

# 光散乱媒質を透した物体の光波コヒーレンス映像法

市村 勉\*・武田 雅雄\*\*・船場 忠幸\*\*\*・遠藤 茂\*・丹野 直弘\*\*\*

\*山形大学工学部電子情報工学科 〒992 米沢市城南 4-3-16

\*\*日本電信電話(株) 〒020 盛岡市中央通 1-2-2

\*\*\*山形大学大学院工学研究科 〒992 米沢市城南 4-3-16

## Optical Coherence Imaging Method through Random Scattering Media

Tsutomu ICHIMURA,\* Masao TAKEDA,\*\* Tadayuki FUNABA,\*\*\* Shigeru ENDOU\*\*  
and Naohiro TAN-NO\*\*\*

\*Department of Electronics and Information Engineering, Faculty of Engineering,  
Yamagata University, 4-3-16, Jyonan, Yonezawa 992

\*\*NTT Co. Ltd., Morioka Blanch, 1-2-2, Chuuoutouri, Morioka 020

\*\*\*Graduate School of Engineering, Yamagata University, 4-3-16, Jyonan, Yonezawa 992

We have presented the first demonstration of optical coherence imaging method which is a non-scanning system for imaging objects embedded in randomly scattering media by subtracting two interferographic images, in-phase and out-of-phase of a randomly scattering media. The resolution of the image is limited by the vidicon resolution and could be improved to about 30  $\mu\text{m}$  with available technology.

### 1. はじめに

光に対して高散乱媒質物体である生体内部の透過像、透過断層像、反射断層像は、新しい診断法を生み出すものと期待され、活発に研究されている<sup>1,2)</sup>。このような高散乱媒質物体の透過像、透過断層像、反射断層像を得る方法として、大きく分けると2つの研究の流れがある。

1つは、光のエネルギー（光子密度）を検出する方法である。ピコ秒の光パルスとストリーカカメラ等による時間分解測定で、光パルスのエネルギーを検出して像を観測する方法<sup>3-5)</sup>が、その代表である。

2つ目は、光を波動として扱い、ヘテロダイイン検波を用いて光の干渉成分（コヒーレンス成分）を検出して、透過像、透過断層像、反射断層像を得る光波コヒーレンス映像法とも呼ぶべき方法で、透過像<sup>6,7)</sup>および透過断層像<sup>6,7)</sup>は1989年に、反射断層像<sup>8)</sup>は1990年に発明された。

このうち、光パルスを用いた光のエネルギー（光子密度）を検出する方法は、光を波として扱わずエネルギー

の粒子として扱うため、コヒーレント光、インコヒーレント光に関係なくなる。したがって、偏光やコヒーレンスは考慮していないが、光拡散理論<sup>9)</sup>、ランダムウォーク法<sup>10)</sup>、またはモンテカルロ法<sup>11)</sup>をもとに像再生が研究されている。これらは、多重散乱光にはコヒーレンス成分がなく、光子間の相関（干渉成分）は考慮せず、独立したエネルギー粒子だけとの前提で解析をすすめている。

一方、ヘテロダイイン検波の方法は、検出される干渉成分は小さいものの、光パルスのエネルギーの検出法より、散乱成分除去能力に優れているため、透過像（coherent detection imaging）<sup>12)</sup>、透過断層像（coherent detection tomography）<sup>13)</sup>、反射断層像（optical coherence tomography）<sup>14)</sup>を得るのに成功している。

ヘテロダイイン検波方式によって透過像や透過断層像、あるいは反射断層像を得るために、物体あるいは、ビームを掃引する必要がある。ビームを掃引するヘテロダイイン検波方式の代わりに、マイケルソン干渉計を組み、ショートコヒーレント光であるスーパーレミネセンスダイオードのビームを、観測する像の大きさ以上に拡大して物体に照射し、2次元検出器（CCDカメラ）で画像

\*E-mail: ichimura@ee7argoss1.yz.yamagata-u.ac.jp

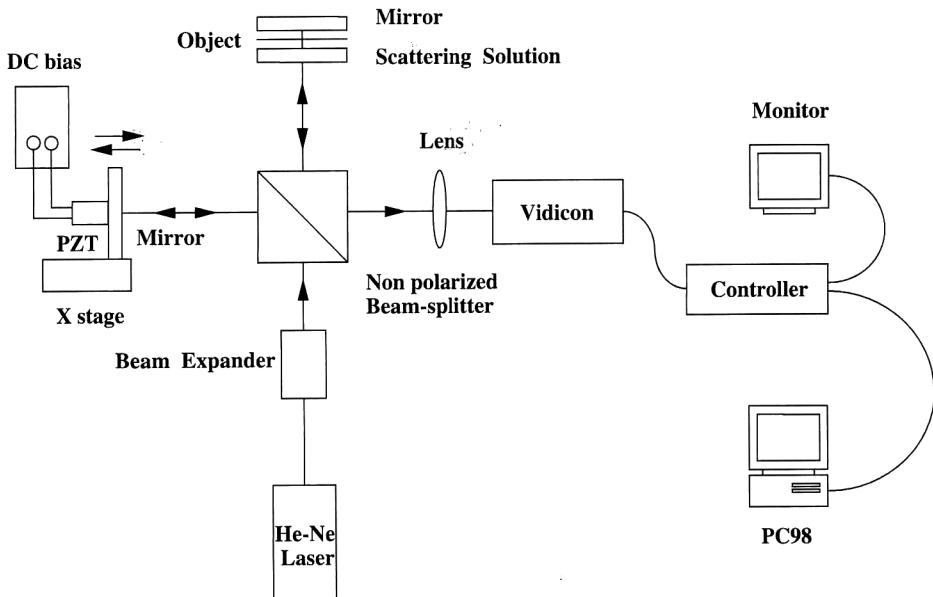


Fig. 1. Schematic diagram of the experimental setup.

を取り込み、画像間の演算で干渉成分を検出する方法が提案されている<sup>15)</sup>。これは、干渉計の光路差を光源のコヒーレント長以内 (in coherence), およびコヒーレント長より長く (out of coherence) して、ビームを掃引せずに干渉画像と非干渉画像をそれぞれ検出し、この画像間の演算によりコヒーレント成分を抽出する方法である。しかし、この方法は、光路差がコヒーレンス長より短い設定が必要なうえ、光路差を in coherence 条件にするとときの一一致度の定量性に欠け、光源にショートコヒーレント光を用いた干渉画像と非干渉画像の演算のため、コントラストがコヒーレント光を用いたものより小さいなどの問題を有していた。

本報告では、先に明らかにした<sup>16)</sup>光波コヒーレンス映像法の散乱除去効果の結果に基づいて、測定点を掃引することなく、干渉計の光路差を同相 (in phase), および  $\pi$  位相差 (out of phase) にして、これらの画像間の演算により、非干渉成分である散乱成分を除去し、干渉成分だけによる像を抽出し、しかも干渉画像のコントラストを高くした光波コヒーレンス映像法を提案し<sup>17,18)</sup>、その実験結果について報告する。

## 2. 画像間演算による光波コヒーレンス映像法の基本原理

### 2.1 実験の基本構成と原理

実験構成を Fig. 1 に示す。He-Ne レーザーの光束を

ビームエキスパンダーで広げたものを光源として用い、マイケルソン干渉計へと導く。ビームスプリッターで分けられた一方の光束を参照光とし、もう一方は物体を照射する光束として散乱体へ入射する。散乱体を透過した光束は、物体を照射しミラーにより反射されて再度物体と散乱体を透過して、ビームスプリッターで参照光と重ねられ、ビジコンカメラで撮影される。ここで、ビジコンカメラのレンズのフォーカスは物体に合わせてある。

このとき、像の情報がのった、参照光と干渉可能な空間コヒーレンスを保っている透過物体回折光は、参照光と干渉して検出される。一方、多重散乱光は、観測位置では偏光がランダムに異なった成分の重なったもののうえ、位相もランダムに異なった光の重なりから成り立つため、参照光と多重散乱光の干渉成分および多重散乱光どうしの干渉成分は、小さなスペックルを生じる。これを、2 次元検出器（イメージセンサー）の空間分解最小単位（画素）で検出して、同相および  $\pi$  位相の画像間の減算を多数回行うと、透過物体回折光と参照光との干渉成分以外はゼロになる性質を利用する<sup>17)</sup>。

### 2.2 多重散乱光の解析

生体組織等の散乱媒質からの多重散乱光の取り扱いは、光源としてレーザー光（コヒーレント光）を使用し、光を波動として扱うため、スペックルの解析手法<sup>19,20)</sup>を参考に考える。また、生体試料のような高散乱媒質による多重散乱は、偏光解消が起こりランダム偏

光になることも考慮する。ただし、散乱光波の独立性が成立しなくなる多重散乱<sup>21)</sup>は考慮せず、散乱光は各光波とも独立であるとみなせるという前提で考える。

まず、2次元光検出器の受光面上のある点  $x$  での、多重散乱光  $E_{\text{scatt}}(x)$  の振幅および強度を考える。観測面での光波から定義される位相と振幅が一定と見なせる大きな多数のセルに分割し、各々のセルからの散乱光波の重ね合わせとして多重散乱光の複素振幅を記述する。単一波長を考えているため、時間に関する波長依存因子を除いて、検出器の検出面である観測点  $x$  における電界の振幅  $E_{\text{scatt}}(x)$  を次式で表す。ここで、 $a_n(x)$  と  $\theta_n(x)$  は、 $n$  番目のセルからの散乱光波の振幅と位相であり、 $N$  は、観測点  $x$  に寄与する散乱体セルの数である。

$$E_{\text{scatt}}(x) = \sum_{n=1}^N a_n(x) \exp\{i\theta_n(x)\} \quad (1)$$

散乱光波の  $a_n(x)$  と  $\theta_n(x)$  は、スペックルと同じように観測位置でばらつく空間的確率現象として扱う。ここで、位相と振幅が一定とみなせるセルに対応して、 $n$  番目の散乱光波の偏光は、これらの振幅と位相とは独立に偏光方向が一義的に決まるものとする。その偏光方向を表すベクトルを  $i_n$  とすると、多重散乱光の電界  $E_{\text{scatt}}(x)$  は次式で表せる。

$$E_{\text{scatt}}(x) = \sum_{n=1}^N i_n a_n(x) \exp\{i\theta_n(x)\} \quad (2)$$

ここで、 $E_{\text{scatt}}(x)$  は、いろいろな方向の偏光ベクトルをもつ電界を表すものとする。したがって、ランダム偏光を考慮した多重散乱光の強度  $|E_{\text{scatt}}|^2$  は、 $n$  番目と  $m$  番目の散乱光波の偏光方向のベクトルの角度差を  $\gamma_{n,m}$  とすると、異なる偏光方向どうしの干渉はその余弦関数で与えられるから、次式となる。

$$\begin{aligned} |E_{\text{scatt}}(x)|^2 &= \sum_{n=m} |a_n(x)|^2 \\ &\quad + 2 \sum_{n \neq m} \cos \gamma_{n,m} a_n(x) a_m(x)^* \\ &\quad \cdot \cos(\theta_n(x) - \theta_m(x)) \end{aligned} \quad (3)$$

2次元検出器の出力は、検出器の画素  $S$  で式(3)を積分して、次式となる。

$$\begin{aligned} \int_S |E_{\text{scatt}}(x)|^2 ds &= \int_S \sum_{n=m} |a_n(x)|^2 ds \\ &\quad + \int_S 2 \left[ \sum_{n \neq m} \cos \gamma_{n,m} a_n(x) a_m(x)^* \right. \\ &\quad \left. \cdot \cos(\theta_n(x) - \theta_m(x)) \right] ds \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、第1項は、多重散乱により散乱光波の強度が観測位置でばらつく確率分布となるため、空間的な明るい平均値に対応する直流分と、空間的ばらつき分である

変動成分（交流分）が含まれる。

第2項は、散乱光波による空間的な明暗の干渉縞の変動分に相当する。これは、異なる散乱光波の偏光成分の干渉寄与分と、ヤングの干渉縞に相当する空間相互コヒーレンス関数の積の和を意味する。このうち、偏光成分の余弦成分は散乱体によって決まる分布をしている。また、空間相互コヒーレンス関数は、種々の方向と、種々の間隔のヤングの干渉縞の空間的変動分に相当する。最小間隔の干渉縞は、照射領域の散乱体の最も離れた組み合わせからの散乱波の干渉によって生じる。一方、最大間隔の干渉縞は、散乱体の最小間隔の組み合わせによる散乱波の干渉に依存すると考えられる。これらの空間的平均値は、空間的直流分がないことに対応してゼロである。

模擬生体試料としての散乱媒質の多重散乱光の分布は、実験によりすでに明らかのように<sup>16)</sup>、スペックルの強度分布と異なり、空間的な直流分が大きく、空間的変動分のコントラストは小さい。従来のガウス的スペックルにおいては、複素平面上での散乱光波ベクトル分布がゼロ平均の分布をして、観測されるスペックル強度の確率密度分布は、負指数分布を示す。そのため、空間的に暗い部分に相当する部分が一番多くコントラストが鮮明である。しかし、多重散乱の場合は空間的な直流分の明るいゲタ成分に相当する分が大きい値を示し、スペックルに相当する明暗のコントラストは小さい。これは、空間的に積分されないときコントラストの大きな十分に発達したスペックルでも、2次元検出器の画素  $S$  で積分されるため、積分されないときと異なった統計性を示し、直流成分の多い低コントラストのスペックル分布となると考えられる<sup>22,23)</sup>。

干渉により生じたスペックルの空間的変動成分は、ヤングの干渉縞に対応し、その干渉縞の周期は余弦成分の周期に対応する。したがって、余弦成分の変化が検出器の画素より小さい成分は、2次元光検出器の画素で積分されてゼロになる。その結果、干渉による空間的変動分の第2項は、ヤングの干渉縞の周期が検出器の画素より大きいものだけが残る。これは、画素のサイズで決まる空間時定数で像面の空間成分を積分したことになり、空間周波数のスペクトル面では高周波スペクトルをカットしたことに対応する。

多重散乱のため、偏光方向が異なるものの余弦成分の角度差  $\gamma_{n,m}$  が  $0$  と  $2\pi$  の間に一様に近い分布をしていると考えられるときは、干渉縞のコントラストはその分小さくなる。ここで、式(4)の第1項や、第2項の実際の

分布は、散乱媒質の特性や測定光学系に依存する。

### 2.3 検出器で検出される光波成分の解析

次に、検出器で検出される光源より分割された参照光を  $E_r(x)$ 、その光と干渉する散乱媒質を透ってきた、ほんのわずかの入射光と同じ偏光で空間コヒーレンスを保っている透過物体回折光を  $E_s(x)$ 、多重散乱光を  $E_{\text{scatt}}(x)$ としたときの全成分の強度を考える。ここで、参照光  $E_r(x)$  および透過物体回折光  $E_s(x)$  は、多重散乱と異なり空間的にばらつく確率現象でなく、一義的にその値が決まる光波と考える。

参照光と透過物体回折光の合成された干渉波の位相を  $\phi(x, i)$  とする。参照光と多重散乱光の散乱光波の干渉波は、位相  $\varphi_k(x, i)$  の異なる多くの位相の重ね合わせとする。また透過物体回折波と多重散乱光の散乱光波の干渉波は、位相  $\rho_k(x, i)$  の異なる多くの位相の重ね合わせとする。また、多重散乱光の偏光がランダムになるため、このランダム偏光方向のベクトルと参照光の偏光方向のベクトルの角度差を  $\alpha_n$  とし、ランダム偏光方向のベクトルと透過物体回折光の偏光方向のベクトルの角度差を  $\beta_n$  とする。このとき偏光成分の干渉への寄与分は、偏光方向のベクトルの角度差の余弦関数の重ね合わせで与えられる。したがって、検出器の画素  $S$  で検出される  $i$  番目の画像フレーム強度を  $I(x, i)$  とすると、フレーム強度  $I(x, i)$  は、画素  $S$  で積分して、次の式(5)で与えられる。

$$\begin{aligned} I(x, i) = & \int_S \left[ |E_r(x)|^2 + |E_s(x)|^2 + \sum_{n=m} \left| a_n(x) \right|^2 \right] ds \\ & + 2 \int_S \left[ \sum_{n \neq m} \cos \gamma_{n,m} a_n(x) a_m^*(x) \right. \\ & \cdot \cos \{\theta_n(x) - \theta_m(x)\} \left. \right] ds \\ & + 2 \int_S |E_r(x)| |E_s(x)| \cos \phi(x, i) ds \\ & + 2 \int_S \left[ \sum_n \sum_k \cos \alpha_n |E_r(x)| |a_n(x)| \right. \\ & \cdot \cos \varphi_k(x, i) \left. \right] ds \\ & + 2 \int_S \left[ \sum_n \sum_k \cos \beta_n |E_s(x)| |a_n(x)| \cos \rho_k(x, i) \right] ds \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、第1項は、空間的な直流分の明るいゲタ成分に相当する参照光の強度である。

第2項は、散乱媒質を透ってきた透過物体回折光であり、多重散乱がなく、従来の結像系で検出するときは、信号成分として検出される成分である。多重散乱光に比べ非常に小さく、散乱成分に隠れてしまい、従来のレン

ズ結像系だけでは検出できなくなる成分である。本方法では、散乱光に比較して小さいため省略でき、仮に大きくて画像演算により除去される成分である。

第3項はすでに述べたように、多重散乱光のそれぞれの散乱光波の強度の和で、空間的に強度が確率分布をし、空間的な明るい平均値に対応する直流分の明るいゲタ成分と確率分布のばらつきによる変動部との両者に対応している。散乱媒質の濃度が高くなるにしたがって、第3項が大きくなり、逆に第2項は小さくなり第2項が無視できるようになる。

第4項も、先に明らかにしたように、多重散乱光の散乱光波どうしの干渉成分で、種々の方向と種々の間隔のヤングの干渉縞の空間的変動分に対応している。

第5項は、参照光と透過物体回折光との積である。この成分がコヒーレンス成分（干渉成分）で、抽出したい像情報をもつ成分である。散乱媒質の濃度が高くなるに従って小さくなる。

第6項は、2光束干渉の多重干渉による干渉縞を形成し、位相の余弦成分できる種々の方向と種々の間隔の干渉縞に相当する空間的変動成分である。ただし、その空間的平均値はゼロである。ここで、散乱光波の振幅が空間的確率分布となりばらつくため、それによる干渉成分も空間的に変動する。また、偏光成分は、余弦成分の角度差  $\alpha_n$  が  $0$  と  $2\pi$  の間に一様に近い分布をしていると考えられ、干渉縞のコントラストはその分小さくなる。したがって、2光束の干渉縞の余弦成分の周期が検出器の画素より小さい成分は、検出器の画素で積分されてゼロになり、2光束の干渉縞の周期が検出器の画素より大きいものだけが残る。

第7項は、散乱光波のランダム偏光成分と透過物体回折光の干渉分で、透過物体回折光が高散乱媒質では非常に小さいため、他の項に比較して無視できる。

これらの実際の空間的ばらつきである確率分布は、散乱媒質の特性、照射光束の径、結像系の開口と構成、検出器の画素の大きさなどに依存して決まる。

空間的に確率分布に従ってばらつく成分を整理すると式(5)の第3項、第4項、第6項、第7項に対応し、次式  $\Delta$  で表せる。

$$\Delta = \Delta_{dc} + \Delta_{ac} = \Delta_{dc} + \Delta_{ac1} + \Delta_{ac2} \quad (6)$$

$$\Delta_{dc} = \left\langle \int_S \sum_{n=m} |a_n(x)|^2 ds \right\rangle \quad (7)$$

$$\Delta_{ac1} = \int_S \sum_{n=m} |a_n(x)|^2 ds - \left\langle \int_S \sum_{n=m} |a_n(x)|^2 ds \right\rangle \quad (8)$$

$$\Delta_{ac2} = 2 \int_S \left[ \sum_{n \neq m} \cos \gamma_{n,m} a_n(x) a_m(x)^* \right] ds$$

$$\begin{aligned} & \cdot \cos\{\theta_n(x) - \theta_m(x)\} \Big] ds \\ & + 2 \int_s \left[ \sum_n \sum_k \cos \alpha_n |E_r(x)| |a_n(x)| \cos \varphi_k(x, i) \right] ds \end{aligned} \quad (9)$$

ここで、 $\Delta$  は空間的確率分布の各成分の和を、 $\Delta_{ac}$  は空間的平均値である空間的直流分を、 $\Delta_{ac}$  は $\Delta_{aci}$  と $\Delta_{ac2}$  の和を、 $\Delta_{aci}$  は散乱光波の強度に関係した空間的変動分を、 $\Delta_{ac2}$  は位相が関与した空間的変動分を、 $\langle \rangle$  は空間的平均を、それぞれ表す。

空間的変動成分は空間的にばらついても、光の検出の際検出器の電流に生じる時間的に変動する光子雑音（ショットノイズ）と異なり、一義的に値は決まるが、検出位置によって異なる値を示す空間的雑音となる。式(8)の第1項は、空間的直流分を中心にはばらつく成分である。第2項は、直流分である。式(9)は、空間的直流分のない変動成分だけのばらつき成分である。式(6)を用いると式(5)は、次式になる。ただし、透過物体回折光は他の項に比較して非常に小さいため省略できる。

$$\begin{aligned} I(x, i) = & \int_s |E_r(x)|^2 ds \\ & + 2 \int_s |E_r(x)| |E_s(x)| \cos \phi(x, i) ds + \Delta \end{aligned} \quad (10)$$

ここで、 $\Delta$  は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \Delta = & \int_s \sum_{n=m} |a_n(x)|^2 ds \\ & + 2 \int_s \left[ \sum_{n \neq m} \cos \gamma_{n,m} a_n(x) a_m(x)^* \right. \\ & \cdot \cos\{\theta_n(x) - \theta_m(x)\} \Big] ds \\ & + 2 \int_s \left[ \sum_n \sum_k \cos \alpha_n |E_r(x)| |a_n(x)| \right. \\ & \cdot \cos \varphi_k(x, i) \Big] ds \end{aligned} \quad (11)$$

$j$  番目の画素フレーム強度も同じように書けるため次式となる。

$$\begin{aligned} I(x, j) = & \int_s |E_r(x)|^2 ds \\ & + 2 \int_s |E_r(x)| |E_s(x)| \cos \phi(x, j) ds + \Delta \end{aligned} \quad (12)$$

## 2.4 画像演算による信号成分の解析

参照光の光路長を変化させて、位相  $\phi(x, i)$  を変化させて位相  $\phi(x, j)$  の像にする。このとき、 $i$  フレーム像より  $j$  フレーム像を減算した像  $I_{sub}(x, i-j)$  は、計算機による画像の減算は絶対値を表示するから、次式で与えられる。ここで、参照光と多重散乱光との合成された干渉波の位相  $\varphi_k(x, i)$  は近似的に一様分布するため、参照光の位相を変化させても合成された干渉波式(11)の第

3 項は変化がないと考える。

$$\begin{aligned} & I_{sub}(x, i-j) \\ & = \int_s 2 |E_r(x)| |E_s(x)| |\cos \phi(x, i) - \cos \phi(x, j)| ds \end{aligned} \quad (13)$$

位相差  $\phi(x, i)$  の画像より位相差  $\phi(x, j)$  の画像を減算すると、式(13)のように、参照光強度は、空間的確率分布をとらず一義的に決まるため除去される。また、空間的確率分布に従ってばらつく成分である  $\Delta_{ac}$  は、時間的変動がなければ空間的雑音であるため、検出器の画素で積分されてもゼロにならない画素より大きい周期成分の複数のヤングの干渉縞や参照光と散乱光波の干渉縞でも、フレーム間の減算を行えばゼロになる。ただし、各成分の検出電流における光子雑音により生ずる時間的雑音は、演算によりゼロにならないが、ここでは省略する。

これより、フレーム像間で減算すると、干渉成分だけを取り出すことができる事がわかる。このとき  $\phi(x, i)=0$  で最大の出力像が得られる画像と、 $\phi(x, j)=\pi$  で最小の出力像が得られる画像とすると、最大の干渉像  $I_{sub}(x, i-j)$  が得られ、次式となる。

$$I_{sub}(x, i-j) = 4 \int_s |E_r(x)| |E_s(x)| ds \quad (14)$$

ただし、観測物体は、空間的位相変調がなく位相分布は均一で、透過光にたいして空間的吸収分布のある物体を考える。例えば壁でできている中に開口面をもつ物体、あるいはバビネの定理により、この開口面と等価となる遮光盤からなる物体等を考える。また、媒質の空間的な位相分布も一定となるものを考える。

一般に散乱体のゆらぎや干渉計の微動などの外部要因で検出される光波が時間的に変動すると、空間的変動分  $\Delta_{ac}$  が時間的変動成分になって検出される。これは、空間的雑音成分  $\Delta_{ac}$  が時間的に変動する雑音成分に変化したことを意味する。ただし、このとき  $\Delta_{aci}$  は強度の時間的变化に対応し、 $\Delta_{ac2}$  は位相の時間的变化に対応するため、 $\Delta_{ac2}$  は変動に敏感であり、この成分の変化が時間的変動に大きく寄与する。しかし、光の強度が一定の場合のとき検出電流に生じる光子雑音成分のときと同じように、多数回測定を行うと、信号対雑音比が大きくなり感度を向上できる。すなわち、時間的ゆれがあっても、フレーム像間の減算を多数回行い平均をとると、次式のようにゼロになる。なお、時間的ゆれ等による雑音だけでなく、式(10)で表せる各成分の光子雑音により生ずる時間的雑音も、多数回の平均をとるとゼロになることは

もちろんである。

$$\frac{1}{N} \sum (\Delta_{\text{ac}}(x, i) - \Delta_{\text{ac}}(x, j)) = 0 \quad (15)$$

ここで、式(14)の参照光  $E_r(x)$ 、物体回折光  $E_s(x)$  は、多重散乱光の確率的な散乱光波の分布と異なり、コヒーレンス光波の回折像として解析できる。その回折像は、干渉計と結像系により異なる。本実験では、参照光  $E_r(x)$  は、平面波で近似できる参照光が、レンズ結像系により焦点面にフラウンホーファー回折し、それが、さらに検出器面にフレネル回折したものである。また、信号光である物体回折光  $E_s(x)$  は、レンズ結像系を用いているため、テストターゲットのような物体によるフレネル回折像がレンズ結像系まで伝搬し、それが焦点面にフラウンホーファー回折し、さらに結像面である検出器面にフレネル回折し実像を形成する成分である。これらの参照光および信号光の結像面での回折像の絶対値の積が検出される像である。ここで、2次元検出器の画素は検出した像に比較して小さいため、画素  $S$  での積分効果は像の検出には影響ないと考えられる。

以上より、参照光と透過物体回折光の位相差が同相時で最大の出力像が得られる画像から、 $\pi$  位相差時で最小の出力像が得られる画像を減算し、それを多数回加算することにより、散乱成分を除去し干渉成分の情報の乗った画像成分だけを取り出すことができる。これがわかる。

### 3. 実験方法

Fig. 1 に、光波コヒーレンス映像法の実験配置図を示す。光強度約 1 mW のランダム偏光の He-Ne レーザー (NEC GLG 5010 無偏光) を光源として用い、ビームエキスパンダーで光束を広げてマイケルソン干渉計へ導く。ここで、ランダム偏光のレーザーを用いたのは、直線偏光のレーザーを用いたときの干渉成分の可視度とランダム偏光のレーザーの可視度は同じであることが確認されているためである<sup>16)</sup>。無偏光ビームスプリッターで分けられた一方の光を参照光とし、もう一方は物体照射光として用いる。散乱で透過物体回折光が参照光より弱くなり、コントラストが悪くなるのを改善するために、参照光の光路中に ND フィルターを挿入してある。散乱体として、セル長 10 mm の石英セルにイントラリオス濃度 0.25% 溶液を入れたものを用いた。石英セルと物体光用鏡の間に対象物体としてナイフエッジやテストパターンを挿入して、像再生を行った。

参照光用反射鏡を取り付けたピエゾアクチュエーター (トーキン社製積層型 NLA-PZT) に印加する DC 電圧

を抑制することにより、参照光側の光路長を変え、透過物体回折光と参照光の位相差を変化させた。ビジコンカメラ (浜松ホトニクス社製 C 1000) は焦点を対象物体に合わせてある。ビジコンカメラの出力は、コントローラー (浜松ホトニクス社製) で読み出しが行われ、パソコン (NEC-9801 VM) でデータは処理された。PZT の印加電圧の制御により、参照光と透過物体回折光を干渉させ、位相が同相時の画像より、 $\pi$  位相差時の画像を減算することにより干渉成分像を再生した。

### 4. 光波コヒーレンス映像法による像再生結果

#### 4.1 ナイフエッジの像再生

対象物体としてナイフエッジを用いた結果を Fig. 2～Fig. 4 に示す。Fig. 2(a) は、散乱体のセルを除いたとき

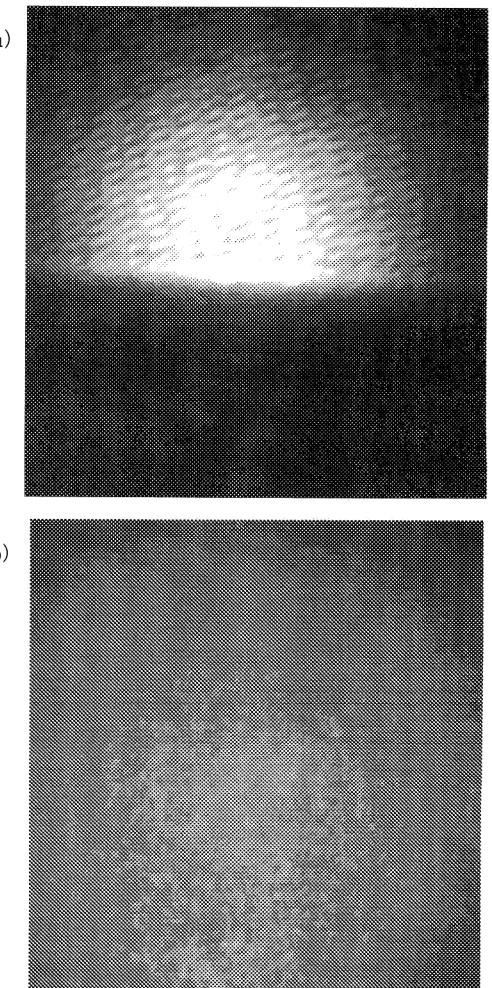


Fig. 2. (a) Optical image of a knife edge taken in air. (b) Optical image of a knife edge hidden behind a randomly scattering medium.

のターゲット像である。Fig. 2(b)は、イントラリポス(濃度 0.25%)の散乱体を挿入後の像であり、像を写し出すことはできなくなっている。

Fig. 3(a)は、ナイフェッジの散乱体挿入前と挿入後の画像の中心の強度分布を示す。Fig. 3(b)は、散乱体

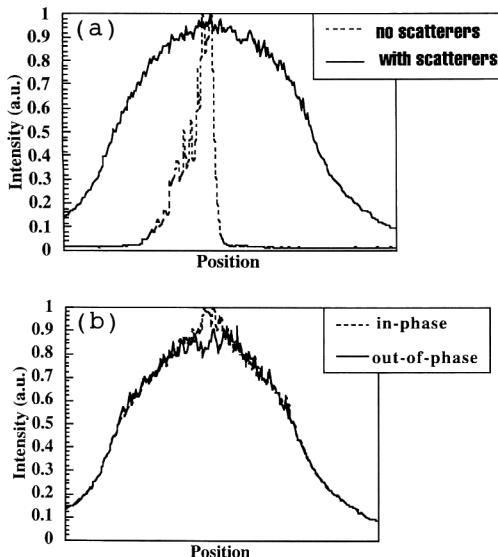


Fig. 3. (a) The intensity distribution of image center with and without the scattering media in front of a knife edge. (b) The intensity distribution of image center for the in-phase and the out-of-phase with the scattering media in front of a knife edge.

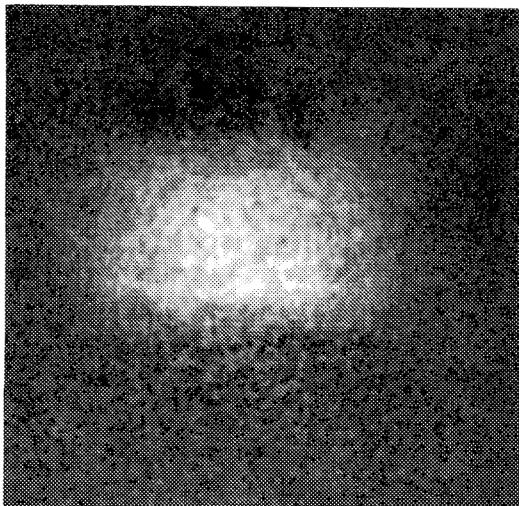


Fig. 4. The reconstructed image obtained by accumulating 5 data-processed image frames which were got by subtracting the out-of-phase image from the in-phase image.

を挿入したときの参照光と透過物体回折光が同相時、 $\pi$ 位相時の画像の強度分布を示す。ナイフェッジ像は、散乱体に散乱されてカメラだけの直接検波では確認できなくなっている。Fig. 3(b)より、 $\pi$ 位相差時の強度分布より、同相時の強度分布が中心付近で若干大きい。このときの差が干渉成分であり、ヘテロダイン検波方式は検出器の受光面積の大きさで、この干渉成分の一部を切り出して積分し、その差の干渉成分をビート成分として検出していることになる。1回減算の画像を5回アキュムレートした結果をFig. 4に示す。以上より、散乱光を除去したナイフェッジの像が再生できることが確認できた。

#### 4.2 分解能テストパターンの像再生

分解能を調べるために、線幅 500  $\mu\text{m}$  の線群の分解能テストパターンおよび線幅 200  $\mu\text{m}$  の数字のパターンを

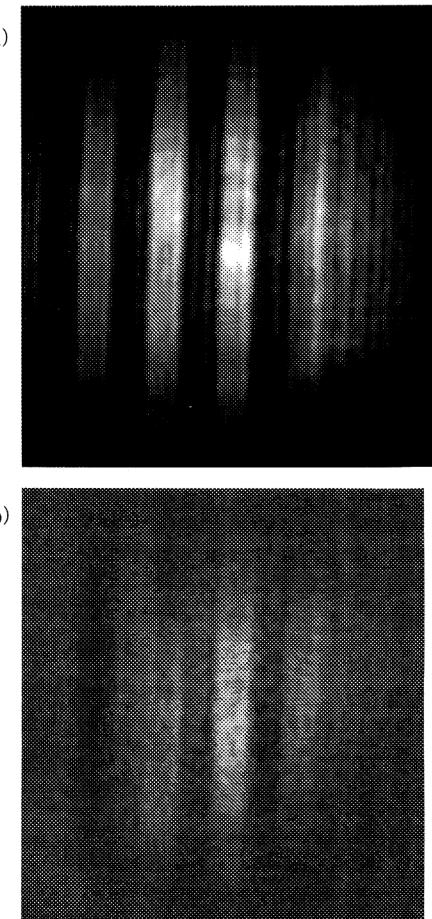


Fig. 5. (a) The image of the line test target without the randomly scattering media. (b) Reconstructed images of the line test target with the randomly scattering media.

用いて像再生を行った。Fig. 5(a)には、テストターゲットとして用いた線群の像を示した。イントラリポス(濃度 0.25%) の散乱体を挿入したときの 2 光束の 1 回減算の画像を 5 回アキュミュレートした結果を Fig. 5(b)に示す。もちろんカメラだけの直接検波では、像は確認できない。これよりイントラリポス濃度 0.25% の散乱体中で、散乱された線幅 500  $\mu\text{m}$  の線群を、分解し像の再生ができた。

同様の条件で、線幅 200  $\mu\text{m}$  の数字『2.5』をターゲットとして用いた結果を Fig. 6(a), (b) に示す。Fig. 6(b) より 2 次元の像を分解し再生することができた。

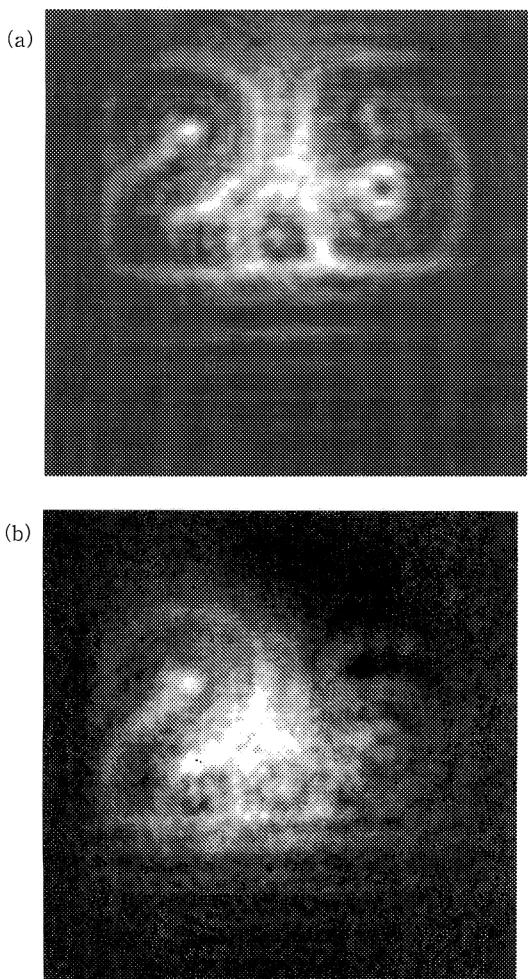


Fig. 6. (a) The image of test target "2.5," with the width of 200  $\mu\text{m}$  line, taken when there was no scattering medium present. (b) The image of test target with randomly scattering media. (c) Reconstructed image obtained by accumulating 10 differential images of this method.

## 5. おわりに

従来のヘテロダイン検波を用いて透過像を得る coherent detection imaging<sup>7)</sup> のように、物体に対して測定点を機械的に掃引する必要もなく、ビームを観測物体より大きくして照射し、画像間の演算により簡単に像の情報を取り出すことができる光波コヒーレンス映像法を提案し、基本的な実験を行った。

物体を透過した散乱光を参照光と干渉させ、干渉が強め合っているとき、すなわち、同相時 (in phase) で最大の出力像が得られる画像から、参照光の光路を  $\lambda/2$  だけずらし干渉が弱め合っているとき、すなわち、 $\pi$  位相差時 (out of phase) で最小の出力像が得られる画像を引くことにより、像の情報の乗っている干渉成分だけを取り出し、透過物体回折像を再現できることを確認した。散乱媒質として、濃度 0.25% のイントラリポスを用い、媒質中の物体としてナイフエッジと分解能テストターゲットを用いた。光波コヒーレンス映像法により、コヒーレント成分を選択して散乱成分を除去し、結果的に透過物体回折光の情報成分を取り出したことになり、分解能として線幅 500  $\mu\text{m}$  の線群や、線幅 200  $\mu\text{m}$  の数字を確認できた。

さらに濃度の高い散乱体の場合、干渉計の改良、光源の波長の選択、画素ごとのコヒーレント成分導出の理論式の改善、検出器出力の階調補正等について検討する必要がある。例えば、本実験では、位相の変化が容易なマイケルソン干渉計を用いて物体の透過物体回折像を再生したが、マッハツェンダー干渉計のような 1 回透過型の干渉計を用いたほうが、減衰が少ないためダイナミックレンジが改善できると考えられる。

また、本実験では、媒質の空間的な位相分布がほぼ一定のものを用いているが、複雑な屈折率分布をもつ媒質中の透過物体像の再生のためには、空間的にばらつきのある位相による干渉光の強度の補正方法について検討する必要がある。今後、これらについては、検討を行い、生体への適用を試みる予定である。

本論文をまとめにあたり、コヒーレンスの考察を御指摘して下さいました電気通信大学の武田光夫教授に感謝いたします。

## 文 献

- 1) G. Muller, B. Chance, R. Alfano, S. Arridge, J. Beuthan, E. Grantton, M. Kaschke, B. Masters, S. Svanberg and P. van der Zee, eds.: *Medical Optical Tomography* (Vol. IS 11 SPIE Opt. Eng. Press, Bellingham, Washington, 1993).
- 2) R. R. Alfano, ed.: *OSA Proc. on Advances in Optical*

- Imaging and Photon Migration* (Orlando, 1994), **21** (Opt. Soc. Am., 1994).
- 3) G. Zaccanti, P. Bruscaglioni, A. Ismaelli, L. Cararesi, M. Gurori and Q. Wei: "Transmission of a pulsed thin light beam through thick turbid media," *Appl. Opt.*, **31** (1992) 2141-2147.
  - 4) D. T. Delpy, M. Cope, P. van der Zee, S. Arrige, S. Wray and J. Wyatt: "Estimation of optical pathlength through tissue from direct time of flight measurement," *Phys. Med. Biol.*, **33** (1988) 1433-1442.
  - 5) Y. Yamada, Y. Hasegawa and H. Maki: "Simulation of timeresolved optical computer tomography imaging," *Opt. Eng.*, **32** (1993) 634-641.
  - 6) 市村 勉, 稲場文男, 戸井田昌宏:特許第1896737号(出願1989).
  - 7) T. Ichimura, F. Inaba and M. Toida: US Patent 5249072 (優先権1989).
  - 8) 丹野直弘, 市村 勉, 佐伯昭雄:特許第2010042号(出願1990).
  - 9) A. Ishimaru: *Wave Propagation and Scattering in Random Media, Vol. 1* (Academic Press, New York, 1978).
  - 10) R. F. Bonner, R. Nossal, S. Havlin and G. H. Weiss: "Model for photon migration in turbid biological media," *J. Opt. Soc. Am.*, **4** (1987) 423-432.
  - 11) Y. Hasegawa, Y. Yamada, M. Tamari and Y. Nomura: "Monte Carlo simulation of light transmission living tissues," *Appl. Opt.*, **30** (1991) 4515-4520.
  - 12) M. Toida, M. Kondou, T. Ichimura and H. Inaba: "Experimental verification of image detection in highly scattering media using antenna properties of optical heterodyne microscope scheme," *Electron. Lett.*, **26** (1990) 700-702.
  - 13) 戸井田昌宏, 近藤 真, 市村 勉, 稲場文男: "生体画像計測のための光ヘテロダイン方式 CT 法の基礎的研究(III)", *光学*, **19** (1990) 776-786.
  - 14) D. Huag, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. C. 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.
  - 15) H.-P. Chiang, W.-S. Chang and J. Wang: "Imaging through random scattering media by using cw broadband interferometry," *Opt. Lett.*, **18** (1993) 546-548.
  - 16) 市村 勉, 武田雅雄, 船場忠幸, 遠藤 茂, 丹野直弘: "生体のコヒーレンス映像法における散乱光成分除去効果特性", *レーザー研究*, **25** (1997) 218-223.
  - 17) 市村 勉, 武田雅雄, 船場忠幸, 丹野直弘: "光散乱不可視画像のコヒーレント映像法", *信学技報*, **OQE95-5** (1995) 25-30.
  - 18) T. Ichimura, T. Funaba, N. Tan-no and M. Takeda: "Optical coherent imaging through randomly scattering media," *Conf. on Laser and Electro-Optics, Tech. Dig. Series, 9* (1996) Paper CTuF4, p. 96.
  - 19) J. C. Dainty, ed.: *Laser Speckle and Related Phenomena* (Springer-Verlag, New York, 1975) pp. 9-75.
  - 20) レーザー学会編: *レーザーハンドブック* (オーム社, 1982) pp. 92-99.
  - 21) 岡本 隼, 朝倉利光: "不規則媒質による新しいレーザー光多重散乱現象", *レーザー研究*, **23** (1995) 35-44.
  - 22) E. Wolf, ed.: *Progress in Optics XXXVI* (North-Holland, 1996) pp. 185-248.
  - 23) T. Yoshimura: "Statistical properties of dynamic speckles," *J. Opt. Soc. Am. A*, **3** (1986) 1032-1054.