

ジョーンズ型フーリエドメイン光コヒーレンストモグラフィーによる生体組織の複屈折断層計測

巻田 修一・安野 嘉晃・遠藤 隆史・伊藤 雅英・谷田貝豊彦

筑波大学物理工学系 〒305-8573 つくば市天王台 1-1-1

Jones Matrix Imaging of Biological Tissues by Polarization-Sensitive Fourier-Domain Optical Coherence Tomography

Shuichi MAKITA, Yoshiaki YASUNO, Takashi ENDO, Masahide ITOH and Toyohiko YATAGAI

University of Tsukuba, Institute of Applied Physics, 1-1-1 Tennodai, Tsukuba 305-8573

Jones matrix imaging of biological samples by a polarization-sensitive Fourier-domain optical coherence tomography (PS-FD-OCT) which is combined Fourier-domain OCT and polarization-sensitive OCT has been demonstrated. By using a two dimensional CCD camera, this PS-FD-OCT obtains two spectral interferograms corresponding to orthogonal polarization components of probing beam simultaneously. FD-OCT avoid axial mechanical scanning, therefore, two OCT images are obtained by a single lateral scanning. For Jones matrix imaging, only two lateral scans are required. This procedure suppresses the measurement time. For verification, a quarter-wave plate is measured. Measured Jones matrix of the quarter-wave plate is in good agreement with theoretical value. Finally, Jones matrix imaging of porcine esophagus are demonstrated. Four complex OCT images according to each Jones matrix components are obtained. These are converted to Müller matrix images. From these Müller matrix images, layer structure of porcine esophagus and birefringence from scattering properties are revealed.

Key words: optical coherence tomography, FD-OCT, Jones matrix, birefringence

1. はじめに

近年、高度な医療技術の発展に伴い、より患者への負担が軽い治療、診断が望まれている。この分野において、非侵襲の診断、治療への応用が期待されているのが光コヒーレンストモグラフィー (optical coherence tomography: OCT)¹⁻⁴⁾である。OCTの利点として、断層画像を高分解能で取得可能なこと、近赤外光を使用することで生体に対し非侵襲、非破壊での計測ができることが挙げられる。

しかし、通常のOCTは点計測であるため断面画像の取得に二次元の機械的走査が必要になり、計測に必要な時間が長くなる。この問題に対して、最近ではフーリエドメインOCT⁵⁻⁷⁾が用いられている。フーリエドメインOCTは、光をスペクトル域で干渉させることで、機械的走査の必要なしに深さ方向の物体の構造を得るものである。これにより、走査次元を一次元減らして計測時間を短縮するこ

とが可能になる。また、通常のOCTに比べ、 S/N 比が高く^{8,9)}、光源の強度のゆらぎや振動によるノイズの影響を受けにくいほか、深さ方向の計測精度が位置決め装置によって制限されないといった特長がある。

OCTの計測対象となる生体組織にはコラーゲン、グルコースなど、複屈折を示す成分が多く含まれており、また細胞や細胞核などの大きさ、形、配列のパターンなどにより、散乱された光の偏光状態が変化することも知られている¹⁰⁾。OCTに偏光感受性を付加することにより、これらの影響による生体の偏光特性の分布を反映した画像が取得できる^{11,12)}。

これまでに、Yasunoらは、フーリエドメインOCTに偏光操作系を加えた偏光感受型スペクトル干渉OCTの開発を行ってきた¹³⁻¹⁵⁾。これは、フーリエドメインOCTに偏光操作系を組み合わせることで、偏光特性を表す複数の断

E-mail: makita@optlab2.bk.tsukuba.ac.jp

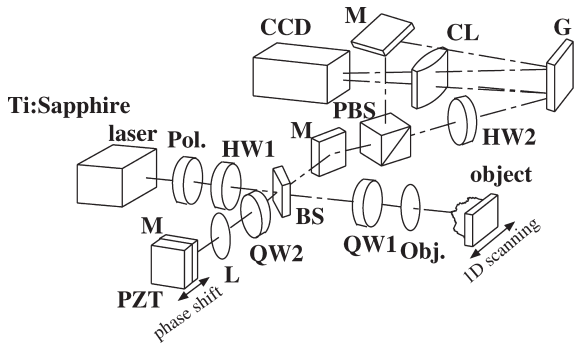


Fig.1 The diagram of parallel-detecting polarization-sensitive Fourier-domain OCT. Pol.: polarizer, HW1, HW2: zero-order half-wave plate, QW1, QW2: zero-order quarter-wave plate, Obj.: objective lens, CL: cylindrical lens.

面画像を計測するものである。しかし、この場合、試料に入射する光の偏光状態と、試料により散乱された光の偏光状態を計測するために、検出する偏光成分を変えて複数回の計測を行う必要がある。試料の偏光特性を完全に表すミューラー行列の各成分に対応した画像を得るために、16回の計測を行う必要がある。必要な計測回数が多くなれば計測にかかる時間が長くなってしまい、生体の計測では試料の動き、時間変化などにより、計測の精度が減少するという問題がある。

そこで今回、筆者らは偏光感受型フーリエドメイン OCT をさらに高速化することを目的として、直交する2つの偏光成分を同時に検出する偏光感受型フーリエドメイン OCT システムを構築し、ジョーンズ行列による生体組織の画像化を行った。

2. フーリエドメイン OCT による複屈折断面計測

試料の偏光特性を得るために、フーリエドメイン OCT システムに偏光操作機構を加えることにより、偏光感受性を備えたシステムを構築した。構築したシステムを Fig.1 に示す。光源には Ti:sapphire パルスレーザーを用いている。中心波長は 775 nm、パルス幅 (FWHM) は 150 fs である。入射光と参照光は偏光子と波長板によって偏光状態を変換し、物体から反射された物体光と参照光が分光器によりスペクトルに展開され、スペクトル域の干渉縞が検出される。対物レンズには焦点距離 100 mm のアクロマットレンズを用いている。ここで、分光器に入射する前に光を直交する2つの偏光成分に分離し、二次元撮像素子上の異なる位置で検出を行うため、2つの偏光成分を同時に検出することができる。

2.1 フーリエドメイン OCT の原理

まず、偏光を無視して、通常のフーリエドメイン OCT

の原理を解説する。フーリエドメイン OCT では、試料の奥行き一次元の構造を機械的操作を行わずに取得できる。物体光 $E_p(t)$ と参照光 $E_r(t)$ は重ね合わせられ、分光器で分光された後、スペクトル域での干渉縞が撮像素子によって取得される。スペクトル干渉縞は以下のように表される。

$$\hat{I}(\omega) = |\hat{E}_p(\omega)|^2 + |\hat{E}_r(\omega)|^2 + \hat{E}_p(\omega) \hat{E}_r^*(\omega) + \hat{E}_p^*(\omega) \hat{E}_r(\omega) \quad (1)$$

$\hat{E}(\omega)$ は関数 $E(t)$ のフーリエ変換である。この空間に分布したスペクトル域の干渉縞を計算機内でフーリエ変換すると、

$$I(t) = \Gamma[E_p](t) + \Gamma[E_r](t) + \Gamma[E_p(t), E_r^*(t)] + \Gamma[E_p^*(t), E_r(t)] \quad (2)$$

となる。ここで、 $\Gamma[\]$ は自己相関を、 $\Gamma[\ ,\]$ は相互相関を表す。第1項と第2項はそれぞれ物体光と参照光の自己相関であり、計測には使用しない。第3項が物体光と参照光の相互相関で、計測にはこの項を用いる。第4項は第3項の複素共役である。ここで、第3項のみを数値的に取り出すことも可能であるが、今回のシステムでは、位相シフトアルゴリズム¹⁶⁾を使用して第3項以外の項を除去する。参照鏡に取り付けられた piezo 素子 (PZT) によりスペクトル干渉縞の位相シフトが行われ、自己相関の項と複素共役成分が除去されて第3項のみを取り出すことができる⁶⁾。

$$I_{ps}(t) = \Gamma[E_p(t), E_r^*(t)] \quad (3)$$

この信号は、通常の光路長走査型の OCT から得られる OCT 信号と同じものである。つまり、これにより一次元の深さ方向の構造を機械的走査なしで求めることができる。さらに、通常の OCT 信号は実数であるのに対し、この項は複素信号である。そのため、ヒルベルト変換などを用いた位相再生アルゴリズムを用いずとも位相成分を求めることができる。

2.2 ジョーンズ型フーリエドメイン OCT の原理

次に、ジョーンズ型フーリエドメイン OCT による複屈折断面計測の原理を説明する。フーリエドメイン OCT で分光器の前に偏光ビームスプリッターを配置し、直交する2つの偏光成分に分離してそれぞれのスペクトル干渉縞を計測することにより、式 (3) に示すように、それぞれの偏光成分の複素相互相関信号が得られる。これにより、物体光のジョーンズベクトルの計測を行うことができる。さらに、試料に入射する偏光状態を制御し異なる2つの偏光で入射した場合の物体光のジョーンズベクトルより、試料のジョーンズ行列に対応した OCT 計測が可能になる。

入射光は、偏光子 (Pol.) と 1/2 波長板 (HW1) で、垂

直直線偏光 (H) と水平直線偏光 (V) に選択される。ビームスプリッターで2つに分けられた後、参照光は 22.5° に傾けられた $1/4$ 波長板 (QW2) によって、 H 偏光は 45° 、 V 偏光は -45° 直線偏光に変換される。物体に入射する光は、対物レンズ手前の 45° に傾けられた $1/4$ 波長板 (QW1) を通過して円偏光に変換されて物体に入射する。戻ってきた物体光は、参照光とともに偏光ビームスプリッター (PBS) によって H 偏光成分、 V 偏光成分に分離され、回折格子 (G) とシリンドリカルレンズ (CL) からなる分光器に入射する。このとき、分離された2つの光を回折格子に対して同じ入射角で入射させるため、鉛直方向に分離している。CCD の検出面上には、上下に分離した2つのスペクトル域の干渉縞が観察される。 $1/2$ 波長板 (HW2) は V 偏光を回折効率が最大になる H 偏光に変換している。今回使用している光源の波長幅は約 5.3 nm と狭く、ゼロオーダーの波長板を用いているため、偏光素子の波長分散による影響はほとんどないと考えられる。

干渉計に入射する入射光 E_i と、試料と $1/4$ 波長板 (QW1) からなる物体アームに入射して偏光状態が変化し検出される物体光 E_p の関係は、物体アームのジョーンズ行列 J_T を用いて以下のように表される。

$$E_p = \begin{bmatrix} E_{pH} \\ E_{pV} \end{bmatrix} = J_T E_i = \begin{bmatrix} J_{T11} & J_{T12} \\ J_{T21} & J_{T22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{iH} \\ E_{iV} \end{bmatrix} \quad (4)$$

J_T は、 $1/4$ 波長板 QW1 のジョーンズ行列 J_{QW1} と試料のジョーンズ行列 J を用いて、以下のように表される¹¹⁾。

$$J_T = J_{QW1}^t J J_{QW1} \quad (5)$$

J_{QW1}^t は、光が往復して戻ってくる際の QW1 のジョーンズ行列である。OCT では試料により反射・後方散乱された光を検出するため、光は試料中を往復し、 $J = J_s^t J_s$ となっている。 J_s は試料中を一度通過する際のジョーンズ行列である。同じ経路を往復する場合のジョーンズ行列は、転置してももとの行列と等しくなる。つまり、 $J = J^t$ 、 $J_T = J_T^t$ となり、この行列の非対角成分は等しくなる。式 (5) に

$$J_{QW1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix} \quad (6)$$

を代入すると、

$$J_T = \begin{bmatrix} J_{T11} & J_{T12} \\ J_{T21} & J_{T22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}(J_{11} - 2iJ_{12} - J_{22}) & \frac{1}{2}(J_{11} + J_{22}) \\ \frac{1}{2}(J_{11} + J_{22}) & \frac{1}{2}(-J_{11} - 2iJ_{12} + J_{22}) \end{bmatrix} \quad (7)$$

となる。この物体アームのジョーンズ行列 J_T の各成分より、試料の偏光特性 J を求めることができる。偏光状態の異なる2つの入射光 E_{i1} 、 E_{i2} を入射したときの物体光をそれぞれ E_{p1} 、 E_{p2} とすると、これらの関係は以下のように表

示される。

$$\begin{bmatrix} E_{p1H} & E_{p2H} \\ E_{p1V} & E_{p2V} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_{T11} & J_{T12} \\ J_{T21} & J_{T22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{i1H} & E_{i2H} e^{i\beta} \\ E_{i1V} & E_{i2V} e^{i\beta} \end{bmatrix} \quad (8)$$

ここで β は、2つの入射光を入射して2回の計測を行う際に、計測間で生じるランダムな位相誤差である。式 (8) を変形すると、

$$\begin{bmatrix} J_{T11} & J_{T12} \\ J_{T21} & J_{T22} \end{bmatrix} = \frac{1}{D} \begin{bmatrix} E_{p1H} & E_{p2H} \\ E_{p1V} & E_{p2V} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{i2V} e^{i\beta} & -E_{i2H} e^{i\beta} \\ -E_{i1V} & E_{i1H} \end{bmatrix} \quad (9)$$

となる。ここで、 $D = e^{i\beta}(E_{i1H}E_{i2V} - E_{i1V}E_{i2H})$ である。 J_T を求めるには $D \neq 0$ である必要があるため、入射する偏光状態 E_{i1} 、 E_{i2} は異なる必要があることを示している。ランダムな位相誤差 β は、 J_T の非対角成分が等しいことを利用することで除去できる。

$$e^{i\beta} = \frac{E_{p2V}E_{i1V} + E_{p2H}E_{i1H}}{E_{p1H}E_{i2H} + E_{p1V}E_{i2V}} \quad (10)$$

式 (9)、(10) より物体アームのジョーンズ行列 J_T を求めることができ、式 (5) により、試料の偏光特性 J を J_T の各成分から、以下のように求めることができる。

$$J_{12} = J_{21} = (J_{T11} + J_{T22})/2 \quad (11)$$

$$J_{11} = J_{T12} - i(J_{T11} - J_{T12}) \quad (12)$$

$$J_{22} = J_{T12} - i(J_{T22} - J_{T12}) \quad (13)$$

試料を横方向に走査し、入射偏光状態を切り替えて2回の計測を行うことで、試料のジョーンズ行列の分布に対応した4つの複素二次元分布が取得される。これら二次元の複素分布は、画像で表示する場合、実部と虚部、振幅と位相などというように、実数のみの分布に変換しなければならない。ここで、これらジョーンズ行列を実数で偏光特性を表現するミューラー行列へと変換する¹⁷⁾。

$$M = A(J \otimes J^*) A^{-1} \quad (14)$$

ここで、 A は以下に示す行列である。

$$A = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & i & -i & 0 \end{bmatrix}$$

これにより、試料の偏光特性に対応したミューラー行列画像が得られる。ここで、このミューラー行列画像はジョーンズ行列から計算により求められたもので、偏光解消の効果は含まないが、偏光解消は理論的に起こりにくいことが知られている¹⁸⁾。

3. 生体組織の複屈折断面計測

3.1 入射偏光の校正

実際に試料のジョーンズ行列を求めるには、計測した結果から式 (9) を用いて物体アームのジョーンズ行列 J_T を求め、試料のジョーンズ行列 J を式 (11)、(12)、(13)

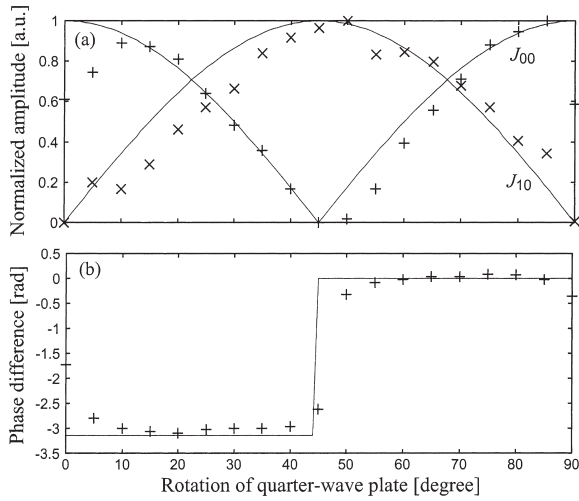


Fig. 2 Jones matrix of the quarter-wave plate. (a) Amplitude of J_{00} and J_{10} , (b) phase difference between J_{00} and J_{10} .

より計算する． $\mathbf{J}_T$ を求める際，式（9）において入射偏光状態 $\mathbf{E}_{11}$, $\mathbf{E}_{12}$ を使用する．今回の計測では水平直線偏光と垂直直線偏光を使用しているため，理想的には次の値になる．

$$\begin{bmatrix} E_{11H} & E_{12H} \\ E_{11V} & E_{12V} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (15)$$

しかし，実際には理想的な偏光状態の光が入射しているわけではないため，あらかじめ入射する光の偏光状態を計測し，その結果を式（9）の $\mathbf{E}_{11}$, $\mathbf{E}_{12}$ に代入して計算を行う．

計測は Fig. 1 において，物体アームの 1/4 波長板を取りはずし，試料としてミラーを使用して入射偏光状態の計測を行う．ビームスプリッターの手前の 1/2 波長板 HW1 を回転させ，垂直直線偏光と水平直線偏光を入射して，ミラー表面での反射に対応する複素 OCT 信号を求めた．その結果を以下に示す．

$$\begin{bmatrix} H_{0H} & V_{0H} \\ H_{0V} & V_{0V} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1.00 & 0.17-0.12i \\ -0.18+0.10i & 0.96 \end{bmatrix} \quad (16)$$

ここで， H_{0H} , H_{0V} は水平直線偏光 (H) を選択して入射したときの水平直線偏光成分 (H) と垂直直線偏光成分 (V) を， V_{0H} , V_{0V} は垂直直線偏光 (V) を選択して入射したときの H 成分と V 成分を表す． H_{0H} , H_{0V} は H_{0H} の位相で， V_{0H} , V_{0V} は V_{0H} の位相で補正され，全体の強度は H_{0H} の絶対値で規格化されている．この値を式（9）の入射偏光成分 $\mathbf{E}_i$ に代入して物体アームのジョーンズ行列の算出を行う．

ここでは，入射偏光を選択する偏光素子 Pol. と HW1 以外の光学素子の偏光特性は理想的であると仮定している．つまり，偏光素子は理想的な偏光特性をもち，ミラーとビームスプリッターは完全に偏光無依存であるとしている．

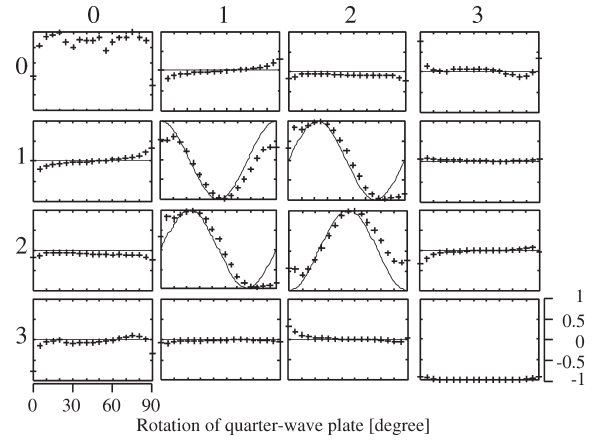


Fig. 3 Calculated Müller matrix of the quarter-wave plate.

3.2 1/4 波長板の計測

偏光素子を試料として用い，偏光計測の確認実験を行った．試料に 1/4 波長板を使用し，ミラーで反射されて 1/4 波長板を往復した光を計測した．物体光は 1/4 波長板を往復するため，計測されるジョーンズ行列の理論値は 1/4 波長板のジョーンズ行列 $\mathbf{J}_{QW}$ を用いて次のように求められる．

$$\mathbf{J}'_{QW} = \mathbf{J}_{QW}^t \mathbf{J}_{QW} = \begin{bmatrix} \cos(2\theta) & \sin(2\theta) \\ \sin(2\theta) & -\cos(2\theta) \end{bmatrix} \quad (17)$$

波長板の光軸を 5° ずつ回転させ，それぞれの場合の波長板のジョーンズ行列を計測した．計測した結果のジョーンズ行列の J_{00} , J_{10} 成分の振幅と位相差を Fig. 2 に示す．図中の実線は式（17）で計算された理論値である．Fig. 2 (b) より，ジョーンズ行列成分の位相が計測されていることがわかる．ジョーンズ行列の各成分の振幅と位相から，ミラー行列を計算した結果を Fig. 3 に示す．実線は計算された 1/4 波長板を往復した場合のミラー行列で，式（14）と式（17）から次のように求められる．

$$\mathbf{M}'_{QW} = \mathbf{A}(\mathbf{J}'_{QW} \otimes \mathbf{J}_{QW}^*) \mathbf{A}^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(4\theta) & \sin(4\theta) & 0 \\ 0 & \sin(4\theta) & -\cos(4\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (18)$$

これにより，1/4 波長板の複屈折が計測されていることがわかる．

光学軸の角度と位相遅延量の計算を行った結果，光学軸の測定誤差は RMS で 6.83°，位相遅延量の測定誤差は RMS で 0.061 rad であった．

3.3 ブタの食道組織の複屈折断層計測

構築したシステムでブタの食道の *ex vivo* 計測を行っ

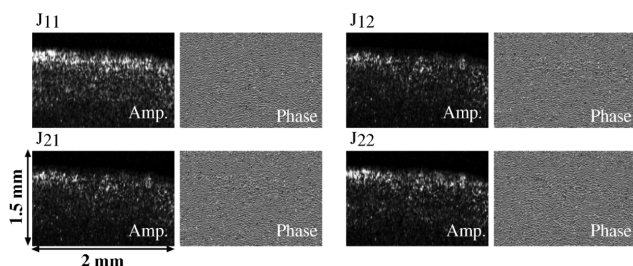


Fig. 4 Jones matrix images of porcine esophagus.

た。計測した結果得られたジョーンズ行列画像を Fig. 4 に示す。各成分の振幅成分に対応する画像から、断面の構造が表れているが鮮明ではない。ジョーンズ行列の各成分の振幅は偏光依存の散乱特性を表しているが、試料の偏光特性は各成分間の位相差にも含まれている。これら、ジョーンズ行列の振幅と位相差で表される偏光特性をまとめて可視化するため、実数の行列であるミュラー行列に変換する。式 (14) より、ジョーンズ行列画像からミュラー行列画像を計算した結果を Fig. 5 に示す。走査間隔は $5\text{ }\mu\text{m}$ で、400 点で行った。この計測には約 30 分を要しているが、これには走査機械と計測の非同期による待ち時間と、位相シフトの適用による計測回数の増加が影響している。 M_{00} が、偏光特性の影響を除いた強度にのみ依存する断面画像を表している。 M_{11} , M_{22} から、表面付近に信号の強い層とその下に薄く信号の弱い部位がみられ、さらにその下に信号がまた強くなり、3 層の構造が確認できる。 M_{03} や M_{30} からは、より鮮明に 3 層の構造が得られているのがわかる。これらはそれぞれ表面から、(a) 扁平上皮層、(b) 筋板層、(c) 粘膜下層に対応していると考えられる。 M_{03} , M_{30} 成分は円偏光の散乱に寄与する成分に対応し、試料の散乱による光学活性が、これらの画像の高いコントラストの原因になっているのではないかと考えられる。また、 M_{10} や M_{20} などの成分から、試料の深さ方向に垂直に縞構造が表れているのがみとれる。これらは、試料の散乱特性によって生じる複屈折により、光の偏光状態が深さに応じて変化するために表れるのではないかと考えられる。

4. システムの性能

ここでは、今回構築したシステムの性能について議論する。OCT の深さ方向の分解能は、理論的に光源のコヒーレンス長によって制限される。コヒーレンス長が短い、つまりスペクトルが広いほど、分解能の限界は高くなる。今回使用した光源では、パルス幅 150 fs から深さ方向の分解能は約 $22.5\text{ }\mu\text{m}$ と見積もられる。生体試料の屈折率を約 1.4 とすると¹⁹⁾、このシステムの生体試料中の分解能は

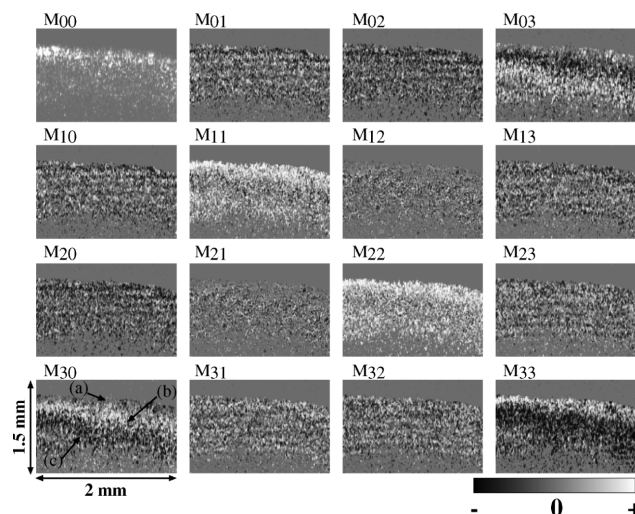


Fig. 5 Müller matrix images of porcine esophagus.

約 $16\text{ }\mu\text{m}$ となる。

横方向の分解能は物体に照射されるビーム径に依存するが、光軸方向の構造を 1 回の計測で得ているため、焦点からずれた場所での空間分解能は落ちる。ビーム形状をガウス分布とすると、ビームウェストでのビーム径は、ビームの直径と対物レンズの焦点距離から約 $49\text{ }\mu\text{m}$ と見積もられる。

試料としてミラーを用い、スペクトル干渉縞のコントラストが最大で強度をカメラのサチュレーション近くまで上げたときの、フーリエ変換後のピークとノイズフロアの値の比でシステムの S/N 比を定義すると、計測の結果、55 dB であった。カメラにはスペクトル方向の画素数 640 pix, 量子化ビット数 8 bit のものを使用している。ジョーンズ行列画像やミュラー行列画像を求める際、4 枚の OCT 画像の加減算を行っているため信号は加算的に足しあわされており、これらの画像の S/N 比は通常の OCT 画像よりさらに向上していると考えられる。

フーリエドメイン OCT の深さ方向の計測範囲の物理的な限界は、分光器の分解能によって決定される。より高分解能の分光器を使用することで、周波数の高い干渉縞を検出することが可能になり、計測範囲が拡大する。しかし、実際のシステムでは、分光器の CCD カメラの画素に対しスペクトルが線形に分布しないため、参照光との間の時間遅延が長い信号は減衰し、分解能が低下してしまう。この信号の減衰に対し、数値的手法によるスケールの変換が行われているが、本システムでは、光源の波長幅が半値幅で 5.3 nm と狭いため、スケールの歪みによる影響はほとんどない。今回のシステムでは、分光器の性能によって制限される深さ方向の計測範囲は 10.4 mm となった。位相シ

フトにより自己相関，複素共役信号を除去しているため，この計測範囲は通常のフーリエドメイン OCT の 2 倍となっている。

計測時間はカメラのフレームレートにより制限される。使用したカメラは NTSC の 30 fps である。今回のシステムでは，偏光計測のため同じ位置の計測を 2 回行っており，深さ方向一次元の計測を 1 回行うのにかかる時間は 66.7 ms となる。しかし，入射偏光の操作，走査機械の速度，非同期計測による待ち時間などの影響により，実際の計測時間はより長くかかっている。また，位相シフトを導入しているため，計測回数が増加し，計測時間はさらに長くなっている。

5. ま と め

今回，偏光特性による物体の内部断面の画像化をより速く行うため，フーリエドメイン OCT と偏光 OCT を組み合わせ，一度に光の 2 つの直交する偏光成分を検出するジョーンズ型フーリエドメイン OCT を構築し，ジョーンズ行列による画像化を行った。これにより，物体の奥行き方向の構造を機械的走査なしで得ることができ，物体のジョーンズ行列成分に対応した画像を 2 回の計測により求めることが可能となった。実験の結果，ブタの食道上皮組織のジョーンズ行列断面画像を 2 回の一次元走査で得ることができた。

文 献

- 1) B. E. Bouma and G. J. Tearney: *Handbook of Optical Coherence Tomography* (Marcel Dekker, New York, 2002).
- 2) D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito and J. G. Fujimoto: "Optical coherence tomography," *Science*, **254** (1991) 1178-1181.
- 3) 佐藤 学, 丹野直弘: "光コヒーレンストモグラフィの基礎", *光学*, **32** (2003) 268-274.
- 4) 春名正光, 近江雅人: "光コヒーレンストモグラフィ (OCT)", *O plus E*, **24** (2002) 168-171.
- 5) G. Häusler and M. W. Lindner: "Coherence radar and spectral radar—New tools for dermatological diagnosis," *J. Biomed. Opt.*, **3** (1998) 21-31.
- 6) M. Wojtkowski, A. Kowalczyk, R. Leitgeb and A. Fercher: "Full range complex spectral optical coherence tomography technique in eye imaging," *Opt. Lett.*, **27** (2002) 1415-1417.
- 7) Y. Yasuno, M. Nakama, Y. Sutoh, M. Itoh, M. Mori and T. Yatagai: "Optical coherence tomography by spectral interferometric joint transform correlator," *Opt. Commun.*, **186**, (2000) 51-56.
- 8) P. Andretzky, M. W. Lindner, J. M. Herrmann, A. Schultz, M. Konzog, F. Kiesewetter and G. Häusler: "Optical Coherence Tomography by spectral radar: Dynamic range estimation and in vivo measurements of skin," *Proc. SPIE*, **3567** (1998) 78-87.
- 9) R. Leitgeb, C. K. Hitzenberger and A. F. Fercher: "Performance of Fourier domain vs. time domain optical coherence tomography," *Opt. Exp.*, **11** (2003) 889-894.
- 10) R. S. Gurjar, V. Backman, L. T. Perelman, I. Georgakoudi, K. Badizadegan, I. Itzkan, R. R. Dasari and M. S. Feld: "Imaging human epithelial properties with polarized light-scattering spectroscopy," *Nat. Med.*, **7** (2001) 1245-1248.
- 11) S. Jiao and L. V. Wang: "Jones-matrix imaging of biological tissues with quadruple-channel optical coherence tomography," *J. Biomed. Opt.*, **7** (2002) 350-358.
- 12) J. F. de Boer and T. E. Milner: "Review of polarization sensitive optical coherence tomography and Stokes vector determination," *J. Biomed. Opt.*, **7** (2002) 359-371.
- 13) Y. Yasuno, S. Makita, Y. Sutoh, M. Itoh and T. Yatagai: "Birefringence imaging of human skin by polarization-sensitive spectral interferometric optical coherence tomography," *Opt. Lett.*, **27** (2002) 1803-1805.
- 14) 安野嘉晃: "高速スペクトル干渉光コヒーレンストモグラフィによる生体組織の複屈折計測", *O plus E*, **25** (2003) 1254.
- 15) 安野嘉晃: "偏光スペクトル干渉光コヒーレンストモグラフィの基礎", *精密工学会誌*, **70** (2004) 614-617.
- 16) J. Schmit and K. Creath: "Extended averaging technique for derivation of error-compensating algorithms in phase-shifting interferometry," *Appl. Opt.*, **34** (1995) 3610-3619.
- 17) F. L. Roy-Brehonnet and B. L. Jeune: "Utilization of Mueller matrix formalism to obtain optical targets depolarization and polarization properties," *Prog. Quantum Electron.*, **21** (1997) 109-151.
- 18) J. Li, G. Yao and L. V. Wang: "Degree of polarization in laser speckles from turbid media: Implications in tissue optics," *J. Biomed. Opt.*, **7** (2002) 307-312.
- 19) F. P. Bolin, L. E. Preuss, R. C. Taylor and R. J. Ference: "Refractive index of some mammalian tissues using a fiber optic cladding method," *Appl. Opt.*, **28** (1989) 2297-2303.