レーザー解説

不規則媒質による新しいレーザー光多重散乱現象

岡 本 卓*・朝 倉 利 光*

(1995年5月11日 受理)

New Phenomena on Multiple Laser Light Scattering in Random Media

Takashi OKAMOTO* and Toshimitsu ASAKURA*

(Received May 11, 1995)

New phenomena are reviewed on the multiple scattering of laser light waves propagating through random media. Coherent wave interference occurring inside or outside the scattering media leads to weak localization of photons and the enhancement of scattered intensity in the backward direction. When the strength of scattering increases, photon trajectories in a medium tend to be correlated with each other. This effect results in long-range intensity correlations in near and far field speckle patterns and non-Rayleigh statistics of the intensity distributions. Diffusing-wave spectroscopy and some possible applications of the multiple scattering phenomena are also discussed.

Key Words: Multiple laser light scattering, Coherent backscattering, Memory effect, Long-range correlation, Non-Rayleigh statistics

1. はじめに

レーザー光を高濃度のコロイド溶液や微粒子粉体層,あるいは生体組織などの不規則媒質に照射すると,光は媒質内で複雑な多重散乱を起こすことはよく知られている。古くから多くの研究が行われているこのような光多重散乱現象が,最近になって再び脚光を浴びている。これは,ポテンシャルの乱れがある系での電子波の振る舞いが,古典的な波動にも現れる普遍的なものであることが認識されるようになったためである¹⁻⁵⁾。この結果,メゾスコピック領域での金属の電気伝導を対象に発展した理論を検証する「実験場」として,光および電磁波の散乱

実験が盛んに行われるようになった。このことは,逆に光学研究者の立場からみると,さまざまな光散乱現象の重要性を再認識させるきっかけになっていると言える^{6,7)}。

具体的に,現在盛んに研究が行われている現象としては,(1)コヒーレント後方散乱ピーク,(2)メモリー効果や長距離相関など,スペックルの各種相関特性,(3)従来のスペックル理論には含まれない非レーリー統計特性などが挙げられる⁸⁾。これらの現象を引き起こす共通の原因は,不規則媒質内部に存在する数多くの光波が互いに干渉し合うことにある。このことは,散乱光の振る舞いをエネルギーの流れとしてではなく,コヒーレントな波として取り扱うこと

*北海道大学電子科学研究所(〒060 札幌市北区北12条西6丁目)

*Research Institute for Electronic Science, Hokkaido University (Kita 12 Nishi 6, Kita-ku, Sapporo 060)

Fig. 1 Enhanced backscattering by a powder bed of Al_2O_3 particles with an average diameter of $40\ \mu\text{m}$.

で初めて明らかになった事実である。本解説では、これら新たに認識された各種散乱現象を、実際に実験により得られる結果に重点をおいて概説する。

2. コヒーレント後方散乱

Fig. 1は、微粒子粉体層にレーザーからの平行光を照射したときに生じる、後方散乱光の平均強度分布を示している。光の入射方向とちょうど逆方向付近の散乱光強度が、周辺の強度に比べて大きくなっているのが観察できる。この現象は、コヒーレント後方散乱 (coherent backscattering), あるいは強調後方散乱 (enhanced backscattering) と呼ばれ、以前からその存在自体は知られていた^{9,10)}。しかし、この現象が光の弱局在の目に見える形での発現であることが認識されてから¹¹⁻¹⁴⁾、にわかに注目を浴びることになった。この弱局在現象を簡単に説明すると次のようになる^{1,15)}。Fig. 2(a)に示すように、光が媒質内でA点からB点に至る確率は、さまざまな行路を通った光波の振幅をコヒーレントに重ね合わせた後、絶対値の二乗をとったものになる。このとき、これらの光波どうしに相関がなければ、確率は単に各光波のインコヒーレントな強度和で表される。ここで、A点とB点が一致した場合を考える

Fig. 2 (a) Two different paths in a disordered medium from A to B. (b) A path which returns to a starting point A and its time-reversed counterpart.

(Fig. 2(b))。そうすると、A点に光が戻ってくる行路は必ずペアで存在することがわかる。すなわち、同じ所をお互いに逆方向にたどる行路である。このペアはすべての行路に存在し、伝搬途中で光波の位相情報が失われない限り必ず同位相で干渉し合う。この結果、ある点に光が戻ってくる確率は、行路が独立と考えた場合に比べて2倍となる。これは、光が媒質内で拡散しにくくなっていることを意味しており、散乱の平均自由行程がわずかだが減少することになる。このA点を媒質の外に取り出し、無限遠方に持っていったとき、弱局在現象がコヒーレント後方散乱ピークとして現れる。

以上のように、コヒーレント後方散乱ピークは、異なる行路を通る光波どうしの干渉効果ではなく、同一行路の時間反転対称性 (time-reversal symmetry) によって現れる現象であるため、比較的弱い多重散乱媒質でも容易に観察できる。この散乱ピークの幅は、散乱角でおよそ $\delta\theta \sim 1/kl$ である。ここで、 $k=2\pi/\lambda$ は光の波数、 l は散乱の輸送平均自由行程 (transport mean free path) である。したがって、より密な媒質ほどピーク幅は広くなる。このピーク幅が全散乱角に占める割合が、光の拡散係数の減少率に対応する¹⁾。

後方散乱ピークの形状に関する理論としては、光子の拡散近似を用い、かつ光をスカラー波と考えて解析したもの¹⁶⁾や、より一般的に偏光の影響も考慮した解析^{17,18)}がある。また、

スカラー理論とベクトル理論との比較も行われている¹⁹⁾。これらの解析結果から言えることは、(1) スカラー理論ではピーク値が背景散乱強度のちょうど2倍となるが、単一散乱の影響および散乱過程で偏光が乱されるため実際はそれより小さくなる、(2) ピーク形状は中心から周辺にいくにつれて $1/\theta$ から $1/\theta^2$ の依存性に変化する、ことである。

現在までに、さまざまな条件下でのコヒーレント後方散乱現象が研究されている。たとえば、媒質全体のスケールの影響²⁰⁾、照明光の時間的コヒーレンス²¹⁾および空間的コヒーレンス²²⁾の影響、ファラデー効果による外乱の影響²³⁾、フラクタル媒質からの後方散乱^{18,24)}、パルス光を用いた時間依存性^{25,26)}などが調べられている。

3. スペックルの相関特性

前節で述べたコヒーレント後方散乱ピークを実際に検出するには、懸濁液のような運動媒質の場合は時間平均、粉体のような静止媒質の場合は複数の試料の集合平均をとる必要がある。なぜなら、平均化を行う以前の散乱場は、媒質の不規則性を反映してスペックルパターンと呼ばれる空間的にランダムな強度分布を示すからである。このスペックルに関する従来の理論では、単一散乱が仮定されており²⁷⁾、その特性は散乱されたすべての光波が相関なく独立に足し合わされることが基本となっていた。しかし、強い多重散乱媒質の場合、この仮定が成り立たなくなる場合が生じる。以下では、多重散乱スペックルに現れる新たな相関現象について述べる。

3.1 メモリー効果

コヒーレントな平面波が厚さ L の板状の多重散乱媒質の片側に入射し、散乱光が反対側に出射する場合を考える。このとき、照明光の入射方向をわずかに変化させたとする。一般的に考えると、 $L \gg l$ であれば光は媒質内部で十分ランダムに多重散乱されるため、散乱光には入射

Fig. 3 Memory effect. The right-hand side shows images of speckle patterns as the incident laser beam direction is varied. The correlation function shown to the left of each image corresponds to the cross-correlation coefficients of reference image (a) with the corresponding image.

角変化の情報は保存されていないと思われる。ところが、実際にはある程度保存されているのである。

Fig. 3にその様子を示す²⁸⁾。右側の図は厚さ $370 \mu\text{m}$ のオパールガラスを透過した散乱光のスペックルパターンであり、(a)がレーザー光を垂直に入射したときのパターン、(b),(c)は入射角をそれぞれ 10 mdeg 、 20 mdeg 回転させたときのものである。また、左の図は(a)のパターンとの相互相関関数であり、ピーク値が相関度を表している。入射角の変化に合わせて、スペックルがもとのパターンをある程度残しつつシフトしている様子がわかる。このように、透過スペックルパターンは反対側の照明光の入射角を「記憶」していることから、この現象は光学的メモリー効果(optical memory effect)と呼ばれている²⁹⁾。このようなことが起こる理

由は、光がどれほど不規則な散乱を受けても、媒質内部の光波どうしの位相関係は、入射角の微小変化に対して変わらず一定に保たれているためである。また、この現象は媒質内部の光波どうしの干渉がなく独立であっても生じる。

入射光および出射光の波数ベクトル k_a , k_b の媒質境界面への投影をそれぞれ q_a , q_b としたとき、 q_b 方向における散乱光強度の平均値からのゆらぎ成分が δI_{ab} であるとする。このとき、異なる角度の入・出射光 q_a , q_b での散乱光強度ゆらぎ $\delta I_{a'b'}$ との相関 $\langle \delta I_{a'b'} \delta I_{a'b} \rangle$ は次式で与えられる²⁹⁾。

$$C_{aba'b'}^{(1)} = \langle I_{ab} \rangle \langle I_{a'b'} \rangle \delta_{\Delta q_a \Delta q_b} F_1(\Delta q_a L) \quad (1)$$

ただし、 $\langle \dots \rangle$ は媒質に関する集合平均、 $\Delta q_a = q_a - q_{a'}$ 、 $F_1(x) = x^2 / \sinh^2 x$ である。Form factor F_1 は、その平方根が細いビーム光を入射したときの出射面における強度の広がり分布とフーリエ変換の関係にある³⁰⁾。(1)式より、相関値は平均自由行程 l には依存しないこと、またスペックルパターンは入射角の変化と同じ角度だけシフトすることがわかる。すなわち、強い多重散乱媒質の向こう側にある光源の動きが「見える」ことになる。ただし、角度変化が $\delta \theta \sim 1/kL$ を越える (F_1 の値が非常に小さくなる) と、スペックルパターンは全く異なるものに変化してしまうため、メモリー効果は消失する。ちなみに、 $a = a'$, $b = b'$ とすると、 $\langle (\delta I_{ab})^2 \rangle = \langle I_{ab} \rangle^2$ が成り立つ。これは、単一散乱の十分発達したスペックルパターンの特性と一致している²⁷⁾。

メモリー効果については、後方散乱光にもこの現象が存在し、この場合は媒質内の平均自由行程が重要なパラメータとなることがわかって^{28,31)}。また、偏光方向に関してもメモリー効果が存在する³²⁾。そのほか、入射角が垂直方向付近から外れたときにスケーリング性が存在すること³³⁾、媒質の吸収はメモリー効果を増大させること³⁴⁾、厚みより幅が狭い管状の散乱媒質ではメモリー効果が非常に小さいこと³⁵⁾などが明らかになっている。

3.2 時間反転メモリー効果

前方散乱波で生じるメモリー効果は、入射角を徐々に変えていくといずれ消失する。ところが、後方散乱スペックルパターンでメモリー効果の実験を行うと、いったん消えたパターンの相関が、さらに入射角を変化させていくと再び高い相関を示すという、興味深い現象が観察される。

BaSO₄ をコーティングした拡散板を散乱体を用いて、この様子を観察したものが Fig. 4 である³⁶⁾。最初散乱面の垂線に対し $\pm 7.5^\circ$ の対称角で照射・検出したのち (スペックルパターン Fig. 4(b)), 照射角と検出角を、対称性を維持しながら散乱面の垂線に向かってそれぞれ逆向きに

Fig. 4 Time-reversed memory effect. (a) Copolarized correlation function versus laser rotation θ . (b)-(g) images of speckle patterns at the points labelled b-g in (a).

回転させ、角度 0° で交差したのちも回転を続けていく(Figs. 4(c)-(g))。そうすると、Fig. 4(a)に示すように、いったん消滅した相関(Fig. 4(b)→(c)→(d))が、再び上昇して高い値をとる(Fig. 4(e)→(f)→(g))ことがわかる。一つ目の相関ピークが前節で述べたメモリー効果に対応する。それでは、二つ目のピークはどうして現れるのであろうか。これは、時間反転対称性により、入射方向と出射方向を入れ替えてもまったく同じスペックルパターンが生じることによる。例えば、Fig. 4(b)-(g), (c)-(f), (d)-(e)が時間反転ペアである。このことから、この現象を時間反転メモリー効果(time-reversed memory effect)と呼ぶ³⁷⁾。コヒーレント後方散乱ピークは、出射角が入射角と同じ角度付近で観察されるのに対し、この現象は任意の入出射角の組み合わせで生じる。入出射角が近い場合、第一の相関ピークがなくなる前に第二の時間反転相関ピークが現れることになる。また、時間反転対称性は前方散乱光に対しても成り立つ。すなわち、入射面と出射面を交換することでまったく同じスペックルパターンを作り出すことができる。

偏光方向や単一散乱を考慮に入れたより一般的な場合の理論解析も行われている(vector memory effect)³⁸⁾。それによると、(1)単一散乱によって広い角度範囲に相関のバックグラウンドが存在すること、(2)逆反射方向付近で相関値の低下(dip)が見られること、(3)直交偏光どうしの相関では二つのピークのうち一方が非常に小さくなること、などが明らかとなっている。

3.3 長距離相関

今まで述べた現象は、異なる行路をとる光波どうしは独立と考え、時間反転対称な光波成分のみが相関をもって干渉するとした場合に生じるものであった。次に、多重散乱の強さが増していき、異なる行路どうしでも相関が生じた場合に起こる現象について考えてみる。

非常に強い多重散乱状態では、媒質内部の行

路が複雑に絡み合うため、行路どうしが交差してお互いの行路の一部を共有し合う状態となる。そのような行路を持つ光波はもはや独立ではなく、その強度はある程度の相関を持つようになる。この場合、前方散乱スペックルの角度相関 $C_{aba'b'}$ は、(1)式で表される項に加えて、次式に示す二つの項が加わる²⁹⁾。

$$C_{aba'b'} = C_{aba'b'}^{(1)} + C_{aba'b'}^{(2)} + C_{aba'b'}^{(3)} \quad (2)$$

$$C_{aba'b'}^{(2)} = (1/g) \langle I_{ab} \rangle \langle I_{a'b'} \rangle \times [F_2(\Delta q_a L) + F_2(\Delta q_b L)], \quad (3)$$

$$C_{aba'b'}^{(3)} = (1/g^2) \langle I_{ab} \rangle \langle I_{a'b'} \rangle \quad (4)$$

ただし、 $F_2(x) = (2/x)(\coth x - x/\sinh^2 x)$ 、 $g = Nl/L$ である。ここで、 g は媒質横断面中に存在するコヒーレンス領域の数(スペックル数) $N \sim Ak^2$ (A は断面積、 k は波数)と、吸収がない場合の透過係数 $\sim l/L$ の積で表される。したがって、断面が狭い管状の媒質ほど g の値は小さくなる。物理的には、 $1/g$ は二つの行路が媒質内で散乱時に一回交差する確率に相当する³⁹⁾。

今、入射角が一定($\Delta q_a = 0$)とすると、(3)式より $F_2(\Delta q_b L)$ が値をもつ範囲で遠方場のスペックルパターンには相関がある。遠方場のスペックルサイズは(1)式より無限小と考えているから、これはスペックルサイズを超える範囲に相関が及んでいることを意味している。言い換えると、あるスペックルスポットが平均より明るければ、その近傍のスペックルも少し明るくなっている。 $F_2(x)$ は大きな x の値に対して $\sim 1/x$ と近似できるから、この相関は広い範囲に及んでいる。このことから、この現象を長距離相関(long-range correlation)と呼ぶ。次に(4)式を見ると、入出射角依存性はもはや存在せず、すべての角度で一定の相関が存在する。これは、無限距離相関(infinite-range correlation)とも言えるべきもので、メゾスコピック領域の電子系における普遍的コンダクタンスゆらぎ(universal conductance fluctuations)に関係づけられる³⁾。

g の値は、ほとんどの多重散乱媒質がweak-disorder regime ($kl \gg 1$)にあるため、一般に

Fig. 5 Cumulant intensity autocorrelation function with frequency shift. Intensity spectra was measured for microwaves transmitted through random mixtures of 4.76-mm-diameter aluminum and Teflon spheres with volume fractions of 0.20 and 0.40, respectively. The sample was contained in a 7.3-cm-diameter copper tube with a length $L=24$ cm. The contributions of three terms in the correlation function are shown.

1より十分に大きい。したがって、二つの行路が媒質内で交差する確率は非常に小さいことから、長距離相関の寄与は一般にごくわずかである。したがって、このような長距離相関を角度相関の測定で検出することは非常に困難である。そこで、実際には角度相関の代わりに、より精度の高い測定が行える周波数相関 $\langle \delta I_{ab}(\omega) \delta I_{ab}(\omega + \Delta\omega) \rangle$ の実験が行われている。この周波数相関というのは、照射光の周波数あるいは波長の変化に対して散乱場がどのくらい敏感に反応するかを示すものであり^{40,41)}、散乱の強さを表す指標のひとつである。さらに、振幅の周波数相関は、媒質にパルス光を入射したときの出射パルスの広がり分布(time-of-flight distribution)とフーリエ変換の関係にある⁴²⁾ことから、その重要性は明らかである。周波数領域における長距離相関は、大きい $\Delta\omega$ の範囲で近似的に、

$$C_{aba'b'}^{(2)}(\Delta\omega) \sim \Delta\omega^{-1/2} \quad (6)$$

の関係がある⁴³⁾。このようなべき乗則に従う

長い相関の尾が実際に光波^{43,44)}およびマイクロ波⁴⁵⁻⁴⁸⁾の領域で検出されており(Fig. 5参照⁴⁸⁾)、長距離相関の存在が裏付けられている。

角度・周波数相関に現れる長距離相関の研究としては、時間反転対称性を含めた理論解析⁴⁹⁾、媒質の次元の影響に関する数値解析⁵⁰⁾(二次元の方が三次元より長距離相関の観察が容易)、媒質の吸収の影響に関する理論解析⁵¹⁾などがある。また、遠方場のスペックルではなく、媒質表面あるいは内部の2点間の相関に関しても理論⁵²⁻⁵⁶⁾およびマイクロ波を使った実験的研究^{45,57)}が行われており、長距離相関の存在が明らかになっている。表面相関に関しては、コヒーレンス論における光源との対応関係が今後議論の対象となるであろう。

3.4 時間相関

媒質が時間的なゆらぎを持つ場合、そこからの散乱光強度は時間とともに変動する。この動的散乱はコロイド溶液の特性評価などに用いられてきた。しかし、その理論体系はボルン近似が成り立つ単一散乱領域に限定されていた⁵⁸⁾。近年、この制約を取り除き、多重散乱領域に適用できる拡散波分光(diffusing-wave spectroscopy)の研究が盛んに行われている⁵⁹⁻⁷¹⁾。

散乱微粒子が拡散係数 D_p でブラウン運動を行なっている系において、前方散乱光強度の時間的な自己相関関数は次式で与えられる⁵⁾。

$$C(t) = \langle \delta I_{ab}(t) \delta I_{ab}(0) \rangle = C^{(1)}(t) + C^{(2)}(t) + \dots, \quad (6)$$

$$C^{(1)}(t) = \langle I_{ab} \rangle^2 F_1(L \sqrt{6t/t_0}/l) \quad (7)$$

ただし、 $t_0 = (l/L)^2 \tau_0$ 、 $\tau_0 = 1/D_p k^2$ である。Form factor F_1 が角度相関と全く同じ形をとるのは、理論展開の過程で形式上 $\Delta q_a \rightarrow \sqrt{6t/t_0}/l$ なる置き換えができることによる。 τ_0 は散乱体が希薄な場合の典型的な相関時間である。したがって、多重散乱($L \gg l$)の場合の相関時間 t_0

は、単一散乱の場合に比べて非常に小さくなる。この理由は、 τ_0 がひとつの粒子が波長程度の距離を移動するのにかかる時間であるのに対し、 t_0 は $(L/l)^2$ 回散乱を受ける典型的な行路の長さが、全体で波長分の変動を受ける時間に相当するためである。すなわち、散乱光のゆらぎは粒子からの散乱を受けるたびに「加速」される。単一散乱光では、観測可能な最小の時間スケールが比較的長いため、粒子の拡散運動の様子だけが観測可能であった。しかし、動的な多重散乱光を用いると、非常に短い時間スケールの観測が可能になる。これを利用して、ブラウン運動粒子のバリスティックな運動を探る試みがなされている⁶⁵⁾。

(6)式は、時間相関にも $C^{(2)}(t)$ 以上の高次の相関が存在することを示している。角度相関や周波数相関との類似性から見て、時間相関にもべき乗則に従う長時間相関が存在することが予想される。これを実験的に検証することが今後の課題である。また、後方散乱ピークと時間的強度ゆらぎとの関係も解決すべき問題として残されている^{72,73)}。

3.5 内部反射の影響

以上述べた各種散乱現象を実際に測定した場合、理論値との差異が生じることがある。この原因としてもっとも大きなものはinternal reflectionと呼ばれる内部反射の影響である。多くの実験では、散乱媒質の平均屈折率の方が測定器の置かれた外界の屈折率(通常は1)よりも大きい。その結果、媒質内部で散乱されたのち外部に射出しようとした光波が、媒質の境界面で反射されて再び内部に引き戻される現象が生じる。この結果、実際の平均行路長は理論から導き出されたものよりも長くなる。このような内部反射や全反射を考慮に入れた理論解析が数多くなされており⁷⁴⁻⁷⁹⁾、実験値と一致することが確認されている。

4. 非レーリー統計

散乱媒質内部の光波どうしが統計的に独立

で、かつその位相が0から 2π まで均一に分布していれば、中心極限定理によりスペckル振幅はガウス分布し、その結果、振幅の絶対値はレーリー分布、強度は負指数分布する⁸⁰⁾。このような中心極限定理から導かれる統計は、レーリー統計あるいはガウス統計と呼ばれる。前節でみたように、光波の独立性は強い散乱媒質の場合成り立たなくなるため、媒質内部および表面におけるスペckルの一次統計も当然レーリー統計から逸脱することが予想される。

このランダム媒質中のスカラー波動の非レーリー統計(non-Rayleigh statistics)に関しては、理論ならびに数値解析による研究⁸¹⁻⁸³⁾や、マイクロ波実験による研究^{39,48,57,84)}が行われている。レーリー統計の場合、強度のモーメントは $\langle I^n \rangle / \langle I \rangle^n = n!$ で与えられる²⁷⁾。それに対し、行路が1回だけ交差する場合を考慮すると、媒質出射面上の強度分布のモーメントは、

$$\langle I^n \rangle / \langle I \rangle^n = n! [1 + n(n-1)S/2] \quad (8)$$

となる⁸²⁾。ここで、 $S \sim 1/g$ である³⁹⁾。また、(8)式で求まる2次モーメントを用いると、 $S = [(\sigma_I / \langle I \rangle)^2 - 1]/2$ が得られる。ただし、 σ_I は強度分布の標準偏差である。すなわち、 S はスペckルのコントラスト $\sigma_I / \langle I \rangle$ の二乗から、通常のレーリー統計で得られるコントラスト値1を引いて2で割った値である。(8)式より、長距離相関を持つスペckルパターンのモーメントは通常のものより高くなる。これは強度ゆらぎが増していることを意味している。さらに、(8)式から強度の確率密度関数を求めると、

$$P(I) = \langle I \rangle^{-1} \exp(-I/\langle I \rangle) \times \{1 + S[(I/\langle I \rangle)^2 - 4I/\langle I \rangle + 2]/2\} \quad (9)$$

が得られる。これより、散乱時に行路が交差する確率に相当する S の値が大きいほど、負指数分布からのずれが大きくなることがわかる。マイクロ波による実験結果の一例をFig. 6に示す³⁹⁾。強度の大きな所で、波線で示す負指数分布からのずれが認められる。2回以上の行路

Fig. 6 Probability density function of polarized intensity. The sample was randomly positioned (1/2)-inch-diameter polystyrene spheres contained in a 7.3-cm-diameter and 150-cm-long copper cylinder.

交差を含めたより一般的な解析も行われており⁸³⁾, 強度の小さいところでは負指数分布, 大きいところではstretched exponential ($\exp(-I^\alpha)$, $0 < \alpha < 1$)となることが明らかになっている。

5. 応用

以上見てきた新しい各種レーザー光散乱現象は, 多くが未だ基礎研究の段階にあり, これらの光計測などへの応用例はあまり多くはない。しかしながら, コヒーレント後方散乱ピークとメモリー効果については, それほど強い多重散乱媒質でなくとも観測可能であることから, 応用研究がいくつか行われている。

生体組織はもっとも身近な多重散乱媒質である。この生体からの後方散乱ピークが実際に計測されており^{85,86)}, ピーク形状から散乱係数および吸収係数が測定されている。また, 微粒子粉体層からのコヒーレントピークを測定し, 微粒子径と平均自由行程および吸収長との関係を調べる試みがなされている⁸⁷⁾。

メモリー効果については, 同じく微粒子粉体層からの後方散乱スペckルパターンを用いた

Fig. 7 Surface roughness σ_s of powder beds as a function of the surface-area mean diameter D_{sm} of various kinds of particles.

研究が行われている^{88,89)}。Fig. 7は, メモリー効果の測定によって得られた, 各種粒子の粒径と粉体層の表面粗さとの関係を示している⁸⁹⁾。粒子の種類によらず良い直線性が得られている。粒径に比して表面粗さが非常に大きく見積もられているのは, 表面からの単一散乱のみを考慮したキルヒホッフ近似が用いられたためである。表面からの単一散乱および多重散乱を含めたメモリー効果の理論解析が今後の課題である。

多重散乱スペckルを利用した計測としては, 他に時間変動する媒質中にある静止物体の位置を検出する手法が提案されている⁹⁰⁾。これは, 前方散乱スペckルパターンの強度分布, メモリー効果あるいはパターン差を利用するスペckルパターン・トモグラフィーとも言えるもので, 応用研究が待たれるところである。

6. おわりに

以上, 不規則な多重散乱媒質によって引き起こされる, コヒーレント光の散乱強度および時空間ゆらぎの性質について概観した。本解説では三次元媒質による体積散乱に焦点を絞ったが, 非常に粗い粗面からの多重散乱においても,

新たな現象が報告されている(例えばenhanced long-range correlation^{91,92)}。

従来のスペckル理論では散乱光波の独立性が基本となっていたため,単一散乱である限り,あるレベルを越えた強い散乱によるスペckルパターンには,散乱物質の特性は反映されなくなる。したがって,そのような強い散乱物質は,散乱光を用いた光計測の対象には適さないと考えられてきた。しかし,多重散乱の場合,時間反転対称性や行路の共有により光波の独立性が成り立たないことから,強い散乱媒質ほど散乱光の中にその物質の性質が現れてくる。このことは,多重散乱光を用いた応用計測への道を示唆するものであり,今後の研究が期待される。

参 考 文 献

- 1) M. Kaveh: Philos. Mag. B56 (1987) 693.
- 2) M. Kaveh: Waves in Random Media 3 (1991) S121.
- 3) S. Feng and P. A. Lee: Science 251 (1991) 633.
- 4) 富田 誠: 日本物理学会誌 46 (1991) 927.
- 5) R. Berkovits and S. Feng: Phys. Rep. 238 (1994) 135.
- 6) Y. A. Kravtsov: Appl. Opt. 32 (1993) 2681.
- 7) 岩井俊昭, 岡本 卓, 朝倉利光: 応用物理 63 (1994) 14.
- 8) P. Sheng (ed): *Scattering and Localization of Classical Waves in Random Media* (World Scientific, Singapore, 1990).
- 9) Y. Kuga and A. Ishimaru: J. Opt. Soc. Am. A1 (1984) 831.
- 10) J. C. Dainty: in *International Trends in Optics* ed. J. W. Goodman (Academic Press, San Diego, 1991) Chap. 15.
- 11) M. P. V. Albada and A. Lagendijk: Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2692.
- 12) P. E. Wolf and G. Maret: Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2696.
- 13) M. Kaveh, M. Rosenbluh, I. Edrei and I. Freund: Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 2049.
- 14) S. Etemad, R. Thompson and M. J. Andrejco: Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 575.
- 15) A. Lagendijk: in *Current Trends in Optics* ed. J. C. Dainty (Academic Press, San Diego, 1994) Chap. 4.
- 16) E. Akkermans, P. E. Wolf and R. Maynard: Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 1471.
- 17) M. J. Stephen and G. Cwilich: Phys. Rev. B34 (1986) 7564.
- 18) E. Akkermans, P. E. Wolf, R. Maynard and G. Maret: J. Phys. (France) 49 (1988) 77.
- 19) M. Rosenbluh, I. Edrei, M. Kaveh and I. Freund: Phys. Rev. A35 (1987) 4458.
- 20) I. Edrei and M. Kaveh: Phys. Rev. B35 (1987) 6461.
- 21) M. Tomita and H. Ikari: Phys. Rev. B43 (1991) 3716.
- 22) 岡本 卓, 朝倉利光: 第42回応用物理学関係連合講演会予稿集 No. 3, (1995年3月) p. 891.
- 23) F. A. Erbacher, R. Lenke and G. Maret: Europhys. Lett. 21 (1993) 551.
- 24) A. Dogariu, J. Uozumi and T. Asakura: Waves in Random Media 2 (1992) 259.
- 25) R. Vreeker, M. P. V. Albada, R. Sprik and A. Lagendijk: Phys. Lett. A132 (1988) 51.
- 26) K. M. Yoo, Y. Takiguchi and R. R. Alfano: Appl. Opt. 28 (1989) 2343.
- 27) J. W. Goodman: in *Laser Speckle and Related Phenomena* ed. J. C. Dainty (Topics in Applied Physics Vol. 9, Springer-Verlag, Berlin, 1984).
- 28) I. Freund, M. Rosenbluh and S. Feng: Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 2328.
- 29) S. Feng, C. Kane, P. A. Lee and A. D. Stone: Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 834.
- 30) J. H. Li and A. Z. Genack: Phys. Rev. E49 (1994) 4530.
- 31) L. Wang and S. Feng: Phys. Rev. B40 (1989) 8284.
- 32) I. Freund, M. Kaveh, R. Berkovits and M. Rosenbluh: Phys. Rev. B42 (1990) 2613.
- 33) I. Freund, M. Rosenbluh and R. Berkovits: Phys. Rev. B39 (1989) 12403.
- 34) R. Berkovits, M. Kaveh and S. Feng: Phys. Rev. B40 (1989) 737.
- 35) D. Eliyahu, R. Berkovits and M. Kaveh: Phys. Rev. B43 (1991) 13501.
- 36) I. Freund and M. Rosenbluh: Opt. Comm. 82 (1991) 362.
- 37) R. Berkovits and M. Kaveh: Phys. Rev. B41 (1990) 2635.
- 38) R. Berkovits and M. Kaveh: Europhys. Lett. 13 (1990) 97.
- 39) A. Z. Genack and N. Garcia: Europhys. Lett. 21 (1993) 753.
- 40) I. Edrei and M. Kaveh: Phys. Rev. B38 (1988) 950.
- 41) I. Edrei and M. Kaveh: Phys. Rev. B40 (1989) 9419.

- 42) A. Z. Genack and J. M. Drake: *Europhys. Lett.* 11 (1990) 331.
- 43) M. P. V. Albada, J. F. de Boer and A. Lagendijk: *Phys. Rev. Lett.* 64 (1990) 2787.
- 44) J. F. de Boer, M. P. V. Albada and A. Lagendijk: *Phys. Rev. B* 45 (1992) 658.
- 45) A. Z. Genack, N. Garcia and W. Polkosnik: *Phys. Rev. Lett.* 65 (1990) 2129.
- 46) N. Garcia and A. Z. Genack: *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991) 1850.
- 47) A. Z. Genack and N. Garcia: *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991) 2064.
- 48) N. Garcia and A. Z. Genack: *Opt. Lett.* 16 (1991) 1132.
- 49) R. Berkovits: *Phys. Rev. B* 42 (1990) 10750.
- 50) R. Berkovits and M. Kaveh: *Phys. Rev. B* 41 (1990) 7308.
- 51) E. Kogan and M. Kaveh: *Phys. Rev. B* 45 (1992) 1049.
- 52) B. Shapiro: *Phys. Rev. Lett.* 57 (1986) 2168.
- 53) M. J. Stephen and G. Cwlich: *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987) 285.
- 54) R. Pnini and B. Shapiro: *Phys. Rev. B* 39 (1989) 6986.
- 55) R. Pnini and B. Shapiro: *Phys. Lett. A* 157 (1991) 265.
- 56) I. Freund and D. Eliyahu: *Phys. Rev. A* 45 (1992) 6133.
- 57) A. Z. Genack, N. Garcia and W. Polkosnik: *Waves in Random Media* 3 (1991) S57.
- 58) B. J. Berne and R. Pecora: *Dynamic Light Scattering* (John Wiley, New York, 1976).
- 59) M. Kaveh, M. Rosenbluh and I. Freund: *Nature* 326 (1987) 778.
- 60) M. Rosenbluh, M. Hoshen and I. Freund: *Philos. Mag. B* 56 (1987) 705.
- 61) G. Maret and P. E. Wolf: *Z. Phys. B* 65 (1987) 409.
- 62) I. Freund, M. Kaveh and M. Rosenbluh: *Phys. Rev. Lett.* 60 (1988) 1130.
- 63) M. J. Stephen: *Phys. Rev. B* 37 (1988) 1.
- 64) D. J. Pine, D. A. Weitz, P. M. Chaikin and E. Herbolzheimer: *Phys. Rev. Lett.* 60 (1988) 1134.
- 65) D. A. Weitz, D. J. Pine, P. N. Pusey and R. J. A. Tough: *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989) 1747.
- 66) F. C. MacKintosh and S. John: *Phys. Rev. B* 40 (1989) 2383.
- 67) S. Fraden and G. Maret: *Phys. Rev. Lett.* 65 (1990) 512.
- 68) X. Qiu, X. L. Wu, J. Z. Xue, D. J. Pine, D. A. Weitz and P. M. Chaikin: *Phys. Rev. Lett.* 65 (1990) 516.
- 69) A. G. Yodh, P. D. Kaplan and D. J. Pine: *Phys. Rev. B* 42 (1990) 4744.
- 70) D. J. Pine, D. A. Weitz, J. X. Zhu and E. Herbolzheimer: *J. Phys. (France)* 51 (1990) 2101.
- 71) A. G. Yodh, N. Georgiades and D. J. Pine: *Opt. Comm.* 83 (1991) 56.
- 72) D. N. Qu and J. C. Dainty: *Opt. Lett.* 13 (1988) 1066.
- 73) 岩井俊昭: 静岡大学工学部研究報告 42 (1991) 31.
- 74) A. Lagendijk, R. Vreeker and P. D. Vries: *Phys. Lett. A* 136 (1989) 81.
- 75) I. Freund and R. Berkovits: *Phys. Rev. B* 41 (1990) 496.
- 76) J. X. Zhu, D. J. Pine and D. A. Weitz: *Phys. Rev. A* 44 (1991) 3948.
- 77) I. Freund: *Phys. Rev. A* 45 (1992) 8854.
- 78) M. Ospeck and S. Fraden: *Phys. Rev. E* 49 (1994) 4578.
- 79) I. Freund: *J. Opt. Soc. Am. A* 11 (1994) 3274.
- 80) J. W. Goodman: *Statistical Optics* (John Wiley, New York, 1985).
- 81) I. Edrei, M. Kaveh and B. Shapiro: *Phys. Rev. Lett.* 62 (1989) 2120.
- 82) N. Shnerb and M. Kaveh: *Phys. Rev. B* 43 (1991) 1279.
- 83) E. Kogan, M. Kaveh, R. Baumgartner and R. Berkovits: *Phys. Rev. B* 48 (1993) 9404.
- 84) N. Garcia and A. Z. Genack: *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989) 1678.
- 85) K. M. Yoo, G. C. Tang and R. R. Alfano: *Appl. Opt.* 29 (1990) 3237.
- 86) G. Yoon, D. N. G. Roy and R. C. Straight: *Appl. Opt.* 32 (1993) 580.
- 87) A. Dogariu, J. Uozumi and T. Asakura: *Part. Part. Syst. Charact.* 11 (1994) 250.
- 88) H. Nitta and T. Asakura: *Meas. Sci. Technol.* 1 (1990) 131.
- 89) H. Nitta and T. Asakura: *Appl. Opt.* 30 (1991) 4854.
- 90) R. Berkovits and S. Feng: *Phys. Rev. Lett.* 65 (1990) 3120.
- 91) M. N. Vesperinas and J. A. S. Gil: *Phys. Rev. B* 46 (1992) 3112.
- 92) M. N. Vesperinas and J. A. S. Gil: *J. Opt. Soc. Am. A* 10 (1993) 150.