

【論文】

ブロードエリアレーザによる sub-THz 電磁波信号スペクトル中の 連続成分強度の定量的見積もり

森川 治¹、藤田 正実²、萩行 正憲³

Quantitative Estimation of the Continuous Components in the Signal Spectrum of the Sub-THz Electromagnetic Wave Generated by a Broad-Area Laser Diode

Osamu Morikawa, Masami Fujita, and Masanori Hangyo

Abstract

By using a continuous-wave multimode laser diode (cw-MLD) and a photoconductive antenna (PA), we can generate an electromagnetic radiation in the sub-THz region (sub-THz radiation). For the spectroscopy, the signal spectrum should be continuous. That may be achieved by using a broad-area laser diode (BLD), because the BLD shows a quasi-continuous spectrum of light, which will cause optical beat with a quasi-continuous spectrum. However, the magnitude of the continuous components in the signal spectrum depends on the adjustments of the experimental setup, such as defocusing the BLD beam on the PA and using the BLD beam after transmission through a single-mode optical fiber. In this paper, we perform quantitative estimations of magnitude of the continuous components and compare it with the experimental results. The results show that the appearance or disappearance of the continuous components is explained by considering the mixing of light components with various beam patterns and the distribution of the phases of the light components. Further we discuss how we should treat the BLD beam when we apply it to the time-resolved spectroscopic measurement.

Key words: MLD-TDS, broad-area laser diode, continuous component, time-resolved spectroscopy, beam pattern

1. はじめに

周波数が 1THz (10^{12} Hz) 前後の周波数の電磁波はテラヘルツ (THz) 電磁波と呼ばれる¹⁾²⁾。この領域の電磁波は電波的な物質透過性を有する最短波長領域で、波長が 0.3mm 周辺であることから 0.3mm 程度の分解能で非金属物質の透視イメージングが可能である³⁾。また、分子の振動や分子の回転、分子間の振動などによる吸収スペクトルは THz 域に現れるため、吸収スペクトルの周波数、強度、形状から物質の同定や成分分析が可能で⁴⁾、ソフトモードなどの相転移現象の解明にも有効である。しか

し、このような電磁波は電子回路にとっては周波数が高すぎ、レーザやフォトダイオードのような光学装置にとっては周波数あるいはエネルギーが低すぎるため以前は安価・高出力の発生装置、安価・高感度の検出装置が存在しなかった。上記のような応用が可能となったのは、光パラメトリック発振器、光差周波発生、量子カスケードレーザなど量子光学的光源⁵⁾⁶⁾や光伝導アンテナ、電気光学効果検出器¹⁾などが開発されたことによる。

中でも光伝導アンテナ (photoconductive antenna, PA) は比較的単純な構造でレーザ光の強度変調を

¹ 海上保安大学校、morikawa@jcga.ac.jp

² 海上保安大学校、fujita@jcga.ac.jp

³ 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター、hangyo@ile.osaka-u.ac.jp

電磁波に変換できるので多用されている。レーザ光源としては、時間幅が $1\text{ps}(10^{-12}\text{s})$ 以下のパルス光(フェムト秒レーザ光パルスと呼ばれる)が多用されており、1THz 前後の光強度変調成分を含んでいるので THz 電磁波を発生させることができる。しかしフェムト秒パルスレーザは数百万円程度の高価格の装置であるので、著者らは代わりに安価な市販の連続波(continuous wave; CW)マルチモード半導体レーザ(MLD)を使用することを提案した^{7),8),9)}。MLD は複数の光スペクトル成分を含むので光ビートが発生し1THz よりもやや低周波(sub-THz)の高速光強度変調が生じているので電磁波発生に使用することができる。実験には MLD の一種であるブロードエリア半導体レーザ(BLD)を用いた。BLD とは発光領域幅、つまり光共振器の幅が数十 μm 以上の半導体レーザ(LD)である。電子正孔の発光再結合は光共振器内の広い範囲で生じるようになっており、強い光出力が得られるのが特長である。BLD 光を電圧印加した PA に照射して電磁波を発生させると、その電磁波スペクトルは数十 GHz から 500GHz 程度の間に広がっており、周波数 $h\Delta f$ の位置(h は整数)に細いピーク(離散成分)が存在するのに加えて、その根元に連続的な成分(連続成分)も存在する⁸⁾。 Δf は BLD の光共振器の長さに応じて決まる定数で、著者らが実験に使用した 2 種類の BLD では 40GHz と 50GHz であった。これらのうち、試料の分光測定には連続成分の方が重要である。すなわち試料を透過した電磁波のスペクトル $S(\omega)$ (ω は角周波数)と透過前のスペクトル $R(\omega)$ から電磁波透過率 $S(\omega)/R(\omega)$ が得られるが、連続成分が存在せず離散成分だけなら、離散ピークの間周波数では $S(\omega)$ と $R(\omega)$ の両方が 0 になり $S(\omega)/R(\omega)$ が計算できないからである。離散成分に対する連続成分の強度比は、BLD 光の PA への集光を緩める(defocus する)こと⁸⁾や BLD 光をシングルモード光ファイバ(SMF)に通してから用いることにより増大することが観察された¹⁰⁾。さらに SMF の代わりにスペイシャルフィルタ、つまりビームをレンズで集光し、焦点位置のピンホールを通した後にもう一度レンズでビームを平行化した場合でも連続成分が出現することもわかっている¹¹⁾。これらのことから、連続成分の出現は defocus やビームパターンのフィルタリングが原因と推定された^{8),10),11)}。文献 10 では SMF を用いた場合に生じる電磁波信号スペクトルの変化を、信号成分の位相の分布を考慮した計算で説明した。しかし「第 6 章 考察 6-3 節」で述べるようにパラメータの設定の根拠が薄弱で、BLD 光スペクトルと電磁波信号スペク

トル形状の対応にも触れられていない。

本稿では、PA と BLD を用いて発生させた sub-THz 電磁波の連続成分の離散成分に対する強度比の概算を行い、それが BLD 光スペクトルや defocus、フィルタリングで説明できるかどうかを検証する。まず多数のスペクトル線からなる BLD の光スペクトルの中で、スペクトル線の分布の様子を調べ、連続成分のもとになるスペクトル線のペア、離散成分のもとになるスペクトル線のペアの数や電磁波信号の生成効率、位相の乱雑さなどを見積もる。これらから離散成分に対する連続成分の強度比を概算し、連続成分出現に関する上記の解釈(defocus、フィルタリング)が妥当であることを確認する。また、物性研究の分野では、 $1\text{ps}(10^{-12}\text{s})$ 以下という時間幅の短いパルス光を用いて短時間内に起きる現象に関する測定(時間分解分光)が行われることがあるが、そのような短パルスレーザ光源は高価である。そのため代替法として乱雑な高速強度揺らぎのある連続光を用いた時間分解分光法が提案されている¹²⁾。MLD-TDS はそのような時間分解分光法の一つであるとみなせる。BLD は光強度が強くスペクトルが稠密であるため、MLD-TDS 以外の時間分解分光への適用も期待されるが、その場合のフィルタリングなどの影響についても考察する。

2. PA とレーザを用いた電磁波の発生法とスペクトル測定

PA の構造は、半導体基板の上に金属電極を 2 つ作成したというものである。半導体基板としては高速の光強度変調に追従させるため、光生成キャリア寿命の短い低温成長 GaAs などが多用される。電極の間隙(光伝導ギャップ)を光照射すると半導体中に光キャリアが生成され光強度の変化に応じて伝導度が変化する。電極に電圧印加した状態で強度変調を含む光で光伝導ギャップを照射すると光強度に応じた変調電流が流れるため、電磁波が発生する。つまり、PA は光強度・電磁波変換器として作用する。光伝導ギャップで発生した変調電流は金属電極に流れ込むので、金属電極形状をダイポール、ボウタイやスパイラル¹³⁾等のアンテナ形状として放射効率の向上が図られている。

レーザ光の強度変調を変換して発生させた THz 電磁波のスペクトル測定方法としてよく使われるものとして 2 つの方法がある。1 つ目の方法は電磁波を Martin-Puplett 干渉計などの干渉計を通してからホットエレクトロンボルメータなどの強度検出器で検出する方法である¹⁴⁾(以下では方法 1 と呼

ぶ；図1)。干渉計の光路差(時間遅延)を変化させながら信号強度を測定し、干渉信号(インターフェログラム)を得る。その際、電磁波の中のある波長成分は、インターフェログラムの中でその波長を周期とする正弦成分を生じさせる。このためインターフェログラムを Fourier 変換することにより各波長(周波数)成分の寄与に分解することができる。そのため電磁波経路に試料を入れた場合と入れない場合とでインターフェログラムの Fourier スペクトルを比較すれば試料の透過率を調べることができる。2つ目の方法は検出に光強度・電磁波乗算器を用いる方法である^{15),16),17),18)}(以下では方法2と呼ぶ；図2)。PAも光強度・電磁波乗算器の一種である。その理由は、PAに電磁波と光を照射すると、伝導度は照射光強度に比例するため電磁波の電場と光強度の積に比例した電流が生じるからである。つまり、PAは電磁波の検出にも用いることができる。以下では光強度・電磁波変換器と光強度・電磁波乗算器の両方にPAを用いた系について説明する。強度変調を含む光を2つに分割して、片方は電圧印加したPA(電磁発生用PA)に照射し、電磁波を発生させる。もう一方の光は検出用のPAに照射する。また電圧印加したPAから発生した電磁波も検出用のPAに照射することにより、検出用PAには電流が生じる。このうち、直流成分をモニターしながら電磁波発生用PAと電磁波検出用PAを照射する光のタイミングを時間遅延により走査する。検出用PAに生じる光電流は電磁波の電場と光強度の積に比例しているので、その直流成分は電磁波と光強度の相互相関である。光強度の変調のうち、ある周波数の成分は同じ周波数の電磁波を発生させる。時間遅延を走査すると光

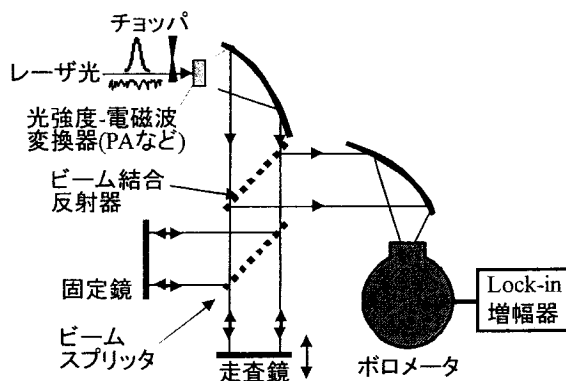


図1 干渉計を用いたインターフェログラム測定(方法1)の実験配置図。本稿の実験では光源としてBLDを、光強度・電磁波変換器として光伝導アンテナ(PA)を、ビーム結合反射器およびビームスプリッタとしてワイヤグリッドを用いた。

強度成分と電磁波成分と同じ周期で正弦的に変化する電流信号を生じる。よって、電流信号を Fourier 変換することにより各波長成分あるいは周波数成分の寄与に分解することができる。そのため電磁波経路に試料を入れた場合と入れない場合とで電流信号の Fourier スペクトルを比較すれば試料の透過率を調べることができる。照射光として短パルス光を用いると電磁波の時間波形が得られることから、この方法は THz 時間領域分光法(THz time domain spectroscopy, THz-TDS)と呼ばれる。PA 照射光源としてMLDを用いた場合には電磁波の時間波形は得られないものの、THz-TDSと同様に信号波形の Fourier スペクトルから試料の透過率を調べることができる(MLD-TDS)⁹⁾。

方法1と方法2には主として相違点が3つある。

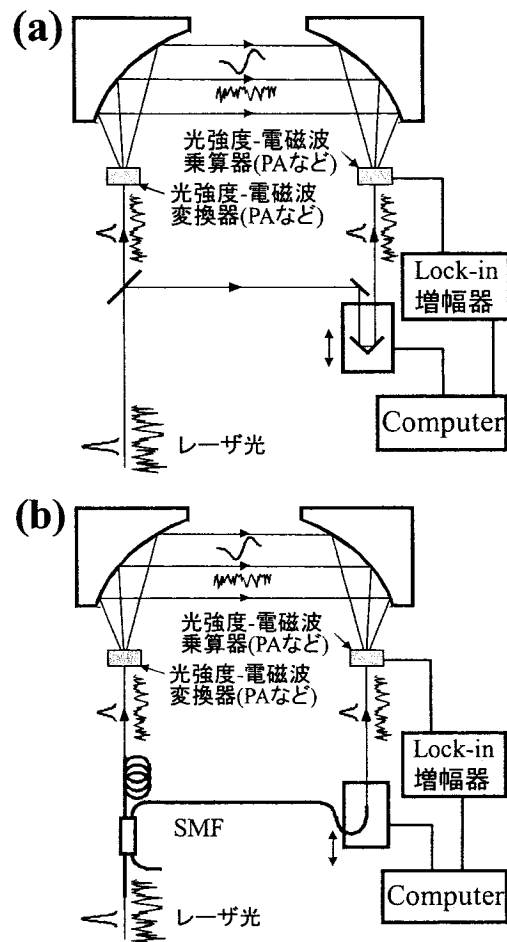


図2 レーザ光と光強度・電磁波変換器、光強度・電磁波変換器を用いた信号測定(方法2)の実験配置図。

(a)レーザー光をそのまま自由空間(free space)中で用いる配置と(b)レーザー光をシングルモード光ファイバ(SMF)に通してから用いる配置。本稿の実験では光源としてBLDを、光強度・電磁波変換器および光強度・電磁波変換器として光伝導アンテナ(PA)を用いた。

第1に方法1では検出器が高コストになる。ホットエレクトロンボロメータなど感度のよい検出器は液体 He などによる冷却が必要なのに加え、検出器自体も高コストである。これに対して方法2では室温でPAを用いればホットエレクトロンボロメータと同程度の信号対雑音比(SN比)で測定することが可能である。第2に、方法1を透過率測定に適用した場合、電磁波が試料を透過する際の位相シフトを測定するのが困難である。位相シフトを測定するには干渉計の片方のアームに試料を挿入するしかなく、電磁波が試料を2回透過することになり光学配置調整や解析が難しくなる。これに対し、方法2を透過率測定に適用した場合は電磁波経路に試料を挿入すれば、電磁波の試料透過は1回でそれによる位相シフトは信号波形の Fourier 成分の位相変化として簡単に測定できる。第3に、方法1では電磁波に干渉を生じさせて検出している。これに加えてホットエレクトロンボロメータは数十 GHz～数 THz の範囲で感度が一定であるので、得られたスペクトルは電磁波スペクトルそのものである。これに対し、方法2では電磁波と照射光強度の相互相関を検出しているので検出用PAの効率が影響する。さらに、信号の Fourier 成分の位相は放射用PAと検出用PAを照射する光ビートの位相差に影響される。「第3章 計算の背景 3-2 節」と「第6章 考察 6-3 節」で述べるように照射光源としてBLDを用いた場合には連続成分を生じさせる光ビートの位相差が乱雑である。このため信号の Fourier 成分の位相が乱雑となり、信号強度が弱くなる。このように方法2によるスペクトルは電磁波スペクトルとは必ずしも一致しない。しかし、分光測定では電磁波スペクトルそのものではなく、試料の有無によるスペクトルの変化が分かればよいので方法2でも分光測定には差し支えない。第1、第2の相違点から分光方法としては方法2を用いたものの方が優れた特長を有しており、THz 分光の有力な方法になっている。

3. 計算の背景—光ビートの計算

電磁波やMLD-TDS信号は光ビートが元になっているので、連続成分の離散成分に対する強度比を見積もるには光ビート振幅の計算が必要である。さまざまなスペクトル線ペアから生じる多数の光ビートを合成する際には位相の分布を考慮することが必要になる。光ビートの位相は元になる光成分の位相で決まるので、まずは光位相に基づいたBLD光の成分分解について考察する。

3-1. BLD ビームの成分分解

光ビートの位相は重なる2つの光の位相差で表されるが、それぞれの光の位相がPAギャップにおいてどのような値をとるのかについては計算がやや複雑になる。文献19の(6.9-1)式、(6.6-13)式によると、レンズで焦点へと集光される光ビームや焦点から広がる光ビームは Hermite 関数を含んだ形の直交関数の線形結合で表され、それら直交関数で表される成分ごとに位相の進み方が異なる。 z 軸(原点が焦点であるとする)に沿って広がり角 θ で集束・拡散するビームを分解した場合、それぞれの成分の (x, y, z) における光の電場の空間変化を表す部分は

$$E_{l,m}(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} H_l \left(\sqrt{2} \frac{x}{w(z)} \right) H_m \left(\sqrt{2} \frac{y}{w(z)} \right) \times \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{w(z)^2} - \frac{ik(x^2 + y^2)}{2R(z)} - ikz + i(l+m+1)\eta \right] \quad (1)$$

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2 n} \right)^2 \right] \quad (2)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2 n}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (3)$$

$$\eta = \tan^{-1} \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2 n} \right) = \tan^{-1} \left(\frac{z \pi n \tan^2 \theta}{\lambda} \right) \quad (4)$$

のように表される。 $H_l(x)$ は l 次の Hermite 多項式である。以下では(1)式の $E_{l,m}(x, y, z)$ を Hermite 成分と呼ぶ。 l, m は整数でそれぞれの成分を識別する指数であり、以下では Hermite 指数と呼ぶ。 λ は真空中の波長、 $k = 2\pi n/\lambda$ は波数ベクトル、 n は屈折率、 $w(z)$ はビームの半径、 w_0 は焦点におけるビームの半径(ビームウェスト半径)、 $R(z)$ は波面の曲率半径を表す。(1)式の形から、Hermite 成分の位相は指数 l, m によることがわかる。位相が l, m にどの程度依存するかの目安を与えるのが η である。 z が波長 λ と同程度であれば η は1程度で、波長 λ より十分大きくなればほぼ $\pi/2$ である。

測定系において、レーザビームはいくつかのレンズを通過する。そのときビームの波面の曲率半径は変換され、拡散光が平行光や集束光になったり、逆の変化も生じる。しかしビームの半径や光電場分布はレンズ面の直前と直後で不変であるので、ビーム内のそれぞれの Hermite 成分は同じ Hermite 指数の Hermite 成分に引き継がれる。つまり BLD から発射されたビームのうちのある Hermite 成分は、同じ指

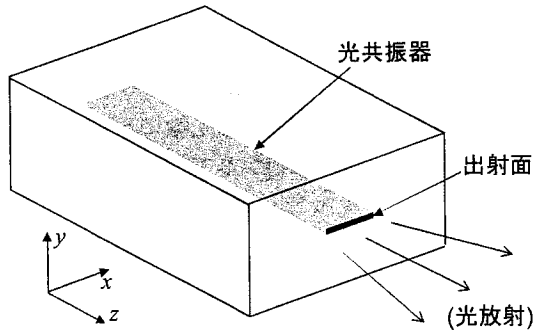


図3 ブロードエリア半導体(レーザ)BLDの光共振器の様子。

数の Hermite 成分に変換されて PA に集光される。これに対し、SMF では伝搬が許されるのは単一のビームパターンであり、「異なるビームパターンごとに位相の進み方が異なる」という現象は SMF の中では生じない。このためビームを SMF に入射するときは入射ビームのうち、ファイバ内を伝搬する単一モードへの射影部分だけが SMF に入り、様々な指数の Hermite 成分は単一の成分に集約されることになる。

図3にBLDの構造を示す。使用したBLDから出るビームが図3の x 方向に関して何個程度の Hermite 成分からなっているかはビームの広がり角 θ (カタログより片側約 0.12rad) と発光領域幅 ($50\mu\text{m}$)、波長 (810nm) からおよその値を見積もることができる。このとき(4)式より

$$w_0 = \frac{\lambda}{\pi n \tan \theta} = 2.1 \times 10^{-6} \text{ m} \quad (5)$$

となるので、BLD 出射面での光電場の Hermite 成分の、図3の x 方向に関する振幅変化は、

$$A_l H_l \left(\sqrt{2} \frac{x}{w_0} \right) \exp \left[-\frac{x^2}{w_0^2} \right] \quad (6)$$

のように書ける (A_l は規格化定数)。これを図示したのが図4である。指数 l が小さい場合は光電場が存在する領域が狭く、 $50\mu\text{m}$ 全体にわたって存在するために指数 l は 130 程度である必要がある。このことから今回の BLD のビームパターンを表すには Hermite 成分数 (n_H と書く) は、130 程度は必要であることが分かる。なお、発光領域の、図3の y 方向の幅はほぼ回折限界になっている。以下では簡単のためにビームパターンの y 方向については、(1)式にて $m = 0$ とした Hermite 成分 $E_{l,0}(x,y,z)$ のみで表されるものとする。

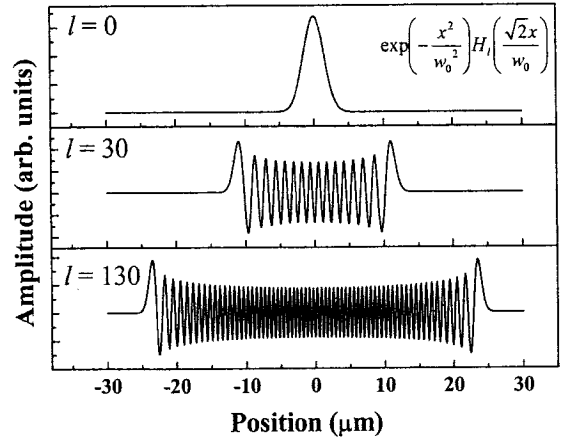


図4 光電場を表す Hermite 成分の様子。指数 $l = 0, 3, 130$ の場合。

3-2. 光ビートの振幅と位相

波長や周波数の異なる光が重なると光ビートが生じる。電場が $E_i \cos(\omega_i t + \phi_i)$ と表される2つの光成分を考える ($i=1,2$)。 E_i, ω_i, t, ϕ_i はそれぞれ電場振幅、角周波数、時刻、定数である。これらが重なるとき、光強度は

$$\begin{aligned} & \{E_1 \cos(\omega_1 t + \phi_1) + E_2 \cos(\omega_2 t + \phi_2)\}^2 \\ &= E_1^2 \cos^2(\omega_1 t + \phi_1) + E_2^2 \cos^2(\omega_2 t + \phi_2) \\ & \quad + E_1 E_2 \cos\{(\omega_1 + \omega_2)t + \phi_1 + \phi_2\} \\ & \quad + E_1 E_2 \cos\{(\omega_1 - \omega_2)t + \phi_1 - \phi_2\} \end{aligned} \quad (7)$$

に比例し、このうち最後の項が光ビートによる強度変化を表す。この項の形からわかるように光ビートの周波数は重なる2つの光の周波数差である。また、重なる2つの光の時刻 $t = 0$ における位相の差 $\phi_1 - \phi_2$ が、時刻 $t = 0$ における光ビートの位相であることもわかる。これらのことから、光電場の分布が $E_A(x,y,t), E_B(x,y,t)$ (複素表示とする) で表される2つの周波数成分が重なるとき生じる光ビートの複素振幅の xy 平面内の積分値は、位相を含めて

$$\int E_A^*(x,y,t) E_B(x,y,t) dx dy \quad (8)$$

のように関数の内積で表されることが分かる。

ここで内積の計算のための記号を定義する。 $z = 0$ における Hermite 成分の xy 方向(図3)の空間変化[(1)式で $z = 0$]

$$E_{l,0}(x,y,0) = E_0 H_l \left(\sqrt{2} \frac{x}{w_0} \right) \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2} \right] \quad (9)$$

をベクトル $|l\rangle$ ($l = 0, 1, \dots$) に対応させる。さらに、Hermite 成分同士の内積を

$$\int E_{k,0}(x,y,0)^* E_{l,0}(x,y,0) dx dy = \langle k|l \rangle \quad (10)$$

と書くことにする。積分は xy 平面全域 ($z=0$) で取るものとする。Hermite 関数の直交性から

$$\langle k|l \rangle = \delta_{k,l} \quad (11)$$

である。

BLD は様々なビームパターンで発光する。図 3 の BLD の発光領域(光出射面)は平面なので、それぞれのビームパターンは(1)式~(4)式において $z=0$ つまり $1/2R(z)=0$ とした Hermite 成分の線形結合で表される。光定在波の位相は光共振器の端面つまり光出射面でそろっているはずだから、展開係数の位相はそろっている。2 つのビームパターンは $|A\rangle = \exp(i\varphi_A)(a_0|0\rangle + a_1|1\rangle + \dots)$ 、 $|B\rangle = \exp(i\varphi_B)(b_0|0\rangle + b_1|1\rangle + \dots)$ のように表すことができる。ここで a_0, a_1, \dots および b_0, b_1, \dots は展開係数であり、すべて実数である。また、 $|A\rangle$ と $|B\rangle$ は規格化されているものとする ($\langle A|A\rangle=1$ 、 $\langle B|B\rangle=1$)。異なるビームパターン同士は関数として直交する²⁰⁾ので

$$\langle A|B\rangle = \delta_{A,B} \quad (12)$$

となる。また(11)式を用いると、

$$\langle A|B\rangle = \exp\{i(\varphi_B - \varphi_A)\}(a_0b_0 + a_1b_1 + \dots) \quad (13)$$

ということが示せる。(12)式、(13)式から

$$a_0b_0 + a_1b_1 + \dots = \delta_{A,B} \quad (14)$$

という関係があることが分かる。なお光ビートの振幅の xy 平面上での積分値は(8)式で表されたのだから、(12)式よりビームパターンの異なる成分同士の重なりによる光ビート振幅の xy 平面内における積分値は0であることがわかる。

BLD 光が集光レンズにより PA の光伝導ギャップへ正確に集光される場合、つまり光伝導ギャップ位置が集光レンズの焦点である場合には光伝導ギャップにおいて光の波面は平面である(図 5)。3-1 節で述べたように BLD から出た光の Hermite 成分は同

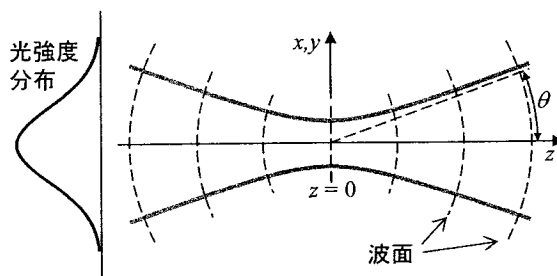


図 5 焦点付近のビームの様子。灰色の線はビームの幅の目安。光の波面は $z=0$ (焦点)において平面であるほかは曲面である。

じ指数の Hermite 成分に引き継がれ、焦点で再び位相がそろうので異なるビームパターン同士は直交する。このため、同一のビームパターンの光成分の重なりの場合のみ、焦点を含む光軸に垂直な平面での光ビートの積分値[(8)式]が0でない値になる。現実的には光伝導ギャップ位置是集光レンズの焦点位置から光波長程度ずれていると考えられ、(4)式の η は 1 程度の大きさになり、(1)式より各 Hermite 成分は互いに乱雑な位相を持つ。しかしそれでも光ビートは光伝導ギャップ上でほぼ単一位相になることが以下のように示せる。(11)式のように Hermite 成分には直交性があるので光ビートに寄与するのは同じ Hermite 成分同士の重なりである。ここで、BLD の出射面はビームを平行化させるレンズの焦点に位置し、レンズによりビームが完全に平行化されるものと仮定する。このとき、BLD と平行化レンズの間の部分での(4)式の η は 0 である。Hermite 指数を l と書き、PA の光伝導ギャップにおけるそれぞれの Hermite 成分の位相のうち l によらない部分[(1)式の $-kz + \eta$]を φ_1, φ_2 と書くと光伝導ギャップにおける 2 つの光成分中の l 番目の Hermite 成分の位相は

$$\varphi_1 + l \tan^{-1} \left(\frac{z_{\text{foc}} \pi \tan^2 \theta_{\text{foc}}}{\lambda_1} \right) \quad (15)$$

$$\varphi_2 + l \tan^{-1} \left(\frac{z_{\text{foc}} \pi \tan^2 \theta_{\text{foc}}}{\lambda_2} \right) \quad (16)$$

のように書ける。ここでは z_{foc} は集光レンズの焦点からの PA の光伝導ギャップのずれ、 θ_{foc} は集光レンズの集光角である。BLD 光の周波数に対してスペクトル幅はせいぜい 0.3% くらいしかないので $\lambda_1 \approx \lambda_2$ である。よってこれらの Hermite 成分の重なりによる光ビートの位相は

$$\begin{aligned} & \varphi_2 - \varphi_1 \\ & + l \left\{ \tan^{-1} \left(\frac{z_{\text{foc}} \pi \tan^2 \theta_{\text{foc}}}{\lambda_2} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{z_{\text{foc}} \pi \tan^2 \theta_{\text{foc}}}{\lambda_1} \right) \right\} \quad (17) \\ & \approx \varphi_2 - \varphi_1 \end{aligned}$$

となり Hermite 指数 l によらない。よってすべての Hermite 成分のペアから生じる光ビートは共通の位相を持つ。BLD の出射面が平行化レンズの焦点からわずかにずれていても、同様の考察から光ビートの位相には分布がなくなることが示せる。すべての Hermite 成分のペアが同程度の振幅の光ビートを生じると仮定すると n_H 個の Hermite 成分による寄与がコヒーレントに重なるので、光ビートの振幅は単一 Hermite 成分ペアによる寄与の n_H 倍程度になる。

PA の光伝導ギャップが集光レンズの焦点から、図5のz軸の正または負の方向にある程度ずれている場合には、その位置で光の波面は曲面である。このような場所での、異なる横モードに属する2つのビームパターンを $|A\rangle = \exp(i\varphi_A)(a_0|0\rangle + a_1|1\rangle + \dots)$ 、 $|B\rangle = \exp(i\varphi_B)(b_0|0\rangle + b_1|1\rangle + \dots)$ のように書くと、これらの内積は

$$\langle A|B\rangle = \exp\{i(\varphi_B - \varphi_A)\} \sum_l a_l b_l \langle l|l\rangle + \exp\{i(\varphi_B - \varphi_A)\} \sum_{k \neq l} a_k b_l \langle k|l\rangle \quad (18)$$

となる。波面が平面(焦点位置)ではないので、 l によらず常に $\langle l|l\rangle = 1$ とは言えないものの、同程度の値をとるものと仮定すれば、(18)式の右辺の第1項はほぼ0となる[異なるビームパターン間の内積を考えているので(14)式において $A \neq B$ とすることに相当]。波面が平面ではないので Hermite 成分同士の直交性が緩んでおり、第2項は $k \neq l$ であっても $\langle k|l\rangle \neq 0$ である。さらに、第1項と比較して合計記号の中味の項の数が大きいので、光ビートへの寄与の大部分は第2項(異なる Hermite 成分対の重なり)から生じると考えられる。簡単のため、任意の整数 $j, k, l (k \neq l)$ について $\langle k|l\rangle = c_{eff} \langle l|l\rangle$ であるとする ($0 < c_{eff} < 1$)。このようにして生じる光ビートに関しては Hermite 指数が異なるため(17)式のように位相が単純にならず、光ビートの位相は乱雑に分布している。それでも Hermite 指数差が一定であれば光ビートの位相がそろそろ、すなわち指数が Δl だけ異なる Hermite 成分同士の重なり $\langle 0|\Delta l\rangle$ 、 $\langle 1|1+\Delta l\rangle$ 、 $\langle 2|2+\Delta l\rangle$ 、…で表される光ビートは同一の位相を持つことが以下のように示せる。(15)式や(16)式の導出と同様にして、波長 λ_1 の光成分のうち l 番目の Hermite 成分の位相および波長 λ_2 の光成分のうち $l+\Delta l$ 番目の Hermite 成分の位相は

$$\varphi_1 + l \tan^{-1} \left(\frac{z_{foc} \pi \tan^2 \theta_{foc}}{\lambda_1} \right) \quad (19)$$

$$\varphi_2 + (l + \Delta l) \tan^{-1} \left(\frac{z_{foc} \pi \tan^2 \theta_{foc}}{\lambda_2} \right) \quad (20)$$

のように書ける。よってこれらの Hermite 成分の重なりによる光ビートの位相は

$$\begin{aligned} & \varphi_2 - \varphi_1 \\ & + (l + \Delta l) \tan^{-1} \left(\frac{z_{foc} \pi \tan^2 \theta_{foc}}{\lambda_2} \right) - l \tan^{-1} \left(\frac{z_{foc} \pi \tan^2 \theta_{foc}}{\lambda_1} \right) \\ & \approx \varphi_2 - \varphi_1 + \Delta l \tan^{-1} \left(\frac{z_{foc} \pi \tan^2 \theta_{foc}}{\lambda_2} \right) \end{aligned} \quad (21)$$

となり、Hermite 指数の差 Δl が同じであれば位相は共通である。つまり Hermite 指数差が1の組合せは $(n_H - 1)$ 組あり、これらによる光ビートは互いに共通の位相を持つ。同様に指数差が2の $(n_H - 2)$ 組が共通位相、などとなる。指数の差が異なる組同士は互いに異なる位相を持つ。光ビート振幅の「共通の単一 Hermite 成分対による光ビート振幅」に対する比率は

$$c_{eff} \sqrt{(n_H - 1)^2 + (n_H - 2)^2 + \dots} = c_{eff} \sqrt{\frac{(n_H - 1)n_H(2n_H - 1)}{6}} \quad (22)$$

となる。

4. 実験

光源として BLD を用いた場合の電磁波スペクトルを方法1、方法2を用いて測定した。方法1では、図1において PA (ボウタイ型、長さ 2mm) を BLD で照射して電磁波を発生させ、干渉計を通してからボロメータで検出した。干渉計のビームプリッタとしてはワイヤグリッドを用いた(Martin-Puplett 干渉計)。ノイズを減らすため、照射光をチョップで変調してボロメータからの信号を Lock-in 増幅器で検出した⁸⁾。光照射強度は約 60mW であった。

方法2では、図2において電磁波発生用 PA (スパイラル型、長さ 2mm) を BLD で照射して電磁波を発生させ、検出用 PA (スパイラル型) に導き、電磁波の電場と光強度に比例する電流を電流計で検出した。ノイズを減らすため、光伝導アンテナの印加電圧を変調(80V_{pp}, 11kHz)して電流のうち 11kHz の成分を Lock-in 増幅器で検出した。BLD のビームは、そのまま自由空間(free space)中で光伝導アンテナを照射する場合[図2(a)]と SMF を通してから照射する場合[図2(b)]の2通りを試した。光照射強度は図2(a)の場合は発生用 PA と検出用 PA にそれぞれ 87mW と 20mW、図2(b)の場合それぞれ 6.0mW と 4.1mW であった。

5. 結果

実験(インターフェログラム測定と MLD-TDS 信号測定)には別々の BLD を用いたが、波長は約 800nm もしくは約 810nm、どちらの BLD も発光領域幅は 50 μ m、最大出力は 500mW である。このうちインターフェログラム測定に用いた方の BLD の発光スペクトルを図6に示す²¹⁾。この中には多数の発光線が含まれているが、全て直線偏光で同じ向きに偏光している。測定は CCD 検出の回折格子分光器で行ったので、得られたデータは測定時間(数秒以

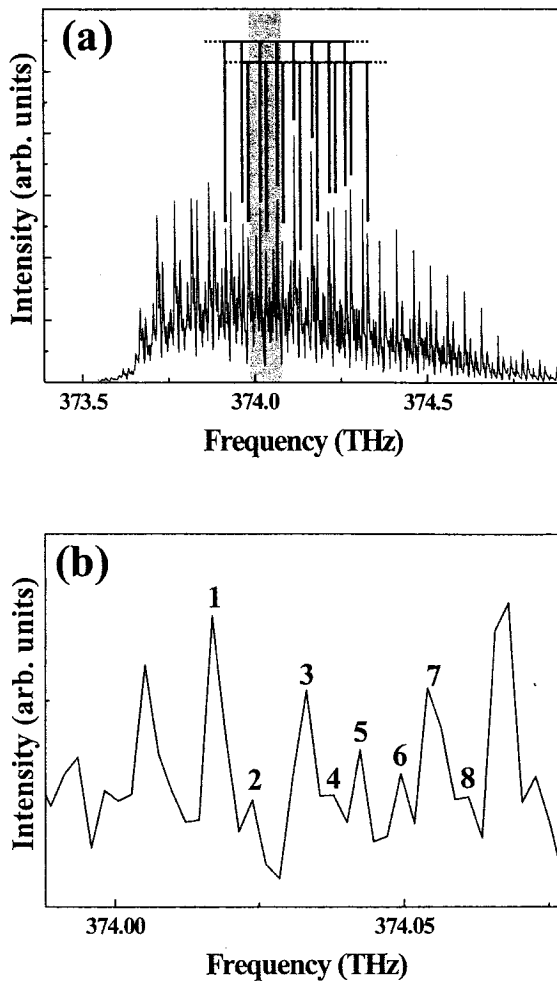


図 6 BLD の発光スペクトル。(a)は全体図。上部のくし型は周辺と比較して最も強いスペクトル線、2 番目に強いスペクトル線が 50GHz 間隔で並んでいることを示したもの。(b)は(a)の灰色の部分拡大したもの。数字は 50GHz の区間に 8 つのスペクトル線が存在することを示す。

上)の間の積算値であり、短時間スケールではスペクトル線が入れかわりながら発振している可能性もある。しかし以下では簡単のためスペクトル線はすべて同時に存在していたものとみなして計算を行う。

まずはこれらを分類する。BLD の光共振器は厚さの薄い細長い長方形で、光定在波は図 3 の y 方向には節を持たないものの z 方向にも x 方向にも節を持つ。光定在波の波長は z 方向のパターン(縦モード)と x 方向のパターン(横モード)の組み合わせで決定される。LD では利得波長に幅があるため様々な縦モードで発振するが、これに加えて BLD では光共振器の x 方向の幅が広いために様々な横モードで発振する。これら光定在波のうち、出射面での光電

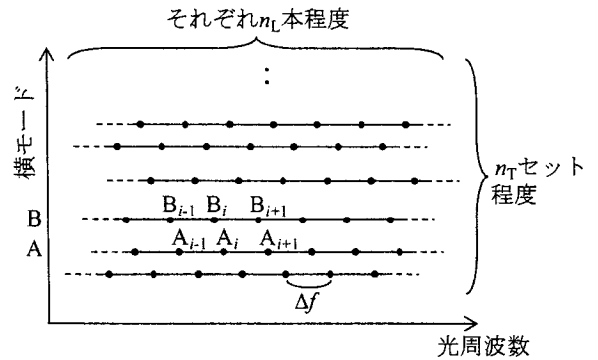


図 7 BLD スペクトルの模式図。スペクトル線(黒点)を横モードごとに分類して表す。共通の横モード(ビームパターン)に属していればスペクトル線は等間隔(縦モード間隔 Δf)で櫛形のスペクトルを呈す。横モードが異なれば櫛形スペクトルは乱雑にずれている。

場分布は横モードで決まるのでビームパターンは横モードで決まることになる。光共振器は z 方向に細長いので、光共振器中での光の波数ベクトルはほぼ z 方向を向いている。このため z 方向の節の数が増減すると発光スペクトルの光周波数はほぼ等間隔 Δf で変化する。つまり様々な縦モードかつ共通の横モードに対応するスペクトル線は櫛状のスペクトルを示す。これに対し、 x 方向の節の数が増減すると光周波数は不等間隔で変化する。なお光共振器は細長いので、 z 方向の節の数が増減したときの光周波数の間隔 Δf は x 方向の節の数にあまり依らない。さまざまな縦モードとさまざまな横モードに対応するスペクトル線は複数の櫛状のスペクトル(歯の間隔 Δf はほぼ同じ)が乱雑に少しずつずれて重なったスペクトルを示すことになる。このように、BLD のスペクトル成分は縦モード指数と横モード指数の組合せで光周波数が決まり(図 7)、ビームパターンは横モード指数で決まる。さらに「第 3 章 計算の背景 3-1 節」で述べたようにビームパターンは Hermite 成分に分解され、それぞれ光位相の進み方が異なる。

図 6(a)のスペクトルの中で周囲より飛びぬけて高い発光線は等間隔(約 50GHz ごと)に並んでいることがわかる。同様に、2 番目、3 番目に高い発光線も約 50GHz 間隔に並んでおり、「縦モード間隔 Δf 」が約 50GHz であることがわかる。全体のスペクトル幅が約 1THz 程度であることから、ひとつの横モードに属するスペクトル線の本数は $n_L \sim 20$ 本程度であると推定される。さらに図 6(b)を見ると、50GHz の間にスペクトル線は 8 本程度存在することから横モードの本数は $n_T \sim 8$ 個程度であると推定される。

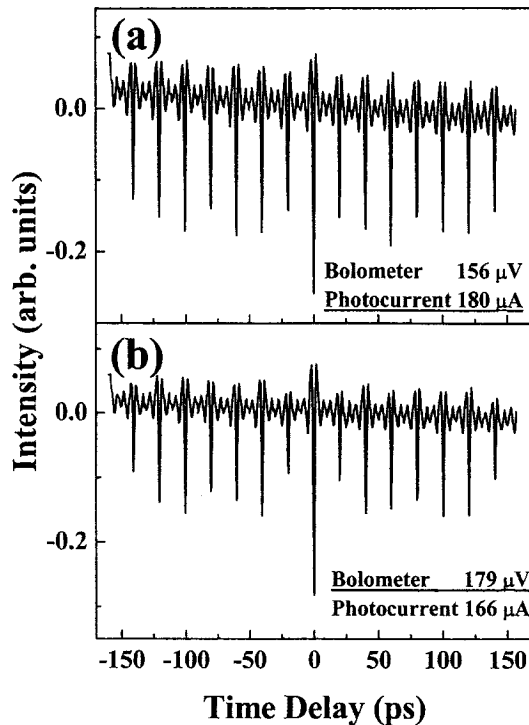


図 8 方法 1 によるインターフェログラムの測定結果 (図 1 で BLD を使用)。集光レンズ位置を調節し、(a) 光電流を最大にした場合と (b) ボロメータ出力を最大にした場合。

MLD-TDS 信号測定に用いた BLD は光共振器の z 方向の長さ(図 3)が若干長いために縦モード間隔が 40GHz となっているものの、波長がほぼ同じ (810nm)で発光領域幅が同じ(50 μ m)ことから縦モード、横モードの数は同程度と推定される。

光源として BLD を用いた場合の方法 1(図 1)によるインターフェログラムの測定結果を図 8 に示す。PA への集光レンズ位置は PA の光電流の直流成分が最大となる配置[図 8(a)]と干渉計の片方のアームを遮ったときのボロメータ出力(つまり電磁波出力)が最大になる配置[図 8(b)]の両方を試した。PA ギャップからの反射像を観察したところ、光電流を最大とした場合はほぼ限界まで集光されていたのに対し、ボロメータ出力を最大とした場合は集光像がややぼやけ、defocus されていた。図 8(a)と図 8(b)のいずれでも時間遅延 0 付近にてボロメータ出力が大きく落ちる他、時間遅延の約 20ps(50GHz に対応)ごとにボロメータ出力が鋭く落ちる。ボロメータ出力は常に正であるが、図 8(a)と図 8(b)では平均値(どちらも 0.3 程度)を差し引いているために負の値も生じている。また、鏡を走査させるにつれゆるやかにボロメータ出力が落ち、図 8(a)と図 8(b)は右下がりになっている。これは走査鏡側のアームにて電磁波

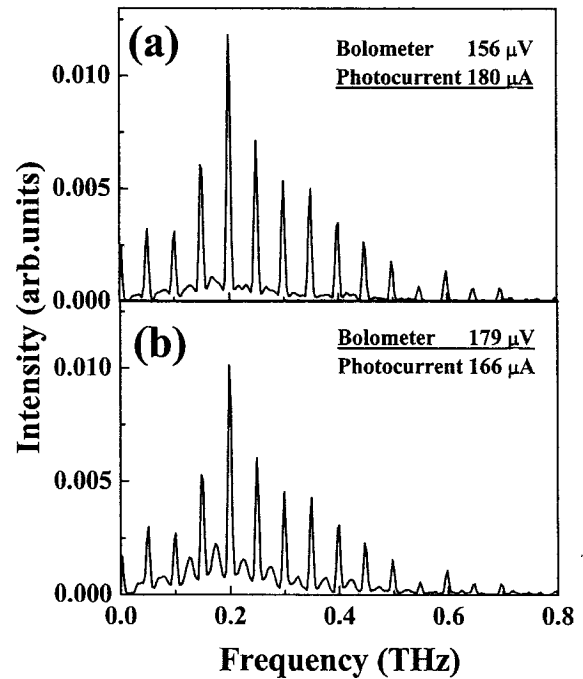


図 9 インターフェログラム(図 8)の Fourier スペクトル。集光レンズ位置を(a)光電流最大にした場合と (b)ボロメータ出力最大にした場合。[M. Tani, O. Morikawa, S. Matsuura and M. Hangyo, "Generation of terahertz radiation by photomixing with dual- and multiple-mode lasers", *Semicond. Sci. Technol.* **20**, S151-S163 (2005) (2005 IOP Publishing Ltd)の Figure 11 を修正して転載]。

ビームが完全には平行ビームになっておらず、走査鏡が動くにつれ光学配置調整がだんだんとずれていったことが原因と思われる。図 8(a)と図 8(b)ではいずれも時間遅延 0ps の dip の深さは他の dip よりも深くなっている。このうち図 8(b)の方が、時間遅延 0ps の dip は他の dip と比較してより深い。図 8(a)と図 8(b)に Blackman の窓関数をかけてから Fourier 変換して求めたスペクトルがそれぞれ図 9(a)と図 9(b)である。図 8(a)と図 8(b)の形状の違いを反映して、図 9(a)では主に離散的なピーク(離散成分)からなり、その間の連続的な成分(連続成分)は小さいのに対し、図 9(b)では連続成分が相対的に大きくなっている。

光源として BLD を用いた場合の方法 2(図 2)による MLD-TDS 信号の測定結果を図 10(a)と図 10(b)に示す。それぞれ BLD ビームをそのまま自由空間(free space)中で用いた場合[図 2(a)]と SMFに通してから用いた場合[図 2(b)]の結果である。いずれも時間遅延の約 25ps(40GHz に対応)ごとにほぼ相似形の構造

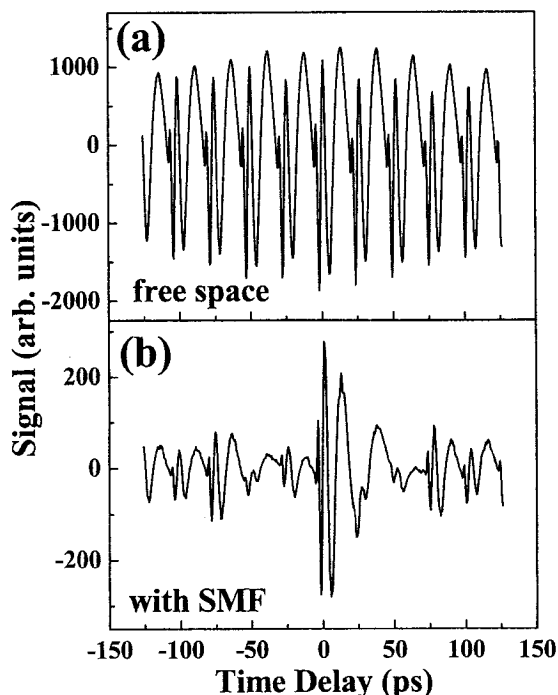


図 10 方法 2 による MLD-TDS 信号の測定結果。(a)BLD ビームをそのまま自由空間(free space)中で用いた場合[図 2(a)]と(b)BLD ビームを SMF に通してから用いた場合[図 2(b)]。

が繰り返されている。インターフェログラムの場合(図 8)と繰り返しの周期が異なるのは、用いた BLD の光共振器の長さ(図 3 の z 方向の長さ)が異なり、縦モード間隔 Δf が異なることを反映していると考えられる。図 10(a)と図 10(b)を比較すると、図 10(a)で相似形の構造がほぼ一定振幅で繰り返されているのに対し、図 10(b)では時間遅延 0ps 付近の構造が他よりも大きくなっている。図 10(a)と図 10(b)に Blackman の窓関数をかけてから Fourier 変換して求めたスペクトルがそれぞれ図 11(a)と図 11(b)である。図 10(a)と図 10(b)の形状の違いを反映して、図 11(a)は離散的なピーク(離散成分)のみからなり、それ以外の連続的な成分(連続成分)は見られないのに対し、図 11(b)では離散的なピークの間が埋まっており、連続成分が生じていることが分かる。なお、方法 1 による測定(図 1)では PA の集光レンズを defocus させることによりスペクトル中の連続成分が増強された[図 9(b)]のに対し、free space 中での方法 2[図 2(a)]の実験では PA の集光レンズを defocus しても連続成分は生じなかった。

このように BLD 光の条件によってインターフェログラムおよび MLD-TDS 信号はほぼ同じ高さの周期的信号が繰り返されるだけであつたり、時間遅延

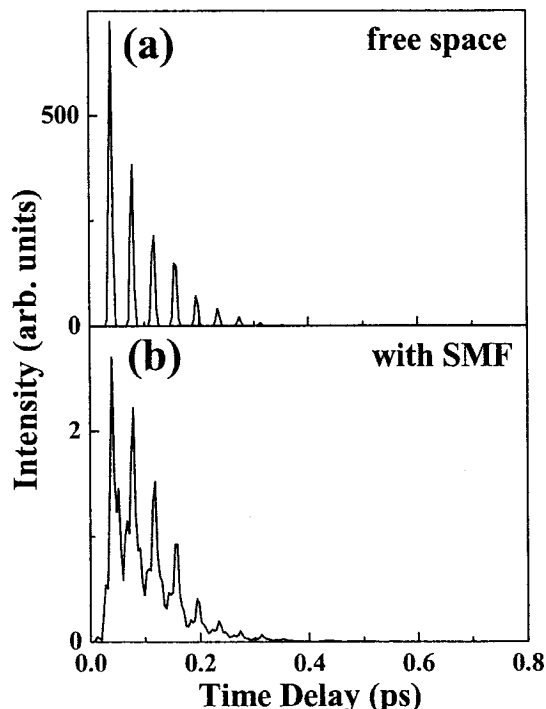


図 11 MLD-TDS 信号の Fourier スペクトル。(a)BLD ビームをそのまま自由空間(free space)中で用いた場合 [図 2(a)]と(b)BLD ビームを SMF に通してから用いた場合[図 2(b)]。

0ps 付近の構造が他より飛びぬけて高くなったりする。これに対応するスペクトルの形状の変化は Fourier 変換の定理から理解することができる。Fourier 変換により、無限に連なる周期的な構造からなる信号は、周期的な細かいピークからなるスペクトルに対応する。孤立した構造は連続スペクトルに対応する。このことから信号において周期的な構造の高さがほぼ一定であればスペクトルは離散成分のみからなり、時間遅延 0ps 付近の構造が他より高ければスペクトルに連続成分が生じることになる。

6. 考察

このように、PA を照射する BLD 光の調整によってインターフェログラムの Fourier スペクトル(方法 1)や MLD-TDS 信号の Fourier スペクトル(方法 2)に連続成分が出現する。この変化については 2 つの原因がある。1 つは、ビームパターンの直交性である。6-1 節で述べるように連続成分の元となる光ビートは、BLD 光中の異なる横モードに属する光成分の重なりによって生じる。横モードが異なるとビームパターンが関数として直交するので、defocus や SMF を用いることにより直交性を緩めないと連続成分は生じない。もうひとつは、信号成分の位相の乱雑

さである。6-3 節で述べるように BLD 光中にはさまざまなビームパターンの成分があるため、MLD-TDS 信号の中で連続成分に対応する信号成分の位相が乱雑となり、信号が弱くなってしまう。方法 1 によるスペクトルに関しては 1 つ目の原因のみが影響し、方法 2 によるスペクトルに関しては 2 つの原因の両方が影響する。「第 3 章 計算の背景 3-1 節」と「第 5 章 結果」で実験的に見積もられた Hermite 成分数、縦モード数、横モード数について述べたが、以下では簡単のため、発振する縦モード数 $n_L = 20$ 、横モード数 $n_T = 10$ 、Hermite 成分数 $n_H = 100$ として連続成分と離散成分の相対強度を計算する。また、全スペクトル線はすべて同じ強さを持ち、それぞれのビームパターンを Hermite 成分に分解すると各 Hermite 成分の強度はほぼ一定であると仮定する。

6-1. 光ビートとスペクトルの対応

BLD のスペクトル線ペアが離散成分と連続成分のどちらの起源となるかは図 7 から考察できる。同一横モードに属するスペクトル線は等間隔(Δf とする)で並んでいるので、同一横モードに属するスペクトル線同士の光ビートの周波数は $h\Delta f$ となる(h は整数)。これが方法 1 や方法 2 によるスペクトルの離散成分のもとになっていると考えられる。他方、異なる横モードに属するスペクトル線同士の光ビートの周波数は準連続的に分布しているので、これが連続成分のもとになっていると考えられる。

実験に用いた PA のアンテナ形状(ボウタイ型、スパイラル型)はいずれも自己相似形状である。そのため、アンテナの広がりがある(どちらも 2mm)であることにより約 30GHz 以下で放射電磁波が弱くなるものの、その他の周波数領域ではアンテナの諸特性が周波数に無関係となる。PA の電磁波送受信の効率は光生成キャリア寿命や PA の光伝導ギャップの電気容量などのために周波数に対する依存性を持つものの、その変化は本稿で扱う周波数範囲ではなだらかな変化以外は光ビートのスペクトルの構造を反映している。方法 2 によるスペクトルにはさらに光ビートの位相の乱雑さの影響が入ることになる。

6-2. インターフェログラムの周期構造と中心ピークの比—離散成分と連続成分の比較

図 8(a)と図 8(b)、図 9(a)と図 9(b)の違いは、「3 計算の背景 3-2 節」で述べたように PA への集光レンズの defocus により異なるビームパターン同士の直交

性が緩み、連続成分が生じたことを反映していると考えられる。なお、図 8(b)ほどではないものの、図 8(a)でも時間遅延 0ps における dip の深さが他よりやや大きく、図 9(a)に若干の連続成分が生じている。図 8(a)の測定の際には光電流が最大となるよう調整し、それにより光伝導ギャップにおける集光像はほぼ最小となっていたものの、PA の光伝導ギャップの位置はレンズの焦点からは若干ずれていたことが原因と考えられる。以下では図 8(b)のデータについて連続成分と離散成分の比較を行う。

方法 1 によりインターフェログラムを測定する場合(図 1)には 2 つのアームの光路長が同じになったときに電磁波の全周波数成分の位相がそろう。Martin-Puplett 干渉計の場合、ビームスプリッタとビーム結合器にはそれぞれワイヤグリッドが用いられており、光軸方向から眺めたときの角度差は 45 度である。このためビームスプリッタで反射される電磁波とビームスプリッタを透過する電磁波は 2 つのアームの光路長が同じ時にはビーム結合器において打ち消しあう。このため、インターフェログラムには時間遅延 0ps の付近に dip ができる。離散成分のもとになる電磁波の周波数が $h\Delta f$ (h は整数)と表せるなら、時間遅延が $i/\Delta f$ (i は整数)となるごとにこれら成分の位相が一致するので、 $1/\Delta f$ ごとに周期的に dip ができる(図 8)。ここで、dip の深さを見積もる。電磁波の各周波数成分はインターフェログラムに、各周波数成分の強度に比例した振幅の正弦波信号を作る。電磁波の強度は光ビートの振幅の 2 乗に比例するので、周期的な dip の深さは離散成分に対応する光ビート振幅の 2 乗の和に比例する。時間遅延 0ps における dip の深さは、離散成分と連続成分の両方からなるすべての成分に対応する光ビート振幅の 2 乗の和に比例するはずである。

インターフェログラム中における、電磁波スペクトルの離散成分に対応する信号の振幅は以下のように計算される。図 7 に示す 1 つの横モードについて n_L 個の縦モードから 2 個を選ぶ組み合わせは $(n_L - 1)n_L/2$ 通りあるので、離散成分を作るスペクトル線の全ペア数は

$$n_T \frac{(n_L - 1)n_L}{2} = 1900 \quad (23)$$

となる。各スペクトル線ペアは同じビームパターンの光の重なりによって生じるのでそれによる光ビート振幅は、(17)式の下で述べたように、Hermite 指数が共通の 1 つの Hermite 成分ペアの作る光ビートの n_H 倍である。インターフェログラムには、Hermite 指数が共通の 1 つの Hermite 成分ペアの n_H^2 倍の信

号を生じさせる。よって離散成分の全ペアがインターフェログラム中に引き起こす信号の振幅の、Hermite 指数が共通の 1 つの Hermite 成分ペアの作る信号に対する比率は

$$n_T \frac{(n_L-1)n_L}{2} n_H^2 \approx 1.9 \times 10^7 \quad (24)$$

となる。

インターフェログラム中における、電磁波スペクトルの連続成分に対応する信号の振幅は以下のように計算される。図 7 において異なる横モードの組合せは $(n_T-1)n_T/2$ 通り、横モードの組合せ 1 つに対して縦モードの組合せは n_L^2 通りあるので、連続成分に対応するスペクトル線の全ペア数は

$$\frac{(n_T-1)n_T}{2} n_L^2 = 1.8 \times 10^4 \quad (25)$$

となる。各ペアは異なるビームパターンの光の重なりによって生じるので、各ペアの作る光ビート振幅は(22)式にあるように、Hermite 指数が共通の 1 つの Hermite 成分ペアの作る光ビート振幅の $c_{eff} \sqrt{(n_H-1)n_H(2n_H-1)/6}$ 倍である。インターフェログラムには $c_{eff}^2(n_H-1)n_H(2n_H-1)/6$ 倍の信号を生じさせる。よって連続成分の全ペアがインターフェログラム中に引き起こす信号の振幅の、Hermite 指数が共通の 1 つの Hermite 成分ペアの作る信号に対する比率は

$$\frac{(n_T-1)n_T}{2} n_L^2 \frac{c_{eff}^2(n_H-1)n_H(2n_H-1)}{6} = 5.9 \times 10^9 c_{eff}^2 \quad (26)$$

となる。

連続成分と離散成分のインターフェログラムへの寄与を比較すると、(24)式と(26)式から

$$\left\{ \frac{(n_T-1)n_T}{2} n_L^2 \right\} \left/ \left\{ \frac{c_{eff}^2(n_H-1)n_H(2n_H-1)}{6} \right\} \right. = \frac{n_L(n_T-1)c_{eff}^2(n_H-1)(2n_H-1)}{(n_L-1)6n_H} \approx 3.1 \times 10^2 c_{eff}^2 \quad (27)$$

となり連続成分の寄与は離散成分の $3.1 \times 10^2 c_{eff}^2$ 倍となる。実験では、図 8(b)において時間遅延 0ps における dip 深さは周囲の dip 深さの約 2 倍である。このピークは連続成分と離散成分の寄与の和からなるので、連続成分と離散成分の寄与がそれぞれ同程度であることを示している。よって光ビートの生成効率 c_{eff} を 0.057 程度と見積もることができる。ただし、ここまでの計算ではすべてのスペクトル線

が常に共存しているものと仮定として計算してきた。たとえば、共通横モードのスペクトル線のセット(楕形の光スペクトル)が部分的に入れ替わるように発振しているような場合は、 n_T が実効的に少し小さい値となり c_{eff} はもっと大きな値になる。

6-3. MLD-TDS 信号の周期構造と中心ピーク—離散成分と連続成分の比較

MLD-TDS 信号の場合は各スペクトル線ペアから生じる信号を、位相の分布を考慮して合成する。連続成分について考えると、図 7 の「 A_{i-1} と B_{i-1} 」、「 A_i と B_i 」、「 A_{i+1} と B_{i+1} 」のようにほぼ同じ光ビート周波数を生じるスペクトル線ペアが複数存在する。しかし周波数は完全には一致しない。そのため、「 A_i と B_i 」による光ビートが放射用 PA を照射し、「 A_j と B_j 」による光ビートが検出用 PA を照射することによって生じる光電流($i \neq j$)は直流ではなく、測定される信号には入ってこない。離散成分の場合も同様である。単一の光ビートがビームスプリッタで分割されて放射用 PA、検出用 PA を照射することで生じる光電流のみが測定される。

まず、図 2(a)のように BLD 光をそのまま自由空間で用いて方法 2 により MLD-TDS 信号を測定する場合を考える。MLD-TDS 信号の位相は 2 つの PA における光ビートの位相差で決まり、光ビートの位相はもともなった 2 つの光成分の位相で決まり、光成分の位相は(1)式~(4)式に示されるように Hermite 指数に依存する。そのため信号成分の位相は、BLD~電磁波放射用 PA~電磁波検出用 PA の光路長と BLD~光学遅延~電磁波検出用 PA の光路長の差だけでなくビームパターンにも影響される。それでも、同一のビームパターンの光成分ペアから生じる、離散成分に対応した光ビートの位相はビームパターンによらない[(17)式]。このため、離散成分に対応する信号の位相は、アンテナ等の装置関数の影響以外は光路長の差あるいは時間遅延に比例する。これに対し、異なるビームパターンの光成分ペアから生じる、連続成分に対応した光ビートおよび信号の位相はビームパターンの組み合わせの影響を受け乱雑である。

電磁波スペクトルの離散成分に対応する MLD-TDS 信号の振幅は以下のように計算される。離散成分に対応するスペクトル線の組の数は(23)式より $n_T(n_L-1)n_L/2 = 1900$ だけ存在する。それらより生じる MLD-TDS 信号成分の周期は $1/h\Delta f$ (h は整数)と表され、時間遅延が $i/\Delta f$ (i は整数)のときに位相がそろい、単純に足しあわされる。よって離散成分の全

ペアがMLD-TDS信号中に引き起こす信号の振幅の、Hermite 指数が共通の 1 つの Hermite 成分ペアの作る信号に対する比率は

$$n_T \frac{(n_L - 1)n_L}{2} n_H^{-2} \approx 1.9 \times 10^7 \quad (28)$$

となる。

電磁波スペクトルの連続成分に対応する信号の振幅は以下のように計算される。まず PA の光伝導ギャップが集光レンズのほぼ焦点位置にあれば、ビームパターンの直交性により光ビートそのものが生じない。レンズを defocus させた場合には光ビートが発生する。一つのスペクトル線ペアから生じる光ビートの振幅は(22)式で与えられる。連続成分の元になるスペクトル線ペア数は(25)式で与えられる。MLD-TDS 信号成分の位相はビームパターンの組合せによって変化し、乱雑である。よって、連続成分全体による MLD-TDS 信号の平均振幅(平均 2 乗振幅の平方根)の、Hermite 指数が共通の 1 つの Hermite 成分ペアの作る信号に対する比率は

$$\sqrt{\frac{n_T(n_T-1)}{2} n_L^{-2} \times c_{\text{eff}}^{-2} \frac{(n_H-1)n_H(2n_H-1)}{6}} = 1.4 \times 10^5 \quad (29)$$

となる($c_{\text{eff}} = 0.057$ とした)。

連続成分と離散成分のMLD-TDS信号への寄与を比較すると、(28)式と(29)式より

$$\frac{\sqrt{\frac{n_T(n_T-1)}{2} n_L^{-2} \times c_{\text{eff}}^{-2} \frac{(n_H-1)n_H(2n_H-1)}{6}}}{n_T \frac{(n_L-1)n_L}{2} n_H^{-2}} = 7.5 \times 10^{-3} \quad (30)$$

となる。このように集光レンズを defocus して異なる横モードに対応する光成分による光ビートを発生させた場合であっても、連続成分による MLD-TDS 信号振幅への寄与は離散成分と比較してごく小さい。これに対し、実験でも自由空間中の BLD 光を用いた場合の方法 2 による測定[図 2(a)]では、集光レンズを defocus しても連続成分はほとんど観察されておらず[図 11(a)]、矛盾のない結果となっている。連続成分の寄与が小さくなる原因として、ビームパターンの異なる成分からの光ビートの生成効率(c_{eff})が低いことと、位相が乱雑であるので合成計算においてスペクトル線ペア数に平方根がかかることが挙げられる。

文献 10 では連続成分が 16384 個の線スペクトル成分の集合であり(仮定 1)、(信号スペクトルではなく)光ビートのスペクトルにおける連続成分と離散成分の強さの比は照射光を PA 上で defocus させた場合の電磁波スペクトル[図 9(b)]での連続成分と離散成分の強さの比と同程度であり(仮定 2)、連続成

分の位相が乱雑である(仮定 3)とすれば連続成分がほとんど観測されないことを計算で示した。仮定 1 には明確な根拠はなく、位相が乱雑であることにより連続成分が観測されなくなるためには 16384 程度の数の成分が必要であったというだけである。しかし、(25)式によると連続成分を生じさせるスペクトル線ペア数は 1.8×10^4 程度ということなので、まずまず妥当な仮定だったことになる。また仮定 2 により、(22)式の計算で考慮した光ビートの生成効率(c_{eff})および Hermite 成分の組合せごとに位相が乱雑になるとの事情は考慮されていたことになる。仮定 3 より、全スペクトル線ペアの寄与の合成においてペア数の平方根が計算に入ることも考慮されていたことになる。よって文献 10 の計算は本稿での考察から見て妥当であったことが確認できた。

次に、図 2(b)のように BLD の光を SMF に通してから用いた場合の MLD-TDS 信号を考える。この場合はビームパターンが統一されるので、連続成分に対応する光ビートも位相は単一化され、MLD-TDS 信号の発生効率が增大する。インターフェログラムの場合と同様に、連続成分は時間遅延 0ps 付近の構造にのみ寄与するのでこの構造だけ他より大きくなる[図 10(b)]。装置関数の影響以外はこの信号成分も位相がほぼそろうので周期的な構造の振幅は離散成分に関する光ビートの 2 乗の和に比例し、時間遅延 0ps における構造の振幅は、離散成分と連続成分の両方からなるすべての成分に関する光ビートの 2 乗の和に比例する。また、ビームパターンが統一されていることから、連続成分と離散成分の強度は、それぞれのもとになるスペクトル線のペア数に比例する。連続成分のペア数は(25)式より $(n_T-1)n_T n_L^{-2}/2 = 1.8 \times 10^4$ 、離散成分のペア数は(23)式より $n_T(n_L-1)n_L/2 = 1900$ であるので比を取ると

$$\frac{(n_T-1)n_T n_L^{-2}}{2} \bigg/ \frac{n_T(n_L-1)n_L}{2} = 9.5 \quad (31)$$

と(30)式の値よりも格段に大きくなり、SMF を使用したことにより連続成分が出現するという実験結果と一致している[図 11(b)]。スペイシャルフィルタを用いた場合にも連続成分が出現するという実験結果¹¹⁾も同様に、ビームパターンのフィルタリングにより変化が生じたと説明することができる。しかし、(31)式によると連続成分の寄与は離散成分の 9.5 倍あることになる。これに対して図 10 では時間遅延 0ps 付近の構造の高さ(連続成分と離散成分の寄与の和)は他の構造の 3 倍程度しかなく、連続成分の寄与は離散成分の 2 倍程度であることを示しており、実験結果と若干の開きがある。この原因については 2 つの可能性が考えられる。1 つは、BLD の光

を SMF に入れるとき、全光成分が均等に SMF に入るのではなく、特定の横モードに対応した光成分が突出して多く入り、横モードの異なる光成分同士の光ビート生成が弱くなっている可能性がある。もう 1 つは、全てのスペクトル線が同時発振しているとの仮定が不適切だった可能性もある。つまり共通横モードのスペクトル線のセット(楕形の光スペクトル)が部分的に入れ替わるように発振しており、異なる横モードに対応する光成分間の光ビート生成効率が下がり、 n_T が実効的に少し小さい値になっていることも考えられる。これらのどちらが生じているかについては、SMF 通過後の光スペクトルを測定することにより判別できるはずで、今後の検討課題である。

6-4. BLD 光の時間分解分光への適用について

物性研究で行われる時間分解分光では光パルスを 2 つにわけ、片方を試料に照射し時間遅延をつけてもう一方のパルスを試料にあてて試料の透過や反射を測定する。これにより最初のパルス光(ポンプ光)により引き起こされた透過や反射の変化が時間的にどのように変化するかを 2 つ目のパルス光(プローブ光)で測定する(ポンプ-プローブ法)。プローブ光で測定する透過率や反射率の変化は、透過率(または反射率)とプローブ光強度の相互相関、あるいは光強度の自己相関と透過率(または反射率)のインパルス応答の畳み込みともみなせるので、乱雑な高速強度揺らぎのある連続光でも代替できる¹²⁾。これは MLD-TDS 信号が電磁波と BLD 光強度の相互相関、あるいは光強度の自己相関と装置関数の畳み込み⁹⁾であるのと似たような状況である。過去に Q スイッチ YAG レーザを用いたポンププローブ透過測定²²⁾、Q スイッチ YAG レーザ励起の色素レーザによる四光波混合実験²³⁾、Ar レーザ励起の色素レーザによるフォトンエコー実験²⁴⁾などが報告されている。これらはビームパターンが Gaussian と思われるレーザを用いられているが、ビームパターンが Gaussian ではない光源、例えば発光ダイオードはピンホールを透過させてから実験に用いられている²⁵⁾。BLD は強度が強く、スペクトルが準連続的で安価・小型であることからポンプ-プローブ透過(反射)測定への適用も期待できる。この場合も連続成分を発生させるにはビームパターンの単一化をしてから適用することが必要になると予想される。ただし、BLD スペクトルは構造のない Gaussian というわけではないので、時間分解信号には構造が生じてしまうことが避けられない。時間応答のわかっている試

料(高速応答するものが望ましい)があればこれを標準試料としてデコンボリューションできると期待される。

7. 結論

BLD と PA で発生させ干渉分光計で測定した sub-THz 電磁波のインターフェログラムについて(方法 1)、PA への集光条件の変化に対するスペクトル形状変化について考察した。連続成分の出現は集光レンズの defocus によるビームパターンの直交性の緩和で説明できる。次に MLD-TDS で測定した信号について(方法 2)、PA への集光条件変化や SMF を通したことにより生じるスペクトル形状変化について考察した。集光レンズを defocus しても連続成分は出現せず、SMF を通せば連続成分が出現する。これは異なる横モードに対応する光成分の重なり効率や光ビートの位相の分布を考慮すれば定量的に説明できる。干渉分光計の場合も MLD-TDS の場合も、BLD の光スペクトルから見積もった縦モード数および横モード数、defocus した場合の直交性の緩和の割合(c_{eff})として共通の数値を用いて説明することができる。また BLD の光スペクトル中で横モードの異なる成分が同時には発光していない可能性とその検証方法について指摘した。BLD を MLD-TDS 以外の時間分解分光へ適用する場合も、SMF などを用いてビームパターンを統一し、信号スペクトルを連続化することが望ましいと予想される。

参考文献

- 1) 阪井清美、応用物理 77, 946(2008).
- 2) 萩行正憲、谷 正彦、長島 健、応用物理 74, 709(2005).
- 3) 川瀬晃道、応用物理 77, 1445(2008).
- 4) 深澤亮一、応用物理79, 312(2010).
- 5) 伊藤弘昌、応用物理79, 524(2010).
- 6) 寶迫 巖、応用物理79, 191(2010).
- 7) M. Tani, S. Matsuura, K. Sakai, and M. Hangyo, IEEE Microwave Guid. Wave Lett. 7, 282 (1997).
- 8) O. Morikawa, M. Tonouchi, and M. Hangyo, Appl. Phys. Lett. 75, 3772(1999).
- 9) O. Morikawa, M. Tonouchi, and M. Hangyo, Appl. Phys. Lett. 76, 1519 (2000).
- 10) O. Morikawa, M. Fujita, and M. Hangyo, Appl. Phys. Lett. 85, 881(2004).
- 11) O. Morikawa, M. Fujita, K. Takano, and M.

- Hangyo, J. Appl. Phys. 110, 063107(2011).
- 12) N. Morita and T. Yajima, Phys. Rev. A30, 2525 (1984).
 - 13) E. R. Brown, K. A. McIntosh, K. B. Nichols, and C. L. Dennis, Appl. Phys. Lett. 66, 285 (1995).
 - 14) B. I. Greene, J. F. Federici, D. R. Dykaar, R. R. Jones, and P. H. Bucksbaum, Appl. Phys. Lett. 59, 893 (1991).
 - 15) M. van Exter and D. Grischkowsky, Phys. Rev. B41, 12140 (1990).
 - 16) M. Hangyo, T. Nagashima, and S. Nashima, Meas. Sci. Technol. 13, 1727 (2002).
 - 17) M. Hangyo, M. Tani, and T. Nagashima, Int. J. Infrared and Millimeter Waves 26, 1661 (2005).
 - 18) 永井正也、田中耕一郎、応用物理 75, 179(2006).
 - 19) A. Yariv, Quantum Electronics, 3rd ed. (Wiley, New York, 1988), Chap.6.
 - 20) A. G. Fox and T. Li, Proc. IEEE 51, 80 (1963).
 - 21) O. Morikawa, M. Tonouchi, M. Tani, K. Sakai, and M. Hangyo, Jpn. J. Appl. Phys., Part 1 38, 1388 (1999).
 - 22) M. Tomita and M. Matsuoka, J. Opt. Soc. Am. B3, 560(1986).
 - 23) N. Morita, T. Tokizaki, and T. Yajima, J. Opt. Soc. Am. B4, 1269 (1987).
 - 24) S. Asaka, H. Nakatsuka, M. Fujiwara, and M. Matsuoka, J. Phys. Soc. Jpn. 56, 2007 (1987).
 - 25) H. Nakatsuka, A. Wakamiya, K. M. Abedin, and T. Hattori, Opt. Lett. 18, 832 (1993).