenten **708** und **710**, die kollinear, orthogonal polarisiert und frequenzmäßig unterschiedlich sind.

[0106] **Fig. 17B** zeigt ein Beispiel einer Strahlquelle **120**, die eine akustooptische Bragg-Zelle **714** enthält. Die Bragg-Zelle **714** ist vorzugsweise aus einem uniaxialen Kristall hergestellt, der eine optische Achse in der Ebene aus **Fig. 17B** aufweist, was einen ersten Winkel zu der Ausbreitungsrichtung einer Schallwelle **714** herstellt, die durch den piezoelektrischen Wandler **718** erzeugt wird. Der Eingangsstrahl tritt in die Bragg-Zelle **714** ein und wird zu einem normal polarisierten Strahl, der von der Oberfläche **714** reflektiert wird, und wird zu einem normal polarisierten Strahl in einem zweiten Winkel zu der Ausbreitungsrichtung der Schallwelle **716**. Aufgrund der photoelastischen Wechselwirkung dieses Strahls mit der Schallwelle **716** erzeugt eine Bragg-Beugung einen außerordentlich polarisierten Strahl, wenn die Beziehungen der Gleichungen **3** und **4** erfüllt sind. In den Gleichungen **3** und **4** sind n_i und n_d die Brechungsindizes für den einfallenden bzw. gebeugten Strahl, λ_0 ist die optische Wellenlänge in Vakuum, v ist die akustische Geschwindigkeit und f_0 ist die Treiberfrequenz des Oszillators **706**. Die Winkel θ_i und θ_d sind die Winkel zwischen dem einfallenden bzw. dem gebeugten optischen Strahl und der Normalen zu dem akustischen K-Vektor. **Fig. 17C** stellt die positiven Winkel θ_i und θ_d dar.

$$\sin\theta_i = \lambda_0 / (2n_i v) \{ f_0 + v^2(n_i^2 - n_d^2) / (f_0 \lambda_0^2) \} \quad \text{Gleichung 3}$$

$$\sin\theta_d = \lambda_0 / (2n_d v) \{ f_0 - v^2(n_i^2 - n_d^2) / (f_0 \lambda_0^2) \} \quad \text{Gleichung 4}$$

[0107] Die Gleichung 2 oben definiert den Brechungsindex n für den außerordentlich polarisierten Strahl. Der außerordentlich polarisierte Strahl breitet sich in einem kleinen Winkel relativ zu dem normal polarisierten Strahl aus, weist eine Polarisierung orthogonal zu der des normal polarisierten Strahls auf und weist eine Frequenz auf, die durch die Beugung von der Schallwelle **716** verschoben ist. Eine Kristallfläche **714B** reflektiert die zwei orthogonal polarisierten Strahlen. Die jeweiligen Winkel von Einfall und Reflexion oder Brechung für die Strahlen an den Kristallflächen **714A** und **714B** können derart ausgewählt werden, daß Strahlen, die die akustooptische Bragg-Zelle **714** verlassen, parallel und räumlich um nur einen kleinen Bruchteil des Strahldurchmessers verschoben sind. Zu Darstellungszwecken übertreibt **Fig. 17B** diese Verschiebung. Verschiedene Modifizierungen an **Fig. 17B** können durchgeführt werden, um einen unterschiedlichen nominellen Winkel (z. B. 180° oder 360°) zwischen den Eingangsstrahlen und Ausgangsstrahlen von der Bragg-Zelle zu erzeugen. Es ist beabsichtigt, daß alle Kombinationen von Elementen und Schritten, die im wesentlichen die gleiche Funktion auf im wesentlichen die gleiche Art und Weise durchführen, um das gleiche Ergebnis zu erzielen, als Teil dieses Ausführungsbeispiels abgedeckt sind. Weitere Strahlwege und Winkel für die Scheitelflächen **714A** und **714B** der Bragg-Zelle **714** sind in den U.S.-Patenten Nr. 5,862,164 und 5,917,844, die hierdurch in ihrer Gesamtheit durch Bezugnahme aufgenommen sind, detaillierter beschrieben.

[0108] **Fig. 17D** stellt eine Strahlquelle **12P** dar, wie z. B. in dem U.S.-Patent Nr. 5,970,077 beschrieben ist, das hierdurch in seiner Gesamtheit durch Bezugnahme aufgenommen ist. In der Strahlquelle **12P** richtet ein

Laser oder eine weitere Lichtquelle **722** einen Eingangsstrahl in einen akustooptischen Kristallaufbau **840**. Die Polarisierungsebene eines Strahls aus dem Laser **722** kann unter Verwendung von Techniken um die Strahlachse gedreht werden, die für Fachleute auf diesem Gebiet bekannt sind, z. B. Phasenverzögerungsplatten, um einen Strahl zu bilden, der Eingangsstrahlkomponenten **818** und **819** umfaßt, die orthogonale lineare Polarisierungen aufweisen. Der Eingangsstrahl **818** ist linear polarisiert, senkrecht zu der Ebene aus **Fig. 17D**, und der Eingangsstrahl **819** ist linear in der Ebene aus **Fig. 17D** polarisiert. Beide Strahlen **818** und **819** weisen die gleiche Frequenz f_L auf. Die relativen Intensitäten der Strahlen **818** und **819** können durch eine Steuerung des Drehungsgrads, der an die Polarisierung des Strahls aus dem Laser **722** angelegt wird, eingestellt werden.

[0109] Ein elektrischer Oszillator **841** liefert vorzugsweise ein frequenzstabilisiertes elektrische Signal **842** mit einer Frequenz f_0 an einen herkömmlichen Leistungsverstärker **843**. Ein elektrisches Ausgangssignal **844** des Leistungsverstärkers **843** treibt vorzugsweise einen herkömmlichen piezoelektrischen Wandler **846**, der an einem Kristall **847** angebracht ist, der verwendet wird, um einen akustischen Strahl, vorzugsweise von dem Scherwellentyp, zu erzeugen. Herkömmliche Techniken, die Fachleuten auf dem Gebiet der akustooptischen Modulation bekannt sind, werden verwendet, um in einer bevorzugten Verteilung den akustischen Strahl, der zu den Wänden des akustooptischen Kristalls **847** hindurch gelangt, zu Zwecken eines wesentlichen Reduzierens von Temperaturgefällen in dem akustooptischen Kristall **847** zu absorbieren. Insbesondere kann ein Absorbierer **848** den akustischen Strahl an den Wänden des akustooptischen Kristalls **847** absorbieren. Die Verteilung des Absorbierers **848** auf der Oberfläche oder der Oberflächen des akustooptischen Kristalls **847** kann entworfen sein, um es zu erlauben, daß der Absorbierer **848** die Verteilung einer Energiedissipation des akustischen Strahls an den Wänden des akustooptischen Kristalls **847** zu einer bevorzugten Absorptionsverteilung des akustischen Strahls entsprechend macht.

[0110] Der gegenwärtig bevorzugte akustooptische Kristall **847** ist aus einem uniaxialen Kristall hergestellt, der eine optische Achse **850** aufweist, die sich in der Ebene aus **Fig. 17D** befindet und einen Winkel Φ zu der Ausbreitungsrichtung der Schallwelle **852** herstellt, die durch den piezoelektrischen Wandler **846** erzeugt wird. **Fig. 17D** stellt eine Konfiguration dar, wenn der akustooptische Kristall **847** einen negativen uniaxialen Kristall enthält.

[0111] Der Eingangsstrahl **818** tritt vorzugsweise in den akustooptischen Kristall **847** an einer Oberfläche **854** mit einem Einfallswinkel Φ_1 (wie in **Fig. 17E** gezeigt ist) ein und wird zu einem normal polarisierten Strahl **820**. Der Strahl wird **820** von einer Oberfläche **855** reflektiert und wird zu einem normal polarisierten Strahl **822**. Der Strahl **822** wird von einer Oberfläche **856** reflektiert und wird zu einem normal polarisierten einfallenden Strahl **824A**. Eine Bragg-Beugung mit kleinem Winkel, die aus der photoelastischen Wechselwirkung des einfallenden Strahls **824A** mit der Schallwelle **852** resultiert, erzeugt einen außerordentlich polarisierten Strahl, einen gebeugten Strahl **824B**, wenn die Gleichungen 3 und 4 oben erfüllt sind. Wieder sind die Definitionen von Winkeln in **Fig. 17C** dargestellt und Gleichung 2 gibt den Brechungsindex n für einen außerordentlich polarisierten Strahl in einem doppelbrechenden Kristall an.

[0112] Der gebeugte Strahl **824B** breitet sich mit einem kleinen Winkel zu dem des nicht gebeugten einfallenden Strahls **824A** aus, wobei die Polarisierung des gebeugten Strahls **824B** orthogonal zu der des einfallenden Strahls **824A** ist. Zusätzlich beträgt die Frequenz des Strahls **824B** $f_L - f_0$, während die Frequenz des Strahls **824A** f_L beträgt. Die Strahlen **824A** und **824B** werden von einer Kristallfläche **857** reflektiert und werden zu Strahlen **826A** bzw. **826B**. Die Strahlen **826A** und **826B** werden von der Kristallfläche **858** als Strahlen **828A** bzw. **828B** reflektiert und die Strahlen **828A** und **828B** verlassen den akustooptischen Kristall **847** an einer Kristallfläche **859** als Strahlen **830A** bzw. **830B**.

[0113] Der Eingangsstrahl **819** tritt vorzugsweise in den akustooptischen Kristall **847** an der Oberfläche **854** mit einem Einfallswinkel Φ_1 ein und wird zu einem außerordentlich polarisierten Strahl **821**. Der Strahl **821** wird von der Oberfläche **855** reflektiert und wird zu einem außerordentlich polarisierten Strahl **823**. Der Strahl **823** wird von der Oberfläche **856** reflektiert und wird zu einem außerordentlich polarisierten einfallenden Strahl **825A**. Aufgrund der photoelastischen Wechselwirkung des einfallenden Strahls **825A** mit der Schallwelle **852** wird ein normal polarisierter gebeugter Strahl **825B** durch eine Bragg-Beugung mit kleinem Winkel erzeugt, wenn die Beziehungen, die durch die Gleichungen 3 und 4 gegeben sind, erfüllt sind.

[0114] Der gebeugte Strahl **825B** breitet sich mit einem kleinen Winkel zu dem des nicht gebeugten einfallenden Strahls **825A** aus, wobei die Polarisierung des gebeugten Strahls **825B** orthogonal zu der des einfallenden Strahls **825A** ist. Zusätzlich beträgt die Frequenz des Strahls **825B** $f_L + f_0$, während die Frequenz des Strahls **825A** f_L beträgt. Die Strahlen **825A** und **825B** werden von der Kristallfläche **857** als Strahlen **827A** bzw. **827B** reflektiert. Die Strahlen **827A** und **827B** werden von der Kristallfläche **858** als Strahlen **829A** bzw. **829B** reflek-

tiert und die Strahlen **829A** und **829B** verlassen den akustooptischen Kristall **847** an der Fläche **859** als Strahlen **831A** bzw. **831B**.

[0115] Die jeweiligen Winkel von Einfall und Brechung für die Strahlen **818**, **819**, **820** und **821** an der Oberfläche **854**, die jeweiligen Winkel von Einfall und Reflexion für die Strahlen **820**, **821**, **822** und **823** an der Oberfläche **855** und die jeweiligen Winkel von Einfall und Reflexion für die Strahlen **822**, **823**, **824A** und **825A** an der Oberfläche **856** sind derart ausgewählt, daß der Winkel einer Abweichung zwischen den Strahlen **824B** und **825B** $\varepsilon - \delta$ ist, wobei ε ein kleiner Winkel, vorzugsweise $0 \leq \varepsilon \leq \delta$ ist, wobei der Winkel einer Abweichung zwischen den Strahlen **824A** und **824B** δ ist, der Winkel einer Abweichung zwischen den Strahlen **825A** und **825B** $-\delta$ und der Winkel einer Abweichung zwischen den Strahlen **824A** und **825A** $\delta + \varepsilon$ ist, wobei δ durch Gleichung 5 spezifiziert ist. In der Gleichung 5 ist Λ die Wellenlänge des akustischen Strahls in dem akustooptischen Kristall **847**.

$$\sin \delta = \lambda_0 / (n_i \Lambda) \cos \theta_d = \lambda_0 / (n_d \Lambda) \cos \theta_i \quad \text{Gleichung 5}$$

[0116] Die obige Bedingung in Bezug auf relative Richtungen einer Ausbreitung der Strahlen **824A**, **824B**, **825A** und **825B** kann durch ein Wählen der Scheitelwinkel α_1 und α_2 , wie in Fig. 17E dargestellt ist, um Gleichung 6 zu erfüllen, erhalten werden. In der Gleichung 6 sind $n'_{1e} = n_{2e}$ die Brechungsindizes für den Strahl **821** an den Oberflächen **854** bzw. **855**, $n'_{2e} = n_{3e}$ sind die Brechungsindizes für den Strahl **823** an den Oberflächen **855** bzw. **856** und n'_{3e} ist der Brechungsindex für den Strahl **825A** an der Oberfläche **856**.

$$\delta + \varepsilon = \{\alpha_2 - \alpha_1 + \sin^{-1}(\sin \Phi_1 / n_o)\} - \sin^{-1} \{ (n_{3e} / n'_{3e}) \sin \{ \alpha_2 - \sin^{-1} [(n_{2e} / n'_{2e}) \sin \{ \alpha_1 - \sin^{-1} \{ \sin \Phi_1 / n'_{1e} \}] \} \} \} \quad \text{Gleichung 6}$$

[0117] Die jeweiligen Winkel von Einfall und Reflexion für die Strahlen **824A**, **824B**, **825A**, **825B**, **826A**, **826B**, **827A** und **827B** an der Oberfläche **857**, die jeweiligen Winkel von Einfall und Reflexion für die Strahlen **826A**, **826B**, **827A**, **827B**, **828A**, **828B**, **829A** und **829B** an der Oberfläche **858** und die jeweiligen Winkel von Einfall und Brechung für die Strahlen **828A**, **828B**, **829A**, **829B**, **830A**, **830B**, **831A** und **831B** an der Oberfläche **859** sind derart ausgewählt, daß die Strahlen **830B** und **831B** vorzugsweise parallel sind. Die Strahlen **830B** und **831B** sind vorzugsweise räumlich um eine winzige Menge verschoben, d. h. einen kleinen Bruchteil der Strahldurchmesser, wobei dieselben dann im wesentlichen von gleichem Umfang sind. Die Bedingungen in bezug auf die relativen Richtungen einer Ausbreitung der Strahlen **831B** und **830B** werden durch ein Auswählen der Scheitelwinkel, die Gleichung 7 erfüllen, erhalten. In der Gleichung 7 sind α_3 und α_4 die Winkel, die in Fig. 17E gezeigt sind, $n'_{4e} = n_{5e}$ sind die Brechungsindizes für den Strahl **828B** an den Oberflächen **859** bzw. **858**, $n'_{5e} = n_{6e}$ sind die Brechungsindizes für den Strahl **826B** an den Oberflächen **858** bzw. **857** und n'_{6e} ist der Brechungsindex für den Strahl **824B** an der Oberfläche **857**.

$$\delta + \varepsilon = \{\alpha_4 - \alpha_3 + \sin^{-1}(\sin \Phi_2 / n_o)\} - \sin^{-1} \{ (n_{6e} / n'_{6e}) \sin \{ \alpha_4 - \sin^{-1} [(n_{5e} / n'_{5e}) \sin \{ \alpha_3 - \sin^{-1} \{ \sin \Phi_2 / n'_{4e} \}] \} \} \} \quad \text{Gleichung 7}$$

[0118] Wenn es erwünscht wird, daß die Strahlen **830B** und **831B** nicht parallel sind, d. h. Φ_2 für den Strahl **830B** ist nicht gleich Φ_2 für den Strahl **831B**, können die Werte der Parameter der Gleichungen 5 und 6 so ausgewählt werden, daß die Strahlen **830B** und **831B** einen vorbestimmten Divergenz- oder Konvergenzwinkel zwischen sich aufweisen. Zusätzlich können, wenn es erwünscht wird, daß die Strahlen **818** und **819** nicht parallel sind, d. h. Φ_1 für den Strahl **818** ist nicht gleich Φ_2 für den Strahl **819**, die Werte der Parameter der Gleichungen 5 und 6 auch so ausgewählt werden, daß die Strahlen **818** und **819** einen vorbestimmten Divergenz- oder Konvergenzwinkel zwischen sich aufweisen.

[0119] Vorzugsweise ist die elektrische Ausgabe **844** des Leistungsverstärkers **834** so eingestellt, daß eine Intensität des Hauptausgangsstrahls **830B** relativ zu der Intensität des Eingangsstrahls **818** bei einem bestimmten ausgewählten nominellen Wert zwischen 0 % und 100 %, vorzugsweise 100 %, liegt. Das Verhältnis der Intensität des Hauptausgangsstrahls **831B** zu der Intensität des Strahls **819** ist im wesentlichen das gleiche wie das Verhältnis der Intensität des Strahls **830B** zu der Intensität des Strahls **818**. Ferner sind die Strahlen **830B** und **831B** orthogonal polarisiert und im wesentlichen von gleichem Umfang. Die Frequenzen der Hauptausgangsstrahlen **831B** bzw. **830B** unterscheiden sich um $2f_0$ und unterscheiden sich von der Frequenz des Strahls **1016** um $\pm f_0$.

[0120] Sekundäre Störausgangsstrahlen **830A** und **831A** sind orthogonal polarisierte Strahlen mit den gleichen Frequenzen wie der Frequenz des Strahls **816**. Die Richtungen einer Ausbreitung der sekundären Ausgangsstrahlen **830A** und **831A** weichen von der Richtung einer Ausbreitung der Hauptausgangsstrahlen **830B** und **831B** um in etwa $-n_o \varepsilon$ bzw. $n_o \varepsilon$ ab. Die Intensitäten der sekundären Ausgangsstrahlen **830A** und **831A** weisen vorzugsweise nominelle Werte von 0 % der Intensitäten der Hauptausgangsstrahlen **830B** bzw. **831B**

als eine Folge der Einstellung der elektrischen Ausgabe **844** des Leistungsverstärkers **843** auf, so daß eine Intensität von entweder dem Hauptausgangsstrahl **830B** relativ zu der Intensität des Eingangsstrahls **818** oder dem Hauptausgangsstrahl **831B** relativ zu der Intensität des Eingangsstrahls **819** vorzugsweise der nominelle Wert von 100 % ist.

[0121] Ein wichtiges Merkmal des in **Fig. 17D** gezeigten Ausführungsbeispiels ist ein intrinsisch niedriger Pegel einer Verunreinigung der Ausgangsstrahlen mit nicht verschobenen Frequenzkomponenten, die Richtungen einer Ausbreitung aufweisen, die im wesentlichen parallel zu der Richtung einer Ausbreitung der Hauptausgangsstrahlen **830B** und **831B** sind. Der niedrige Pegel einer Verunreinigung in dem System ist eine Folge eines Verwendens einer nicht normalen Bragg-Beugung, einer Bragg-Beugung in einem uniaxialen Kristall, anstatt einer normalen Bragg-Beugung und der Abwesenheit zusätzlicher optischer Elemente, wie z. B. derjenigen, die aus doppelbrechenden Kristallen hergestellt sind, die andernfalls in dem Weg der Ausgangsstrahlen erforderlich wären, um ein Paar Ausgangsstrahlen parallel zu machen. Die Ausrichtung der Polarisierungszustände der Hauptausgangsstrahlen bei Verwendung einer nicht normalen Bragg-Beugung wird durch eine Ebene und eine Normale zu der Ebene bestimmt, wobei die Ebene durch die optische Achse des akustooptischen Kristalls **847** und die Richtung einer Ausbreitung der einfallenden Strahlen **824A** und **825A** in dem akustooptischen Kristall **847** definiert ist. Bei einem normalen Bragg-Beugungsvorgang jedoch ist die Ausrichtung des Polarisierungszustands der gebeugten Komponente eines Ausgangsstrahls die gleiche wie bei dem Polarisierungszustand des Vorläufereinfallsstrahls. Dieses Merkmal eines normalen Bragg-Beugungsvorgangs führt im allgemeinen zu einer Anforderung nach einem zusätzlichen doppelbrechenden optischen Element, das der akustooptischen Vorrichtung folgt, und, falls dies erwünscht wird, die Komponenten eines Ausgangsstrahls parallel aufarbeitet. Ein zusätzliches doppelbrechendes optisches Element ist ein potentieller Erzeuger einer Ausgangsstrahlverunreinigung, wobei die Ausgangsstrahlverunreinigung aus einer Fehlausrichtung des zusätzlichen doppelbrechenden optischen Elements bezüglich der akustooptischen Vorrichtung herrührt.

[0122] Alternative Ausführungsbeispiele zu dem in **Fig. 17D** gezeigten System können doppelbrechende Prismen umfassen, die zur Veränderung der relativen Richtungen einer Ausbreitung orthogonal polarisierter Strahlen verwendet werden, wie z. B. in dem U.S.-Patent Nr. 5,970,077 verwendet wird. Die Prismen können unabhängige Komponenten sein oder können an der Bragg-Zelle oder weiteren optischen Komponenten angebracht sein. Raumfilter können ebenso an dem Ausgang plaziert sein, um eine Unterscheidung gegenüber Sekundärstrahlen zu unterstützen.

[0123] **Fig. 18** stellt eine Strahlquelle **12Q** dar, wie z. B. in dem U.S.-Patent Nr. 6,157,660 beschrieben ist, das hierdurch in seiner Gesamtheit durch Bezugnahme aufgenommen ist. Die Strahlquelle **12Q** umfaßt einen Laser oder eine weitere Lichtquelle **732**, die einen linear-polarisierten monochromatischen Strahl senkrecht zu der Ebene der Figur erzeugt. Dieser Strahl wird in einen akustooptischen Kristall **734** gerichtet. Bei diesem Ausführungsbeispiel ist der Kristall **734** aus einem optisch aktiven uniaxialen Kristall hergestellt, der eine optische Achse **746** in der Ebene aus **Fig. 18** aufweist, was einen Winkel zu einer Normalen zu der Richtung des Wellenfrontvektors $K^{(1)}$ der ersten Schallwelle herstellt, die durch einen piezoelektrischen Wandler **748** erzeugt wird. Die in **Fig. 18** gezeigte Darstellung ist für eine akustooptische Modulatorzelle, die einen sich links drehenden positiven uniaxialen Kristall aufweist, z. B. Paratellurit. Ein erster verstärkter Oszillator **736** treibt einen ersten piezoelektrischen Wandler, der an dem akustooptischen Kristall **734** angebracht ist, und ein zweiter verstärkter Oszillator **738** treibt einen zweiten piezoelektrischen Wandler, der an dem akustooptischen Kristall **734** angebracht ist. Die erste und die zweite Schallwelle sind vorzugsweise von dem Scherwellentyp. Die Absorption der akustischen Strahlen an den Wänden der akustooptischen Modulatorzelle **734** geschieht durch Absorbierer **734C** und **734D**.

[0124] Bezug nehmend auf **Fig. 18** erzeugt die Lichtstrahlquelle **732** einen Eingangsstrahl **731**, der in die akustooptische Modulatorzelle **734** gelangt und die akustooptische Vorrichtung als Ausgangsstrahlen **760** und **762** und die Serie sekundärer Ausgangsstrahlen verläßt. Die Ausgangsstrahlen **760** und **762** sind im wesentlichen linear polarisiert.

[0125] Eine Quelle eines ersten Teilsatzes der sekundären Ausgangsstrahlen sind die elliptisch polarisierten Eigenmodi für die Ausbreitung von Lichtstrahlen in der akustooptischen Modulatorzelle **734**, die einen optisch aktiven anisotropen Kristall aufweist. Die elliptische Polarisierung der Eigenmodi der akustooptischen Modulatorzelle **734** und die Grenzbedingungen, die durch das elektrische und das magnetische Feld von Lichtstrahlen erfüllt werden müssen, die an Grenzflächen optisch aktiver anisotroper Kristalle reflektiert und gebrochen werden, erzeugen den ersten Teilsatz der sekundären Ausgangsstrahlen. Diese sekundären Ausgangsstrahlen weisen im allgemeinen reduzierte Intensitäten in der Vorrichtung auf. Der erste Teilsatz der sekundären Strahlen weist Richtungen einer Ausbreitung auf, die sich von den Richtungen einer Ausbreitung der Ausgangs-

strahlen **760** und **762** hauptsächlich aufgrund der Eigenschaften der doppelbrechenden abgeschnittenen Prismen **740** und **742** unterscheiden.

[0126] Der Eingangsstrahl **731** gelangt in die akustooptische Modulatorzelle **736** und wird durch eine akustooptische Wechselwirkung mit einem ersten akustischen Strahl in der ersten Wechselwirkungsregion **734A** in einen Zwischenstrahl umgewandelt. Die Intensität des Zwischenstrahls ist vorzugsweise im wesentlichen die gleiche wie die Intensität des Eingangsstrahls **731**. Der Zwischenstrahl läuft nachfolgend durch einen zweiten akustischen Strahl in der zweiten Wechselwirkungsregion **734B**. Mittels einer akustooptischen Wechselwirkung des Zwischenstrahls mit dem zweiten akustischen Strahl wird ein Teil des Zwischenstrahls in einen Strahl umgewandelt, der die akustooptische Vorrichtung als einer der Ausgangsstrahlen **760** und **762** verläßt, wobei der verbleibende nicht umgewandelte Teil des Zwischenstrahls die akustooptische Vorrichtung als der andere der Ausgangsstrahlen **760** und **762** verläßt.

[0127] Eine unvollständige Umwandlung des Eingangsstrahls **732** in den Zwischenstrahl erzeugt einen zweiten Teilsatz der sekundären Ausgangsstrahlen. Der zweite Teilsatz der sekundären Strahlen weist reduzierte Intensität in der Vorrichtungen auf und weist Richtungen einer Ausbreitung auf, die sich von den Richtungen einer Ausbreitung der Ausgangsstrahlen **760** und **762** unterscheiden.

[0128] Die relativen seitliche Netto-Verschiebungen für die Strahlen **760** und **762** bezüglich einander, die Verschiebungen aufgrund unterschiedlicher Richtungen von Wellenfrontvektoren interner optischer Strahlen in der akustooptischen Vorrichtung aus **Fig. 18** und aufgrund von Abweichungen von Energieflußvektoren von entsprechenden Wellenfrontvektoren für optische Strahlen, die sich in einem doppelbrechenden Medium ausbreiten, werden zu einem hohen Pegel aufgrund des Entwurfs eines Ausgleichens der abgeschnittenen Prismen **740** und **742**, wie in **Fig. 18** gezeigt ist, ausgeglichen. Die optischen Achsen für die Prismen **740** und **742** sind orthogonal zu der Ebene aus **Fig. 18**. Die Prismen **740** und **742** können an dem akustooptischen Kristall, wie dies gezeigt ist, befestigt sein oder können als separate einzelne Komponenten verwendet werden.

Patentansprüche

1. Polarisierungssteuersystem mit folgenden Merkmalen:
einer Strahlquelle (**12**), die einen ersten Lichtstrahl mit einer ersten Polarisierung und einer ersten Frequenz und einen zweiten Lichtstrahl mit einer zweiten Polarisierung und einer zweiten Frequenz erzeugt;
einem Polarisierungszustandsmodulator (PSM) (**14**), der positioniert ist, um den ersten Strahl und den zweiten Strahl zu empfangen, wobei der Polarisierungszustandsmodulator (**14**) wirksam ist, um die Polarisierungen des ersten und des zweiten Strahls ansprechend auf ein Steuersignal zu verändern;
einer optischen Faser (**16**), die gekoppelt ist, um den ersten Strahl und den zweiten Strahl zu empfangen;
einem Detektorsystem (**70**), das einen Teil des ersten Strahls und einen Teil des zweiten Strahls empfängt, nachdem der erste und der zweite Strahl aus der optischen Faser (**16**) ausgetreten sind, wobei das Detektorsystem (**70**) ein Schwebungssignal ansprechend auf den ersten Strahl und den zweiten Strahl erzeugt; und
einer Steuerung (**43**), die das Schwebungssignal empfängt und das Steuersignal für den Polarisierungszustandsmodulator (**14**) erzeugt.
2. System gemäß Anspruch 1, bei dem die optische Faser (**16**) den ersten Strahl und den zweiten Strahl von dem Polarisierungszustandsmodulator empfängt.
3. System gemäß Anspruch 1, bei dem der Polarisierungszustandsmodulator (**14**) den ersten Strahl und den zweiten Strahl von der optischen Faser (**16**) empfängt.
4. System gemäß einem der Ansprüche 1 bis 3, bei dem das Detektorsystem (**70**) folgende Merkmale aufweist:
einen ersten Detektorweg (**34**), der den ersten und den zweiten Lichtstrahl nach einer Ausbreitung durch die optische Faser (**16**) empfängt, wobei der erste Detektorweg (**34**) das Schwebungssignal erzeugt;
einen zweiten Detektorweg (**48**), der den ersten und den zweiten Lichtstrahl nach einer Ausbreitung durch die optische Faser (**16**) empfängt, wobei der zweite Detektorweg (**48**) ein zweites Schwebungssignal ansprechend auf den ersten und den zweiten Lichtstrahl erzeugt;
einen dritten Detektorweg (**58**), der den ersten und den zweiten Lichtstrahl nach einer Ausbreitung durch die optische Faser (**16**) empfängt, wobei der dritte Detektorweg (**58**) ein drittes Schwebungssignal ansprechend auf den ersten und den zweiten Lichtstrahl erzeugt; und
einen Phasendetektor (**56**), der ein Phasensignal ansprechend auf das zweite und das dritte Schwebungssignal erzeugt, wobei die Steuerung (**43**) das Phasensignal verwendet, wenn sie das Steuersignal erzeugt.

5. System gemäß einem der Ansprüche 1 bis 4, bei dem die Strahlquelle einen Laser (**502**) aufweist.
6. System gemäß Anspruch 5, bei dem der Laser einen Zeeman-Teilungslaser aufweist.
7. System gemäß Anspruch 5 oder 6, das ferner eine doppelbrechende Platte zwischen dem Laser und dem Polarisierungszustandsmodulator (**14**) aufweist.
8. System gemäß einem der Ansprüche 5 bis 7, bei dem der Laser einen Resonanzhohlraum (**550**) aufweist, der ein doppelbrechendes Element (**560**) enthält, das derart positioniert ist, daß der Resonanzhohlraum (**550**) eine erste optische Weglänge für eine erste Polarisierung von Licht und eine zweite optische Weglänge für eine zweite Polarisierung von Licht aufweist.
9. System gemäß einem der Ansprüche 5 bis 8, bei dem der Laser einen Haupt-Laser (**622**) aufweist, der einen ersten Ausgangsstrahl erzeugt, wobei die Strahlquelle ferner folgende Merkmale aufweist: einen Neben-Laser (**624**), der einen zweiten Ausgangsstrahl erzeugt, der eine Frequenz aufweist, die ansprechend auf ein Steuersignal einstellbar ist; und ein Überwachensystem (**616**, **618**), das wirksam ist, um eine Frequenzdifferenz zwischen dem ersten Ausgangsstrahl und dem zweiten Ausgangsstrahl zu messen und das Steuersignal zu erzeugen, um den zweiten Ausgangsstrahl auf die Frequenz zu setzen, die eine erwünschte Frequenzdifferenz liefert.
10. System gemäß einem der Ansprüche 5 bis 9, bei dem die Strahlquelle ferner ein optisches Element (**632**) aufweist, das als eine sich drehende Halbwellenplatte wirkt, durch die ein Strahl auf dem Laser (**630**) läuft.
11. System gemäß Anspruch 10, bei dem das optische Element folgende Merkmale aufweist: einen elektrooptischen Kristall; ein erstes Treibersystem, das eine erste Wechselspannung über den elektrooptischen Kristall in einer ersten Richtung anlegt; und ein zweites Treibersystem, das eine zweite Wechselspannung über den elektrooptischen Kristall in einer zweiten Richtung anlegt.
12. System gemäß Anspruch 10 oder 11, bei dem die erste Polarisierung des ersten Strahls, wenn derselbe in den elektrooptischen Kristall eintritt, eine zirkulare Polarisierung ist und die zweite Polarisierung des zweiten Strahls, wenn derselbe in den elektrooptischen Kristall eintritt, eine zirkulare Polarisierung ist, die orthogonal zu der ersten Polarisierung ist.
13. System gemäß einem der Ansprüche 10 bis 12, bei dem der Laser ein Zeeman-Teilungslaser ist.
14. System gemäß einem der Ansprüche 5 bis 13, bei dem die Lichtquelle ferner folgende Merkmale aufweist: einen Polarisierungsstrahlteiler (**648**), der positioniert ist, um einen Strahl aus dem Laser in eine erste Polarisierungskomponente und eine zweite Polarisierungskomponente aufzuteilen; und einen ersten akustooptischen Modulator (**642**) in einem Weg der ersten Polarisierungskomponente.
15. System gemäß Anspruch 14, das ferner einen zweiten akustooptischen Modulator (**652**) in einem Weg der zweiten Polarisierungskomponente aufweist.
16. System gemäß Anspruch 14 oder 15, bei dem der Polarisierungsstrahlteiler aus einer Gruppe ausgewählt ist, die aus einem doppelbrechenden Element und einem Film besteht, der für eine der ersten und der zweiten Polarisierungskomponente reflektierend und für die andere der ersten und der zweiten Polarisierungskomponente durchlässig ist.
17. System gemäß einem der Ansprüche 14 bis 16, bei dem der Laser ein Zeeman-Teilungslaser ist.
18. System gemäß einem der Ansprüche 5 bis 17, bei dem die Strahlquelle ferner zumindest einen akustooptischen Kristall (**672**) in einem Weg eines Ausgangsstrahls aus dem Laser (**670**) aufweist, wobei zumindest einer des ersten Strahls und des zweiten Strahls Licht aufweist, das durch eine Schallwelle gebeugt wird, die den akustooptischen Kristall (**672**) durchläuft.
19. System gemäß Anspruch 18, bei dem einer des ersten Strahls und des zweiten Strahls Licht aufweist,

das durch die Schallwelle, die den akustooptischen Kristall durchläuft, nicht gebeugt wird.

20. System gemäß Anspruch 18 oder 19, bei dem die Schallwelle eine erste akustische Komponente und eine zweite akustische Komponente aufweist und eine Differenz zwischen der ersten Frequenz des ersten Strahls und der zweiten Frequenz des zweiten Strahls von einer Differenz zwischen einer Frequenz der ersten akustischen Komponente und einer Frequenz der zweiten akustischen Komponente abhängt.

21. System gemäß Anspruch 20, bei dem die erste akustische Komponente einen ersten Teil des akustooptischen Kristalls durchläuft und die zweite akustische Komponente einen zweiten Teil des akustooptischen Kristalls durchläuft, der von dem ersten Teil des akustooptischen Kristalls getrennt ist.

22. System gemäß einem der Ansprüche 18 bis 21, bei dem der akustooptische Kristall eine optische Achse aufweist, die in einem Winkel zu einer Richtung einer Ausbreitung der Schallwelle angeordnet ist.

23. System gemäß einem der Ansprüche 18 bis 22, bei dem die Schallwelle eine Wechselwirkungsregion in dem akustooptischen Kristall (**847**) durchläuft und der Ausgangsstrahl aus dem Laser (**722**) innerhalb des akustooptischen Kristalls (**847**) innen-reflektiert wird, was bewirkt, daß der Ausgangsstrahl eine Wechselwirkungsregion mehr als einmal durchläuft.

24. System gemäß einem der Ansprüche 18 bis 23, bei dem die Strahlquelle ferner folgende Merkmale aufweist:

ein erstes optisches System, das den Ausgangsstrahl aus dem Laser in eine erste Polarisierungskomponente und eine zweite Polarisierungskomponente aufteilt, die beide in den zumindest einen akustooptischen Kristall gerichtet werden; und

ein zweites optisches System, das wirkt, um Teile der ersten und der zweiten Polarisierungskomponente zu kombinieren, die durch die Schallwelle in dem zumindest einen akustooptischen Kristall gebeugt wurden, und um Teile der ersten und der zweiten Polarisierungskomponente zu kombinieren, die durch die Schallwelle in dem akustooptischen Kristall nicht gebeugt wurden.

25. System gemäß Anspruch 24, bei dem zumindest eines des ersten optischen Systems und des zweiten optischen Systems ein doppelbrechendes optisches Element aufweist.

Es folgen 14 Blatt Zeichnungen

Anhängende Zeichnungen

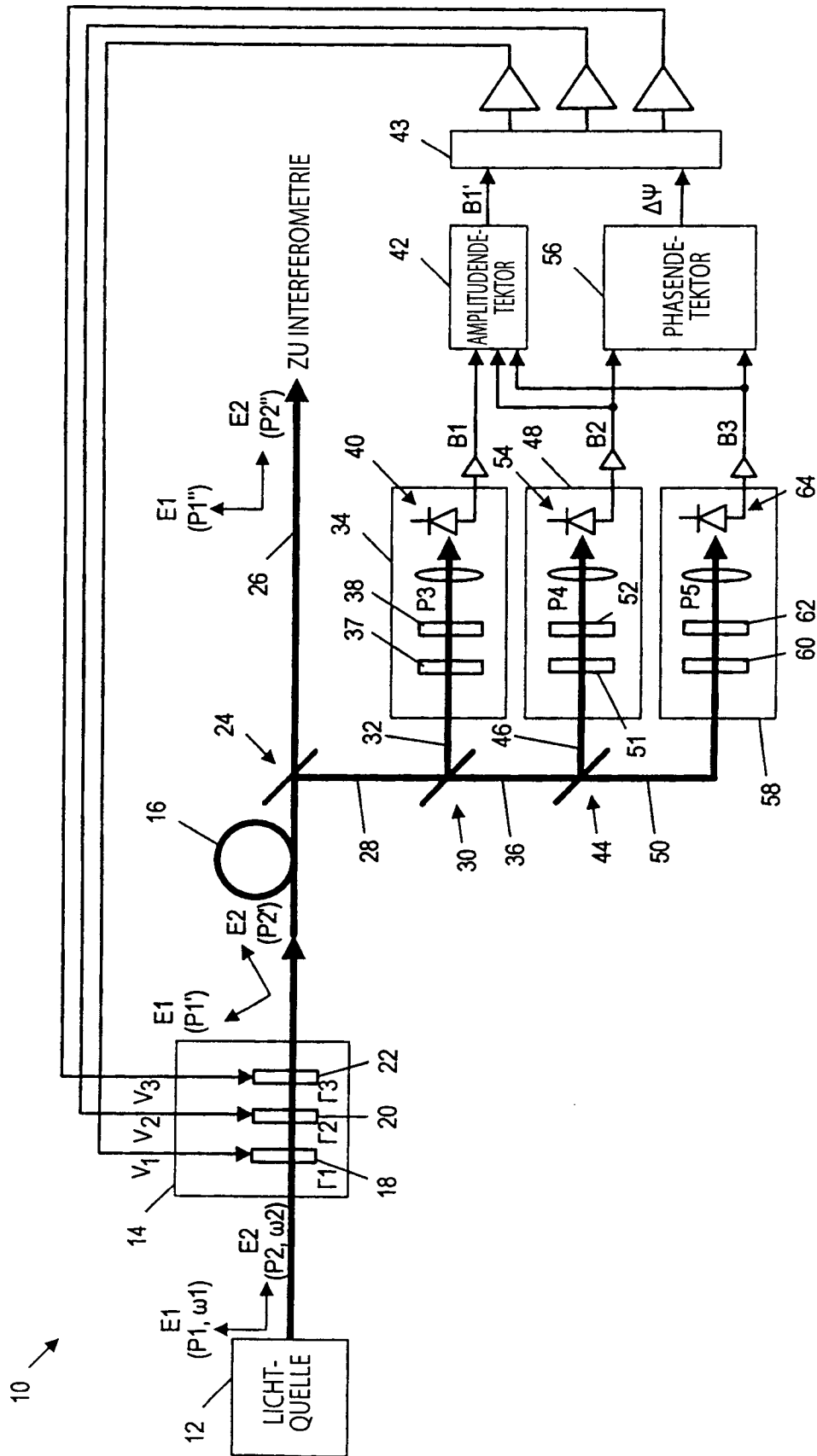


FIG. 1

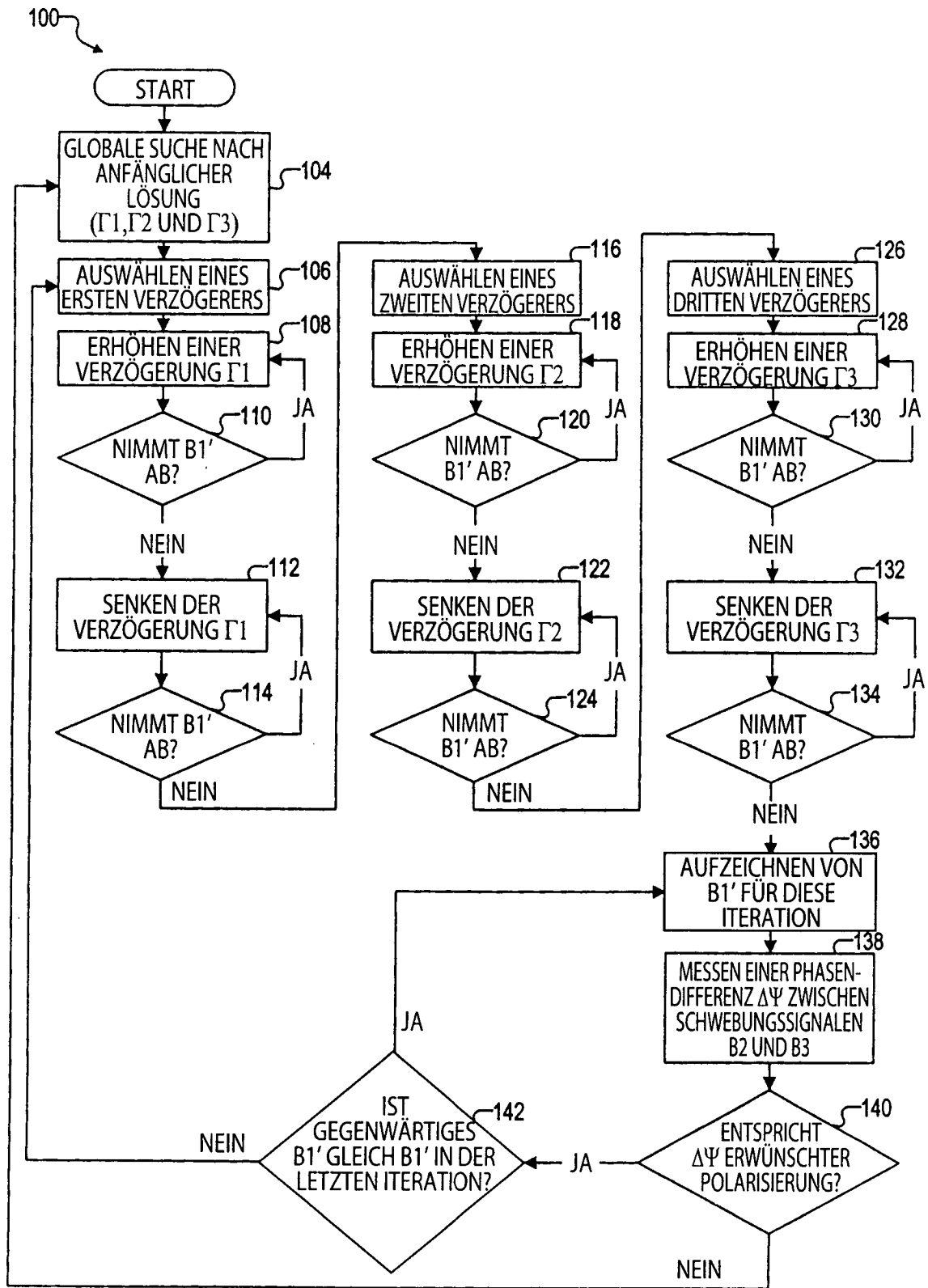


FIG. 2

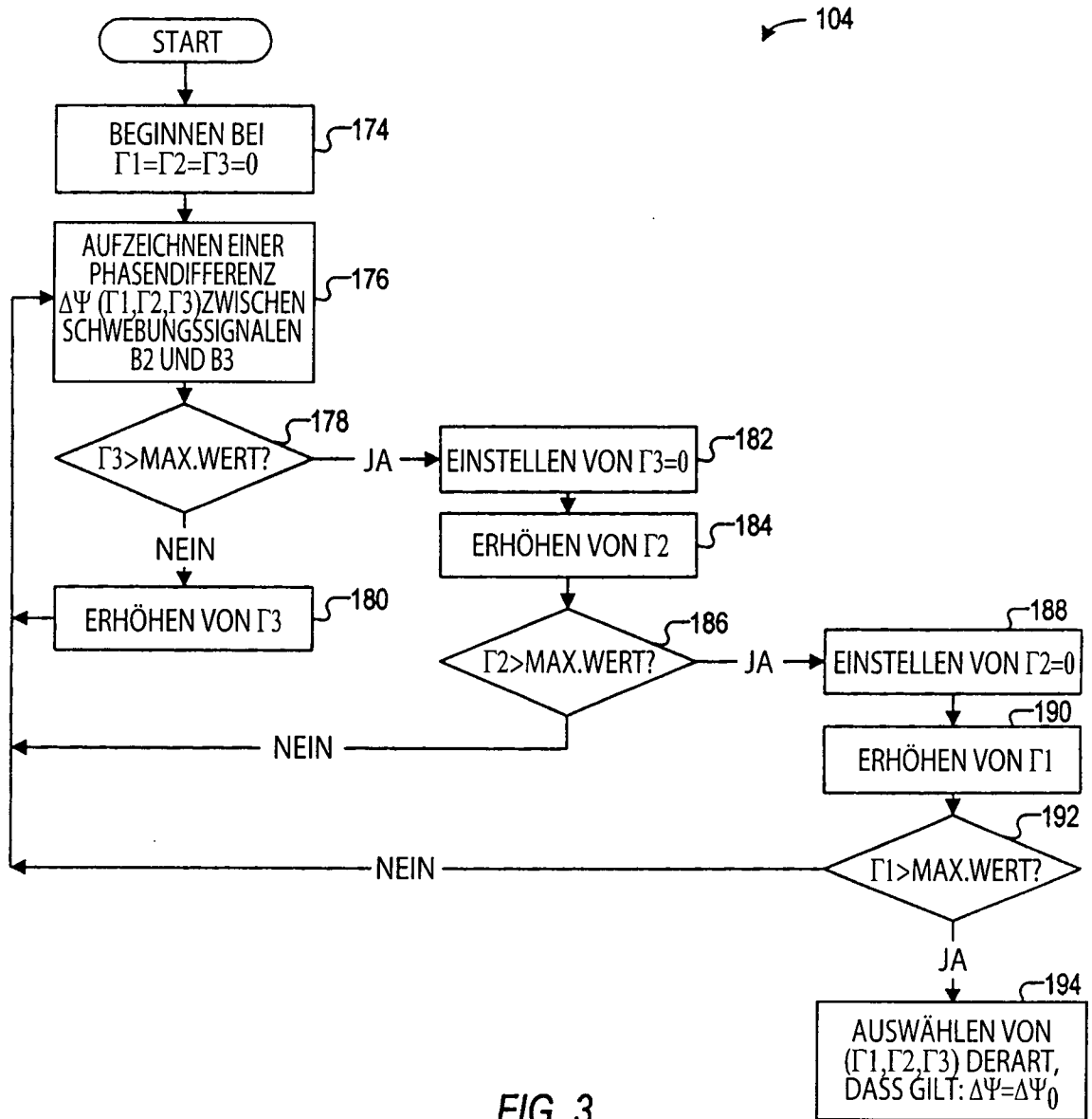


FIG. 3

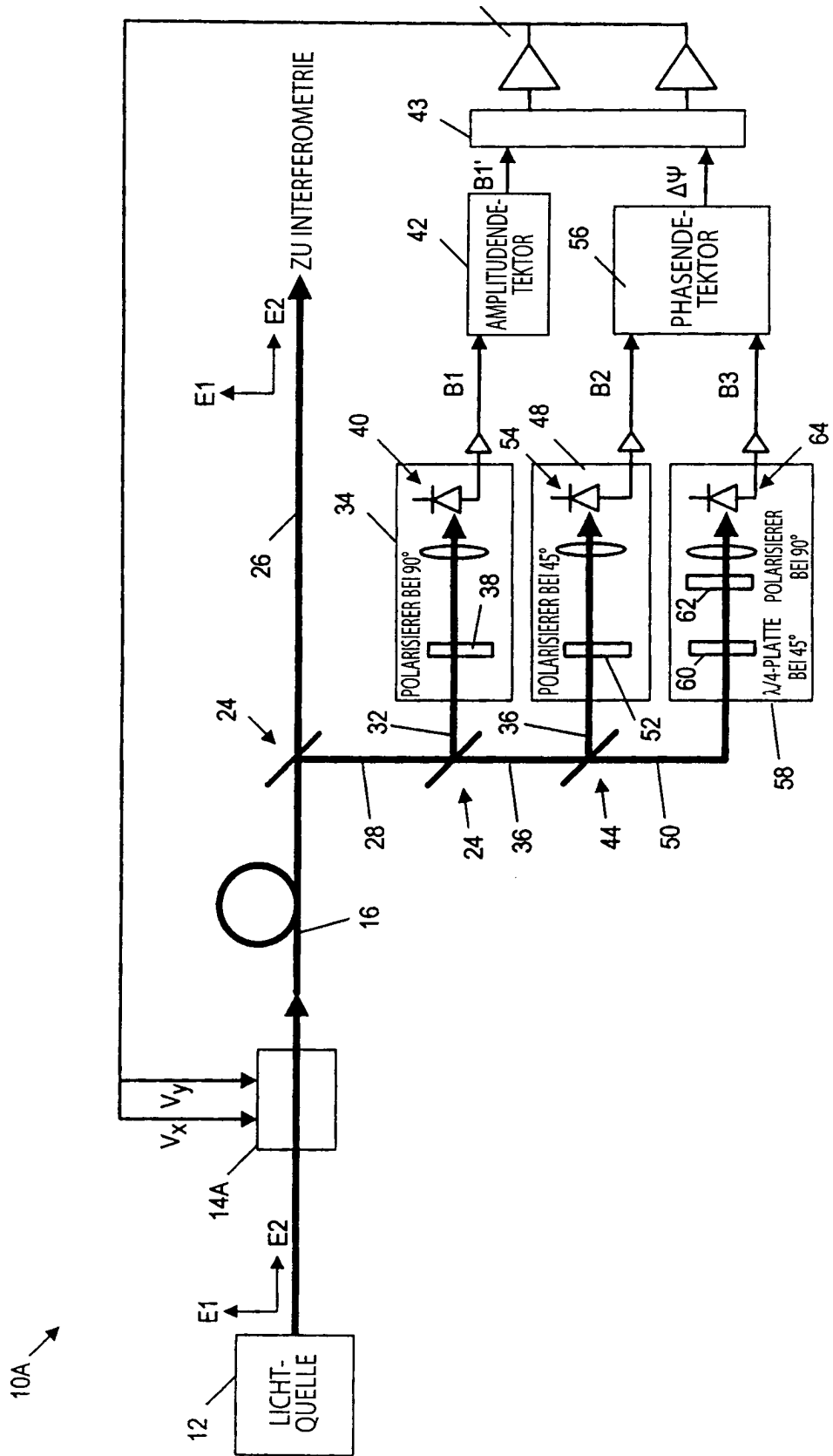


FIG. 4

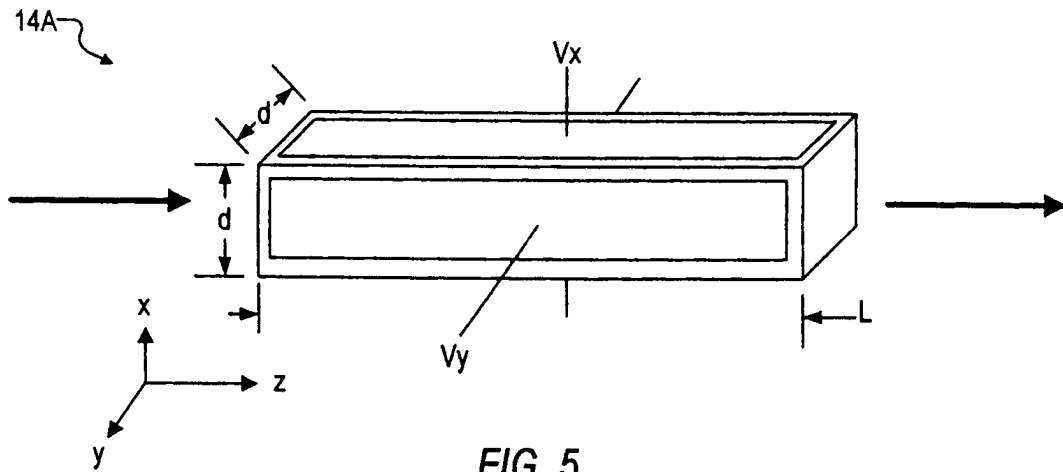


FIG. 5

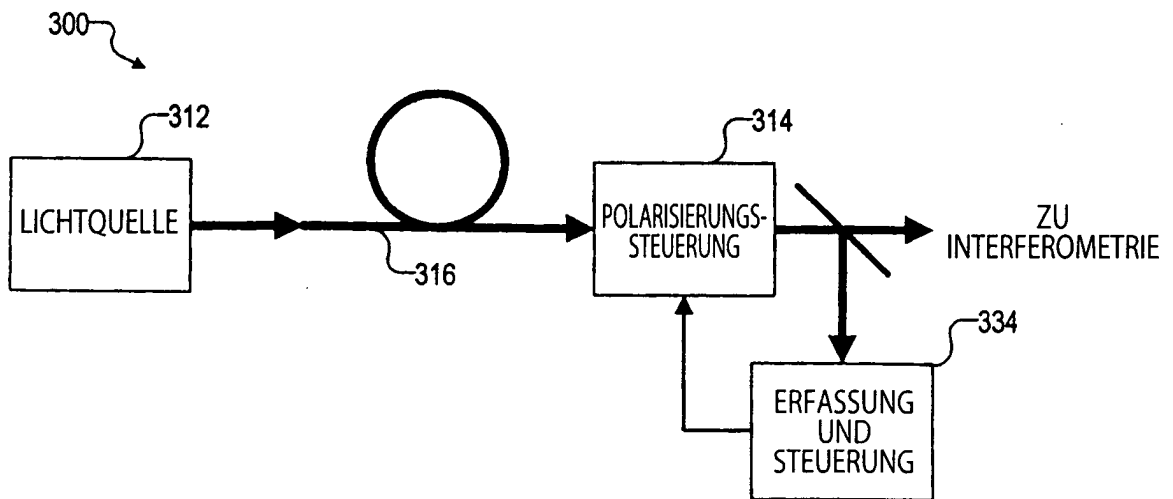


FIG. 7

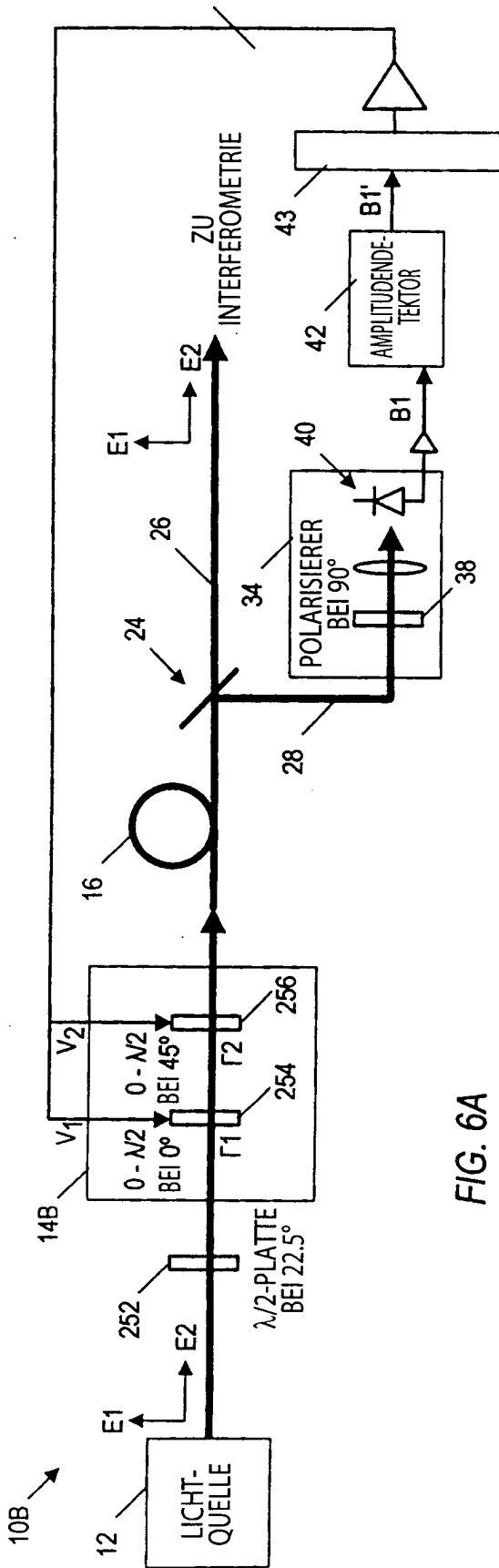


FIG. 6A

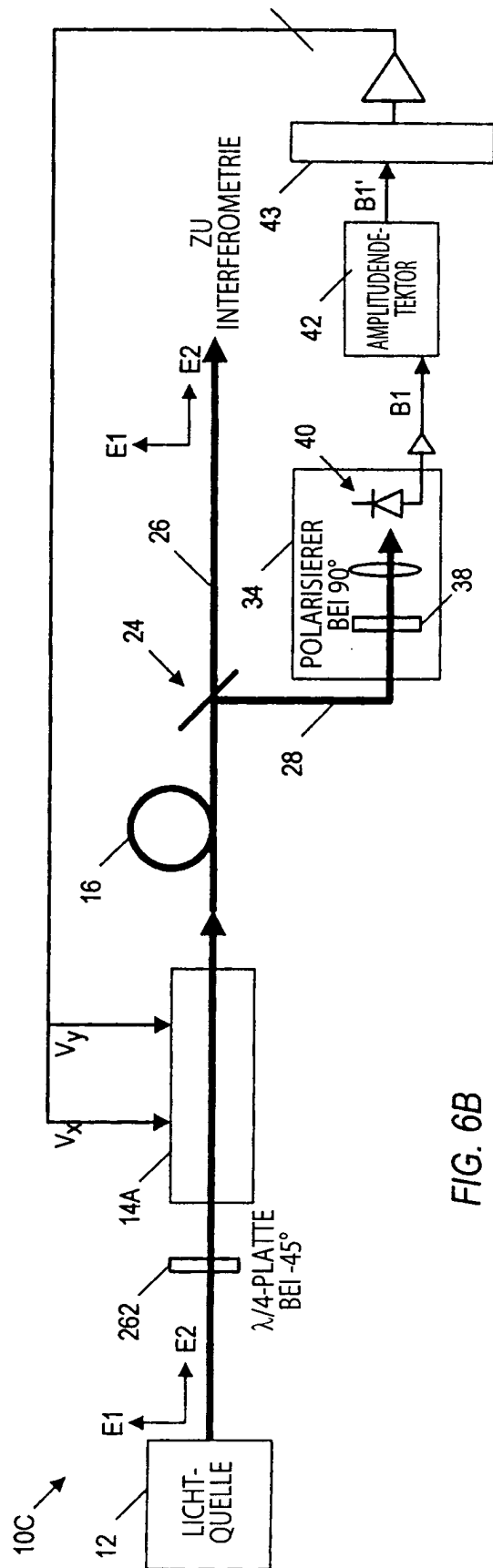


FIG. 6B

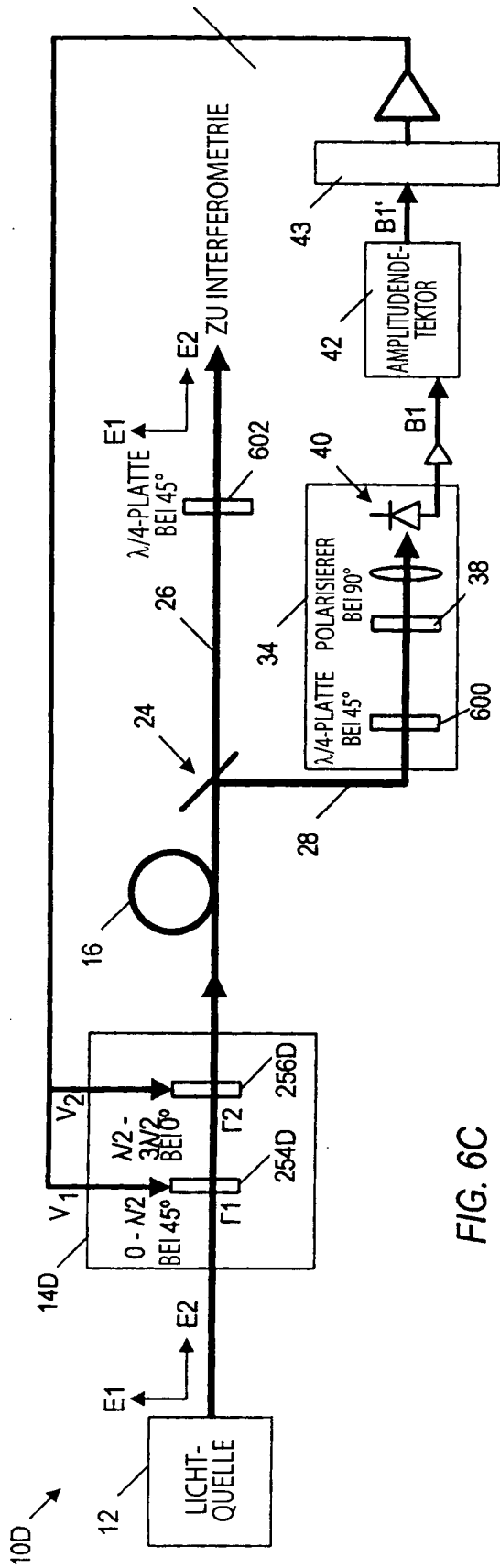


FIG. 6C

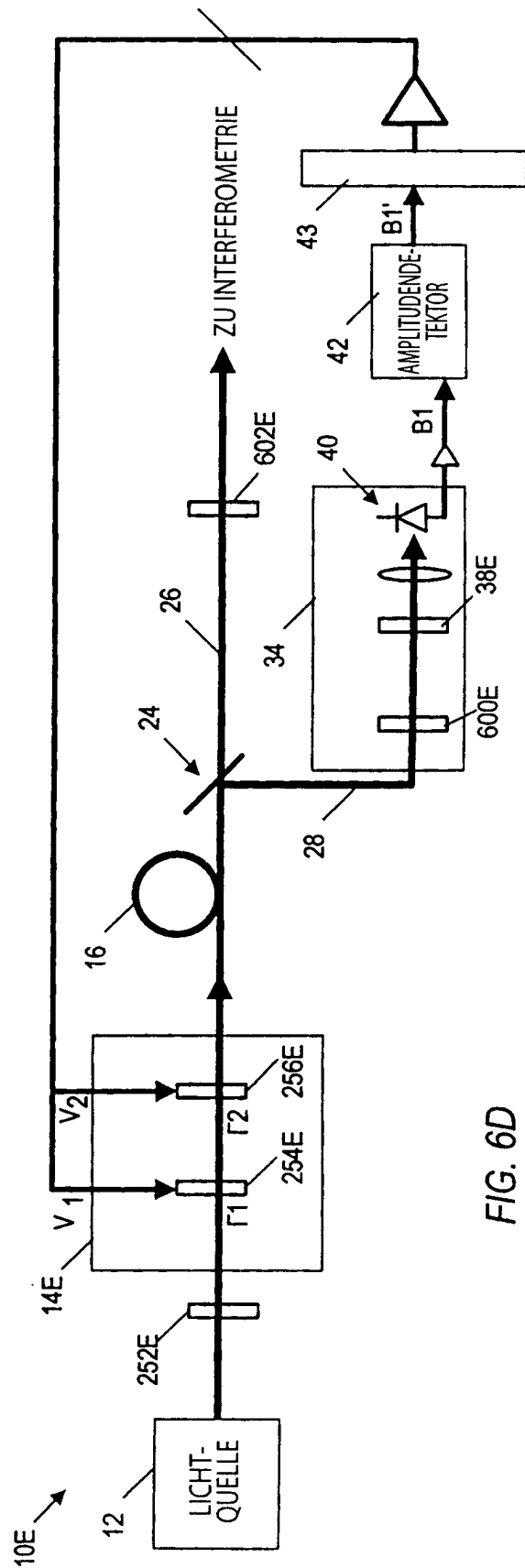


FIG. 6D

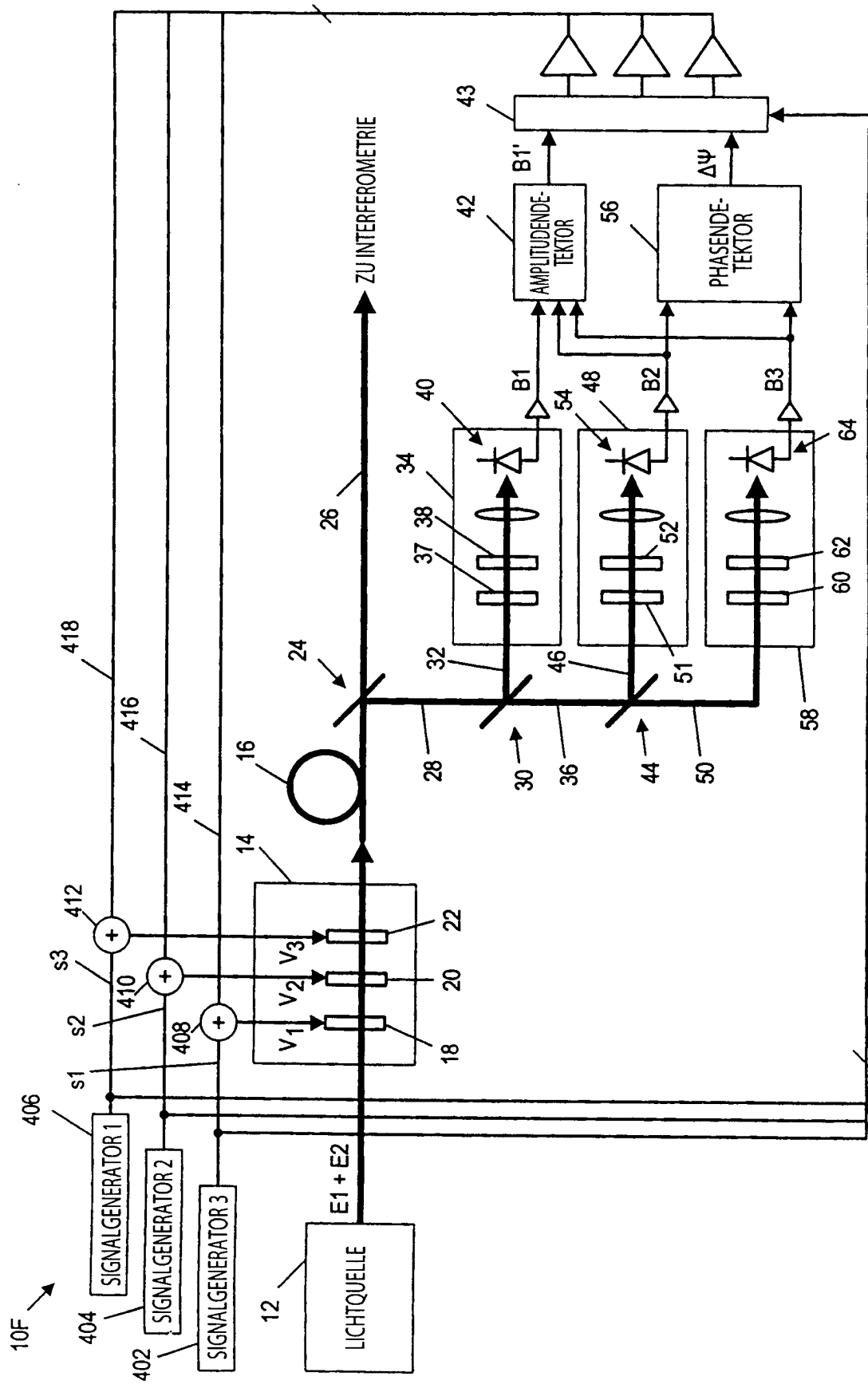


FIG. 8

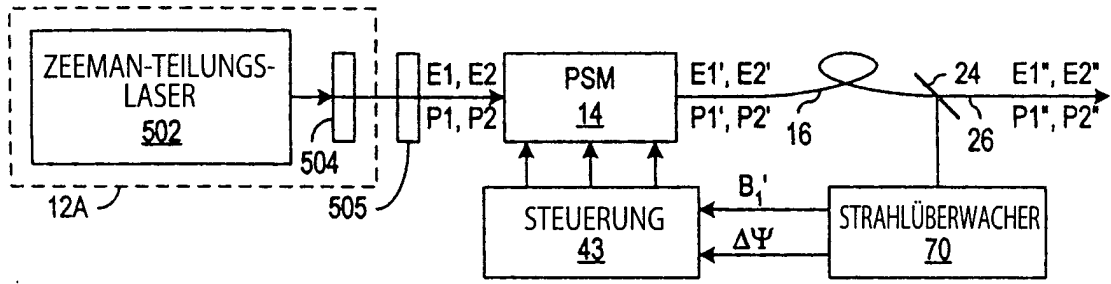


FIG. 9

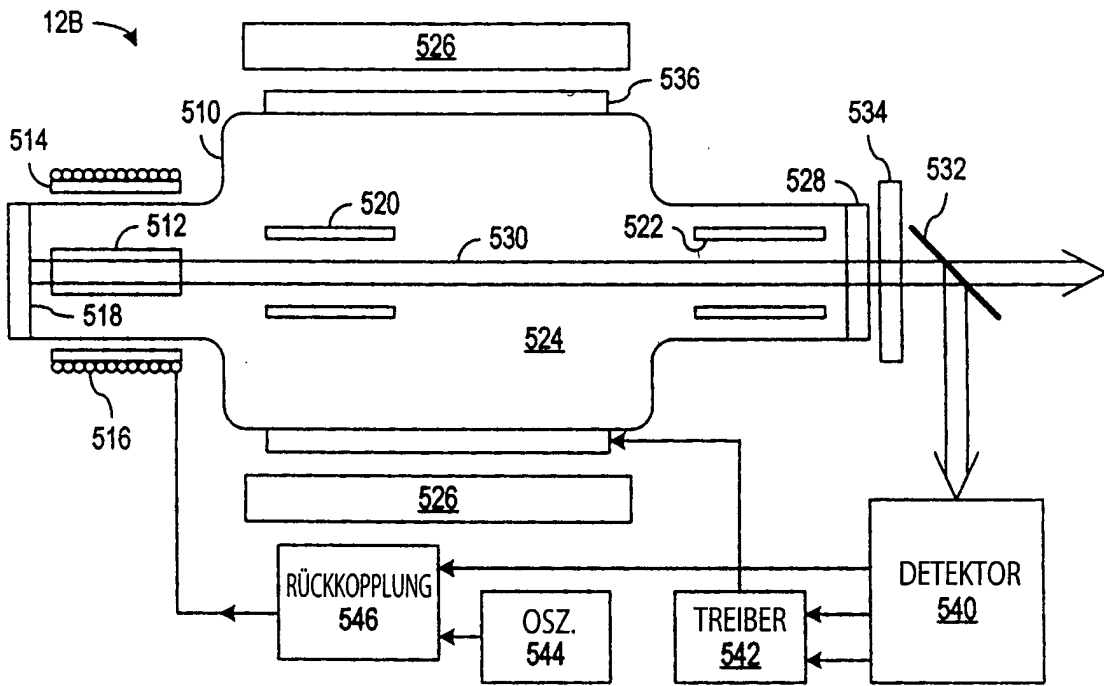


FIG. 10

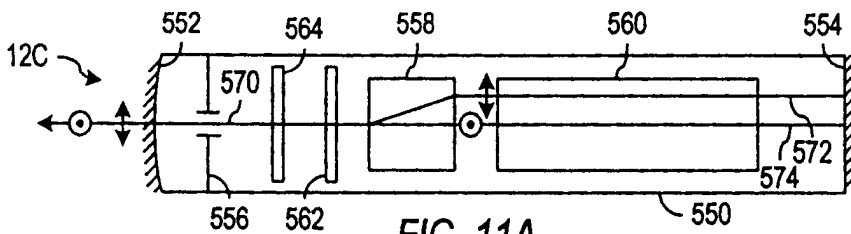


FIG. 11A

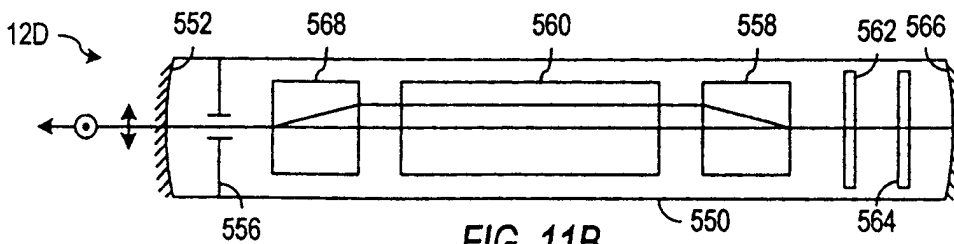


FIG. 11B

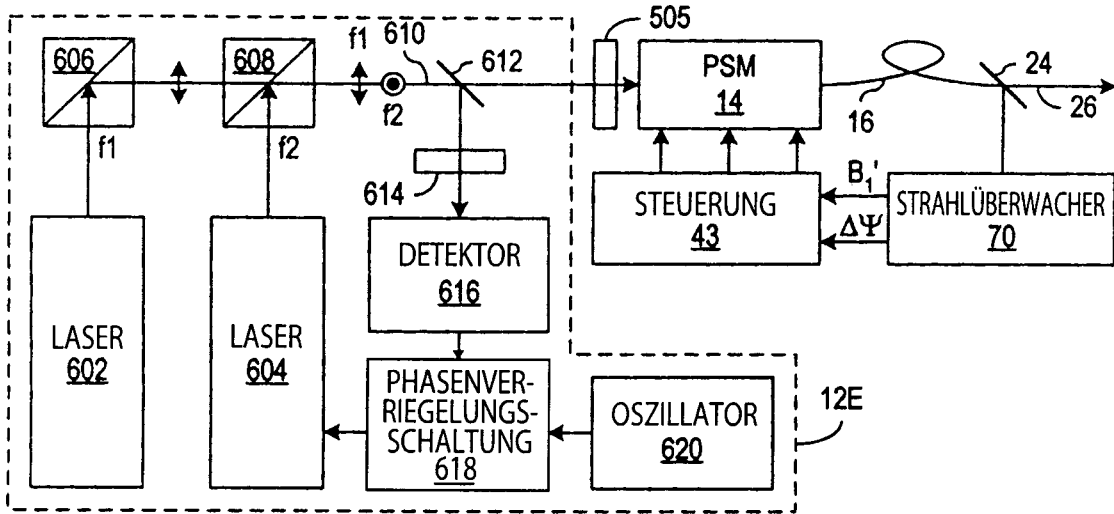


FIG. 12A

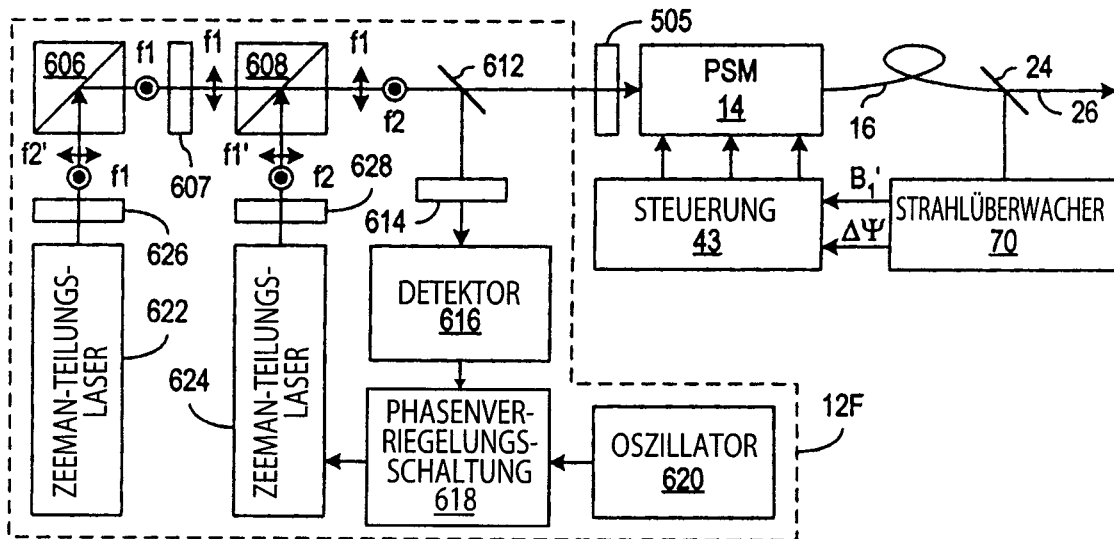


FIG. 12B

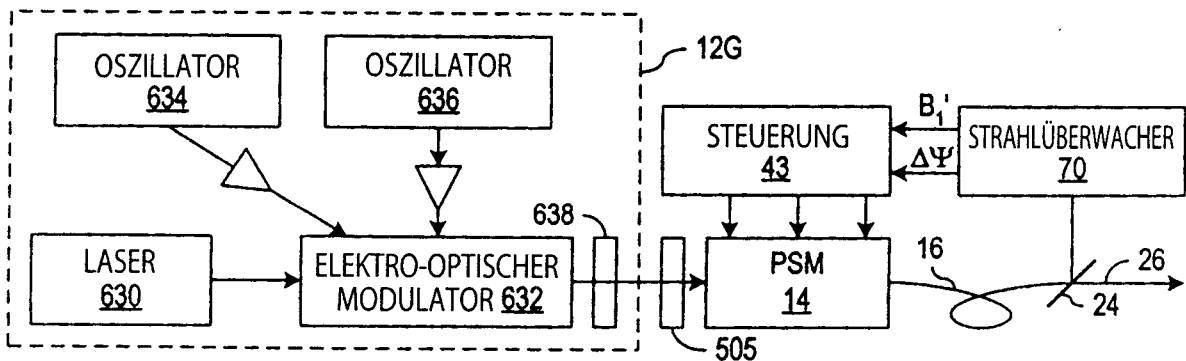


FIG. 13

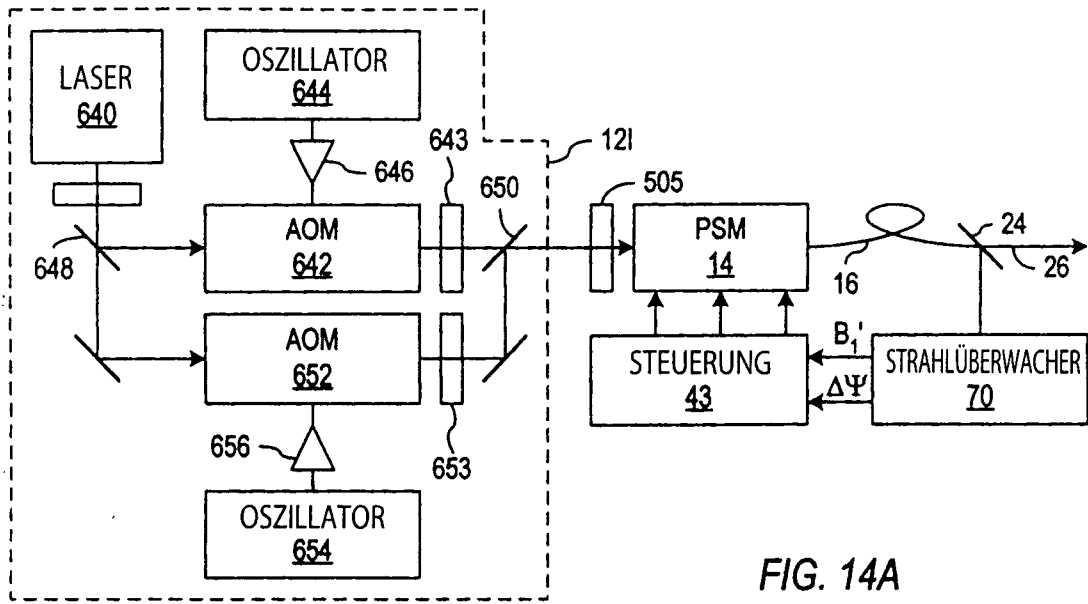


FIG. 14A

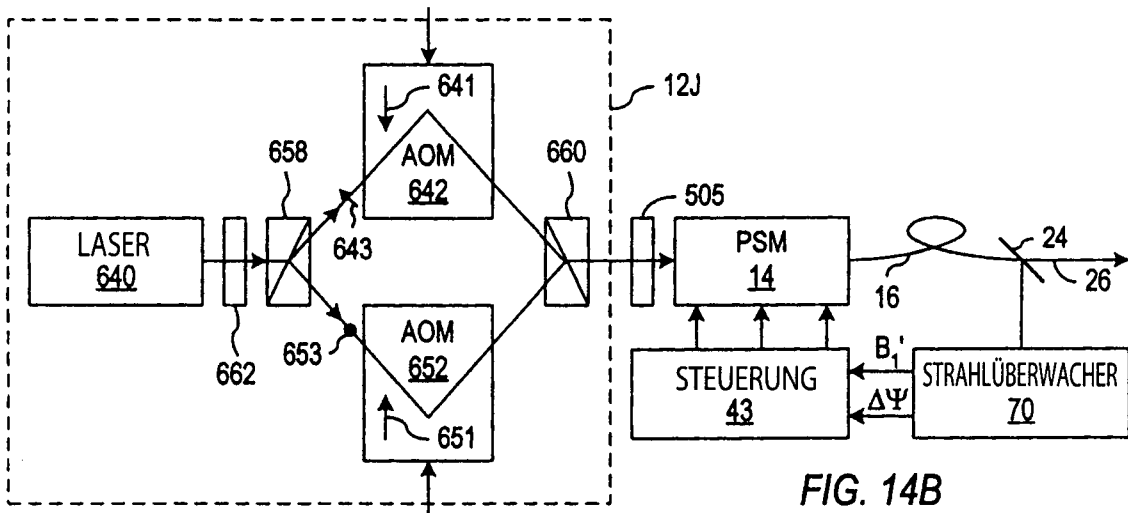


FIG. 14B

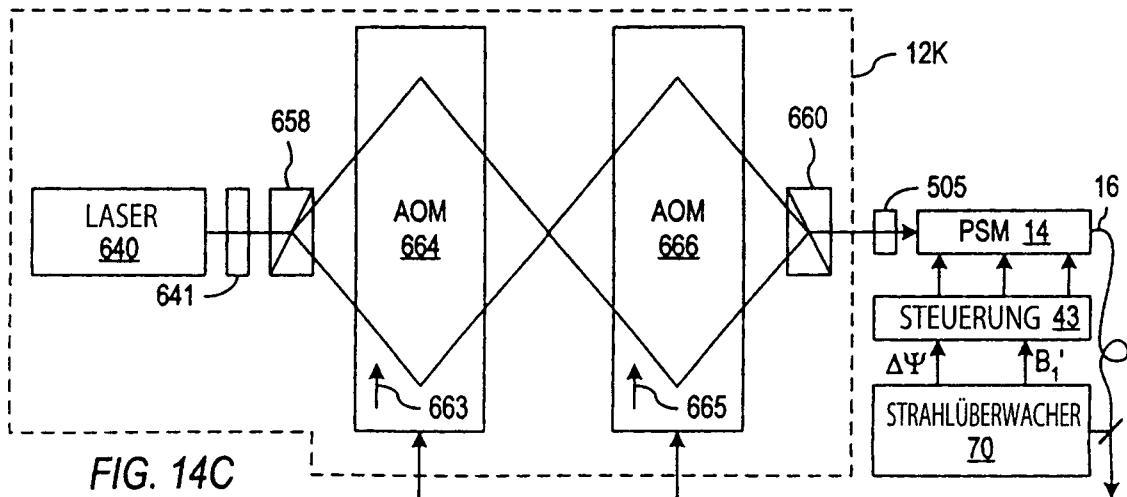
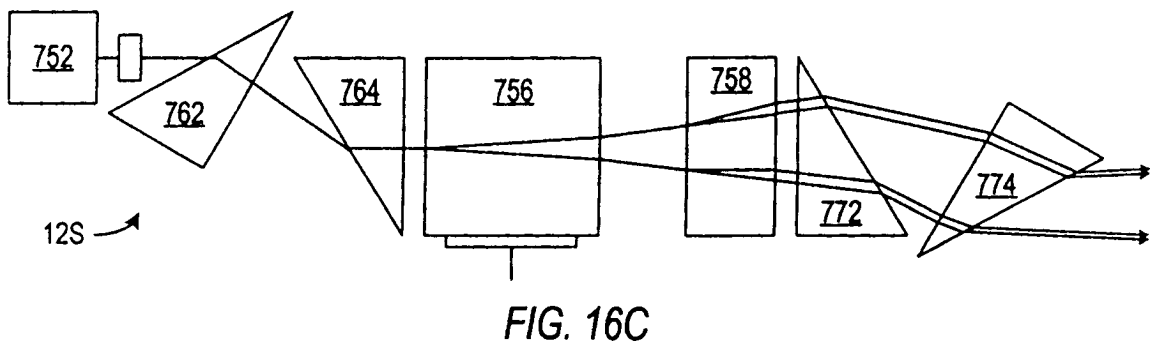
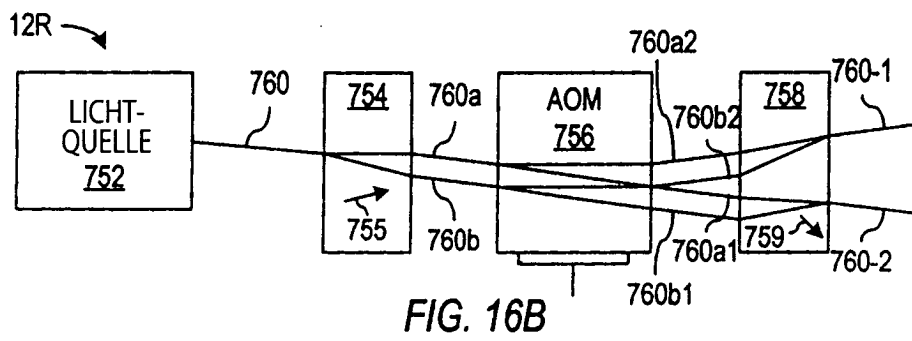
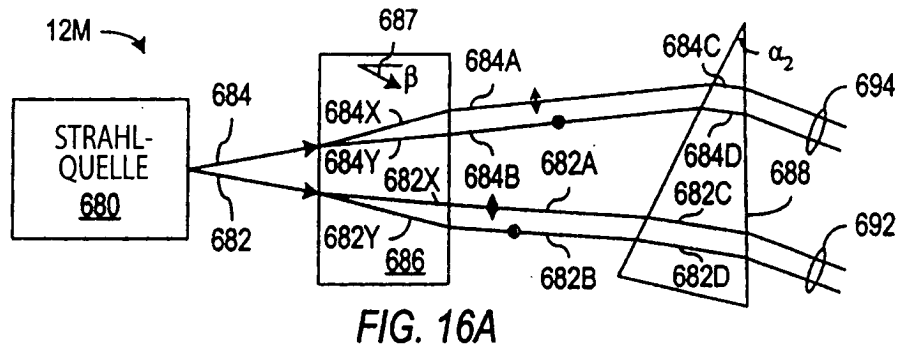
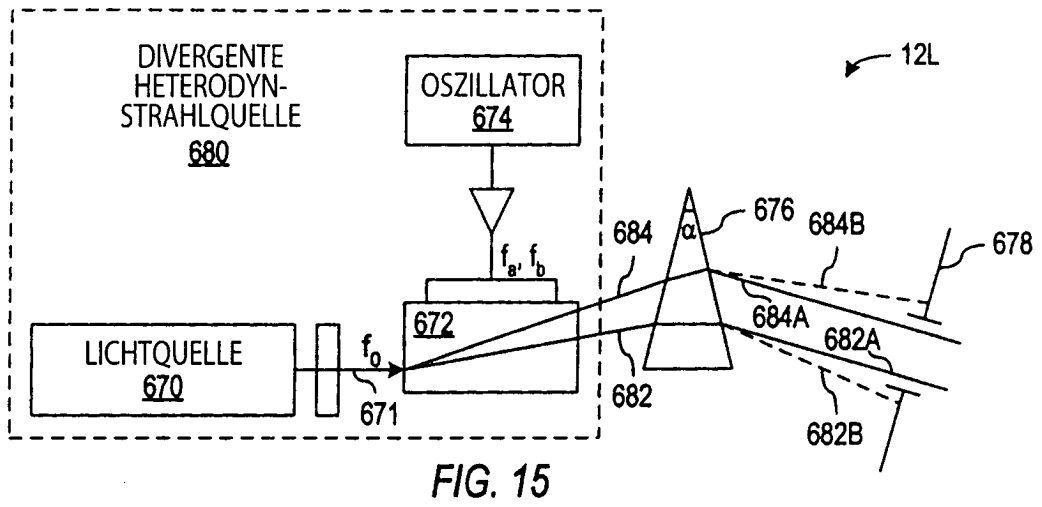


FIG. 14C



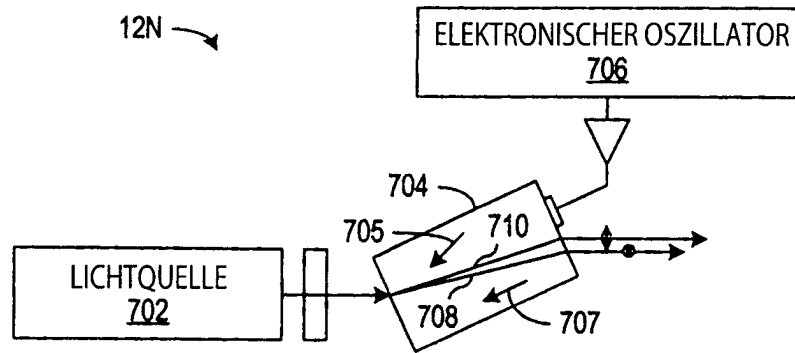


FIG. 17A

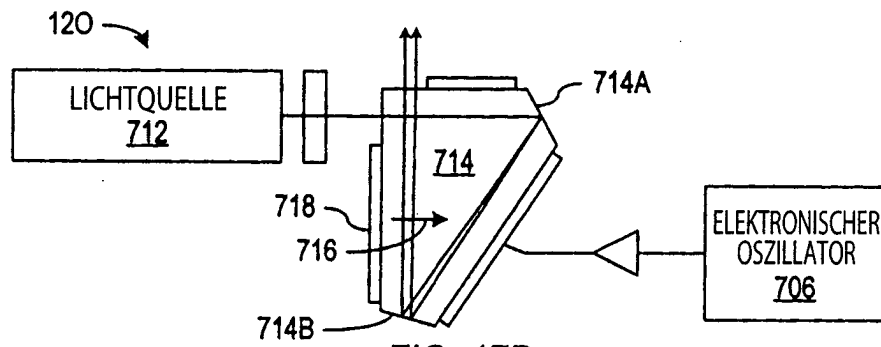


FIG. 17B

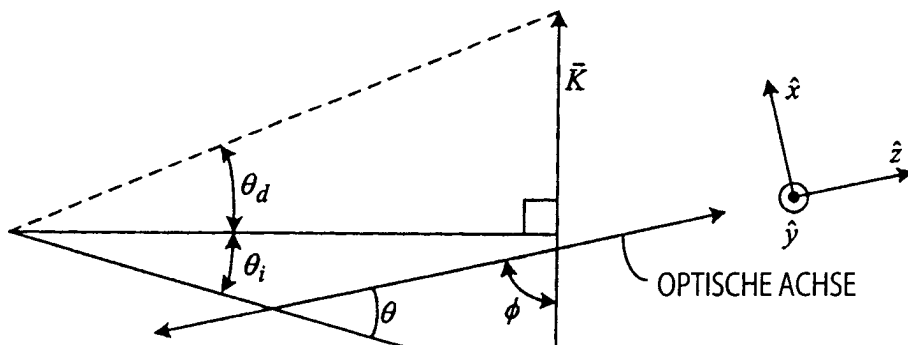


FIG. 17C

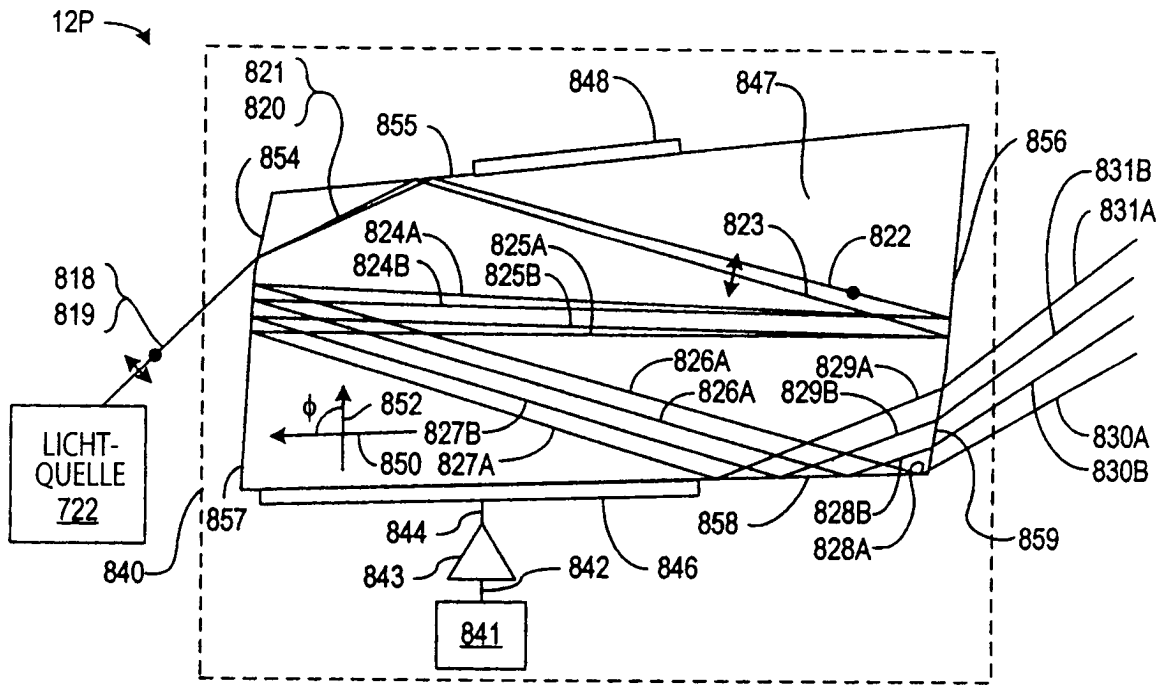


FIG. 17D

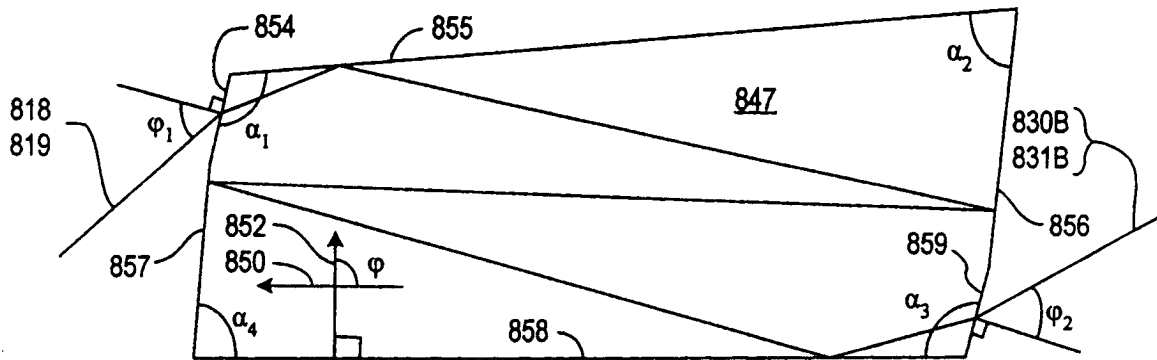


FIG. 17E

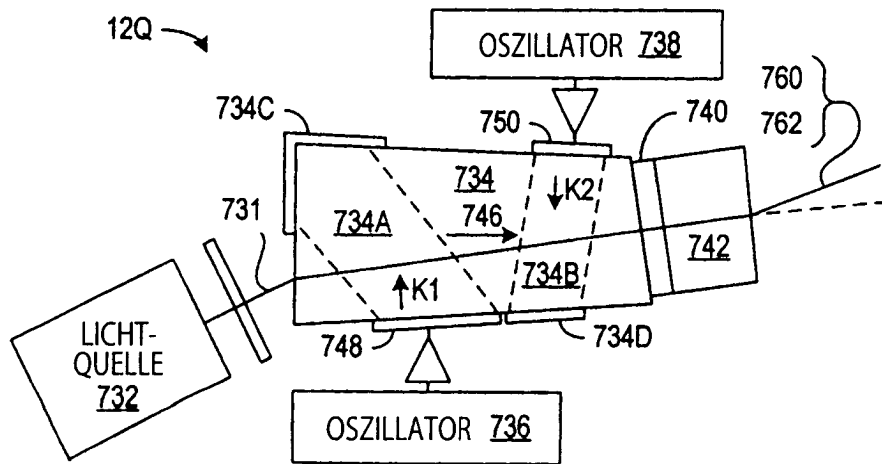


FIG. 18