## 1Pa084

## ポルフィリン連結分子の

## 電場吸収スペクトルと非線形光学特性

(北大電子研<sup>1</sup>・京大院理<sup>2</sup>) 〇岩城裕司<sup>1</sup>、太田信廣<sup>1</sup>、大須賀篤弘<sup>2</sup>

【序】電場によって分極しやすい $\pi$ 共役系の非局在電子を有する有機分子は、大きな非線形 感受率や高速な応答性を示すことが期待される。さらに化学修飾のしやすさとそれによる付 加機能発現の可能性が期待される。二次元の共役分子構造を持つ大きな $\pi$ 共役分子である特に ポルフィリンは様々な中心金属の導入や錯形成を含めた分子構造の化学修飾を比較的容易に 行える特長があることから非線形光学材料として期待されている。ポルフィリン連結分子は、 ポルフィリン自身の大きな二次元 $\pi$ 共役系と、一次元的に配向した構造から生じるエキシトン の特性を組み合わせた理想的な構造であると考えられる。本研究では、対称中心をもつ単量 体から4量体までのメソ,メソ-結合亜鉛ポルフィリンアレイに注目した。PMMA薄膜中にお いて測定された吸収スペクトルと電場吸収スペクトルを利用して、3次の非線形感受率  $\chi^{(3)}(-\omega; \omega, 0, 0)$ の実部および虚部の分散曲線を求めた。

【実験】単量体 Z(1)から4量体までのメソ,メソ-結合亜鉛 ポルフィリンアレイ Z(2)~Z(4)を Fig.1 に示す。隣り合う ポルフィリンは互いに直交している分子構造をとってい る。Z(1)~Z(4)と PMMA のベンゼン溶液を ITO 基板上にス ピンコートし、その上にアルミニウムを真空蒸着したもの をサンプルとした。ITO とアルミニウムを電極にして 40Hz の交流電場を印加し、電場変調吸収分光法を用いて電場吸 収スペクトルを測定した。電場吸収スペクトルは、外部電 場を印加したときとしていないときの吸光度の差(ΔA)を 示す。



【結果と考察】Fig.2 に PMMA 薄膜中における Z(1)~Z(4) の吸収スペクトルと 0.75MV/cm の電場を印加して得られ た電場吸収スペクトルを示す。Z(1)の Soret 帯における電場

Fig.1 ポルフィリン連結分子の構造

吸収スペクトルは、吸収スペクトルの一次微分形のみで再現することができることから分子 分極率の変化によるシュタルクシフトを示している。オリゴマーである Z(2)~Z(4)の Soret 帯 は双極子-双極子相互作用によって 2 つに分裂する。励起子分裂を示す Soret 帯のうち長波長 側のバンドはポルフィリンの結合軸方向の遷移モーメント B<sub>x</sub>に対応し、短波長側のバンドは B<sub>x</sub>に直交した遷移モーメント B<sub>y</sub>に対応すると考えられる<sup>1)</sup>。Z(2)~Z(4)の Soret 帯における電 場吸収スペクトルは、B<sub>x</sub>とB<sub>y</sub>で電場効果が異なることが わかった。B<sub>x</sub>領域では吸収スペクトルの二次微分の寄与 が大きく、B<sub>y</sub>領域では一次微分の寄与が大きいことが、 電場吸収スペクトルのシミュレーションから明らかにな った。一次微分および二次微分の寄与から、それぞれ基 底状態と励起状態間の分子分極率の変化量Δαおよび電気 双極子モーメントの変化量Δμを定量的に見積もることが できる。Z(2)、Z(3)、Z(4)とポルフィリンの数が増加する に従ってB<sub>x</sub>励起に伴うΔμは12.0, 16.6, 21.5Dと増加する ため、ポルフィリンの結合軸方向への分子内光誘起電荷 移動が起こると考えられる。

3 次の非線形感受率χ<sup>(3)</sup>(-ω;ω,0,0)の分散曲線は、複素屈 折率の虚部である消衰係数κと実部である屈折率 n の分散 曲線、および消衰係数の変化量Δκと屈折率の変化量Δn の 分散曲線から計算した。吸収スペクトルから求めたκの分



Fig.2 Z(1)~Z(4)の吸収スペクトル (実線)と電場吸収スペクトル(斜線)

散曲線を用いて、クラマース-クローニッヒの関係式によりnの分散曲線を計算した。同様に、  $\Delta \kappa$ の分散曲線を電場吸収スペクトルから求め、 $\Delta n$ を計算した。Z(1)~Z(4)について、ポルフィリンの数が増加すると共にSoret帯やQ帯のすべての波長領域において| $\chi^{(3)}$ |の値が大きくな

る。1 分子当たりの3 次非線形感受率を調べるためには2 次超分子分極率 $\gamma$ を計算する必要がある。この際、局所場 因子としてローレンツ場因子を用いた。さらに、 $B_x$ と $B_y$ 領域の非線形性を比較するため、 $Z(1) \sim Z(4)$ についてモノ マーユニット当たりの2 次超分子分極率 $\gamma$ 'を計算した。  $Z(1) \sim Z(4)$ の $\gamma$ '分散曲線をFig.3 に示す。 $B_y$ 領域の $|\gamma'|$ 値は  $Z(1) \sim Z(4)$ でほぼ一定である。これは $B_y$ 領域のユニット 数当たりの非線形性に変化がないことを意味している。 一方、 $Z(2) \sim Z(4)$ における $B_x$ 領域の $|\gamma'|$ 値はユニット数に 伴い増加することがわかった。 $B_x$ 領域では、基底状態と  $B_x$ 励起状態間の大きい $\Delta\mu$ が $\gamma$ 'に寄与していると考えられ、  $B_x$ 励起による電子の局在化がユニット数増加に伴って増 大することを示した電場吸収スペクトルの結果を支持す るものである。



1) N. Ohta, Y. Iwaki, T. Ito, I. Yamazaki, A. Osuka, J. Phys. Chem., 103, 11242(1999)

Fig.3 Z(1)~Z(4)のモノマーユニッ ト当たりの2次超分子分極率γ' 実部(点線)、虚部(実線)