

ビジュアル解説

光学入門

田所 利康 著

ISBN : 978-4-254-13150-5 C3042

A5 判 / 224 ページ / オールカラー

出版 : 朝倉書店

刊行日 : 2024 年 03 月 01 日

定価 4,400 円 (本体 4,000 円+税)



1. 波としての光の性質

波としての光 / 波を数式で表す / 波動の重ね合わせ / 真空中の光の伝搬 / 偏光の記述

2. 媒質中の光の伝搬

分極と誘電率 / 入射光に対する電気双極子の応答 / 散乱光の重ね合わせ / 媒質中の光の位相速度と屈折率

3. 媒質界面における光の振る舞い

反射の法則, 屈折の法則 / 振幅反射係数と振幅透過係数 / 全反射

4. 干渉

強め合う干渉, 弱め合う干渉 / 代表的な干渉タイプ / 波面分割 2 光束干渉 / 振幅分割 2 光束干渉 / 多光束干渉

5. 回折

ホイヘンスフレネルの原理 / フラウンホーファー回折 / フラウンホーファー回折と分解能 / 複スリットのフラウンホーファー回折 / 回折格子

本書は、光と物質の出会いを出発点にして基本的な光の振る舞いを物理イメージと数式の両面から理解するための入門書です。本書では、光学の基礎に話題を絞り、可能な限りごまかしを排したカラー図で物理イメージが得られ、無理なく読み通せるように数式の導出を「各章の補足」にまとめるなどの工夫をしました。

基本的な光の振る舞いは「光の電場に対し原子や分子がバネのように線形力学応答する」という物理モデルで説明されます。このシンプルな物理モデルは、ほとんど全ての光学現象を矛盾なく正確に記述でき、光学設計、光学膜厚測定、分光計測など重要な光学技術の基盤となっています。しかし、皆さんがより深くより広く光学を学んでいくと、本書の範囲を超える概念や知識が必要となる場面に出会うでしょう。光学入門書が担うべき重要な役割の一つは、古典的な光学の守備範囲を明らかにし、次のステージへの橋渡しをすることなのです。光学の基本を理解し適用限界を知った上で、その枠組みを超える概念、知識、発想を得ることは、新たな発展や応用、新しい発見へとつながります。

光学を学び始めた皆さんが、本書を通じて光学の基礎を身に付け、より高度で専門的な光学分野にチャレンジしていただけたとしたなら、著者としてこんなに嬉しいことはありません。 (「はじめに」から抜粋)

● 直観的なイメージを助ける豊富な図

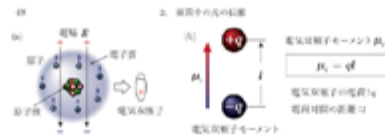


図 2.1 (a) 電気分極 (b) 電気双極子モーメントの定義

電気双極子の電荷を q 、負電荷から正電荷に向かう経路に沿ったベクトルを l とすると、電気双極子モーメント (electric dipole moment) は、図 2.1(b) のとおり $\mathbf{p} = ql$ で与えられる。分極 \mathbf{P} は単位体積あたりの電気双極子モーメント \mathbf{p} [$\text{C}\cdot\text{m}$] のベクトル和で、単位は $[\text{C}\cdot\text{m}^{-2}]$ である。分極 \mathbf{P} は、電場 \mathbf{E} とは逆に、負電荷から正電荷に向かうベクトルである。

$$\mathbf{P} = \sum \mathbf{p}_i \quad (2.1)$$

さて、真空中の電束密度 \mathbf{D} と電場 \mathbf{E} の関係は、(1.33) 式 $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}$ で表される。ただし、 ϵ_0 は真空の誘電率である。(1.33) 式を誘電率 ϵ_p の媒質に適用するには、真空の誘電率 ϵ_0 を物質の誘電率 ϵ_p で置き換えればよい。電束密度 \mathbf{D} [$\text{C}\cdot\text{m}^{-2}$] は、単位面積を貫く電束数である。電束は、図 2.2 のよ

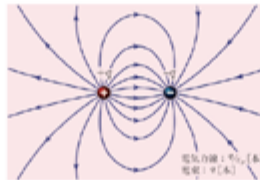


図 2.2 誘電率 ϵ_p の媒質中を電束から成る電束密度 \mathbf{D} が通る閉曲面 (図示)

の電気量がやきとれてきたため、空気層 (高密度で質素率が低い) と上体の層 (低い空気層 (低密度で質素率が低い) と) の間に屈折率定が定む。こうした屈折率の異なる層が重なった場合でも、光は最小時間になる経路を通らうとする。

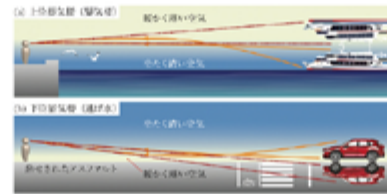


図 2.3 屈折率 n_1, n_2 の異なる媒質を通過する光の経路 (図示)

$$\int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = q \quad \text{積分形式のガウスの法則} \quad (A.21)$$

に、分極 \mathbf{P} によって生じた電場 \mathbf{E}_p を足してやる必要がある。一方、誘電体内部の分極電束密度を \mathbf{P} とすると、 $\text{div } \mathbf{P} = \rho_p$ であるから、分極によって生じた電場 \mathbf{E}_p は、ガウスの定理を利用して、

$$\mathbf{E}_p = \int \rho_p \mathbf{dV} = - \int \text{div } \mathbf{P} \mathbf{dV} = - \int \mathbf{P} \cdot \mathbf{n} dS \quad (A.22)$$

と表せる。したがって、分極 \mathbf{P} を加えたガウスの法則は、

うに、 q [C] の正電荷から q 本放射され、 $-q$ [C] の負電荷に q 本集め込まれる。電束密度 \mathbf{D} と電場 \mathbf{E} は、誘電率 ϵ を係数とした比例関係にあるので両者のベクトルの向きは等しく、電束と電場は同じ空間分布になるが、電場に対する本数が異なる。すなわち、電束が電場 1 C 当たり 1 本なのに対して、電場は $1/\epsilon_p$ 本である。これは、電束数 (電束密度 \mathbf{D}) が電場の誘電率に依存しないのに対して、電場は誘電率 (電場 \mathbf{E}) は媒質の誘電率によって変化することを意味している。たとえば、誘電率 $\epsilon_p = 2\epsilon_0$ の媒質中では、電場は電束が真空中の $\epsilon_0/\epsilon_p = 0.5$ 倍になる。

ここでは、図 2.3 に示す電圧が印加された平行平板コンデンサーを使って、誘電体の誘電率について考察している (ガウスの法則を使った誘電率の導出は付録 A.2.1 項参照)。電場の真面目な導出によって形成される電束密度 \mathbf{D} と電場 \mathbf{E} の関係は (a) のとおりである。(a) では、表面電荷を 1 C とおき、電束 1 C に 1 本ずつ正電荷から負電荷に向かう電場が加わっている。

コンデンサーの電極間に誘電率 $\epsilon_p = 2\epsilon_0$ の誘電体を入れたとき、(b) は、コンデンサーに印加された電場 \mathbf{E} によってコンデンサー電極間に侵入された

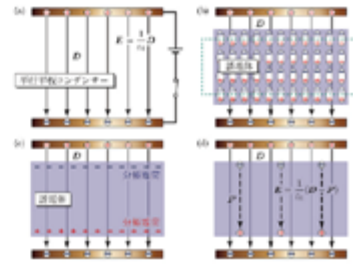


図 2.3 (a) 平行平板コンデンサー内に侵入された電束密度 (電束 $q = 2q_0$) の分布

● 計算の詳細や補足は付録でまとめて説明

それぞれの媒質の向きを \mathbf{n}_1 (a) に示す。波動領域では、ポインティングベクトル $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ は中心から外向き放射されるベクトルである。電気双極子からの放射強度は、(1.77) 式 $I = \epsilon_0 c \langle E^2 \rangle$ に (A.25) 式を代入して、

$$I = \frac{2\pi}{3} \epsilon_0 c^3 \langle \ddot{\mathbf{p}}^2 \rangle = \frac{2\pi}{3} \epsilon_0 c^3 \langle \ddot{\mathbf{p}}^2 \rangle \quad (A.26)$$

(1.7) 式 $\mathbf{p} = q \mathbf{r}$ の両辺を $\ddot{\mathbf{p}}$ に微分して $\ddot{\mathbf{p}} = q \ddot{\mathbf{r}}$ とすると、(A.26) 式は $I = \frac{2\pi}{3} \epsilon_0 c^3 q^2 \langle \ddot{\mathbf{r}}^2 \rangle$ と表すことができる。また、(A.26) 式からわかるように、電気双極子放射 (レイリー散乱) の強度は角周波数の 4 乗に比例する。

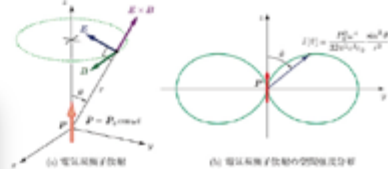


図 A.3 電気双極子放射とその角分布

A.2.3 ローレンツモデルの複素誘電率関数
ローレンツモデルの複素誘電率関数 (2.1) 式を解いて $\epsilon(\omega) = \epsilon + \frac{Nq^2}{m\epsilon_0(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)}$ を仮定する。その 1 階微分、2 階微分は、それぞれ、

$$\frac{d\epsilon}{d\omega} = -i\omega N \frac{q^2}{m\epsilon_0(\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega)}, \quad \frac{d^2\epsilon}{d\omega^2} = -N \frac{q^2}{m\epsilon_0} \frac{2\omega + i\gamma}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \quad (A.27)$$

となる。これを (2.7) 式に代入して整理すると、(a) の結果 \mathbf{E} が得られる。

$$\mathbf{E} = \frac{E_0}{\epsilon(\omega)} e^{-i\omega t} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (A.28)$$

● 身の回りの光学現象も丁寧に解説

きる。フェルマーの原理は、「光がある点を出て別の点に向かうとき、光は実際にたどる経路は最短時間で到達できる経路である」というもので、最小時間原理 (principle of least time) とも呼ばれる。フランスの数学者フェルマー (P. de Fermat) が 1661 年に発見した。

フェルマーは、古代ギリシャの幾何学者ユークリッド (Euclid) が「光がある点を出て別の点に向かうとき、光は距離が最短となる経路を通る」という考えを「最小時間となる経路」と言い換えた。反射が線対称な場合、「光は入射角と反射角が等しくなる経路を通る」という反射の法則を、「光は最短距離となる経路を通る」といっても、「最小時間で到達できる経路を通る」といっても全く問題はない。なぜなら、反射の場合の最短経路は、入射角と反射角が等しくなる経路であり、最小時間で到達できる経路に他ならないからである。しかし、屈折を議論する場合、一般に「最短距離となる経路」と「最小時間となる経路」は一致せず、光は最小時間となる経路を通るのである。

a. フェルマーの原理による屈折の法則

フェルマーの原理を、屈折の法則に応用してみよう。図 3.5 のように、空気中にある光源 S から出た光が、水中の点 P まで進む経路を考えることにする。光は、空気と水の界面で反射するわけだが、どの位置で水に入る経路を選択すれば両面を通過する時間が最小になるであろうか。

最小時間となる経路は、 S から P に到達する所要時間を、界面の上の通過位置 X の関数 $t(x)$ と表したとき、 $t(x)$ が最小となる位置 x を通過する経路であ

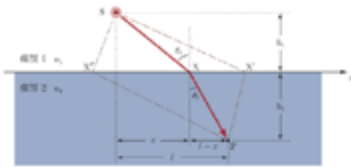


図 3.5 フェルマーの原理を使って屈折角の法則を考える

● 実際の実験画像で理解度を向上

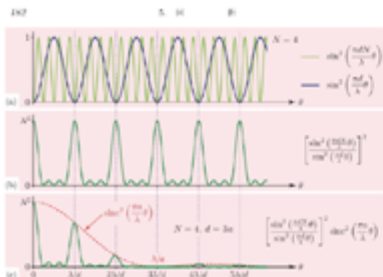


図 3.28 多スリット回折実験の強度プロファイル ($N=4, d=3\lambda$)

ンローファー回折の強度分布の値が (c) である。最終的に得られる多スリット回折パターンは、回折の強度分布 $\sin^2(\frac{N\pi d \sin \theta}{\lambda})$ を基底関数とした多スリット回折の干渉パターンになり、多スリットによる干渉効果は N の増加とともに回折強度 (sin 関数) によって強度が減少していく。

図 3.29 は、実験により得られた多スリットおよび多スリット回折パターンである。(a)~(d) に実験に使用した多スリット開口 \mathbf{a} を示す。スリット幅 $a = 20 \frac{\lambda}{4}$ のスリットが $d = 60 \frac{\lambda}{4}$ で等間隔に並んでいる。(e)~(h) は、それぞれのスリットに対応する回折パターンである。(g) および (h) の回折パターンでは、強度が $\sin^2(N-1)$ 番目のピークの間に、鋭い二次的なピークが見られる。(5.43) 式から計算した図 3.28(c) の強度プロファイルが、(h) 4 重スリット回折パターンを非常によく再現していることを確認して欲しい。

このように、(5.43) 式から、任意のスリット数 N 、スリット幅 a 、スリット間隔 d の多スリット回折パターンを求めることができる。たとえば、スリット間隔を $d = 15a$ に設定して、スリット数 N を 5、10、50 と増加させた場合

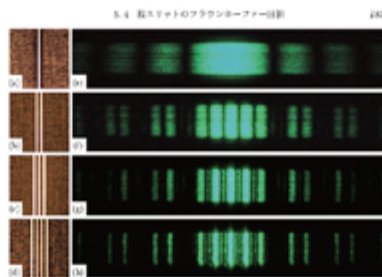


図 3.29 多スリットによって形成される回折パターン (回折)

の回折パターンを図 3.30 に示す。図からわかるように、スリット数 N を増やしていくと、回折パターンは鋭くなる。スリット幅 a を集中し、その強度は N^2 に比例して増加する。一方、それ以外の角における回折強度は減少していく。また、スリット幅 a を狭くするほどピークはより鋭くなり、間隔 a を狭くするほど $\theta = m\lambda/d$ を満たす角度は大きくなる。このように、非常に多くのスリットが規則正しく並ぶ構造は、次項で取り上げる回折格子にもなる。

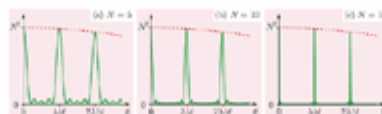


図 3.30 スリット数 N の増加に対する回折パターンの変化



■ 朝倉書店 | 「ビジュアル解説 光学入門」