

二周波縦モード間ビート変調光によるレーザー測距

梅田 倫弘・緒方 孝昭

静岡大学電子工学研究所 〒432 浜松市城北 3-5-1

(1986年6月6日受理)

Laser Distance Measurement Using the Light Modulated by Two Frequency Intermode Beats

Norihiro UMEDA and Takaaki OGATA

Research Institute of Electronics, Shizuoka University,
3-5-1, Johoku, Hamamatsu 432

A distance measurement technique using a two axial mode Zeeman laser is described. The light from this laser is composed of two sets of π and σ components which are orthogonally polarized. The distance is determined by measuring the phase delay of the light wave modulated by intermode beat between π components. The phase can be readily measured because the frequency of measured signal is converted into 60 kHz by mixing the intermode beat of π components with that of σ components. A resolution of distance of $\pm 81 \mu\text{m}$ has been achieved and a cause of its limit is also presented.

1. はじめに

レーザーの計測への応用として、長さあるいは距離を測定するさまざまな手法がある。小は、マイクロエレクトロニクスに代表される nm オーダーの測定から、大は、月と地球の距離のような数十万 km に及ぶ測定である。このような広い測定領域においては、それぞれの長さに最適な測定方法が要求され、次のような方法が開発されている。数 nm から数百 m の長さ測定には光波干渉計による方法があり、なかでもヘテロダイン干渉法¹⁾や縞走査干渉法²⁾は測定精度が高い。また、多波長レーザーを用いて波長の十分長い合成波長を作り出して長い距離を安定に測定できる方法が提案されている³⁾。一方、月と地球の距離、あるいは衛星のトラッキングに代表される長距離測定には、光パルスの飛行時間を計測するパルス方式がある⁴⁾。また、光を強度変調して検出器までの伝播による時間遅れを、変調信号の位相遅れに変換して距離を求める変調波測距法がある⁵⁾。これは、数十 m から数十 km の距離を低コストで測ることができるので、土木測量に多用されている。この方法において、距離分解能を向上させるには変調周波数を高くする必要がある。半導体レーザーや LED を直接電流変調させたり、

結晶光学素子を用いてレーザー光を高速変調する方法が開発されている。しかし、より手軽で高い変調周波数が得られる方法として、He-Ne レーザーの縦モード間ビート変調波を用いた測距方式が提案されている⁶⁾。これは、変調器を必要としないこと、二つの縦モードが等強度の場合、変調度が 100% で効率の高いことなどの利点が考えられる。しかし、一般に縦モード間ビート周波数は数百 MHz と高いので、その位相測定にはたとえば高価なベクトルボルトメータを必要とする。

そこで、われわれは二縦モード状態で同時発振する横ゼーマンレーザーを利用して、数百 MHz の位相測定を数十 kHz の位相測定に変換する変調波測距装置を考案した。

本稿では、まず二縦モード横ゼーマンレーザーの特性と周波数安定化法について述べ、次にこのレーザーを用いた縦モード間ビート変調波測距法の原理と実験結果、および測定精度の限界の検討結果について報告する。

2. 二縦モード横ゼーマンレーザーの周波数制御

われわれは、共振器長 30 cm 前後の He-Ne レーザーに 300 G 程度の横磁場を加えて単一縦モード化し、か

つ周波数安定化した横ゼーマンレーザーについてすでに報告した⁷⁾. このとき単一縦モードは数百 kHz の周波数差の直交偏光周波成分から成っていた. 一方, より低磁場において単一縦モード化せず, 二縦モード同時発振状態での各縦モードの構造がどのようにになっているか興味もたれる. そこで低い横磁場における特性を実験的に調べた.

2.1 横磁場特性

内部鏡型 He-Ne レーザーに横磁場を加えると, 磁場方向 (π 成分) とそれに直交する方向 (σ 成分) に利得

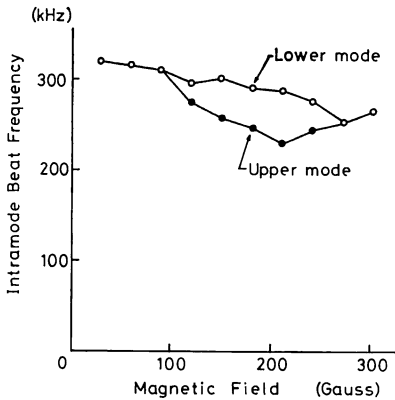


Fig. 1 Intramode beat frequency versus the magnetic field at the tuning state for simultaneous oscillation of two axial modes.

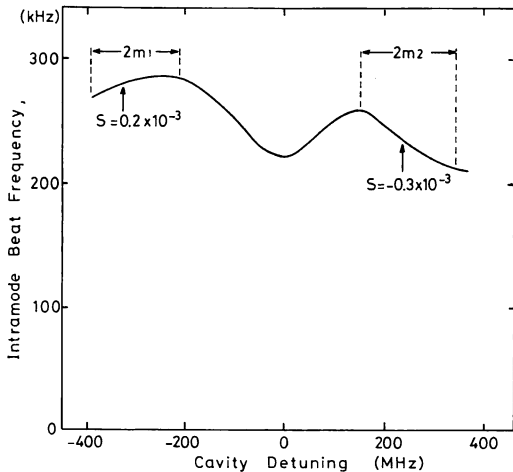


Fig. 2 Dependence of the intramode beat on the detuning obtained for the magnetic field of 174 G. $2m_1$ and $2m_2$ mean the ranges of simultaneous oscillation of two modes. Arrows show the tuning states for two modes with equal intensities. S is a slope for the curve at each arrow.

を生じ, 反射鏡の面内異方性やレーザー媒質の分散効果によって, 発振縦モードは数百 kHz の直交偏光二周波成分に分割する. その分離周波数を縦モード内ビート ω_b と呼ぶ⁷⁾.

共振器長 265 mm の He-Ne レーザー (NEC, GLT 177) の 2 本の縦モードが同時発振している共振器同調状態において横磁場を加えたとき得られる ω_b 信号を高周波スペクトルアナライザで観測して得られた結果を Fig. 1 に示す. 120 G から 240 G の範囲では ω_b スペクトルが 2 本得られている. 縦モードスペクトルと ω_b スペクトルを同時に観測してモードと ω_b スペクトルの対応関係をもとめた結果, 図のように低周波側のモードがより高い ω_b 周波数, 高周波側のモードがより低い ω_b 周波数であることがわかった. すなわち, この磁場の範囲では横磁場による 2 本の縦モードの分離周波数は同期せずに異なっていることがわかる.

次に, 縦モードと ω_b のスペクトルを同時に観測しながら共振器の同調状態を変えて ω_b の共振器離調曲線求めた. その結果を Fig. 2 に示す. この図において $2m_1$, $2m_2$ は 2 本の縦モードが同時発振している領域を表わし, 矢印は 2 本のモードが等強度の場合である. 矢印の部分の共振器離調周波数変化に対する ω_b 周波数変化の傾き S を求めると図のように勾配が逆になっていることがわかる. 2 モード状態で周波数安定化するには, たとえば $2m_2$ の矢印にモードを安定化させるために矢印の部分に対応した ω_b 値になるように共振器長を制御すればよい. しかし, より光周波数に対する制御信号の弁別感度を上げるため, 矢印の勾配 S が異符号でかつ異

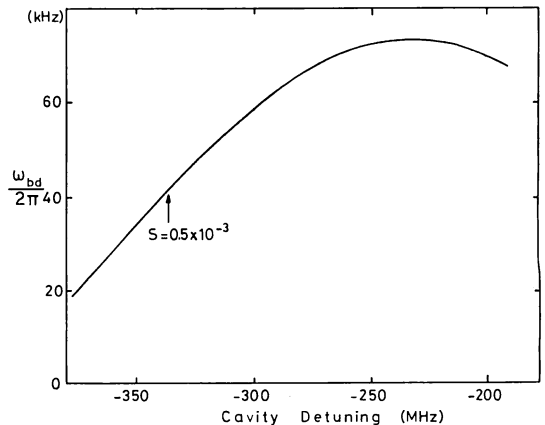


Fig. 3 Dependence of the frequency difference of intramode beats in two axial modes on the cavity detuning. Arrow shows the cavity tuning for the two modes with equal intensities.

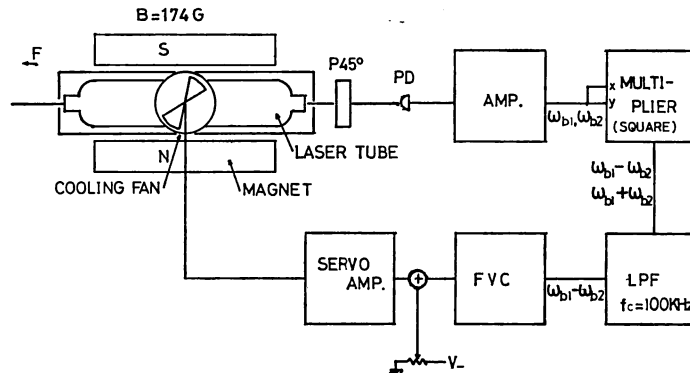


Fig. 4 Block diagram of the two axial mode Zeeman laser, TMZL.

なる ω_b 周波数であることを利用して二つの ω_b 成分の差周波数を使うことが考えられる。

Fig. 3 に二つの ω_b の周波数差 ω_{bd} の共振器離調特性を示す。矢印は、2本のモードが等強度で発振している場合である。これから矢印における勾配は 0.5×10^{-3} と Fig. 2 に比べほぼ倍になっていることがわかる。この点に対応した ω_{bd} となるように共振器長を制御すれば、等強度2モード状態で周波数安定化することができる。

2.2 2モード周波数安定化

Fig. 4 に周波数安定化2モード横ゼーマンレーザー、TMZL の構成図を示す。内部鏡型 He-Ne レーザーにフェライト磁石で 174 G の横磁場を加える。低光出力側ミラーから漏れる光を、45度直線偏光子を通して水平、垂直偏光成分を混合し、フォトダイオード PD で ω_b を光電検出する。 ω_b 信号を増幅し、アナログ掛算器 (AD 533) で二乗して二つの ω_b 成分、 ω_{b1} と ω_{b2} の和と差を求める。遮断周波数 100 kHz のローパスフィルター LPF を通して、 ω_{b1} と ω_{b2} の差成分 ω_{bd} を求める。この信号を、周波数電圧変換器 FVC で電圧信号に変換し、負のオフセット電圧を加えてサーボ増幅して、共振器長を風冷制御するファンモータに負帰還する。

TMZL の周波数安定度を評価するため、制御系がほぼ同じ構成の周波数安定化横ゼーマンレーザー STZL との光ビートによるアラン分散値の平方根を測定した。

Fig. 5 がその結果である。ファンモータによる風冷制御の応答時定数は 0.1 秒程度なので、0.1 秒以上の平均時間において周波数制御動作していると考えられる。したがって、TMZL はほぼ 10^{-9} の相対安定度であることがわかる。

TMZL と類似の周波数安定化法に、隣接した2本の縦モードの強度が等しくなるように制御するモード競

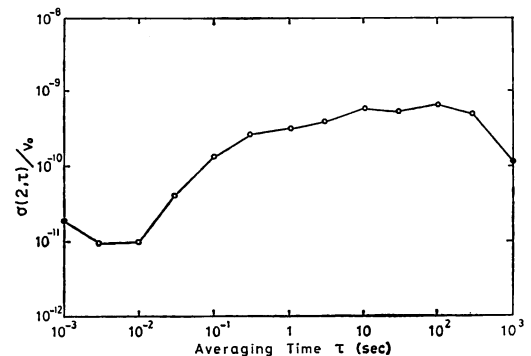


Fig. 5 Square root of the Allan variance for the optical beat between a TMZL and a stabilized transverse Zeeman laser, STZL.

Table 1 Comparison of the performance for a mode-intensity balanced laser and a two axial mode Zeeman laser.

	MIBL	TMZL
Detected signal	DC	AC (~300 kHz)
No. of detectors	2	1
Polarization splitting	Yes	No
No. of modes	2	4

バランス法 MIBL がある⁸⁾。これと TMZL の性能の比較を Table 1 に示す。TMZL の制御信号は交流信号なので MIBL に比べ信号増幅系のオフセット電圧やその温度ドリフトに影響されない。また、MIBL のような特性の揃った2個の検出器を必要とせず、偏光分離するための光学素子も不要である。モード構造は、MIBL が1組の直交偏光成分から成っているのに対し、TMZL は2組の直交偏光成分から成る4モード構造になっており、レーザー媒質内の π および σ 成分同士のモード競

合やモードプリング、プッシングの影響によってその振舞いが複雑になっている。

3. 縦モード間ビート変調波測距

3.1 測定原理

TMZL は2組の直交直線偏光成分から成る4モード状態で同時発振している。その様子を模式的に書くと Fig. 6(a) のようになる。低周波側の共振縦モードの成分の角周波数を $\omega_{1\pi}$, $\omega_{1\sigma}$, 高周波側のそれを $\omega_{2\pi}$, $\omega_{2\sigma}$ とする。Fig. 6(b) のように、これらの成分を偏光分離プリズム PBS で直交偏光成分に分け、 π 成分を σ 成分より L だけ離れた地点で受光する。このとき、二つの検出器 PD $_{\pi}$, PD $_{\sigma}$ に到達する電界成分は次のように書ける。

$$\text{PD}_{\pi}: \begin{cases} E_{1\pi} = a \cdot \exp j(\omega_{1\pi} \cdot t + k_{1\pi} \cdot L + \phi) & (1) \\ E_{2\pi} = a \cdot \exp j(\omega_{2\pi} \cdot t + k_{2\pi} \cdot L + \phi) & (2) \end{cases}$$

$$\text{PD}_{\sigma}: \begin{cases} E_{1\sigma} = a \cdot \exp j\{(\omega_{1\pi} + \omega_{b1})t + \phi\} & (3) \\ E_{2\sigma} = a \cdot \exp j\{(\omega_{2\pi} + \omega_{b2})t + \phi\} & (4) \end{cases}$$

ここで、各成分の振幅は等しいとし、 $k_{1\pi} = 2\pi/\lambda_{1\pi}$, $k_{2\pi} = 2\pi/\lambda_{2\pi}$, ϕ は π , σ 成分の共通光路による位相変化分である。また、 ω_{b1} , ω_{b2} は各共振縦モードの縦モード内ビート周波数で次のとおりである。

$$\omega_{b1} = \omega_{1\sigma} - \omega_{1\pi} \quad (5)$$

$$\omega_{b2} = \omega_{2\sigma} - \omega_{2\pi} \quad (6)$$

二つの受光器で検出された信号は次のように書ける。

$$I_{\pi} = \langle |E_{1\pi} + E_{2\pi}|^2 \rangle \\ = 2a^2 [1 + \cos\{(\omega_{2\pi} - \omega_{1\pi})t + (k_{2\pi} - k_{1\pi})L\}] \quad (7)$$

$$I_{\sigma} = \langle |E_{1\sigma} + E_{2\sigma}|^2 \rangle \\ = 2a^2 [1 + \cos\{(\omega_{2\pi} - \omega_{1\pi})t + (\omega_{b2} - \omega_{b1})t\}] \quad (8)$$

I_{σ} を局部発振源として I_{π} と混合し、低周波成分だけをとり出す。(7), (8) 式の交流成分を \tilde{I}_{π} , \tilde{I}_{σ} とすると

$$I_0 = \langle \tilde{I}_{\pi} \cdot \tilde{I}_{\sigma} \rangle \\ = \langle 2a^4 [\cos\{2(\omega_{2\pi} - \omega_{1\pi})t + (k_{2\pi} - k_{1\pi})L + (\omega_{b2} - \omega_{b1})t\} \\ + \cos\{(\omega_{b2} - \omega_{b1})t - (k_{2\pi} - k_{1\pi})L\}] \rangle \\ = 2a^4 \cos(\omega_{bd} \cdot t - 2\pi L/2\Delta L_{\pi}) \quad (9)$$

ここで

$$\omega_{bd} = \omega_{b2} - \omega_{b1} \quad (10)$$

$$\Delta L_{\pi} = \pi C / (\omega_{2\pi} - \omega_{1\pi}) \quad (11)$$

である。 ΔL_{π} は磁場方向の偏光成分の共振周波数の等価共振器長、 C は光速である。一方、TMZL の制御信号である二つの縦モード内ビート周波数の差 ω_{bd} は次のように書ける。

$$\tilde{I}_{\sigma} = \langle (A \cos \omega_{b1} \cdot t + A \cos \omega_{b2} \cdot t)^2 \rangle \\ = A^2 (1 + \cos \omega_{bd} \cdot t) \quad (12)$$

したがって、(12) 式に対する (9) 式の位相差 Ψ を求めれば π と σ 成分の光路長差 L が次のように得られる。

$$L = \Delta L_{\pi} \cdot \Psi / \pi \quad (13)$$

ΔL_{π} は (11) 式から π 成分同士の縦モード間ビート周波数を測定して正確に得られる。

3.2 測距装置

以上の測定原理に基づいて Fig. 7 の配置で測距装置を構成した。TMZL からの光は可変減衰器 ATT を通して偏光ビームスプリッター PBS に入射し、 π 成分と σ 成分に分けられる。 σ 成分は、直接アバランシェフォトダイオード APD $_1$ (NEC, NDL 1102) で受光される。 π 成分は測定光路を通り、移動コーナーキューブ CC で反射されて APD $_2$ に入射する。それぞれの APD で検出された光電流は 45 dB 増幅されダブルバランスミキサ DBM (R & K, M 13 C) に入力される。DBM の

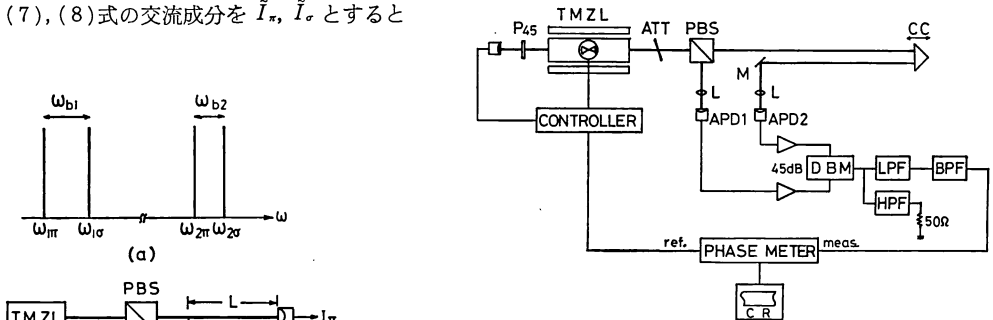


Fig. 6 Schematic drawing of the mode structure in a TMZL (a) and basic principle of the method for measuring a distance (b). PBS: polarization beam splitter, PD: photodetector.

Fig. 7 Experimental arrangement for the distance measurement by the use of the TMZL. ATT: optical attenuator, CC: corner cube, APD: avalanche photodiode, DBM: double balanced mixer, LPF, BPF and HPF: low, band and high pass filters, respectively, M: mirror, P $_{45}$: linear polarizer with 45 degree azimuth, CR: chart recorder.

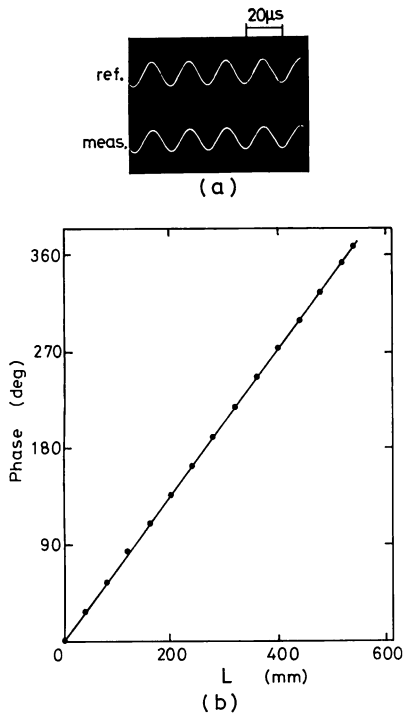


Fig. 8 Waveforms of reference (upper trace) and measurement signal (lower trace) (a) and response of the phase change of measured signal to the change of optical path difference L (b).

IFポートには $2(\omega_{2\pi} - \omega_{1\pi}) \approx 1,130$ MHz と $\omega_{bd} \approx 60$ kHz の二つのスペクトル成分が現われる。これらのうちハイパスフィルター HPF と抵抗 50Ω で $1,130$ MHz の成分を吸収し、ローパスフィルター LPF で ω_{bd} 成分を抜き出し、バンドパスフィルター BPF (10~100 kHz) を通して電気位相計 (Wiltron, Model 355) に入力する。一方、参照信号は TMZL の制御信号を利用する。

Fig. 8 (a) は光路長約 1 m において得られた参照信号と測定信号である。位相ジッタの少ない安定した信号波形であることがわかる。**Fig. 8 (b)** はコーナークューブを 270 mm だけ移動させ光路長を 540 mm 変えたときの位相変化を記録した結果である。記録点はほぼ直線上にあることがわかる。この傾きは 0.6778 deg/mm である。一方(11), (13)式から求められる傾き S は光路長変化を ΔL , 位相変化を $\Delta\mathcal{P}$ とすると次のようになる。

$$S = \Delta\mathcal{P} / \Delta L = 2\pi \Delta f_{\pi} / C \quad (14)$$

ここで、 $\Delta f_{\pi} = (\omega_{2\pi} - \omega_{1\pi}) / 2\pi$ であるから、 $C / \Delta f_{\pi}$ は縦モード間隔周波数によって変調された光波の変調波長で

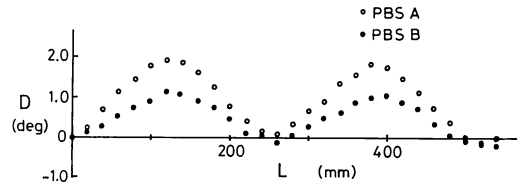


Fig. 9 Phase deviation D between the measurement and calculated phase as a function of L for the two polarization beam splitters.

ある。 Δf_{π} の実測値は、 564.739 MHz であるから、変調波長は 530.85 mm, S は 0.6782 deg/mm と計算され、実測値とほぼ一致している。

3.3 測定精度

Fig. 8 (b) に見られるように、この測距システムによって通常の電気位相計を用いて数十 cm の距離を精度よく安定に測定できることがわかった。しかし **Fig. 8 (b)** の測定点を詳細に調べると、わずかであるが測定点が直線からずれている部分がある。そこで、コーナークューブの位置変化に対する位相の直線性を調べた。

コーナークューブを位置分解能 $10\mu\text{m}$ の移動台に取り付けて、ステップ状に移動し、測定位相と(13)式で計算される位相との偏差を求めた。**Fig. 9** にその結果を示す。**Fig. 9** は製造メーカーの異なる二つの PBS についてのコーナークューブ位置に対する位相偏差である。光路長を一変調波長 (530.85 mm) だけ変えたとき、2倍の周期の位相偏差が観測された。その振幅が、使用する PBS によって異なることから、PBS の偏光分離度の違いによって二つの光路に互いに他の偏光成分が漏れる割合に差があると考えた。

すなわち、測定光路を伝播する光電界は次のように書くことができる。

$$\left. \begin{aligned} E_{1\pi} &= a \cdot \exp j(\omega_{1\pi} \cdot t + k_{1\pi} \cdot L) \\ E_{2\pi} &= a \cdot \exp j(\omega_{2\pi} \cdot t + k_{2\pi} \cdot L) \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

$$\left. \begin{aligned} E_{1\sigma} &= a_0 \cdot \exp j(\omega_{1\sigma} \cdot t + k_{1\sigma} \cdot L) \\ E_{2\sigma} &= a_0 \cdot \exp j(\omega_{2\sigma} \cdot t + k_{2\sigma} \cdot L) \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

(16)式は漏洩光による成分である。これらの電界成分が APD 上で干渉するとき、 π と σ 成分は直交偏光成分であるため干渉しないとして、検出光電流の交流成分は次のようになる。

$$\begin{aligned} \tilde{I}_{\pi} &= \langle |E_{1\pi} + E_{2\pi}|^2 + |E_{1\sigma} + E_{2\sigma}|^2 \rangle \\ &= 2a^2 \cos \{(\omega_{2\pi} - \omega_{1\pi})t + (k_{2\pi} - k_{1\pi})L\} \\ &\quad + 2a_0^2 \cos \{(\omega_{2\sigma} - \omega_{1\sigma})t \\ &\quad + (\omega_{b2} - \omega_{b1})t + (k_{2\sigma} - k_{1\sigma})L\} \end{aligned} \quad (17)$$

一方、同様にして PBS において反射し参照光路を伝播

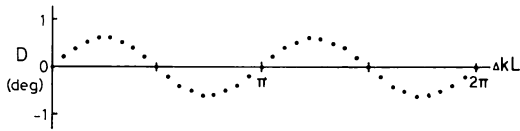


Fig. 10 Calculated phase deviation as a function of ΔkL .

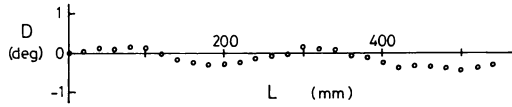


Fig. 11 Phase deviation D after polarization compensation.

してえられた光電流の交流成分は次のように書くことができる。

$$\begin{aligned} \bar{I}_\sigma = & 2a^2 \cos \{(\omega_{2\sigma} - \omega_{1\sigma})t + (\omega_{b2} - \omega_{b1})t\} \\ & + 2a_0^2 \cos (\omega_{2\sigma} - \omega_{1\sigma})t \end{aligned} \quad (18)$$

(18)式を局部発振源として(17)式とヘテロダイン混合し ω_{bd} 成分だけを抜き出すと次のようになる。

$$\begin{aligned} [\bar{I}_\sigma \cdot \bar{I}_\sigma]_{\omega_{bd}} = & 2a^2 \cos \{\omega_{bd} \cdot t - (k_{2\sigma} - k_{1\sigma})L\} \\ & + 2a_0^2 \cos \{\omega_{bd} \cdot t + (k_{2\sigma} - k_{1\sigma})L\} \end{aligned} \quad (19)$$

$k_{2\sigma} - k_{1\sigma} \approx k_{2\sigma} - k_{1\sigma}$ であるから、漏洩光のない測定信号(9)式の位相角に対する(19)式の位相角の偏差 D を求める。

$$D = \theta - \tan^{-1} \left\{ \frac{(a^2 - a_0^2)/(a^2 + a_0^2) \tan \theta}{1} \right\} \quad (20)$$

ここで

$$\theta = \Delta kL = (k_{2\sigma} - k_{1\sigma})L$$

Fig. 10 は $a_0^2/a^2 = 0.01$ として(20)式を計算した結果で、 ΔkL が 2π 変化すると二周期の位相偏差が生じていることがわかる。

そこで、偏光分離度の高い PBS を使用し、ソレイユバビネ補償子 SBC で TMZL の発振光の楕円成分を補償して位相偏差を測定した結果、Fig. 11 のように Fig. 9 の PBS A に比べ rms 値で 5分の1、0.22 度に改善された。この値は CC の位置にして $162 \mu\text{m}$ の距離分解能に相当する。

しかし、わずかな量であるが位相偏差に二周期成分が残っている。この原因を探るため、縦モード間ビート周波数成分のスペクトルを観測した。Fig. 6 から知られるように 4本の発振光スペクトルによって得られるビートスペクトルは 6本で、うち 2本は ω_{b1} , ω_{b2} の低周波成分、残り 4本が縦モード間隔周波数付近のスペクトルである。もし、SBC と直線偏光子を用いて偏光補償し、 σ 成分を完全に消光すれば π 成分同士の 1本のビートスペ

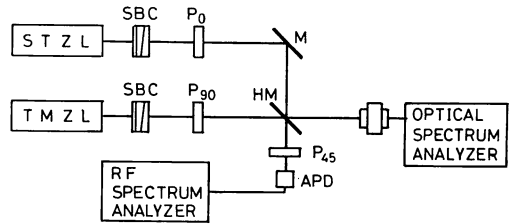


Fig. 12 Experimental setup for the high resolution spectroscopy by heterodyne optical beat. SBC: Soleil-Babinet compensator.

クトルしか得られないはずである (Fig. 6 参照)。ところが、実際にはそのスペクトルの両側に $20 \sim 30 \text{ dB}$ だけ小さく ω_{b1} ないし ω_{b2} だけ離れたサイドスペクトルが観測された。

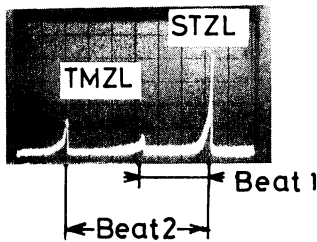
そこで、TMZL の各発振モードスペクトルを高分解能分光するために、完全単一スペクトルがえられるレーザーと光混合してそのビートスペクトルを観測した。

Fig. 12 が実験配置である。STZL⁷⁾ の二周波直交偏光成分のうち、SBC と水平直線偏光子を用いて垂直偏光成分を消光し、完全単一周波数光にする。これは二つの成分光のビートを消失させることによって確認できる。このレーザーを局部発振光にして TMZL の発振光と光混合し、45度直線偏光子を通して光ビートを APD で光電検出し、高周波スペクトルアナライザーでビートスペクトルを観測する。また、光スペクトルアナライザー (Tropel, 240) によって 2 台のレーザーのモードの相対関係をモニターする。

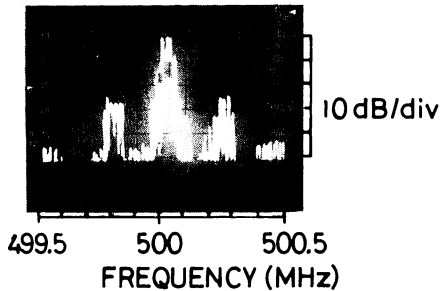
TMZL の発振光を SBC と垂直直線偏光子で偏光補償して、 σ 成分のスペクトルを観測した結果を Fig. 13 に示す。(a) は二つの安定化レーザーのモードスペクトルの相対関係を示す。STZL と TMZL の高周波側のモードとのビートスペクトル Beat 1 を (b) に、低周波側のモードとのビートスペクトル Beat 2 を (c) に示す。これらから TMZL の発振モードスペクトルに相当するメインスペクトルの両側に、それぞれ 230, 280 kHz だけシフトしたサイドスペクトルが得られていることがわかる。このシフト量は、それぞれ対応するモードの縦モード内ビート周波数に等しい。 π 成分のスペクトルについても同様の結果となった。このサイドスペクトルは、多モード発振状態であるためにレーザー媒質の反転分布に脈動が生じた結果、発生した⁹⁾と考えられ、発振スペクトルが縦モード内ビート成分によって振幅変調された状態に類似している。

以上の実験から、Table 2 のように π , σ 成分はそれ

(a)



(b) Beat 1



(c) Beat 2

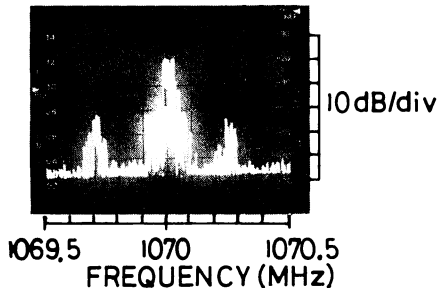


Fig. 13 (a) Mode spectra of STZL and TMZL. The spectrum of optical beat, Beat 1, between the STZL and the upper mode of TMZL is shown in (b) and the beat spectrum for Beat 2 is shown in (c).

ぞれ六つの発振周波数成分からなっており、とくに表に見られるように $\omega_{i\pi} + \omega_{b1} = \omega_{i\sigma}$, $\omega_{i\sigma} - \omega_{b1} = \omega_{i\pi}$ ($i=1, 2$) の関係であるから π および σ 成分にそれぞれ σ , π 成分が混入した状態であることがわかる。しかも混入している二つの成分は、もとの成分と同じ偏光状態であるため、偏光によって区別できない。したがってスペクトルによる直交偏光成分間のクロストークがこの測距システムの測定精度を最終的に決定していることがわかる。

Fig. 13(b), (c) から、サイドスペクトルはメインスペクトルに比べ約 25 dB 小さいので (20) 式を用いて計算すると 0.36 度の rms 値の位相偏差があると考えられ、**Fig. 11** の実験値とほぼ同じ値であることがわかる。

Table 2 Components of angular frequency in π and σ polarization of TMZL.

Polarization	Angular frequency, ω		
π	$\omega_{1\pi}$, $\omega_{1\pi} - \omega_{b1}$, $\omega_{1\pi} + \omega_{b1} = \omega_{1\sigma}$		
	$\omega_{2\pi}$, $\omega_{2\pi} - \omega_{b2}$, $\omega_{2\pi} + \omega_{b2} = \omega_{2\sigma}$		
σ	$\omega_{1\sigma}$, $\omega_{1\sigma} + \omega_{b1}$, $\omega_{1\sigma} - \omega_{b1} = \omega_{1\pi}$		
	$\omega_{2\sigma}$, $\omega_{2\sigma} + \omega_{b2}$, $\omega_{2\sigma} - \omega_{b2} = \omega_{2\pi}$		

4. ま と め

横磁場の加えられた内部鏡型 He-Ne レーザーを二共振縦モード状態で周波数安定化した新しい方法に基づく装置を試作した。このレーザーのそれぞれの縦モードは、発振周波数の異なる直交偏光成分に分離し、その分離周波数は縦モードや共振器の同調状態で異なる。これら四つの成分のうち、 π 成分同士のモード間ビートによる変調光が測定光路を伝播する時間遅れを、ビート信号の位相遅れに変換して距離を測る変調波測距方式を試みた。この際 σ 成分同士のビート信号を局部発振信号に利用することによって、565 MHz の位相測定を 60 kHz の位相測定に変換することが可能になり、高価なベクトルポルトメータが不要になった。この測距方式の特長は次のことが考えられる。

- (1) 従来の変調波測距方式に用いられているヘテロダイン位相検出の局部発振器が、光源に備えられているので電子回路の構成が簡単になる。
- (2) 位相測定信号の周波数は光源において一定値になるように制御されているので、周波数揺らぎや雑音による測定誤差が少ない。
- (3) 干渉法による測距に比べ、光学系の構成が簡単で調節が容易である。光学系への機械的音響的振動にも強い。
- (4) 変調周波数が 565 MHz と高いので、距離分解能の高い測定ができる。

本システムの測定の直線性を検討した結果、一変調波長の光路長の変化に対し、二周期変化する位相偏差成分のあることがわかった。おもな原因として π , σ 偏光成分のクロストークによることが確かめられた。SBC によるレーザー光の偏光補償と高い偏光分離度の PBS を用いることによって $\pm 81 \mu\text{m}$ の直線性まで改善された。さらに光混合ヘテロダイン分光により発振偏光スペクトル形状を測定した。その結果、縦モード内ビート周波数成分による発振スペクトルの振幅変調の結果とみられるサイドスペクトルが観測された。このサイドスペクトル

成分のため, π , σ 成分のクロストークと同様な現象が現われ, しかもこれらは, 偏光分離ができない. そのため, この現象が本測定法の最終的な距離分解能を決めていることがわかる.

最後に, 本研究を遂行するにあたり常日頃ご討論いただきました本研究所山口十六夫助教授, 光電検出器の応答について貴重なご助言をいただきました豊橋技術科学大学米津宏雄教授, ならびに変調波測距方式について有益な資料をいただきました計量研究所松本弘一博士にたいし, 深く感謝の意を表します.

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) J. H. Bruning, D. R. Herriott, J. E. Gallagher, D. P. Rosenfeld, A. D. White and D. J. Brangaccio: "Digital wavefront measuring interferometer for testing optical surfaces and lenses," *Appl. Opt.*, **13** (1974) 2693-2703.
- 3) H. Matsumoto: "Infrared He-Xe laser interferometry for measuring length," *Appl. Opt.*, **20** (1981) 231-234.
- 4) 友田好文, 鈴木弘道, 土屋 淳編: 地球観測ハンドブック (東京大学出版会, 東京, 1985) pp. 309-337.
- 5) 須田教明: 電磁波測距儀 (改訂版) (森北出版, 東京, 1984) pp. 131-158.
- 6) K. Seta, T. Ohishi and S. Seino: "Optical distance measurement using inter-mode beat of laser," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **24** (1985) 1374-1375.
- 7) N. Umeda, M. Tsukiji 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.
- 9) M. Sargent III, M. O. Scully and W. E. Lamb: *Laser Physics* (Addison-Wesley Publishing Co., Massachusetts, 1977) p. 115.