

論文

光周波数掃引の非線形性による FMCW Reflectometry の空間分解能劣化に関する一考察

正員 王 陸唐[†] 正員 飯山 宏一[†] 正員 林 健一[†]

A Study on Degradation of Spatial Resolution in FMCW Reflectometry Due to Nonlinear Optical Frequency Sweep

Lu-Tang WANG[†], Koichi HIYAMA[†] and Ken-ichi HAYASHI[†], Members

あらまし 半導体レーザを光源に用いた FMCW Reflectometry において、光周波数掃引の非線形性による空間分解能劣化について、実験的および理論的検討を行った。半導体レーザの光周波数変化の応答遅れを実験により求め、応答遅れの時定数が複数個存在することを示した。この応答遅れを考慮して FMCW Reflectometry の出力信号の解析を行った。その結果、光周波数掃引の折返し点直後に応答遅れの影響が顕著に現れてその部分の干渉信号のビート周波数が低くなり、その結果、干渉信号スペクトルは低周波側に広がり、空間分解能が劣化することがわかった。また、診断位置が遠いほど非線形性の影響を大きく受け、空間分解能がより劣化することもわかった。これらの解析結果は、実験結果と良く一致した。

キーワード 半導体レーザ、光周波数掃引、変調、リフレクトメトリ

1. ま え が き

光通信システムや光計測システムにおける低動作電圧化、高速化、低コスト化、高安定化を図る目的から、光導波素子や光集積回路の研究・開発が盛んに行われている。それに伴い、これらの光素子の性能評価のための内部診断法の確立も望まれており、各種の非破壊診断法が開発されている。これらの光素子は比較的小形であるため、診断法に最も要求される性能は、空間分解能である。光ファイバの診断に従来より用いられてきた OTDR (Optical Time Domain Reflectometry) 法は、その空間分解能は数十 cm 程度であり、本目的には適さない。そこで、OTDR 法に代わる診断法についての研究が行われている^{(1)~(6)}。その診断法の一つに、FMCW (Frequency-Modulated Continuous Wave) Reflectometry 法がある。この方法は、図 1 に示すように、光周波数が時間的に線形に掃引された光源とマイケルソン干渉計から構成されており、干渉計の片方のアームに被診断光素子が設置されている。この干渉

計において、被診断光素子から戻ってきた後方散乱光と鏡から反射された光 (参照光) との間に、この干渉計の光路長差 D (真空中に換算した値を考慮) に比例した時間差がある。二つの光は光検出器上で干渉し、その出力は時間差に比例したビート周波数をもつ。光周波数掃引幅 Δf 、繰返し周波数 f_m の対称三角波で光源の光周波数を掃引したとすると、干渉信号のビート周波数 f_B および空間分解能 δz は次式で与えられる。

$$f_B = 2(D/c)f_m\Delta f \quad (1)$$

$$\delta z = \frac{c}{2n\Delta f} \quad (2)$$

ここで、 c は真空中での光速、 n は被診断光素子の屈折率である。つまり、被診断光素子の光伝搬経路を出力信号の周波数に置き換えているので、出力信号のスペクトル分布を観測することによって光導波路の長さ方向の特性分布を直視することができる。また、光周波数掃引幅が大きいほど空間分解能は向上する。この方法では、光周波数掃引の非線形性が空間分解能および感度に影響を与える。

半導体レーザは、その注入電流を変えることによっ

[†] 金沢大学工学部電気・情報工学科, 金沢市
Faculty of Technology, Kanazawa University, Kanazawa-shi,
920 Japan

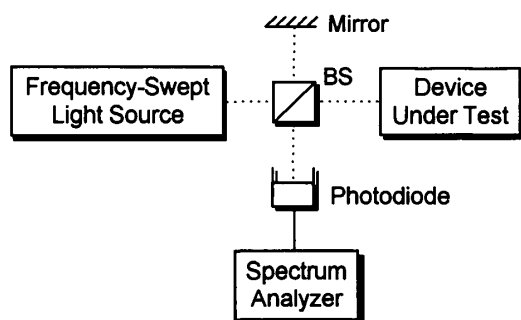


図1 FMCW reflectometry の構成図

Fig. 1 Basic configuration of FMCW reflectometry.

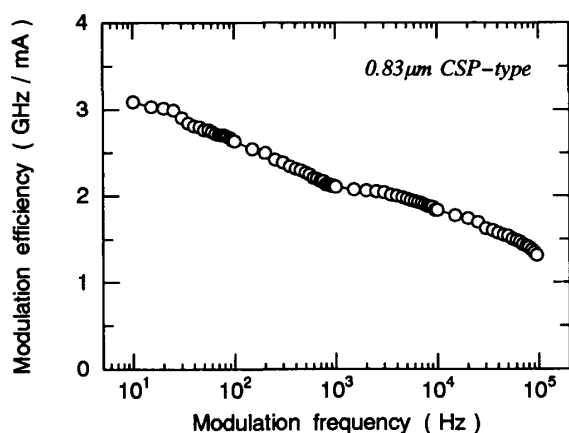


図2 半導体レーザーの直接周波数変調特性の測定例

Fig. 2 An example of a measured direct frequency modulation response of a semiconductor laser.

て容易に発振周波数を変えることができる（直接周波数変調可能）ことはよく知られており、FMCW Reflectometry法の光源に適している。しかしながら、半導体レーザーの直接周波数変調特性は変調周波数に対して不均一である。変調周波数が低い場合の直接周波数変調特性の測定例を図2に示す。光源は0.83 μm 帯CSP形半導体レーザー（日立：HLP-1400）である。変調周波数が高いほど周波数変調効率は低下することがわかる。この不均一な周波数変調特性のため、三角波あるいはのこぎり波で注入電流を変調しても光周波数掃引は非線形となり、空間分解能が劣化する。そのため、補助干渉計を設けて、その干渉波形から周波数軸を目盛り直す方法が報告されている^{(7)~(10)}。また我々は、補助干渉計の干渉波形を外部基準信号と位相比較してその誤差信号を半導体レーザーの注入電流に帰還し、半導体レーザーの光周波数変化を逐次制御して光周波数掃引を線形化する方法を提案した^{(11),(12)}。

本論文では、FMCW Reflectometry法における光

周波数掃引の非線形性の影響を実験的および理論的に議論する。

2. 実験結果

まず、FMCW Reflectometryの実験結果について述べる。図1に示すFMCW Reflectometryにおいて、使用した光源は0.83 μm 帯CSP形半導体レーザー（日立：HLP-1400）であり、バイアス電流に繰返し周期10ms、変調振幅20mAの対称三角波電流を重畳することにより、光周波数を掃引した。このときの光周波数掃引幅は約60GHzであり、注入電流変調中にモードホッピングが生じないように、レーザーを温度制御した。また、ビームスプリッタ（BS）や鏡などの光素子からレーザーへの戻り光を防ぐため、レーザーからの出射光は光アイソレータを通した後、Reflectometryに入射した。システムの空間分解能を評価するのが目的なので、被診断光素子として鏡を採用し、診断位置を12cm（光路長差24cm）と設定した。

測定された干渉信号波形および干渉信号スペクトルを図3(a)および(b)に示す。なお、図3(b)の横軸は周波数ではなく診断位置（Location）となっているが、これは、測定したスペクトル分布の周波数軸を式(1)を用いて診断位置に変換したものであり、以後、干渉信号スペクトルと呼ぶことにする。図3より、三角波の折返し点直後は干渉信号波形のビート周波数が低くなっており、その後ビート周波数は一定に近づいているのがわかる。このことは、三角波の折返し点付近で光周波数変化が注入電流変化に追従せず、光周波数変化が緩やかになっており、全体として光周波数掃引が非線形であることを意味する。このときの干渉信号スペクトルは低周波側にスペクトルが広がり、空間分解能は著しく劣化していることがわかる。

図4に、診断位置が5cm、40cmおよび80cmのときの干渉信号スペクトルの測定結果を重ねて示す。同図より、診断位置が遠いほど干渉信号スペクトルは広がり、空間分解能が劣化することがわかる。これは、診断位置が近いときには、参照光と信号光との時間差が小さいために光周波数掃引は近似的に線形と見なせるが、診断位置が遠いときには、参照光と信号光との時間差が大きいため非線形性の影響を無視できないためである。

これらの実験結果より、半導体レーザーの注入電流を線形に掃引するだけでは光周波数掃引が非線形であるために、干渉信号のスペクトルが広がって空間分解能

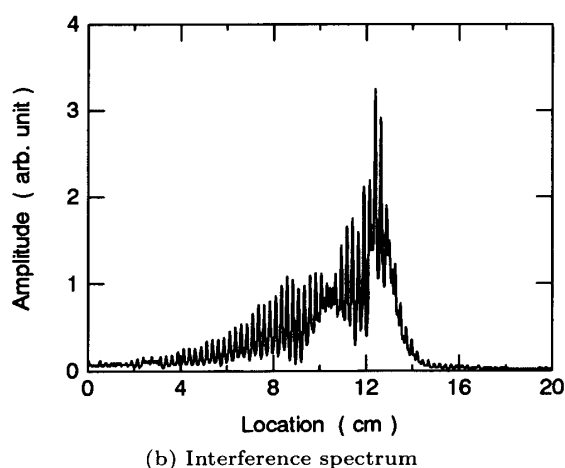
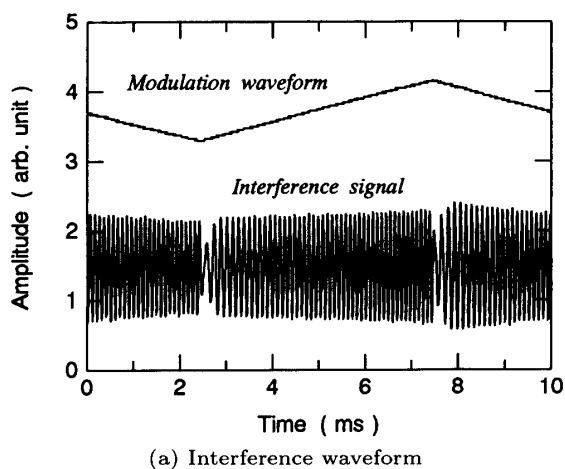


図3 干渉信号の測定結果

Fig. 3 Measured interference signal.

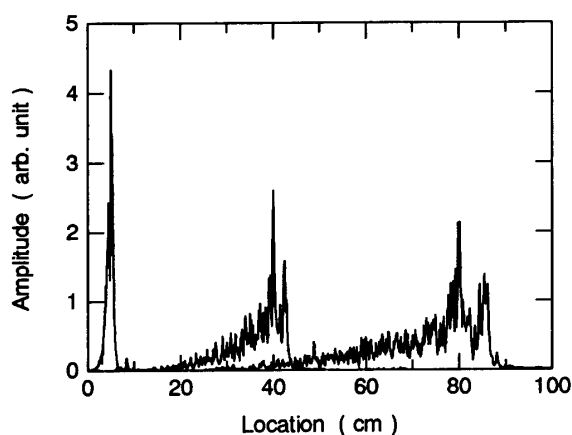


図4 干渉信号スペクトルの測定結果

Fig. 4 Measured interference spectrum.

が劣化し、特に診断位置が遠いときに非線形性の影響が顕著に現れてくることがわかった。

3. 理論式の導出

図1に示すFMCW Reflectometryにおいて、光源に半導体レーザを使用し、注入電流を変調することによって光周波数を掃引するものとする。このとき、参照光および後方散乱光の電界 $E_R(t)$ および $E_S(t)$ を次式で表す。

$$E_R(t) = a(t)A_R e^{j\{\beta(t)+\phi(t)\}} \quad (3)$$

$$E_S(t) = a(t+\tau)A_S e^{j\{\beta(t+\tau)+\phi(t+\tau)\}} \quad (4)$$

ここで、 $\tau (= 2D/c)$ は参照光と後方散乱光との時間差、 A_R および A_S はそれぞれ参照光および後方散乱光の電界振幅、 $\phi(t)$ はレーザ光の位相揺らぎである。また、

$$a(t) = \sqrt{1 + m f_m(t)} \quad (5)$$

$$\beta(t) = \int_0^t \{\omega_0 + \alpha(t')\} dt' \quad (6)$$

$$\alpha(t) = 2\pi\Delta f \{f_m(t) * h(t)\} \quad (7)$$

であり、 m は強度変調指数、 ω_0 はレーザ光の平均角周波数、 Δf は光周波数掃引幅、 $f_m(t)$ は変調波形、 $h(t)$ は半導体レーザの光周波数変化のインパルス応答である。また、 $*$ は畳込み積分を表す。 $\alpha(t)$ が光周波数掃引波形であり、インパルス応答 $h(t)$ によって光周波数掃引の非線形性を記述する。

さて、レーザ光の位相揺らぎ $\phi(t)$ はガウス過程に従い、その発振スペクトルはローレンツ分布であると仮定すると、参照光と後方散乱光の干渉信号の時間平均値 $I(t)$ は、直流成分を省略して次式で与えられる。

$$I(t) = 2a(t)a(t+\tau)A_R A_S e^{-\pi\tau\Delta\nu} \times \cos \left[\omega_0\tau + \int_0^t \{\alpha(t'+\tau) - \alpha(t')\} dt' \right] \quad (8)$$

ここで、 $\Delta\nu$ は半導体レーザのスペクトル線幅である。 $e^{-\pi\tau\Delta\nu}$ はスペクトル広がりによる可視度の低下を表し、診断可能距離を制限する要因である。干渉信号の

瞬時ビート周波数 $f_b(t)$ は,

$$\begin{aligned} f_b(t) &= \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dt} \left[\omega_0 \tau + \int_0^t \left\{ \alpha(t' + \tau) - \alpha(t') \right\} dt' \right] \\ &= \frac{1}{2\pi} \left\{ \alpha(t + \tau) - \alpha(t) \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

となる。インパルス応答 $h(t)$ がわかれば、式(8)および式(9)より干渉信号波形、瞬時ビート周波数および干渉信号スペクトルを求めることができる。

4. インパルス応答の実験的導出

式(8)および式(9)からわかるように、干渉信号のビート周波数は半導体レーザの光周波数変化のインパルス応答 $h(t)$ に依存するため、 $h(t)$ を知る必要がある。 $h(t)$ と図2の周波数変調特性とはフーリエ変換対の関係にあるので、図2の周波数変調特性を逆フーリエ変換すれば、 $h(t)$ を求めることができる。しかし、図2の測定は通常、変調振幅が小振幅の場合である。一方、FMCW Reflectometry では、光周波数掃引幅を大きくして空間分解能を向上させるため、半導体レーザの変調振幅は大振幅であるので、小振幅変調の結果を用いることはできない。そこで、大振幅変調時の $h(t)$ を実験により求めた。実験方法は、半導体レーザの注入電流に繰返し周期10ms、変調振幅16mA (光周波数掃引幅約48GHz) の方形波 (duty 50%) を重畳し、光周波数変化のステップ応答 $g(t)$ を偏波面保存光ファイバの直交偏波間の伝搬定数差を利用した光ファイバ形マッハツェンダ干渉計 (付録参照) を使って測定した後、インパルス応答 $h(t)$ を求めた。光源は2.で使用した半導体レーザであり、変調中も単一モード発振を維持するように温度制御を行った。また、光ファイバ端面や光素子などからレーザへの戻り光を防ぐため、レーザからの出射光は光アイソレータを通した後、偏波面保存光ファイバに入射した。ステップ応答の測定結果を図5に示す。図中の挿入図は立上り付近を拡大したものである。この図より、立上りの部分の応答が遅れていることがわかる。応答遅れは時定数を τ とおくと $\exp(-t/\tau)$ で表されるので、図5の波形を指数関数でフィッティングしたところ、一つの時定数だけではフィッティングできず、四つの時定数が存在していることがわかった。フィッティングしたステップ応答 $g(t)$ (但し、単位ステップ入力に対する応答) を次式に示す。

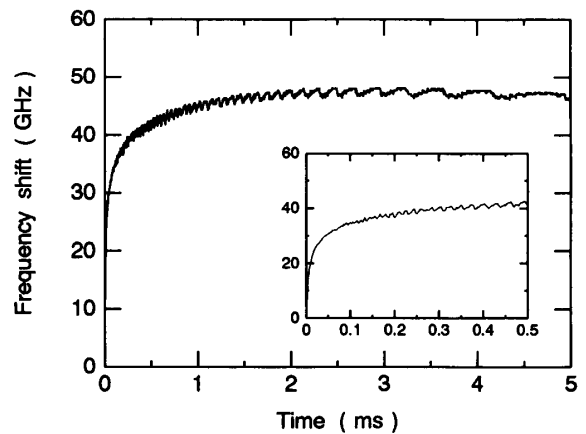


図5 光周波数変化のステップ応答の測定結果
挿入図は立上り部分を拡大したものである

Fig. 5 Measured step response of the optical frequency change. The inset indicates the detail of the initial part.

$$g(t) = 1 - \sum_{k=1}^4 a_k \exp(-t/\tau_k) \quad (10)$$

ここで、係数 a_k および τ_k は以下のとおりである。

$$\begin{aligned} a_1 &= 0.26, \quad \tau_1 = 700 \mu\text{s} \\ a_2 &= 0.20, \quad \tau_2 = 85 \mu\text{s} \\ a_3 &= 0.32, \quad \tau_3 = 12.3 \mu\text{s} \\ a_4 &= 0.22, \quad \tau_4 = 2.8 \mu\text{s} \end{aligned}$$

この四つの時定数は、半導体レーザ内部の熱抵抗、半導体レーザとヒートシンクとの熱抵抗や温度制御回路の時定数による応答遅れによるものである⁽¹³⁾。光周波数変化のインパルス応答 $h(t)$ はステップ応答 $g(t)$ を時間微分することによって得られ、次式となる。

$$h(t) = \sum_{k=1}^4 \frac{a_k}{\tau_k} \exp(-t/\tau_k) \quad (11)$$

式(11)を式(8)に代入すれば、光周波数掃引の非線形性を考慮した干渉信号波形を求めることができる。

5. 考 察

本章では、3.の理論式に基づき、光周波数掃引が非線形なときの干渉信号波形、干渉信号スペクトルおよび瞬時ビート周波数を求める。まず、変調波形 $f_m(t)$ を対称三角波として次式で表す。

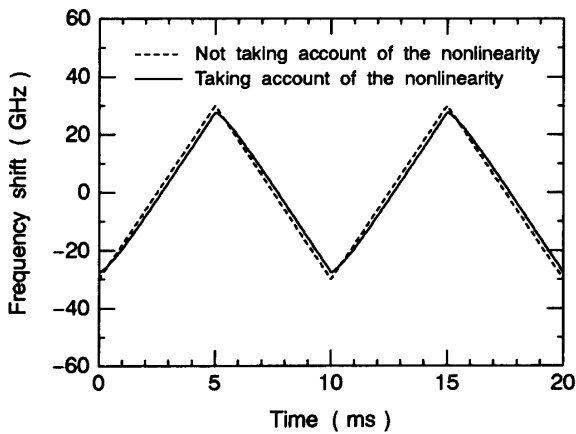


図6 非線形性を考慮した光周波数掃引波形の計算結果

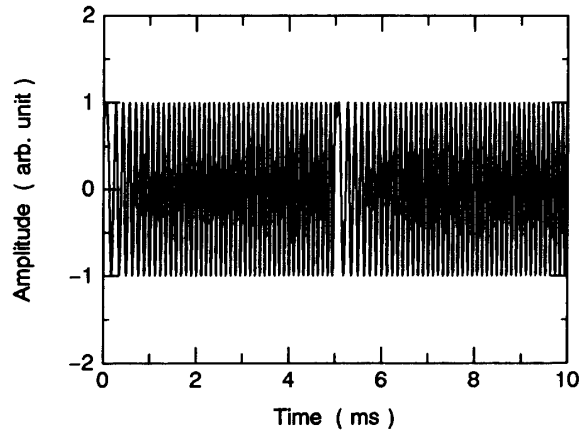
Fig. 6 Calculated waveform of the optical frequency sweep taking account of the nonlinearity.

$$f_m(t) = \begin{cases} -\frac{1}{2} + \frac{2}{T}t & (0 \leq t < T/2) \\ \frac{3}{2} - \frac{2}{T}t & (T/2 \leq t < T) \end{cases} \quad (12)$$

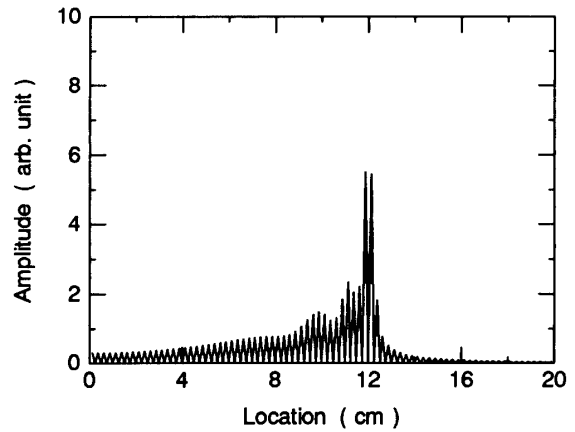
ここで、 T は三角波の繰返し周期である。式(7)、式(11)および式(12)より、非線形性を考慮した光周波数掃引波形 $\alpha(t)$ を計算することができる。

図6に、計算された光周波数掃引波形を示す。点線は非線形性を考慮しない場合であり、実線は非線形性を考慮した場合である。また、 $T = 10\text{ms}$ 、 $\Delta f = 60\text{GHz}$ とした。図より、 $h(t)$ による応答遅れにより光周波数掃引は非線形となり、特に折返し点直後の応答に遅れを生じていることがわかる。また、掃引幅も小さくなることわかる。

図7(a)および(b)に、式(8)より計算した干渉信号波形およびそのスペクトルを示す。但し、 $T = 10\text{ms}$ 、 $\Delta f = 60\text{GHz}$ 、診断位置は12cmとし、簡単のため強度変調成分は無視した。図において、0ms、5msおよび10msの点が三角波の折返し点である。三角波の折返し点直後において干渉信号のビート周波数が低くなっており、その後一定のビート周波数となっていることがわかる。これは、図6に示したように、非線形性を考慮した場合の三角波は折返し点直後が特に非線形になっているからである。また、このときの干渉信号スペクトルは低周波側に広がっており、診断性能が劣化することがわかる。図7(a)(b)に示す解析結果はそれぞれ図3(a)(b)の測定結果と良く一致しており、光周波数掃引の非線形性により診断性能が劣化することが、理論的にも明らかとなった。



(a) Interference waveform



(b) Interference spectrum

図7 干渉信号の計算結果

Fig. 7 Calculated interference signal.

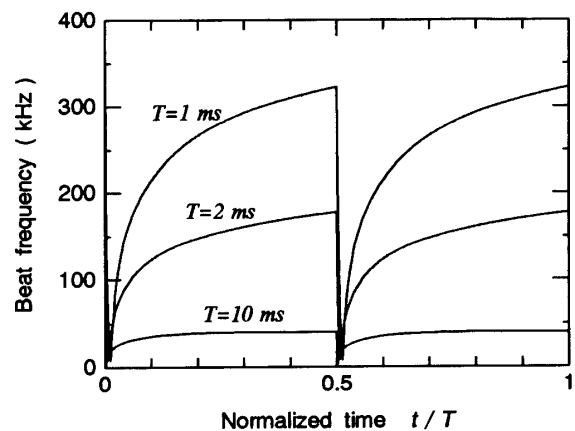


図8 干渉信号の瞬時ビート周波数の計算結果

Fig. 8 Calculated instantaneous beat frequency of the interference signal.

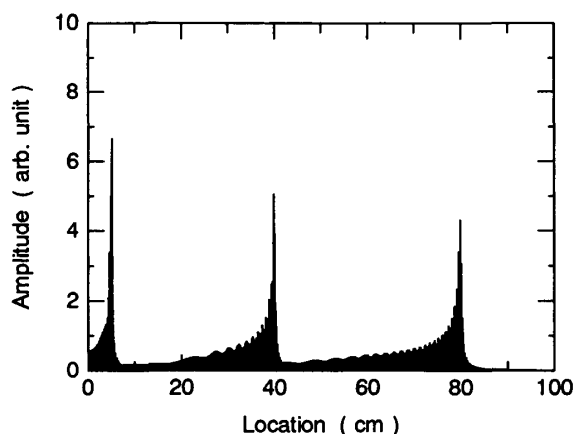


図9 干渉信号スペクトルの計算結果

Fig. 9 Calculated interference spectrum.

図8に、式(9)から計算した干渉信号の瞬時ビート周波数を示す。但し、診断位置1m、 $\Delta f = 60\text{GHz}$ とし、 $T = 10\text{ms}$ 、 $T = 2\text{ms}$ および $T = 1\text{ms}$ の3種類について描いた。なお、図の横軸は三角波の周期 T で規格化した時間であり、 $T = 0$ 、 $T = 0.5$ および $T = 1$ の点が三角波の折返し点である。この図より、干渉信号の瞬時ビート周波数は三角波の折返し点直後は低く、その後一定のビート周波数になることがわかる。また、繰返し周期が短いほど瞬時ビート周波数の変化量が大きいこともわかる。この結果より、光周波数掃引の非線形性の影響を小さくするには、繰返し周期を長くすることも有効であることがわかる。

図9は、 $T = 10\text{ms}$ および $\Delta f = 60\text{GHz}$ のときの干渉信号スペクトルの計算結果であり、診断位置は5cm、40cmおよび80cmの3種類である。同図より、診断位置が遠いほど干渉信号スペクトルは広がり、空間分解能が劣化していることがわかる。この結果は図4の実験結果と良く一致しており、光周波数掃引が非線形なときには、診断位置が遠いほど空間分解能が劣化することが理論的にも明らかになった。

6. むすび

半導体レーザーを用いたFMCW Reflectometryにおいて、光周波数掃引の非線形性による空間分解能劣化に関する実験的および理論的検討を行った。まず、実験を行い、半導体レーザーの光周波数変化の応答遅れにより、干渉信号のスペクトルが低周波側に広がり、空間分解能が劣化すること、また、診断位置が遠いほど空間分解能が劣化するとの結果を得た。次に、半導体レーザーの光周波数変化の応答遅れを実験により求め、

この応答遅れを考慮したFMCW Reflectometryの出力信号の解析を行った。その結果、光周波数掃引波形の折返し点直後に顕著に応答遅れが生じ、その部分の干渉信号のビート周波数は低くなることがわかった。その結果、干渉信号のスペクトルは低周波側に広がり、空間分解能が劣化することがわかった。また、診断位置が遠いほど非線形性の影響を大きく受け、空間分解能がより劣化することもわかった。また、光周波数掃引波形の繰返し周期が長いほうが、非線形性の影響が小さいことも明らかとなった。

謝辞 本研究の一部は渋谷学術文化スポーツ財団奨励金の補助により行われたことを記し、関係各位に御礼申し上げます。

文 献

- (1) Takada K., Takato N., Noda J. and Uchida N.: "Interferometric optical-time-domain reflectometer to determine backscattering characterization of silica-based glass waveguide", *J. Opt. Soc. Am. A*, **7**, 5, pp. 857-867 (May 1990).
- (2) Kobayashi M., Hanafusa H., Takada K. and Noda J.: "Polarization-independent interferometric optical-time-domain reflectometer", *J. Lightwave Technol.*, **9**, 5, pp. 623-628 (May 1991).
- (3) Sorin W. V. and Baney D. M.: "Measurement of Rayleigh backscattering at $1.55\ \mu\text{m}$ with $32\ \mu\text{m}$ spatial resolution", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **4**, 4, pp. 374-376 (April 1992).
- (4) Barfuss H. and Brinkmeyer E.: "Modified optical frequency domain reflectometry with high spatial resolution for components of integrated optic systems", *J. Lightwave Technol.*, **7**, 1, pp. 3-10 (Jan. 1989).
- (5) Sorin W. V., Donald D. K., Newton S. A. and Nazarathy M.: "Coherent FMCW reflectometry using a temperature tuned Nd:YAG ring laser", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **2**, 12, pp. 902-904 (Dec. 1990).
- (6) Wang L.-T., Iiyama K., Tsukada F., Yoshida N. and Hayashi K.: "Loss measurement in optical waveguide devices by using coherent frequency-modulated continuous-wave reflectometry", *Opt. Lett.*, **18**, 13, pp. 1095-1097 (July 1993).
- (7) Kobayashi M., Takada K. and Noda J.: "Optical frequency encoder using polarization-maintaining fiber", *IEEE J. Lightwave Technol.*, **8**, 11, pp. 1697-1702 (Nov. 1990).
- (8) Venkatesh S., Sorin W. V., Donald D. K. and Heffner B. L.: "Coherent FMCW reflectometry using a piezoelectrically tuned Nd:YAG ring laser", *8th Optical Fiber Sensors Conf. (OFS'92)*, (Monterey, CA), W3.4, pp. 61-64 (Jan. 1992).
- (9) Takada K.: "High-resolution OFDR with incorpo-

rated fiber-optic frequency encoder", IEEE Photon. Technol. Lett., 4, 9, pp. 1069-1072 (Sept. 1992).

- (10) Glombitza U. and Brinkmeyer E. : "Coherent frequency-domain reflectometry for characterization of single-mode integrated-optical waveguides", IEEE J. Lightwave Technol., 11, 8, pp. 1377-1384 (Aug. 1993).
- (11) 王 陸唐, 飯山宏一, 林 健一: "FMCW法センシングシステムのための線形光周波数掃引半導体レーザ光源", 信学技報, OQE93-28 (1993-05).
- (12) Wang L.-T., Iiyama K. and Hayashi K. : "Excellent linearly frequency-swept light source for sensing system utilizing FMCW technique", IEICE Trans. Electron., E77-C, 11, pp.1716-1721 (Nov. 1993).
- (13) Ito M. and Kimura T. : "Stationary and transient thermal properties of semiconductor laser diodes", IEEE J. Quantum Electron., QE-17, 5, pp. 787-795 (May 1981).

付 録

1. 光ファイバ形マッハツェンダ干渉計について

ここでは、光周波数変化の測定に用いた偏波面保存光ファイバ (PMF) を用いた光ファイバ形マッハツェンダ干渉計の動作原理について簡単に述べる。

通常の単一モード光ファイバの伝搬モードは HE_{11} モードであるが、互いに直交する二つの直線偏光 HE_{11}^x モードと HE_{11}^y モードが伝搬可能である。これらの二つの伝搬モード間の伝搬定数差 $\Delta\beta$ を大きくしてモード間のエネルギーのやり取りが起らないようにしたものがPMFである。

さて、このPMFの主軸に対して偏波面が45度の傾きをもつ直線偏光のレーザ光を入射すると、 HE_{11}^x モードと HE_{11}^y モードを同時に励振することになる。このPMF中を光が距離 L だけ伝搬したとすると、二つの伝搬モード間には $\Delta\beta L$ の位相差が生じる。PMFの主軸に対して透過軸が45度の傾きをもつアナライザを通してPMFから出射する光を検出すると、 HE_{11}^x モードと HE_{11}^y モードの間の干渉信号を得ることができる。この干渉計はマッハツェンダ干渉計と同じ動作をするが、干渉する二つの光が同じ光ファイバ中を伝搬するので、外乱に対して安定な干渉信号を得ることができる。光周波数変化を干渉計を用いて測定する場合には、測定中は干渉計を安定させなければならないので、PMFを用いた光ファイバ干渉計はこの目的にふさわしいものである。

(平成6年6月22日受付, 10月19日再受付)

王 陸唐



1983年華東師範大学儀表電子分校 (現上海大学, 中国, 上海市) 卒。上海超音波儀器会社にて超音波計測システムの研究, 開発に従事したのち, 平4金沢大大学院修士課程了。現在, 同博士課程在学中。光リフレクトメトリの研究に従事。

飯山 宏一



昭60金沢大・工・電子卒。昭62同大学院修士課程了。同年横河・ヒューレット・パカード入社。昭63金沢大・工・助手。光ファイバセンサ, 光リフレクトメトリ, 光導波路, Erドープ光ファイバレーザの研究に従事。工博。

林 健一



昭41金沢大・工・電子卒。同助手, 講師, 助教授を経て, 昭62同大教授。この間, マイクロ波・ミリ波の注入同期現象, 電波・音波ホログラフィなどの研究に従事した。現在, 光ファイバセンサ, 光リフレクトメトリ, Erドープ光ファイバ, 光導波路の研究に従事。工博, IEEE, 計測自動制御学会各会員。