

## 研究解説

## コヒーレント後方光散乱

— 光を利用して微粒子分散系の内部構造を探る —

Coherent Backscattering of Light

— Investigation of Inner Structure of Suspension with Laser —

美谷 周二朗\*・酒井 啓司\*\*

Shujiro MITANI and Keiji SAKAI

## 1. はじめに

我々のまわりには、直径  $1\ \mu\text{m}$  程度の大きさを持つ微粒子が気体、液体あるいは固体中にランダムに分散しているものが数多く存在している。たとえば、ペンキのスプレー（気体中に液体粒子）や冷凍庫で作った白く濁った水（固体中に気体粒子）、あるいはドレッシング（液体中に液体粒子）などといったものである。これら“微粒子分散系”あるいは“懸濁粒子系”と呼ばれるものは工業的には非常によく利用されているため、その物理的な性質（分散密度、分散粒子の大きさや形状、マクロな粘性や分散の安定性など）を調べることは非常に重要である。近年ではレーザーの出現により、微粒子分散系の内部構造を調べる手法として光が使われることが多いが、この系は光に対して不規則な振る舞いをする（そのため「光学的不均一系」と呼ばれることもある）ことから、その解析は一般に複雑である。低濃度の系に対しては、顕微鏡観察や光散乱法などいくつかの測定方法が確立されている。たとえば、光散乱法では単一散乱光の角度分布を測定し粒子の形状や大きさを調べるもの、あるいは白色光の散乱スペクトルを解析することで粒径分布を測定するものなどがある。一方、実際に利用されることの多い高濃度系に対しては、解析の複雑さゆえにこれといった測定方法がないのが現状である。光散乱で言えば、多重散乱光が支配的となり散乱光角度分布のない、いわゆる散漫散乱となってしまう。これでは粒子個々の情報が隠れてしまい、微粒子分散系の内部構造解析などとてもできないということになる。こうしたことから、高濃度分散系に対しては調べたい試料を希釈して低濃度観察するということが広く行われているのだが、希釈自体によって試料の性質が変化するなどの問題点も指摘されている。そうしたなか、近年になって注目されているものが光多重散乱現象のひとつである「コヒーレント後方散乱現象」であ

る。これは、分散粒子による多重散乱光のうち光の入射方向に戻ってくるものだけが強く現れる現象で、指標として「輸送平均自由行程」という量が用いられる。この輸送平均自由行程は分散系の内部構造に依存して決まる量であることから、コヒーレント後方散乱現象が分散系の内部構造観察に利用できるというわけである。

本稿では、微粒子による光散乱についてまとめるとともに、コヒーレント後方散乱現象の最近の研究成果とこの現象の微粒子分散系の内部構造解析法としての可能性について述べる。

## 2. 単一微粒子による光散乱

サブミクロンからミクロン程度の直径を持つ粒子に光があたったときの光の伝播（散乱）に関する研究は、1902年に行われた Richter の金コロイド中の光行路観察に始まるとされている。その後 Tyndall, Rayleigh, Mie, Debye, Gans などの理論的あるいは実験的研究によって発展してきた。特に Mie による散乱理論はその後の研究の基礎となっており、近年の微粒子光散乱研究の発展は彼の理論によるところが大きい。

1 個の粒子によって生じる光散乱については詳細な理論が構築されている。低濃度の懸濁系の光散乱測定ではそれらがそのまま利用できる。まず、波長のおよそ  $1/10$  以下の大きさを持つ球状粒子に対しては Rayleigh の理論が有名である。彼は、入射光の電場が微粒子に作用して双極子モーメントを誘起すると考え散乱光強度を求めた。波長  $\lambda$  で単位強度の光が半径  $a$  の粒子に入射したときの散乱角  $\theta$ 、距離  $R$  における散乱光強度  $I_\theta$  は

$$I_\theta = \frac{8\pi^4 a^6}{R^2 \lambda^4} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 (1 + \cos^2 \theta) \dots \dots \dots (1)$$

で与えられる（ $m$  は粒子の屈折率）。これがいわゆる「Rayleigh の 4 乗則」と呼ばれるもので、空が青い理由もこの理論で説明される。比較的簡単な表式により散乱光強

\*東京大学生産技術研究所

\*\*東京大学生産技術研究所 材料界面マイクロ工学研究センター

度を記述できるので便利ではあるが、彼の理論は粒径が小さい場合での近似理論であり、コロイド系等のある程度大きい粒子に対しては適用できないという欠点がある。

一方、散乱粒子の大きさによらない理論が Mie 散乱理論である<sup>1)</sup>。彼は Maxwell 方程式を粒子に適用し、粒子表面における電場、磁場およびエネルギーに関する連続条件のもとで解き散乱光の角度分布を与える式を導き出した。この理論は粒子の形状に関しても形状因子として含めることが可能で、広範囲な散乱現象に対して適用可能である。ただし、Bessel 関数と Legendre 関数の積の形であらわされる理論式は非常に複雑で、それだけで 1 冊教科書が書けてしまうほどなのでここでは省略する。実際には Mie の理論で散乱強度を得るには数値計算に頼らざるを得ない。かつては数表などが作成されそれを利用して計算していたようであるが、現在ではコンピュータにより手軽に結果を得ることができるようになってきている。実際に Mie の理論に従って計算した例を図 1 に示す。図 1 a) は粒径が十分に小さい場合であり、Rayleigh 散乱でも同様のパターンが得られる。

図 1 から分かるように、粒子が小さいときには散乱光はあまり角度依存性を示さないのに対して、粒子が大きくなると前方に散乱される割合が極端に多くなっていく。この特徴は後に説明する「コヒーレント後方散乱現象」で重要になってくる。また、このように散乱光強度の角度分布が粒子の大きさに依存していることから、散乱光の角度分布を測ることでダイレクトに散乱粒子の大きさを知ることができる。これが低濃度の懸濁粒子系での光散乱測定の基礎的な考え方である。

散乱光の角度分布  $I_\theta$  とともに良く用いられる量として散乱断面積  $\sigma$  がある。これは  $I_\theta$  を全立体角について積分

したものと与えられ、Rayleigh 散乱、Mie 散乱の区別なく次の式で表される。

$$\sigma = 2 \int_0^{\pi/2} I_\theta 2\pi R^2 \sin \theta d\theta \dots\dots\dots (2)$$

この関係から  $I_\theta$  を微分散乱断面積、 $\sigma$  を全散乱断面積と呼ぶ場合もある。散乱断面積を用いて懸濁粒子系の透過光量測定から粒子の分散密度や粒子径を求めることや、散乱断面積の波長特性から粒子径を測るなどが可能となる。

分散系が低濃度であれば、観測される光は単一散乱光 (1 粒子によってのみ散乱された光) が支配的であるため、上記の散乱理論をそのまま測定に用いることができる。ところが分散系が高濃度になってくると、単一散乱光よりも多重散乱光 (複数の粒子によって散乱された光) が支配的となる。この多重散乱光は、簡単には単一粒子の散乱光が平均化されたものと考えられる。そのため一般には角度分布を持たない散漫散乱光として現れ、粒子の情報が隠された形となっている。つまり多重散乱光は分散粒子の構造を知る上では利用しにくいということなのであるが、次に述べる「コヒーレント後方散乱光」は粒子の情報を含んでいる可能性があることが分かってきた。

### 3. コヒーレント後方散乱現象とその可能性

一般に光多重散乱現象は、ランダム過程であるが故に解析が困難であること、観測される散乱光のもつ情報が散乱過程の平均値となってしまうことなどの理由から、散乱体の構造解析法としての有用性は低いとされてきた。ところが、近年「コヒーレント後方散乱現象」が発見されたことにより、物性測定法としての光多重散乱現象が注目を集めるようになった。我々はこれまで、この現象の基礎的な研究とともに応用研究もいくつか行ってきたので以下でそれぞれについて述べる。

#### 3.1 コヒーレント後方散乱現象とは

先にも述べたように、多重散乱光は一般的には角度分布を持たない (等方的散乱成分)。つまり散乱光同士まったくの無相関で観察されるわけである。ところが入射光としてレーザーを用いた場合、ある特定の条件を満たした散乱光同士が干渉を起こすことがある (コヒーレント成分)。光の速度に比べて粒子のブラウン運動の速さは十分に遅いので、ある 1 つの多重散乱光が入射してから出ていくまでのあいだ各粒子は止まっているものと考えてよい。すると、その光路とまったく同じ道筋を反対向きに進む光路が存在できるはずである (図 2 右)。これら 2 本の光路は伝搬距離が等しいので観測面へは同位相で到着し、干渉によって強め合うことになる。この“強め合い”がコヒーレント後方散乱現象である。この現象の特徴をまとめると、

1. 散乱粒子径が光の波長程度のときにもっとも強く起こる。

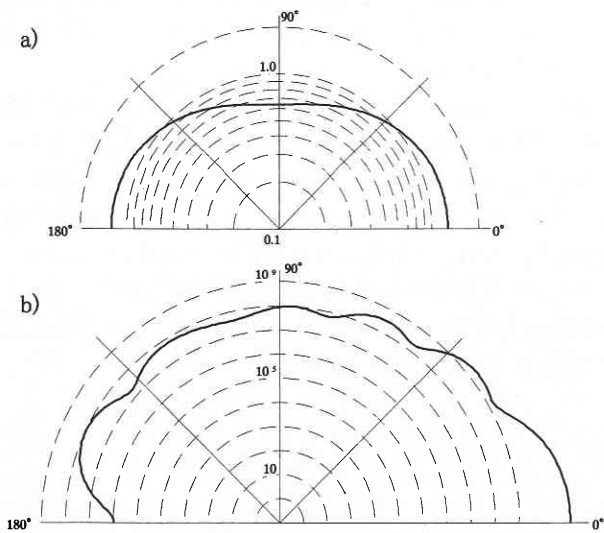


図 1 散乱光強度の角度分布の例。角度 0 は入射光の進行方向。  
a) 粒子径  $\lambda/50$  b) 粒子径  $2\lambda$

- 2. 分散系の濃度は濃いほうが現象は顕著であるが、マクロな粘性が高いと見えにくい。
- 3. 光吸収の小さい白色懸濁系で顕著に表れる。

などになる。

散乱強度に関してもう少し詳しく考えよう。入射光は振幅  $A$  の平面波とする。任意な 2 本の多重散乱光路の光路長をそれぞれ  $L_i, L_j$  とすると、入射光の進行方向から角度  $\theta$  の位置での散乱光の複素振幅  $\psi_i, \psi_j$  は

$$\begin{aligned} \psi_i &\propto A \exp(-ikL_i) \\ \psi_j &\propto A \exp(-ikL_j) \exp[-ikD \sin(\pi - \theta)] \end{aligned} \quad (3)$$

とあらわされる ( $k$  は光の波数)。この 2 光線が足しあわされた強度は

$$I = |\psi_i + \psi_j|^2 \propto 2A^2 \left[ 1 + \cos \left\{ k(L_j - L_i + D \sin(\pi - \theta)) \right\} \right] \quad (4)$$

となる。実際には分散系内でこうした光線の足し合わせがランダムに行われる、つまり  $L_i$  と  $L_j$  の組み合わせが無数にあるので観測される散乱光強度は(4)式を  $i, j$  に関して平均をとり

$$\bar{I} \propto 2A^2 \quad (5)$$

という角度依存性の無い形として表され、等方的散乱成分を形成する。

ところが、たまたま散乱光路が同じとき、すなわち  $L_i = L_j = L$  の場合には(4)式は

$$I \propto 2A^2 \left[ 1 + \cos(kD \sin(\pi - \theta)) \right] \quad (6)$$

となる。こちらも分散系内では様々な  $L$  (もしくは  $D$ ) が考えられるので観測される強度は(6)式の平均となる。

$$\bar{I} \propto 2A^2 \left[ 1 + \cos(k\bar{D} \sin(\pi - \theta)) \right] \quad (7)$$

この場合、(5)式とは異なり角度依存性が残ることになる。

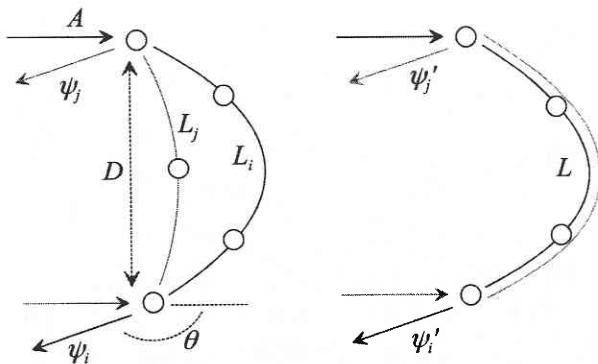


図2 等方的散乱成分 (左) とコヒーレント成分 (右)

これがコヒーレント成分である。例えば、 $\theta = \pi$  すなわち入射光が戻ってくる方向 (逆反射方向) で観測される散乱光強度は

$$\bar{I} \propto 4A^2 \quad (8)$$

となり、等方散乱成分の 2 倍となる。最終的に、観測されるものは等方的散乱成分とコヒーレント成分の和となるので図3のような“ピーク”を持つ強度分布となる。これを「コヒーレント後方散乱ピーク」と呼んでいる。

(7)式では  $D$  の分散系内の平均を使っているが、 $L$  と  $D$  の差は非常に小さいので  $L$  の平均値である「輸送平均自由行程  $l^*$ 」を用いることがしばしばある。輸送平均自由行程の名前は、多重散乱過程を光が拡散していく過程としてとらえるという拡散理論を使ってこの現象の研究が進んできたところから来ている。拡散理論での輸送平均自由行程は

$$l^* = \frac{n}{\rho\sigma} \quad (9)$$

として定義される。ここで、 $n$  は平均散乱回数、 $\rho$  は散乱粒子の数密度、 $\sigma$  は前章で出てきた 1 粒子あたりの散乱断面積である。この関係から、輸送平均自由行程は散乱粒子の構造にダイレクトに関係している量であるといえる。

ところで、輸送平均自由行程とコヒーレント後方散乱ピークの関係であるが、これは単純に次のような関係となっている。

$$l^* \propto (\text{ピークの角度幅})^{-1} \quad (10)$$

さらには、Akkermans らが導き出したコヒーレント後方散乱ピーク形状を説明する式<sup>2)</sup>

$$I_\theta = 1 + \frac{2z_0}{l^*} + \frac{1}{(1 + l^*k|\theta|)^2} \left\{ 1 + \frac{1 - \exp[-2z_0k|\theta|]}{l^*k|\theta|} \right\} \quad (11)$$

を使って実際のピークに Fitting することで  $l^*$  の値を決定することも可能である。これらの関係を使いコヒーレント

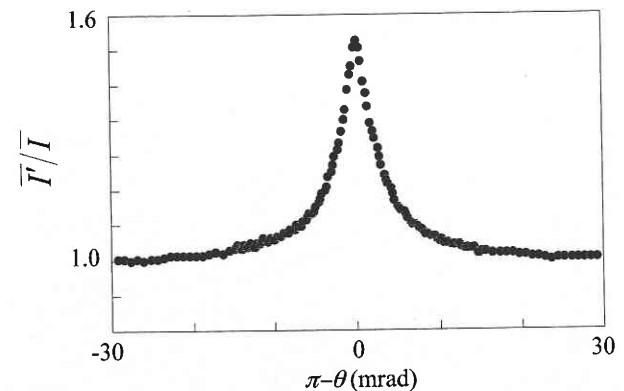


図3 コヒーレント後方散乱ピークの例

後方散乱ピークから輸送平均自由行程を求めることで、(9)式からその散乱体の物性が分かるはずである。つまり、この現象が懸濁系の構造解析に有効であるといえるのであるが、(9)式に不確定要素があるために現在のところ物性測定法としてのいわゆる「コヒーレント後方散乱法」は確立されてはいない。

**3.2 輸送平均自由行程と粒子径との関係**

コヒーレント後方散乱現象を物性測定に用いるのに不完全な理由は、(9)式中の平均散乱回数  $n$  が理論的に予測できないところにあった。そこで我々は、散乱粒子の物性のみから  $n$  を決定し理論的に輸送平均自由行程を決定する方法を考案した<sup>3)</sup>。

輸送平均自由行程を与える平均散乱回数  $n$  は“散乱光が角度依存性を示さなくなるまでに要する散乱回数”として与えられる。たとえば粒子が十分に小さい場合には、2章で述べたように散乱光はほぼ等方的な分布を示すので、 $n=1$  としてよい。この場合には輸送平均自由行程は

$$l^* = l = \frac{1}{\rho\sigma} \dots\dots\dots (12)$$

となる。 $l$  は平均散乱自由行程と呼ばれる量で、ある1つの粒子で散乱された光が次に散乱されるまでに進む距離である。一方、粒子がある程度大きくなると散乱光は角度依存性を示すようになるので、その角度依存性を消すために数回の散乱を重ねる必要が生じる。これを我々は“散乱パターンの空間的畳み込み”と呼んでいる。具体的には、まず Mie 散乱理論によって1回の散乱光角度分布 (散乱パターン)  $S_1(\theta)$  を求める。1回目の散乱光は半径  $l$  の球面上に  $S_1(\theta)$  で分布していると考えられる。次の散乱はこの球面上の各点を起点として生じるので、光は半径  $2l$  の球面上に

$$S_2(\theta) = \int_0^\pi d\theta' \int_0^{2\pi} d\phi \sin \theta' S_1(\theta') S_1(\delta) \dots\dots\dots (13)$$

で分布することになる。ここで、 $\delta$  は

$$\cos \delta = \sin \theta \sin \theta' \cos \phi + \cos \theta \cos \theta' \dots\dots\dots (14)$$

を満たす角である。 $S_2(\theta)$  は  $S_1(\theta)$  を全立体角について畳み込んだ形になっている。以降散乱が進むたびにこの操作を繰り返し、 $i$  回目の散乱では半径  $il$  の球面上に

$$S_i(\theta) = \int_0^\pi d\theta' \int_0^{2\pi} d\phi \sin \theta' S(\theta') S_i(\delta) \dots\dots\dots (15)$$

で分布する。 $S_i(\theta)$  の計算例を図4に示す。この図から分かるように、散乱が進むにしたがって散乱光の角度依存性はなくなってゆく。完全に角度依存性を示さなくなる最初の散乱回数が、輸送平均自由行程を与える平均散乱回数  $n$  となるという仕組みである。図4では  $n=7$  となる。

この手順によって  $n$  を決定し純粋に理論から求めた輸送平均自由行程  $l_{th}^*$  を、散乱粒子径に対してグラフにしたものが図5である。点は実際にポリスチレンラテックスを用いて実験を行い、(11)式により求めた輸送平均自由行程  $l_{ex}^*$  である。実験と理論とで  $l^*$  の値そのものは異なっているものの、粒子径に対する相関は同じ傾向を示している。実は、我々が考案した  $l^*$  の求め方と(11)式から得られる  $l^*$  とではそもそものアプローチの方法が異なるために、値としては別のものが出てきてしまうのは仕方の無いことである。重要なのは散乱粒子径に対する相関関係が一致するという点である。つまり、基準となる1つの粒子径について理論値  $l_{th}^*$  と実験値  $l_{ex}^*$  を求め

$$l_{th}^* = C l_{ex}^* \dots\dots\dots (16)$$

なる補正定数  $C$  を決定すれば、未知の散乱体の粒子径をコヒーレント後方散乱ピーク測定から見積もることが可能となるわけである。

**3.3 散乱体の体積分率との関係**

コヒーレント後方散乱現象の特徴として、分散系の濃度が高いほうがピークは顕著に見えると述べた。だが、高濃度になると無視できなくなるのが散乱粒子自身の大きさ(あるいは体積)である。そこで我々は平均散乱自由行程  $l$  に「排除体積効果」を考慮した修正を加えた<sup>4)</sup>。排除体積

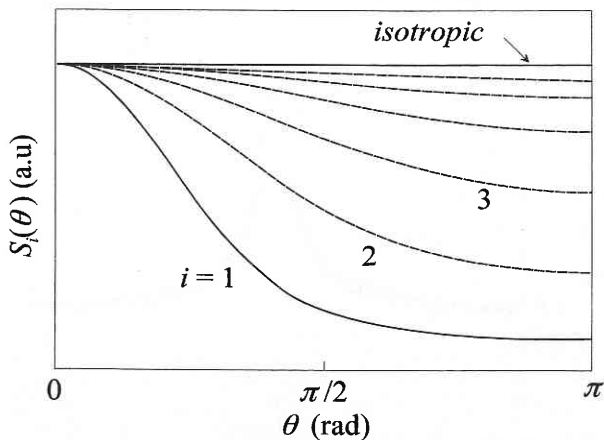


図4  $S_i(\theta)$  の計算例 ( $D/\lambda = 0.376$ )

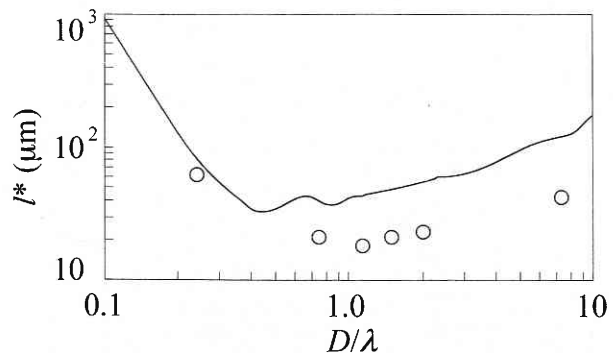


図5 輸送平均自由行程と散乱粒子径の関係

効果とは、簡単には“全体量を超えてまで粒子数を増やすことはできない”ために生じる効果である。

排除体積効果を考えない場合には、分散粒子の数密度は

$$\rho = \frac{\text{粒子の個数}}{\text{分散系全体の体積}}$$

で与えられる。このとき、平均散乱自由行程は(12)式から

$$l = \frac{1}{\sigma\rho} = \frac{4}{3}\pi R^3 \frac{1}{\sigma\phi} \dots\dots\dots (17)$$

となる。ここで、 $R$ は分散粒子の半径、 $\phi$ は分散粒子の体積分率で

$$\phi = \frac{4}{3}\pi R^3 \rho \dots\dots\dots (18)$$

で与えられる。一方、排除体積効果を含めた場合の数密度は

$$\rho' = \frac{\text{粒子の個数}}{\text{分散系全体の体積} + \text{粒子の占める体積}}$$

となる。すなわち

$$\rho' = \frac{\rho}{1 + \frac{4}{3}\pi R^3 \rho} \dots\dots\dots (19)$$

とあらわされる。これを使って修正された平均散乱自由行程は

$$l' = \frac{1}{\sigma\rho'} = \frac{1}{\sigma} \frac{1 + \frac{4}{3}\pi R^3 \rho}{\rho} = \frac{4}{3}\pi R^3 \frac{1}{\sigma} \left(1 + \frac{1}{\phi}\right) \dots\dots\dots (20)$$

となる。つまり、 $\phi$ を $\phi/(\phi+1)$ と書き換えるだけで排除体積効果が含まれるというわけである。排除体積効果を検証するために行った実験例を図6に示す。粒子の大きさを一定にし、体積分率を変化させて輸送平均自由行程を測定した。点線が排除体積効果を考えない(17式)に対応し、実線が排除体積効果を考えた(20式)に対応する。(12)式から $l$ と $l'$ は

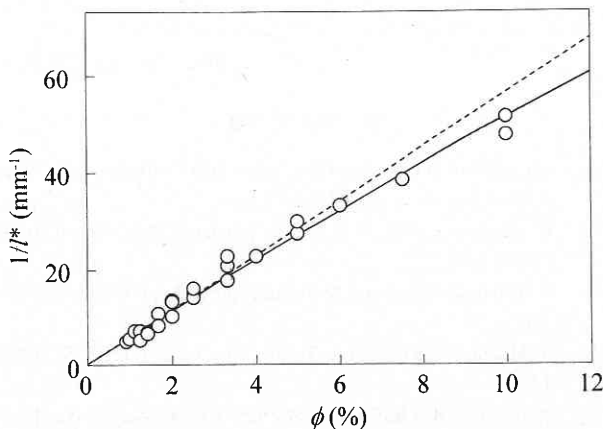


図6 分散系の濃度と輸送平均自由行程の関係

比例関係にあるので $l$ と $l'$ の違いがそのまま見えている。点が実際に測定したもので、実線に近いことが分かる。

この結果から、排除体積効果を考慮すれば分散系が高濃度の場合でも輸送平均自由行程を正しく見積もることが可能であることが分かった。

### 3.4 応用例 ～エマルジョン粒子径と界面張力～

以上のような基礎研究の成果を踏まえて、我々はコヒーレント後方散乱現象を利用した物性実験を行った<sup>4)</sup>。用いたものは“エマルジョン”である。エマルジョンは水中に油滴(または油中に水滴)が分散している液体分散系で、多くの場合界面活性剤が添加され安定化している。工業的には塗料や化粧品など幅広く利用されているものである。食品の成分表示に「乳化剤」と書かれているのを見たことがあるかもしれないが、これが含まれた食品も大体はエマルジョンあるいはエマルジョンが使われたものである。こういったエマルジョンは一般に分散濃度が高くしかも分散粒子が液体であるため、顕微鏡観察や光散乱測定法を用いて分散系の構造観察を行うことは難しい。希釈によって状態が変化しやすいからである。そこで「コヒーレント後方散乱法」が有効となってくるのである。

実験に用いたエマルジョンは[ヘプタン・AOT・水]の3成分混合系である。界面活性剤であるAOTはイオン性界面活性剤と呼ばれるもので、共存するイオンの濃度によって親水性から疎水性へと性質が変化する。この性質のため、[AOT・水・油]系の界面張力は添加塩濃度に対して図7のように極小を持って変化する<sup>5)</sup>。また、エマルジョンの生成粒子径 $D$ は水油界面張力の大きさ $\gamma$ に対して

$$D \propto \frac{\gamma}{G\eta} \dots\dots\dots (21)$$

なる比例関係を持っているので( $G$ はずり速度、 $\eta$ は分散媒粘性)<sup>6)</sup>、系に加える塩濃度でエマルジョンの粒径を制御できるということになる。一方、散乱粒子径とコヒーレント後方散乱ピークの関係はすでに3.2節で述べた通りで

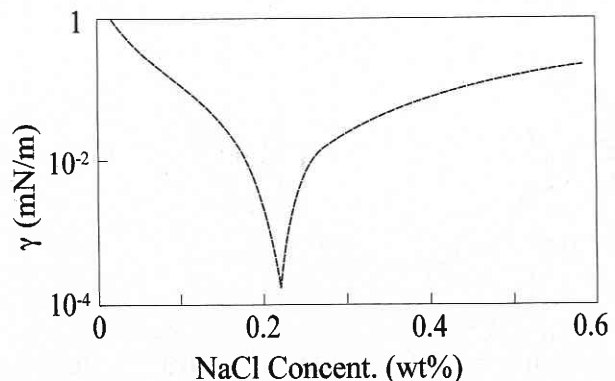


図7 [ヘプタン・AOT・水]系のNaCl濃度に対する水油界面張力依存性<sup>5)</sup>

ある。以上のことから、[ヘプタン・AOT・水]系の添加塩濃度による界面張力変化をコヒーレント後方散乱ピークの変化、すなわち輸送平均自由行程の変化として観察することができるはずである。

添加 NaCl の各濃度のエマルジョンに対してコヒーレント後方散乱ピークを測定し、輸送平均自由行程を求めた結果を図 8 に示す。(a) は水中にヘプタンの粒が分散しているいわゆる W/O エマルジョンの状態であるのに対して、(b) ではヘプタン中に水の粒が分散している O/W エマルジョンの状態を取っている。分散状態の違いは界面活性剤の親水・疎水性の変化によるものであり、境界は界面張力の極小を与える塩濃度と一致する。(a) と (b) とでエマルジョン自体がまったく異なるのでそれぞれ別に考える必要がある。

まず (a) の領域では、分散媒である水の粘性が粒子であるヘプタンの粘性よりも 1.5 倍程度大きいためにエマルジョン粒子が比較的小さい、という点に注意しなければならない。NaCl 濃度を 0 から約 0.1% まで増やしていくと  $D/\lambda > 1$  の範囲で粒子は小さくなっていき、それに伴って  $l^*$  も短くなっていくはずで、図でもそのようになっていることが分かる。さらに NaCl 濃度が高くなっていくと界面張力の低下とともに粒子もさらに小さくなり  $D/\lambda < 1$  となる。この大きさになると粒径が小さくなるほど輸送平均自由行程は長くなるということはすでに述べた通りであり、実際そのように  $l^*$  が変化していることが見てとれる。

一方 (b) の領域では、分散媒が粘性の低いヘプタンであるために (a) の領域に比べてエマルジョンの粒径が大きく、領域全体で  $D/\lambda > 1$  である。そのため、NaCl 濃度の増加すなわち界面張力の増加によってエマルジョン粒子が大きくなると、それにつれて輸送平均自由行程も単調に長くなることが予想される。実際図 8 ではその通りになっている。

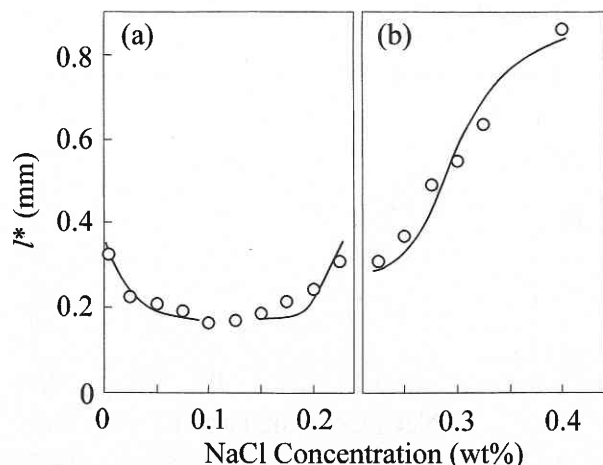


図 8 NaCl 濃度に対するエマルジョン系の輸送平均自由行程

以上のことから、エマルジョン系の界面張力変化を輸送平均自由行程の変化として捉えることが可能だということが明らかとなった。ただし、実際にはエマルジョンは生成条件の微妙な変化によってその粒子径が簡単に変化してしまうので、得られる輸送平均自由行程の絶対値評価をすることは困難である。そういった関係で、今回の実験では定性的に界面張力と輸送平均自由行程の対応関係を考えるにとどまった。工業的に生成されたエマルジョンなどを使えば粒子径が安定しているので、今回の方法でも定量的な測定が可能であろう。

#### 4. まとめと今後の課題

以上、微小粒子による光散乱に関して簡単にまとめてみた。単一散乱現象については既に各種測定方法で利用されているとおりの有用性は大きいですが、研究対象としてはもはやそれほど大きなものではなくてきている。それに対して多重散乱現象はこれからの物であるといえる。特に、コヒーレント後方散乱現象は“ピーク”という形として散乱体の構造が見えるという点で、最も応用への道が近いものであろう。

これまでのコヒーレント後方散乱現象の研究はおもに球状粒子を用いたものであった。そこで現在我々は、粒子が異方性を持ったときにコヒーレント後方散乱ピークにも異方性が現れるか、という研究を行っている。単に異方性粒子が分散しているのではランダムな散乱過程で平均化されて異方性が見えなくなってしまう。そこで、一定の方向に各粒子が向いている“配向状態”が必要となる。そのような状態として我々はエマルジョンに流動場を加えるという方法を用いている。エマルジョンは前にも述べたように液体粒子なので容易に変形する。流動場中にエマルジョン粒子を置けば流れの方向に引き伸ばすことができ、さらには流れの速さで伸び方を制御できるというわけである。流れの速さを変化させ、流れの方向とそれに垂直な方向とで輸送平均自由行程に違いが出るかという実験である。成果が出たら、またお知らせしたいと考えている。

(2000年9月12日受理)

#### 参 考 文 献

- 1) van de Hulst H C: Light Scattering by Small Particles (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1957) Chap. 9.
- 2) E. Akkermans, P.E. Wolf and R. Maynard: Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 1471.
- 3) S. Mitani, K. Sakai and K. Takagi: Jpn. J. Appl. Phys. **39** (2000) 146.
- 4) S. Mitani, K. Sakai and K. Takagi: Jpn. J. Appl. Phys. **38** (1999) 1398.
- 5) R. Aveyard, B.P. Binks and J. Mead: J. Chem. Soc. Faraday Trans. **1** **82** (1986) 1755.
- 6) G. I. Taylor: Proc. R. Soc. A **146** (1934) 501.