

散乱性媒質中の放射エネルギーの伝搬と 生体医用光学

山田 幸生*・高橋 修一**・谷川ゆかり*

生体組織は一見不透明である。しかし、これは生体組織が可視光を吸収することよりも光を散乱することのほうがより重要な要素となっている。手を太陽光にかざしたり暗い部屋で手を通して光を見ると指がポーッと赤く光って見えるのは、光が指の組織中を散乱しながら透過してくるからである。ただし、赤よりも短い光は吸収されやすいため散乱される過程で非常に弱くなり、赤い光のみが散乱を受けながらも透過して反対側で観察される。生体組織の中で筋肉などの軟組織と骨などの硬組織の光学特性はほとんど同じであり、骨による光の吸収は大きくないため赤く光った指を見ても骨を影として見ることはできない。逆に、血液は可視光をよく吸収するため皮膚に近い血管は暗いすじとなって観察される。

一方、大気は透明体であるが、大気中に含まれる塵や雲、さらには空気分子が光を散乱する。もし大気が光を散乱しなければ、青い空はなく、地球の空も月から見た空のように日中でも真っ暗で、太陽の部分のみが輝いていることになる。大気分子および大気中の微粒子による光の散乱は生体組織によるものよりもずっと弱いが、大気層の距離的なスケールが非常に大きいため、光散乱が強い効果をもつ。空気分子による散乱はいわゆるレーリー散乱域にあり、散乱の強さが波長の4乗に反比例するため、青い光と赤い光とでは青い光のほうが赤い光よりもずっと散乱されやすい。地球の大気の厚さと散乱の波長依存性の絶妙な組み合わせの結果、太陽が高い位置にある日中は強く散乱された青の光が全天を占め、太陽が低い位置にある朝夕は散乱されにくい赤の光がよく見

えることになる。大気中の微粒子が火山の爆発などにより増加すると散乱がより強くなり、夕焼けが通常よりも鮮やかになる現象は時々観察されることである。最近の火星からの映像では火星の空がオレンジ色をしているが、火星大気中の酸化鉄の塵の色が現われているだけではなく、太陽光が地球の大気とは異なる波長域で強く散乱されているからではなかろうかと推測している。

生体組織と大気による光の散乱にはいくつかの大きな違いがある。まず、大気による光の散乱は明らかに空気分子あるいは微粒子による散乱であり、物理学で扱いやすい図1(a)のような単一粒子による散乱と考えることができる。いわゆるレーリー散乱やミーの散乱理論¹⁾が純粋に適用できる散乱媒体である。また、微粒子が占める体積分率も小さいため各粒子による散乱は互いに独立であり、多くの単一粒子の集合体として各粒子による散乱を重ね合わせることにより現象を理解することができる。さらに、大気中を散乱して観察される光は干渉性や偏光特性をある程度保持している。

一方、生体組織は単純な微粒子により構成されているわけではなく、数 μm 程度の大きさの細胞が密に詰まって特定の構造を形成している。そのため、ある大きさをもった生体組織による光の散乱は単一の微粒子による散乱が重ね合わされたものではなく、図1(b)に示すようにネットワークを形成している細胞膜による多重屈折・多重反射、細胞内の微小な構造体による多重散乱と多重屈折などが複雑に絡み合っ合成された結果としての光の散乱である。また、血液のように数 μm の赤血球の集合体の場合には、1個の赤血球による光の散乱は理論的に求めることができる。しかし、通常、血液に占める赤血球の体積分率(ヘマトクリット値)は40%

* 機械技術研究所 (〒305 つくば市並木 1-2)

E-mail: yamada@mel.go.jp

** ダイキン工業(株)

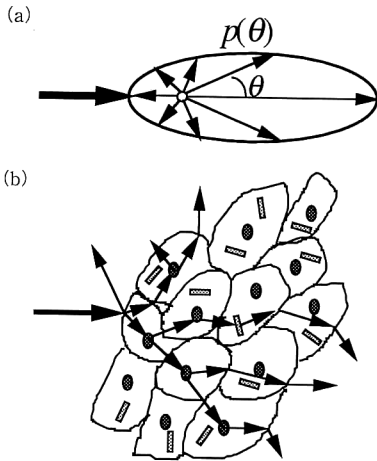


図1 光散乱の模式図。(a) 単一粒子による散乱, (b) 細胞集合体による散乱。

程度であるため血液の散乱は各赤血球粒子による散乱の単純な重ね合わせでは求められない干渉散乱（非独立散乱）となる。さらに、数 cm の厚さの生体組織を散乱透過した光は干渉性や偏光特性を失い、光強度のみ、つまり放射エネルギーのみを対象とすればよいといわれている。

このように光の散乱現象といっても生体組織による散乱と大気による散乱とは性質が異なっており、生体組織による光の散乱はその複雑さのために未解決の問題が多く存在している。

以下では生体組織による光の散乱を対象として、散乱媒体中の光、つまり放射エネルギーの伝搬に関し、現在までに確立された扱いについて概説²⁾する。

1. 生体組織の光学特性

ある程度の厚さをもつ生体組織の中を散乱透過した光は、その干渉性や偏光特性などを失うと考えられているため、その伝搬現象は次節で説明する輸送方程式³⁻⁵⁾で表わすことができる。その場合には、散乱吸収媒体として必要な光学特性は散乱係数 μ_s 、吸収係数 μ_a 、散乱の位相関数 $p(\theta)$ である。散乱係数および吸収係数は、光が微小厚さの平板状試料を図2(a)のように透過したときに光強度が散乱および吸収により減衰する割合を表す比例定数である。また、位相関数は散乱後の光強度の角度分布を表す関数である。生体組織による光散乱は強い前方散乱であることが知られている。しかし、ある程度の厚さの生体組織を散乱して進んだ光は散乱を繰り返すことにより、干渉性や偏光特性を失うだけでなく、初期

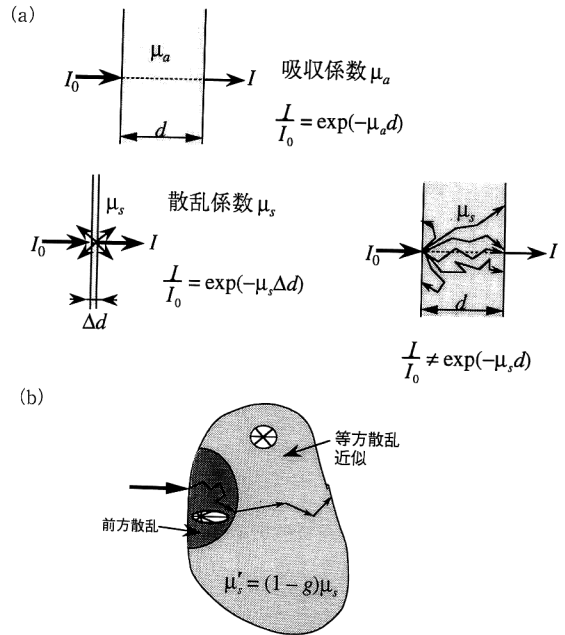


図2 光散乱・吸収の基礎。(a) 散乱・吸収係数の定義, (b) 前方散乱から等方散乱への移行。

の方向性も失い、散乱はマクロに見ると前方散乱ではなく図2(b)のように等方散乱として扱うことができる。

このような場合には、散乱は等価散乱係数 $\mu'_s = (1-g)\mu_s$ で表すことができる。ここで g は非等方散乱パラメーターであり、式(1)で与えられる位相関数の余弦平均である。 g は-1から+1までの値をとり、0で等方散乱、+1(-1)で完全な前方(後方)散乱を表す。

$$g = \frac{\int_{4\pi} p(\theta) \cos \theta d\omega}{\int_{4\pi} p(\theta) d\omega} \quad (1)$$

この結果、生体組織中の主要な光学特性値は等価散乱係数 μ'_s 、吸収係数 μ_a および非等方散乱パラメーター g の3つとなる⁶⁾。生体組織による光の散乱は強い前方散乱を示し、 g は0.9以上である。表1⁷⁾に各種生体組織の波長633 nmにおける光学特性値の測定結果を示すが、散乱は強い前方散乱で、吸収よりも2桁程度大きいことがわかる。

これらの光学特性値の波長依存性も測定されている。図3は乳房組織の測定結果⁸⁾である。この結果では散乱係数は波長が長くなると徐々に小さくなっており、吸収係数は600 nm以上でほぼ一定の値となっている。血液を多く含む組織や筋肉組織ではヘモグロビンやミオグロビンの吸収スペクトルのために吸収係数の波長依存性が

表1 波長 633 nm での生体組織の散乱・吸収特性⁷⁾.

	μ_s (mm^{-1})	g	$\mu'_s=(1-g)\mu_s$ (mm^{-1})	μ_a (mm^{-1})
鶏肉 (Chicken muscle)	34.5	0.965	1.21	0.012
牛肉 (Bovine muscle)	32.7	0.941	1.93	0.15
豚脳 (Pig brain)	68.7	0.945	3.78	0.026

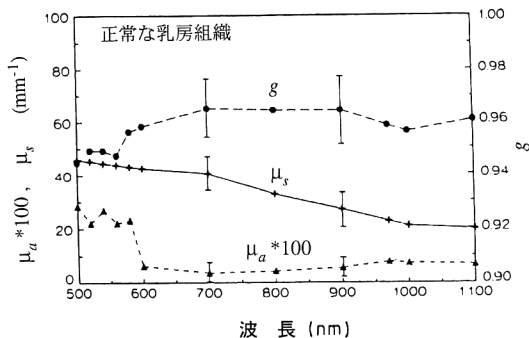


図3 乳房組織の光学特性値の測定結果⁹⁾.

大きい。

次節では、これらの光学特性値を用いた散乱吸収媒体内光伝搬現象の解析について述べる。

2. 散乱吸収媒体内の光伝搬解析

光を強く散乱し、弱く吸収する媒体内の光伝搬解析手法には、大別して統計論的手法と決定論的手法がある。光を光子のようなエネルギーをもつ粒子と考え、それが散乱粒子により散乱されながら進んでいく様子を逐一追跡し、マクロな挙動を統計的に模擬する手法が統計論的手法であり、モンテカルロ法^{9,10)}やランダムウォーク法¹¹⁾がある。一方、光の伝搬を連続体中の光エネルギーの保存から導かれる輻射輸送方程式^{4,5,14)}を基礎式としてそれを直接解いたり、近似式を解いたりすることにより光伝搬を予測する手法が決定論的手法である。以下では統計論的手法の代表としてモンテカルロ法を、決定論的手法として拡散近似法を説明する。

2.1 モンテカルロ法

モンテカルロ法はコンピューターによってのみ可能な方法であり、散乱経路を逐次追跡するため統計的に十分な精度で解を得るためには非常に長い計算時間を必要とする。モンテカルロ法による光伝搬解析の概念図を図4に示す。光のビームを多くの光子(光束)に分け、散乱・吸収を受ける光のエネルギー粒子として取り扱い、各々の光子の経路の追跡を繰り返す。連続する2回

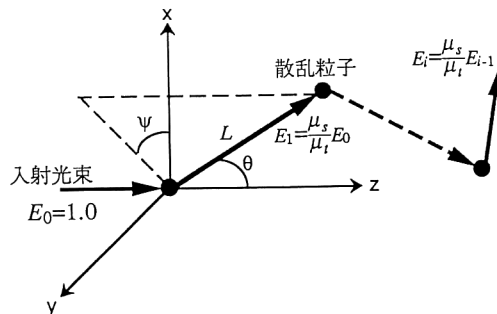


図4 モンテカルロ法による光伝搬解析の概念。

の散乱の間の光路長 (L), 散乱による方向の変化 (θ, ϕ) は統計的に組織による光の散乱・吸収特性を満足するように乱数 R_1, R_2, R_3 を用いて式(2)~(4)のように与える。

$$L = -\frac{\ln(R_1)}{\mu_s + \mu_a} \quad (2)$$

$$\theta = f^{-1}(R_2) \quad (3)$$

$$\phi = 2\pi R_3 \quad (4)$$

光子のエネルギー (E) については、 i 番目の散乱ではエネルギー E_i が吸収により $\mu_a/(\mu_s + \mu_a)$ だけ減衰するため、散乱後のエネルギーは $E_{i+1} = E_i \times \mu_s/(\mu_s + \mu_a)$ となる。また、各々の光子の全光路長 L_{tot} を媒体内の光速 $c = 0.225 \text{ mm/ps}$ (水中とほぼ同じ) で割れば飛行時間 $t = L_{tot}/c$ となる。

モンテカルロ法シミュレーションによる解析結果の例を図5に示す。厚さ $d = 10 \text{ mm}$ の均質な無限平板媒体に極短パルス光を入射し ($t = 0 \text{ ps}$), その透過光強度の時間変化を調べた場合である¹²⁾。光学特性値は近赤外域での生体組織の代表的な値として $\mu_s = 10.0 \text{ mm}^{-1}$, $g = 0.9$ を用い、吸収係数は $\mu_a = 0.00 \text{ mm}^{-1}$, 0.10 mm^{-1} の2つの場合を示した。透過光強度は最短飛行時間 $t_{min} = d/c = 44 \text{ ps}$ から立ち上がり、散乱のために徐々に増加し、約 100 ps でピークに達して徐々に減少していく。吸収がある場合には吸収による減衰のため強度が小さくなっている。このようにモンテカルロ法は散乱・吸収媒体中の光の伝搬を正しく予測することができるが、逐一、光の経路を追跡するため対象が光学的に厚かったり、精度を上げようとするときスーパーコンピューターでも非常に長い計算時間を必要とする。そのため、生体内光伝搬解析の応用としての逆問題解法による光CTでは他の計算手法を用いる必要がある。

2.2 拡散近似法

散乱吸収媒体内の光伝搬を表す基礎式は式(5)の時間

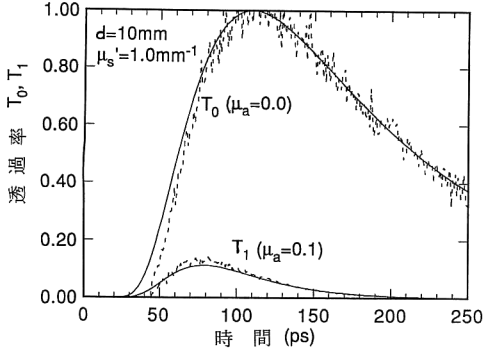


図5 光を散乱・吸収する無限平行平板媒体を透過したインパルス光の透過率についてのモンテカルロ法シミュレーション結果¹²⁾。拡散方程式を有限要素法で解いた結果¹⁹⁾も示してある。

依存の輻射輸送方程式である。この方程式は光のエネルギー保存から導かれる式⁴⁾であり、偏微分積分方程式となっている。

$$\left\{ \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \hat{\mathbf{s}} \cdot \nabla + (\mu_s + \mu_a) \right\} I(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}, t) = \mu_s \int_{4\pi} p(\hat{\mathbf{s}}', \hat{\mathbf{s}}) I(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}', t) d\hat{\mathbf{s}}' + q(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}, t) \quad (5)$$

ここで、 $I(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}, t)$ および $q(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}, t)$ は位置 \mathbf{r} 、方向 $\hat{\mathbf{s}}$ 、時間 t での光強度である。 $p(\hat{\mathbf{s}}', \hat{\mathbf{s}})$ は方向 $\hat{\mathbf{s}}'$ から入射した光が方向 $\hat{\mathbf{s}}$ へ散乱される確率を表す散乱の位相関数である。入射方向 $\hat{\mathbf{s}}'$ を天頂方向とすると散乱は方位角に依存せず、天頂角 θ のみに依存する 경우가多く、 $p(\hat{\mathbf{s}}', \hat{\mathbf{s}})$ は前述の $p(\theta)$ となる。時間依存項は、ピコ秒程度の極短パルス光を生体組織に入射して、ピコ秒の時間分解能で計測を行うことを考える場合に必要になる。この方程式は離散座標法 (discrete ordinate method)^{14), 15)} などによって直接解くことができる。しかし、長い計算時間を必要とすることなどから、以下の拡散近似により時間依存の拡散方程式を導きその解析解を用いたり、有限要素法などによって数値解を求めるのが一般に行われている。なお、上で説明したモンテカルロ法は式(5)を統計論的に解いていると考えてよい。

3次元空間の等方散乱を仮定して、 I をルジャンドル関数で展開し、第2項までとると式(6)~(8)となる。

$$I(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}, t) \cong \frac{1}{4\pi} \phi(\mathbf{r}, t) + \frac{3}{4\pi} \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) \cdot \hat{\mathbf{s}} \quad (6)$$

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \int_{4\pi} I(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}, t) d\hat{\mathbf{s}} \quad (7)$$

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \int_{4\pi} \hat{\mathbf{s}} I(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}, t) d\hat{\mathbf{s}} \quad (8)$$

ここで $\phi(\mathbf{r}, t)$ は強度 $I(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{s}}, t)$ の方向に関する積分で

あり、積分強度 (fluence rate) と呼ばれる。 $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$ は積分強度の流束であり、 $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = -D(\mathbf{r}) \nabla \phi(\mathbf{r}, t)$ で表される。ここで、 $D(\mathbf{r}) = 1/3\mu_s$ は拡散係数である¹³⁾。式(6)~(8)を使うと、式(5)の輸送方程式は2つの未知数 $\phi(\mathbf{r}, t)$ と $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$ に対する2つの連立方程式に置き代えることができる。そこで、流束 $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$ の時間変化が小さく光源が等方的であるとすると積分強度 $\phi(\mathbf{r}, t)$ についての時間依存の光拡散方程式(9)が得られる^{3-5, 13)}。

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \phi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \nabla [D(\mathbf{r}) \nabla \phi(\mathbf{r}, t)] - \mu_a(\mathbf{r}) \phi(\mathbf{r}, t) + S(\mathbf{r}, t) \quad (9)$$

なお、従来、拡散係数は $D(\mathbf{r}) = 1/3(\mu_s + \mu_a)$ のように与えられていたが、最近 Furutsu と Yamada¹³⁾ により $D(\mathbf{r}) = 1/3\mu_s$ のほうが正しいことが示され、それを支持する実験結果¹⁶⁾ も報告されている。光拡散方程式は光の散乱が等方的な場合にのみ成立する。したがって、表面に入射した光に対しては表面からある厚さ以内では等方散乱近似が成り立たないため、光拡散方程式は厳密ではない。式(9)に対応する境界条件は式(10)であり、また、表面で観測される物理量 Φ は式(11)で与えられる ϕ の流束である。

$$-D(\mathbf{r}) \frac{\partial \phi(\mathbf{r}, t)}{\partial n} = \frac{1}{2} \phi(\mathbf{r}, t) : \text{at the surface} \quad (10)$$

$$\Phi = -D(\mathbf{r}) \frac{\partial \phi(\mathbf{r}, t)}{\partial n} : \text{at the surface} \quad (11)$$

ここで n は媒体から外へ向かう表面での垂直方向を意味する。

微分方程式(9)は対象物が単純な形状で光学特性値も空間的に一様であれば解析的に解くことができる^{17), 18)}。より一般的に、複雑な形状で光学特性値も非一様分布をしている場合には、有限要素法によって計算機を用い数値的に解くことができる。図5には平板状媒体に対して有限要素法で得られた結果¹⁹⁾も示しているが、輸送方程式の解に相当するモンテカルロ法の結果と比べると、早い時間以外はよく一致している。これは拡散方程式を導く際の基本的な仮定から発生する誤差であるが、光学厚さ $(\mu_s + \mu_a)d$ が10以上であれば問題にはならない。以下に層構造を成している頭部を模擬した半球状モデルに対して有限要素法を用いて光伝搬を解いた例²⁰⁾を示す。

2.3 ヒト頭部模擬モデル内光伝搬

ヒト頭部は、外側より皮膚、頭蓋骨、透明層 (脳脊髄液層)、灰白質、白質からなる層構造を有し、各層はそれぞれ光学的に特有の散乱と吸収特性をもつ。このよう

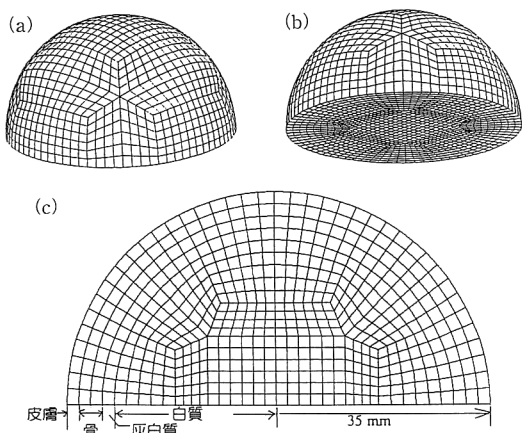


図6 ヒト頭部の半球モデルと有限要素の要素分割²⁰⁾。(a) 斜め上から見たモデル, (b) 斜め下から見たモデル, (c) 皮膚, 骨, 灰白質, 白質の4層からなるモデル垂直断面。

なヒト頭部を簡略化して図6のような層構造をもった直径70 mmの半球モデルを作り, 有限要素解析のための要素分割を行った。表面の1層を皮膚, その内側2層を頭蓋骨, さらにその内側1層を灰白質, 残りを白質とし, 透明層については今回は省略した。各層の吸収係数や散乱係数は, 文献²¹⁾値を参考にして表2のように与えた。

底面の1点にパルス光を入射させた後のパルス光の伝搬の様子(積分強度 ϕ)を画像化したものが図7である。各時刻において最大の積分強度の値で画像を無次元化しているため最大強度の部分と同じ濃さで示しているが, 実際には最大強度は時間と共に急激に小さくなっている。表2のように皮膚や頭蓋骨の吸収よりも脳組織の吸収を大きくしたため, 脳内部に入った光は吸収されてしまい, その結果, パルス光の一部が皮膚と頭蓋骨層を通過して反対側まで到達している。脳組織の吸収を外側と同じにすれば, パルス光は中心部を通過して反対側に届くようになる(図9(a))。

図7は積分強度 ϕ を画像化しているが, 光の入射点 s と検出点 d を指定したとき, その検出点において時刻 T で検出された光が媒体内部の点 r をどのような頻度で通ってきたかを示す経路確率分布 $\psi_{sd}(r, T)$ を式(12)により求めることができる²²⁾。

$$\psi_{sd}(r, T) = \int_0^T \phi_s(r, t) \phi_d(r, T-t) dt \quad (12)$$

ここで $\phi_s(r, t)$ は s に入射したパルス光の位置 r , 時刻 t での積分強度, $\phi_d(r, T-t)$ は d に入射したパルス光の位置 r , 時刻 $T-t$ での積分強度である。この式は次

表2 計算に用いた頭部各層の光学特性値²⁰⁾。

脳組織	吸収係数 μ_a (mm ⁻¹)	等価散乱係数 μ'_s (mm ⁻¹)
白質	0.05	1.0
灰白質	0.05	0.5
頭蓋骨	0.01	1.0
皮膚	0.02	1.0

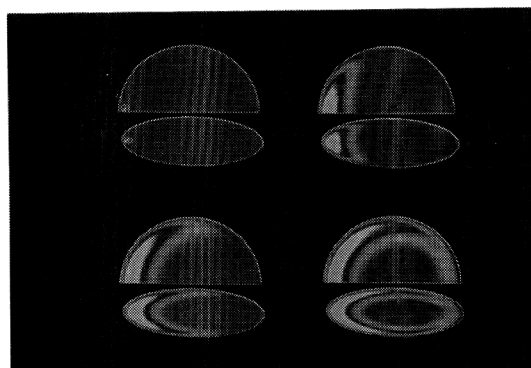


図7 層構造半球モデル内のパルス光伝搬の様子²⁰⁾。パルス光入射後36 ps (左上), 2 ns (右上), 6 ns (左下), 10 ns (右下)。

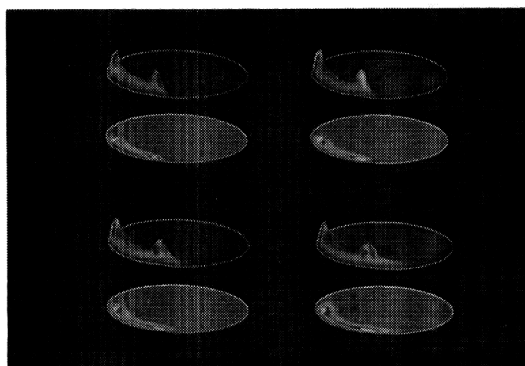
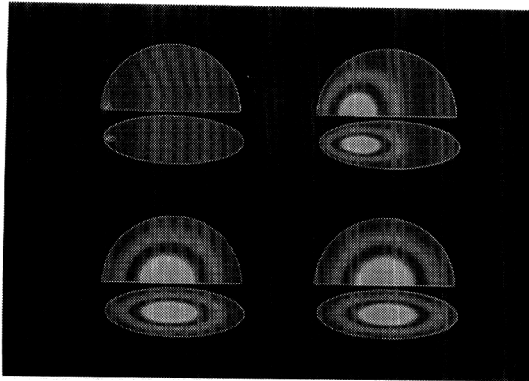
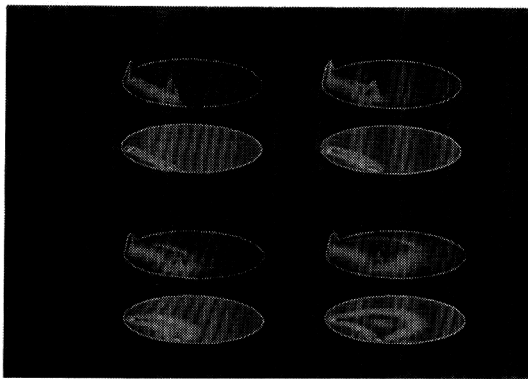


図8 層構造半球モデル内のパルス光経路確率分布²⁰⁾。入射点・検出点とも底面にあり, その角度は73°。パルス光入射後600 ps (左上), 1.5 ns (右上), 4 ns (左下), 10 ns (右下)。

のようにして導かれる。点 s に入射したパルス光の位置 r , 時刻 t における光の強度は $\phi_s(r, t)$ で表される。一方, 位置 r を出発点とするパルス光が検出点 d に時刻 τ で到達したときの光強度は $\phi_r(d, \tau)$ で表され, $\phi_s(r, t)$ と $\phi_r(d, \tau)$ の積は点 s に入射したパルス光が時刻 t で位置 r を通過し, その後, 時間 τ 経過後に検出点 d に到達した光強度を表す。その時刻を T とすれば $\tau = T - t$ である。したがって, この積を t について0から T まで積分すれば, 位置 s に入射したパルス光が位置 r を通過し, 時刻 t で検出点 d に到達した全光



(a)



(b)

図9 (a) 層構造半球モデル内のパルス光伝搬と, (b) 光経路確率分布²⁰⁾. 図7, 8に比べ, 脳の部分の吸収係数が小さく, 皮膚などと等しい場合.

強度を表す. これを入射パルス光の強度で割れば経路確率分布となる. 相反定理 (reciprocity theorem²³⁾) を用いれば $\phi_r(\mathbf{d}, \tau)$ は検出点 \mathbf{d} に入射したパルス光の位置 \mathbf{r} , 時刻 t での光強度に等しいため, $\phi_r(\mathbf{d}, \tau) = \phi_d(\mathbf{r}, \tau)$ であり, 式(12)が得られる.

図7の場合で, 入射点と検出点との角度が 73° のときの経路確率分布 $\phi_{sd}(\mathbf{r}, T)$ を図8に画像化した. この場合, 脳内の吸収が高いため経路はやはり皮膚・頭蓋骨層が中心となっている. 脳内の吸収が低い場合には, 図9に示すように遅い時刻における経路がいわゆるバナナ形となって脳内部に達することがわかっている.

3. 強い散乱媒体中のパルス光伝搬実験

以上のような解析手法の妥当性を検証するため, チタン・サファイアレーザーやパルスダイオードレーザーからの極短パルス光とストリークカメラなどを用いたピコ秒時間分解計測を行った. 図10はパルスダイオード

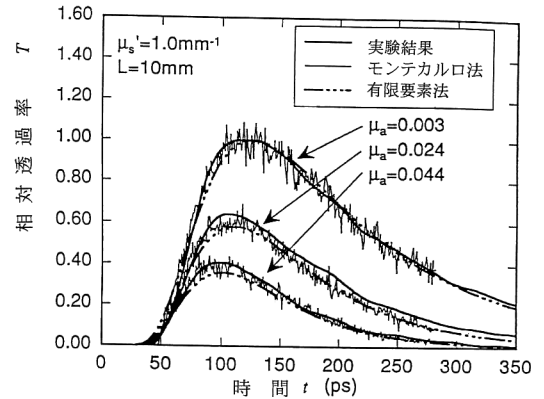


図10 平行平板媒体透過パルス光測定の実験結果 (滑らかな実線) と拡散方程式の解析解 (滑らかな3点鎖線) およびモンテカルロ法 (ギザギザの曲線) による計算結果の比較²⁴⁾. 平板状セルのガラス窓は無反射コーティングを施した.

レーザーと光オシロスコープを光源および検出器とし, 散乱媒体として直径が約 $0.6 \mu\text{m}$ のラテックス粒子浮遊液の平板状試料を用いた場合に, パルス光透過率の実験結果をモンテカルロ法および拡散方程式の解析解を比較した²⁴⁾ ものである. ラテックス粒子は近赤外光域で吸収をもたないためインクを混入させて吸収係数を変化させた. また, 浮遊液のガラス容器表面での屈折率の違いによる反射も考慮して計算を行った. 計算結果と実験結果はよく一致しており, このような条件下での解析手法の妥当性が検証された.

4. 生体医用光学への応用

前節までの生体組織内における光伝搬現象の解析手法を, 各種の生体医用工学および医学における光学技術に応用することができる. 特に, 医学への応用に関してはレーザーメスや光化学治療 (PDT: photodynamic therapy) などの治療技術, また, 光CTや光トポグラフィーなどの診断技術が注目されている. 以下では簡単に光CTについて説明する.

動脈血は鮮紅色で酸素を豊富に含み, 静脈血は暗赤色で酸素が少ない. これは血液に含まれるヘモグロビンの吸収スペクトルによるものであり, 体外から血液の吸収スペクトルを測ることができれば, 生体組織にとって最も大切な酸素が豊富かどうかを知ることができる. この原理は日本で発明されたパルスオキシメーター²⁵⁾ に応用され, 動脈血の酸素飽和度を調べるのに世界中で広く用いられている. この原理を発展させて光による酸素飽和度の断層像を得ようとするのが光CTである. X線

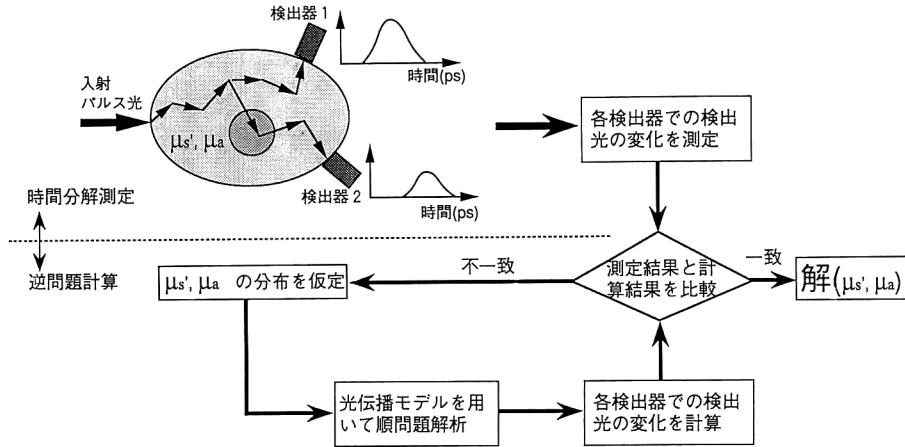


図 11 逆問題アルゴリズムによる光 CT の概念。

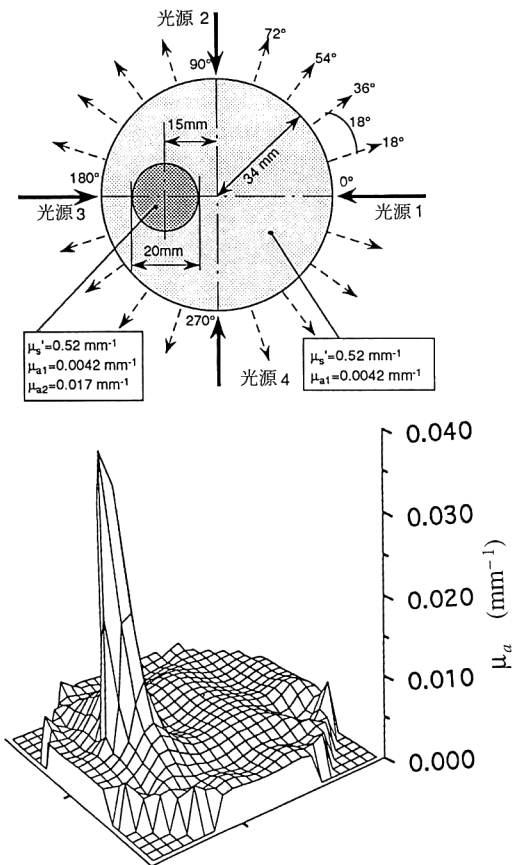


図 12 円柱状固体散乱体中の吸収体の画像化²⁶⁾。

CT や MRI は解剖学的情報を与えてくれるが、光 CT はより簡便・安価・安全な装置で生理学的情報を与えてくれると期待されている。

しかし、光は強く散乱されるため、X線が直進することを基礎とする X 線 CT のアルゴリズムをそのまま用いても正しい画像は得られない。世界各国で光 CT の開発研究が進められているが、現在では図 11 に示すようないわゆる逆問題解法に基づくアルゴリズムが主流になりつつある。これは前節までの光伝播解析を基礎にして、透過光強度分布の測定結果と一致する計算結果が得られるような光学特性値（吸収係数、散乱係数）分布を繰り返すことによって求める手法である。現在は 10 cm 程度の大きさの模擬試料を用いて吸収係数分布の断面像が図 12 のように得られており²⁶⁾、ここ 1~2 年以内に、動物実験などの画像が得られ、さらには臨床試験まで進むものと考えられている。

生体組織のような強い散乱体中の光伝播はその解析が容易ではないため、経験的な観察に頼ってきた。しかし、コンピューターの発達に伴い、複雑な光散乱問題も解を得ることが容易になりつつある。これからは光 CT のようにさらにコンピューターを駆使した生体医用光学技術が発展するものと考えられる。

文 献

- 1) M. Kerker: *The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation*, Chap. 3 (Academic Press, New York, 1969).
- 2) 山田幸生, 高橋ゆかり: “医学・生物学における光と生体組織の相互作用および光によるイメージング”, 機械技術研究所所報, 49 (1995) 1-31.
- 3) P. M. Morse and H. Feshbach: *Methods of Theoretical Physics, Part I*, Chap. 2 (McGraw-Hill, New York, 1953).
- 4) A. Ishimaru: *Wave Propagation and Scattering in Random Media, Vol. I, Part II* (Academic Press, New York,

- 1978).
- 5) J. J. Duderstadt and L. J. Hamilton: *Nuclear Reactor Analysis*, Part 2 (John Wiley & Sons, New York, 1976).
 - 6) W.-F. Cheong, S. A. Prahl and A. J. Welch: "A review of the optical properties of biological tissues," *IEEE J. Quantum Electron.*, **26** (1990) 2166-2185.
 - 7) B. C. Wilson, M. S. Patterson and S. T. Flock: "Indirect versus direct techniques for the measurement of the optical properties of tissues," *Photochem. Photobiol.*, **46** (1987) 601-608.
 - 8) V. G. Peters, D. R. Wyman, M. S. Patterson and G. L. Frank: "Optical properties of normal and diseased human breast tissues in the visible and near infrared," *Phys. Med. Biol.*, **35** (1990) 1317-1334.
 - 9) B. C. Wilson and G. Adam: "A Monte Carlo model for the absorption and flux distribution of light in tissue," *Med. Phys.*, **10** (1983) 824-830.
 - 10) Y. Hasegawa, Y. Yamada, M. Tamura and Y. Nomura: "Monte Carlo simulation of light transmission through living tissues," *Appl. Opt.*, **30** (1991) 4515-4520.
 - 11) R. F. Bonner, R. Nossal, S. Halvin and G. H. Weiss: "Model for photon migration in turbid biological media," *J. Opt. Soc. Am. A*, **4** (1987) 423-432.
 - 12) Y. Yamada, Y. Hasegawa and Y. Yamashita: "Simulation of fan-beam-type optical computed-tomography imaging of strongly scattering and weakly absorbing media," *Appl. Opt.*, **32** (1993) 4808-4814.
 - 13) K. Furutsu and Y. Yamada: "Diffusion approximation for a dissipative random medium and the application," *Phys. Rev. E*, **50** (1994) 3634-3640.
 - 14) S. Chandrasekhar: *Radiative Transfer*, Chap.1 (Dover, New York, 1960).
 - 15) S. Kumar, K. Mitra, A. Vedavarz, 山田幸生: "光散乱媒体内における極短パルス光伝ばのモデルと解析", 日本機械学会論文集 (C編), **63** (1997) 895-900.
 - 16) M. Bassani, F. Martelli and G. Zaccanti: "Independence of the diffusion coefficient from absorption: Experimental and numerical evidence," *Opt. Lett.*, **22** (1997) 853-855.
 - 17) S. Ito and K. Furutsu: "Theory of light pulse propagation through thick clouds," *J. Opt. Soc. Am.*, **70** (1980) 366-374.
 - 18) M. S. Patterson, B. Chance and B. C. Wilson: "Time resolved reflectance and transmittance for the non-invasive measurement of tissue optical properties," *Appl. Opt.*, **28** (1989) 2331-2336.
 - 19) Y. Yamada and Y. Hasegawa: "Time-dependent FEM analysis of photon migration in biological tissues," *JSME Int. J. Ser. B*, **39** (1996) 754-761.
 - 20) S. Takahashi, D. Imai, Y. Tanikawa-Takahashi and Y. Yamada: "Fundamental 3D FEM analysis of light propagation in head model toward 3D optical tomography," *Proc. SPIE*, **2979** (1997) 250-260.
 - 21) S. R. Arridge, M. Schweigewr and D. T. Delpy: "An investigation of light transport through scattering bodies with non-scattering region," *Phys. Med. Biol.*, **41** (1996) 767-783.
 - 22) J. Haselgrove, J. Leigh, C. Yee, N.-G. Wang, M. Maris and B. Chance: "Monte Carlo and diffusion calculations of photon migration in non-infinite highly scattering media," *Proc. SPIE*, **1431** (1991) 30-41.
 - 23) M. Born and E. Wolf: *Principles of Optics*, 6th ed. (Pergamon Press, Oxford, 1980) p. 381.
 - 24) 高橋ゆかり, 山田幸生, 長谷川裕夫: "強い散乱体内を透過するパルス光の時間分解計測に関する研究", 日本機械学会論文集 (B編), **60** (1994) 3711-3716.
 - 25) 青柳卓雄, 岸 道男, 山口一夫, 渡辺真一: "イヤープース・オキシメータの改良", 医用電子と生体工学, **12-Suppl.** (1974) 90.
 - 26) I. W. Kwee, Y. Tanikawa, S. Proskurin, S. R. Arridge, D. T. Delpy and Y. Yamada: "Nullspace regularization and MAP reconstruction in the ill-posed inverse imaging problem," *Proc. SPIE*, **2925** (1996) 43-54.

(1997年8月12日受理)