■光学工房

クーロンの法則で識る光近接場

光近接場は計測やプロセスに応用されています．波長以下の構造を観測できる近接場光学顕微鏡や波長以下の構造を形成できる近接場リソグラフ・近接場光化学気相成長がその例です．本稿は，このような近接場光学の系をクーロンの法則だけを頼りに簡単に理解しようという意図で書きました．実際はもう少し複雑ですが，理想的な系の理解は現実系の“何が複雑なのか”を理解するための前提でもあります．

1．近接場と遠隔場

光が物質にあたると誘導電荷密度と誘導電流密度が生じ，物質は新たな光源となります．その誘導電荷密度は非放射場を，誘導電流密度（の，よこ成分；後述）は放射場を生み出します．放射場は通常の光学で遠方において観測したり利用したりするものです．一方，非放射場は近接場光学の対象です．通常の光学と近接場光学は質的に異なる場を扱いますが，両者ともマクスウェル方程式で記述されます．

$$\nabla\cdot\boldsymbol{E}_{\text{たて}}(\boldsymbol{r},t)=\rho(\boldsymbol{r},t)/\varepsilon_0 \qquad (1)$$

$$\nabla\times\boldsymbol{E}_{\text{よこ}}(\boldsymbol{r},t)+\partial_t\boldsymbol{B}_{\text{よこ}}(\boldsymbol{r},t)=\boldsymbol{0} \qquad (2)$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r},t)=\nabla\cdot\boldsymbol{B}_{\text{たて}}(\boldsymbol{r},t)=0 \qquad (3)$$

$$\nabla\times\boldsymbol{B}_{\text{よこ}}(\boldsymbol{r},t)-1/c^2\partial_t\boldsymbol{E}_{\text{よこ}}(\boldsymbol{r},t)=\boldsymbol{j}_{\text{よこ}}(\boldsymbol{r},t)/(\varepsilon_0c^2) \qquad (4)$$

$$\partial_t\rho(\boldsymbol{r},t)+\nabla\cdot\boldsymbol{j}_{\text{たて}}(\boldsymbol{r},t)=0 \qquad (5)$$

右辺の $\rho(\boldsymbol{r},t)$, $\boldsymbol{j}_{\text{よこ}}(\boldsymbol{r},t)$ は外来のもの（私たちが光源に意図的に供給する電流密度など）と物質が光に応答して生じる誘導のものの両方を含みます．また，電場，磁場の“たて”“よこ”成分を表示しました．たてベクトル場，よこベクトル場はそれぞれ $\nabla\times\boldsymbol{X}(\boldsymbol{r},t)=\boldsymbol{0}$, $\nabla\cdot\boldsymbol{X}(\boldsymbol{r},t)=0$ を満たすベクトル場として定義されます[1,2]．

この定義と式（3）より，磁場はよこベクトル場です．電場，磁場のよこ成分はアンペール－マクスウェルの法則（4）により，よこ電流密度から生じますが，この（4）とファラデーの法則（2）により，空間を伝搬して時間とともに遠方に達することができます．つまりよこ電場，よこ磁場は放射場です．

電場にはたて成分もあります．これはクーロンの法則（1）のみに支配され，伝搬せず物質近傍にとどまる非放射場です．以上を表1にまとめます．

電荷保存則（5）は電荷密度とたて電流密度のいずれか一方のみが独立な自由度であることを意味します．本稿では電荷密度を独立な自由度とします．

2．光近接場とクーロンの法則

光近接場がクーロンの法則で記述できるなら簡単です．そのような状況は物質の波長程度以下の構造の，波長程度以下の近傍です．これを理解するために思考実験をしてみましょう[2,3]．

物質と観測点を含む全体が入射光の波長より十分小さい領域に収まっている系［図1 (a)］を考えます．系内のどの点でも入射電場の位相は一定，振幅は一様になります．これは系が波長を感じないこと，準静的描像が成り立つことを意味し，図1 (b) の交流電圧をあたえた平行平板コンデンサーの問題と等価です．この問題は誘導電荷密度がわかれば，クーロンの法則（1）を使って解けます．定性的には図1 (c) のように相対する面に異なる符号の誘導電荷が現れます．この双極子の＋電荷から発して－

表1　近接場光学と通常の光学．

	主成分	放射，非放射	源泉	法則	分野
近接場	たて電場	非放射場	電荷密度	クーロンの法則	近接場光学
遠隔場	よこ電場，よこ磁場	放射場	よこ電流密度	ファラデーの法則，アンペール－マクスウェルの法則	通常の光学

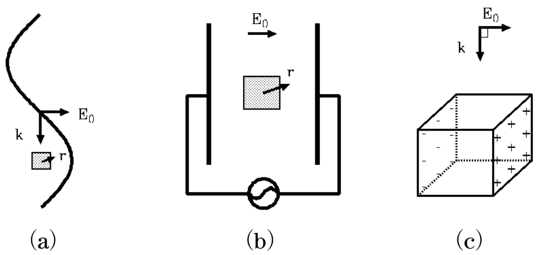

図1 (a) 近接場条件下のシステム，(b) 等価な準静的システム，(c) 界面誘導電荷密度.

電荷に至る電束を想像することにより，電場，つまりクーロンの法則の解が求められます．双極子全体を見渡せる程度離れれば，その距離の（−3）乗に比例した大きさをもつ電場として光近接場，非放射場が得られます．

3. 界面誘導電荷とマクスウェルの境界条件

より複雑な系にも適用できるよう上の考えを詳細化します．界面誘導電荷を知るために，有限の大きさをもつ物質の分極を導入します．

$$\boldsymbol{P}(\boldsymbol{r},t)=\theta(\boldsymbol{r}\in V)\boldsymbol{P}_\infty(\boldsymbol{r},t) \qquad (6)$$

$\boldsymbol{P}_\infty$ は無限系の分極，$\theta(\boldsymbol{r}\in V)$ は物質内で1を，外で0をとるステップ関数で物質の形状情報を運びます．誘導電荷密度 ρ と誘導電流密度 $\boldsymbol{j}$ は分極と次の関係にあります．

$$\rho(\boldsymbol{r},t)=-\nabla\cdot\boldsymbol{P}(\boldsymbol{r},t)=-\nabla\theta\cdot\boldsymbol{P}_\infty-\theta\nabla\cdot\boldsymbol{P}_\infty \qquad (7)$$

$$\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},t)=\partial_t\boldsymbol{P}(\boldsymbol{r},t)=\theta\partial_t\boldsymbol{P}_\infty \qquad (8)$$

式（7）で $-\nabla\theta=\boldsymbol{n}$（界面垂直方向の δ 関数）を含む項を考えます．ここで $\boldsymbol{n}$ は界面外向き単位法線ベクトルですので，この項のデルタ関数を除いた $\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{P}_\infty$ は面電荷密度（単位面積あたりの電荷）です．この界面源泉が界面での電場の特異性，つまり，マクスウェルの境界条件を担います[2,4]．

一方，式（7），（8）の θ を含む項はそれぞれバルク電荷密度，バルク電流密度です．バルク源泉は体積に比例し，界面源泉は表面積に比例します．したがって，物質のサイズが入射場の波長に比べて十分小さいとき，界面源泉の効果が主要となり前節の記述に符合します．つまり，理想的な光近接場は面電荷密度 $\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{P}_\infty$ を源泉としたクーロンの法則で支配されます．

物質が誘電体（誘電率 ε_1）なら無限系の分極は，

$$\boldsymbol{P}_\infty(\boldsymbol{r},t)=(\varepsilon_1-\varepsilon_0)\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t) \qquad (9)$$

ですので，式（9）の電場を入射偏光ベクトル $\boldsymbol{E}_0$ で近似すると面電荷密度は

$$\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{P}_\infty\approx(\varepsilon_1-\varepsilon_0)\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{E}_0 \qquad (10)$$

となります．複雑な形状の誘電体であっても，面要素ごとに式（10）を配置して電束を想像すると，クーロンの法則の解として光近接場が得られます[2]．

この考え方は $\boldsymbol{P}_\infty$ が少々複雑になった強磁性体や強誘電体での磁気光学効果や電気光学効果による光近接場を識る際にも役立ちます[3,4]．

4. まとめ：マクスウェルの境界条件を超えて

非放射場の源泉である界面電荷密度はマクスウェルの境界条件の効果です．しかし，この境界条件は狭くても平坦な界面で導かれたものです．古典的取り扱いの範囲でもエッジやカスプを考慮した理論が必要ではないでしょうか．

（山梨大学　坂野　斎）

文　　献

1）P. M. Morse and H. Feshbash: *Methods of Theoretical Physics* (McGraw-Hill, New York, 1953) pp.52–54.
2）I. Banno: "Classical theory on electromagnetic near field," *Progress in Nano-Electro-Optics II,* ed. M. Ohtsu (Springer, Berlin, 2004) pp.1–57.
3）I. Banno and K. Fujima: "Theory on the unknown boundary electro-optical effect in near-field optics," Phys. Rev. A, **78** (2008) 033816.
4）I. Banno: "Qualitative explanation for the Schäfer-Hubert effect: A boundary effect at the crossroads of magneto-optics and near-field optics," Phys. Rev. A, **77** (2008) 033818.