100A 1240-2455

電子科学研究 平成10年

北海道大学電子科学研究所

Research Institute for Electronic Science Hokkaido University

1998 (Vol.6)

研究の質が問われる時代

井上久遠

この「電子科学研究」は、11月に行われた公開研究発表会における各研究分野の研 究成果発表を中心にまとめたものである。研究所の活動としては、他にも特定の課題を とりあげて行う研究所主催の公開シンポジウムを毎年2~3回行っている。また、個々 の研究分野の研究成果は、それぞれに密接に関係する学会、あるいは、頻繁に開催され る全国規模の研究会で発表しているし、さらにはインターネットでも積極的に公表して いる。したがって、今日、あえて研究所独自の公開研究発表会を開催する一つの意義 は、研究所内の研究分野間あるいは研究者間の相互理解を促進することにある。今回の 発表会、そしてこの「電子科学研究」の内容は、この趣旨が以前に比べて少しづつ徹底 してきたと思われるが、いかがであろうか。

ところでここ数年、いろいろな形で国立大学、附置研究所の評価、並びに社会一般に 対する情報公開が急ピッチで進んできている。最近発表された大学審議会の答申、すな わち、21世紀を間近かにしての大学の改革の必要性に関する答申の中でも、一つの重 要な問題として提言されている。文部省の学術審議会の答申でも同様である。第三者に よる外部評価の他に、研究所独自に自己評価を行うことが不可欠な状況にある。研究所 全体の評価の他に、各研究部門、研究分野を、どのような評価項目を設けてどのような 方法で適切に自己評価をすればよいかの問題により一層真剣に取り組む必要がある。上 記の研究発表会を何らかの形で自己評価の一つの場として利用することも考えられる。 公開であるし、この場での発表結果はインターネット等で公開されるので都合がよい。

ときあたかも、政府の行政改革の流れの中で、特に中央省庁の再編、統合の問題と関 連して国立大学の附置研究所の将来のあり方に関する議論、検討が実質的には既に始ま っている。なお、上記の大学審議会の答申では附置研究所のあり方についてはなんら具 体的に言及されていない。最近の附置研究所の研究環境は、一昔前に比べてはるかに改 善されてきている。ポスドク等の研究支援者の導入、競争的研究経費の大幅な拡大、種 々の特殊経費の導入、民間との共同研究のバックアップ体制の改善等々、列挙にいとま がない程で、同時に大学、研究所の裁量の自由度も少しづつ拡大してきている。これら の状況の中で個々の研究所は独自性と存在意義を示すことが不可欠である。ただ、種々 の答申の中で、アカデミズムの重要性について積極的にふれられていないことが少し気 になる。社会に直接的に役に立つ研究の重要性は当然として、真に独創的な基礎的な学 術研究を正しく認識、評価することの重要性もまた言を待たない。我々の研究所でこの ような研究成果がどれだけ生みだされているかを積極的に世に問う必要がある。同時 に、研究のさらなるレベルアップに一層の努力をする必要があろう。

フォトニック結晶の光波解析

量子機能素子研究分野 迫田和彰,井上久遠

フォトニック結晶は従来には無い光学特性を示すことから,現在,大きな注目を集めている。一様な媒質中の電磁場の問題とは異なって,フォトニック結晶中の光波解析には屈折率の 周期構造を適切に取扱うための理論解析手法が必要である。本稿では,我々が開発してきた解 析手法といくつかの応用例を紹介する。また,非線形光学過程や誘導放出の増強効果について 述べる。

1 はじめに

近年,輻射場の制御によって物質の光学的性質 を自在に操り,真空中あるいは一様媒質中では起 こり得ない光学応答を実現しようとする試みが盛 んに行なわれている。その一つとして,可視光の 波長程度の周期で誘電率が規則的に変化する物質 ーフォトニック結晶ーが注目を集めている[1-8] 輻射場の固有モードの存在しない周波数領域(フ ォトニックバンドギャップ)の出現が理論的に示 され,数多くの特異な現象が予言されている。本 稿では,フォトニック結晶中の輻射場と光学応答 を調べるための一般的な枠組みについて紹介す る。また,群速度異常に伴う非線型光学過程や誘 導放出の増強効果,および,結晶構造の乱れに伴 う局在モードについて述べる。

2 バンド構造と固有モードの対称 性

2.1 バンド計算

電磁場を記述するマックスウェル方程式で誘電 率 *ε* が座標 r に依存する(ただし,透磁率 = 定数 =1)と仮定すれば,電場 E(r,*t*)と磁場 H(r, *t*)が満たす波動方程式はそれぞれ次のようにな る (cgs Gauss 単位系)。

$$\mathscr{L}_{\mathbf{E}} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \equiv \frac{1}{\mathbf{\epsilon}(\mathbf{r})} \nabla \times \{ \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \}$$
$$= -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \qquad (1)$$

$$\mathcal{L}_{\mathbf{H}}\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \equiv \nabla \times \left\{ \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \right\}$$
$$= -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \qquad (2)$$

ただし, c は光速である。以下では磁場 H(r, t) について考える。フォトニック結晶中では (r) が周期関数なので,結晶中の電子の場合と同様に ブロッホの定理が成り立つ。したがって,結晶格 子の基本並進ベクトル a に対して

 $v_{k,l}(r+a) = v_{k,l}(r)$ (3) を満たすベクトル値関数 $v_{k,l}(r)$ を用いて,(2)

式の固有関数は

 $H_{kn}(\mathbf{r}) = \mathbf{v}_{kn}(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ (4)
と表すことができる。ここに, k は第1ブリルア
ンゾーン内の波数, n はバンドを指定する指数で
ある。フォトニック結晶の逆格子ベクトルGを
用いて $\mathbf{v}_{kn}(\mathbf{r})$ と $\varepsilon^{-1}(\mathbf{r})$ をフーリエ展開する:

$$\mathbf{H}_{kn}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \mathbf{H}_{kn}(\mathbf{G}) \exp\{i(\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot \mathbf{r}\} (5)$$
$$\frac{1}{i(\mathbf{r})} = \sum_{\mathbf{G}} n(\mathbf{G}) \exp(i\mathbf{G} \cdot \mathbf{r}) (6)$$

ここで、磁場のフーリエ成分を表すのに元と同じ 記号 H_{kn} を用いたが、混乱は生じないものと思 う。これらを(2)式に代入すると,固有値方程式 は

$$-\sum_{\mathbf{G}'} \kappa (\mathbf{G} - \mathbf{G}') \mathbf{k} + \mathbf{G}$$

×{(k+G')×H_k(G')}= $\frac{\omega_{\mathbf{k}n}^2}{c^2}$ H_k(G)(7)

となる。ただし, ω_{kn} は固有角周波数である。な お,透磁率は定数と仮定しているので磁場 H(r, t)は横波($\nabla \cdot H = 0$)である。したがって, (5)式右辺の展開係数 H_{kn}(G)はk+Gと直交す る必要があるので,各 H_{kn}(G)の独立な空間成 分の数は2である。フォトニックバンド(フォ トニック結晶中の光の分散関係)を求めるための 数値計算では,(7)式の逆格子ベクトルに関する 和を適当な個数 N で打ち切り,2N 次元の固有値 問題を解く。通常,N=1000程度にとれば1~ 10% 程度の誤差で固有値が得られる。

同様のバンド計算は電場 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ を用いても 行なうことができるが, $\mathbf{e}(\mathbf{r})$ の空間変化のため に電場 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ は純粋な横波ではない。したが って,(5)式に対応する展開式で係数 $\mathbf{E}_{\mathbf{k},\mathbf{r}}(\mathbf{G})$ に は3つの空間成分が必要なので,3N次元の固有 値問題を解かねばならず,計算時間が余計にかか る。

2.2 固有モードの対称性

フォトニック結晶が何らかの空間的対称性(例 えば立方対称,正方対称など)をそなえている場 合,固有モードにもその対称性が反映する[9-11]。そこで,フォトニック結晶が点群 g のもと で不変であると仮定しよう。すなわち,g に属す る対称操作 R のもとで $q(\mathbf{r})$ が不変であるとす る。このとき,(1)式と(2)式に現れた微分演算 子が R と可換であることが証明できる:

 $R\mathscr{L}_{\mathbf{E}}R^{-1} = \mathscr{L}_{\mathbf{E}}, R\mathscr{L}_{\mathbf{H}}R^{-1} = \mathscr{L}_{\mathbf{H}}$ (8) したがって,良く知られた群論の定理から,固有 関数 $\mathbf{E}_{kk}(\mathbf{r}) \geq \mathbf{H}_{kk}(\mathbf{r})$ は k 群 \mathcal{G}_{k} の既約表現で あり,それぞれ固有の空間対称性を有する。

例として,図1は誘電体球からなる単純立方 格子のフォトニックバンドである[11]。縦軸は 格子定数 a と光速 c で規格化した周波数,横軸は 第1 ブリルアンゾーン内の波数であり,図は対 称性の高い点について描いた。図中の T_{1g} 等の記 号は磁場 $H_{k,k}(\mathbf{r})$ の対称性を表す。この図で重要 なことは,対称性の不整合のために Δ 点上の A_1 , A_2 , B_1 , B_2 モード,および, Σ 点上の A_1 , A_2 モ



図1 誘電体球から成る単純立方格子のフォトニック バンド。計算には以下の数値を用いた。格子定数と球 の半径の比=1:0.3,球の誘電率=13。(文献11]よ り)

ードが外場(平面波)と結合しないことである。 したがって,例えば周波数が $\omega a/2\pi c \simeq 0.6$ の平 面波を Γ -M方向[(1,1,0)方向]へ入射させて も Σ 点上の A_2 モードを励起することはできな い。すなわち,固有モードが存在するにもかかわ らず,この周波数領域の透過率は極めて小さい値 になる。逆に,フォトニック結晶内部で発生した この種の電磁モードは結晶外に出ていくことがほ とんどできない。したがって,例えば共振ミラー 無しでもレーザー発振が可能である。

3 フォトニック結晶の光透過スペ クトル

透過スペクトルの計算法としては,転送行列法 [12],球面波展開法[13],平面波展開法[14,15] などがある。図2は平面波展開法で計算した, ポリマー(ε =2.1)中に形成した空洞円柱からな る2次元正方格子の透過スペクトルである[15]。 この方法では,フォトニック結晶中の電磁場をフ ーリエ展開し,結晶表面で境界条件が正しく満た されるように展開係数を定める。 $\omega a/2\pi c \approx 0.72$ を中心とする透過率のくぼみはバンドギャップに 対応している。また,その両側に見られる全く周 期の異なる2種類の干渉模様は,群速度が互い



図2 ポリマー(ε=2.1)中に形成した円柱空洞から 成る正方格子(16層)の透過スペクトル。横軸は無 次元化した周波数。円柱の軸方向に偏光した入射光が (1,0)方向に進むものとして計算した。(文献 15]よ り)

に大きく異なる2つのバンドに由来する。干渉 模様から求めた実効屈折率とバンド計算(光の分 散関係)から求めた実効屈折率は互いに良く一致 する。したがって、図2に見られるような特異 な干渉模様は,フォトニック結晶に固有のバンド 構造に由来するものである。

4 フォトニック結晶の光学応答

4.1 一般論

まず,フォトニック結晶中に生じた外来的な分極,すなわち (r)では記述されない分極 P_e(r, t)を源とする電磁場を求める問題を考えよう [16]。マックスウェル方程式から次の非斉次波 動方程式を得る:

$$-\left(\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \mathscr{H}\right)\mathbf{Q}(\mathbf{r}, t)$$
$$= \frac{4\pi}{c^2\sqrt{\epsilon(\mathbf{r}\,\mathbf{r}\,)}}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\mathbf{P}_{ek}(\mathbf{r}, t)$$
(9)

ただし,

$$\mathbf{Q}(\mathbf{r}, t) \equiv \sqrt{\mathbf{g}(\mathbf{r})} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \qquad (10)$$
$$\mathcal{H}\mathbf{Q}(\mathbf{r}, t) \equiv \frac{1}{\sqrt{\mathbf{g}(\mathbf{r})}} \nabla \mathbf{x} \left\{ \nabla \mathbf{x} \frac{1}{\sqrt{\mathbf{g}(\mathbf{r})}} \mathbf{Q}(\mathbf{r}, t) \right\} \qquad (11)$$

Q(r, t) が周期的境界条件を満たすとき, ℋ が

エルミート演算子であることが証明できる。した がって, 米の固有関数の全体は完全正規直交系 をなす。この固有関数は,

$$\nabla \times \left\{ \frac{1}{\sqrt{\epsilon(\mathbf{r})}} \mathbf{Q}_{kn}^{(L)}(\mathbf{r}) \right\} = 0 \qquad (12)$$

を満たす擬縦モード $\mathbf{Q}_{\mathbf{k}n}^{L}(\mathbf{r},t)$ と,

 $\nabla \{ \sqrt{q}(\mathbf{r}) \mathbf{Q}_{kn}^{T}(\mathbf{r}) \} = 0$ (13) を満たす擬横モード $\mathbf{Q}_{kn}^{T}(\mathbf{r}, t)$ とに分類できる ことが、簡単な考察から判る。これらを用いて, (9)式の遅延グリーン関数(テンソル)<u>Q</u>(\mathbf{r}, \mathbf{r}', *t*)が

$$\underline{G}(\mathbf{r},\mathbf{r}',t) = -\frac{c^2}{V} \sum_{\mathbf{k}n} \left\{ \frac{\sin \omega_{\mathbf{k}n}^{(T)} t}{\omega_{\mathbf{k}n}^{(T)}} \mathbf{Q}_{\mathbf{k}n}^{(T)}(\mathbf{r}) \\ \otimes \mathbf{Q}_{\mathbf{k}n}^{(T)*}(\mathbf{r}') + t \mathbf{Q}_{\mathbf{k}n}^{(L)}(\mathbf{r}) \otimes \mathbf{Q}_{\mathbf{k}n}^{(L)*}(\mathbf{r}') \right\} 14 \right\}$$

と与えられる[16]。ただし, V はフォトニック 結晶の体積, × はベクトルの成分同士の積からで きるテンソルを表す。これを用いて,非斉次波動 方程式(9)の解は

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\sqrt{a(\mathbf{r})}} \int d\mathbf{r}' \int_{-\infty}^{\infty} dt' \underline{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t - t')$$

$$\times \frac{4\pi}{c^2 \sqrt{a(\mathbf{r}')}} \frac{\partial^2}{\partial t'^2} \mathbf{P}_{es}(\mathbf{r}', t')$$

$$= -\frac{4\pi \mathbf{P}_{es}(\mathbf{r}, t)}{a(\mathbf{r})}$$

$$+ \frac{4\pi}{V} \sum_{\mathbf{k}n} \mathbf{E}_{\mathbf{k}n}^{(T)}(\mathbf{r}) \int d\mathbf{r}' \int_{-\infty}^{t} dt'$$

$$\times \mathbf{E}_{\mathbf{k}n}^{(T)*}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{P}_{es}(\mathbf{r}', t') \omega_{\mathbf{k}n}^{(T)}$$

$$\times \sin \omega_{\mathbf{k}n}^{(T)}(t - t') \qquad (15)$$

と求めることができる。

4.2 双極子輻射

公式(15)は種々の問題に応用することができる。まず,双極子輻射を考えてみよう[16]。双極子の大きさを μ ,角周波数を ω ,位置を \mathbf{r}_0 とすれば,振動双極子のつくる分極は

 $P_{d}(\mathbf{r}, t) = \mu \partial (\mathbf{r} - \mathbf{r}_{0}) e^{-i\omega t}$ (16) これを(15)式に代入して電場を求め,さらにポ インティングベクトルを計算すれば,単位時間当 たりに振動双極子から放射される電磁エネルギー *U*が

$$U = \frac{\pi^2 \omega^2}{V} \sum_{\mathbf{k}n} |\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E}_{\mathbf{k}n}^{(T)}(\mathbf{r}_0)|^2 \delta(\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\omega}_{\mathbf{k}n}^{(T)})$$
(17)

と求まる。

4.3 和周波発生

同じ方法は各種の非線形光学応答(例えば和周 波発生)やコヒーレント光学応答(例えば自由誘 導減衰)にも適用することができる[16,17]。前 者の場合には $P_{ex}(\mathbf{r}, t)$ として結晶中に誘起され た非線形分極をとればよく,後者の場合には密度 行列を用いて量子力学的に記述される分極をとれ ばよい。

例として和周波発生を考えてみる。2次の非線 型感受率テンソル $\chi^{2}(\mathbf{r})$ をもつフォトニック結 晶中を,2つの固有モード $\mathbf{E}_{\mathbf{k},n}^{(T)}(\mathbf{r})$ と $\mathbf{E}_{\mathbf{k},n}^{(T)}(\mathbf{r})$ が伝播しているとする。各モードが等しい振幅 Aをもつとすると,結晶中に生じる2次の非線 型分極 $\mathbf{P}_{NI}(\mathbf{r}, t)$ は

$$\mathbf{P}_{NI}(\mathbf{r}, t) = A^{2} \underline{\chi}^{(2)}(\mathbf{r}) \mathbf{E}_{\mathbf{k}_{1}n_{1}}^{(T)}(\mathbf{r}) \mathbf{E}_{\mathbf{k}_{2}n_{2}}^{(T)}(\mathbf{r})$$

$$\times \exp\{ - i(\omega_{\mathbf{k}_{1}n_{1}}^{(T)} + \omega_{\mathbf{k}_{2}n_{2}}^{(T)}) \neq (18)$$

となる。ただし,各モードの固有関数は

$$\int_{V} d\mathbf{r} \mathbf{a}(\mathbf{r}) |\mathbf{E}_{\mathbf{k}n}^{(T)}(\mathbf{r})|^{2} = V$$
 (19)

と規格化されているものとする。ブロッホの定理 から、(3)式と同じ周期性をもつベクトル値関数 $\mathbf{u}_{\mathbf{k}_{n}}^{T}(\mathbf{r})$ を用いて、 $\mathbf{E}_{\mathbf{k}_{n}}^{T}(\mathbf{r})$ は

$$\mathbf{E}_{NI}(\mathbf{r}, t)|^{2} \approx \frac{a^{2}A^{4}\pi^{2}(\omega_{\mathbf{k}_{1}n_{1}}^{(T)} + \omega_{\mathbf{k}_{2}n_{2}}^{(T)})^{2}|\mathbf{E}_{\mathbf{K}\nu}^{(T)}(\mathbf{r})|^{2}}{v_{g}^{2}(\omega_{\mathbf{k}_{1}n_{1}}^{(T)} + \omega_{\mathbf{k}_{2}n_{2}}^{(T)}, \nu)} \times \frac{\sin^{2}(a\Delta k_{z}/2)}{\sin^{2}(a\Delta k_{z}/2)} \times |F(\mathbf{K}\nu, k_{1}n_{1}, \mathbf{k}_{2}n_{2})|^{2}$$
(21)

ここで, Δk_z はz方向の波数のミスマッチング, K,v, v_g はそれぞれ,和周波成分の波数とバンド 指数,および,z方向の群速度である。また,実 効的感受率 Fは次式で与えられる。

 $F(\mathbf{k}n, \mathbf{k}_{1}n_{1}, \mathbf{k}_{2}n_{2}) = \frac{1}{V_{0}} \int_{V_{0}} d\mathbf{r} \, \mathbf{u}_{\mathbf{k}n}^{(T)} (\mathbf{r}') \times \chi^{(2)}(\mathbf{r}') \mathbf{u}_{\mathbf{k}n}^{(T)}(\mathbf{r}') \mathbf{u}_{\mathbf{k}n}^{(T)}(\mathbf{r}')$

$$\times \exp\left\{\frac{2\pi i (px'+qy')}{a}\right\} \\ \times \exp(i\Delta k_z z')$$
 (22)

ただし, V₀ は単位格子の体積, p と q は k₁+k₂ を第1ブリルアンゾーン中の波数と関係づける ための整数である。(21)式から,位相整合条件 は結晶運動量の保存の条件と同じであることが判 る。また,バンド端などの遅い群速度(群速度異 常)による増強効果の有ることが判る。さらに, 固有モードの対称性によっては(22)式がゼロに なるので,フォトニック結晶に特有の選択則が存 在することも判る。

図3は,LiNbO₃に形成した円柱空洞から成る 2次元正方格子について,第2高調波($\omega_{k_1n_1}^T$ = $\omega_{k_2n_2}^T$)の電場強度を基本波の入射角の関数として 示したものである[17]、入射角が約21°のときに 位相整合条件が満たされて,第2高調波の強度 がピークを示している。

4.4 誘導放出

次に,誘導放出について考える[18]。フォト ニック結晶中に反転分布の生じた光学中心が密度 $n(\mathbf{r})$ で分散しているものとする。入射電場を $\mathbf{E}_{\mathbf{k}\mu}^{T}(\mathbf{r})\exp(-i\omega_{\mathbf{k}\mu}t), 光学中心の分極率を$ $<math>\alpha(\omega)$ として, \mathbf{P}_{ex} として

$$\mathbf{P}_{ek}(\mathbf{r}, t) = \alpha(\omega) \mathcal{H}(\mathbf{r}) \mathbf{E}_{k\mu}^{(T)}(\mathbf{r})$$

$$\times \exp(-i\omega_{k\mu}t)$$
(23)



図3 LiNbO₃に形成した円柱空洞から成る2次元正 方格子中の第2高調波発生。横軸は基本波の入射角, 縦軸(左)は基本波の強度で規格化した第2高調波 の平均強度,縦軸(右)は実効的感受率。格子定数と 円柱の半径の比=1:0.3,基本波の波長=1.06 µm, 結晶の層数は100,と仮定した。(文献 17 より) をとれば,誘導放出に伴う電場を計算できる。

$$F(\mathbf{k}\mu) = \frac{1}{V_0} \int_{V_0} d\mathbf{r} n(\mathbf{r}) |\mathbf{E}_{\mathbf{k}\mu}(\mathbf{r})|^2 \qquad (24)$$

と定義すれば,距離 / 進んだ後の出射電場は

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \approx \exp\left\{\frac{o(\omega_{\mathbf{k}\mu})\pi\omega_{\mathbf{k}\mu}ilF(\mathbf{k}\mu)}{2v_{g}(\mathbf{k}\mu)}\right\}$$

× $\mathbf{E}_{\mathbf{k}\mu}^{(T)}(\mathbf{r})\exp(-i\omega_{\mathbf{k}\mu}t)$ (25) で与えられる[18]。したがって,非線型光学過 程の場合と同様,群速度異常に伴う増強効果が存 在する。

図4は,ポリマー(ε=2.1)中に蛍光色素が分散した系を想定して行なった,誘導放出の増強度の計算結果である[18],0.74~0.79の周波数領域には群速度が小さなモードが存在し,この領域で大きな増強度が見られる。コア部をエッチングで除去した光ファイバー束(いわゆるナノチャンネルガラス)に蛍光色素を導入した試料において,ここで示した群速度異常に伴う誘導放出の増強に起因すると見られるレーザー発振が観測された[19]

5 ギャップ内局在モード

フォトニック結晶の周期的な誘電率に局所的な 乱れを導入すると,バンドギャップ中に局在モー



図4 ポリマー(ε=2.1)中に形成した円柱空洞から 成る,2次元正方格子中の誘導放出の増強度。格子定 数と円柱の半径の比=1:0.28を仮定した。横軸は規 格化した周波数,縦軸は一様な板状試料と比較したと きの誘導放出の増強度。(文献 18 より)

ドが生じる場合がある[20,21]。局在モードの固 有周波数 ω_d と固有関数 $\mathbf{E}_d(\mathbf{r})$ は次のような方 法で精度良く求めることができる[22]。それに は誘電率の局所的な乱れの近傍に置かれた振動双 極子からの輻射を考える。まず,誘電率の虚数部 などに由来する固有周波数のボケ(緩和定数) γ を考慮すると,(15) 式から電場 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ は

E(r, *t*)

$$\simeq -\frac{2\pi\omega_{d} \mu \cdot \mathbf{E}_{d}^{*}(\mathbf{r}_{0}) \mathbf{E}_{d}(\mathbf{r}) \exp((-i\omega t))}{V(\omega - \omega_{d} + i\gamma)},$$

(26)

と求まる。また,(17)式は次のように修正される。

$$U \simeq \frac{\pi \omega_d^2 \gamma | \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E}_d(\mathbf{r}_0)|^2}{V_{\mathbf{t}}(\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\omega}_d)^2 + \gamma^2}$$
(27)

ただし, ω_d はギャップ中で孤立しているものとし, $\omega \simeq \omega_d$ を仮定して注目する局在モード以外の固有モードからの寄与を無視した。このとき, ω の関数としてUを計算することができれば,共鳴周波数から ω_d が求まる。また,そのときの輻射電場が $\mathbf{E}_d(\mathbf{r})$ に比例する。

そこで, $\mathbf{P}_{est}(\mathbf{r}, t)$ が(16)式で与えられる場合 について,非斉次波動方程式(9)を差分近似して 数値的に解く。求めるべき固有関数が空間的に局 在しているので,比較的小さな領域だけを対象に して数値解を求めればよく,計算時間は短くて済 む。図5は,誘電体円柱(ϵ =9)から成る規則



図5 誘電体円柱から成る2次元正方格子上の局在モ ードの電場分布。原点の誘電体円柱1本が取り除か れている。計算には McCall ら[20]の実験に合わせて 以下の数値を用いた。格子定数と円柱の半径の比 = 1.27:0.48,円柱の誘電率=9.0。(文献 22]より)

的な2次元正方格子から円柱を1本だけ抜き取ったときに生じる,ギャップ内局在モードの空間 分布である[22]。波動関数が正方対称で,欠陥 部分(原点)から離れるとともに速やかに減衰し ていることが判る。また,共鳴周波数から求めた 固有周波数は実測値20]と誤差2%で一致した。

6 誘電率が周波数に依存性する場 合のバンド計算

周波数に依らない誘電率をもつフォトニック結 晶のバンド構造は、2.1項に記した平面波展開法 などを用いて比較的精度良く計算できる。他方、 誘電率が周波数に依存する場合には、平面波展開 法は大変精度が悪いことが知られている。ここで は、前節で用いた方法を応用することにより、誘 電率が周波数に依存性する場合のバンド構造が高 精度で計算できることを示す。

まず,一般に,周波数に依存する誘電率をもつ 系の電気変位 $D_{(\mathbf{r}, t)}$ は,応答関数 $\Phi(\mathbf{r}, t)$ を 用いて次のように与えられる。

$$\mathbf{D}_{\mathbf{d}}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \, \mathcal{P}(\mathbf{r}, t - t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') \quad (28)$$

ただし,

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \epsilon(\mathbf{r}, \omega) \exp(-i\omega t)$$
(29)

である。以下では具体例として,ドルーデ型の金 属的な誘電率をもつフォトニック結晶の場合を考 える。すなわち,金属中において誘電率は次式で 与えられるものとする。

$$\boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{r},\omega) = \boldsymbol{\varepsilon}_{\infty} \left[1 - \frac{\omega_{p}^{2}\tau}{\omega(\omega\tau + i)} \right]$$
(30)

ここで, ϵ_{∞} は高周波領域の誘電率, ω_p はプラズ マ周波数, τ はプラズマの減衰時間である。この とき,応答関数は

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_{\infty} \delta(t) + \varepsilon_{\infty} \omega_p^2 \tau \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right]$$
$$\times \theta(t) \qquad (31)$$

と求まる。前節と同様に,仮想的な振動双極子からの輻射の問題を実空間で解く。その際,電場は次のブロッホ型の境界条件を満たすものとすれば,波数kに応じて固有周波数が求まり,バンド構造が得られる:

E(**r** + **a**, *t*) = exp(*i***k** • **a**)**E**(**r**, *t*) (32) 図 6 は, この方法で求めた金属円柱から成る 2 次元正方格子のバンド構造の一例である。誘電体 の場合とは異なって,金属の場合には切断周波数 があって,それ以下の周波数領域には固有モード が存在しない。この例では,切断周波数は約0.74 である。

7 おわりに

本稿ではフォトニック結晶中の光の分散関係, 固有モードの対称性,透過スペクトル,光学応答 の一般論,非線型光学過程,誘導放出,局在モー ドといった事項について述べた。特に,非線型光 学過程や誘導放出については,群速度異常に伴う 増強効果の存在を示した。他方,局在モードを利 用した無しきい値レーザーや無損失光導波路,方 向性結合器などが提案されている。試料作製の難 しさはあるものの,原理面,および,応用面の面 白さから,フォトニック結晶については当分の 間,精力的な研究活動が続くものと思われる。



図6 金属円柱から成る2次元正方格子のフォトニックバンド構造。横軸は1,0)方向の無次元化した波数,縦軸は無次元化した周波数。電場は円柱の軸方向に偏光しているものとし、以下の数値を仮定して計算した。格子定数と円柱の半径の比=1:0.472、 ε_{∞} =1.0, $\omega_{p}a/2\pi c$ =1.0, τ^{-1} =0.01× ω_{p} 。(文献 23]より)

[参考文献]

- [1] J. D. Joannopoulos, R. D. Meade and J. N. Winn, *Photonic Crystals* (Princeton University Press, Princeton, 1995).
- [2] *Photonic Band Gaps and Localization*, ed. C. M. Soukoulis (Plenum, New York, 1993).
- [3] *Photonic Band Gap Materials*, ed. C. M. Soukoulis (Kluwer Academic, Dordrecht, 1996)
- [4] K. Sakoda, "Photonic Crystals" in Optical Properties of Low-Dimensional Materials, Vol. 2, ed. T. Ogawa and Y. Kanemitsu (World Scientific, Singapore, 1988) p. 402-p. 450.
- [5]花村栄一,応用物理,63,604(1994)
- [6] 大高一雄, 日本物理学会誌, 52, 328(1997).
- [7] 井上久遠,応用物理,64,19(1995).
- [8] 迫田和彰,光学,27,2(1998).
- [9] K. Ohtaka and Y. Tanabe, J. Phys. Soc. Jpn., **65**, 2670 (1996).
- [10] K. Sakoda, Phys. Rev. B, 52, 7982 (1995).
- [11] K. Sakoda, Phys. Rev. B, 55, 15345 (1997).
- [12] J. B. Pendry and A. MacKinnon, Phys. Rev. Lett., 69, 2772 (1992).
- [13] K. Ohtaka and Y. Tanabe, J. Phys. Soc. Jpn., 65,

2276 (1996).

- [14] K. Sakoda, Phys. Rev. B, 51, 4672 (1995).
- [15] K. Sakoda, J. Opt. Soc. Am. B, 14, 1961 (1997).
- [16] K. Sakoda and K. Ohtaka, Phys. Rev. B, **54**, 5732 (1996)
- [17] K. Sakoda and K. Ohtaka, Phys. Rev. B, **54**, 5742 (1996)
- [18] K. Sakoda, Proc. Int. Conf. Appl. Photo. Tech., Vol. 3, 248 (1998).
- [19] K. Inoue, M. Sasada, J. Kawamata, K. Sakoda, and J. W. Haus, 1998 OSA Technical Digest Series, 7, 47 (1998).
- [20] S. L. McCall, P. M. Platzman, R. Dalichaouch, D. Smith and S. Schultz, Phys. Rev. Lett., 67, 2017 (1991).
- [21] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, R. D. Meade, A. M. Rappe, K. D. Brommer and J. D. Joannopoulos, Phys. Rev. Lett., 67, 3380 (1991).
- [22] K. Sakoda and H. Shiroma, Phys. Rev. B, 56, 4830 (1997).
- [23] K. Sakoda and J. Kawamata, Opt. Express, 3, 12 (1998)

分子集合体の階層的構造化

分子認識素子研究分野 下村政嗣

本研究分野では、生物の持つ階層的な構造化による組織形成と機能発現を模倣することで、 高分子の階層的構造化を特徴とする機能性材料を設計・構築しようとしている。ここでは主と して、ナノサイズの二次元分子組織である単分子膜・二分子膜を基本構造要素として、それら の二次元クリスタルエンジニアリングに基づく分子設計、高分子との複合化による固定化・材 料化、メゾスコピック領域での組織形成、さらに高分子キャストフィルムの作製過程で形成さ れる散逸構造を利用したメゾスコピック領域での階層的構造化、を紹介する。

1 はじめに

生物は、蛋白質や核酸、脂質分子などの生体分 子がクーロン力や疎水結合などの分子間相互作用 によって生体膜などの分子集合体となり、分子集 合体が集まって細胞内小器官と呼ばれるオルガネ ラを形成し、さらに、種々のオルガネラが集合し て細胞、細胞の集合体としての組織、組織から器 官、そして生体へといった、ナノメーターからメ ートルへといたる階層的な構造性を有している。 また、それぞれの階層レベルにおいて特異な形態 を形成し、そのパターンに特徴的な機能を発現し ている (図1)。 個々の分子を種々の分子間相互 作用を用いて集積化しナノサイズの分子組織を構 築しようとする試みは超分子化学として成功をお さめつつある。しかしナノメーターサイズの分子 集合体をさらに階層化し、ミクロンサイズにいた る高次構造を構築しようとする試みはほとんどな されていない。

本研究分野では、生物の持つ階層的な構造化に よる組織形成と機能発現を模倣することによっ て、分子の階層的構造化を特徴とする機能性材料 の設計・構築を目指している(図1)。具体的に は、ナノサイズの二次元分子組織である単分子膜 ・二分子膜を基本構造要素として、高分子との複 合化による固定化・材料化、高分子キャストフィ ルムの作製過程で形成される散逸構造を利用した メゾスコピック領域での階層的構造化をおこなっ ている。



図1 階層的構造化による高分子の組織化

2 ナノメータースケールにおける 二次元分子集合体の組織化

アゾベンゼンやスチルベンなどのパイ電子系発 色団を有する一本鎖型両親媒性化合物は水中で自



発的に会合してナノメーターサイズの分子組織で ある二分子膜構を形成する。さらに、規則的に配 列し強くスタッキングしたパイ電子系においては 励起子が形成され、吸収スペクトルにおける Davydov 分裂が観察された。発色団の二次元配 向と化学構造、とりわけアルキル鎖長には相関性 がみられた[1]。親水部と発色団をつなぐスペー サーアルキル鎖が短い場合には、分子が傾いた配 向をとり吸収スペクトルは長波長シフトする。一 方、発色団が分子の中央に位置する場合にはカー ドパック様の分子配向と著しい短波長シフトがお こる(図2)。分子構造とナノ構造の相関性は一 般的であり、この結果は、分子構造を決定するこ とで組織構造の設計を可能とする点で、ある種の 「クリスタルエンジニアリング」といえる。

また、二分子膜水溶液を固体基板上にキャスト することで透明で自己支持性のあるフィルムとし て固定化できる。二分子膜構造とその特性が保持 されることは分光学とX線回折により明らかに なった。固定化によって二次元分子組織体の機能 性超薄膜材料としての展開が可能となった。

一方、分子レベルの超薄膜を作製する方法とし て LB(Langmuir-Blodgett) 法がよく用いられ ている。これは、水面上に形成された単分子膜を 固体基板上に積層して制御された膜厚の分子フィ ルムを作製する方法である。二分子膜化合物は水 に溶けて会合体を形成するのでの、純水上に化合 物を展開する通常の方法では安定な単分子膜が形 成されず LB 膜を作製するのは困難であった。二 分子膜化合物の多くは電荷を有しており、反対電 荷を有する高分子電解質と混合すると水に不溶の 高分子性イオン対、つまりポリイオンコンプレッ クスを形成する。膜化合物を反対電荷の高分子水 溶液上に展開すると気液界面でポリイオンコンプ レックスが形成され安定な単分子膜になることを 見いだし、LB 膜として固体基板上に移し取るこ とに成功した。さらに、X 線光電子分光法によ る組成分析と表面プラズモンによる膜厚測定の結 果、高分子が膜化合物の対イオンとしてほぼ量論 的に LB 膜の中に取り込まれていることが明らか にした21、ポリイオンコンプレックス法は単分 子膜を鋳型とした高分子の配列制御法にも用いら れる。例えば、カチオン性でかつインターカレー ターであるアクリジン誘導体からなる単分子膜を 鋳型として DNA 分子が二次元に配列することを 見いだした 31

3 分子系超構造の作製ーメゾスコ ピック領域での構造形成と制御

3.1 分子認識による DNA-Mimetics の 作製

DNA は Watson-Crick 型の相補的な塩基対を 形成することによって二重螺旋構造を形成する。 DNA でみられる分子組織化を模倣し、水素結合 形成に基づく分子認識による二次元分子組織体を 作製した。

図 3a はオクタデシルシトシン単分子膜の表面 圧-面積等温線(π-A 曲線)である。純水上では 安定な単分子膜は形成されていない。下水相に相 補対であるグアノシンやデオキシグアノシンなど



図3 オクタデシルシトシン単分子膜の分子認識

を添加すると安定な単分子膜の形成を示す等温線 が得られた。非相補的な塩基を添加しても純水上 の等温線とほとんど違いがないことから、気液界 面に於いてWatson-Crick型の塩基対を形成する ことで安定な単分子膜として二次元に組織化され たものと考えられる(図3b)。蛍光顕微鏡による 単分子膜の形態観察の結果、純水上では三次元の 微結晶が形成されるのに対し(図4a)、ヌクレオ シドの不斉性を反映したスパイラル状の数百ミク ロンの二次元結晶が形成されることを見いだした (図4b)。さらに両親媒性のインターカレーター であるオクタデシルアクリジンオレンジがキラル 結晶相中に取り込まれることから、DNA中でみ られるような塩基対のスタッキングが二次元分子 組織体中でも起こっていると結論できる[4]。

3.2 スチルベン単分子膜の光モルフィ ズム[5]

二本のアルキル鎖を有するスチルベン化合物の 単分子膜の π-A 曲線は光によるトランス - シス 異性化によって大きく変化する。これは、異性化 反応に伴う分子サイズの変化を反映したものであ る。π-A 曲線からは、単分子膜中における分子



図 4 核酸塩基単分子膜のメゾスコピック組織形成 (スケールは100ミクロン)

凝集状態を直接的に評価することは困難である。 蛍光顕微鏡観察による単分子膜のその場観察の結 果、トランス体単分子膜は二次元結晶相を形成し (図5下図の黒点)、光異性化によって結晶消失 し、逆反応によって再びデンドライト状結晶とし て生成することが明らかになった。これは、メゾ スコピック領域における二次元分子組織体相変化 の光スウィッチングである(図5)。

4 散逸構造を利用した高分子集合 体の階層的構造化ーナノサイズ からミクロンへ

単分子膜で観察されたミクロンサイズの結晶 は、平衡系の熱力学に支配されたメゾスコピック 領域での構造形成である。一方、我々の身の回り には、非平衡開放系の熱力学に支配されたダイナ ミックな構造形成がある。例えば、加熱流体中で 形成されるベナールセルや、電場下の液晶でみら れるウイリアムズドメインは対流によって形成さ れる秩序構造、すなわち散逸構造である(図1)。





trans

cis

trans

図5 スチルベンのトランス-シス光異性化による表面圧-面積曲線の変化と相状態の変化(単分子膜の蛍光顕微鏡観 察)。写真の黒点は二次元結晶相であり、シス化することで流動相に転移する。さらにトランスにもどすと、デンド ライト状の結晶相が再生する。

散逸構造の形成は、複雑なパラメーターに支配さ れてはいるものの、きわめて一般的な物理現象で あり、原理的には全ての高分子に適用可能であ る。それゆえ、散逸構造を利用した高分子の組織 化が可能となる。

本研究分野では、キャスト法によって高分子フ ィルムを作製するプロセスと、そこでの高分子の dewetting に着目した。なぜならば、稀薄溶液か ら高分子を固体基板にキャストする過程は、溶媒 の蒸発により濃度、温度、粘度、など様々な物理 パラメーターが、時々刻々と変化していく、きわ めて複雑な非平衡系と考えられるからである。ポ リスチレンならびに、ナノメータスケールのラメ ラ構造を自発的に形成する、両親媒性化合物(ジ ヘキサデシルジメチルアンモニウム塩)とポリス チレンスルホン酸からなるポリイオンコンプレッ クスを選び、ガラスや雲母などの基板上に、ベン ゼンやクロロホルムなどの稀薄溶液からキャスト したときの様子を光学顕微鏡ならびに原子間力顕 微鏡によって観察した。溶液の濃度はミリモルか らマイクロモルの範囲で、連続で均一なキャスト フィルムを作製する場合にくらべて著しく低い。

親水性の基板にポリマー溶液をのせると、液滴 ができ、溶媒の蒸発にともなって小さくなる。溶



微鏡像)



ポリスチレン会合体の規則配列 構造の原子間顕微鏡像(スケー ル 2ミクロン)(原子間力顕 ピックパターン(蛍光顕微鏡



30000 nm

固体基板上に形成されたポリイオン コンプレックスのハニカムパターン (原子間力顕微鏡像)

図6 散逸構造の固定化によって形成される高分子のメゾスコピックパターン

像、スケール 100ミクロン)

媒蒸発の初期には溶液界面はスムーズに移動する が、しばらくすると間欠的に界面がジャンプして 後退しはじめる。さらに溶液の濃度が高くなる と、連続相としての高分子フィルムが得らる。図 6aは、ポリスチレンのクロロフォルム溶液を雲 母上にリンスした後、基板表面を原子間力顕微鏡 で観察したものである[6,7]。直径数百ナノメー ター、高さ十数ナノメーターのポリスチレンの塊 が、規則的に配列している。ポリスチレンの塊 が、規則的に配列している。ポリスチレンのよう な、疎水的な高分子を親水的な基板にキャストす ると、ポリマーが基板上ではじかれる、いわゆる dewetting がおこりポリマーが凝集することが知 られている。しかしこれまで、dewetting による 規則構造の形成は報告されていない。

さらに、溶液濃度が増大すると、溶液界面にお いて高分子のゲル化がおこりはじめ溶液の界面は スムーズに後退できなくなる。間欠的な界面の後 退がおこる濃度領域では、マランゴニ効果によっ て溶液界面上でのポリマー濃度の不均一化がおこ り、濃縮された部分からフィンガリング現象が発 生する。雲母のような平滑性に富む基板では、フ ィンガリングが成長しライン状に発達していく様 子が観察された(図6b)。溶媒の蒸発過程を詳細 に検討した結果、マランゴニ効果やフィンガリン グ不安定性は、溶液中央部に形成されるベナール 対流によることを明らかとなった。この結果は、 溶媒蒸発時に形成される散逸構造が高分子のパタ ーンとして固体基板上に固定化されたことを意味 している[8]。

さらに、溶媒蒸発が進み連続したフィルムがで きる濃度域では、ハニカム状の二次元ネットワー クが形成されることを見いだした(図6c)。有機 溶媒が蒸発する際の潜熱によって空気中の水分子 が凝結し、微小な水滴ができ、さらに潜熱によっ て溶液内に生じた対流によって基板表面まで運ば れ、溶液界面の移動によって基板上に固定化さ れ、さらに水が蒸発することでポリマーのネット ワークが取り残される、という機構で規則的な二 次元ネットワークが形成される[9]。

5 おわりに

パイ電子相互作用、静電的結合、疎水性相互作 用、特異的な水素結合などの様々な分子間相互作 用を巧みに組み合わせてることで、ナノメーター レベルにおける分子の二次元組織化に成功した。 また、メゾスコピック領域での組織化に、時空間 構造を与える物理現象としての散逸構造に着目し た点は、本研究分野の独創である。以上の結果 は、ナノサイズにおいて自発的に二次元分子集合 構造を形成する物質を用いることで、ナノメータ ーからマイクロメーターにいたる、階層的な構造 化を特徴とする新しい分子材料の創成が可能とな ることをしめすものである。

- [1] M. Shimomura, S. Aiba, N. Tajima, N. Inoue, K. Okuyama. *Langmuir*, **11**, 969–976 (1995).
- [2] M. Shimomura. Prog. Polym. Sci., 18(2), 295–339 (1993).
- [3] K. Ijiro, M. Shimomura, M. Tanaka, H. Nakamura, K. Hasebe. *Thin Solid Films*, 284/285, 780–783 (1996).
- [4] M. Shimomura, F. Nakamura, K. Ijiro, H. Taketsuna, M. Tanaka, H. Nakamura, K. Hasebe. J. Am. Chem. Soc., 119, 2341–2342 (1997).
- [5] O. Karthaus, K. Hioki, M. Shimomura, R. Tahara, H. Nakamura. J. Am. Chem. Soc., 118, 9174–9175 (1996).

- [6] O. Karthaus, K. Ijiro, M. Shimomura. *Chem. Lett.*, 821–822 (1996).
- [7] O. Karthaus, L. Gråsjö, N. Maruyama, M. Shimomura. *Thin Solid Films*, **327-329**, 829-832 (1998).
- [8] N. Maruyama, T. Koito, T. Sawadaishi, O. Karthaus, K. Ijiro, N. Nishi, S. Tokura, S.Nishimura, M. Shimomura. *Supramol. Sci.*, 5, 331–336 (1998).
- [9] N. Maruyama, T. Koito, J. Nishida, S. Nishimura, X. Cieren, O. Karthaus, M. Shimomura. *Thin* Solid Films, **327-329**, 854–856 (1998).

脳と光と遺伝子と―脳灌流モデル

超分子分光研究分野 野村保友,田村 守

超分子分光分野では「脳と光と遺伝子と」というテーマで遺伝子や細胞レベルから個体まで 生体が営む多彩な機能を光学技術を武器にして分子生物学的手法を組み合わせて、脳などの生 体組織にターゲットを絞って、脳機能発現の分子的基盤を明らかにするために研究している。 その目的に対して3つの大きな研究課題がある。(1)脳の高次機能に注目した光 CT、(2)脳に代 表される生体組織での核酸の単一分子検出と相関分光法の開発、(3)脳組織の酸素代謝と遺伝子 発現。

1 はじめに

3つの研究課題の内容を要約すると、(1)の研究 はヒトの高次脳機能の解析を目指した研究で、多 チャンネルの近赤外生体分光装置を用いて種々の 精神活動の機能の局在及びそれらの相互関係を明 らかにすることである。(2)の蛍光相関分光法はフ ェムトリットル以下の微小領域で一個から数個の 分子を検出し、その動的挙動を追うことができ る。このことを利用して DNA の一分子検出が可 能なので、脳神経系において各種刺激に対する特 定遺伝子の誘導を生きたままの単一細胞内で追跡 したいというものである。(3)では当研究室が開発 した生体組織中の酸素濃度を連続的に追跡できる 無侵襲近赤外生体分光法を用いて、組織中の酸素 濃度を測定しながら特定の遺伝子の誘導を明らか にすることを目指している。本稿では3)の研究の中 で、最近確立した脳灌流モデルについて記述す る。

脳組織は頭蓋骨に守られ、その構造が破壊され ると直ちに機能を失う。従って、脳機能を解明す る上で、生きたままで組織の破壊を伴わない研究 手段が必須である。近赤外領域の光は生体組織を 比較的よく透過する。またこの領域で特徴的な吸 収スペクトルをもつ内在色素は酸素代謝に関係し たへモグロビン、ミオグロビンやチトクロームオ キシダーゼに限られる。血液の代わりにヘモグロ ビンを含まない白い人工血液を用いると、ミオグ ロビンを元来含まない脳組織ではチトクロームオ

キシダーゼの吸収だけが残るため、その光学測定 に適したサンプルになる。脳の正常な機能はほぼ 全面的にミトコンドリアでの酸化的リン酸化で生 成した ATP に依存しており、脳機能と酸素代謝 は不可分の関係にある。しかし酸素濃度を厳密に 制御して脳機能を評価した研究は非常に少ない。 灌流技術はさまざまな臓器、特に心臓や肝臓へう まく応用されている。一方、哺乳類の脳機能の循 環系に対する依存性が知られているにもかかわら ず、循環系から独立させた灌流脳の研究は他の灌 流臓器に比べて著しく遅れている。灌流脳モデル の作製は古くから試みられ、脳波及び代謝系の応 答など多くの問題が指摘されてきた。我々は灌流 前の全身管理、低体温、バイパスカニュレーショ ンなどの工夫によってそれらを改善した。本稿で はこのモデルの詳細と研究例を示す。この実験モ デルによって高度に分化した脳の組織構築を破壊 することなく、循環系を独立させたインタクトな 脳組織に対して外部より各種条件を制御できるよ うになった。このラット灌流脳モデルは哺乳類の 脳の多彩な機能の分子的基盤を生化学的に解析す るための優れた実験モデルである。

2 実験

2.1 プレパレーション

図1に示したようにあらかじめ頚動脈管以外 の血管を結紮した後で、左右の総頚動脈にバイパ





図1 プレパレーションの模式図 A 右側頚動脈処理 下顎から胸までの部分を腹側から見た様子。点線はバイパス ルート、Y 印は結紮あるいはカニューレ固定場所を示す。左頚動脈も同様に処理する。B 灌流直前のラット。

スカニュレーションを行い、脳への血流が途絶え ないようにする。流出口を確保してから、灌流圧 に注意しながら灌流を開始する。このようにたれ 流しの開放灌流を始めると血液が灌流されないた めに数分で拍動を停止する。流出口にカニュレー ションすると脳を灌流した液を集めることができ る。ポイントはプレパレーション中の出血を極力 減らし、生理食塩水を輸液するなどして血圧を維 持することとへパリンなどの抗凝固剤は必要最小 限にとどめるである。灌流用の人工血液フルオロ カーボン(ミドリ十字)は2ミクロンのフィル ターで濾過し、95%酸素+5%二酸化炭素の混合 ガスでバブリングした好気用灌流液と95%窒素 +5%二酸化炭素の嫌気用灌流液の2種類を用意 し必要に応じて混合する[6]

2.2 光学測定

好気嫌気差スペクトルはファイバー型の分光光 度計(大塚電子 MCPD2000)を用いて好気灌流 時のスペクトルをベースラインとして嫌気灌流時 のスペクトルを記録した。吸光度差の経時変化は フィルター型四波長分光光度計(ユニソク)を用 いて測定した。

2.3 脳波測定

露出した頭蓋骨の頭頂部にくぼみを作り、脳波 計(日電三栄11A92)を用いて銀ボール電極か らバイポーラで記録した。実験装置は図2のよ うに配置した。

3 結果と考察

3.1 灌流脳の評価

図3は灌流脳の好気嫌気差スペクトルである。 散乱系で測定しているので短波長側ではスペクト ルが平坦化しているが、550 nm のチトクローム *c* のピーク、564 nm のチトクローム*b* の肩、605 nm のチトクロームオキシダーゼの酸化還元中心 の一つ heme *a* + *a*₃ のピークが現れ、ミトコンド



図2 ラット灌流脳実験の模式図 心臓が停止したラット脳ではポンプによって灌流液が人工的に循環した。灌流脳の神経活動は脳波によってモニターし、ファイバー型の分光光度計によってチトクロームオキシダーゼの酸化還元状態を連続的に測定した。





リア懸濁液の差スペクトルとよく似ている。チト クロームオキシダーゼのもう一つの酸化還元中心 である CuA に由来する 830 nm のブロードなバ ンドがある。この場合好気状態をベースラインに しているので、酸化型の吸収ピークは逆向きに出 る。このように可視領域はもちろん近赤外領域に も 760 nm のデオキシヘモグロビンの吸収ピーク がなくヘモグロビンの影響は受けていない。従っ て 605-620 nm の吸光度差で heme *a* + *a*₃ が、 780-830 nm の吸光度差で CuA の酸化還元挙動 がモニターできる。*in vitro* のデータからは heme *a* + *a*₃ はミトコンドリアのエネルギー状態 に、CuA は細胞内の酸素濃度に依存することが 分かっている[2]。図4は自発脳波の温度依存性 を示している。30度以下では灌流前と同様の脳 波が現れるが、体温と同じ37度では脳波は平坦 化した。30度では脳波は5時間以上安定してい るが、その後周期の長い徐波が増えてきた。この ようにミトコンドリアの酸化還元状態を光学測定 するのに適した急性実験モデルである[1]。

3.2 チトクロームオキシダーゼの酸化 還元挙動のエネルギー依存性

図5は酸化還元挙動のエネルギー依存性を示 している。好気灌流時、灌流停止後の早い還元 後、遅い還元後、完全還元の四段階で灌流脳を液



図 4 灌流脳の自発脳波とチトクロームオキシダーゼの酸化還元状態の温度依存性 37度では自発脳波は出ないが、 30度では長時間安定していた。



図5 チトクロームオキシダーゼの酸化還元挙動の高エネルギーリン酸化合物濃度とエネルギーチャージに対する関係 A 矢印で示した部分で灌流脳モデルを液体窒素で凍結した。a;コントロール、b;早い還元直後、c;遅い還元 直後、d;完全還元。B4つの時点での高エネルギーリン酸化合物の相対濃度とエネルギーチャージ。

% oxygenated FC43



図6 低酸素で自発脳波が消失した後で発作を起こした例 自発脳波が消失した a の時点で発作薬 PTZ を持続投与した。一過性の興奮 b が観察されたが、平坦脳波 c になった。その後の急性低酸素で heme $a + a_3 \ge CuA$ は一相性 で還元された。

体窒素で凍結させて液体クロマトグラフィーでア ッセイした。PCr が最も早い段階で減少した。 ATP は遅い還元まで大きな変化を示さないが、 完全還元で消失した。それに合わせて AMP は完 全還元で増加した。エネルギーチャージを計算す ると、遅い還元まではかなり維持されていた。従 来のミトコンドリアの研究と合わせて考えると、 この早い相は酸素濃度にのみ依存する heme aの 還元を、遅い相から完全還元まではエネルギーに 依存した heme a3 の還元を表していると考えら れた 31 図 6 は嫌気条件で脳波が消失した後で PTZ を加えたときの heme $a + a_3$ と CuA の酸化 還元状態の測定例である。酸素濃度を低下させて 40%酸素化した灌流液を流すと脳波は平坦化し、 PTZ を加えると一過性の興奮を示すが、再酸素 化しても脳波は回復せずに、heme $a + a_3$ と CuA の酸化還元状態は図5とは対照的に heme *a* + *a*₃ も CuA も一相性で還元された。このことから低 酸素下で神経活動が抑制されているときに、興奮 させたためにミトコンドリアの機能が破綻したこ とが示唆された[1]

3.3 他の灌流モデルとの比較

脳灌流モデルには、本稿で示したように頭蓋骨 に保護された脳へ頚動脈管から人工血液を灌流す る灌流脳モデルと、頭蓋骨から取り出して顕微鏡 下で椎骨動脈ヘカニュレーションし、フルオロカ ーボンのような酸素のキャリアを含まない人工脳 脊髄液を灌流する摘出灌流脳モデルがある[7]。 生化学的研究には血管系を含めて脳の構造を完全 に維持した灌流脳モデルが最適である。自発脳波 を容易に検出できることと流出液を集めることが できるという長所を持つ。一方、摘出灌流脳では 灌流液が白濁しないことから脳への電極の挿入場 所に制限がなく、電気生理的手法を用いる場合に 適している。我々のプレパレーションでフルオロ カーボンを含まない人工脳脊髄液により灌流した ところ、灌流温度は22度と低いが30分程度自発 脳波を記録できた。このモデルでは灌流液が単純 な生理的塩類溶液なので流出液の生化学的アッセ イを容易に行える。フラビン含有モノオキゲナー ゼはアミンを含む外来の異物を酸化する酵素であ る。この酵素は肝臓ではよく調べられているが、 脳のミクロソームでも活性があることが報告され

た。*in vitro* ではなく脳のありのままの活性を測 定するために、このモデルが用いられた。図7 は*in vivo* ではじめて測定された脳丸ごとの酵素 活性である。肝臓より一桁小さいが脳の*in vitro* のデータの7倍以上高い活性であることが分か った[4]

4 今後の展望

4.1 分子生物学

いくつかの転写因子は虚血や低酸素などで誘導 されることが指摘されているが、その機序につい ては不明な点が多く、ヘムタンパクの酸素センサ ーがリン酸化されることで転写因子の活性化が始 まると考えられているが、現在までに明らかにな っている酸素センサーは根粒細菌などの単細胞生 物の燐酸化酵素だけである。酸素濃度を変化させ て、チトクロームオキシダーゼの酸化状態から細 胞内の酸素濃度を知ることで、この酸素センサー の酸素に対する親和性を明らかにすることができ る。

4.2 神経活動の光学測定



図7 ラット灌流脳(A)とラット灌流肝(B)におけ るフラビン含有モノオキシゲナーゼによる Benzydamine の酸化 灌流液の benzydamine 濃度を 5-100 µM の範囲で変えた。データは5回の実験の平均±標準偏 差を示す。

膜電位感受性の蛍光色素で染色することによっ て、脳機能の局在を血液が存在しない状態で神経

5 まとめ

分光学的研究に適した灌流脳モデルを確立し た。バイアビリティを自発脳波で調べると急性実 験に十分な時間の間、安定していた。酸素消費速 度、自発脳波の波形及び発作時の脳波波形は非灌 流ラットのデータとよく一致した。血液へモグロ ビンの影響を受けていないミトコンドリア特有の 好気嫌気差スペクトルが得られた。チトクローム オキシダーゼのヘムの酸化還元挙動は細胞内 ATP バファーである PCr と関連しており、一方 もう一つの酸化還元中心である CuA は ATP と 同様に変化した。このラット灌流脳モデルは哺乳 類の脳の多彩な機能の分子的基盤を生化学的に解 析するための優れた実験モデルである。

[参考文献]

- [1] Y. Nomura, A. Matsunaga and M. Tamura, J. Neurosci. Methods, 82, 135 (1998)
- [2] Y. Nomura, F. Fujii, A. Matsunaga, and M. Tamura, Int. J. Neurosci., 94, 205 (1998)
- [3] A. Matsunaga, Y. Nomura, M. Tamura, S. Kuroda, N. Yoshimura, and J. Nishihira, Am. J. Physiol., 275, C1022 (1998)
- [4] A. Kawaji, M. Isobe, Y. Tochino, E. Takabatake, Y. Chikaoka, Y. Nomura, and M. Tamura,

Biochim. Biophys. Acta, 1425, 41 (1998)

- [5] M. Nemoto, Y. Nomura, C. Sato, M. Tamura, I. Koyanagi, K. Houkin, and H. Abe, J. Cereb. Blood Flow Metabol. 19, 246 (1999)
- [6]田村 守,野村保友「臓器灌流の行い方 生物化
 学実験のてびき 4. 動物・組織実験法」pp 41-57,化学同人1996
- [7] M. Muhlethaler, M. de Curtis, K. Walton and R. Llinas, Eur. J. Neurosci., 5, 915 (1993)

粘菌の非線形ダイナミクスによる情報機能発現

細胞機能素子研究分野 西山宣昭

真正粘菌変形体はアメーバ様単細胞であるが、多様な環境刺激を判断し、それに対応した行動や形態形成を実現する。すなわち、高等動物の感覚器官、脳、運動器官が果たしている機能はすべて、単一の細胞に集約されている。高度の情報処理が、原形質という巨大な非線形化学反応ネットワークのダイナミクスによって実現されている。

1 はじめに

真正粘菌変形体は、多核のアメーバ様単細胞で あり、さまざまな環境刺激に応答して行動する。 ここには、情報統合、判断という"脳"機能がみ られる。自律分散システムとしての原形質におけ る"脳"機能を実現する原理は、高度に構造分化 した脳のそれと果たして同じなのだろうか。本研 究分野は、変形体の情報処理原理を代謝ダイナミ クス、特に結合振動子系の動的性質に基づいて解 明することをめざしている。変形体の行動発現ば かりでなく、環境刺激により誘導される形態形成 にも注目し、研究を進めている。細胞の持つ非線 形ダイナミクスに注目して、総合的に細胞の情報 機能を理解する細胞情報学という新しい学問領域 の確立をめざしている。

2 リズム素子集団としての変形体 と行動発現

変形体の原形質は、数分周期の規則正しい往復 流動を示す。この収縮リズムに伴って、カルシウ ムイオン、NADH、cAMPやATPなどのヌク レオチド類の濃度が時間とともに振動している [1]。アクチン・ミオシンから構成される細胞骨 格系とこの代謝振動系とが有機的に結合し、収縮 リズムが発現している。通常の実験条件下では、 変形体内の各点における収縮リズムは同じ周期を 持つ。また、収縮に伴う原形質厚みの時間的空間 的変動を計測すると、変形体内を位相波が伝播し ている様子が観察できる。さらに、温度など外部 環境を周期的に変動させると、この外部リズムに 変形体の収縮リズムが引き込まれる[1]。これら の実験結果より、変形体は非線形振動子としての 特性を持つリズム素子が互いに結合した動的シス テムと見なすことができる。

変形体が刺激に応答してある方向に移動を始め る場合、その移動方向は位相波の伝播方向に一致 している。したがって、変形体の刺激応答におけ る情報統合、処理は、位相の時空間ダイナミクス のレベルで行われていると考えられる。それで は、変形体はどの程度多様な位相ダイナミクスを 内蔵しているのか? 外部刺激によって位相の時 空間パターンはいかに変化するのだろうか? こ のような問題に対する我々の取り組みを、化学振 動反応系についての結果も交えて以下に述べる。

化学振動反応系の位相ダイナミ クス

化学振動反応を利用して結合振動子系を構築 し、各振動子の位相関係などが詳しく調べられて いる。通常、2~3のCSTR(continuous stirred tank reactor)をポンプなどで連結した系が用い られている。しかし、この方法ではCSTRを多 数結合させることは実験的制約から難しい。以下 に述べるように、反応触媒を吸着させた陽イオン 交換樹脂を振動子として用いることによって、多 数の振動子を容易に結合させることが可能となっ た[2] 振動子集団が大きくなったときに初めて 現われる協同的性質が、生物学的観点から重要で ある。 直径約0.1~0.2 mmの球状の陽イオン交換樹 脂に、典型的な振動反応として知られるBelousov-Zhabotinsky反応の触媒フェロインを吸 着させ、これを臭素酸イオン、マロン酸、硫酸か らなる反応液に浸す。すると、樹脂球面上を周期 的に伝播する位相波が観察できる。樹脂の色は、 赤色から薄青色へ変化したあと再び赤色に戻り、 これが繰り返される。このような樹脂(振動子) を互いに接触、集合させることによって、結合振 動子系を実験的に構築した。図1(a)に示すよう



図1 陽イオン交換樹脂を用いた振動子集団における位相波の伝播2] (a)位相波の伝播方向のスイッチング (b)樹脂集団内の樹脂1と樹脂2の振動;1と2の差から不連続的にスイッ チングが起こっていることがわかる。 に、繰り返し伝播する位相波の方向が不連続的に 変化する現象が観察された。図1(b)は、樹脂1 と樹脂2の振動の様子およびその差を示してい る。図2は、樹脂集団内の特定の樹脂の色の時 間変化を表わしており、樹脂全体が一時的に振動 を停止する状態が繰り返し起こった後、スパイラ ルパターンに変化した場合を示している。このよ うに、位相時空間パターンの2つの状態間を自 発的に遷移する。

2 変形体の位相ダイナミクスと機 能発現

一般に、結合振動子系における位相の時空間パ ターンは、各振動子のダイナミクスと振動子間の 結合強度によって決まる。真正粘菌変形体におけ る各振動子は、アクチン・ミオシン系を介した原 形質流動によって結合している。以下に述べるよ うに、変形体においては、位相の時空間パターン と結合強度との間にフィードバックループが形成 されており、両者は互いに影響を及ぼし合いなが ら時間発展していく。このような結合強度の自律 的変動が、3 で述べた化学振動子系では見られな い、生物における結合振動子系の特性である。

図 3(a)に示すように、シャーレの寒天上で薄 く展開した円形の変形体を、幅dのすきまを残 して2つの領域に分ける。分ける前は、変形体 全体で原形質厚み振動の位相は一致している (in-phase 状態)。dを徐々に小さくしていくと、 ある臨界値以下で2つの領域の位相差が一時的 に180度(anti-phase 状態)になり、互い違いに 振動した[3]。この anti-phase 状態を経て再び



図 2 9 個の樹脂集団で観察された位相の時空間パターンの変化:一時的な振動停止が繰り返される状態から集団上 でスパイラル波が回転する状態への遷称 2]





それぞれの領域内においては、厚み振動は完全に同期している。2つの領域の間の位相差に注目する。

(b)図中の矢印は、すきまを設定した時刻を示す。
 d=15 mmの場合は in-phase 状態が維持されるのに対して、d=6 mmの場合は in-phase 状態から anti-phase 状態への遷移が起こっている。

(c)(b)の結果を、2つの領域の間での位相差の時間変化 で示したもの。

in-phase 状態に戻った。この間、2つのそれぞれ の領域内における位相差はない。図3(b)はd=6 mmとd=15 mmの場合の厚み振動を示してい る。2つの領域の振動は、実線と波線で表わして いる。図3(c)は、2つの領域の間での位相差の 時間変化を示し、d=15 mmの場合は領域分けさ れた後も in-phase 状態が維持されるのに対して、 d=6 mmの場合は約5分後に in-phase 状態から anti-phase 状態に遷移している。anti-phase 状態 では、2つの領域は互い違いに厚み振動し、それ に対応して2つの領域間で原形質流動が交互に 起こる。一方、in-phase 状態では、すきまを通し た原形質流動はほとんど起こらない。d が小さい 場合は、位相パターンがin-phase 状態から antiphase 状態に遷移することによって、すきまを通 した原形質流動を促進し、2つの領域間の相互作 用を強めることによって、変形体の1個体とし てのまとまりが維持される。そして再び、inphase 状態に戻るとともに原形質流動は抑制され る。以上のように、変形体では位相パターンと結 合強度との間にフィードバックループが存在す る。

変形体に対して低温処理したり、赤外光を照射 することにより、過渡的に微小変形体に断片化す る現象(フラグメンテーション)を見い出した [4] 図4に示すように、断片化して生じた微小 変形体は自発的に融合し、再びもとの変形体に戻 る。この現象は、多核の単細胞という変形体の巨 大細胞体制がいかに維持されているかを解明する 上で、有用な実験系である。変形体の各部分が一 つのまとまりとして統合される上で、振動子間の 相互作用が中心的な役割を担っているものと予想 している。変形体の断片化・融合に伴う細胞内情 報過程と振動の消滅・再生の分子機構との関係を 明らかにする。特に、細胞骨格系のダイナミクス に注目するとともに、突然変異体の遺伝解析も同 時に行う予定である。

6 展望

変形体は、外部刺激に応答して、振動子間の結 合強度を変化させることによって、位相の時空間 パターンの生成、崩壊を行っている。代謝振動系 と細胞骨格系との間のフィードバックループによ って位相パターンダイナミクスが制御されている ものと予想している。今後、振動子の分子的実 体、振動子集団の自己組織化の分子機構を明らか にし、細胞における情報処理の基本原理の解明を めざす。



50 μm

図 4 25°Cで培養された変形体を15°Cへ移した場合の形態変化:5時間後に微小変形体へ断片化している。しかし、 15°Cに維持しておくと自発的に融合し、14時間後にはもとの変形体に戻る[4]。

- [参考文献]
- [1] Ueda, T. "Oscillations and Morphogenesis" ed. by L. Rensing, Marcel Dekker, Inc. (1993) 167– 181.
- [2] Nishiyama, N. and Matsuyama, T. J. Chem. Phys. 106 (1997) 3427–3429.
- [3] Nakagaki, T. and Ueda, T. J. Theor. Biol. 179 (1996)261-267.
- [4] Kakiuchi, Y. and Ueda, T. Protoplasma (1998) in press.

上肢の運動機能の補助手段の研究

並列分散処理研究分野 泉 隆

神経筋疾患に罹患すると全身の骨格筋が麻痺するため,自分の意志で動作を行なうことが制限される.このうち筋ジストロフィー者では,肩や肘の機能が衰えてくるが手指は随意に動か すことができる時期がある.彼らが手先作業を行なうときの姿勢を支持し動作を補助する実用 性の高い装置を実現することが強く求められている.本稿では,まず,上肢の関節のうち肘関 節に着目して受動的な装置を設計・試作し関節の屈曲伸展の自由度に対応する機構を検討した 結果について報告する.続いて,患者の残存機能を利用して上肢の姿勢支持によって手先位置 を任意に設定する方法を提案する.

1 はじめに

身体障害者は全国に約300万人おり,そのうち の半数は肢体不自由者である[1].肢体不自由者 は疾患別に見ると,脳血管障害,骨関節・リウマ チ性疾患,脳・脊髄性麻痺,脊髄損傷,進行性筋 萎縮症の順に障害者数が多い.筋萎縮症のひとつ として筋ジストロフィー(以下筋ジス)があり, 全国の患者数は約5000人と推定されている.

筋ジスのうち最も患者数の多い Duchenne 型 では、幼少期から体幹部の骨格筋から麻痺が始ま り、やがて末梢部の筋へと進行する.10歳頃か ら車椅子を使用し始め、それから数年間は手指を 駆使する能力は残るものの、肩・肘などの機能が 衰えるため、手先作業時の姿勢を変えることが困 難になる.この時期の筋ジス者の生活の質を改善 するためには、手指による作業を行ないやすい環 境を整えることが有効であろう.

ここでは,麻痺した上肢の機能を補助する方法 として,外部から肘関節に屈曲伸展の自由度を与 える機構を試作検討した結果を次節に述べる.ま た,筋ジス者に残存する上肢の機能を活かし,手 先作業時の姿勢を支持することで動作の補助を行 なう方法を3節で提案する.

2 肘関節運動の能動的な補助手段

肘関節は屈曲・伸展の1自由度の運動を行な

う.この関節を外部から動力を与えて補助する手 段として,外骨格型の装置を提案した[2].動力 源を組み込む前段階で装置の可動機構の検討を行 なうため受動的な装置を試作した[3].また,試 作装置を健常者に装着して肘関節運動に対する追 随性の評価を行なった[4].本節ではこれらにつ いて述べる.

2.1 試作装置について

装置の可動機構の構成を図1に,試作した装置を装着した様子を図2に示す.肘の屈曲伸展動作を補助するため,上腕と前腕にそれぞれ固定部を設け,それらの間に回転部を設ける形式とした.ここで,装置の備えるべき特徴として以下の点を考慮した.(1)装着時に体と抵触せず邪魔にならない.(2)屈曲時に装置が鋭角に突出しない.(3)屈伸に伴う装置と上肢の間の位置ずれを解消する.(4)小型軽量化を図る.これより,装置の構造として(イ)上肢の外側に装着する形式(ロ)2つの回転子からなる回転部(八)上腕部と前腕部の直動機構と高さ可変機構を採用した.

2.2 試作装置の肘関節運動に対する追 随性の評価

受動装置に設けた可動機構の自由度が十分なも のであるかどうかを評価するため,試作装置を健 常者に装着し,次の2点について検討した.



図1 肘関節補助装置の可動機構



図2 試作装置を装着した様子

(1)肘関節の自由度

装置を上肢に装着したときに肘関節が拘束され てはいけない.数名の被験者に装置を装着し肘関 節の屈伸を行なわせたところ,ほぼ関節可動域の 範囲で動作が可能であった.特に摂食動作などの 日常の手先作業を行なう際の肘関節の屈伸は全く 拘束感なく行なうことができた. (2) 腕と装置の間に働く力の大きさ

装置を上腕と前腕に装着すると,腕と装置から なる閉リンクが構成される.装置の追随性が悪い 場合には,肘関節の屈伸に伴って閉リンク内部に 大きな力が発生し使用者の負担となるが,このよ うな事態は避けなければならない.関節角度と装 置の角度をゴニオメータで,装置と腕の間の力を 6軸センサで測定した.その結果の一例を図3に 示す.装置の質量が300gであるのに対して,前 腕部と上腕部に働く力の大きさは最大でも3Nを 若干上回る程度であり,装置の自重を大幅に上回 る過大な力は発生していない.

これらの結果から,試作した装置は肘関節の屈 曲伸展動作に十分に追随することが示された.

2.3 能動的な補助装置を実現するため の課題

これまでに設計・試作した受動装置の回転部に 可撓性のワイヤを介してトルクを伝達し, 肘関節 を能動的に駆動する機構を目下検討している.手 先で質量のある対象物を持ち上げるような動作を



外部から補助するためには,関節まわりのトルク が作業姿勢に依存することなどを踏まえて,装置 の適切な制御方法を確立する必要がある.また, 筋ジス者が自発的に発揮する残存筋力を計測し, 実時間で関節まわりのトルクの補助を行なう方法 を構築する必要がある.

3 筋ジス者の手先作業姿勢を支持 する補助手段

3.1 筋ジス者の手先作業時の姿勢の特 徴と補助手段について

Duchenne 型筋ジス者は,10~15歳で体幹部を 中心に骨格筋の麻痺が進行し車椅子を常用するよ うになる.上肢では,肩・肘関節を駆動する筋の 機能が衰え手を挙上できなくなる.他方で掌・指 など末梢の関節の機能は残ることが多く,手先に よる動作を行うことが可能である.

このような筋ジス者は,書字・食事などの動作 を行うとき,腕を浮かせて上肢の重量を支えるこ とができないため,前腕を机の縁に載せるという 特徴的な姿勢をとることが多い(図4).この姿 勢は上肢の自重を支持すると同時に,手先と作業 面との間の空間を確保するために有効な代償動作 となっている.また,描画など手先を作業面から



図4 前腕を机の縁に載せる姿勢



図5 手先を高く保つ姿勢

高く離して保持する場合には,作業を行う手とは 反対側の前腕を枕のように置く姿勢をとる(図 5).臨床家によれば,これらの動作姿勢は,筋 ジス者が病状の進行に伴い自ら体得するものであ り,特別な指導によるものではない.

従来から,筋ジス者が入所している施設では, 前節に述べたような外力を麻痺肢に直接加えて動 作を補助する方法はほとんど実施されていない. むしろ,机の高さや車椅子の座面などを調整して 患者に残存する身体機能による作業を行いやすい 姿勢を得る工夫がなされている.ここで,もし患 者の意志に基づいて作業面の高さを任意に調整し て手先作業時の姿勢を最適化することができるな らば,便利であろうと予想される.また,このよ うな姿勢の補助手段は,抜本的な身体機能の改善 には結びつかないものの,比較的に違和感が少な く受け入れやすいものとなろう.

本節では,筋ジス者の手先作業時の姿勢を補助 し,動作を行いやすい肩・肘・手関節角度を作り だす方法を提案する.そして,前腕支持部の高さ を変えて上肢の姿勢を変化させる試みを紹介す る.

3.2 試作装置について

筋ジス者が机上で手先作業を行なうときに前腕 を机の縁に載せる姿勢をとることを念頭に置き, 使用者が自らの意志に基づき机の天板の高さを調 節する機構を試作した.装置の全体を図6に示 す.図7のように車椅子の左右の側面に直動モ ータを備え膝上の作業面天板を約100mm上下 する機構とした.天板は着脱が容易に行なえ,使 用者が車椅子に乗降する際に便利になっている. 天板の上下はボタンスイッチの操作により行なえ る.

3.3 上肢姿勢補助装置の試用

健常者を車椅子に座らせ天板の高さを変えた場 合の姿勢について検討した(図8).手先の高さ は、体幹部の姿勢の変動を利用すると、天板の上 下の最大移動距離(100 mm)よりも大きく (168 mm)上下させることが可能であった.前



図6 手先作業姿勢の補助装置

腕支持部の位置の移動によりさまざまな作業に応 じた手先の高さを実現する上肢の姿勢を作り出せ ることが明らかになった[6].また,天板を上下 に移動するだけでなく前後方向にも動かすとより 作業を行ないやすくなることが示唆された.今 後,本装置の可動自由度を拡張し,臨床的に筋ジ ス者による評価を行なう計画である.

4 むすび

神経筋疾患のうち筋ジストロフィーの患者に着 目し,日常動作における手先作業を補助する方法



図7 作業面の高さ可変機構



図8 手先の高さを上下させる様子

を2種提案した.一つは,麻痺した肘関節に外部から動力を加えて動作を補助する方法で,可動 機構を試作し動作を検証した.もう一つは,麻痺 者の残存機能を十分に引き出すために作業時の姿 勢を補助する方法で,簡単な構造の装置を試作し た.将来は,これらの二つの方法を組み合わせる ことで,作業を行ないやすい姿勢の下で十分な関 節トルクを発揮できる補助手段を構築することが できるであろう.

本研究は,国立療養所八雲病院,北海道八雲養 護学校,クラーク病院リハビリテーション科の協 力の下に行われた.記して感謝する.

[参考文献]

- [1] 総理府編: 障害者白書, 平成9年版(1997).
- [2] 佐久間尚也,森秀一郎,泉 隆,敦賀健志,和 田親宗,井野秀一,伊福部達:信学技報, MBE97-33,59(1997).
- [3] 佐久間尚也,森秀一郎,佐野由明,泉 隆,敦 賀健志,奈良博之,井野秀一,伊福部達,荻生雅 人:信学技報,MBE97-171,91(1998).
- [4] 森秀一郎, 佐久間尚也, 茆原斉明, 泉隆, 敦 賀健志, 奈良博之, 井野秀一, 伊福部達, 荻生雅

人:信学技報,MBE98-38,89(1998).

- [5]泉 隆,佐久間尚也,森 秀一郎,茆原斉明, 荻生雅人,敦賀健志,奈良博之,井野秀一,伊福 部 達:第16回日本ロボット学会学術講演会予稿 集,1P21,611(1998)
- [6] 佐久間尚也,森 秀一郎,茆原斉明,山本 武, 泉 隆,井野秀一,伊福部達:第19回バイオメ カニズム学会学術講演会予稿集,1S103,11 (1998)

蛍光相関分光法による細胞内物質輸送測定法の開発

超分子分光研究分野 金城政孝 自律調節研究分野 内貴 猛

蛍光相関分光法は単一分子レベルの蛍光分子の検出法として,物理化学や生化学,生物物理学の分野で注目されている.この手法はきわめて小さな領域を観察できることから,細胞内の物質の移動や輸送,さらには輸送蛋白との相互作用を細胞内の場所を特定しながら解析できる可能性がある.細胞内で蛍光性蛋白質を発現させた培養細胞を用いて蛍光分子数や拡散速度の変化を検出できるか試みた.in vitroの条件とは異なり拡散速度が細胞内で一様でなく,プローブとした蛍光性蛋白質の周りの環境が複雑であることを示唆した.一方,分子数の変化から外からの刺激に対して蛋白質が細胞質から核へ輸送されることが示唆されたが,個々の細胞により多彩な変化を示した.

はじめに

蛍光相関分光法 (Fluorescence Correlation Spectroscopy,以下 FCS)は溶液中の蛍光分子 のブラウン運動を利用して分子の数と分子の大き さ,または形といった物理量を測定する方法であ る.FCSの基本的概念や理論は20年以上も前に すでに報告されているものの[1-4],実用的に広く 利用できる方法ではなかった.しかしここ数年発 展してきた高感度光学検出系やレーザー技術など の光技術と, また, パーソナルコンピューターを 利用したデジタル解析装置などの発展により FCS は生体高分子の簡便な極微量高感度分析法・検出 法として利用されるようになってきた[5-7]. FCS の基本的な特徴は顕微鏡視野下の極微少領域にお ける平均数個の蛍光分子のブラウン運動に由来す る蛍光発光の「ゆらぎ」を通して,いわゆる均一 溶液に含まれる蛍光分子の濃度や分子間相互作用 を,物理的な分離過程を経ずに,しかもほぼ実時 間でモニターできることである.そのため単一分 子検出法の一つとして数えられている[8].

我々はこれまで *in vitro* における分子検出手法 として FCS を利用してきたが^[9-13], FCS が溶液 中の自由な分子運動を検出していることに特に注 目し,生きたままの細胞内における物質輸送や分 子間相互作用の解析としても利用できないか検討 した.

実験方法

蛍光相関分光法

使用した蛍光相関分光装置のダイヤグラムを図 1a に示す.基本的な構成はレーザー光励起の共 焦点蛍光顕微鏡を試料測定部とし,そこでの蛍光 発光を検出器でとらえた後,デジタル相関器でデ ータの記録と解析を行うようになっている.試料 測定部を模式的に図 2b に示した.励起光である レーザー光は試料溶液のほんの一点に集中され、 かつ共焦点光学系の特性からその一点からの蛍光 発光を検出系でとらえることになる.実際の溶液 中の測定領域は理想的な点ではなく図 1c に示す ような円柱状の領域となり,その大きさは直径が 約 400 nm, 軸長が約 2 µm, 容積としてフェム トリットル (10⁻¹⁵L) の領域になる.この大き さが FCS が対象としている領域であり容積とな る. さて,1M 濃度で1Lの溶液には約6×10²³ 個の分子が存在しているが,フェムトリットル領 域には6×10⁸個の分子が存在し,実際の実験で もよく使われる 10 nM(10⁻⁸ M) 程度の濃度に なるとその領域には平均5,6個の分子が存在す ることになる.ここで FCS の測定領域は溶液中 であり,各蛍光分子はブラウン運動を行ってい る.一定の測定領域における分子の数は常に一定 ではなくある値を中心に変動し「数ゆらぎ」が起



図1 (a) 蛍光相関分光装置の全体の模式図.アルゴンレーザーからの励起光は干渉フィルター(IF), ダイクロイ ックミラー(DM)と対物レンズを介してカバーグラス上の試料溶液に導かれる.蛍光発光はロングパスフィルター (F)を通り, 共焦点上のピンホールで焦点面以外のバックグラウンド光を取り除きアバランシェフォトダイオード 検出計(APD)へと導かれる.(b)試料測定部の模式図.(c)測定領域の拡大模式図.測定領域はここでは半径 w, 軸長 2z で定義される円柱状の領域となる.

きている.さらにこの数ゆらぎに起因して,測定 される蛍光の強度に「強度ゆらぎが」発生するこ とになる.この蛍光強度のゆらぎを解析すること で拡散速度に関する情報と分子の数に関する情報 を得ることができる.このようなランダムなゆら ぎの強度や早さの程度を評価するために,ある時 間 *t* における蛍光強度を *I*(t)とし,その自己相 関関数は,

$$G(\tau) = \frac{I(\tau)I(\tau+\tau)}{I(\tau)^2}$$
(1)

で示される.

図1で示される円柱形の領域における平均分 子数(N)と分子のその領域における平均通過 時間(τ)(平均滞在時間)との関係は下のよう に示されることがわかっている[9].

$$Q(\tau) = 1 + \frac{1}{N} \left(\frac{1}{1 + 4D\tau/w_{xy}^2} \int \frac{1}{1 + 4D\tau/w_z^2} \right)^{1/2}$$
(2)

ここでDは並進拡散定数, w_{xy} , w_z は観測視野の

半径と軸長をそれぞれ示す。

ここで注目してもらいたいことは τ=0 の時, 式 2)は Q(0)=(1/N)+1 となり, y 軸切片の値 の逆数がその領域に存在する分子数を直接示すこ とである.

また分子を球とすると,その半径rと拡散常数 Dの関係はアインシュタイン・ストークスの式 で次のように関係づけられる.

$$D = \frac{\kappa_B T}{6\pi\eta r} \tag{3}$$

 κ_B, T, η はそれぞれボルツマン定数,絶対温度, 及び溶媒の粘性である。

観測される蛍光発光のゆらぎを与えるものはこ こで注目しているブラウン運動(並進拡散)の他 にも,回転拡散や化学平衡によるゆらぎが考えら れるが時間領域が異なる場合が多いのでここでは 深く議論はしない.

測定

グルココルチコイド受容体はステロイドホルモ ンを受容するとホモダイマーを形成し,核内の特 定領域に結合して遺伝子発現の調節をする事が知 られている。グルココルチコイド受容体と蛍光蛋 白質(Green Fluorescence Protein, GFP)の融 合蛋白質(GRGFP)遺伝子を細胞内で発現させ た繊維芽細胞を用いて,細胞外から自由拡散によ リグルココルチコイドの一つであるデキサメサゾ ン(DEX)を加えて刺激を行なった。その時の 観測領域における分子数変化,分子の拡散速度, 並びに分子あたりの蛍光強度を FCS により測定 した.

結果

細胞内で発現した GFP 融合蛋白質量は各細胞 あたり均一ではなく,顕微鏡下の観察では発現量 にかなりのばらつきがあるのが観察された.そこ でまず FCS の測定に最適と思われる蛍光強度の 細胞を選び出し,細胞内の GFP 蛋白質の蛍光相 関関数の測定を行った.細胞内で発現した GRGFP と *in vitro* で測定した GFP の蛍光相関 関数を図2に示した.*in vitro*における GFP の 拡散時間は 0.115 msec と見積もることができた が,一方細胞内の GRGFP の拡散時間はそれよ りもさらに長く1 msec まで遅くなった.



図2(•)細胞中のGRGFP.(○)緩衝液中(25 mM Tris HCl pH 7.8, 1 mM DTT, 1 mM EDTA)のGFP (0.01 mg/ml).相関関数は規格化してある.

次に細胞内に発現した GRGFP に対して DEX による刺激を行った.DEX は拡散により溶液中 から細胞膜を介して細胞質内へ取り込まれるの で,DEX 刺激後 FCS の測定を時間を追って連 続測定を行った.連続測定した DEX 刺激後の拡 散時間の変化,分子数の変化,分子あたりの蛍光 強度の変化の結果を図3に示す.拡散時間は刺 激後も特に変化は見られなかったが(図3a),分 子数の変化は時間とともに減少するのが観察され た(図3b).また,観測領域で測定される蛍光強 度を分子数で割り付けた,いわゆる分子あたりの 蛍光強度の値は時間とともに増加し,刺激前と比 較して約2倍まで上昇したのが観察された(図 3c).

各細胞の GRGFP の発現量が異なることが観察され,従って細胞中に含まれる GRGFP の数 も異なることが当然予想される.次に発現量の異なる細胞での分子数の変化を測定してみた(図 4).細胞内の GRGFP の分子数は刺激後様々に 変化し,増加するもの,減少するもの,さらに振



図3 デキサメサゾン (DEX)を培養液に加えた後 の(a) 拡散速度,(b) 分子数及び,(c) 分子あたり の蛍光強度の変化.


図 4 デキサメサゾン(DEX)を培養液に加えた後の, 様々な細胞における分子数変化の例.

動のような変化をするものが見られた.

考察

FCS は基本的に光学顕微鏡を利用し,直径約 400 nm の領域を観察する事ができる.これは多 くの真核生物の細胞より小さく,従って個々の細 胞を区別して、さらに細胞内の特定の場所を測定 することが可能であることを示している.細胞を 活きたままで FCS 測定を行うためには何らかの 方法で細胞内に蛍光色素を入れなくてはならな い.我々はGRGFP融合蛋白質遺伝子を利用す ることで、細胞に大きな負担をかけないで細胞内 に蛍光色素を導入することができた.細胞内の GRGFP の拡散時間は約1msecであったが,これ は in vitro での GFP 単独での拡散時間より10倍 も遅いのが観察された.GFPの分子量が約30 kDa であり, また GRGFP の分子量が 100 kDa であることや,式(3)を考慮すると,GRGFPが 遅くなった原因を単純に分子量の変化だけで説明

することは困難である.このことはGRGFPの 周りの環境,すなわち細胞内の粘性が通常の溶液 のよりも高いことがその原因であると考える方が 妥当であろう.また,細胞内のGRGFPの拡散 時間を式(2)を拡張した3成分までの解析式で 求めようとしたが,さらに多くの成分が含まれ ていることが示唆された.このことは細胞内の GRGFPの周りの環境が単純でなく,かなり複雑 であることを示している.細胞内の物質の移動や 輸送を調べるためには,分布関数を含めたような 解析方法が今後有効と考えられる.

DEX によりグルココルチコイド受容体は2量 体を形成することが *in vitro* の実験で知られてい る.しかし測定した結果では拡散速度の変化は見 れなかった.このことは FCS で測定される拡散 時間は分子を球としたときのその半径に関係する ことから,2倍程度の分子量の変化では測定にか からないものと考えられる.しかし,観察視野に おける分子数の変化は時間とともに減少し,かつ その時,分子あたりの蛍光強度は増加した.この ことは *in vitro* での測定結果と同じく,GR が細 胞質内で2量体を形成し,その後核の中へ運ば れていくと言う仮説を支持するものと考えられ る.

一方,我々は一つの培養細胞の中でも,実際は GRGFPの発現量に多くの変位があることを観察 した.このことは細胞の中の環境がすべて一様で なく,GRGFPの様々な濃度の違いがあると想像 できる.細胞内の発現量が異なる細胞に対して GRGFPの分子数の変化を調べると,ほとんど統 一的な説明ができないほどに多様であった.この ことはGRGFPが結局外来性の蛋白であり,か つ蛍光性蛋白を含む融合蛋白質が原因であるの か,さらに細胞の個性のような問題であるのかは 今後の課題であろう.

今回 FCS を用いて細胞内の物質の輸送や移動 を観察することが可能であることを示した.今 後,細胞の生理的状態を含めて蛋白質の動きや刺 激に対する反応と密接に関連して調べていくこと が重要と考えられる.

謝辞

GFP 融合 GR 発現細胞は旭川医大第二内科田

し上げます。

[参考文献]

- [1] M. Ehrenberg. and R. Rigler: Chemical Physics. 4(1974)390.
- [2] E. L. Elson. and D. Magde: Biopolymers. 13 (1974)1.
- [3] D. E. Koppel: Physical Review A. 10 (1974) 1938.
- [4] N. Thompson: Fluorescence correlation spectroscopy, J. R. Lakowicz. (Plenum Press, New York and London. 1991) Vol. 1, p. 337.
- [5] M. Eigen. and R. Rigler: Proc Natl Acad Sci USA. 91 (1994) 5740.
- [6] R. Rigler: J Biotechnol. 41 (1995) 177.
- [7] S. Maiti, U. Haupts. and WW Webb: Proc Natl

Acad Sci USA. 94 (1998) 11753.

- [8] R. Rigler, Mets, J. Widengren. and P. Kask: Eur Biophys J. 22 (1993) 169.
- [9] M. Kinjo. and R. Rigler: Nucleic Acids Res. 23 (1995)1795.
- [10] M. Kinjo: Anal Chim Acta. **365** (1998) 43.
- [11] M. Kinjo. and G. Nishimura: Bioimaging. 5 (1997)134.
- [12] G. Nishimura, R. Rigler. and M. Kinjo: Bioimaging. 5 (1997) 129.
- [13] M. Kinjo, G. Nishimura, T. Koyama, Ü Mets. and R. Rigler: Anal Biochem. 260 (1998) 166.

回転走査型二重回折光学系を用いた生体模擬血管内 を流れる物質の濃度分布の測定

自律調節研究分野 和田成生 附属電子計測開発施設 岩井俊昭

回転走査型二重回折光学系で透過光強度の変化を測定することにより,半透明のチューブ内 に生じた物質の濃度分布の変化を計測するシステムを開発した.理論計算では生体血管内で起 こることが予想されるリポ蛋白の流速依存性濃縮現象が,実在流れのもとでも起こり得ること を実証するために,水透過性を有する生体血管を模擬した透析用チューブ内に,ポリスチレン 粒子の懸濁液を灌流するモデル実験において,濃縮により生じるチューブ断面内の粒子濃度の 分布を計測した.その結果,灌流速度が遅いほど,また壁の水透過速度が速いほど,壁近傍の 粒子濃度が高くなることがわかり,実在流れにおいても流速依存性濃縮現象が起こることが実 証された.

1 はじめ

アテローム性動脈硬化症や内膜肥厚などの肥厚 性血管病の発症や進展には流体力学的因子が深く 関与していることが知られているが、そのメカニ ズムについてはまだ十分に解明されていない、狩 野らは,水透過性を有する血管壁において血管内 面を覆う内皮細胞により巨大な蛋白分子の透過が 抑制されていることから,血管内壁面において肥 厚性血管病の原因となるコレステロールを主成分 とする 低密 度 リ ポ 蛋 白 質 (Low Density Lipoproteins, LDL)の濃縮が起こり,血管壁へ の LDL の取り込み量に直接影響を与える壁面上 の LDL 濃度が流速分布に応じて変化すると言う 仮説(流速依存性濃縮現象)を提唱した[1].筆 者らはこの仮説に基づいて,種々の血管形状にお ける LDL の輸送計算を行ったところ,肥厚性血 管病が好発する壁せん断応力が低い領域で局所的 に LDL の壁面濃度が高くなるという結果を得た [2]3].しかし,実際の流れ場において,壁面 の物質濃度が濃縮の度合いによって変化する状況 が存在するか否かについては実証されていない。 そこで、本研究では、回転走査型二重回折光学系 で物体を透過した光の減衰を測定するシステムを

開発し,水透過性を有する生体模擬血管内を流れ る物質の濃度分布の変化を計測した.

2 測定原理および実験方法

2.1 測定原理

半透明の物体に平行光を入射した場合,入射光 強度 I₀ と透過光強度 I との関係は,

I = *I*₀ exp(-*al*) (1) で表される.ここで,*a* は物体の光吸収係数,*l* は光が透過した際に伝播した直線距離である.物 体の横断面内で光吸収係数が分布している場合, 入射光を走査した方向(*x* 軸方向)に投影した光 吸収係数の分布は,式(1)より

$$a(x) = \frac{1}{l(x)} \log \frac{I_0}{l(x)}$$
 (2)

で与えられる.したがって,光吸収係数の分布が 無い場合の透過光強度 *I*(x)と,ある場合の透 過光強度 *I*(x)を測定すれば,物体内で生じた 光吸収係数の変化量の分布を

$$\Delta a(x) = \frac{1}{l(x)} \log \frac{I(x)}{I(x)}$$
(3)

から求めることができる.

次に,物体の断面形状を円形とし,物体の光吸 収係数が軸対称に分布していると仮定する.この とき,半径 r 方向の光吸収係数の分布 a(r)は, 逆 Abel 変換

$$a(r) = -\frac{1}{\pi} \int_{r}^{R} \frac{A(x) dx}{(x^2 - r^2)^{1/2}}$$
(4)

することにより求められる.ここで,Rは円形断 面の半径,A(x) = a(x)(x)であり,A(x)はxに関する一階微分を示す.吸収係数と粒子濃度と の関係を事前に求めておけば,式(4)から変化後 の横断面内の粒子濃度分布を求めることができる.

2.2 実験方法

(1)実験試料 低密度リポ蛋白分子のモデルとし て,直径0.5µmのポリスチレン粒子(日本ゼオ ン(株),UHD1001)を用いた.この粒子を30%の エタノール水溶液で完全に分散させた粒子濃度 20%の原液を,超純水で粒子濃度0.01%に希釈し た懸濁液を作動流体として使用した.また,生体 血管に近い水透過性を有する半径0.33 cm,長さ 23.5 cmの半透明の透析用チューブ(Spectrum Medical Industries, Spectra/Por 7,分画分子 量:50000)を模擬血管として用いた.この透析 膜のポアサイズは十分に小さいので,ここで用い たポリスチレン粒子は全く透過せず,水分のみが 透過する.

(2) 灌流系 ポリスチレン懸濁液を透析用チューブ 内に流すための実験装置の概略を図1に示す. 水を満たして密閉したチャンバ内に透析用チュー ブの両端を固定し、一方を懸濁液を満たしたヘッ ドタンクに,もう一方をリザーバタンクに接続し た.静水圧差を利用して作動流体を灌流させ,そ の流量は流量計(エステック,LF-510)で測定 した.流量の調節はリザーバタンクの位置と抵抗 管の長さをかえることにより行った.また,両タ ンクの上部をエアーコンプレッサに接続して還流 系全体を加圧し、この圧力をニードルバルブで調 節することにより,透析用チューブの水透過速度 を任意の値に設定した、その水透過速度は、壁面 から透過した水量をチャンバに取り付けたメスピ ペットで測定し,チューブの全表面積で除算する ことにより求めた.

(3)光学系 チューブ横断面における光の透過光強度の分布を測定するための光学系を図2に示す. 測定部を挟んで2枚の焦点距離が等しい平凸レンズで二重回折系を構成している.レンズL1の物体焦点を回転中心とする反射ミラーを設置し,レンズL2の像焦点面に試料を透過した光の強度を測定するためのフォトセンサー(浜松ホトニクス,C2719)を配置した.この光学系により,



図1 灌流系実験装置の概略



図2 光学系測定部の概略

He-Ne レーザー (uniphase, 150/P-0) からのレ ーザービームは,回転する平面鏡で方向を変化さ せられ,レンズ L_1 で光軸と平行な方向に進む光 線に変換され,透析用チューブを走査することが できる.測定部を通過した平行ビームは再びレン ズ L_2 で像焦点に収束するビームに変換されるこ とにより,定点で透過光強度を測定することがで きる.

(4) 測定方法 透析用チューブの水透過速度を設定 し,灌流させる流量を十分に大きな値から設定値 に引き下げて実験を開始した.透過光強度の測定 は,透析用チューブの流入部から10.5 cm の位 置で行った.30秒に1回の割合で,測定対象の チューブをはさむ約10 mm の区間をレーザー光 が走査するように,回転式反射ミラーを駆動する ステッピングモータを制御し,透過した光の強度 を500ステップに分割して測定した.フォトセン サーが出力する電圧はAD 変換ボードを介して コンピューターに取り込み記録した.

3 実験結果

3.1 透過光強度の分布

灌流する懸濁液の流量を Q=1.22 cm³/min,透 析用チューブの水透過速度を 3.46 × 10⁻⁶ cm/s と して,透過光強度の分布を10時間にわたって測 定した.図3は,実験開始直後と,10時間後



に測定した透過光強度の分布を示したものである.横軸は透過光に垂直な平面に投影したときの チューブの中心からの距離を表わしており,縦軸 は走査開始点(x=-0.47 cm)におけるそれぞ れの透過光強度で無次元化した値を表示してい る.この図において,両端の透過光強度が高い部 分は,透析チューブの外側の水を透過した光の強 度を表わしている.チューブの中心軸から離れる ほど壁面で反射する光の成分が大きくなり,直進 する光の強度が低下するので,透過光強度はチュ ーブの両端で最小となっている.チューブ内の任 意の位置における透過光強度の時間変化を調べた 結果,透過光強度は時間とともに単調に減衰し, 約6時間で一定値に達していた.したがって, ここに示した10時間後の透過光強度の分布は, 定常な状態に達したときの分布である.

3.2 減衰係数の分布

図3に示した透過光強度の分布の変化から, 式(3)によりチューブ内で変化した減衰係数の分 布を求めた結果を図4に示す.図中,点線はチ ューブの外形を表わしており,チューブの端にい くほど,減衰係数が高くなっていることがわかっ た.この関係を指数関数で最小二乗近似し,得ら れた関数を式(4)に代入して数値積分を行い,半 径方向の減衰係数の変化量を求めた.その結果を 図5に示す.このときチューブの両端における 減衰係数はゼロとした.壁面に近づくほど減衰係 数が高くなっており,濃縮により壁近傍の粒子の 濃度が高くなっていることがわかった.以前に行 った実験で得られた懸濁液の粒子濃度と減衰係数 との関係を用いると,壁近傍の粒子濃度は中央部 の約10倍の濃度となっていることがわかった.

3.3 流速および水透過速度の影響

透析用チューブの水透過速度を一定値 V_w = 3.46×10^{-6} cm/s とし,灌流する流量を Q = 0.60, 0.78, 1.22,および4.20 cm³/min とし た場合の実験開始直後と定常な状態に達したとき との透過光強度の変化から,チューブ断面内にお



いて変化した減衰係数の半径方向の分布を求め た.それを粒子濃度に換算した結果を図6に示 す.また,図7は,灌流する流量を一定値 Q=0.78 cm³/minとし,チューブの水透過速度を V_w=2.30×10⁻⁶および3.46×10⁻⁶ cm/sとした 場合の同様の結果を示したものである.なお,横 軸の半径方向の位置はチューブの半径で無次元化 した値で示している.いずれの場合も壁面に近づ くほど粒子濃度が高くなっており,これらの結果 から,灌流する流量が少なく流速が遅いほど,ま た,チューブの水透過速度が大きいほど,壁近傍 における粒子濃度が高くなることがわかった.す なわち,濃縮の度合いにより壁近傍の物質濃度





響

が変化することが,実際の流れ場においても起こることがわかった.

4 おわりに

回転走査型二重回折光学系で,ポリスチレン粒 子の懸濁液を灌流させた透析用チューブを透過す る光の強度分布を測定し,濃縮により生じたチュ ープ内の粒子濃度分布を計測するシステムを開発 した.これにより,理論計算では生体血管内で起 こることが予想されるリポ蛋白の流速依存性濃縮 現象が,実在流れのもとでも起こり得ることをモ デル実験で実証することができた.今後は,壁近 傍の物質の濃度をより精度良く測定できるように 計測システムを改良していくとともに,局所的に 流れが乱れる場合の濃度分布の測定を行っていく 予定である.

謝辞

本研究は平成9年度電子科学研究所プロジェ クト研究(B)の補助を受けた.また,実験装置 の一部は同研究所技術部で作製して頂いた.ここ に記して感謝する.

- [参考文献]
- [1] 狩野, Deng, X.: 慈恵医大シンポジウム論文集, 35(1993).
- $\left[\ 2 \ \right]$ Wada, S., Karino, T.: Biorheology (in press).

[3] 糀屋 睦,和田成生,狩野 猛:日本機械学会講 演論文集,98-2,179(1998).

薄膜中における有機分子の光吸収、発光の電場効果 ―構造とダイナミクスと光機能物性―

光電子物性研究分野 太田信廣

電子供与性分子(D)と電子受容性分子(A)を異なる層にLB単分子膜として累積し作成 した配向分子系、DとAを各々ポリマーに分散させた系、DとAをメチレン鎖で連結させた 分子をドープした系等、種々の光誘起電子移動反応系に関して光吸収、発光の電場効果を調 べ、励起ダイナミクス(電子移動)構造(電子構造および準位構造)光機能物性(光導電性) の関係を調べた。

光合成系に限らず、生物の視覚系、光走光性運 動、植物成長制御などいずれもその初期過程は光 エネルギーを吸収して生じる分子の電子励起状態 から起こる励起エネルギー移動、電子移動、プロ トン移動反応といった光化学ダイナミクスであ る。これら動的過程の機構を解明することができ るならば、そしてこれらのプロセスを制御する方 法を見い出すことができるならば、それは光と生 体との関係を明らかにする上でも、また光化学反 応の外部制御や光化学反応を利用した光機能材料 の設計、開発を行なう上でも非常に有意義である と考えられる。ところでこれら『光化学ダイナミ クス』は励起分子の分子構造、電子構造および準 位構造といった『構造』一般と密接に関係してい ると考えられる。したがって、電子構造や準位構 造に変化をもたらす電場や磁場を外部より作用さ せた時に生じる光励起ダイナミクスの変化を観測 することにより、また光吸収や発光スペクトルに 対する電場、磁場効果を調べ励起分子の磁気・電 気双極子モーメントや分子分極率を求めることに より、光化学ダイナミクスと励起分子の電気・磁 気特性や電子構造との関係を明かにすることがで きると期待される。またこれらの研究を通じて、 有機光導電性物質、非線形光学材料、有機 EL 発 光素子、光誘起磁性体といった電場や磁場が関係 した『光機能性』材料の設計、開発への指針を得 ることができると期待される。

ここでは、研究結果の一例としてオキサカルボ

シアニン(OCC)とビオローゲン(VIO)をLB 単分子膜として各々異なる層に累積し、図2の ような配向分子膜を作成し蛍光の電場効果を調べ た結果を示す。いずれの色素も脂肪酸(AA/-MA)との混合LB膜として累積されており、両 色素間にアラキン酸単分子膜(AA)を一層スペ ーサーとして挿入してある。この系では光励起さ れたOCCからVIOへ電子移動が起こるため、 VIO存在下では電子移動反応と競合する蛍光過 程の収率が減少しOCC蛍光の消光が観測され る。この系において観測された電場蛍光スペクト



図 1. 光化学ダイナミクスと構造と光機能物性の相 関



図2. 層間光誘起電子移動反応を示す配向分子膜



図 3. VIO 層が有る場合と無い場合に得られた電場蛍光スペクトル(電場の強さは1 MV/cm) 蛍光スペクトルおよびその一次微分。

ルが図3に示してある。電場蛍光スペクトルと は電場を作用させた場合の蛍光強度の変化を励起 波長の関数としてプロットしたものである。図3 には電場の強さの一次に比例した変化量が示して ある。VIOが存在しない場合(VIOの単分子膜 層をアラキン酸の単分子膜層で置換した)の OCCの電場蛍光スペクトルは、蛍光スペクトル の一次微分とほぼ同じ形状を示す。これは発光状 態と基底状態間の電気双極子モーメントが異なる ために、電場によりスペクトルがシフトするいわ ゆるシュタルクシフトによるものである。一方、 VIO へ電子移動が起こる系では、電場蛍光スペ クトルの形状が蛍光スペクトルに似てくる。これ は、電子移動の速度が電場により変化するために 蛍光の収率が変化することを示している。図3 に示した結果は電子移動の方向と電場の向きが図 2の関係において得られたものであり、蛍光強度 が電場により増加し、電子移動の速度が電場によ り減少したことを示している。一方、電場の向き を反転させると蛍光は減少し、電子移動の速度が 増加することがわかった。これらの結果は、自然 界において最も重要かつ基本的な光化学ダイナミ クスである光誘起電子移動反応が外部電場により コントロールできることを示している。

フェムト秒時間分解分光法 (Optical Kerr Effect) による α 水晶の E モード

相転移物性研究分野 佐藤公宣, 辻見裕史, 八木駿郎

Optical Kerr Effect (OKE)の配置でフェムト秒時間分解分光法(波数: $k \sim 0 \text{ cm}^{-1}$)を 用いて α 水晶の 128 cm $^{-1}$ の E モードの実時間領域測定を行った.測定結果はラマン散乱実 験 ($k \sim 10^5 \text{ cm}^{-1}$)の結果と良い一致を示したが,赤外吸収実験($k \sim 0 \text{ cm}^{-1}$)で報告されて いる200°Cから300°Cの温度範囲におけるモードの消失現象は観測されなかった.

I. 序論

超音波素子などの電子材料として広く応用され ている α 水晶(SiO₂)における赤外吸収実験に よれば,室温では明確なピークを持つ128 cm⁻¹ の E モードの吸収線が約200°Cで一度消失し, 約300°Cで再び現れるという極めて奇妙な振る舞 いが報告されている[1].この E モードはラマン 活性でもあるのでラマン散乱実験でも観測される が,その結果は赤外吸収実験とは異なりモードの 消失現象は観測されていない.

赤外吸収とラマン散乱における測定上の違いの 1 つとして,観測しているモードの波数kがあ る.良く知られているように赤外吸収は $k \sim 0$ cm⁻¹,ラマン散乱は $k \sim 10^5$ cm⁻¹程度の波数を 持つモードを観測している.したがって,赤外吸 収実験による E モードの消失現象が,両実験で の観測しているモードの波数の違いに依るものか を明らかにすることを本実験の目的とする.その ために,赤外吸収実験に近い低波数($k \sim 0$ cm⁻¹)のフォノンモードを容易に観測できる Optical Kerr Effect (OKE)[2]配置でフェムト秒時 間分解分光法を用い,室温から350°Cの温度範囲 にわたって 128 cm⁻¹の E モードの実時間領域測 定を行った.

II. OKE 実験システム

OKE の実験システムを図1に示す.光源とし

て再生増幅型のフェムト秒パルスレーザー (パル ス幅:150 fs,波長:800 nm,繰り返し:1 kHz)を用い,その出力光をプリズム (GLP) で2分して pump 光と probe 光とした.まず, pump 光を結晶 (α 水晶)に入射させることによ り,128 cm⁻¹ E モードを強制的に励起した.励 起モードの実時間変化は複屈折の時間変化を引き 起こすので,それを検出するために別途 probe 光を結晶に入射させた.結晶の後方に配置したグ



ラムレーザープリズムを透過する probe 光の強度の時間変化は複屈折の時間変化によって決まる.したがって,透過 probe 光の強度の時間変化が E モードの実時間シグナル *I*(*t*) となる.

III. 測定結果

図2に128 cm⁻¹のEモードの実時間シグナ ルI(t)の温度変化を示す.この結果では明らか に赤外吸収実験で報告された200°Cから300°Cの 温度範囲におけるモードの消失は存在していな い.図3に128 cm⁻¹Eモードの減衰定数と振動 数の温度依存性を示す.この結果から減衰定数と 振動数ともにラマン散乱の測定結果と良い一致を 示している事が明らかとなった.





図3(上)減衰定数 Γ と(下)振動数 ω_0 の温度依存性

IV. まとめ

OKE 配置のフェムト秒時間分解分光法により α 水晶における 128 cm^{-1} のEモード(k~0 cm^{-1})の実時間領域での測定を行った.測定結 果は減衰定数と振動数ともにラマン散乱実験 (k~ 10^5 cm^{-1})の測定と良い一致を示したが, 赤外吸収実験(k~ 0 cm^{-1})に見られるモードの 消失現象は観測されなかった.したがって,赤外 吸収実験におけるモードの消失現象は観測してい るモードの波数の違いによるものではないことが 結論された.

[参考文献]

- [1]松木直子,高井 努,上野純一,阿部浩二,重成 武,和田三男:第50回日本物理学会年会(神奈川 大学)講演概要集第2分冊 p.81
- [2] Marc W. Weffers, Hitoshi Kawashima and Keith A. Nelson: J. Phys. Chem. Solids 57 No. 10, 1425 (1996)

時間分解分光法によるガラス形成物質 D-ソルビトールの超スローダイナミクス

相転移物性研究分野 辻見裕史,小林美加,八木駿郎

弱いガラスの代表的な物質である D-ソルビトール [HOCH₄ CHOH]₄CH₂OH] を試料と して、時間分解分光法により密度揺らぎを直接実時間測定した結果、1 nsec から 5 μ sec の時 間領域で特異な緩和過程の存在を示唆するような実験結果を得た。この緩和過程は引き伸ばさ れた指数関数で良く記述できるが、その緩和時間はガラス転移温度 T_{g} = 266.4 K ではなく、 それよりも 40 K も高温の T = 306 K で異常を示す。

I. 序論

液体をある程度の速さで冷却すると、凝固点で も結晶化せずに準安定状態である過冷却液体状態 になる。さらに冷却するとガラス転移温度 T_g で、過冷却液体状態から非晶のガラス状態へと転 移する。ガラス形成物質は、その過冷却液体状態 における密度揺らぎの緩和 [構造緩和 (α緩和)] を特徴づける緩和時間 τの温度依存性により、強 いガラス (strong glass) から弱いガラス (fragile glass) までに分類される[1]。 ここでは 弱いガラスに着目する。弱いガラスは、シリカガ ラス (SiO₂) に代表される強いガラスとは異な り、単純な活性化過程では解釈できない特異な緩 和ダイナミクスを持つ。例えば、Tgより高い温 度 $T_{\rm B} \sim 1.2 \times T_{\rm g}$ で緩和時間 τ に急激な変化が現 れ、また $T_{\rm B}$ 近傍で別の緩和 (β 緩和)が現れる [2] このような特異な緩和ダイナミクスの理解 に向けて、弱いガラスの研究が世界的に注目され ている。本研究では、弱いガラスの代表的な物質 である D-ソルビトール [HOCH (CHOH) CH2 OH]を試料とし、時間分解分光法により密度揺 らぎを直接実時間測定した結果、ガラス転移温度 Tg=266.4 Kではなく、それより40 K(1.15 × T_{g}) も高い温度で異常を示す新たな緩和過程の 存在を示唆する結果を得たので報告する。

II. 実験方法

試料には、市販の D-ソルビトールを約 380 K で24時間真空乾燥させたものを使用した。ガラ ス転移温度 Tg と融点(凝固点) Tm は示差走査 熱量測定法 (2 K/min) によりそれぞれ 266.4 K, 369 K と決定した。実験方法には時間分解分光法 の1種であるImpulsive Stimulated Thermal Scattering (ISTS) を用いた。この方法は密度ゆ らぎを直接的に実時間測定できることから、ガラ ス転移の研究には極めて有効な実験方法である。 密度揺らぎの励起には、60ピコ秒のパルス幅を 持つ Nd^+ :YLF パルスレーザー (Quantronix 4271: 波長1053 nm)を用いた。レーザー出力 光を2分して試料中で交差させることにより、 光電場の干渉縞を作る。試料は電場のエネルギー を熱として吸収するため、温度の高低の縞(thermal grating)が試料中に形成される。そして熱 膨張により、温度の高い部分は密度が低くなり、 また温度の低い部分は相対的に密度が高くなる結 果、密度の高低の縞すなわち密度揺らぎが励起さ れる。今回は 4.8 μm の波長を持つ密度揺らぎを 励起した。密度揺らぎの実時間測定は、アルゴン レーザー (Spectra-Physics BeamLok 2060:波 長 514.5 nm) を試料中に入射し、密度ゆらぎに よりブラッグ回折されてくるレーザー光強度の時 間変化 I(t)を計測することにより行った。



III. 測定結果と議論

図1は回折光強度I(t)の時間依存性を代表的 な6つの温度で示したものである。特徴的なの は時間原点t=0からのI(t)の立ち上がり時間 である。融点 $T_m = 369$ Kから温度を下げて行く と、立ち上がり時間が徐々に長くなり、約 309 K 近傍で最も長くなる。さらに温度を下げて行く と、立ち上がり時間が徐々に短くなるのが分か る。すなわち緩和時間がガラス転移温度 T_g = 266.4 K ではなく、それよりも 40 K も高い温 度で異常を示すような新しい緩和過程が存在して いるように見える。この緩和過程が緩和時間 τ_R と streching constant β とで特徴づけられる引き 伸ばされた指数関数 exp{-($t/\tau_R \beta$ } で記述でき



ると仮定して、*I(t)*を次式でフィットした[3]。

 $I(t) = [A \exp(-t/\tau_{\rm H}) - B \exp\{-(t/\tau_{\rm R})^{\beta}\}^{\beta}$ ここで A と B とは温度に依存する定数である。 第1項目は緩和時間 TH で特徴づけられる熱緩和 過程を表わす。実験で得られた I(t) は上式で良 くフィットでき、 $\tau_{\rm H}$ 、 β そして $\tau_{\rm R}$ の温度依存性 を得ることができた。温度を下げるにしたがい、 *τ*_Hは*T*_mでの6.6±0.5 μsecから増加し、306 K で最大値 10±0.5 µsec をとり、そしてそこから 減少して T_{g} で 3.5±0.5 μ sec となる。また β の 値は T_m での1.0±0.1から減少し、306 K で最低 値0.3±0.2をとり、そしてそこから再び増加して T_{g} で1.0±0.1となる。一方 $\tau_{\rm R}$ の温度依存性は図 2に示す通りである。この図から明らかなよう に、 $\tau_{\rm R}$ はガラス転移温度 $T_{\rm g}$ = 266.4 K ではなく、 それよりも 40 K も高い温度 306 K(1.15 × T_g) で異常を示す。この結果は、これまで報告されて いる T_{g} で緩和時間が発散する構造緩和 (α 緩和) では解釈できず、新たな緩和過程の存在を示唆し ているように見える。

[参考文献]

- [1] C. A. Angell and D. L. Smith, J. Phys. Chem., 86 (1982)3845.
- [2] G. P. Johari, J. Chem. Phys., 58 (1973) 1766.
- [3] Y. Yang and K. A. Nelson, J. Chem. Phys., 103 (1995)7722.

金属錯体超薄膜の作製と構造・物性評価

有機電子材料研究分野 中村貴義

分子性導体は強相関電子系、低次元電子系として物性物理学の興味深い研究対象である。このような系を、分子組織化技術である Langmuir-Blodgett 法を活用して超薄膜系へ展開することを試みた。両親媒性の金属錯体を出発原料として、1)金属的な電気伝導を与える系を構築した例、2)単成分電気伝導体の超薄膜化を目指した例について、研究の一端を紹介する。

1 はじめに

分子性の導電性物質(分子性導体)は1)低次 元電子系を与えること、2)強相関電子系である こと、したがって3)エキゾチックな電子物性が 期待でき、また4)超伝導転移を達成するのに有 望な物質系であることなどから、多くの注目を集 め、精力的に研究が行われている。分子性導体 は、分子の持つπ(あるいはd)軌道が分子間で (transfer integral で記述される種類の)相互作 用を持ち、その結果バンド形成することで電気伝 導を達成している。従って、バンド構造ひいては 伝導物性は分子間の重なり方に対して非常に敏感 であり、複数の分子からなる超分子構造(結晶構 造)を制御することは、電子機能制御の鍵とな る。

これまでの分子性導体研究は、殆どが単結晶を 研究対象とするものであった。それは、構造-物 性相関がより精密に研究できるためである。一方 で、結晶内で分子配列制御を行うことは必ずしも 容易でない。最近になってようやく単結晶におい ても超分子化学的な考察に基づき、分子配列を制 御する試みが行われるようになり、分子設計に基 づく結晶の電子機能制御を目指す機運が高まりつ つある。

分子性導体の研究目標の一つに、このようなエ キゾチックな電子系を活用した電子デバイスへの 展開がある。そのためには、分子設計に基づく機 能設計を行う一方で、分子性導体の材料化、特に 薄膜化の問題も避けて通ることはできない。この 問題に一つの回答を与えるため、我々の研究室で は分子性導体の薄膜化に取り組んでいる^[1]。こ こではその研究の一端を紹介するとともに、最近 の取り組みについて簡単に触れることとする。

金属 dmit 錯体を用いた金属性 LB 膜

分子性導体は TTF や TCNQ に代表される有 機分子を構成成分とするものと、フタロシアニン のように、(遷移)金属錯体を構成成分とするも のに大別される。ここで取り上げる Au(dmit) はもちろん後者に属するものである。

我々は、超薄膜作成技術としてLangmuir-Blodgett(LB)法を用い、tridecylmethylammonium-Au(dmit)(1)図1、inset)を出発物質と する導電性超薄膜の作製を行った。LB法につい て詳述するスペースはないが、多くの総説が出版 されているのでそちらを参照されたい^[2]。

1 は両親媒性を付与するため長鎖アルキル基を 有しており、溶媒への溶解性を確保するために、 絶縁性の1価塩の状態でLB膜化に供する。マト リックス分子としてアラキジン酸を用いて薄膜を 形成した。得られた膜について、LiCIO4水溶液 中で電気化学的酸化を行い、導電性の超薄膜を得 た。膜の電気伝導度の温度依存性を図1に示す。 室温から金属的な温度依存性を示すが、200K付 近から半導体的な挙動に変化する。しかしなが ら、液体へリウム温度でもかなり高い導電性を示 す。一方、熱起電力の温度依存性は測定範囲内で 金属的である。また AFM 測定の結果から、膜内 にドメイン構造が存在することが判明した。さら



図1. Au(dmit)LB 膜の電気伝導度の温度依存性

に高圧下での電気伝導度の温度依存性をも考慮す ると、膜の導電挙動は以下の式で記述される。

$$R = C_1 T + C_2 \exp\left(\frac{T_1}{T + T_0}\right)$$
 (1)

ここで第1項はドメイン内の金属的な温度依存 性を示す項である。第2項はドメイン間の電気 伝導に関わる項であり、ドメイン間の伝導が、通 常のホッピングやVRHでなく、fluctuation induced tunneling により達成されていることを意 味する。通常、金属(的温度依存性を示す)部分 の導電率は非常に高いため、第1項は無視でき るはずであるが、本系は(強相関電子系であるが 故に)電気伝導度が低く、第1項が無視できな い特殊なケースである^[3]。

3 単成分導電体を用いた導電性 LB 膜

前項で述べた超薄膜は、金属的電気伝導性を有 するものの、導電活性なAu(dmit) 部分のカウ ンターカチオンとして絶縁性で嵩高い長鎖アルキ ルアンモニウム部分を不可避的に含有する。この カウンターカチオンはAu(dmit) バンド内の伝



図 2. 単成分電気伝導体 2 および LB 膜作製のため の出発物質 3

導電子を電気的に中和するために不可欠な存在な のだが、最近になって、金属錯体を用いた単成分 電気伝導体(すなわちカウンターカチオンを含ま ない分子性導体)が開発された。一例を図 χ 2) に示すが、このような単成分電気伝導体が得られ るのは、 π 系を拡大して分子間相互作用(transfer integral)を大きくすることによりバンド幅 が広がるためである。我々は図 χ 3)の分子を用 いて、単成分電気伝導体超薄膜の作製を試みてい る。

中心金属として Au を用いたのは、1 価の Ni 錯体が空気中で極めて不安定なためであり、中性 錯体ではなく前駆体の 1 価塩を用いているのは、 溶解性及び製膜性の向上を得るためである。この 錯体を用いることにより LB 膜の作製が可能であ り、前項と同様に、製膜後電気化学酸化を行うこ とにより、1.2 S/cm の導電率を有する超薄膜が 得られた。現在膜の構造及び電気物性について詳 細に検討中である。

4 結び

エキゾチックな物性を発現する分子性導体の材 料化・デバイス化を念頭に置いて、金属錯体を出 発物質とし、LB法を活用した超薄膜の形成につ いて、研究の一端を紹介した。分子エレクトロニ クスの概念が提出されてから久しいが、本研究が その実現の一助にならんことを願っている。

[参考文献]

- T. Nakamura, in Handbook of Organic Conductive Molecules and Polymers, H. S. Nalwa (ed.), John Wiley & Sons., Chichester (1997), pp. 727–780.
- [2] M. R. Bryce and M. C. Petty, Nature, 374, 771

(1995).

[3] H. Isotalo, J. Paloheimo, Y. F. Miura, R. Azumi, M. Matsumoto and T. Nakamura; Phys. Rev. B, 51, 1809 (1995)

ピラミッド型半導体微小光共振器

光材料研究分野 末宗幾夫,上田章雄,A.アブラメスク

光を三次元的に閉じ込めたフォトニック・ドットを作製できれば,コヒーレントな光出力を 持つ発光ダイオードの実現が期待される。こうした課題に向けての光材料研究分野における取 り組みを紹介する。

1 まえがき

最近画像情報を扱う機会が増えてきているが, 今後さらに動的な画像情報を処理して外界への反応へ迅速にフィードバックするシステムが構築されれば,追随性の良いロボットの実現など超高速 視覚情報処理システムによる新しい応用分野の広がりが期待できる。このような例として例えば, ターゲットトラッキングシステムが研究されている[1]。このような高速の画像処理システムを用いた応用には,基本的に光入力に対する並列情報 処理が必要とされる。このような並列処理には, 自由空間伝搬型のチップ間光インターコネクションと,フォトディテクターと情報処理回路ならびに面発光レーザなどの発光素子を一体化したスマ ートピクセルの実現が必要とされている。

現在こうした並列処理への応用を目指して,面 発光レーザアレイの研究が進められている[2]。 このような面発光半導体レーザのレーザ発振しき い値電流は,多層反射鏡の反射率に大きく依存し ており,99.9%以上の高反射率が必要である。現 在かなり集積化の研究が進みつつあるとはいうも のの,この反射率に対する厳しい条件は,集積規 模が大きくなるにつれて充足するのが困難になる と予想される。またレーザは通常電流制御で動作 させるが,この反射率の揺らぎは発振しきい値電 流の変動をもたらし,集積化された各レーザを同 じ電流で駆動した場合,しきい値電流に近い動作 電流ではレーザ出力のばらつきが大きくなる。

こうした観点では,発光ダイオードは光出力が 電流に比例し,集積化に向けての許容度は大き い。しかし良く知られているように,発光ダイオ ードにはレーザ光のような空間コヒーレンスがな いため,回折限界まで出力光を収束することがで きない。これはチップ間光インターコネクション を行うためには致命的な問題である。それではな ぜ発光ダイオードに空間的コヒーレンスを持たせ ることができないか?それは,発光領域に複数の モードが存在し,これらが時間的にランダムに励 起されているためといえる。従って,発光ダイオ ードといえども,単一モード化できれば空間的な コヒーレンスを持つ光出力が可能なはずである。 このためには3次元的に光を閉じ込めた構造を 持つ発光波長サイズの小さな発光素子を作製する 必要がある。このような単一モードの発光素子が 実現できれば,たとえ発光ダイオードであっても その光出力は空間コヒーレンスを持ち,図1に 示すように適当なレンズ系により波長程度の回折 限界まで収束できるはずである。

2 三次元フォトニック・ドットの 作製

光材料研究分野では以上の展望から,三次元的 に光を閉じ込めた構造,フォトニック・ドットの 作製を試みている。具体的にこのような小さな光 構造を作製する方法として,半導体薄膜の選択成 長の研究を進めている[3]。これは薄膜の成長を 期待する部分を除いて表面をマスクで覆い,マス クのない部分のみに光構造を作製する方法で,い ったん半導体膜を作製した後にエッチングして三 次元構造を作り上げる通常の方法に比べて,表面 が結晶成長過程で自然に形成されるために欠陥の 生成が少ない特徴がある。具体的には(001)結晶



図1 波長程度の微小発光素子が実現されれば,レー ザでなくとも出力光に空間コヒーレンスを持たせるこ とができ,回折限界までまで集束させることができ る。

表面を持つ GaAs 基板を用い,その表面に走査型 電子顕微鏡(SEM)の電子ビームを走査するこ とにより表面にマスクを形成する。通常 SEM の 中は真空度~10⁻⁵ Torr 位であり,真空排気用の 油微粒子が若干残留している。GaAs 表面にこれ ら微粒子が吸着しているときに電子ビームを照射 すると,微粒子が分解され,カーボン系の薄膜が GaAs 表面に堆積することになる。このようなカ ーボン系薄膜はわずか~2 nm の厚さ形成するだ けで,選択成長のよいマスクになる[3]

図2にこのようにして選択成長した ZnS 構造 アレイを示す[4]。 $0.8 \ \mu m \times 0.8 \ \mu m$ の正方形マス ク開口を,その辺が 100 結晶軸方向に向くよう に位置あわせをすると,選択成長した ZnS の側 面は,GaAs 基板の(001)表面から37[®]の角度に向 いた等価な4つの(034)結晶面からなる。これは エジプトのピラミッドをマイクロメータサイズに 小さくした形になっている。図の ZnS ピラミッ ドは 1.8 \ \ m 間隔に作製されている。顕微鏡を用 いた測定系で入射光と反射光に対してオリフィス を挿入し,この表面でプローブする領域を直径 ~2 \ \ m に絞って測定した光学反射特性を図3 に 示す。この場合ほぼ ZnS ピラミッド1 個の反射 特性を測定していることになる。図で観測される



図2 選択成長により作製した ZnS ピラミッドアレ イ。それぞれの底辺は 0.8 µm × 0.8 µm の正方形, 1.8 µm 間隔に作製されている。



図3 一つの ZnS ピラミッドをプローブした場合の 光学反射特性。それぞれのくぼみは,この構造につい て計算した光共振波長とほぼ一致し,共鳴吸収による と考えられる。その共振Q値は165-330程度と見積 もられる。

ようなシャープな構造は, GaAs 基板のみ, さら に~2nm 厚のカーボン膜だけでは観測されない。 図の三角印は, このようなピラミッド構造を等価 な方形構造で近似し,光の共鳴波長を計算したも のである。近似計算ではあるが,観測された反射 率の低下する波長位置をほぼ説明できることがわ かる。従って,これらのディップはZnS ピラミ ッドに三次元的に閉じ込められたモードによる共 鳴吸収として理解できる。言い換えれば,作製さ れたピラミッドが光を三次元的に閉じ込めたフォ トニック・ドットとして機能していることを示し ている。

3 まとめ

今後このようなフォトニック・ドットに共鳴す る発光層を導入すれば,コヒーレントな光出力を 持つ単一モード発光ダイオードの実現が期待でき る。

[参考文献]

- [1] 石川正俊,応用物理,67巻,1号(1998)33.
- [2]小山二三夫,伊賀健一,応用物理,66巻,2号 (1997)117.
- [3] A. Ueta, A. Avramescu, K. Uesugi, I. Suemune, H. Machida and N. Shimoyama, Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 37, No. 3A (1998) pp. L272–L274.
- [4] A. Ueda, A. Avramescu, H. Kumano, K. Uesugi, I. Suemune, H. Machida, and N. Shimoyama, 2nd International Symposium on Blue Laser and Light Emitting Diodes (2nd ISBLLED, September 29– October 2, 1998, Chiba, Japan) Tu-11, pp. 56–59.

MgS/ZnSe 超格子の励起子発光起源の検討

光材料研究分野 熊野英和、末宗幾夫

光物性や発光素子応用を考える場合、特に不均一性の影響を受けやすい系ではその発光の起源を正確に把握することが重要である。本稿では MgS/ZnSe 超格子の励起子発光起源を、顕微反射・顕微フォトルミネッセンス(PL)測定及びその温度依存性、また断面や表面状態の 観察を行い総合的に発光起源の検討を行ったので紹介する。

1. はじめに

光通信・光情報処理などを扱う光エレクトロニ クス分野では、発光波長の短波長化が一つの大き な課題となっている。II-VI族化合物半導体は、 III-V族化合物半導体よりも励起子結合エネルギ ーが大きく、また超格子構造の導入によってさら に励起子結合エネルギー、振動子強度が増大する ことを利用すると、室温でも励起子がレーザー発 振に寄与し、レーザーの高性能化・長寿命化が図 れるなど期待が大きい。一方、強い励起子結合エ ネルギーにより励起子 Bohr 半径は小さくなり、 発光は界面の不均一性の影響を受けやすくなる。 このため、励起子固有の遷移と外因性の揺らぎに よる遷移が重畳し、発光起源が不明瞭になり易 い。そこで、今回は顕微分光法により観測領域を ミクロンオーダーに絞り、空間揺らぎの影響を抑 えて発光起源の検討を行った。

2. 実験

MgS/ZnSe 超格子は GaAs(001)基板上に有機 金属気相成長(MOVPE)法を用いて成長し た^[1]。反射測定の光源としてハロゲンランプを、 PL励起光源としては325 nmのHe-Cdレーザ ーを用いた。顕微反射、顕微 PLの空間分解能は それぞれ~30 µm、3 µm である。

結果と考察

図1にMgS(25Å)/ZnSe(57Å)を18周期成長

した超格子の顕微反射スペクトルの測定点依存性 を示す。実線が実験データであり、~430 nm に 励起子の寄与による構造が明確に現れている。3 本の波線はこの実験データをフィッティングして 得られた励起子吸収である^[2]。最も短波のピー クは高次サブパンド間遷移によると考えられる が、ブロードで室温ではほとんど観測できないた め、以下では長波長側の2つのピークについて 議論を進める。ピーク位置について、計算から求 められたもの(下向き矢印)にほぼ近いものの、 2つの測定点でピーク強度比が大きく異なってい



図1 10 K における MgS(25Å)/ZnSe(57Å)の顕微 反射スペクトル。実線は反射の実験値、波線は実験値 のフィッティングの際仮定された励起子吸収を表す。 また(a)(b)は測定点依存性。

る。また、~30 µm 間隔で試料上を走査した空 間分解顕微反射測定の結果、試料の広範な領域で 4~5 ML の井戸幅の不連続な構造を示唆する結 果を得た。また TEM による断面観測の結果、 MgS 表面は比較的平坦であるが、ZnSe 表面に大 きな揺らぎの存在が見られたため、ZnSe 表面の AFM 観察を行ったところ 4~5 ML の高さ分布 が観察された。これは反射測定により得られた実 験結果と一致する。

以上の結果から、MgS/ZnSe 超格子のヘテロ 界面では、特に ZnSe 表面においてマルチステッ プ状の構造が形成されやすく、マルチステップを 挟んで両側のテラス領域からの励起子遷移が光学 特性に強く寄与していることが明らかとなった。

界面状態の改善は現在検討中であるが、これま でにもほぼ平坦な ZnSe 表面を持つ超格子ができ ている。この試料の場合、AFM 観察から ZnSe 表面は1~2 MLの揺らぎしかない。図2はこの 試料 MgS(17Å)/ZnSe(43Å) における反射及び PL スペクトルである。PL ピークと励起子吸収 ピークのエネルギー差は~6 meV と小さく、計 算による遷移波長とも良く一致している。また励 起子吸収ピーク強度比は、理論的に予測される振 動子強度比 C1-LH1/C1-HH1~1/3 に近い値とな っている。このことから、この試料では原子レベ ルで均一なヘテロ界面が形成されているものと考 えられる。更に、試料温度に対する励起子発光起 源の検討を行った。図3では図2で示した低エ ネルギー側の積分 PL 強度に対する高エネルギー 側の積分 PL 強度の比を温度の逆数に対してプロ ットしたものであり、~100 K を挟んで高温側、 低温側で全く異なる温度依存性を示している。即 ち、低温側では PL 積分強度比は温度に依らずほ ぼ一定であるが、高温ではボルツマン分布に従い 活性化エネルギー 29 meV を与え、C1-HH1、 C1-LH1 励起子遷移エネルギーの差 34 meV と 良く一致している。この結果から低温側では短い 拡散長のためマルチステップ構造を挟んだ二つの テラス領域間での励起子の移動が起こりにくく、 それぞれのテラス領域で独立の遷移が起こってい るため PL 積分強度比 (~0.1) は主に状態数、 即ちテラス面積比を反映している、一方100K 以上の温度では、励起子のテラス間移動が活発に なり、状態数のより大きなテラス領域での



図 2 MgS(17Å)ZnSe(43Å)(20周期)のPL(実 線)、反射(破線)及びそのフィッティングから得ら れる励起子吸収ピーク(一点鎖線)。ヘテロ界面の高 い均一性を反映したスペクトルを示している(本文参 照)。



図3 図2の2つのPL ピークの積分強度の温度依存 性。100K以上で活性化エネルギー29meVが得ら れ、C1-HH1とC1-LH1励起子遷移エネルギー差34 meVに近い。一方、100K以下の領域では強度比は 温度に依存せずほぼ一定値~0.1を示す。これは依然 残る界面の不均一性に基づくものである。

励起子遷移が支配的となり、ここで固有のC1-HH1、C1-LH1励起子遷移が起きている、と解 釈できる。

4. まとめ

今回、顕微分光法を用いて励起子吸収及び発光 の起源を特定した。励起子波動関数の広がりが小

構造観察など多面的な検討が必要となる。

[参考文献]

- [1] I. Suemune, T. Obinata, K. Uesugi. H. Suzuki, H. Kumano, H. Nashiki and J. Nakahara, J. Crystal Growth 170, 480 (1997).
- [2] H. Kumano, H. Nashiki, I. Suemune, M. Arita, T. Obinata, H. Suzuki, K. Uesugi and J. Nakahara, Phys. Rev. B55, 4449 (1997).

最近の研究テーマと成果

量子機能素子研究分野 井上久遠,迫田和彰,山中明生,川俣純

当研究分野の最近の研究テーマといくつかの研究成果について概要を紹介する。

次世代に期待されている,より高度な情報化社 会を築くには,電子に加えて光の果たす役割がま すます重要となる。オプトエレクトロニクスの分 野においても新しい光・電子機能材料,および素 子の開発の社会ニーズは高い。これに対応するた めには,新しい概念の導入による創造的な基盤研 究が不可欠である。当研究分野では,このような 立場から,輻射場の制御,制御された輻射場と物 質との相互作用,並びに量子閉じ込め電子系など の新しい凝縮系の量子効果の解明を中心とした基 礎研究を進めている。前者に関しては,フォトニ ック結晶の開発,ならびにフォトニックバンドギ ャップに伴う種々の新しい物理現象,あるいは光 と物質の相互作用の新しい形態に関する解明研究 を行っている。後者に関しては,III-V,II-VI化 合物半導体の薄膜結晶,量子井戸,さらに I-VII 化合物半導体の量子ドットの量子閉じ込め電子状 態・励起子の解明とその非線形光学特性,および 素子としての応答速度の評価を中心に研究してい る。またそのために,原理的に新しい種々のレー ザー分光手段も開発している。さらに,将来の大 容量メモリー素子として有望な光化学ホールバー ニング現象,特に,非晶質における電子・格子相 互作用の基礎研究を進めている。その他にも,新 しい光周波数変換素子として有望な有機物結晶の 開拓,並びに酸化物超伝導体の超伝導機構や遷移 金属酸化物の構造相転移の起源の解明研究を行 い,一定の成果を上げ,一層の展開を図ってい る。

最近の主な研究テーマ

- 1 半導体量子閉じ込め系の基礎研究
- 1.1 2次元閉じ込め系:量子井戸・超格子
- (1) 2次元閉じ込め系の電子構造

- (2) 励起子の超放射とコヒーレンス
- (3) 2 光子共鳴分光法の開発
- (4) ブリュスター反射分光法の開発
- 1.2 0次元閉じ込め系:量子ドット
 - (1) 電子構造と電子・格子相互作用
 - (2) 量子閉じ込め光学フォノンの観測
- 2 フォトニック結晶と輻射場の制御
- 2.1 実験研究
 - (1) ガラス系2次元結晶の開発
 - (2) ポリマー系2次元結晶の開発
 - (3) 半導体2次元・3次元結晶の開発
 - (4) 新しいタイプのレーザー発振の観測
- 2.2 理論研究
 - (1) 群論による固有モードの対称性の分類
 - (2) 透過およびブラッグ反射スペクトル
 - (3) 光学応答の一般論の構築
 - (4) 群速度異常による増強効果の解析
 - (5) 局在モードの数値解析
- 3 新しい光記録素子開発のための非晶質中の電子・格子相互作用の研究
- 4 新しい光機能性有機結晶の開発
 - (1) 非線形光学素子のための新しい有機材料の開発
 - (2) 有機結晶中の分子配列とC-H...O 水素結合に関する研究
- 5 高温超伝導体とその関連研究
- (1) 電子ラマン散乱による超伝導ギャップの観 測
- (2) 高感度・小型ラマン分光器の開発
- 6 遷移金属酸化物の構造相転移に関する研究

これらのうち,2点について研究成果の概略を 紹介する。まず,大きな2次非線形光学効果を 示す一群の有機材料を開発した(図1)。芳香環



図 1 ビス (ベンジリデン)シクロアルカノンの分子 構造

と共役したケト基は,分子レベルでの2次の光 学的非線形性を高めるのに有利なアクセプター基 として働く。また,折れ曲がった分子形状が,2 次の非線形性発現に必須な対称中心をもたない結 晶構造を高い確率で与える。KTP などの無機材 料よりも大きな非線形光学定数をもつのみなら ず,角度トレランスが大きいなど,応用上も優れ た特性を持つ。

他方,図2は格子定数が0.88 µmの2次元ガ ラス系フォトニック結晶中の蛍光色素によるレー ザー発振スペクトルである。色素の発光ピークに 対応するスペクトル(604 nm)に加えて,バン



図 2 フォトニック結晶のレーザー発振スペクトルの 一例

ド端などの極めて遅い群速度(群速度異常)に起 因すると見られる,フォトニック結晶に特有のス ペクトルが波長 639 nm に観測された。現在,こ のレーザー発振の特性を一層詳しく調べていると ころである。

散逸構造を利用した DNA の マイクロパターニングとその応用

分子認識素子研究分野 沢田石哲郎、下村政嗣 居城邦治、Olaf Karthaus

材料工学における問題点の一つは分子制御された集合体をどう並べてマクロな材料にするか である。我々は、ポリマーのキャストフィルムの中に散逸構造による規則的なストライプパタ ーンが存在することを見いだした。このストライプ構造は DNA をはじめとする生体高分子か らのキャストフィルムにおいても形成することが分かった。DNA からなるマイクロパターン は分子配線、バイオセンシングなど幅広い応用が期待される。

1. はじめに

地球上に生息するあらゆる生命体の内部では、 生体膜・蛋白質・核酸のような分子レベルで配列 が制御されたいわゆるナノスコピックなサイズの 集合体が、なんらかのフォースにより規則正しく 組織化し、細胞、そして組織・表皮といったいわ ゆるメゾスコピックな領域においての集合体を形 作る。これらがさらに組織化して、脳・臓器等と なり、最終的に一個の生体を形成する。

こういった観点から材料工学の分野をとらえて みる。現在までのところ、確かに LB 膜や合成二 分子膜といった超分子化学的手法によりナノスコ ピックな領域での分子配向の制御はなされてきて はいる[1]。しかし、階層構造をもった集合体の 組織化は、材料工学の分野においてはほとんどな されていないといえるだろう。材料工学における 究極の目標のひとつは、分子レベルで配向が制御 された材料を構築することであり、本研究分野に おいて目的とするところである。

ところで、味噌汁の対流により生じるパターン や大気中の雲が作り出す様々な模様など、我々の 周辺にはエネルギーの散逸に伴って形成される高 秩序状態、いわゆる散逸構造が数多く存在してい る。その端的なものが生物であるといえる。我々 はこういった散逸構造を階層構造を持つ集合体の 形成に利用しようと考えた。

ポリマーキャストフィルム中 のストライプパターン形成に ついて

我々はポリマーを有機溶媒からキャストしたフ ィルム中に数百ナノから数十ミクロンに至るメゾ スコピックな領域において、ドットやハニカム、 またはストライプといった規則的な構造が形成さ れることを見いだした[2,3]。とくにポリスチレ ンスルホン酸とジアルキルアンモニウム塩のポリ イオンコンプレックスのクロロホルム溶液を低い 湿度条件下でマイカにキャストすると規則的なス トライプ状のパターンが得られることが分かっ た。

蛍光顕微鏡によるキャストプロセスのその場観 察の結果、このストライプ構造は溶媒蒸発時にお こる対流や界面での濃度ゆらぎなどが複雑に絡み 合って形成される散逸構造によることが明らかと なった。

DNA によるストライプパター ン形成

こういったストライプ状のパターンは生物を形 作る基本成分である生体高分子単独の系によって も調製されることが明らかとなった。例えば、 Fig.1は、ポリペプチドであるポリ-L-グルタミ



Fig. 1 Fluorescence image of cast film consisting of poly-L-glutamic acid

ン酸の希薄水溶液(10 mg/l)から調製されたキャストフィルムの蛍光顕微鏡写真である。カチオン性色素であるアクリジンオレンジにより蛍光染色されているので、一本一本観察されるラインはポリマー由来のものである。溶媒の蒸発方向に平行に、規則的かつ細かいストライプが得られている[4,5]

また、遺伝情報をつかさどる生体高分子である DNA によってもストライプ状のパターンが形成 されることも示されている。Fig. 2 は、DNA と カチオン 性両 親 媒 性 化 合 物 で あ る dimethyldipalmitylammonium bromide とのコンプレック スのクロロホルム溶液からキャストすることによ リ形成されるストライプパターンの共焦点レーザ - 顕微鏡写真である。このストライプもやはり溶 媒の蒸発方向に平行に得られた。原子間力顕微鏡 によりストライプー本のサイズは、幅 500 nm、 厚み2.5 nm となっており、厚みに関しては、 DNA-両親媒性化合物複合体一本の厚みに近いも のであることが示唆された(Fig.3)。また、Fig. 4は、DNA とアルギン酸の混合水溶液をマイカ 基板上にキャストして得られたフィルムの蛍光顕 微鏡写真である。DNA を含む厚み 10 nm 程度の 細いストライプ構造が観察され、水溶液からも DNA からなるストライプ構造が形成されること がわかった。

近年、BartonらはDNAにおける分子内電子 移動の可能性を示唆している[6]。この説に対し て懐疑的な意見も出て来つつあるが、その正否は



Fig. 2 Confocal laser microscope image of cast film consisting of DNA-amphiphile



Fig. 3 AFM image of mesocopic lines consisting of DNA-amphiphile



Fig. 4 Fluorescence image of cast film consisting of DNA/alginic acid

ともかく、このような DNA の持つ種々の性質を 利用し、DNA を新たに機能性材料として用いよ うと試みが近年増えつつある。一方で、Bensimon らは希薄な DNA 水溶液にガラス基板を浸 漬し、引き上げることで DNA 一分子を伸張する ことに成功しており、蛍光 in situ ハイブリダイ ゼーション (FISH)法によるゲノム解析への応 用を検討している[7]。こうした動きの中で今回 示した DNA パターンは、規則的に配列した分子 レベルにより近い device として光機能性材料や DNA センシングへの応用などが考えられ、非常 に注目に値する材料といえる。我々は、既に DNA-両親媒性化合物複合体からなるストライプ におけるラインー本についての電流値を Conducting AFM により測定することにも成功している。

今後の展望としては、これらのラインの中にお ける DNA の分子形態を調べ、さらに、これらに 影響されるであろう導電性等の特性を調べて行こ うと考えている。

[参考文献]

- [1] M. Ahlers, W. Muller, A. Reichert, H. Ringsdorf, J. Venzmer, Angew. Chem. Int. Ed. Engl., 29, 1269 (1990)
- [2] O. Karthaus, K. Ijiro, M. Shimomura, *Chem. Lett.*, 821 (1996)
- [3] N. Maruyama, T. Koito, T. Sawadaishi, O. Karthaus, N. Nishi, S. Tokura, S. Nishimura, M. Shimomura, Mesoscopic pattern formation of nanostructured polymer assemblies, Supramolecular Science, in press
- [4] M. Shimomura, O. Karthaus, N. Maruyama, K.

Ijiro, T. Sawadaishi, S. Tokura and N. Nishi, *Reports on Progress in Polymer Physics in Japan*, **40**, 523 (1997).

- [5] 沢田石哲郎,西 則雄,居城邦治,下村政嗣,第
 47回高分子討論会予稿(1998年9月30日~10月2日)IIIK09
- [6] R. Holmlin, P. Dandliker and J. Barton, Angew. Chem. Int. Ed. Engl., 36, 2714 (1997)
- [7] A. Bensimon, A. Simon, A. Chiffaudel, V. Crouquette, F. Heslot, D. Bensimon, *Science*, 277, 1518 (1997)

近接場顕微鏡用アップコンバージョン 微小球レーザー

光システム計測研究分野 笹木敬司、藤原英樹

ナノメートルオーダーの空間分解能を有するレーザー発振微小球プローブ近接場顕微鏡の原 理と特徴について説明する。また、本顕微鏡システムの開発に不可欠な基礎的技術として希土 類イオンをドープしたガラス微小球の近赤外ポンプ光によるアップコンバージョンレーザー発 振の研究について紹介する。

1. はじめに

従来の光学顕微鏡の空間分解能の限界(回折限 界)を打ち破りナノメートルオーダーの微細構造 が観測可能な近接場光学顕微鏡は、光物理、光化 学、光生物学の研究に新しいフィールドを拓くも のと期待されている。しかし、現在開発されてい る近接場顕微鏡ではプローブの構造や走査制御機 構の制約から十分な光量で高い分解能を得ること ができない。そこで我々は、マイクロメートルオ ーダーの微小球に特有な「光共振現象」を利用し た近接場レーザープローブ顕微鏡を提案してい る^{[1,2}]。

2. レーザー発振微小球プローブ

レーザー発振微小球プローブの概念図を図1 に示す。マイクロメートルサイズの球形微粒子の 中で色素をポンプして光らせると、微粒子の表面 に浅い角度で入射した発光は全反射し、再び同じ 角度で界面に入射するので全反射が繰り返され、 微小球の縁に沿ってぐるぐる回る。一周して位相 が揃う波長の光は共振して場が増強し、誘導放出 を誘起してレーザー発振に至る。微小球共振器の Q値は10⁸にも達する。このレーザー発振微小球 の表面近傍には全反射によるエバネッセント場が 形成するので、ナノメートル微粒子を接着すると 場を散乱し光局在場が発生する。この微小球を光 の放射圧を利用したレーザー操作技術によって非



図1 レーザー発振微小球プローブの概念図.

接触に走査しナノ光源として用いるのがレーザー 発振微小球プローブである^[3,4]。本プローブは、 (1)光ファイバ等の導波路を介さないので高強度の 光局在場が得られる、(2)微小球レーザー発振の非 線形性によりフォトントンネリングの高感度な検 出が可能、(3)微小球共振器レーザーはピコ秒パル ス光の発生が可能であり高速時間分解分光へ応用 可能、といった特徴がある。

アップコンバージョン微小球 レーザー発振

近接場顕微鏡用の微小球レーザーとしては、色 素の退色がなく長時間安定に発振し、またポンプ 光と発振光の波長が十分離れていて試料へのポン プ光の影響がないことが要求される。そこで我々 は、今回新たに希土類イオンをドープしたガラス 微小球を作製し、近赤外光を用いた多光子励起に より可視領域のレーザー発振光を得ることを試み た。ガラス微小球はツリウムイオンを添加したフ ッ化ジルコニウム系ガラス粉末をガスバーナーの 酸化炎の部分で加熱して作製した。種々の作製法 を試みたが、本手法でのみ真球度の高いガラス微 小球を得ることが可能であった。図2はレーザ ー操作用のNd: YAG レーザーの基本波 (1064 nm)を同時にポンプ光として用い、ツリウムを 多光子励起して可視の発光を観測した結果であ る。10時間以上連続発光させても発光強度に変 化はほとんど観られなかった。発光スペクトルを 観測すると、バックグランドの蛍光の上に鋭い発 振ピークが観られた。図3の は、微小球から

の発光(790 nm)の強度を励起光強度に対して 対数プロットした結果である。比較のために、微 小球を作製する前のガラス板の状態で同様の実験 を行った結果を図中に◆で示してある。励起光強 度が低いときには、共に3.0次で発光強度が増加 しており、3光子励起によるアップコンバージョ ン発光であることが示されている。ガラス板の発 光は励起光強度が増加すると次第に飽和するが、 ガラス微小球の発光は励起光約5mWでしきい 値を越えてレーザー発振が誘起されている。

4. おわりに

光ファイバーについては希土類イオンをドープ して可視領域のレーザー発振を誘起した報告はい くつかあるが、ガラス微小球におけるアップコン バージョンレーザー発振に成功したのは、我々の 知る限りこれがはじめてである。既にツリウムイ オンドープガラス微小球における青色領域のレー ザー発振にも成功している。レーザー発振微小球 プローブ顕微鏡システムを構築できれば、ナノ空 間における原子・分子集合系の光物理・光化学現 象の超高速時間分解分光など、微小領域のサイエ ンスへ展開できるものと期待している。



図 2 ツリウムドープガラス微小球の近赤外光励起に よるアップコンバーション発光.



[参考文献]

[1] 笹木敬司:レーザー研究,24,744(1996)

[2] K. Sasaki: Mater. Sci. Eng. B 48, 147 (1997).

[3] K. Sasaki, H. Fujiwara, and H. Masuhara: J. Vac.

Sci. Technol. B 15, 2786 (1997)

[4] K. Sasaki, H. Fujiwara, and H. Masuhara: Appl. Phys. Lett. 70, 2647 (1997).

録音ろう管ネガティブ用光学的音声再生装置の開発

光システム計測研究分野 魚住 純,牛坂 健

世界の民族音楽の貴重な記録が,ろう管に金属メッキを施して作成した金属管の状態でドイ ツに大量に保存されていることが最近明らかになった.この金属管は,触針式の再生法の適用 が原理的に極めて困難であり,音声再生ができない状態にある.このため,ろう管からの音声 再生用に開発されたレーザビーム反射法を改良し,金属管のための音声再生装置を開発した.

1. はじめに

最近,ベルリン国立民族学博物館が,19世紀 末から今世紀初めにかけて録音された約14,000本 の民族音楽に関するコレクションを,ろう管にメ ッキを施して作った金属の「型」の状態で所蔵し ていることが明らかになった.ネガティブあるい はガルバノ(galvano)と呼ばれるこの金属管(以 下,ネガ管と呼ぶ)は,その作成過程で元のろう 管を溶融する.当時はネガ管を鋳型にした複製の 作成が可能であったが,大戦の混乱の故かその複 製技術が失われ,しかも,音声情報は管の内面の 凸状の部分に転写されているために針による再生 は原理的に不可能であることから,これまで音声 再生が不可能な状態にあった.

一方, ろう管からの音声再生を目的に開発され たレーザビーム反射法 1-3]では, ビームによる 凸部のトラッキングも溝と全く同様に行えるため, ネガ管からも音声の再生が可能であると考えられ る.そこで, レーザ光を管の内面に導き, そこか らの反射光を検出するための光学系と, ネガ管の 保持と駆動を行う新しい機械系を導入して, ネガ 管のための光学的音声再生装置を作成した[4].

再生の原理

レーザビーム反射法の原理を図1に示す.ネ ガ管の音声信号は,管内面に山の連なりのような 状態(以下,音峰と呼ぶ)で記録されている.そ こで,音峰の上部に向けてレーザビームを照射す ると,照射点における接平面の傾斜に従ってビー ムの反射方向が変化する.そこで,反射光中の適 当な距離に位置検出素子(PSD, position sensitive device)を置くことにより,接平面の傾きの 情報が検出できる.このとき,2次元のPSDを 使うことにより,x方向の信号として音声情報 が,またy方向の信号として音峰の中心からのビ ームのずれ(トラッキング誤差)の情報が,互い に独立に検出される.この2つの信号を使うこ とにより,ビーム位置を制御しながら音声を再生 する装置を構成することが可能である.

この再生法は非接触方式であるため,貴重なネ ガ管の表面に損傷を与えずに何度でも再生が可能 であるほか,照射するレーザビームの径を変える ことにより再生音の周波数特性が変化する等の特 徴がある[1-3].



図2 光学ヘッドの光学系.



図3 再生装置の構成図.



図4 装置の写真. 左側のボックスが制御ユニット.

3. ネガ管用再生装置

ネガ管用の光学系を図2に示す.光学ヘッド の後端に置いた半導体レーザからの光は,ミラー M_4 , M_3 , M_2 , M_1 およびハーフミラー HM を経由 してレンズ L_1 によってネガ管内面に集光され る.そこから反射したビームは, L_1 , M_1 , HM を 通ってレンズ L_2 によりピンホール P の面に集光 される.ピンホールは,ネガ管の内面での強い乱 反射等の不要な光を除去する役目を果たす.ピン ホールを通過した信号ビームは,PSD によって その照射位置が電気信号に変換される.半導体レ ーザには,最大出力7 mW,波長670 nmの可視 光のものを用いた. L_1 , L_2 の焦点距離はそれぞれ 15 mm, 30 mm で, PSD はピンホールの後方 10 mm の位置とした.このように,小型の素子を用い,照射光学系と検出光学系の素子を一部共有することで,管内に挿入可能な小型の光学ヘッドを実現した.

図3に,駆動ユニットと制御ユニットからな る再生装置全体の構成図を示す.Xステージ上 の保持筒に固定されたネガ管に光学ヘッドを挿入 する.ヘッドの位置はXYZステージで微調整す る.ヘッド内のPSDからの出力は音声信号 V_x とトラッキング誤差信号 V_y に分離され, V_x から は音声が再生される.一方, V_y は不要な高周波 成分を除去した後,その値に比例した周波数のパ ルスに変換され,パルスモータ M_2 を駆動してト ラッキングを保つ.一方,保持筒は,直流モータ M_1 により回転駆動されるが,その回転数をフォ トセンサで検出することにより,パルスモータを 一定速度で駆動することもできるようになってい る.装置全体の写真を図4に示す.

結果と考察

装置の開発に際し,博物館より3本のろう管 を借用した.そのうちの2本は,明治時代の新 演劇俳優川上音二郎の一座の1901年のベルリン 公演の録音で,音二郎の妻・貞奴の琴と演奏者不 明の三味線であった.再生音は大変明瞭であり, 特に三味線の再生音が最も良好であった.ただ し,音割れや雑音などの問題点もあり,音質の改 善や取扱の簡素化のための光学系の自動焦点機構 などの検討も必要と思われる.

良好な音声が得られた理由として,ネガ管がろ う管の保存を目的に作られており,録音後ほとん ど針を落とさずに処理された点が挙げられる.し たがって,ベルリン国立民族学博物館に眠る膨大 な数のネガ管からは,いずれも良好な音が得られ る可能性が高く,本装置の活躍が期待される.

[参考文献]

- [1]伊福部達,朝倉利光,川嶋稔夫,日本音響学会誌 40,167(1984).
- [2] 朝倉利光,岩井俊昭,川嶋稔夫, O plus E 66, 64 (1985)
- [3] T. Iwai, T. Asakura, T. Ifukube, and T. Kawashima, Appl. Opt. 25, 597 (1986).
- [4] 魚住 純, 牛坂 健, 伊福部達, 日本音響学会誌 54, 443 (1998).

音楽家の聴覚野活動の脳磁界解析

量子計測研究分野 平田恵啓、栗城真也

絶対音感を有する音楽家12名にピアノの音 C4(262 Hz)、C6(1056 Hz)と純音(520 Hz) ノイズバーストを左右いずれかの耳に呈示し、反対側からそれぞれの音に対する N1m を選択 的に加算平均した。特別な音楽的訓練を受けていない健常者でも同様の記録を行った。その結 果、絶対音感保持者のノイズバーストの活動源は他の音に比べ、後方に推定された。また、左 側頭の活動源は健常者に比べ、後方に位置した。これは、音楽的な訓練による聴覚皮質の可塑 性を反映していると考えられる。

1. はじめに

幼少期からピアノ等の楽器による音楽的訓練を 受けると、絶対音感と呼ばれる能力が高い割合で 体得される。この能力を持つ者は特定の周波数の 音が脳に記憶され、楽譜に記された音を声に出し たり、聞いた音の音名を予備情報なしに言い当て ることができる。MRIを用いて脳の左右側頭平 面の面積比を調べた研究によると、絶対音感を有 する音楽家はこの能力を有しない者に比べ有意に 左側頭平面が大きい^[1]。本研究では、この解剖 学的な違いが聴覚野の機能面にも反映されている と仮定し、数種類の音刺激を用いてその脳磁界応 答を計測・評価した。

2. 実験方法

刺激音はピアノ音からサンプリングした C4、 C6、E6 とピアノ音の包絡線を参考にして作成し た純音(C5p)とノイズバースト(NB)を用い た。刺激継続時間を300ms、音圧を60dB SPL、繰り返し間隔を1.35-1.65sとした。ピア ノ音の基本周波数はそれぞれ263,1057,1324 Hz であり、純音の周波数はピアノ音 C5 と同じ520 Hz、NB は音刺激呈示用のインサートホンの通 過帯域(0.2-4 kHz)でパワースペクトラムは平 坦であった。

被験者は絶対音感を有し、大学で楽器を専攻し ている学生12名(男1名、女11名、20-22歳) (AP)と、音楽的訓練を受けていない大学生11 名(女、19-22歳)(NAP)である。絶対音感の 程度には個人差があるが、本実験では被験者に対 して50個のピアノ音の書取テストを行い、その 正答率が90%以上のものをAPとした。被験者 は、アンケート形式の利き手検査を行い、全員右 利きであることを確認した。実験は odd ball 課 題とし、被験者にはおよそ10回に一度聞こえる E6 を数えるように教示した。

脳磁界計測には北大電子科学研究所で開発した 19チャネル二次微分型 SQUID 磁束計² を用い た。被験者の右または左の耳にインサートホンで 刺激を与え、刺激耳と反対の側頭部から聴覚誘発 脳磁界を記録した。記録時間はトリガ前 300 ms からトリガ後 400 ms の 700 ms とし、512 Hz で サンプリングした。各刺激音について300回(E6 は120回)、計1320回のデータを記録し、測定後、 刺激音ごとの選択的加算平均及び、ローパスフィ ルタ(20 Hz)で処理した。個々の被験者の同一 半球で測定したデータ2回分を用い、潜時約100 msの応答 (N1m)の RMS ピーク潜時付近での 信号源推定を行った。そして推定信号源が作る計 算磁界と観測磁界から計算される評価値(GOF) が90%以上の等価電流双極子を採用した。活動 源の解析は E6 を除く 4 つの刺激音の応答につい て行った。

3. 結果と考察

全被験者でピアノ音と純音に対する N1m が観 測されたが、一部の被験者は NB で明確な双極 子性を示さなかった。N1m のピーク潜時は最高 音の C6 で約 85 ms と統計的に有意に短かった。 また、NB に対する N1m の振幅は他の刺激に比 べて小さく、同様の傾向は AP と NAP の両側頭 で観察された。

図1にAPの右側頭から得られたN1mから推 定されたECDのモーメント値を示す。NBのモ ーメント値は各グループの半球内で他の音よりも 小さかった(P<0.03:AP左側頭のC5pとC4、 NAP右側頭のC5pを除く)。

図2はN1mの推定結果をグループと刺激音別 に平均し脳の水平断面に投影したものである。こ こで座標系は左右の耳孔前点を結ぶ直線の中点を 原点とし、原点から鼻根点方向を x 軸の正方向、 y 軸を x 軸に対して垂直にとり、左耳方向を正方 向とした。AP では左右の側頭で NB の信号源は 他の音に比べ約6mm 後方に推定された。Kuriki らは摩擦音で始まる音/ka/に誘発される N1m は 母音/a/に対する N1m に比べ左側頭で後方に位置 することを報告しているが³¹、NBにも多くの高 周波成分が含まれており、AP は日常的に音楽に 触れていることでノイズに対する感度が上がった 結果なのかもしれない。一方、C4, C5p, C6 につ いては明確なトノトピーは観測されなかった。こ れはそれぞれ音の基本周波数は異なるものの、ピ アノ音に含まれる高調波成に対する応答が重畳し ているためと思われる。

左右の推定位置を比較するとNAPではほぼ x 座標が同じであるのに対し、APでは左側頭で聴 覚野の活動位置の中心が約7mm後方に推定さ れた。この結果はAPで解剖学的に左側頭平面が 発達している事実¹¹に対応すると考えられる。



図 1 AP の右側頭で観測された N1m から推定され た等価電流双極子のモーメント



図 2 AP と NAP の N1m 推定結果の平均位置(左右 の耳孔前点を結ぶ線を x = 0 mm とした。括弧の数字 は左右の側頭のデータ数を示す)

Pantev らは音楽的訓練を早期に始めるほど刺激に用いたピアノ音に対する応答が大きくなる傾向があると指摘しているが^[4]、今回観測された 左側頭の N1m の後方への移動も脳の発達段階で 高頻度に与えられた楽音刺激に対する可塑性の結 果であるのかもしれない。

[参考文献]

- [1] Schlaug G, Jäncke L, Huang Y, Steinmetz H, Science, 267: 699 (1995)
- [2] Hirata Y, Kuriki S, IEICE Trans. Electron., E79– C, 9: 1213 (1996)
- [3] Kuriki S, Murase M, Exp. Brain Res., 77: 127

(1989)

[4] Pantev C, Oostenveld R, Engelien A, Ross B, Robert L E, and Hoke M, 392 (6678) 811, Nature, (1998)

血管内皮細胞の物質取り込みにおよぼす流れの影響

自律調節研究分野 内貴 猛,坂井友幸,狩野 猛

低密度リポ蛋白の血管壁への取り込みにおよぼす流れの影響を明らかにするため,培養血管 内皮細胞単層へ取り込まれる蛍光微粒子量におよぼす流れの影響について調べた.その結果, 微粒子の取り込みには,微粒子の流速依存性濃縮現象とせん断応力の変化に依存した細胞内小 胞輸送能の変化が影響をおよぼすことがわかった.

1. はじめに

動脈硬化症は,動脈壁内にリポ蛋白(コレステ ロール)が過剰に蓄積して起こる病変であり,そ の発症や進展に血液の流体力学的因子(特に低壁 せん断応力)が深く関与していることが指摘され ている.しかし,なぜ壁せん断応力の低い部位に リポ蛋白が蓄積しやすく,動脈硬化病変が好発す るのかはまだ明らかになっていない、リポ蛋白の 取り込みに及ぼす流れの影響としては,我々が提 唱している流速依存性濃縮現象(1-3)により血管内 壁近傍においてリポ蛋白の濃度が増大または減少 することと,血流により負荷されるせん断応力が 内皮細胞への刺激となって細胞内の小胞輸送能が 変化することが考えられる,そこで本研究では, 血管内皮のモデルとして培養血管内皮細胞単層 を、リポ蛋白のモデルとして蛍光微粒子を用いて 流れの実験を行い,内皮細胞の小胞輸送による粒 子の取り込みおよび流速依存性濃縮現象により起 こる粒子の取り込みにおよぼすせん断応力の影響 について検討を行った.

記料及び方法

せん断応力のみの影響を調べた実験では,ウシ 大動脈由来内皮細胞(BAEC)を直径35 mmの 水透過性のない培養皿に播種培養したものを,濃 縮現象による影響を調べた実験では,直径23 mmの水透過性のある多孔質フィルタ(pore size 0.4 μm)に播種培養したものを使用した.

せん断応力のみの影響を調べた実験では,細胞

単層より 0.5 mm 隔てた位置に直径 32 mm の円 板を配置し, これを一定速度で回転させることに より細胞にせん断応力を負荷した.濃縮現象を加 味した実験では,細胞単層を幅 40 mm,高さ 0.5 mm のアクリル製平行平板型流路の一部になるよ うに装着し,十分に発達した定常流によるせん断 応力を負荷した.実験は,いずれの場合にも装置 全体を恒温装置内に収容し,37°Cに保って行っ た.

ウシ胎児血清を体積濃度で20%になるように 加えた細胞培養液(RPMI 1640)に,リポ蛋白 のモデルとして直径がリポ蛋白と同程度の 0.019 µm の蛍光ポリスチレン粒子(FluoSpheres[®], Molecular Probes, Inc.)を濃度が約 4 × 10¹³ 個 /m*l*(固形率0.015%)になるように混入したもの を灌流液として使用した.

せん断応力の影響のみを調べた実験では,流れ の実験終了後,内皮細胞を界面活性剤(Triton-X100)で溶解し,その溶解液の蛍光強度を蛍光 分光光度計で測定することにより細胞内に取り込 まれた蛍光微粒子の量を求めた.濃縮現象を加味 した実験では,落射蛍光顕微鏡で細胞単層表面を 細胞単層に対して垂直な方向から観察し,その中 心(x=0mm),上流(x=-7mm),下流 (x=7mm)の三カ所において直径約2mmの円 領域内における細胞単層の蛍光強度を顕微測光装 置で測定した.その得られた蛍光強度の値を,内 皮細胞のない上流側の部位(x=-20mm)にお ける蛍光強度により基準化し,さらに,最初の灌 流条件における値で全ての値を基準化することに より流れおよび水透過速度の影響を評価した.

結果及び考察

Fig. 1 は,内皮細胞単層に回転円板によるせん 断流れを2時間負荷し,内皮細胞の小胞輸送の みによる粒子の取り込みを調べた結果を示したも のである.これより,内皮細胞による粒子の取り 込みがせん断応力の負荷により一時的に増加する ことがわかった.これは,細胞の食作用 (phagocytosis)がせん断応力の増大によって活 性化されることを示すものであるが,24時間せ ん断応力を負荷した後に,さらに2時間流れの 実験を行い,せん断応力を負荷した場合には,粒 子の取込量が減少し,せん断応力を負荷しない場 合の値に近づくことから,細胞の小胞輸送能が, せん断応力の変化に追従して一時的にのみ変化す る可能性のあることが示唆された.

内皮細胞単層に水透過性を付与し,流速依存性 濃縮現象を加味した実験の結果はFig.2に示し たようになり,内皮細胞単層上の3箇所におけ る蛍光強度は,壁せん断速度(流速)に依存して 変化した.これは,壁せん断速度の大きさにより 蛍光微粒子の濃縮量が変化することを示すもので あり,その濃縮の程度は,壁せん断速度が0 sec⁻¹の時に最も高くなることを示している.ま た,壁せん断速度を0 sec⁻¹に設定した前後に同 じせん断条件下で測定して得られた蛍光強度の差



Fig. 1 The effect of the duration of exposure to shear flow on the amount of fluorescent microsphere uptaken by BAEC monolayer in 2 hours.



Fig. 2 The effect of wall shear rate on the amount of fluorescent microsphere accumulated on and uptaken by the BAEC monolayer.

から算出した内皮細胞単層に取り込まれた蛍光微 粒子の量も,壁せん断速度に依存していることが わかった.以上の結果より,血管内皮細胞による 微粒子の取り込みには,血管内皮の水透過性に起 因する巨大分子の流速依存性濃縮現象と,せん断 応力の変化に依存した小胞輸送能の一時的な変化 が影響をおよぼすことが明らかになった.

4. おわりに

本研究で得られた結果は,二次流れや再循環流 の形成などにより流れが局所的に遅くなり,壁せ ん断応力が非常に小さくなっている血管分岐部の 外側壁や彎曲部の内側壁に沿って,動脈硬化が好 発するというこれまでの研究結果を良く説明でき る重要な資料であり,動脈硬化の局在化が血管内 壁表面上におけるリポ蛋白の流速依存性濃縮現象 によるものであるという我々の仮説を強く支持す るものである.

謝辞

本研究の一部は, 文部省科学研究費補助金奨励 研究(A)No. 10780523および電子科学研究所プ ロジェクト研究研究費により行われたことを記し 謝意を表す.

[参考文献]

- [1] Karino, T., Deng, X.: 脈管学, 30, 710(1990)
- [2] Karino, T., Deng, X., Naiki, T.: ASME BED 29, 13 (1995).
- [3] 狩野 猛,和田成生,内貴 猛:電子科学研究 4, 22(1996).

ニューロン・グリア共培養系における グリア型グルタミン酸輸送機構阻害時の グルタミン酸神経毒性

適応制御研究分野 佐藤秀臣、齋藤宗孝、河原剛一 北海道大学大学院獣医学研究科生理学教室 葉原芳昭

グルタミン酸(Glu)は神経伝達物質であるにも関わらず、非生理的な高濃度では神経毒性 を有する。一方生理的条件下では、ニューロンやグリアに存在している Glu 輸送機構によっ て細胞外の Glu は極めて低い濃度に保たれている。本研究では、神経細胞死におけるニュー ロン・グリア間相互作用の機能的意義の解明を目的とし、グリア型 Glu 輸送機構を阻害した 状態で生理的な濃度の Glu を細胞外に負荷したところ、神経細胞内カルシウム濃度の持続的 上昇及び神経細胞死が引き起こされた。このことは、グリア型 Glu 輸送機構が潜在的な Glu 神経毒性とカルシウムホメオスタシスの崩壊からニューロンを防御する役割を果たしているこ とを示唆している。

1. はじめに

脳はエネルギー消費の大きな器官の一つである にも関わらず、脳を構成している主要な細胞であ る神経細胞はエネルギー貯蔵が他の細胞と比較し て非常に少ない。脳へのエネルギー供給は脳内に 張り巡らされた血管内を血液が絶えず灌流するこ とによって行われている。従って、たとえ一時的 にでもくも膜下出血や脳腫瘍などにより脳の血管 が閉塞し、血流が低下することによって神経細胞 ではエネルギーが枯渇して神経細胞死が引き起こ され、結果として脳組織は破壊されてしまう。こ のような病態を脳虚血というが、脳虚血部分では 神経伝達物質の中でもグルタミン酸(Glu)の細 胞外濃度の特異的上昇が生ずる^[1]。また、Glu は 神経伝達物質であるにも関わらず非生理的な高濃 度では神経毒性を有することが知られている[2]。 従って、脳虚血によって起こる神経細胞死には、 細胞外 Glu の濃度上昇が関与していると推定さ れる。

細胞外 Glu の濃度上昇から神経細胞死へと至るカスケードの詳細な解析は、whole animal を

実験対象とした研究ではきわめて困難であるた め、これまでも培養系を用いた研究が精力的に行 われてきた。しかし、従来の培養系を用いた Glu 神経毒性に関する研究の多くは、Glu 負荷による ニューロン以外の細胞からの間接的な影響を避け るために、ニューロンのみの培養系を対象として いた^[3]。一方、*in vivo* でのニューロンは多くの グリアに取り囲まれており、両者の間には何らか の相互作用が働いていると考えられる。そこで本 研究では、ニューロン・グリア共培養系を構築 し、細胞外 Glu 濃度上昇によって引き起こされ る神経細胞死について再検討することにした。特 に、グリア型 Glu 輸送機構を阻害した際の生理 的な濃度での Glu 神経毒性を解析することから、 ニューロン・グリア間相互作用の機能的意義を推 定した。

2. 実験方法^{4,5,6}]

ウィスター系妊娠ラットから胎生17日目の胎 児を取り出した後、大脳皮質部分を切り出して細 片化し、タンパク質分解酵素処理によって細胞を 単離し、培地 (Dulbecco's Modified Eagle Medium: Ham's F12 Medium : 牛胎児血清 = 8 : 1 : 1) に浮遊させ細胞懸濁液を得た。あらかじめ細胞接 着因子 (Laminin, Poly-L-Lysine)でコーティン グした培養皿に、密度 1.0×10^5 cells/cm² で細胞 懸濁液を分注し、 $37 \circ C$ 、 $5\% CO_2 + 95\%$ Air の条 件下で14日間培養した。この状態での培養皿は グリアのみが培養皿底面に単層培養される(1次 培養)ので、さらに同様の方法により単離した細 胞を密度 1.5×10^5 cells/cm² で培養皿に分注し、 グリアの上に 2 次培養した。培地交換は 1 次、2 次培養共に 2~3 日置きにならし培地を用いて行 った。この様にして得られた培養系がニューロン ・グリア共培養系であることを、免疫組織化学的 手法を用いて確認した。

細胞外への Glu 負荷は培養皿内の溶液を Glu 含有緩衝液 (Earl's Balanced Salt Solution, EBSS)に全量置換することによって行った。2 次培養12~14日目の培養皿の溶液を 1 or 5 μ M の Glu 含有 EBSS に30分間置換した後、EBSS で細胞表面の薬物を洗い流し、通常の培地に戻し た。 Glu 負荷終了から24時間後、Bisbenzimide と Propidium Iodide で二重染色し位相差像と共 に写真撮影した。ニューロンとグリアの形態的特 徴を基に、 Glu 負荷前の位相差像と負荷終了24時 間後の位相差像、二重染色像から Glu 負荷後24 時間のニューロン生存率を算出した。培養液の置 換を Glu 不含 EBSS にして同様の操作を行い、 これを対照群 (Control)とした。

次に、グリア型グルタミン酸輸送機構(GLT-1)を特異的に阻害する薬品、Dihydrokainic Acid (DHK, 100 μ M)をあらかじめニューロン ・グリア共培養系に加え、上記同様に細胞外 Glu 濃度を上昇させ(1 or 5 μ M)、負荷後24時間の ニューロン生存率を求めた。そして、そのときに 見られた神経毒性が Glu 受容体の中でも、細胞 内カルシウム濃度上昇に関与している NMDA 型 受容体を介したものであるか否かを明らかにする ために、NMDA 型受容体に選択的な阻害剤、2-Amino-5-Phosphonopentanoic Acid (AP5)を DHK と同時に濃度 100 μ M で培養系に加えてか ら、細胞外 Glu 負荷(5 μ M)を行い、負荷後24 時間のニューロン生存率を求めた。

3. 結果

薬物を負荷してから24時間後のニューロン生 存率を Fig. 1 に示す。生理的な濃度の Glu をニ ューロン・グリア共培養系に対して負荷しても、 生存率は Control (97.9%±1.86(n=5)) と比較 してほとんど減少しなかった (Glu (1 μ M): 94.6%±1.48(n=4), Glu (5 μ M): 94.5%±3.85 (n=5))。しかし、あらかじめ培養系にグリア型 Glu 輸送機構の阻害剤、DHK を加えておき Glu を負荷すると、ニューロンの生存率は有意に減少 した (Glu (1 μ M)+DHK: 91.4%±4.57(n=4), Glu (5 μ M)+DHK: 81.8%±13.9(n=4))。更 に、DHK と同時に選択的 NMDA 型受容体阻害 剤、AP5 を加えておき Glu を負荷すると、ニュ ーロンはほとんど細胞死を起こさなかった (Glu (5 μ M)+DHK+AP5: 94.8%±3.65(n=5))。

4. 考察

非生理的な高濃度の Glu 負荷による神経細胞 死は、Glu 受容体のうち NMDA 型受容体が賦活 されることによる細胞内へのカルシウム流入が引 き金となって起こる、ニューロンのカルシウムホ メオスタシス崩壊に起因していると推定され た^[7,8]。本研究におけるグリア型 Glu 輸送機構阻 害による Glu 神経毒性においても細胞死への



Fig. 1 Survival rate of neurons at 24 hours after administrations of chemical compounds to neuron-glia co-cultures. Glu: loading of glutamic acid at the concentration indicated in brackets, + DHK: pre-loading of dihydrokainic acid, + AP5: pre-loading of 2-amino-5-phosphonopentanoic acid. (Mean \pm SD, *: P<0.05 vs Control)
NMDA 型受容体の関与が示唆された (Fig. 1)。 また、生理的な濃度の Glu 負荷ではニューロン 内カルシウム濃度は負荷中にのみ一過性に上昇し たのに対して、輸送機構阻害時の Glu 負荷では ニューロン内カルシウム濃度が Glu 負荷では ニューロン内カルシウム濃度が Glu 負荷後も持 続的に上昇する現象が観察された^[9]。従って、 グリア型 Glu 輸送機構阻害による神経細胞死は、 非生理的な高濃度の Glu 負荷による神経細胞死 と同様、ニューロンのカルシウムホメオスタシス の崩壊が原因となっている可能性が高いと考えら れる。

従来多用されてきた、ニューロンのみの培養系

ではグリア型 Glu 輸送機構は全く存在しない。 従って、ニューロンのみの培養系に対する生理的 な濃度の Glu 負荷は、我々のグリア型 Glu 輸送 機構阻害時の実験と同じ Glu 負荷条件であると 考えられる。よって、ニューロンのみの培養系で は *in vivo* において本来毒性を示すことのない濃 度の Glu でも神経毒性を有すると推測される。

以上の結果から、グリア型 Glu 輸送機構 (GLT-1)は、潜在的な Glu の毒性とニューロン のカルシウムホメオスタシスの崩壊からニューロ ンを防御する役割を果たしていることが示唆され た。

[参考文献]

- [1] Benveniste H., Drejer J., Schousboe A., Diemer N. H.: J. Neurochem. 43, 1369 (1984)
- [2] Choi D. W.: J. Neurosci. 7, 369 (1987)
- [3] Amin N., Pearce B.: Neurochem. Internat. 30, 271 (1997)
- [4] Muramoto K., Kobayashi K., Nakanishi S., Matsuda Y., Kuroda Y.: Proc. Japan Acad. 64B, 319 (1988)
- [5] Dichter M. A.: Brain Res. 149, 279 (1978)
- [6] Conde G. B., Sinues P. E., Arrazola S. M.,

Comunas G. F., Calatayud M. V.: Histol. Histopathol. 4, 217 (1989)

- [7] 堀 淳二、佐藤秀臣、古林与志安、長嶋和郎、葉 原芳昭、河原剛一:信学技報 MBE97(154),79 (1998)
- [8] 佐藤秀臣、堀 淳二、葉原芳昭、河原剛一:信学 技報 MBE98(27),7(1998)
- [9] Sato H., Hori J., Saito M., Habara Y., Kawahara K.: Neurosci. Res. Suppl. 22, S136 (1998)

単離心筋培養系における拍動リズムのゆらぎと 非線形振動子間相互作用

適応制御研究分野 山内芳子,佐藤泰雅,中村孝夫,河原剛一

複数の培養心筋細胞が結合した細胞集塊の拍動リズムゆらぎと細胞間相互作用との関連を解 明することを目的として,心筋細胞間の電気的な結合を薬理的に遮断した結果,拍動周期の変 動係数が有意に増加した.また,個々の心筋細胞の拍動リズムをBVP振動子を用いてモデル 化したシミュレーションにおいて,振動子間の結合強度を増加させると振動周期の変動係数が ある強度でピークを持ち,その後急激に減少する傾向が認められた.これらの結果は,心筋細 胞拍動リズムが電気的相互作用の強化により安定することを示唆している.

1. はじめに

生体の様々なリズム現象にはゆらぎが存在する ことが明らかにされ,近年その機能的意味が注目 されている.特に心臓の拍動リズムゆらぎについ ては,臨床的な面からもその数理的特徴や発生起 源についての研究が多くなされている.しかし, 体液性及び神経支配による影響等を取り除いた心 臓自体の拍動リズムゆらぎ特性に関する研究は少 ない.

一方,新生ラットや鶏胚の単離・培養した心筋 細胞が自律的な拍動を示すことが知られており, その拍動リズムは,数理的には非線形振動子とし ての特徴を持つと考えられている^[1].これまで 我々は,心筋細胞培養系を非線形振動子間相互作 用と心臓の拍動リズムゆらぎとの関連を解明する 最も単純化したモデルとしてとらえ,非侵襲的手 法で拍動リズムゆらぎの静的及び動的特性の解析 を行ってきた^[2].その結果,培養日数の増加に 伴い細胞間の機械的・電気的結合が強化されると 共に拍動リズムゆらぎが減少することを明らかに した.

本研究では,心筋細胞培養系における拍動リズ ムの安定性に対する細胞間相互作用の影響を検討 するために,薬理的に電気的透過性を遮断する事 による拍動リズムゆらぎの変化を解析した.ま た,個々の心筋細胞の拍動リズムを非線形振動子 の一つである BVP 振動子でモデル化し,複数の BVP 振動子を結合させることにより,心筋細胞 間相互作用の拍動リズムに対する影響をシミュレ ーションにより検討した.

2. 実験方法

生後 1-3 日目の新生ラットの心室部分を切り 出し,タンパク質分解酵素により結合組織を分解 して心筋細胞を単離した.培養皿表面での細胞密 度を約 3.5 × 10⁴ cells/cm² とし,37°C, CO₂ 5%, air 95%の条件で培養を行った^[3].

自発的な拍動を開始した培養系に対して,細胞 間に形成された細孔 (gap junction)によりもた らされる電気的透過性を阻害するために,100 μ M の12-doxyl stearic acid (DSA)⁴を培養液中 に負荷した.

心筋細胞の拍動リズムを評価するために,培養 皿を倒立顕微鏡下に置き,CCDカメラを通して 拍動している細胞をVTR で録画した後,コンピ ュータ上で拍動に伴う画素濃度の変化を求め,こ れを拍動時系列とした^[2].この時系列データの ピーク間隔より平均拍動周期およびその変動係数 を求め,拍動リズムのゆらぎを評価した.

心筋細胞の拍動リズムを模擬する非線形振動子 として BVP 振動子を用いた^[5]. BVP 振動子は2 変数(x,y)からなる非線形常微分方程式で表さ れ,xは興奮性細胞の膜電位を,yは不応性を表 す変数である.本研究では,複数の心筋細胞が電 気的に結合した系をモデル化するために,全ての BVP振動子が相互に拡散結合する系を考えた.

> $dx_i/dt = c(y_i + x_i - x_i^3/3) + \Sigma D_j(x_j - x_i)$ $dy_i/dt = -(x_i - a_i + b_iy_i)/c_i$

ここで、パラメータ a_i , b_i は各振動子で共通と し、 c_i のみが振動子毎に異なる値をとるようにす ることで振動子毎に異なる周期を持たせた.さら に、実験系で得られる拍動リズムのゆらぎを振動 子に持たせるために、パラメータ c_i に乱数を加 えた($c_i = c_{0i} + c_{1i} \times n(t)$,n(t)は疑似乱数).拡 散係数 D_{ji} (gap junction によるコンダクタンス に相当する)は、簡単化のために全ての細胞間で 一様($D_{ji} \equiv D$)で、時間的にも変化しないものと した.これらをRunge-Kutta 法で計算し、各振 動子から得られたx(t)より振動周期を計測し、 平均値及び変動係数の拡散係数に対する変化を解 析した.

結果及び考察

3.1 細胞間の電気的透過性阻害による 拍動リズムゆらぎの変化

Fig.1は,DSA 負荷前,負荷中,洗い流し後 の心筋細胞拍動周期の変動係数を示している.心 筋細胞拍動周期の変動係数は,DSA の負荷によ り有意に増加した(Fig.1, CNT vs DSA,p< 0.005).また,DSA を洗い流した後は,変動係 数はほぼ負荷前の数値に戻った.以上の結果は, 電気的結合による細胞間相互作用が,心筋細胞拍 動リズムの安定化に大きく寄与していることを示 唆している.一方,電気的な結合を遮断しても細 胞同士の接着による機械的な結合は残っており, 隣接した心筋細胞の収縮に伴う伸展刺激による外 乱が拍動リズムゆらぎを大きくしている可能性が ある.従って今後,機械的結合に伴うゆらぎの変 化についても検討を行う必要があると考えられ る.

3.2 BVP 振動子によるシミュレーショ ン

Fig. 2は,拡散係数を変化させたときの平均振



Fig. 1 Coefficient of variations of beat-to-beat intervals before (CNT) and during (DSA) loading of 12-doxyl stearic acid (100μ M), and after washout (WO). *p<0.005, n = 18.



Fig. 2 Changes of mean interval(A) and coefficient of variation(B) in interacted BVP oscillators against coupling strength(D).

動周期とその変動係数を振動子数が5個の場合 について示している.結合強度がD=0.00-0.03 では,各振動子ともに平均値,変動係数ともほと んど固有の振動からの変化は見られなかった.振 動周期はD=0.03 - 0.05から急激な変化がおこ り,その後各振動子ともほぼ同じ値に収束し (Fig. 2, A),振動子間の相互引き込みが起こっ たことを示している.

一方,振動周期の変動係数は(Fig. 2, B), D=0.02-0.03で増加し始め,D=0.04-0.05で ピークを持ち,さらに拡散係数が増加して振動子 間に引き込みが起こると,変動係数は急激に減少 する傾向が認められた. 以上の結果は,我々が明らかにした培養日数に 伴う心筋細胞拍動リズムの変動係数の変化^[2] (培養開始3-5日目にかけて一過性に増加し,そ の後減少した)と同様の経過を示している.従 って,心筋細胞拍動周期ゆらぎの培養日数に伴っ た変化は,固有のゆらぎを持った非線形振動子間 の結合強度の変化でほぼ再現できることが示唆さ れた.

[参考文献]

- [1] Glass L, Guevara MR, Shrier A, Perez R, Physica D, 7: 89 (1983).
- [2]山内芳子,原田明彦,中村孝夫,河原剛一,第11
 回生体・生理工学シンポジウム論文集,113
 (1996)
- [3] Orita H, Fukasawa M, Hirooka S, et al., Jpn Circ J, 57: 912 (1993).
- [4] Burt JM, Am J Physiol, 256: C913 (1989).
- [5] Nomura T, Sato S, Doi S, Segundo JP, Stiber MD, Biol Cybern, 69: 429 (1993).

粉体分離のシミュレーション

情報数理研究分野 柳田達雄、小林 亮、上田肇一

粉粒体はサイズ、質量、表面の材質などの違いにより分離することが知られている [1,2,3,4]。その典型的な例として、円筒中の2種の粉体が回転によって分離するという現象 がある [5,6,7]。その分離の過程は、まず径方向にコア状に分離 (radial segregation)して、 その後、回転軸方向の分離 (axial segregation)によってバンド状にパターンが形成される (図1)。この分離の径方向から軸方向への変化は大山 [5]によってはじめて発見された現象 である。さらに回転を続けると、隣接するバンドの合体によりパターンの粗視化がおこる。

この系の粉体分離のメカニズムとしては(1)各粒 子の安息角の違いより表層で分離が引き起こされ ている説(2)表層ではなく内部での粒子の移動によ って起こっているという説があり、現在でも様々 な議論が行われている。 この現象を理解するための第一原理的アプロー チとして、粒子シミュレーションが考えられるが 粒子数が膨大であるため現実的に難しい。また、 仮に実行可能となったとしても(数値)実験的側 面が強く、分離の物理的要因を調べるには適さな





図1:回転円筒内での砂とガラスビーズの分離実験

左上:初期のグラスビーズと砂の一様混合状態。右上:回転数秒後の径方向分離。全体がグラスビーズで覆われ砂の 芯が中にある。左下:軸方向の分離によりバンド状のパターンが形成される。右下:時間発展とともに隣接するバン ドと合体し粗視化する。



図2:セル・オートマトンモデルによる粉体分離パターン 左上:分離初期段階に現れる径方向分離。短い時間スケールで内側に摩擦係数が大きな粒子が集まりサンドウッチ構 造が現れる。右上:径方向分離(サンドウッチ構造)が不安定化し軸方向分離が始まり最終的にバンド構造が現れる。 左下:このバンド構造は時間とともに粗視化する。右下:摩擦係数パラメータが異なると不完全な軸方向分離が現 れ、実験と一致する。

い。そこで、我々はセルラ・オートマトン(CA) を用いたモデル化を行なっている。このモデルは 表層での配位変化のみを考慮しており粉体内部で の粒子の移動はない。それにも関わらず分離の3 過程を定性的に再現することに成功している(図 2)[8]。ただ、この結果から、安息角の違いによ って粉体分離が生じていると言う事は安易に結論 できない。言える事は、少なくとも表層のみの配 位変化だけで粉体分離が可能であると言う事であ る。現状では研究者各々が異なる状況において実 験された結果(材質、充填率など)から分離のメ カニズムを議論しているが、メカニズム(例え ば、表層での配位変化が重要か、それとも内部で の変移が重要かは)がパラメータによって変化す る可能性もある。

このように、粉粒体のからむ現象のモデリング は一般に難しいが、その難しさは粒子が中間的な スケールを持つことに主に起因している。実際、 あるときには流体のようにふるまったり、あると きには粒子性が顔を出したりするのである。そこ で我々は上記のセルラオートマトンモデルだけで なく、偏微分方程式モデルや粒子モデル等使える ものは総動員して、この現象を理解しようと試み ている。実験 粒子モデル CA モデル 偏微分 方程式モデル 数理解析からなる階層的モデリン グは粉粒体のようなミクロとマクロ、連続性と離 散性が絡み合った複雑な系の理解に必要なコンセ プトであると我々は考えている。

最後に、粉粒体にナビエ・ストークス方程式の ような決定版的モデルがないのは一見困ったこと のようであるが、モデルを作る立場からすればむ しろ幸せなことであるとも言える。実際、いろい ろとモデルを自分で工夫する余地があって非常に おもしろいのである。

[参考文献]

- J. C. Williams. The segregation of particulate materials. a review. *Powder Technol*, 15: 245–251, 1976.
- [2] D. S. Parsons. Particle segregation in fine powders by trapping as simulation of jostling during transportation. *Powder Technol*, 13: 245–277, 1976.
- [3] A. Rosato K. J. Strandburg and R. H. Swendsen. Why the brasil nuts are on tops: Size segregation of particulate matter by shaking. *Phys. Rev. Lett.*, 58: 1038–1040, 1987.
- [4] J. B. Knight H. M. Jaeger and S. R. Nagel. Vibration-induced size segregation in granular media: The convection connection. *Phys. Rev. Lett.*, 70: 3278–3731, 1993.

- [5] Y. Oyama. The motion of binary particle horizontally rotating tube. Bull. Inst. Phys. Chem. Res. Jpn. Rep., 18: 600-639, 1939. (in Japanese).
- [6] M. B. Donald and B. Roseman. Mechanisms in a horizontal drum mixer. *British Chem. Eng.*, 7: 749–753, 1962.
- [7] B. Roseman and M. B. Donald. Effects of varying the operating conditions on a horizontal drum mixer. *British Chem. Eng.*, 7: 823–827, 1962.
- [8] T. Yanagita K. Ueda, R. Kobayashi. Segregation of granular materials in a rotating tube. In *Statistical Physics: Experiments, Theories and Computer Simulations*, page 141. World Scientific Pub., 1998.

昆虫の神経系は熱雑音をも利用して 感度を上げている

神経情報研究分野 下澤楯夫、村上 準

コオロギの気流感覚器の機械設計を測り、閾値で感覚細胞に渡る機械エネルギーを推定する と、常温の分子運動エネルギー *k*T に近く、感度はフォトン1個を検出できる視細胞の100倍 である。この機械受容器は自分自身の分子の熱擾乱運動にも反応するため発火パルス列は揺ら ぐが、中枢は熱雑音の無相関性を利用してさらに微弱な外部信号を検出できる。

コオロギやゴキブリの腹部後端の尾葉には、太 さ1~10 µm、長さ30~1500 µmの細長い毛が 数百本、突き出ている(図1A、B)。根元には感 覚細胞があり、毛が気流で傾くと、基部が感覚細 胞の先端に機械的な圧しつぶし歪みをかける。感 覚細胞は機械歪みに反応して神経パルスを中枢へ 送る(図1C)。多数の感覚細胞から送られた神経 パルス列は、中枢で介在神経によるシナプス統合 を受けて外界の気流情報となり、最終的には捕食 者からの逃避などの行動を起こす。気流感覚を発 達させた動物は、視覚に頼ることなしに、近くで 動く物を検出できる。

 気流感覚器のエネルギー感度 の測定

レーザドプラ速度計を用いて刺激気流の速度と 感覚毛の接線速度を測り、感覚毛の気流-角変位



図 1. コオロギの尾葉(A、矢印)と気流感覚毛(B)。スケール:100 µm、a-e:長さの異なる感覚毛。C:気流からの粘性力を受けて毛が傾くと、感覚細胞は神経パルス列を中枢へ送る。

の機械的動特性を求めた [1]。感覚毛は 1 mm/s の気流で約 10⁻³ rad 揺れるバンドパス特性を示 した。最適周波数は感覚毛の長さにほぼ逆比例 し、長さ 30~1500 µm の気流感覚毛全体として は、10~500 Hz の周波数帯域をカバーする感覚 器アレイであった。流速 0.1~100 mm/s 程度の 気流に対する Reynolds 数は高々 10⁻² で、粘性 力で駆動される機械系である。

気流感覚毛は、根元をバネで支えられた倒立振 子で、運動方程式

 $I \cdot d^2 (t \ y) dt^2 + R \cdot d(t \ y) dt + S \cdot (t \ t) = N(t)$ に従う。I は感覚毛の慣性モーメント、S は毛を 支えるバネの強さ、R はその内部抵抗、N(t) は 気流が粘性力で感覚毛を引き倒すトルクである。 いま、角変位 (t) を実測したから、トルク N(t) を与えればI, R, S、つまり感覚毛の機械 設計が分かる [1–5]。

感覚毛に働く力は Stokes(1851)[6] で求め た。元々は、空気の粘性が振子の周期に与える効 果を評価するための、慣性項のない Navier-Stokes 方程式の厳密線形解である。当時は世界 各地で重力加速度を振子の周期の精密測定で決め ており、空気の粘性の影響を補正する必要があっ た。粘性流体中を、正弦波速度で横切る円柱に働 く力が、単位長さ当たりの機械インピーダンスと して与えられている。

床面の近くには、流体が床表面に粘りつき、あ まり動かない境界層が出来る。境界層の厚みは周 波数の - 1/2 乗に比例し、低い周波数の流れは短 い感覚毛に届かない [6]。この境界層効果と実 測した $\ell(t)$ から、ある高さにおける感覚毛と気 流の相対速度を求め、その部分の感覚毛の機械イ ンピーダンスを掛けて、単位長さ当たりの力に直 す。感覚毛の全長にわたってトルクを積算すれば N(t)を得る。1本の感覚毛につき、約15通りの 周波数のそれぞれで $\pi/4$ 離れた2つの時刻の N(t)を算出して運動方程式へ代入した20~30個 の連立方程式から、最小自乗法で3つの未知数 I, R, Sを求めた。

測定された *I、R、S* は、感覚毛の長さときれ いな関係を示した(図2)。*I* は感覚毛の形から幾 何学的に決まる値と良く合い、*S* も微小な錘の重 カトルクを利用した静的測定と合っていた。内部 抵抗 *R* は初めて測定されたもので予想外に大き く、その値と長さ依存性は Stokes の機械インピ ーダンスの実部で決まる気流--感覚毛間の粘性摩 擦抵抗の値に近かった。すなわち、気流から感覚 細胞までの機械系はインピーダンス整合してお り、気流から感覚細胞への最大パワー供給が実現 されている。つまり、内部抵抗 *R* は単なる摩擦 抵抗ではなく、感覚細胞による機械エネルギーの 吸収と生化学的エネルギーへの変換が機械抵抗に 見えている。

気流感覚毛の流速-変位特性と閾値流速から閾 値角変位 θ_0 を決定した。閾値角変位は、周波数 に関わらず、1000 μ mの長い毛で約4×10⁻⁵



図 2. 気流感覚毛の機械パラメータ。横軸:感覚毛の長さ、白丸と実線:慣性モーメント、黒丸と破線:毛を支え るバネの強さ、三角と点線:感覚毛を支える内部抵抗

rad、100 μ m の短い毛で約 4×10^{-4} rad であった。 $\theta_0 \ge R$ から、抵抗Rで1周期に消費される機械エネルギー、つまり感覚細胞に渡されるエネルギーの上限を推定したところ、常温(300 K)のkT(4×10^{-21} J)に近かった(図3)。

視細胞は可視光のフォトン1個(約3×10⁻¹⁹ J)を検出できる最高感度に進化した生物センサ だと考えられてきた。しかし、この気流感覚器は フォトンの1/100のエネルギーを検出できる。昆 虫の気流感覚器は、常温で動作するセンサとして 究極の感度を実現している。恐らく、我々の聴覚 器を含めて、フォトンのように巨大なエネルギー 量子を持たない機械受容器、化学受容器、イオン チャネルなどはすべて、進化を通した感度向上の 結果、熱雑音に直面している。

感覚細胞の発火揺らぎと感度 向上

神経細胞のような閾値発火素子を雑音にさらす と、雑音のエネルギーを借りたランダムなサンプ リングが起こる。さらに雑音の無相関性を利用す れば、閾値以下の信号を検出できる[7-8]

気流感覚細胞の活動を細胞内記録し、気流への 応答パルス列を調べた。刺激気流として、閾値以 下の正弦波(60 Hz)を与えても細胞はパルス列 を発射しないが、閾値程度の白色ガウス雑音 (GWN、帯域500 Hz)を共存させると不規則な 欠落をともなうパルス列で応答する。そのパワー スペクトル密度を求めると、正弦波信号の周波数 にピークがあり、パルス列に信号成分が含まれて いた。周りの雑音レベルからのピークの高さ (S/N比)は、共存させた雑音の大きさとともに 高くなり、最大に達した後再び雑音に埋れるよう になった(図4)。つまり、コオロギの気流感覚 器は、雑音が無ければ検出できない閾値以下の微 弱な信号を、外部雑音の助けを借りて検出できる ことがわかる。この現象は Stochastic Resonance (SR)と呼ばれている[9-10]

ついで、2つの気流感覚細胞を同時に細胞内記 録し、微弱な正弦波刺激に対するパルス発火時刻 の揺らぎを調べたところ、細胞間で互いに無相関 であった。気流感覚細胞に、閾値付近の正弦波気 流のみを与えると、ある平均発火位相の周りに概 ねガウス分布に近く揺らぐ(図5a)。刺激正弦波 の同一周期内でA、B2つの細胞が平均発火時刻 からそれぞれ τ_A、τ_Bだけずれて発火する2次の 結合事象の生起確率を計測し、2つの細胞の揺ら ぎ分布の直積(帰無仮説=独立)を差し引くと、 何も残らない(図5b)。2つの神経の発火揺らぎ に相関は無い。測定した11組の気流感覚細胞全 てが無相関であった。つまり、微弱な正弦波刺激



図 3. 気流感覚細胞のエネルギー閾値。5 Hz の場合。黒丸は1 周期に失われる機械エネルギー、白四角 PE はバネ に蓄えられる弾性エネルギー(ピーク値)、白三角 KE は毛の運動エネルギー。



図4. 気流感覚細胞の Stochastic Resonance。正弦波信号の周波数は 60 Hz。GWN の帯域幅は 500 Hz。



図 5. 二つの気流感覚細胞の発火揺らぎの独立性: (a) b)は閾値程度の正弦波刺激のみを与えた場合。(c) d)は同 じ正弦波刺激にGWNを共存させた場合。(a) c)は発火時刻の揺らぎの分布。 σ_x^2 は各々の発火時刻の分布の分散。 (b) d)は2つの細胞が同一周期で発火したときの揺らぎ量の結合確率密度分布から、それぞれの感覚細胞の発火時 刻の分布の直積(独立な場合の結合確率分布)を差引いた残り。右斜め上への投射は、2つの細胞の発火時刻の見か けの相互相関(白抜き)と独立帰無仮説からの差(黒塗り)を示す。正弦波の周波数は60 Hz、GWNの帯域幅は 500 Hz。2次元確率分布の軸は、発火時刻揺らぎの標準偏差で正規化して表示。

に対する発火時刻の揺らぎは、2つの細胞に共通 な(実験装置や建物の振動など)外部の雑音では なく、細胞内部の互いに独立な雑音に起因してい る。

閾値付近の正弦波に同程度の外部雑音を加えて 刺激すると、2つの感覚細胞の発火時刻の揺らぎ に高い相関が表れる(図5d、右上がり対角線に 沿った山、および45度方向へ積算投射した相互 相関関数)。このときの揺らぎの分散は、正弦波 のみの場合の2倍程度にしか増えない(図5a、 c)。分散は揺らぎのパワーに対応するから、感覚 細胞の発火揺らぎを引き起こす内部雑音は、閾値 付近の外部雑音と同程度のエネルギーを持つこと がわかる。感覚細胞のエネルギー閾値は &T 付近 であるから、この内部雑音は細胞を構成する分子 の熱擾乱運動に由来すると考えざるを得ない。

3. まとめ

コオロギの気流感覚系は、感度を上げる向きに 進化し、熱雑音に出会っている。感覚細胞は、熱 雑音近くに閾値を設定して、分子のブラウン運動 への無意味な応答を避けている。雑音は、線形な 系では信号検出の障害でしかない。しかし、非線 形なパルス発火素子である感覚細胞は、内部の熱 雑音のエネルギーを借りて、熱雑音以下の微弱な 外部信号を Stochastic にサンプリングする。さ らに中枢は、熱雑音によるサンプリングの無相関 性を利用して、外部信号を感覚細胞のパルス列の 共通成分として抽出している。

[参考文献]

- T. Kumagai, T. Shimozawa and Y. Baba (1998) Mobilities of the cercal wind-receptor hairs of the cricket, *Gryllus bimaculatus*, J. Comp. Physiol. A 183: 7–21
- [2] T. Kumagai, T. Shimozawa and Y. Baba (1998) The shape of wind-receptor hairs of cricekt and cockroach, J. Comp. Physiol. A 183: 187–192
- [3] T. Shimozawa, T. Kumagai and Y. Baba (1998) Structual scaling and functional design of the cercal wind-receptor hairs of cricket, J. Comp. Physiol. A 183: 171–186
- [4] 下澤楯夫、熊谷恒子(1998) 昆虫気流感覚毛の 機械設計の解析、日本音響学会誌54-3:245-253
- [5] 下澤楯夫(1998) 昆虫気流感覚毛の機械設計の 計測と解析、日本機械学会[No. 98-8I]機械力 学・計測制御講演会論文集(Vol. A): 1-4
- [6] G. G. Stokes (1851) On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums.

Trans. Camb. Phil. Soc. vol. 9: p. 8(Reprinted in Mathematical and physical papers, vol. III, pp 1–141, Cambridge University Press, 1901)

- [7] J. J. Collins, C. C. Chow and T. Imhoff (1995) Stochastic resonance without tuning. Nature 376: 236–238
- [8]村上準、熊谷恒子、下澤楯夫(1998)昆虫気 流感覚細胞の感度向上に寄与する内部雑音の独 立性.電子情報通信学会技術報告 MBE97-149: 43-50
- [9] J. K. Douglass, L. Wilkens, E. Pantazelou and F. Moss (1995) Noise enhancement of information transfer in crayfish mechanoreceptors by stochastic resonance. Nature 365: 337–340
- [10] 村上準、下澤楯夫、馬場欣哉(1996) コオロ ギ気流感覚細胞におけるStochastic Resonance.電子情報通信学会技術報告 MBE96-28: 25-32

差分法による分布結合線路の波動シミュレーション

信号処理研究分野 真田博文

高速高密度回路内の配線は分布結合線路として取り扱う必要があり、結合の影響や終端の不 整合、線路の分岐や不均一性、線路と集中定数素子の混在などによる信号への影響を明らかに する必要がある。本稿では、分布結合線路を含んだ回路上を伝搬する信号の、差分法による過 渡解析について述べる。本手法によれば時間領域内だけの解析で、線路が分岐する場合、線路 に集中定数素子が装荷されている場合、線路が不均一である場合、線路が損失を持つ場合を扱 うことができる。

1 まえがき

近年の回路技術の進歩によって、回路の高密度 化、高速化が進んでいる。これにより、回路中の 配線部分に関しては結合線路として取り扱う必要 が生じている。結合による影響や、線路の分岐、 集中定数素子の装荷、線路の不均一性、線路の損 失等による信号への影響を明らかにすることは回 路を正確に動作させる上で重要である。このこと から、近年、多くの解析手法が提案されている [1]2]

高速高密度回路網内の信号伝搬のための解法 は、様々な回路を取り扱うことができ、かつアル ゴリズムは容易であることが望ましい。本稿では その観点から、結合線路を含んだ回路の差分法に 基づく過渡解析法について検討した。線路方程式 を差分法で解くという手法としては、文献[3] [4]等がある。文献[3]では時間に関する微分 項の計算にオイラー法を用いている。この場合、 アルゴリズムは非常に簡易であるが、その数値的 安定性に問題があることを述べている。文献 [4]では同様の計算に変形中心差分を用いるこ とを提案し、主に lossless の場合について、結合 線路を含め様々な回路の解析を可能としている。

本稿で提案する手法では、位置の微分項に前進 差分、後進差分を、時間の微分項にルンゲ・クッ タ法を適用する。提案する手法によれば時間領域 内だけの簡易なアルゴリズムにより、線路が分岐 する場合、線路に集中定数素子が装荷されている 場合、線路が不均一である場合、線路が損失を持 つ場合を取り扱うことができる。

2 定式化

図 1(a)に示す回路を用いて定式化を説明する。 まず、#1,#2,#3で示されている結合線路部分 について考える。これらの線路はそれぞれ、*n*₁, *n*₂,*n*₃線条線路であるとする。一般に結合線路の 線路方程式は、以下のように表される。

$$-\frac{\partial \mathbf{u}(x,t)}{\partial x} = \mathbf{L}(x)\frac{\partial \mathbf{i}(x,t)}{\partial t} + \mathbf{R}(x)\mathbf{j}(x,t)$$
(1)



図1 (a)分岐のある線路,(b)分岐部の回路表現, (c)終端回路,(d)入力波形

$$-\frac{\partial \mathbf{i}(x,t)}{\partial x} = \mathbf{i}(x)\frac{\partial \mathbf{i}(x,t)}{\partial t} + \mathbf{i}(x)\mathbf{i}(x,t)$$
(2)

u(x, t), (x, t) は線路上の入力端からの距離 x の位置での時刻 t における電圧、電流ベクトルで ある。また、**R**(x), **L**(x), **G**(x), **(**x) は位置 x における単位長あたりの1次定数の値を示すマ トリクスである。上式を位置に関して次のように 差分化する。

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}_{m}}{\partial t} = -C_{m}^{-1} \frac{\boldsymbol{i}_{m} - \boldsymbol{i}_{m-1}}{\Delta x} - C_{m}^{-1} \boldsymbol{G}_{m} \boldsymbol{v}_{m}$$

$$= F_{1}(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{i}) \qquad (3)$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{i}_{m}}{\partial t} = -L_{m}^{-1} \frac{\boldsymbol{v}_{m+1} - \boldsymbol{v}_{m}}{\Delta x} - L_{m}^{-1} \boldsymbol{R}_{m} \boldsymbol{i}_{m}$$

$$= F_{2}(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{i}) \qquad (4)$$

ただし、添字 m は m 番目の位置をあらわす。式 (3),(4)の時間項に対してルンゲ-クッタ法[5] ~[8]を適用すれば、v,iの初期値を出発点とし て t 時刻の v, i が計算できる。4 次のルンゲ-クッ タ法により先進積分を行なうためには次式の計算 を行なえばよい。

$$\boldsymbol{v}^{n+1} = \boldsymbol{v}^n + \frac{\boldsymbol{p}_1 + 2\boldsymbol{p}_2 + 2\boldsymbol{p}_3 + \boldsymbol{p}_4}{6} \tag{5}$$

$$i^{n+1} = i^n + \frac{q_1 + 2q_2 + 2q_3 + q_4}{6}$$
 (6)

$$\begin{aligned} z = \mathcal{C}, \ p_i, \ q_i(i = 1 - 4) \ | t | \lambda \in \mathcal{O}, t \geq t \leq 3, \\ p_1 = \Delta t F_1(v_m, i_m), \ q_1 = \Delta t F_2(v_m, i_m) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} p_2 = \Delta t F_1\left(v_m + \frac{p_1}{2}, i_m + \frac{q_1}{2}\right) \\ q_2 = \Delta t F_2\left(v_m + \frac{p_1}{2}, i_m + \frac{q_1}{2}\right) \\ p_3 = \Delta t F_1\left(v_m + \frac{p_2}{2}, i_m + \frac{q_2}{2}\right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} q_3 = \Delta t F_2\left(v_m + \frac{p_2}{2}, i_m + \frac{q_2}{2}\right) \\ p_4 = \Delta t F_1(v_m + p_3, i_m + q_3) \\ q_4 = \Delta t F_2(v_m + p_3, i_m + q_3) \end{aligned}$$

次に線路の始端、終端、および分岐部分の処理 について述べる。まず線路の終端について考え る。図1(a)の回路の終端回路が図1(c)の右側の 回路で与えられるとする。ただし、素子値の添字 *i*はBかCかをあらわし、*j*は何番目の線路の終 端回路であるかをあらわす。線路と終端回路の接 続部分での電圧・電流の関係は次のようにあらわ される。

$$i_{ij}(t) = C_{ij}\frac{dv_{ij}(t)}{dt} + \frac{v_{ij}(t)}{R_{ij}}$$
(8)

式(8)の両辺を時刻 *t* から *t* + *Δt* まで積分する。 ただし、左辺および右辺第2項に対しては台形 近似を用いる。その結果をまとめると、

 $v_{ij}(t + \Delta t) = \alpha_{ij}i_{ij}(t + \Delta t) + i_{ij}(t) + \beta_{ij}v_{ij}(t)$ (9)

ただし、 α_{ij} , β_{ij} は次式で与えられる。

$$\alpha_{ij} = \frac{\Delta t}{2C_{ij} + \frac{\Delta t}{R_{ij}}}, \quad \beta_{ij} = \frac{C_{ij} - \frac{\Delta t}{2R_{ij}}}{C_{ij} + \frac{\Delta t}{2R_{ij}}} \quad (10)$$

電源を含んだ回路(図1(c)左側の回路)の電 圧・電流関係についても同様に取り扱えば、次式 が得られる。

$$v_{Af}(t + \Delta t) = \alpha_{Af}(i_{Af}(t + \Delta t) + i_{Af}(t))$$

+ $\beta_{A1}v_{A1}(t)$ + $\gamma_{A1}(t)$ + $(t + \Delta t)$ + (t)}(11) ただし、 $\alpha_{A1}, \beta_{A1}, \gamma_{A1}$ は次式で与えられる。

$$\alpha_{A1} = \frac{\Delta t}{2C_{A1} + \frac{\Delta t}{R_{A1}}}, \quad \beta_{A1} = \frac{C_{A1} - \frac{\Delta t}{2R_{A1}}}{C_{A1} + \frac{\Delta t}{2R_{A1}}}$$
$$\gamma_{A1} = \frac{\frac{\Delta t}{2R_{A1}}}{C_{A1} + \frac{\Delta t}{2R_{A1}}} \quad (12)$$

次に線路の分岐部の処理について述べる。例と して図1(a)の点線で囲まれた部分を考える。分 岐部の回路を図1(b)に示す回路で表現する。こ こに、*C*。は線路の特性に与える影響が十分小さ くなるような値を持つものとする。図1(b)の回 路の電圧・電流関係は次式であらわされる。

$$i_{\ell} t \sum_{s} \frac{dv_{\ell} t}{dt},$$

$$i_{\ell} t = i_{\ell} t - i_{\ell} t - i_{\ell} t$$
(13)
$$v_{\ell} t = v_{\ell} t = v_{\ell} t$$
(14)

式(13)の第1式を時刻*t*から*t*+*Δt*まで積分する ことによって次式を得る。

$$v_{d}(t + \Delta t) = \frac{\Delta t}{2C_s} (i_{d}(t + \Delta t) + i_{d}(t)) + v_{d}(t)$$

(15)

式(13)~(15)と線路上の電圧・電流の関係から 分岐部において *t* 時刻の電圧・電流値が既知であ れば $t + \Delta t$ 時刻の電圧・電流値を求めることがで きる。ここでは、分岐部を取り扱うのに図 1(b)のように仮想的な C_s を導入したが、線路に集中 定数素子が挿入されている場合にも同様の取り扱 いが可能である。

3 数値計算

3.1 分岐した結合線路の解析

図 l(a)の回路を考える。伝送線路部を n₁ = n₂ = *n*₃=1で無損失とする。その特性抵抗を*Z*₁ = 67 Ω , Z_2 = 36 Ω , Z_3 = 50 Ω 、 伝搬速度 v_p = 1.3 × 10⁸ m、各線路長を 0.12 m とする。また、入出 力端の回路は図I(c)で与えられ、 $R_{A1}=50\Omega$, $C_{A1} = 5 \ pF$, $R_{B1} = 50 \ \Omega$, $C_{B1} = 5 \ pF$, $R_{C1} = 50 \ \Omega$, C_{C1}=5 pFとする。この回路に電源から図1(d) に示すパルス電圧を入力する。ただし、t₁=50 $ps, t_2 = 2ns, t_3 = 50 ps, V_{max} = 0.5 V$ である。その 結果、入出力端にあらわれた電圧値を図2(a)に 示す。計算は $\Delta \chi = 0.5 \times 10^{-3} m$, $\Delta t = 3.846 ps$, C_s = 0.17 *pF* で行った。この回路は SPICE で解析 でき、結果は良く一致した。また本手法によれば 線路上の電圧・電流分布の時間変化を同時に得る ことができるが、結果については紙面の都合上省 略する。

次に図 1(a)の回路において伝送線路部を n₁= n₂ = n₃ = 2 とし、線路パラメータが以下で与えら れる場合を考える。

$$\begin{bmatrix} L \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} 494.6 & 63.3 \\ 63.3 & 494.6 \end{pmatrix} nH/m, \quad \begin{bmatrix} R \end{bmatrix} = \mathbf{0}$$
(16)



$$\begin{bmatrix} C \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} 62.8 & -4.9 \\ -4.9 & 62.8 \end{pmatrix} pF/m, \quad \begin{bmatrix} G \end{bmatrix} = \mathbf{0}$$
(17)

)

終端回路の素子値は、 $R_{A1} = 50 \Omega$, $R_{A2} = 100 \Omega$, $R_{B1} = 200 \Omega$, $R_{B2} = 200 \Omega$, $R_{C1} = 200 \Omega$, $R_{C2} = 200 \Omega$ 及びすべてのCは0pFとする。線路長は l_1 = 0.3048 m, $l_2 = 0.4572$ m, $l_3 = 0.6096$ m である。 この回路に電源(A1 端子に接続)から図1(d) に示す電圧信号が入力された時の入出力端におけ る電圧の時間変化の様子を図 χ b)に示す。ただ し、 $t_1 = 1.5 ps$, $t_2 = 4.5 ps$, $t_3 = 1.5 ps$ である。ま た、 $\Delta t = 8.182 ps$, $\Delta x = 0.006096$ m, $C_s = 0.628$ pFとした。得られた結果は文献[9]の結果と 一致している。

3.2 不均一線路および集中定数素子装 荷線路の解析

図 3(a)に示すテーパ線路について解析した結 果を、図 4(a)に示した。ただし、*Δx* = 0.76 × 10⁻³ *m*, *Δt* = 0.317 *ps* とした。この回路は文献 [10 **I** 11]の回路と同じものである。解析結果は よく一致しており、本手法の妥当性を示してい る。



図3 (a)テーパ線路,(b)キャパシタが装荷された線 路



次に図 3(b)のキャパシタが装荷された線路を 考える。線路長 9.144 cm をそれぞれ 6 分割、12 分割、24分割したときの境界部分に 2 pF のキャ パシタが挿入されているとする。入力端の電圧の 変化を図 4(b)に示す。同様のパラメータを用い て SPICE による解析を行い、本手法の結果が妥 当であるとの結果を得た。

4 有損失線路の解析

紙面の都合上、詳細は略すが、線路が損失を持 つ場合についても解析が可能であることを文献 [12][13]等の回路を解析し、確認している。

5 まとめ

高速高密度回路網内の信号伝搬解析のために電 信方程式を直接、差分化して取り扱う手法が考え られる。本稿では、電信方程式を位置に関しては 前進差分、後進差分を用いて差分化し、時間に関 してはルンゲ・クッタ法を適用することを提案し た。電信方程式を直接、差分化する手法はアルゴ リズムが簡易で取り扱いやすい利点を持つが、こ れまでは線路の分岐や集中定数素子の装荷、有損 失線路等については取り扱われていなかった。提 案手法によればそれらの取り扱いが可能であるこ とを述べた。提案手法では、抵抗分の周波数依存 性を取り入れることができないが、それを除けば 広範囲の問題を取り扱うことができると期待され る。今後、種々の回路を解析し、本手法の適用可 能範囲を明らかにしていく必要がある。また、計 算精度と計算量の評価も重要である。

[参考文献]

- [1] 牛田:第8回回路とシステム軽井沢ワークショ ップ, p. 163, (1995)
- [2]西:信学会誌, 81, p. 202, (1996).
- [3] A. R. Djordjevic: Proc. of the IEEE, 75-6, (1987)
- [4] 村上:信学論(A), **J78-A-5**, p. 602, (1995).
- [5] 篠原著:数値解析の基礎,日新出版(昭53).
- [6] 桜井著:数値計算による量子力学,裳華房 (1993)
- [7]真田:平7電気関係学会北海道支部連合大会,

29, (1995).

- [8] 真田:平8電気関係学会北海道支部連合大会, 29,(1996).
- [10] J. E. Schutt-Aine: IEEE Trans. MTT-**39**-5, (1992)
- [11] 市川:信学論(A), J81-A, p. 293, (1998).
- [12]加藤:信学論(A), **J64-A**, p. 165, (1981)
- [13] 若林:信学論(A), J66-A, p. 1191, (1983).

上肢障害者のための仮想キーボードの提案

感覚情報研究分野 和田親宗・李 乙松

さまざまな障害の程度を持った上肢障害者が使えるような、上肢障害者のための入力デバイ スとして仮想キーボードシステムを提案する。想定している仮想キーボードとは、腕や手の可 動範囲内に、透過型 HMD(See-through Head Mounted Display)による仮想空間にキーボ ード映像を呈示し、キーを押す動作をすると指先にキーを押した感じが呈示されるような装置 である。今回は、その提案する内容の概略を述べる。

1. はじめに

上肢障害者のためのコンピュータ入力用キーボ ードの一例としては、障害者職業総合センターが 開発し、山陽電子工業株式会社が製品化した大型 ・小型特殊キーボードがある。これは通常のキー ボードの2倍もしくは半分の大きさのキーボード で、障害者が企業で働く時の支援を目的に開発さ れたものである。

この特殊キーボードは最大公約数的に作られて いるため、当然ながらこのキーボードを使えない 人も出てくる。また、障害が進行していった場 合、使えなくなる可能性もある。ハードウエアで キーボードを実現した場合、これらの問題に対処 するのは難しいと考えられる。

ところで、我々の所では、以前から透過型 HMD (See-through head mounted display)を 使って研究を行ってきた。これを利用すると仮想 のキーボードが実現できるのではないかと考え た。しかし、あくまでキーボードは仮想であり、 実際にキーを押したような感じが指先にないた め、使いにくいものになると予想した。そこで、 我々が以前から研究を行ってきた触覚ディスプレ イを用いて指先の触覚にフィードバック刺激を与 えることにより、キーを押したような感じを呈示 できるのではないかと考えた。以上のことから実 用的な仮想キーボードが開発できるのではないか と考えた。

今回の報告では、我々が考えている仮想キーボ ードの概略を述べる。なお、上肢障害者のための 入力デバイスとして標題の方法を提案するが、こ れが最善の方法と考えているわけではない。批判 ・提案などいただければ幸いである。

2. 仮想キーボードの提案

2.1 仮想キーボードの概略

現在考えている仮想キーボードの概略図を図1 に示す。使用者に透過型 HMD をかぶってもら い、指先には位置を測定するセンサと、触覚刺激 をフィードバックする触覚ディスプレイをつけて もらう。

使用例を図1右に示している。上下いずれの 場合も外側の大きな長方形は使用者がHMDを 通して見る画像である。上肢は大きく動くがある 場所を正確に押すことができないような人(例え ば、脳性麻痺のかた)の場合は、上図のように大



図1 仮想キーボードの概略

きなキーを広い間隔で呈示することにより、指の 位置が多少ずれても押すことができる。逆に上肢 の可動範囲は小さいが、ある場所を正確に押すこ とができる人(例えば、筋ジストロフィーや頸椎 損傷のかた)の場合には、下図のように小さいキ ーを指の近くに呈示すれば良いと考えている。

触覚ディスプレイを指につけているので、キー を押したときに、キーを押したような感じが指先 に呈示される。実際に使うときには空中で指を動 かすのではなく、手首を固定して指だけを浮かし て動かすのが楽なのではないかと考えている。

キーは実際にあるわけではないので、キーの大きさ、間隔、奥行きなどソフトウエアで変更できる。そのため、上肢の可動範囲などに簡単に合わせることができる。キーボードだけではなく、リモコンのボタンなどの代用にもなる。また、上肢だけでなく、下肢でも使用が可能となる。さらに障害のある人だけでなく、障害のない人が使っても便利なものになると想像している。

2.2 仮想キーボード実現のための要素 技術

2.1で提案した仮想キーボードを実現するため に必要な技術は大きく分けて図2に示すように3 つあると考えている。

①指先の位置を測る

仮想のキーを押すために、眼と指先の間の距離 を三次元で測る必要がある。そのセンサとして、 磁気センサ、超音波センサ、赤外線センサなどが 考えられる。しかし、いずれも一長一短があるの で、それらを組み合わせることを検討する。 2触覚ディスプレイ

キーを押したような感じを指先に呈示できるような触覚ディスプレイを開発する必要がある。触覚の温度特性、圧覚特性、順応状態、接触覚等を考慮すれば想定しているような触覚ディスプレイの開発は可能だと想像している。 ③ 透過型 HMD による立体視



図2 仮想キーボードのための要素技術

透過型 HMD で呈示された位置の仮想キーを 押すことを想定しているので、「仮想像を目で見 て判断した距離」と「指先(実際に見える)の距 離」とが一致していないといけない。一致してい ないとキーを押そうとしても押せない、もしくは キーを押すつもりはないのに押してしまう、とい う現象が生じ、使用者に違和感を与えることにな る。これには透過型HMDを光学的に改良する か、他の感覚でずれを「ごまかす」方法の二通り 考えられる。

3. おわりに

透過型 HMD の研究は多くの研究者によって 進められているところであり、技術的には未完成 な部分もある。例えば、透過型 HMD の光学系 が、現実環境下で何かを見る場合とは異なってい るため、呈示された仮想画像の理論的な位置とそ れを目で見て感じる位置との間にずれが生じる可 能性がある。確かに脳の可塑性により、しばらく 透過型 HMD を使っていると慣れるかもしれな いが、現在の所、不明である。今後は、そのずれ を測定し、触覚刺激によってずれを「ごまかせる」 かどうかを検討していく予定である。

空間積分強度を用いた拡散光トポグラフィ

附属電子計測開発施設 岩井俊昭

本報告では,高密度散乱媒質の液面近傍に液浸した吸収体の表面形状を,後方多重散乱光の 強度分布の変化とその光学的光路長分布とを関係付けることにより最大光路長なる量を定義 し,入射点における物体表面までの深度を推定する。この操作を2次元に拡張し,吸収体の 表面形状を再構成することを試みる。

1. はじめに

光散乱計測技術は,生体組織の診断や診療にお いて重要な技術になりつつある。最近では,深度 が1mm以下の組織表層の3次元構造の再構成 には低コヒーレンス干渉計についての研究が,ま た 10 cm 以上のバルク状生体組織内の局所的吸 収体の3次元構造の再構成には光コンピュータ ・トモグラフィの研究が旺盛を極めている。とこ ろが筆者の知るところでは,1mm~数cmの深 さにある吸収体の構造を推定する問題は,未だ解 決されているとはいえない。そこで、本報告で は、このような深さにある吸収体の表面形状を、 後方多重散乱光の積分強度から推定する手法を提 案する。本手法では,後方多重散乱光の積分強度 と光学的光路長分布とを関係付け,最大光路長を 測定強度から実験的に決定する。さらに,最大光 路長と入射点位置における吸収体深度との関係に ついて1次近似を仮定し,液面から物体表面ま での深度を推定する。この操作を2次元に拡張 し,吸収体の表面形状再構成を試みる。

2. 深度推定の原理

散乱媒質中の吸収体は散乱光の伝播を妨げるため,結果として後方に出射する散乱光の長光路長成分の寄与を減少させる。したがって,吸収体の存在は,後方多重散乱光の光路長分布の形状を変化させるであろう。このとき,光路長分布の形状の変化は吸収体がない場合の分布における最大光路長Lに繰り込むと仮定すると,吸収体がある

ときに発生する強度分布の空間積分値は,最大光 路長以下の光路長を有する散乱光のみによって強 度分布が形成される確率に等しい。すなわち,

$$P(L) = \int_{0}^{L} f(s) ds / \int_{0}^{\infty} f(s) ds$$
$$\approx \int_{\Sigma} I_{a} dS / \int_{\Sigma} I_{0} dS \tag{1}$$

が近似的に成り立つ。ここで, $\chi(s)$ は吸収体が存在しないときの後方多重散乱光の光路長分布を表し,拡散方程式,Time-of-Flight法による実験,および数値シミュレーションによって事前に求めることができる。また, $I_0 \ge I_a$ はそれぞれ吸収体が存在しないときと存在するときに発生する後方多重散乱光の強度分布であり, $\int_{\Sigma} dS$ は後方多重散乱光の強度分布であり, $\int_{\Sigma} dS$ は後方多重散乱光の出射面全体にわたる空間積分を表す。 $I_0 \ge I_a$ を測定し,式(1)に適用することで最大光路長Lを推定する。この最大光路長を用いて,液面から物体表面までの深度を推定するために,両者の関係を

L = αd (2) で近似する。ここで,上式の比例定数αは,推 定誤差の二乗平均が最小になるようにモンテカル ロシミュレーションで最適化され,α=3を得た。

3. 実験系

実験系を図1に示す。波長633 nmのHe-Ne レーザ光源からのビーム光は平行化されたのち, 対物レンズで散乱溶液の液面に集光入射される。 射出した後方多重散乱光強度分布は,CCD撮像



面に縮小結像され,768×512ピクセルからなる 14ビットのディジタル画像としてコンピュータ に取り込まれ,出射面にわたって数値積分され る。散乱溶液としては,体積濃度1%の直径460 nm ラテックス球懸濁液を用いた。また,吸収物 体としては,図2に示す変形ピラミッド型や階 段状の黒色のつや消し塗料を塗布した金属物体を 用いた。

4. 実験結果

図3の(a)と(b)は,吸収物体が存在しない場 合と集光ビームを物体の中心に照射した場合に発 生した強度分布を示す。明らかに,吸収物体によ って長光路長を有する後方多重散乱光成分が抑制 されるために,強度分布の空間的な広がりもピー ク強度も減少している。このような強度分布を、 2次元にわたりビーム入射点を走査しながら各照 射点において観測し,式(1)と式(2)を用いてそ の点における物体深度を推定することにより、表 面形状を再構成した。その結果を図4に示す。 図において, グレースケールは, 散乱溶液の液面 から物体表面までの深度を表し,水平方向の中心 を通る垂直軸に沿った強度分布とともに示す。図 から,式(1)と式(2)に示す仮定と近似を行った にもかかわらず,形状が再構成されていることが わかる。一方,本手法を用いて急峻なエッジの再 構成は困難であることも明らかになった。



図3 (a)吸収体がない場合と(b)吸収体がある場合に 発生する後方多重散乱光の強度分布。



図4 変形ピラミッド型吸収体の再構成結果。

5. 結論

本報告では,後方多重散乱光の空間積分強度と その光学的光路長分布とを関係付けることによ り,液面から物体表面までの深度を推定した。こ れを2次元に拡張し,吸収体の表面形状再構成 を行い,良好な結果を得た。その結果,原理的に 粗い近似にもかかわらず,後方多重散乱光を用い て,吸収体の表面形状を再構成する可能性を示し た。

謝辞

落射型光学系と吸収体試料を作成していただい た電子科学研究所技術部女池竜二,長谷川慶治両 氏に感謝いたします。

吸収性微粒子凝集体からの後方散乱 エンハンスメント現象

附属電子計測開発施設 石井勝弘

高密度微粒子分散溶液からの後方多重散乱光は、逆反射方向に後方散乱エンハンスメントと 呼ばれる強度ピークを形成する。溶液中の微粒子が凝集すると、微粒子の空間的分布に依存し て後方散乱エンハンスメントのピーク形状が変化する。本報告では、吸収性微粒子凝集体から の後方散乱エンハンスメント現象の実験を行い、その吸収依存性を明らかにし、後方散乱エン ハンスメントと微粒子凝集体の空間構造の関係について述べた。また、後方散乱光強度の吸収 依存性も明らかにした。

1. はじめに

微粒子凝集体に対する計測法として、前方小角 散乱法がある。これは、粒子の凝集により形成さ れたクラスタ内部で単散乱された前方散乱光の強 度分布が、クラスタのフラクタル次元に依存する ことを利用している。しかし、この方法は単散乱 現象を基礎としているため、多重散乱光が支配的 となる高密度媒質に対しては適用できない。われ われは、これまで、後方多重散乱光の強度分布に 現れる後方散乱エンハンスメントが、クラスタの フラクタル次元に依存し、高密度微粒子凝集体の 計測に有効であることを示してきた「1」。後方 散乱エンハンスメント現象は、同じ光路を逆向き に伝播した光波同士は位相が等しいために遠方場 で干渉して強め合い、逆反射方向に強度ピークを 形成する現象である。本報告では、溶液に吸収が ある微粒子凝集体からの後方散乱エンハンスメン トの実験を行い、その吸収依存性、フラクタル次 元依存性を明らかにする。

2. 実験

直径 6 mm、波長 514 nm の直線偏光レーザビ ームを媒質に入射する。媒質からの後方散乱光 は、焦点距離 50 mm のレンズの焦点面に設置さ れた CCD カメラによって検出される。CCD カ メラは、1 画素あたり9 µm×9 µm、全体で768 ×510 画素の撮像面をもつので、0.18 mrad の角 度分解能で約±50 mrad の範囲の強度分布を検出 可能である。媒質としては、粒子径1.0 µm、体 積濃度10%のポリスチレンラテックス懸濁液を 用い、塩化ナトリウム水溶液を加えることで粒子 を凝集させる。懸濁液中のラッテクス粒子は、そ の周りに形成される電気二重層により互いに反発 しあい安定に分散している。そこに塩化ナトリウ ム水溶液を加えると、溶液中のイオンにより電気 二重層が中和され粒子は凝集する。また、懸濁液 に黒インクを加えることで媒質に吸収を与える。

結果および考察

図1は、ラテックス懸濁液3.0mlに10%の塩 化ナトリウム水溶液を0.25mlずつ加えていった ときの後方散乱エンハンスメントの平行偏光成分 を示す。後方散乱エンハンスメントの強度分布 は、1mradから10mradの範囲で直線的に減衰 しており、その傾きは、塩化ナトリウム水溶液の 量が0.75mlまでは-1であり、1.0ml以上にな ると-0.8に変化する。つまり、強度分布は、θ⁻¹ とθ^{-0.8}に従い減衰している。微粒子凝集体から の後方散乱エンハンスメントに関する数値解析に よると、一様ランダム媒質では、強度分布の傾き は-1であり、粒子が凝集するとクラスタのフラ



図1 ラテックス懸濁液からの後方散乱エンハンスメント。

クタル次元に依存して傾きが変化する[1]。し たがって、図より、加えた食塩水が0.75 mlまで は、懸濁液中で粒子は一様ランダムに分布してお り、1.0 ml以上になると、粒子が凝集しフラク タルクラスタが形成されたことがわかる。また、 われわれの数値解析により得られた"強度分布の 傾き-フラクタル次元"の経験則によると、凝集 前と凝集後の媒質のフラクタル次元は、3.07と 2.87であり、それぞれ、一様ランダム媒質とフラ クタル凝集媒質に対応した次元になっている。

図 2(a)と(b)は、粒子が凝集する前と後の媒質 に黒インクを加えたときの後方散乱エンハンスメ ントの平行偏光成分を示す。吸収の増加ととも に、強度ピークの高さと幅が増加している。吸収 が増加すると、長い光路を伝播した光波ほど強く 減衰し、短い光路を伝播した光波の寄与が強くな る。したがって、入射点近傍から出射する光波の 影響が強くなるために遠方場での強度ピークは広 がる。また、ピークの高さは、強度ピークを形成 しない短散乱光成分の増加によって減少するはず であるが、実験では逆に増加している。これは、 本実験系では、中心付近の鋭いピークを分解でき ず、実際よりピークが低くなっているためであ る。吸収の増加により、鋭いピークを形成する長 い光路を伝播した光波の寄与が減少するために、 ピーク付近が分解されピーク値が増加している。 一方、クラスタの形成とそのフラクタル次元に関 係している強度ピークの傾きは、吸収には無関係 である。これは、強度分布の傾きを決定している のが低次の散乱光であるために、吸収にはほとん ど影響を受けないためである。したがって、吸収 性媒質に対しても、後方散乱エンハンスメントの



図2 (a)凝集前と(b)凝集後の後方散乱エンハンスメントの吸収依存性。



強度ピークの傾きを用いて、媒質中の粒子の凝集 と形成されたクラスタのフラクタル次元の測定が 可能であることがわかる。

図3は、後方多重散乱光強度の吸収に対する 変化を示す。実線は、負指数関数でフィッティン グを行った結果である。図より、後方多重散乱光 の強度は、吸収とともに負指数的に減衰すること がわかる。高密度媒質の透過光強度に対しては、 媒質の厚さと吸収率に比例して強度が負指数的に 減衰するというLambert-Beer 則が成り立つが、 後方散乱光に対しても、媒質中を光波が伝播した 光路の平均的な長さに対応する厚さと吸収率に関 係した同様な関係が存在することがわかる。

4. おわりに

吸収性微粒子凝集体からの後方散乱エンハンス メントの実験を行い、強度ピークの幅と高さは吸 収に依存して変化するが、強度ピークの減衰率は 吸収に無関係であることを明らかにした。したが って、後方散乱エンハンスメントを用いた微粒子 凝集体の測定が、吸収性媒質に対しても適用可能 である。また、後方多重散乱光の強度ピークは、 前方散乱光強度と同様に、吸収の増加とともに負 指数的に減少することも明らかにした。

[参考文献]

[1] 岩井俊昭、電子科学研究、5, 103-104(1997)