

研究

横ゼーマンレーザーの偏光特性

梅田 倫弘・真田 晋

東京農工大学工学部機械システム工学科 〒184 小金井市中町 2-24-16

(1989年5月25日受理)

Polarization Properties of Transverse Zeeman Laser

Norihiro UMEDA and Shin SANADA

Department of Mechanical Systems Engineering, Faculty of Technology,
Tokyo University of Agriculture and Technology,
2-24-16, Naka-cho, Koganei 184

Polarization measurements of the light from transverse Zeeman laser were performed. Analysis results by Jones vector show that the polarization state is able to control by rotating the orientation angle of laser tube around optical axis. Results of the polarization measurements for three different laser tubes in the magnetic field were in agreement with theoretical predictions. Further, we have demonstrated that the nonlinear response of heterodyne interferometer was improved by using the laser whose polarization state was adjustable. The method for obtaining orthogonally linearly polarized light is also discussed.

1. はじめに

発振する二つの成分に周波数差があり、偏光状態が直交する周波数安定化横ゼーマンレーザー (STZL) は、偏光ヘテロダイン干渉計や複屈折計測のための光源として多用されている¹⁾。すなわち、これらの計測において干渉位相やリターデーションを二成分のビート周波数の位相に変換して計測するため、精度が高く安定した計測が可能となる。

しかし、最近、二成分のクロストークによって、光路長差の変化に対して干渉位相が直線的に変化せず、測定精度に限界のあることが指摘されている^{2,3)}。二成分のクロストークの原因には、偏光分離度の低い偏光分離プリズムを用いたり、光源が楕円偏光化していることが考えられる。したがって、クロストークを改善するには偏光分離度の高いプリズムを用いるとか、光源の偏光状態を偏光補償によって直線偏光化させることが考えられる。しかし、後者の場合、四分の一波長板のような余分な光学素子が必要なこと、偏光補償された直線偏光の方位が回転してしまう欠点がある。そのため、光源の偏光状態を直線偏光化するのが望ましい。

STZLの偏光特性は、STZLの開発の初期段階におい

てすでに報告されている⁴⁾。しかし、そこでは1本のレーザー管の測定結果についてのみ報告されており、詳細な偏光特性や複数のレーザー管の測定比較はなされていない。また、直線偏光化の観点からの実験は行なわれていない。そこで、われわれはSTZLの偏光状態を直線偏光に制御できるかどうかを検討するために実験を行なった。

本報告は、STZLの偏光特性の数値計算と測定実験および偏光制御したSTZLを用いた偏光ヘテロダイン干渉計の特性に関するものである。

2. 偏光状態の数値計算

まず、横磁場におけるレーザー発振光の偏光状態を、ジョーンズ行列を用いて計算した。単純化のためレーザー媒質の非線形現象を考慮しないと、Fig. 1のようにレーザー反射鏡と磁場を加えられたレーザー媒質をそれぞれ偏光素子として考えることができる。レーザー発振の条件は、電界成分がレーザー共振器を一巡して元の位置に戻ったとき、同振幅、同位相になることである。すなわち、この条件は次式に示すような固有値方程式を解くことに帰結する^{5,6)}。

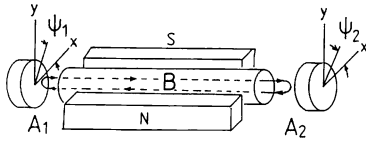


Fig. 1 Transverse Zeeman laser with anisotropic medium and mirrors.

$$\lambda \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \mathbf{A}_1 \cdot \mathbf{B} \cdot \mathbf{A}_2 \cdot \mathbf{B} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (1)$$

ここで λ は固有値, E_x, E_y はそれぞれ磁場方向とそれに直角な方向の電界成分である. また $\mathbf{A}_1, \mathbf{A}_2, \mathbf{B}$ はそれぞれ両端のレーザー反射鏡とレーザー媒質を表わす偏光素子行列であり, 以下のように書き表わすことができる. $\mathbf{A}_1, \mathbf{A}_2$ の主方位が磁場方向に対し任意の角度 ψ_1 と ψ_2 にあるとすると, \mathbf{A}_i ($i=1, 2$)のジョーンズ行列は次のようになる⁶⁾.

$$\mathbf{A}_i = \begin{bmatrix} \cos \psi_i & -\sin \psi_i \\ \sin \psi_i & \cos \psi_i \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} M_{pi} \exp(j \Delta_i/2) & 0 \\ 0 & M_{si} \exp(-j \Delta_i/2) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \cos \psi_i & \sin \psi_i \\ -\sin \psi_i & \cos \psi_i \end{bmatrix} \quad (2)$$

ここで, M_{pi} は反射鏡の p 成分反射率, M_{si} は反射鏡の s 成分反射率, Δ_i は反射鏡の p, s 成分の位相差である. また, 横磁場が印加されたレーザー媒質の異方性に対応するジョーンズ行列 \mathbf{B} は, その主方位が磁場方向と一致するため次のように簡単に書くことができる.

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} H_x \exp(j \delta/2) & 0 \\ 0 & H_y \exp(-j \delta/2) \end{bmatrix} \quad (3)$$

ここで, H_x, H_y はそれぞれレーザー媒質の x, y 成分の利得, δ はレーザー媒質の x, y 成分の位相差である.

(1)式において右辺の偏光素子行列を次のようにおく.

$$\mathbf{A}_1 \cdot \mathbf{B} \cdot \mathbf{A}_2 \cdot \mathbf{B} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \quad (4)$$

したがって, (1)式は次のようになる.

$$\begin{bmatrix} m_{11} - \lambda & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} - \lambda \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = 0 \quad (5)$$

(5)式が常に成り立つためには

$$\begin{bmatrix} m_{11} - \lambda & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} - \lambda \end{bmatrix} = 0 \quad (6)$$

であり, (6)式から λ を求めて(5)式に代入し E_x, E_y に関する連立方程式を解いてレーザー光の偏光状態を求めることができる.

以上のようにして反射鏡方位 ψ_1, ψ_2 を磁場に対して同時に回転させたときのレーザー光の偏光状態を計算し

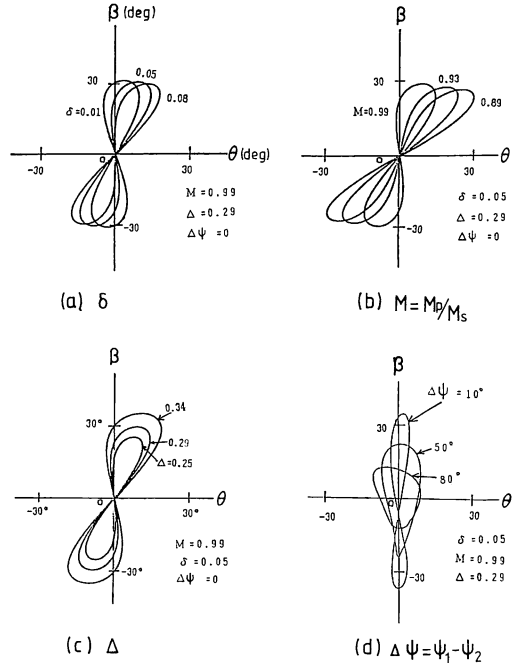


Fig. 2 Calculated polarization states of transverse Zeeman laser as a function of the rotational angle of laser tube for different parameters; (a) phase anisotropy in laser medium, (b) amplitude anisotropy on laser mirror, (c) phase anisotropy on laser mirror, (d) difference of the azimuth angles in mirror anisotropy.

た結果を Fig. 2(a)~(d)に示す. これらの図において(a)はレーザー媒質の磁場による位相異方性 δ を, (b)はレーザー反射鏡の p, s 成分の振幅反射率の比 M を, (c)はレーザー反射鏡の p, s 成分の位相差 Δ を, (d)は2枚のレーザー反射鏡の主方位 ψ_1, ψ_2 の間の方位角差 $\Delta\psi$ をそれぞれパラメータとして, 主方位-楕円率角平面(θ - β 平面)に表示したものである. これらの図から $\Delta\psi=0$ すなわち2枚のレーザー反射鏡の主方位が一致している(a)~(c)の場合には, レーザー管方位の回転に対して偏光状態は8の字状のほぼ類似の軌跡で変化していることがわかる. 一方, 二つの反射鏡の主方位が一致しない場合には, 方位差が 10° 程度までは8の字状に変化しているが, 方位差が大きくなると単一のループになることがわかる.

以上の計算結果から, 磁場に対してレーザー管方位を回転させることによって θ 軸を横切って楕円率角がゼロになる点, すなわち直線偏光化する点が必ず存在することがわかる. とりわけ, 2枚の反射鏡方位が一致している場合には直線偏光方位も磁場方向に平行になることが

わかる。

3. 偏光状態の測定

前節においてジョーンズ行列を用いた偏光状態の計算結果から、横ゼーマンレーザーの偏光は磁場方向に対するレーザー管方位を回転させることによって直線偏光化できることが推定された。そこで、この計算結果を確かめるため、内部鏡型 He-Ne レーザーの横磁場における偏光状態を測定する実験を行なった。

3.1 実験装置

Fig. 3 に横ゼーマンレーザー光の偏光状態を測定するための実験配置を示す。レーザー管を直径 50 mm のアルミ製ダクトに固定し、横磁場内において光軸の回りに 180° 回転できるようにベアリングを用いた二つの支持台によってダクトの両端部で支える。レーザーの発振周波数が、放電熱などによって不安定になっていると偏光測定がしにくい。そこで、レーザーモード発振周波数を安定化させるために、周波数安定化横ゼーマンレーザーと同じ手法を用いた⁷⁾。すなわち、レーザー管の高反射鏡から漏れる光を、 45° 直線偏光子 LP₄₅ を通して光電検出器 PD₁ によって二成分の縦モード内ビートを検出する。この信号を周波数電圧変換器 FVC によって電圧信号に変換しファンモータに帰還する。ファンモータは、アルミダクトを 180° 回転させる必要があるため、図のようにアルミダクトの一端に取り付けた。

一方、主ビームを用いて発振光の偏光状態を測定した。その測定には、四分の一波長板 QWP と直線偏光子 LP を用いたセナルモン⁸⁾の方法⁹⁾によった。横ゼーマンレーザーの場合、二つの直交する偏光成分が存在するため、一つの成分を偏光補償して消光させても他成分が存在するため消光点を確認できない。そこで、一つの成

分を消光したとき、縦モード内ビートが消失することを利用して、光電検出器 PD₂ の出力を高周波スペクトルアナライザ RFSA で観測し、ビートスペクトルが消失したときの点を消光点とした。

3.2 測定結果

Fig. 3 の配置で縦モード内ビート周波数を安定化させてモードジャンプを防ぎながらビートスペクトルの消失点から、レーザー管の方位角に対する発振光の楕円率角と方位角を測定した。

一般に、磁場の加えられていない内部鏡型 He-Ne レーザー光の偏光状態は、ある特定の方位の直線偏光からなっており、また複数の縦モードの偏光方位角は互いに直角に交わっている⁹⁾。この縦モードの偏光方位はレーザー管に固有である。したがって、本測定においてもレーザー管方位角の原点を縦モードの固有偏光方位の一つとした。

まず、レーザーの発振周波数が変化した場合に偏光状態が変化しては、測定がしにくくなる。横ゼーマンレーザーの発振周波数は、縦モード内ビートによって制御されているので、レーザーの安定化周波数に対する偏光状態変化を求めるために、ビート周波数の制御系のオフセット電圧を変えて縦モード内ビート周波数を変え、偏光状態を測定した。測定に用いた内部鏡型レーザー管は 320~440 kHz の範囲で縦モード内ビート周波数が変化しており、そのときの楕円率角 β と方位角 θ を測定した結果を **Fig. 4** に示す。各測定点はそれぞれ、10 回測定した時の平均値と標準偏差である。この結果から、測定の再現性は β , θ とともに最大 $\pm 0.5^\circ$ 、縦モード内ビート周波数を安定化できる範囲内では偏光状態は、 β , θ とともに最大 $\pm 0.75^\circ$ 以内で一致していることがわかった。したがって、今後の測定では縦モード内ビートの変化の中心に周波数制御し、かつ、測定回数は 10 回とするこ

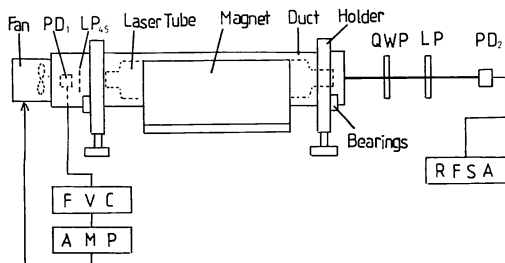


Fig. 3 Experimental setup for measuring polarization state. PD, photodiode; LP, linear polarizer; QWP, quarter-wave plate; FVC, frequency to voltage converter; AMP, servo-amplifier; RFSA, radio frequency spectrum analyzer.

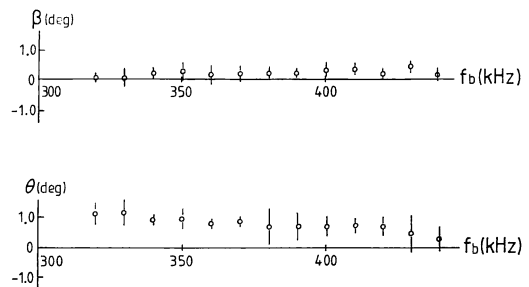


Fig. 4 Polarization state versus intramode beat frequency f_b of transverse Zeeman laser. (a) elliptical angle β and (b) azimuth angle θ .

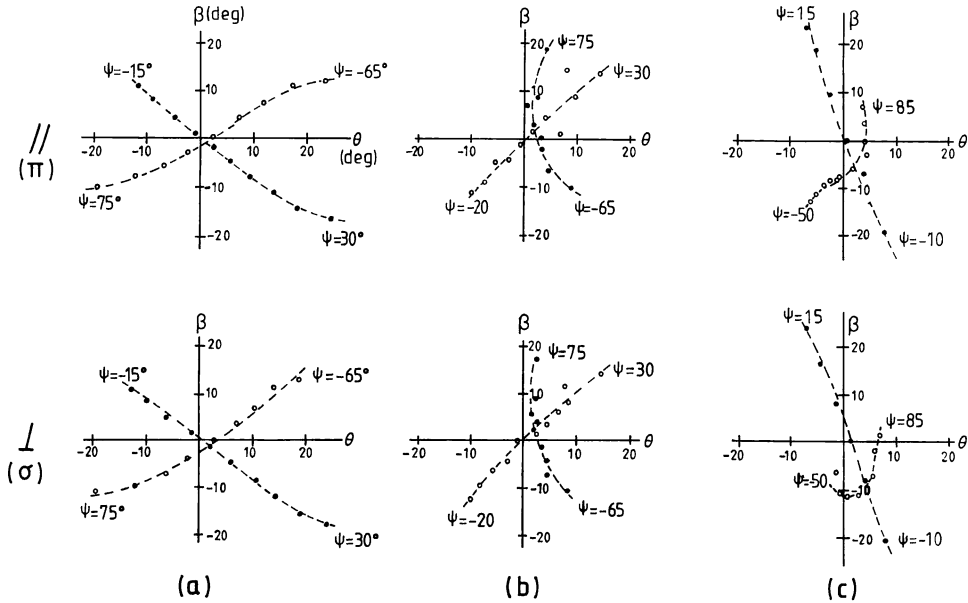


Fig. 5 Variation of the polarization states as a function of the rotational angle of laser tube around optical axis for three tubes in Table 1. The upper and lower figures show the π and σ components, respectively.

Table 1 Characteristics of laser tubes used in the experiment.

Laser tube	Cavity length (mm)	Intramode beat (kHz)	Model
(a)	261	320-440	NEC GLT 156
(b)	250	140-250	Siemens LGR 7621 S
(c)	230	100-200	Toshiba LG 3221

- (2) レーザー管自身がもつ縦モードの固有偏光方位と磁場方位が一致するとき、誤差範囲内で楕円率角 β がゼロに等しい。
- (3) π , σ 成分ともに相似の変化をしており、また対応するレーザー管方位角では直交関係にある。
- (4) レーザー管の固有偏光方位を磁場方向に対し、 $\pm 5^\circ$ 以内で設定した場合、レーザー光の偏光状態は $\pm 5^\circ$ 以内の楕円率角に抑えられる。

とにした。

Table 1 に測定に用いた3本の内部鏡型 He-Ne レーザー管の特性を示す。これらのレーザー管を用いて、レーザー管の方位角 ψ に対する偏光状態を測定した結果が **Fig. 5** である。この図において、各グラフの上段は磁場方向 (π)、下段は磁場に垂直な方向 (σ) の偏光成分である。このグラフにおいて、たとえば(a)の π 成分の場合、 $\psi = 30^\circ \sim 75^\circ$ および $-65^\circ \sim -15^\circ$ の範囲において測定点がない。これはレーザー媒質内の同期現象によって二成分に分離せず、したがって縦モード内ビートが得られないためである。

この図から次のことがわかる。

- (1) 同期現象によって単一成分になった方位角を除いて、ほぼ計算どおり、方位角 ψ に対して原点付近でX字状の変化をしている。

4. 光ヘテロダイン干渉計への適用

レーザー管の方位回転に対する発振光の直線偏光化の効果を検討するため、本研究の動機となった楕円偏光による光ヘテロダイン干渉計の非直線現象の測定を前節で述べたレーザー管を用いて行なった。

Fig. 6 が実験配置である。光源には、前述したレーザー管方位角の調節できる周波数安定化横ゼーマンレーザーを用いている。レーザー光は偏光分離プリズム (PBS) に入射して、直交二偏光成分に分離され、コーナーキューブ CC_1, CC_2 に進む。 CC_1, CC_2 で反射されたビームは再び PBS で重ね合わせられ、 45° 直線偏光子 P_{45} を透過して検出器 PD で二成分が干渉しビートが検出される。検出ビート信号は、レーザーの制御ビート信号を基準に位相計 PM で位相比較され、XY チャートレコーダ (X-Y CR) のY軸に入力される。

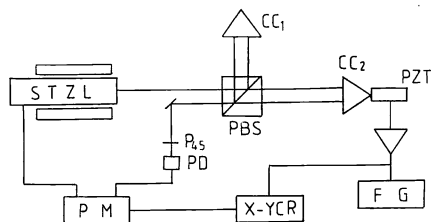


Fig. 6 Experimental arrangement of optical heterodyne interferometer using rotatable laser tube around the optical axis. STZL, stabilized transverse Zeeman laser; CC₁ and CC₂, corner cubes; PBS, polarization beam splitter; PM, phase meter; X-Y CR, X-Y chart recorder; FG, frequency generator.

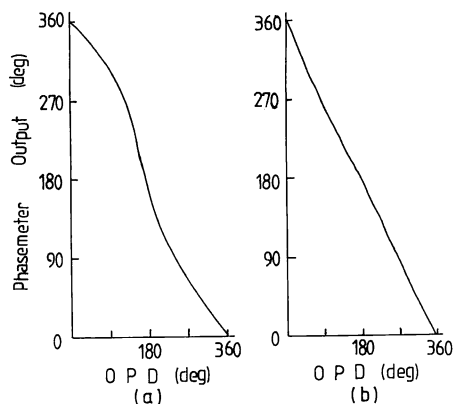


Fig. 7 Typical traces of electric phase output versus optical path difference (OPD) of interferometer. (a) $\beta=22.5$ deg and (b) $\beta=0$ deg.

Table 1 の tube (a) を用いて、実際の光路長変化に対する位相計出力を記録した。Fig. 7 が、二つのレーザー管方位角における測定結果である。このとき、PZT のヒステリシス成分はあらかじめ補正している。また、それぞれのレーザー管方位角において測定した楕円率角は 22.5° , 0° であった。グラフから、 $\psi=15^\circ$ では、 2π rad の光路長変化に対し、1 周期に相当する正弦的な変化となっており、最大 24° の非直線誤差を示すことがわかる。これに対し、 $\psi=0^\circ$ では測定時の干渉計への外乱を除いて、ほぼ直線的に変化していることがわかる。

さらに、測定した干渉計の応答記録から、直線からのずれの最大幅をレーザー管の方位角 ψ に対してプロットしたのが Fig. 8 である。これから、 ψ に対して最大非直線誤差はほぼ比例していることがわかる。これは、Fig. 3 に見られるようにレーザー光の楕円率角 β が、ほぼレーザー管の方位角に比例して増減しているため

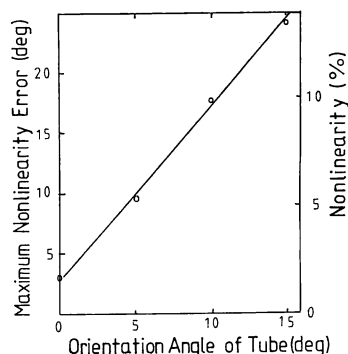


Fig. 8 Plot of maximum nonlinearity error as a function of the orientation angle of laser tube.

ある。なお、 $\psi=0^\circ$ において最大非直線誤差がゼロにならないのは、干渉位相を記録するときの干渉計への外乱によるためである。

5. おわりに

この報告では、横ゼーマンレーザーの偏光制御が、磁場に対するレーザー管方位を回転させることによって可能であることを、ジョーンズ行列を用いた偏光計算によって明らかにした。また実際に、製造メーカーの異なる3本のレーザー管について測定したところ、ほぼ計算による偏光状態変化を裏づける結果が得られた。

最後に本研究を行なう動機となった横ゼーマンレーザーによる光ヘテロダイン干渉計の非直線現象について、実験を行ない、レーザー管の方位角を回転させることで、非直線性を最小にできることを明らかにした。

本研究の結果から、良好な直交直線偏光特性をもつ STZL を製作するには以下の点に注意する必要がある。

- (1) 磁場方向とレーザー管の固有方位はできるだけ一致させる。そのために、STZL を製作する際に、安定化装置に固定された磁石の間にレーザー管を設置するのではなく、レーザー管を装置してその固有方位の一つを水平方向に設定した後、磁場が水平となるように磁石を装置に固定するのがよい。
- (2) レーザー管もしくは磁石を光軸の回りに 10° 程度の角度まで回転調節ができる機構を設けておくのがよい。

文 献

- 1) H. Takasaki, N. Umeda and M. Tsukiji: "Stabilized transverse Zeeman laser as a new light source for optical measurement," *Appl. Opt.*, **19** (1980) 435-441.
- 2) N. Bobroff: "Residual errors in laser interferometry

- from air turbulence and nonlinearity," *Appl. Opt.*, **26** (1987) 2676-2682.
- 3) 中谷 登, 門口哲也, 山田朝治, 阿部俊也: "直交二周波光源を用いた光ファイバセンサとクロストークによる非線形性", 第1回光波センシング技術研究会講演論文集 (1988) pp. 105-112.
 - 4) 梅田倫弘, 築地光雄, 高崎 宏: "横磁場印加により単一縦モード化したレーザー光の特性", *応用物理*, **47** (1978) 1053-1057.
 - 5) T. Yoshino: "Polarization properties of internal-mirror He-Ne lasers at 6328 Å," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **11** (1972) 263-265.
 - 6) 高崎 宏: "偏光の表示", 結晶光学, 応用物理学会光学懇話会編 (森北出版, 東京, 1975) pp. 102-163.
 - 7) N. Umeda and H. Takasaki: "Stabilized ^3He - ^3Ne transverse Zeeman laser," *Appl. Opt.*, **19** (1980) 442-450.
 - 8) R. Balhorn, H. Kunzmann and F. Lebowsky: "Frequency stabilization of internal-mirror helium-neon lasers," *Appl. Opt.*, **11** (1972) 742-744.