

光コヒーレンストモグラフィーの基礎

佐 藤 学*・丹野 直弘*,**

Fundamentals of Optical Coherence Tomography

Manabu SATO* and Naohiro TANNO*,**

The fundamentals of optical coherence tomography (OCT) has been described. OCT can be utilized to measure high-resolution cross-sectional *in vivo* and *in situ* images of microstructure in transparent and nontransparent biological tissues. OCT is based on the low-coherence interferometry and the heterodyne detection for backscattered wave from tissues. The axial and lateral resolutions are given by the coherence length of light source and the beam diameter of an incident beam at the beam waist, respectively. It is important to develop the light source with the broad band and the high spatial coherence for the high spatial resolution. In the heterodyne detection, the high sensitivity in a shot noise limit is necessary, because the backscattered light from tissues is very weak. The endoscopic OCT, the imaging catheter for OCT and functional OCT have been studied to spread the clinical applications in gastrointestinal system, cardiovascular system, ophthalmology, dermatology and so on.

Key words: optical coherence tomography, low coherence interferometry, coherence length, backscattered light, heterodyne detection

近年、低コヒーレンス光を利用して生体などの多重散乱物体の三次元断層画像を測定する試みが眼科の分野で実用化され、幅広い臨床応用が検討されている。これは、スペクトル幅の広い低コヒーレンス光を生体試料に照射して、その内部で発生する後方散乱光を高感度に検出することにより生体の断層画像を測定する方法で、光コヒーレンストモグラフィー (optical coherence tomography: OCT) とよばれている^{1,2)}。OCTは低コヒーレンス干渉計を基礎としており、当初この低コヒーレンス干渉計は光導波路などの評価³⁾に応用されて感度などが検討され、また医学分野では眼軸長や角膜厚の測定⁴⁾に応用された。

現在、臨床で広く用いられているX線などを用いた医用画像測定技術による恩恵は計り知れないが、これらの空間分解能が0.1~1 mm程度であり、臨床応用ではさらに高い空間分解能が求められている。これに対して、OCTの特徴は、空間分解能が現状で数 μm ~約 10 μm と約1桁高いこと、生体に対して無侵襲性であること、不透明な組織にも測定可能などである。しかし、測定領域が表面から

数 mmに限られるなどの問題がある。

本稿では、OCTの基礎について概説する目的から、基本事項の記述にとどめている。まず、基礎となる低コヒーレンス干渉計を説明し、光源のスペクトル幅と光軸方向分解能の関係を示した。次に、OCTの三次元空間分解能と断層画像の測定原理、および測定システムについて説明し、最後に OCT の展開を述べた。

誌面の都合もあり、研究動向については文献5-7), また有用な OCT のハンドブック⁸⁾も出版されているので、さらに興味のある読者はそちらを参照していただきたい。

1. 低コヒーレンス干渉計

光波は電磁波の一種であり、まさに電界と磁界の“波”である。太陽光とレーザー光の大きな違いのひとつは、この光波の連続した長さともいえる。定量的な表現は後で示すが、この連続した光波の長さをコヒーレンス長とよび、コヒーレンス長の短い光波を低コヒーレンス光とよぶ。低コヒーレンス干渉計とは、コヒーレンス長の短い低コヒー

*山形大学大学院理工学研究科生体センシング機能工学専攻（〒992-8510 米沢市城南 4-3-16）E-mail: msato@yz.yamagata-u.ac.jp
**科学技術振興事業団山形県地域結集型研究事業（〒990-2473 山形市松栄 2-2-1）

レンズ光源を用いた干渉計であり、厳密には光学素子や試料の分散を考慮する必要があるが、以下ではそれらを無視する。

マイケルソン干渉計をベースとする低コヒーレンス干渉計を図1に示す⁹⁾。干渉計は、低コヒーレンス光源、ビームスプリッターBS、参照ミラーRM、試料、光検出器PDから構成される。まず、光源が、単一波長で光波の振幅が一定と仮定すると、光波は

$$2E_i = 2A_i \cos(k_0 z - \omega_0 t) \quad (1)$$

で示される。ここで、 A_i は電界振幅、 $k_0 (=2\pi/\lambda_0)$ は波数、 λ_0 は波長、 $\omega_0 (=2\pi f_0)$ は角周波数、 f_0 は光波の周波数である。さらに、RMは強度反射率が1の理想的なミラーであり、RMによって反射されてBSを通ってPDの受光面上に達した光波を参照光 E_r とする。また、試料で反射され、BSを通ってPDの受光面上に達する光波を信号光 E_s とする。サンプル内での強度反射率を R_s とすると振幅反射率は $\sqrt{R_s}$ となるので、信号光は $E_s = \sqrt{R_s} E_i$ と表すことができる。このように試料を強度反射率と置く考え方に対し、「散乱」の考え方を付録に紹介したので、興味ある読者はご覧いただきたい。

PDの受光面上では、参照光と信号光が重畠されるので、その光波 E_d は

$$E_d = E_r + E_s = A_i \cos(2k_0 l_r - \omega_0 t) + \sqrt{R_s} A_i \cos(2k_0 l_s - \omega_0 t) \quad (2)$$

となる。ここで、 l_r はBSからRMまでの距離、 l_s はBSから試料中の反射点までの距離である。係数2は光路の往復を表している。PDの出力電流*i_d*は、光波の強度に対応するので、 ρ を感度とすると、

$$i_d = \rho \cdot \{ A_i^2 + R_s A_i^2 + 2\sqrt{R_s} A_i^2 \cos 2k_0 (l_s - l_r) \} \quad (3)$$

となる。最初の2つの項は直流信号であり、単に参照光と信号光の強度を表している。第3項は2つの光路差で変化する干渉項であり、これを \tilde{i}_d とすると

$$\tilde{i}_d (\Delta l) \propto \sqrt{R_s} \cos(2k_0 \Delta l), \quad \Delta l = l_s - l_r \quad (4)$$

と表すことができる。

次に、光源がガウス型のパワースペクトル密度(PSD)を有していると仮定すると、光源のPSDは

$$S_G(k) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta k \sqrt{\pi}} \exp \left\{ - \left(\frac{2\sqrt{\ln 2}}{\Delta k} (k - k_0) \right)^2 \right\} \quad (5)$$

となる¹⁰⁾。ここで、 Δk は光源のバンド幅(半値全幅)である。このときPDの出力信号は、式(5)を含んで式(4)を全波数にわたって積分した式

$$\tilde{i}_d (\Delta l) \propto \sqrt{R_s} \int_{-\infty}^{\infty} S_G(k) \cos(2k \Delta l) dk \quad (6)$$

で与えられる。この積分は、フーリエ変換により容易に実

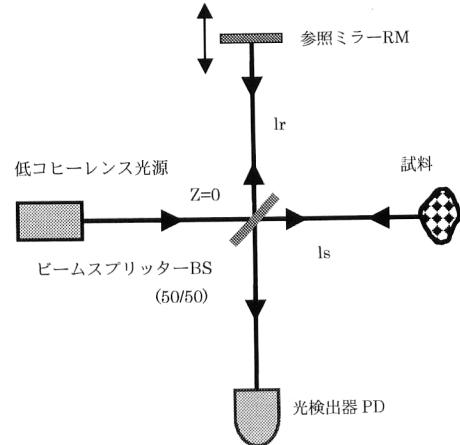


図1 低コヒーレンス干渉計。

行できて、

$$\tilde{i}_d (\Delta l) \propto \sqrt{R_s} \exp \left\{ - \left(\frac{2\sqrt{\ln 2}}{l_c} \Delta l \right)^2 \right\} \cdot \cos(2k_0 \Delta l) \quad (7)$$

$$l_c = \frac{4\ln 2}{\Delta k} = \frac{2\ln 2}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta \lambda} \quad (8)$$

と求まる。ここで、 R_s は定数とし、 $\Delta \lambda$ は光源のスペクトル幅(半値全幅)である。この式より、図1において試料をミラーと仮定し、RMを光軸方向に移動させた場合の出力信号は、光路差がゼロのときに最大値を示す余弦関数で変調されたガウス型関数となるのがわかる。さらに、その振幅は強度反射率 R_s の平方根に比例し、その半値全幅が式(8)で与えられるコヒーレンス長 l_c である。また、コヒーレンス長は、光源の中心波長が短くかつスペクトル幅が大きいほうが短くなることがわかる。このときの光軸方向分解能 Δz は l_c と定義される。また、 R_s が1の場合、出力信号は、光源の自己相関関数となる。

実際、生体試料の場合は三次元構造であるので、 R_s は光軸方向に分布する。よって、試料の強度反射率は $R_s(l_s)$ と考えることができるので、出力信号は、光源の自己相関関数と生体試料の強度反射率との積み積分で与えられ、

$$\tilde{i}_d (l_r) \propto \int_{-\infty}^{\infty} \sqrt{R_s(l_s)} \exp \left\{ - \left(\frac{2\sqrt{\ln 2}}{l_c} \Delta l \right)^2 \right\} \cdot \cos(2k_0 \Delta l) dl_s \quad (9)$$

と示される。さらに、RMが一定速度 V で光軸方向に走査される場合、 $l_r = l_{r0} + Vt$ となるので、出力信号は

$$\tilde{i}_d (t) \propto A(t) \cos(2f_d t + \phi) \quad (10)$$

となる。ここで、 $A(t)$ は出力信号の振幅、 $f_d (=2V/\lambda_0)$ はRMの走査で発生したドップラーシフト周波数、 ϕ は位相である。これより、参照ミラーを走査した際、ドップラーシフト周波数を有する出力信号の強度変化を測定するこ

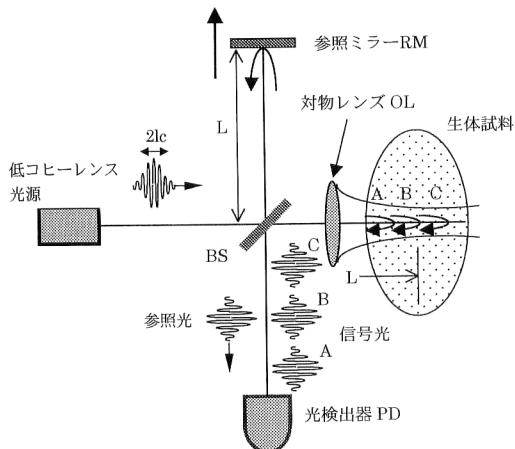


図2 OCTの測定原理図。

とにより、試料の強度反射率の平方根と光源の自己相関関数との畳み込み積分が得られることがわかる。よって、コヒーレンス長がより短い光源を用いたほうが、測定プロファイルがより $\sqrt{R_s}$ に近くなるといえる。

2. OCTによる断層画像測定

2.1 測定原理

OCTの測定原理を、図2を用いて説明する。光源は、ガウス型スペクトルを有する低コヒーレンス光源であり、コヒーレンス長を L_c とする。光源からの光波はBSで等分され、一方はRMに向かい反射されて、BSを通り参照光としてPDに入射する。他方は対物レンズOLに向かいビーム状に集光されて、生体試料に入射される。入射光は、試料内部にある程度侵入し、生体試料が三次元構造で屈折率が三次元的に分布しているので、光波の伝播とともに前方散乱光、後方散乱光、多重散乱光が生じる。ビームの伝播に伴う吸収・散乱によって、光強度、偏光性、空間的コヒーレンスなどは失われるが、コヒーレンス性をわずかながら有している微弱な後方散乱光は、OLで集光されてBSを通り信号光としてPDの受光面に向かう。信号光は、後方散乱の位置に対応する時間遅延を伴うので、図中のようにA, B, Cの順序で受光面に達する。一方、参照光は、RMの位置に応じた遅延を伴うので、図中に示すようになる。

試料内のさまざまな散乱位置から遅延を伴って光波がPDに達するが、“短い”コヒーレンス長のために、参照光との遅延が等しい光波のみが信号光として干渉信号となる。つまり、参照ミラーの位置により、光軸上において、試料内のある位置からの後方散乱光のみを選択的に干渉信号として検出できる。よって、光源のコヒーレンス長が短いほど位置選択の精度が高くなる。このことから、光軸方向の空間分解能がコヒーレンス長で与えられ、光源がガウ

ス型スペクトルの場合、

$$\Delta z = \frac{2\ln 2}{\pi} \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda} \quad (11)$$

で与えられる。また、後述するが、横方向分解能は入射ビームのビームウェストにおける直径となる。

参照ミラーを光軸方向に走査して、PDからのドップラーシフト周波数の振幅の2乗を測定すると、コヒーレンス長の精度で R_s の光軸方向分布が得られる。この測定を順次横方向に繰り返すことにより、 R_s の二次元分布が断層画像として得られる。よって、X線CTや光CTなどと異なり、複雑な逆問題を解く計算処理を原理的に必要としない。

微弱な後方散乱光である信号光の検出には、ヘテロダイン検出が用いられ、参照ミラーの走査や位相変調により、干渉信号は特定の周波数を有するヘテロダインビート信号となる。これは、式(3)からわかるように R_s が $10^{-9} \sim 10^{-10}$ と非常に小さいために信号光は微弱であるが、参照光は大きいので、参照光と信号光との積である干渉項が大きくなり、検出感度を増大させることができる。このように、OCTは、低コヒーレンス光源と対物レンズを用いることにより“高い三次元空間分解能を有した高感度低コヒーレンス干渉計”ということができる。

2.2 測定システム

測定システムは、主に光源・光学系・検出系・制御系などで構成されており、これらについて以下に説明する。生体は主成分が水で約70%を占めており、水の吸収特性とヘモグロビンやメラニン色素との谷間である700 nm～1.5 μmの波長帯が、吸収が比較的小さく“生体の分光学的窓”とよばれている¹¹⁾。このことから、OCTでは、0.7～1.3 μmの近赤外領域の波長をもつ光源が一般に使用される。先に述べたように、スペクトル幅が広いほうが高い光軸方向分解能が得られる。つまり、低い時間コヒーレンスが求められ、一方、空間コヒーレンスが高いほうが集光性が高く、高い横方向分解能が得られる。このように、OCTでは、近赤外領域でアンバランスなコヒーレンスを有する光源が望まれる。

汎用では、比較的安価な半導体素子として、スーパーホーミネセントダイオード(SLD)やLEDが使用され、中心波長0.8 μm、スペクトル幅17 nm、コヒーレンス長17 μm、出力2 mW程度のものが市販されている。SLDはLEDに比べて空間コヒーレンスが高いので、ファイバー光学系との結合も容易である。短いコヒーレンス長からハロゲンランプもあげられるが、空間コヒーレンスの低さから、結合効率、有効光パワーなどの問題がある。また、高空間分解

能では、モードロック動作のチタンサファイアレーザーが光源に用いられており、中心波長 $0.8 \mu\text{m}$ 、コヒーレンス長 $1.5 \mu\text{m}$ を用いた OCT 画像測定も報告¹²⁾されているが、光源の安定性、大きさ、操作性、価格などでは問題がある。

光学系は、シングルモードファイバーを用いたマイケルソン干渉計が一般的であるが、偏光検出型 OCT¹³⁾など光学系の自由度から、バルク型の干渉光学系も報告されている。いずれにしても、不要な反射光の低減はノイズを低減することから重要であり、ファイバー光学系の場合、端面の斜め研磨などは実用上重要である。また、光軸方向の高速走査装置は測定時間の短縮上重要であり、ガルバノミラーやレンズと回折格子を用いる方式などが報告されている¹⁴⁾。

OCT の横方向空間分解能と測定領域は、対物レンズを含む照射光学系で決定される。入射ビームに垂直方向の空間分解能 Δx はビーム直径で与えられ、対物レンズ上のビーム直径 d 、焦点距離 f 、波長 λ を用いて、

$$\Delta x = \frac{4\lambda}{\pi} \frac{f}{d} \quad (12)$$

で与えられる。さらに光軸方向の走査領域は、

$$2z_0 = \frac{\Delta x^2 \pi}{2\lambda} \quad (13)$$

で示されるコンフォーカル長 $2z_0$ が目安となる⁸⁾。散乱光の対物レンズの集光効率は、散乱位置が焦点位置のときが最も効率がよく、そこから光軸上でどこまでを検出可能とみなすかの目安がコンフォーカル長である。これに対して、十分高い検出感度が必要なことはいうまでもない。

光軸方向分解能は、式 (11) に示すように光源の中心波長とスペクトル幅で決定されるのに対して、横方向分解能と測定領域は、横方向分解能を高くすると測定領域が減少するトレードオフの関係になる。また、作動距離も測定上重要なパラメーターであるので、空間分解能、測定領域、作動距離のバランスを考慮して照射光学系を設計する必要がある。

検出系は、基本的に AM 復調器であるので、図 3 に示すように光検出器、電流増幅器、バンドパスフィルター (BPF)，復調器、ローパスフィルター (LPF) で構成される。電流増幅器は、PD からの電流信号を電圧信号に変換し増幅する。ノイズとしては、ジョンソンノイズ、ショットノイズ、相対強度ノイズ (RIN: relative intensity noise)、位相ノイズ、 $1/f$ ノイズなどが考えられる。BPF は、ヘテロダインビート周波数付近の交流信号のみを通過させ不要なノイズを遮断する。復調器は、振幅変調された変調信号から振幅信号を分離し、ローパスフィルターはその出力信

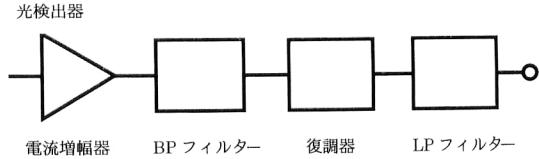


図 3 OCT の検出系。

号に含まれる不要な高調波信号成分を除去する。一連の検出系は、ロックインアンプの参照信号にヘテロダインビート信号に等しい周波数の信号を入力することで代用できる。

信号対雑音電力比 (SNR) の検討は、すでに光エレクトロニクスの分野では確立されているが、簡単に述べる^{8,15)}。一般に、SNR は

$$\text{SNR} = \frac{P_{\text{signal}}}{\text{var}\{n(t)\}} = \frac{P_{\text{signal}}}{\int_{-\infty}^{\infty} S_n(\omega) d\omega / 2\pi} \quad (14)$$

で定義される。ここで、 P_{signal} は信号パワー（ここでは光パワーでなく電気信号出力のパワーである）、 $\text{var}\{n(t)\}$ はノイズ信号の分散、 $S_n(\omega)$ はノイズ信号の PSD である。PD の出力電流における PSD である $S_{vn}(\omega)$ は、

$$S_{vn}(\omega) = e\langle i \rangle + e\gamma\langle i \rangle^2 + \frac{2kT}{R} \quad (15)$$

で示される。ここで、第 1 項はショットノイズ、第 2 項は RIN ノイズ、第 3 項はジョンソンノイズを表しており、 e は電子の電荷量、 $\langle i \rangle$ は受光面に入射した全光波による平均光電流、 γ はノイズ定数、 k はボルツマン定数、 T は絶対温度、 R は増幅器実効抵抗である。

光電流は電流増幅器で電圧信号に変換され、ゲインを R とすると、ノイズ出力電圧の PSD は、分散のスケール則と $\langle i \rangle R = \langle v \rangle$ の関係を用いて、

$$S_{vn}(\omega) = e\langle v \rangle R + e\gamma\langle v \rangle^2 + 2kTR \quad (16)$$

となる。これより、ノイズはすべての周波数成分を一様に含んでいるホワイトノイズであることがわかる。

次にショットノイズ限界での SNR を求める。まず、干渉項に対応する信号の光電流は

$$\langle i_l \rangle = \frac{\eta e}{h\nu} \sqrt{P_s P_r} \quad (17)$$

となる。ここで、 η は光検出器の量子効率、 h はプランクの定数、 ν は光の周波数、 P_s は信号光パワー、 P_r は参照光パワーである。先で用いた A_i 、 R_s とは、 $P_s \propto R_s A_i^2$ 、 $P_r \propto A_i^2$ の関係がある。これより、信号パワー P_{signal} は

$$P_{\text{signal}} = (\langle i_l \rangle R)^2 = \left(\frac{\eta e}{h\nu} \right)^2 P_s P_r R^2 \quad (18)$$

となる。また、PD に入射される全光強度は参照光が支配的なので、全体の平均光電流は、

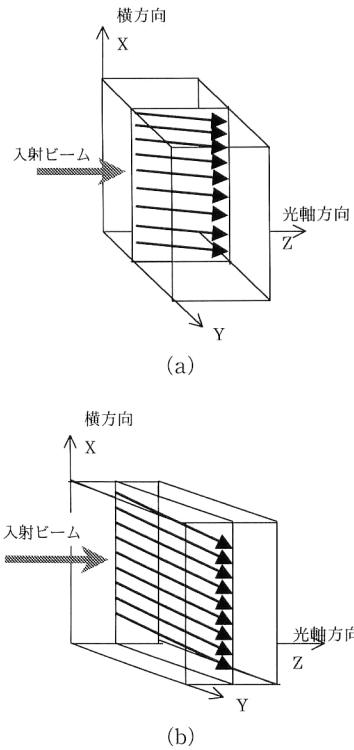


図4 断層画像の種類。

$$\langle i_i \rangle = \frac{\eta e}{h\nu} P_R \quad (19)$$

となる。よって、ノイズ信号の分散は、

$$\text{var}\{n(t)\} = 2e\left(\frac{\eta e}{h\nu}\right)P_R R^2 \cdot \text{NEB} \quad (20)$$

となる。ここで、NEB は図3で示した回路系の等価バンド幅であり、係数2はNEBが正の周波数領域のみで定義されていることによる。これより、SNRは

$$\text{SNR} = \frac{\eta P_s}{2h\nu \cdot \text{NEB}} \quad (21)$$

となる。これは、 P_s/NEB の形になっており、より高い画像取得スピードはより大きな NEB を必要とするので、SNR の確保のためには大きな信号光パワーを要することを意味している。また、生体試料では、照射パワーに対して反射率が $10^{-9} \sim 10^{-10}$ であるので、必要とされる SNR は $90 \sim 100 \text{ dB}$ である⁸⁾。実際には RIN ノイズ¹⁶⁾ や位相ノイズ¹⁷⁾ が存在し、それらについては、検出系について参照光強度などの検出条件を最適化する必要がある。また、光源の強度変動に対しては、バランス型検出器も有効である¹⁸⁾。

断層画像は、図4に示すように大きく2つに類別される。ひとつは、同図(a)に示すように入射ビームの光軸方向(深さ方向)の測定を高速で行い、光軸に対して垂直方向に入射ビームを緩やかに走査する方法で、光軸に平行な断層画像が測定される。もうひとつは、同図(b)に示すように、表面から一定の深さで表面に平行な平面(鉛直断面)

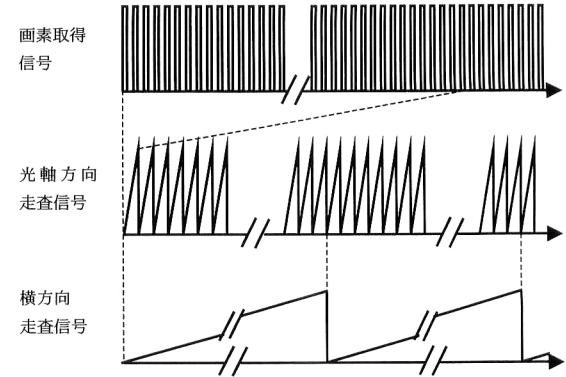


図5 各信号のタイミング。

を測定するように参照ミラーの遅延を固定し、入射ビームをビームに垂直な面内を高速に走査して断層画像を測定する。このような画像を鉛直断面画像とよぶ。同図(a)では、参照ミラーの走査速度によるドップラーシフト周波数がヘテロダインビート周波数になるが、同図(b)の場合は、位相変調器を利用してビート信号を発生させる必要がある。この場合には、位相のゆらぎによる画像信号の変動を抑制するために、ヘテロダインビート信号の高次高調波成分の利用が有効である¹⁹⁾。

図5には、図4(a)における光軸方向の画素取得信号、光軸方向の走査信号(遅延信号)、横方向の走査信号を示した。このようにシステム全体は、各信号取得、走査制御が同期をとりながら行われるようになっており、測定時間の短縮のために最適なシステム設計・構築が重要である。

3. OCT の展開

まず、測定例であるが、光源にモードロック動作のチタンサファイヤレーザーを用いて、組織内で $\sim 1 \mu\text{m}$, $3 \mu\text{m}$ の光軸、横方向分解能が報告されている。試料に生きたオタマジャクシの組織を用いて細胞レベルの断層画像を測定している¹²⁾。

先にも述べたが、他の断層画像測定技術に比べて、OCTでは測定領域が数 mm 程度と狭いのが問題であり、当初は眼科に応用された。その後、臨床応用を広げるためのさまざまな研究・開発がなされている。例えば、ファイバー型マイケルソン干渉計をベースとした OCT の場合、試料照射部分である光プローブを、ファイバー端面、屈折分布型レンズ、直角プリズムで構成し、集光された出射ビームを光軸に垂直方向に出射している。さらに、外部からの回転機構により直角プリズムが回転し、光軸を中心に出射方向が回転走査する。干涉光学系の遅延装置と同期をとることにより、回転方向と半径方向の二次元走査が可能である。このような小型の光プローブは、直径が 2.4 mm や 1.1 mm

のものも開発されている。このような光プローブを用いて、カテーテル（大動脈などに挿入する治療用細管）型 OCT や内視鏡融合型 OCT が研究開発されている²⁰⁾。また、干渉画像光学系を内視鏡の先端につくり付け、小型汎用化を図る目的から、小型干渉光学系を用いた断層画像計測の報告もされている^{21,22)}。

一方、断層画像測定と血流分布測定とを同時に行うドップラー OCT²³⁾や、試料の偏光特性に応じた断層画像を測定する偏光検出型 OCT¹³⁾など、多機能化も進められている。また、高時間分解能化を目的に二次元の干渉画像光学系と画像処理を融合させた OCT システムも報告されており、50 frames/s が実現されている²⁴⁾。

以上、OCT の基礎を中心に概説した。OCT は、高い空間分解能を有する低コヒーレンス干渉計と高感度なヘテロダイイン検出技術を生体の断層画像測定にスムーズに応用したものであり、光学をベースに新しいプロセス技術・機械加工技術から信号・画像処理技術と、多くの学際的要素を含む技術である。現在、臨床応用は、眼科、循環器系、消化器系、皮膚科、歯科と広範囲にますます広がっている。今後は、さまざまな臨床ニーズに対応して、“人にやさしいテクノロジー”への大きな成長が期待される。

付録： 生体組織による光波の散乱

先の記述では、生体組織を強度反射率 R_s として進めたが、生体の屈折率分布と散乱光波の関係について、筆者の調べた範囲で以下に簡単であるが述べさせていただく。

単一波長で平面波である光波 $E^{(i)}(\mathbf{r}) = \exp(i\mathbf{k}^{(i)}\cdot\mathbf{r})$ (時間依存性を省略) が生体組織に入射して、散乱光 $E^{(s)}(\mathbf{r})$ が発生する場合を考える²⁵⁾。まず、入射光 $E^{(i)}(\mathbf{r})$ は、ヘルムホルツ方程式

$$(\nabla^2 + k_0^2) E^{(i)}(\mathbf{r}) = 0 \quad (22)$$

を満たす。ここで、 $\mathbf{k}^{(i)}$ を入射光の波数ベクトル、 λ_0 を入射光の波長、 $\mathbf{k}^{(s)}$ を散乱光の波数ベクトルとすると、 $|\mathbf{k}^{(i)}| = |\mathbf{k}^{(s)}| = k_0 = 2\pi/\lambda_0$ である。空間の光波 $E(\mathbf{r})$ は入射光と散乱光との重ね合わせとなるので、

$$E(\mathbf{r}) = E^{(i)}(\mathbf{r}) + E^{(s)}(\mathbf{r}) \quad (23)$$

となる。ここで、生体組織の屈折率分布を $n(\mathbf{r})$ とすると、光波 $E(\mathbf{r})$ は、ヘルムホルツ方程式

$$\{\nabla^2 + k_0^2 n^2(\mathbf{r})\} E(\mathbf{r}) = 0 \quad (24)$$

を満たす。上式より、

$$\begin{aligned} (\nabla^2 + k_0^2) E^{(s)}(\mathbf{r}) &= F(\mathbf{r}) E(\mathbf{r}) \\ F(\mathbf{r}) &= -k_0^2 (n^2(\mathbf{r}) - 1) \end{aligned} \quad (25)$$

が求まる。ここで、 $F(\mathbf{r})$ は散乱ポテンシャルとよばれる。

一方、入射粒子ビームである入射波がポテンシャルで散乱され、その散乱が弱い場合、シュレーディンガー方程式をベースに入射波と散乱波が満たすべき方程式が与えられる²⁶⁾。この方程式は、式 (25) と同形であるので、その解である散乱光は、

$$E^{(s)}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \int_{V(\mathbf{r})} F(\mathbf{r}') E^{(i)}(\mathbf{r}') \cdot \frac{\exp(i\mathbf{k}^{(s)}|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3 r' \quad (26)$$

と求められる。これは、ある測定点での散乱光が、生体組織内の各散乱点での散乱ポテンシャル $F(\mathbf{r}')$ とその点での入射光 $E^{(i)}(\mathbf{r}')$ の積を重みとして、全生体組織 V からの球面波の重ね合わせとなることを意味している⁷⁾。散乱ポテンシャルに屈折率が含まれているので、上式は屈折率分布と散乱波を関係づける式ではあるが、先述した信号光の表現 $E_s = \sqrt{R_s} E_i$ との関係は、現状では明確ではない。

文 献

- 1) 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.
- 2) 丹野直弘：“光コヒーレンス断層画像化法と生体映像への応用”，*光学*，**28** (1995) 116-125.
- 3) K. Takada, I. Yokohama, K. Chida and J. Noda: "New measurement system for fault location in optical waveguide devices based on an interferometric technique," *Appl. Opt.*, **26** (1987) 1603-1606.
- 4) A. F. Fercher, K. Mengedoht and W. Werner: "Eye length measurement by interferometry with partially coherent light," *Opt. Lett.*, **13** (1988) 186-188.
- 5) 佐藤 学, 丹野直弘：“オプティカル・コヒーレンス・トモグラフィ(OCT)の最新技術”，*精密工学会誌*，**67** (2001) 546-549.
- 6) 佐藤 学, 丹野直弘：“光コヒーレンストモグラフィ(OCT)の展開”，第29回光波センシング技術研究会, LST29-16 (2002) pp. 105-112.
- 7) A. F. Ferche: "Optical coherence tomography," *J. Biomed. Opt.*, **1** (1996) 157-173.
- 8) B. E. Bouma and G. J. Tearney: *Handbook of Optical Coherence Tomography* (Marcel Dekker, Inc., New York, 2002).
- 9) J. A. Izatt, M. D. Kulkarni, H. W. Wang, K. Kobayashi and M. V. Sivak, Jr.: "Optical coherence tomography and microscopy in gastrointestinal tissues," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **2** (1996) 1017-1028.
- 10) R. Loudon: *The Quantum Theory of Light* (Oxford University Press, Oxford, 1983).
- 11) 小原 實, 神成文彦, 佐藤俊一：レーザ応用光学（共立出版, 1998）。
- 12) W. Drexler, U. Morgner, F. X. Kartner, G. Pitris, S. A. Boppart, X. D. Li, E. P. Ippen and J. G. Fujimoto: "In vivo ultrahigh-resolution optical coherence tomography," *Opt. Lett.*, **24**, (1999) 1221-1223.
- 13) S. Jiao and L. V. Wang: "Two-dimensional depth-resolved

- Mueller matrix of biological tissue measured with double-beam polarization-sensitive optical coherence tomography," Opt. Lett., **27** (2002) 101-103.
- 14) A. M. Rollins, M. D. Kulkarni, S. Yazdanfar, R. Ungarunyawee and J. A. Izatt: "In vivo video rate optical coherence tomography," Opt. Express, **3** (1998) 219-229.
 - 15) B. E. A. Saleh and M. C. Teich: *Fundamentals of Photonics* (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1991).
 - 16) W. V. Sorin and D. M. Baney: "A simple intensity noise reduction technique for optical low-coherence reflectometry," IEEE Photon. Technol. Lett., **4** (1992) 1404-1406.
 - 17) K. Takada, A. Himeno and K. Yukimatsu: "Phase noise and shot-noise limited operations of low coherence optical time domain reflectometry," Appl. Phys. Lett., **59** (1991) 2483-2485.
 - 18) A. G. Podoleanu: "Unbalanced versus balanced operation in an optical coherence tomography system," Appl. Opt., **39** (2000) 173-182.
 - 19) M. Sato and N. Tanno: "Stabilization by harmonic intensities for the output signal in heterodyne detection," Appl. Opt., **41** (2002) 2461-2469.
 - 20) M. Brezinski and J. Fujimoto: "Imaging the cardiovascular system," OSA Opt. Photon. News, **13**, no. 4 (2002) 34-51.
 - 21) T. Ikari, M. Sato and N. Tanno: "Compact optical coherence tomography system using partially delayed Fizeau interferometer," *The Conference on Lasers and Electro-Optics 2001 (CLEO2001)*, CTuY (Baltimore, USA, 2001).
 - 22) A. Dobroiu, M. Sato and N. Tanno: "Coaxial Mirau interferometer," Opt. Lett., **27** (2002) 1153-1155.
 - 23) X. Li, T. H. Ko and J. G. Fujimoto: "Intraluminal fiber-optic Doppler imaging catheter for structural and functional optical coherence tomography," Opt. Lett., **26** (2001) 1906-1908.
 - 24) A. Dubois, L. Vabre, A. C. Boccara and E. Beaurepaire: "High-resolution full-field optical coherence tomography with a Linnik microscope," Appl. Opt., **41** (2002) 805-812.
 - 25) E. Wolf: "Three-dimensional structure determination of semi-transparent objects from holographic data," Opt. Commun., **1** (1969) 153-156.
 - 26) 小出昭一郎: 量子力学 (I) (裳華房, 1982).

(2002年9月9日受理)