

日本光学会第39回冬期講習会「光と磁気」
—基礎から応用まで—
2013.1.24–25

1.磁気光学効果の基礎理論

佐藤勝昭 (独)科学技術振興機構

はじめに

- ▶ 光と磁気をつながりには、物質の光応答に磁気が寄与する「磁気光学効果」と物質の磁性に光が影響する「光磁気効果」がある。磁気光学効果には、おなじみのファラデー効果、磁気カー効果などいわゆる狭義の磁気光学効果と、ゼーマン効果、磁気共鳴、マグネトプラズマ効果など磁気が電磁波の応答に影響を与える広義の磁気光学効果とが含まれる。
 - ▶ 光磁気効果には、光誘起磁気効果、光誘起磁化(逆ファラデー効果)、光誘起スピン再配列、熱磁気効果が含まれる。光磁気ディスクの記録には、レーザ光の熱を用いた熱磁気効果が使われている。
 - ▶ この講義では、主として磁気光学効果に焦点を当てる。
-

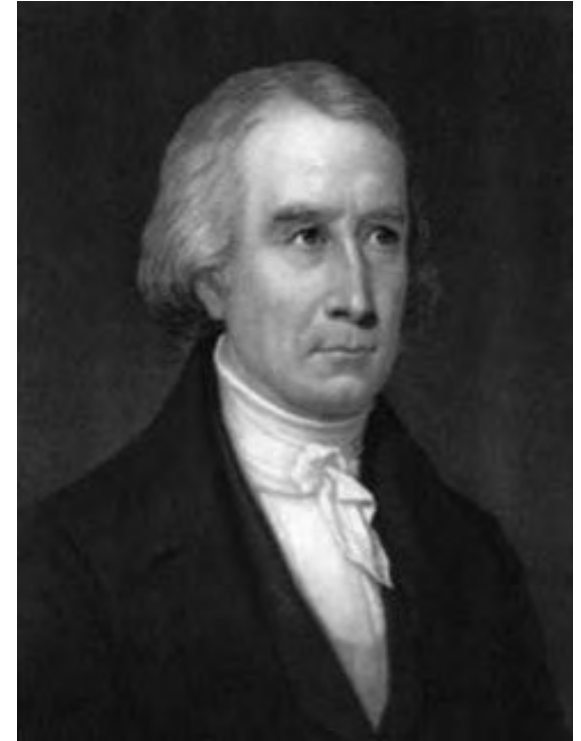


1. 光と磁気概説

旋光性の発見、円二色性、光学活性とは、ファラデー効果と磁気光学配置、ファラデー効果の非相反性、ヴェルデ定数、強磁性体のファラデー効果、磁気カー効果、

➤ 旋光性の発見

- ▶ 物質の旋光性をはじめて見つけたのは、フランスのArago(1786-1853)で、1811年に、水晶においてこの効果を発見した。Aragoは天文学者としても有名で、子午線の精密な測量をBiot(1774-1862)とともにに行い、スペインでスパイと間違われて逮捕されるなど波瀾に満ちた一生を送った人である。Aragoの発見は Biotに引きつがれ、旋光角が試料の長さに比例することや、旋光角が波長の二乗に反比例すること(旋光分散)等が発見された。



Arago(1786-1853)

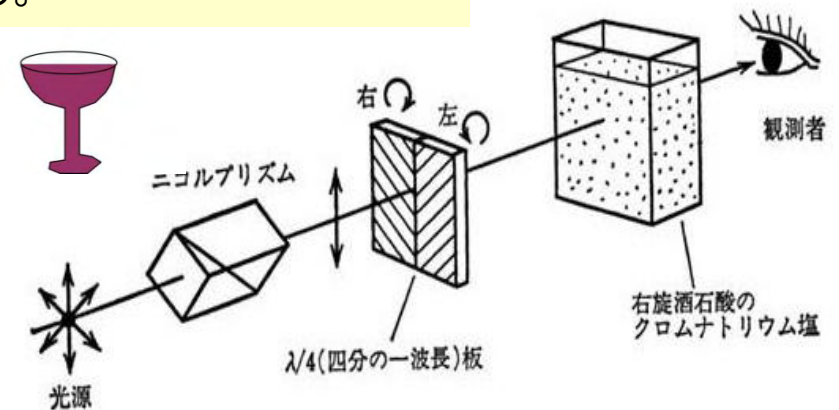
➤ 円二色性

- ▶ 酒石酸の水溶液などでは、右円偏光と左円偏光とに対して吸光度が違うという現象がある。これを円二色性という。
- ▶ この効果を発見したのはAimé Cottonというフランス人で1869年のことである。
- ▶ 彼は図のような装置をつかって眺めると左と右の円偏光に対して明るさが違うことを発見した。後で説明するが、円二色性がある物質に直線偏光を入射すると透過光は楕円偏光になる。

ワインは、葡萄果実の酸を持つ酒で、この酸は主として酒石酸である。ワインの中では、大部分が酸性の酒石酸カリウムとして存在している。この酸性酒石酸カリウムは、非常に溶解度が小さく、時に結晶として析出する。この結晶が「酒石《で、「ワインのダイヤモンド《とも呼ばれている。



Aimé Cotton



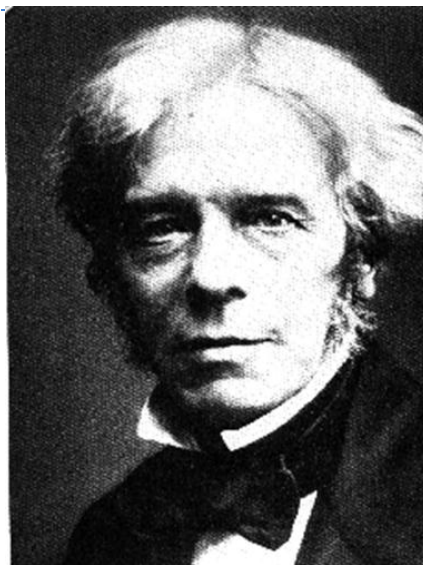
➤ □ 光学活性とは？

- ▶ 旋光性と円二色性をあわせて光学活性という。物質本来の光学異方性による光学活性を「自然活性」とよぶ。
 - ▶ 直線偏光を円二色性をもつ物質に入射すると、出てくる光は楕円偏光になる。円二色性をもつ物質においては、旋光性は円偏光の主軸の回転によって定義される。
 - ▶ 旋光性と円二色性は、後にご紹介するクラマースクローニヒの関係で結びついており、互いに独立ではない。
 - ▶ 電界(電気分極)によって誘起される光学活性を電気光学効果という。電気光学効果には、ポッケルス効果、電気光学カー効果がある。
 - ▶ 磁界(磁化)によって誘起される光学活性を磁気光学効果という。
 - ▶ 応力による光学活性をピエゾ光学効果または光弾性という。
-

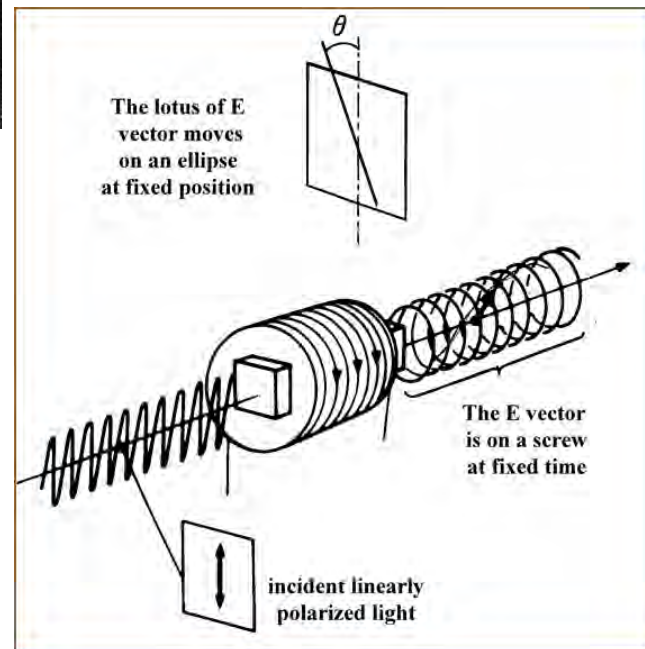


▶ ファラデー効果

- ▶ ガラス棒にコイルを巻き電流を通じるとガラス棒の長手方向に磁界ができる。このときガラス棒に直線偏光を通すと磁界の強さとともに偏光面・振動面が回転する。
- ▶ この磁気旋光効果を発見したのが英国のFaradayで、1845年のことである。彼に因んで磁気旋光効果をファラデー効果という。
- ▶ 正確には、旋光(ファラデー回転角)と同時に円二色性(ファラデー楕円率)も生じる。



M. Faraday
(1791-1867)



▶ ファラデー配置とフォークト配置

- ▶ 光の進行方向と磁界とが同一直線上にあるときをFaradayに因んでファラデー配置という。
- ▶ 進行方向と磁界の向きが直交するような場合を、磁気複屈折を発見したVoigtに因んで、フォークト配置という。

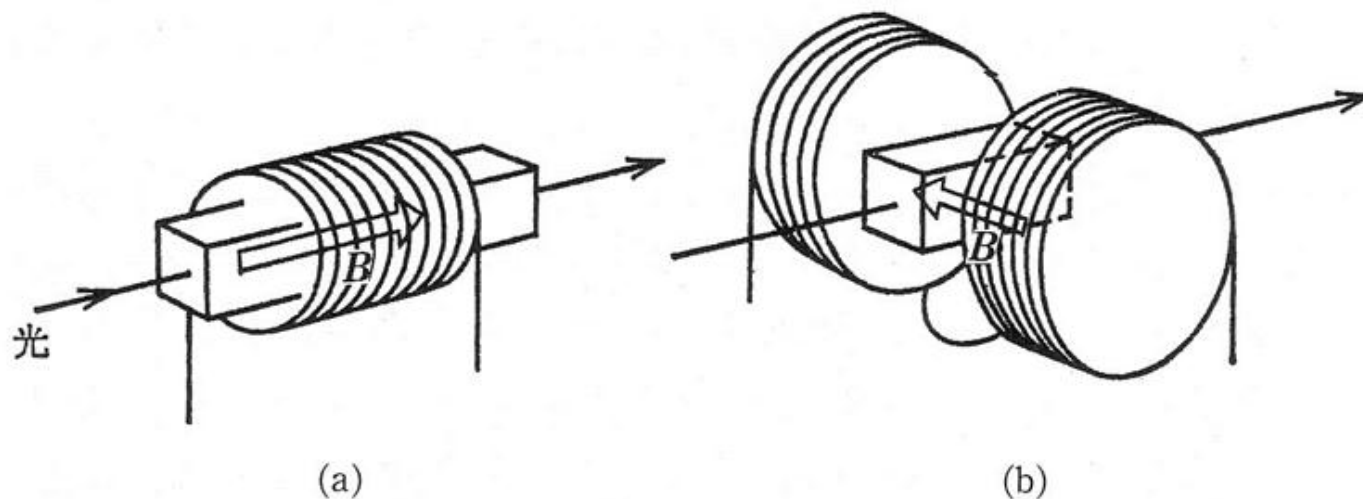


図 2.5 ファラデー配置 (a) とフォークト配置 (b)

▶ □ ファラデー効果の非相反性

- ▶ ファラデー効果においては磁界を反転すると逆方向に回転が起きる。つまり回転角は磁界の方向に対して定義されている。ここが自然活性と違うところである。図に示すように、ブドウ糖液中を光を往復させると戻ってきた光は全く旋光していないが、磁界中のガラスを往復した光は、片道の場合の2倍の回転を受ける。

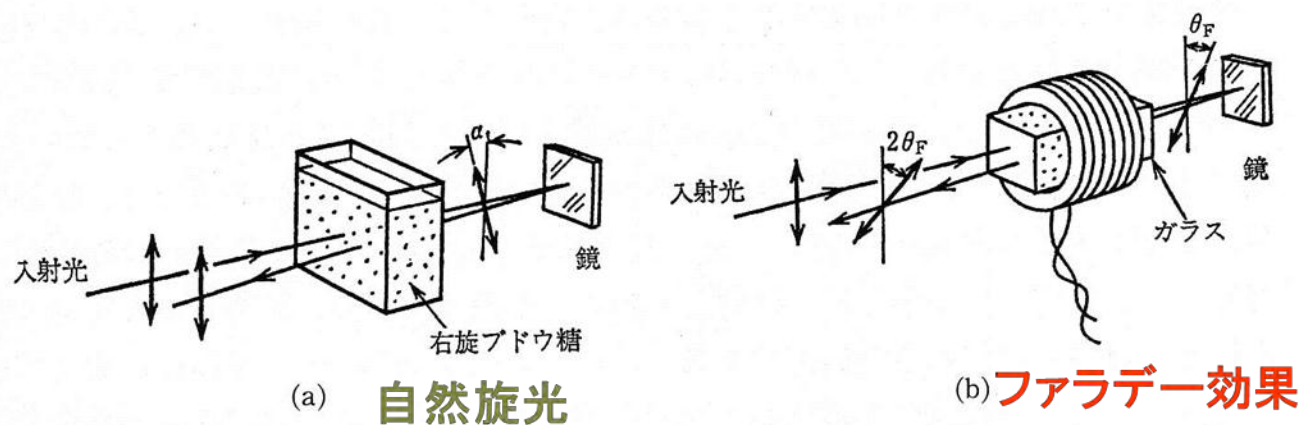


図 2.7 ファラデー効果の場合
ブドウ糖液中を往復した光は旋光しないが (a), 磁界中のガラスを往復した光は片道の2倍だけ旋光している (b).

▶ ヴェルデ定数

- ▶ 強磁性を示さない物質の磁気旋光角を θ_F 、磁界を H 、光路長 l とすると、

$$\theta_F = V l H$$

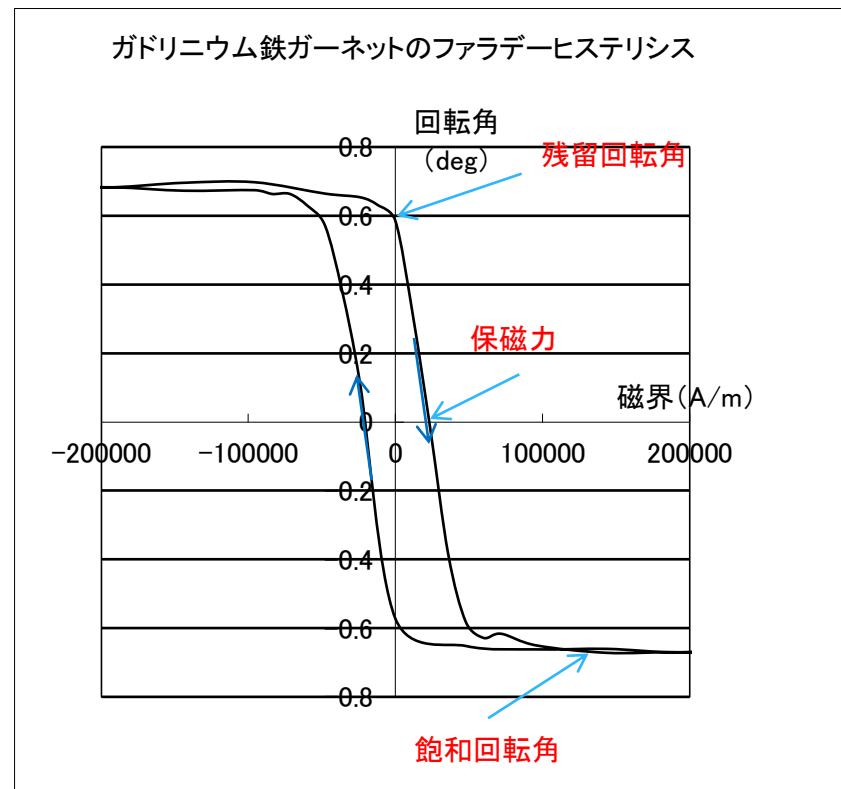
- ▶ と表される。 V はヴェルデ定数と呼ばれ、物質固有の比例定数である。

ヴェルデ定数一覧表 $\lambda=546.1\text{nm}$ 理科年表による

物質	V [min/A]	物質	V [min/A]
酸素	7.598×10^{-6}	NaCl	5.15×10^{-2}
プロパン	5.005×10^{-5}	ZnS	2.84×10^{-1}
水	1.645×10^{-2}	クラウンガラス	2.4×10^{-2}
クロロホルム	2.06×10^{-2}	重フリントガラス	1.33×10^{-1}

➤ □ 強磁性体・フェリ磁性体のファラデー効果

- ▶ ガラスのファラデー効果に比べ、強磁性体、フェリ磁性体は非常に大きなファラデー回転を示す。
- ▶ 磁氣的に飽和した鉄のファラデー回転は1 cmあたり $380,000^\circ$ に達する。この旋光角の飽和値は物質定数である。
- ▶ 1 cmもの厚さの鉄ではもちろん光は透過しないが薄膜を作ればファラデー回転を観測することが可能である。例えば30 nmの鉄薄膜では光の透過率は約70 %で、回転角は約 1° となる。



◆ 代表的な磁性体のファラデー効果

物質名	旋光角 (deg/cm)	性能指数 (deg/dB)	測定波長 (nm)	測定温度 (K)	磁界 (T)
Fe	$3.825 \cdot 10^5$		578	室温	2.4
Co	$1.88 \cdot 10^5$		546	//	2
Ni	$1.3 \cdot 10^5$		826	120 K	0.27
$Y_3Fe_5O_{12}$ *	250		1150	100 K	
$Gd_2BiFe_5O_{12}$	$1.01 \cdot 10^4$	44	800	室温	
MnSb	$2.8 \cdot 10^5$		500	//	
MnBi	$5.0 \cdot 10^5$	1.43	633	//	
$YFeO_3$	$4.9 \cdot 10^3$		633	//	
$NdFeO_3$	$4.72 \cdot 10^4$		633	//	
$CrBr_3$	$1.3 \cdot 10^5$		500	1.5K	
EuO	$5 \cdot 10^5$	104	660	4.2 K	2.08
$CdCr_2S_4$	$3.8 \cdot 10^3$	35(80K)	1000	4K	0.6

▶ 磁気カー効果(MOKE)

- ▶ 磁気カー効果は、反射光に対するファラデー効果といってもよい。
- ▶ スコットランド生まれの英国人John Kerrは電気光学効果の研究でも有名で一般にカー効果というと電気光学効果のほうをさすことが多いので、区別のため磁気カー効果(Magneto-optical Kerr effect:MOKE)と呼んでいる。

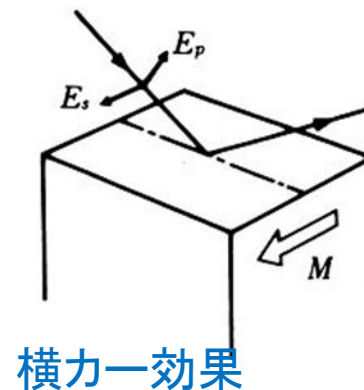
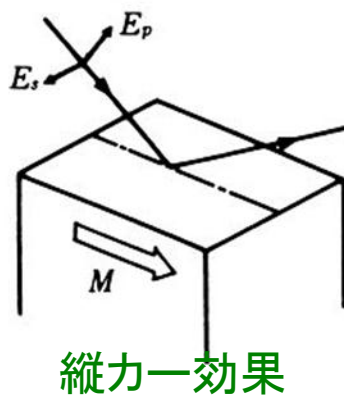
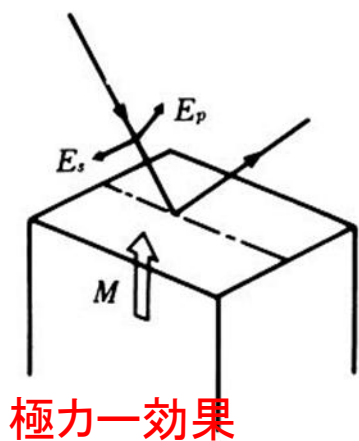


John Kerr
(1824-1907)



▶ 3つの磁気カー効果

- ▶ **極カー効果** (磁化が反射面の法線方向、直線偏光は傾いた楕円偏光となる)
- ▶ **縦カー効果** (磁化が試料面内 & 入射面内、直線偏光は傾いた楕円偏光となる)
- ▶ **横カー効果** (磁化が試料面内、入射面に垂直偏光の回転はないが磁界による強度変化)



2. 光の伝搬と磁気光学効果

ここでは磁気光学効果が物質のどのような性質に基づいて生じるかを述べる。この章では物質のミクロな性質には目をつぶって、物質を連続体のように扱い、偏光が伝わる様子を電磁波の基本方程式であるマクスウェルの方程式によって記述する。

物質の応答は誘電率によって表す。この章ではこのようなマクロな立場に立って磁気光学効果がどのように説明できるかについて述べる。

光の伝搬と磁気光学効果: CONTENTS

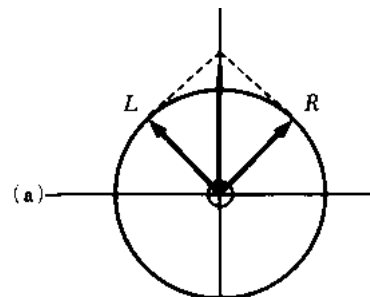
- ▶ 円偏光と磁気光学効果
- ▶ ファラデー効果の現象論
- ▶ 左右円偏光に対する光学定数の差とファラデー効果
- ▶ Maxwellの方程式
- ▶ 比誘電率テンソルと比透磁率テンソル
- ▶ 等方性の媒体の誘電率テンソル
- ▶ 等方性物質が磁化をもつと
- ▶ 誘電率のスペクトル
- ▶ 磁化 M の関数としての比誘電率
- ▶ オンサガーの式、誘電率と導電率
- ▶ マクスウェル方程式を解く
- ▶ ファラデー配置の場合
- ▶ ファラデー効果の現象論
- ▶ 極カー効果の現象論



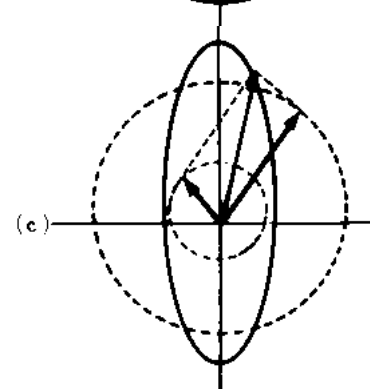
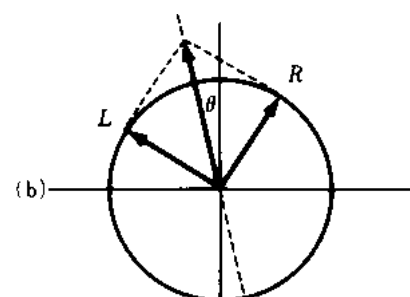
▶ 円偏光と磁気光学効果

- ▶ ここでは旋光性や円二色性が左右円偏光に対する物質の応答の差に基づいて生じることを説明する。
- ▶ 直線偏光の電界ベクトルの軌跡は(a)のように、**振幅と回転速度が等しい右円偏光と左円偏光との合成**で表される。
- ▶ (b)のように透過後の光の左円偏光が右円偏光よりも位相が進んでいたとするとこれらを合成した電界ベクトルの軌跡は、もとの直線偏光から傾いたものになる。これが**旋光性**である。
- ▶ (c)のように右円偏光と左円偏光のベクトルの振幅に差が生じたとき、それらの合成ベクトルの軌跡は楕円になる。これを**円二色性**という。
- ▶ 一般には、旋光性と円二色性が共存し、(d)のようになる。

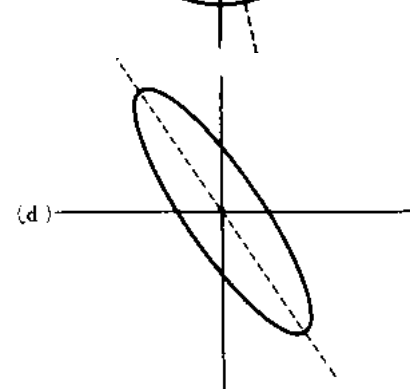
(a)直線偏光は右円偏光と左円偏光との合成



(b)右円偏光と左円偏光の速度が違くと旋光する



(c)右円偏光と左円偏光の振幅が違くと楕円偏光になる



(d)一般に、主軸の傾いた楕円になる

➤ □ ファラデー効果の現象論

- ▶ 直線偏光は右円偏光と左円偏光に分解できる。この光が長さ l の物質を透過した後、左右円偏光の位相が異なっておれば両者を合成した軌跡は入射光の偏光方向から傾いた直線偏光となり、その傾き θ_F は、

$$\theta_F = -(\theta_R - \theta_L)/2 = -\Delta\theta/2 \quad (1)$$

となる。

ここに θ_R は右円偏光の位相、 θ_L は左円偏光の位相である。

- ▶ 一方、円二色性は左右円偏光に対する振幅の差から生じる。その結果、合成ベクトルの軌跡は楕円偏光となる。楕円率 η_F は、

$$\eta_F = \tan^{-1}\{(E_R - E_L)/(E_R + E_L)\} \quad (2)$$

- ▶ で与えられる。 E_R は右円偏光の振幅、 E_L は左円偏光の振幅である。
-



▶ 左右円偏光に対する光学定数の差とファラデー効果

- ▶ 旋光性をもたらす位相の差は、右円偏光に対する屈折率 n_+ と左円偏光に対する屈折率 n_- に差があれば生じる。

$$\theta_F = -\Delta\theta/2 = -\omega(n_+ - n_-)l/2c = -\pi\Delta n l/\lambda \quad (3)$$

- ▶ これに対し、円二色性は左右円偏光に対する吸光度の違いがあれば生じる。
- ▶ 右円偏光の消光係数を κ_+ 、左円偏光の消光係数を κ_- とすると、

$$\eta_F = \frac{\exp(-\omega\kappa_+l/c) - \exp(-\omega\kappa_-l/c)}{\exp(-\omega\kappa_+l/c) + \exp(-\omega\kappa_-l/c)} \approx -\pi\Delta\kappa l/\lambda \quad (4)$$

- ▶ となる。次式のように複素旋光角 Φ_F を定義すると式の取り扱いが簡便になることがある。

$$\Phi_F = \theta_F + i\eta_F = -\pi(\Delta n + i\Delta\kappa)l/\lambda = -\pi\Delta N l/\lambda \quad (5)$$

- ▶ ここに、 $\Delta N = \Delta n + i\Delta\kappa$ は右左円偏光に対する複素屈折率の差である。



James Clerk Maxwell



エジンバラ城を望む(佐藤勝昭画)



James Clerk Maxwell

出生 1831年6月13日
エジンバラ

死去 1879年11月5日
ケンブリッジ

➤ □ Maxwellの方程式

- ▶ Maxwellは、Faradayの電磁誘導の法則と、電流による磁界発生 of Ampèreの法則を組み合わせ、式(7)に示す電磁気の基礎方程式を作った。現在の電磁気学はこの方程式がもとになっている。
- ▶ 伝導電流 J を変位電流に押し込め、誘電率と透磁率を用いて D , B をそれぞれ E , H で表すと、媒体中の光の伝搬は、SI単位系で式(7)で記述される。
- ▶ ここに $\tilde{\epsilon}$ および $\tilde{\mu}$ は、それぞれ、比誘電率テンソルおよび比透磁率テンソルである。
- ▶ ϵ_0 は真空の誘電率で $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ F/m、 μ_0 は真空の透磁率で $\mu_0 = 1.257 \times 10^{-6}$ H/m である。

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \text{rot } \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \\ \text{div } \mathbf{D} &= \rho \\ \text{div } \mathbf{B} &= 0 \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\mu_0 \tilde{\mu} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \text{rot } \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \epsilon_0 \tilde{\epsilon} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \end{aligned} \quad (7)$$

▶ □ 比誘電率テンソルと比透磁率テンソル

- ▶ 磁界 **H** と磁束密度 **B** の関係を与えるのが透磁率である。光の振動数(10^{14} - 10^{15} Hz)くらいの高い周波数になると巨視的な磁気モーメントは磁界に追従できなくなるため、比透磁率テンソルは

$$\tilde{\mu} = \mu_0 \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (8)$$

となる。

- ▶ 一方、電界 **E** と電束密度 **D** の関係を与えるのが誘電率である。 **E** も **D** もベクトルなので、誘電率はテンソルになる。一般的な場合、誘電率テンソルは、式(9)のような9個のテンソル要素で表すことができる。

$$\tilde{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (9)$$

各要素は複素数で $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}' + i\epsilon_{ij}''$ と書かれる。



▶ □ 等方性の媒体の誘電率テンソル

- ▶ 媒体中の光の伝搬のしかたが光の進行方向によらないとき、その媒体は光学的に等方であるという。
- ▶ そのときの誘電率テンソルは、スカラーと同じなので、等しい3つの対角成分 ε_{xx} のみで表すことができる。すなわち、

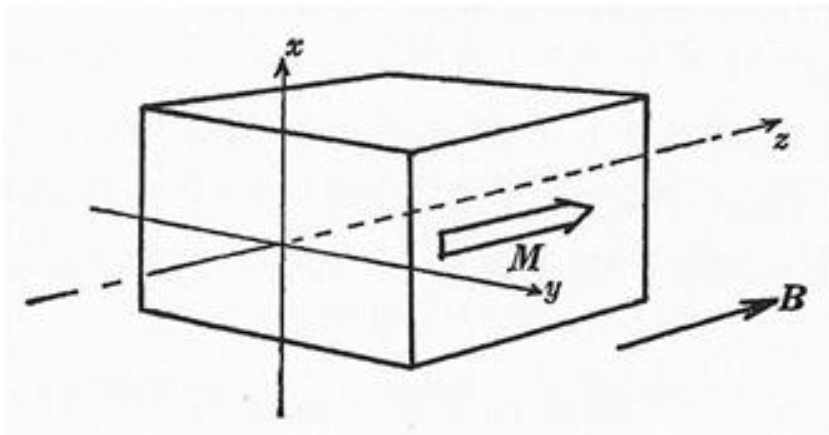
$$\tilde{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{xx} \end{pmatrix} = \varepsilon_{xx} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (10)$$



▶ 等方性物質が磁化をもつと

- ▶ 磁化をもたないとき等方性の媒質が、 z 軸に平行な磁化 M をもったとすると、比誘電率テンソルは z 軸のまわりの任意の角度の回転に対して不変であるから、 90° の回転、すなわち、回転 C_4 に対し不変でなければならない。

$$\tilde{\varepsilon}' = C_4^{-1} \tilde{\varepsilon} C_4 = \tilde{\varepsilon} \quad (11)$$



▶ 比誘電率テンソルは回転 C_4 に対し不変

▶ 回転の演算子

$$C_4 = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

▶ を用いて

$$\tilde{\varepsilon}' = C_4^{-1} \tilde{\varepsilon} C_4 = \begin{pmatrix} \varepsilon_{yy} & -\varepsilon_{yx} & -\varepsilon_{yz} \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xz} \\ -\varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}$$

▶ 各要素を比較して

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$$

$$\varepsilon_{yx} = -\varepsilon_{xy}$$

$$\varepsilon_{xz} = \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zx} = \varepsilon_{zy} = 0$$



➤ 比誘電率テンソルは ϵ_{xx} 、 ϵ_{xy} 、 ϵ_{zz} の3つの要素で書ける

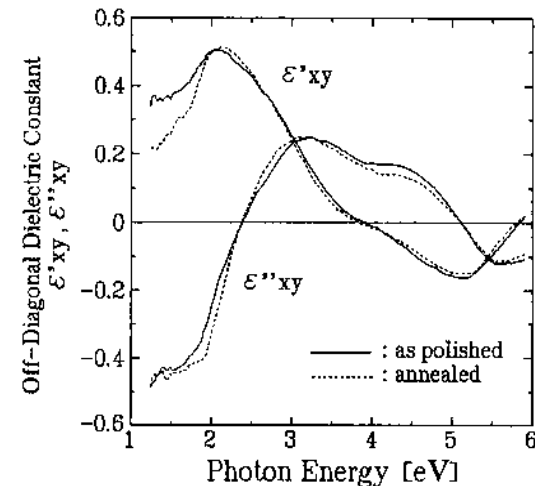
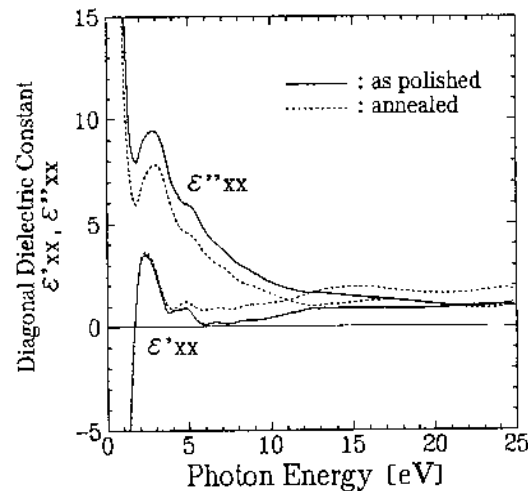
▶ この結果、等方性媒質に磁化を付与したときの比誘電率テンソルは ϵ_{xx} 、 ϵ_{xy} 、 ϵ_{zz} の3つの要素だけを使って、次のように簡単に書ける。

$$\tilde{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (12)$$



▶ □ 誘電率のスペクトル

- ▶ 誘電率テンソルの対角・非対角成分の一例として、強磁性体 PtMnSb のバルク結晶において筆者等が測定したものを示す。 ϵ_{xx} も ϵ_{xy} も光子エネルギーに依存する。
- ▶ 左図は放射光を用いて測定した反射スペクトルから Kramers-Kronig 解析で得られた 1~25 eV における ϵ_{xx} の実数部と虚数部のスペクトルである。
- ▶ 右図は、光学遅延変調法により測定した磁気光学カー効果から求めた ϵ_{xy} の 1~6 eV のスペクトルである。



▶ □ 磁化Mの関数としての比誘電率

- ▶ さて、磁気光学効果においての各成分はMの関数なので、比誘電率テンソルは次式のように表せるはずである。

$$\tilde{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx}(M) & \varepsilon_{xy}(M) & 0 \\ -\varepsilon_{xy}(M) & \varepsilon_{xx}(M) & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz}(M) \end{pmatrix} \quad (13)$$

- ▶ $\varepsilon_{ij}(M)$ を次式のようにMでべき級数展開する。

$$\varepsilon_{ij}(M) = \varepsilon_{ij}^{(0)} + \sum_n \frac{1}{n!} \varepsilon_{ij}^{(n)} M^n \quad (14)$$

Lars Onsager

- ▶ Norwegian-American chemist and physicist.

The Nobel Prize in Chemistry 1968

磁化がある場合は非相反になる

$$\varepsilon_{ij}(-M) = \varepsilon_{ji}(M) \quad (15)$$



出生 1903年11月27日
オスロ

死去 1976年10月5日



▶ 対角成分は M の偶関数、非対角成分は M の奇関数

▶ Onsagerの式を適用すると、対角成分は

$$\varepsilon_{xx}(M) = \varepsilon_{xx}(-M)$$

となり M について偶関数であることがわかる。一方、非対角成分については

$$\varepsilon_{xy}(M) = \varepsilon_{yx}(-M) = -\varepsilon_{xy}(-M)$$

が成り立つので、 M について奇関数であることがわかる。

対角成分は M の偶数次のみ、非対角成分は M の奇数次のみで展開できる。

$$\varepsilon_{xx}(M) = \varepsilon_{xx}^{(0)} + \sum_n \varepsilon_{xx}^{(2n)} M^{2n} / (2n)!$$

$$\varepsilon_{xy}(M) = \sum_n \varepsilon_{xy}^{(2n+1)} M^{2n+1} / (2n+1)! \quad (16)$$

$$\varepsilon_{zz}(M) = \varepsilon_{zz}^{(0)} + \sum_n \varepsilon_{zz}^{(2n)} M^{2n} / (2n)!$$

ファラデー効果

コットンムートン効果

▶ 誘電率と導電率

- ▶ 電流密度と電界の関係は次式であらわされる。

$$J = \tilde{\sigma}E$$

$$J_i = \sigma_{ij}E_j$$

- ▶ 導電率(電気伝導率)のテンソルは

$$\tilde{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \quad (17)$$

で表される。

- ▶ 誘電率と導電率には次の式で表される関係がある。

$$\epsilon_{ij} = \delta_{ij} + i \frac{\sigma_{ij}}{\omega \epsilon_0} \quad (18)$$



▶ 金属を扱うときは σ を、絶縁体であれば ε を使う

$$\begin{aligned}\varepsilon_{xx} &= 1 + i \frac{\sigma_{xx}}{\omega \varepsilon_0} \\ \varepsilon_{xy} &= i \frac{\sigma_{xy}}{\omega \varepsilon_0}\end{aligned}\quad (19)$$

- ▶ 誘電率と導電率の間には簡単な関係が成り立つので、媒質の光応答を表すときに、いずれを用いて記述してもよいが、一般には、金属を扱うときは σ を、絶縁体であれば ε を用いる。
 - ▶ 金属の ε は、 $\omega \rightarrow 0$ の極限すなわち直流においては自由電子の遮蔽効果のために発散してしまうのに対し、 σ は有限の値に収束するので都合がよいからである。
-



▶ □ マクスウェル方程式を解く

- ▶ 次のステップでは、誘電率テンソルをマクスウェルの方程式に代入して複素屈折率 N の固有値を求める。ここで、電界、磁界の波動関数として

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t) \cdot \exp(i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \quad (20)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \exp(-i\omega t) \cdot \exp(i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r})$$

- ▶ を仮定し、マクスウェル方程式

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (21)$$

$$\text{rot } \mathbf{H} = \tilde{\boldsymbol{\varepsilon}} \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

- ▶ に代入して、 $\mathbf{K} = (\omega/c)(n + i\kappa)$ の固有値と固有関数を求める。
-



▶ マクスウェルの方程式の変形

- ▶ (21)の第2式を t で1回偏微分し $\partial/\partial t$ とrotの順番を入れ替え、 $\partial H/\partial t$ に第1式を代入し、 $\exp(-i\omega t + iKr)$ の形の波動式を代入し、 E についての2次方程式を得る。

$$\text{rot}\left(-\frac{1}{\mu_0} \text{rot } \mathbf{E}\right) = \tilde{\epsilon} \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

- ▶ ここでを用いると、次の式を得る。

$$\text{rot rot } \mathbf{E} = -\frac{\tilde{\epsilon}}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (22)$$

- ▶ をマクスウェルの方程式ということがある。ここで、rot、grad、divの間に成り立つ $\text{rot rot } \mathbf{E} = \text{grad div } \mathbf{E} - \nabla^2 \mathbf{E}$ という公式を用いて

$$\text{grad div } \mathbf{E} - \nabla^2 \mathbf{E} = -\tilde{\epsilon} \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (22')$$



▶ 平面波の解を代入する

- ▶ 平面波として次式を仮定する

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t) \cdot \exp(i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \\ \mathbf{H} &= \mathbf{H}_0 \exp(-i\omega t) \cdot \exp(i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \end{aligned} \quad (20)$$

- ▶ これを式(22)に代入すると、

$$(\mathbf{E} \cdot \mathbf{K})\mathbf{K} - |\mathbf{K}|^2 \mathbf{E} + (\omega/c)^2 \tilde{\epsilon} \mathbf{E} = 0 \quad (23)$$

- ▶ 波数ベクトルの向きに平行で長さが N であるような屈折率ベクトル \hat{N} を用いると、(20)の第1式は

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp\{-i\omega(t - \hat{N} \cdot \mathbf{r} / c)\} \quad (24)$$

- ▶ となり、固有方程式(23)は、

$$\hat{N}^2 \mathbf{E} - (\mathbf{E} \cdot \hat{N})\hat{N} - \tilde{\epsilon} \mathbf{E} = 0 \quad (25)$$

- ▶ によって記述できる。
-



▶ ファラデー配置の場合

- ▶ 磁化がz軸方向にあるとして、z軸に平行に進む波($\hat{N} // z$)に対して式(24)は

$$E = E_0 \exp\{-i\omega(t - \hat{N}z / c)\} \quad (26)$$

- ▶ と表される。固有方程式(25)は

$$\begin{pmatrix} \hat{N}^2 - \varepsilon_{xx} & -\varepsilon_{xy} & 0 \\ \varepsilon_{xy} & \hat{N}^2 - \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & -\varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (27)$$

- ▶ と書ける。この式は下の2式に分けられる。

$$\begin{pmatrix} \hat{N}^2 - \varepsilon_{xx} & -\varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{xy} & \hat{N}^2 - \varepsilon_{xx} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = 0 \quad (28)$$
$$-\varepsilon_{zz} E_z = 0$$

- ▶ 第2式より光の進行方向の電界成分が存在するのは $\varepsilon_{zz} = 0$ つまりプラズモンの存在する場合のみである。

▶ 永年方程式

- ▶ 第1式が有限の電界において成立するには、

$$\begin{vmatrix} \hat{N}^2 - \varepsilon_{xx} & -\varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{xy} & \hat{N}^2 - \varepsilon_{xx} \end{vmatrix} = 0 \quad (29)$$

- ▶ が成立しなければならない。これより \hat{N} の固有値としてとして

$$\hat{N}_{\pm}^2 = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy} \quad (30)$$

- ▶ を得る。これらの固有値に対応する固有関数は、

$$E_{\pm} = \frac{E_0}{2} (i \pm ij) \exp\left\{-i\omega\left(t - \frac{N_{\pm}}{c}z\right)\right\} \quad (31)$$

- ▶ となる。
 - ▶ E_+ 、 E_- は、それぞれ、 z に垂直な面内で回転する右円偏光、左円偏光のベクトルである。
-



➤ 固有関数は円偏光

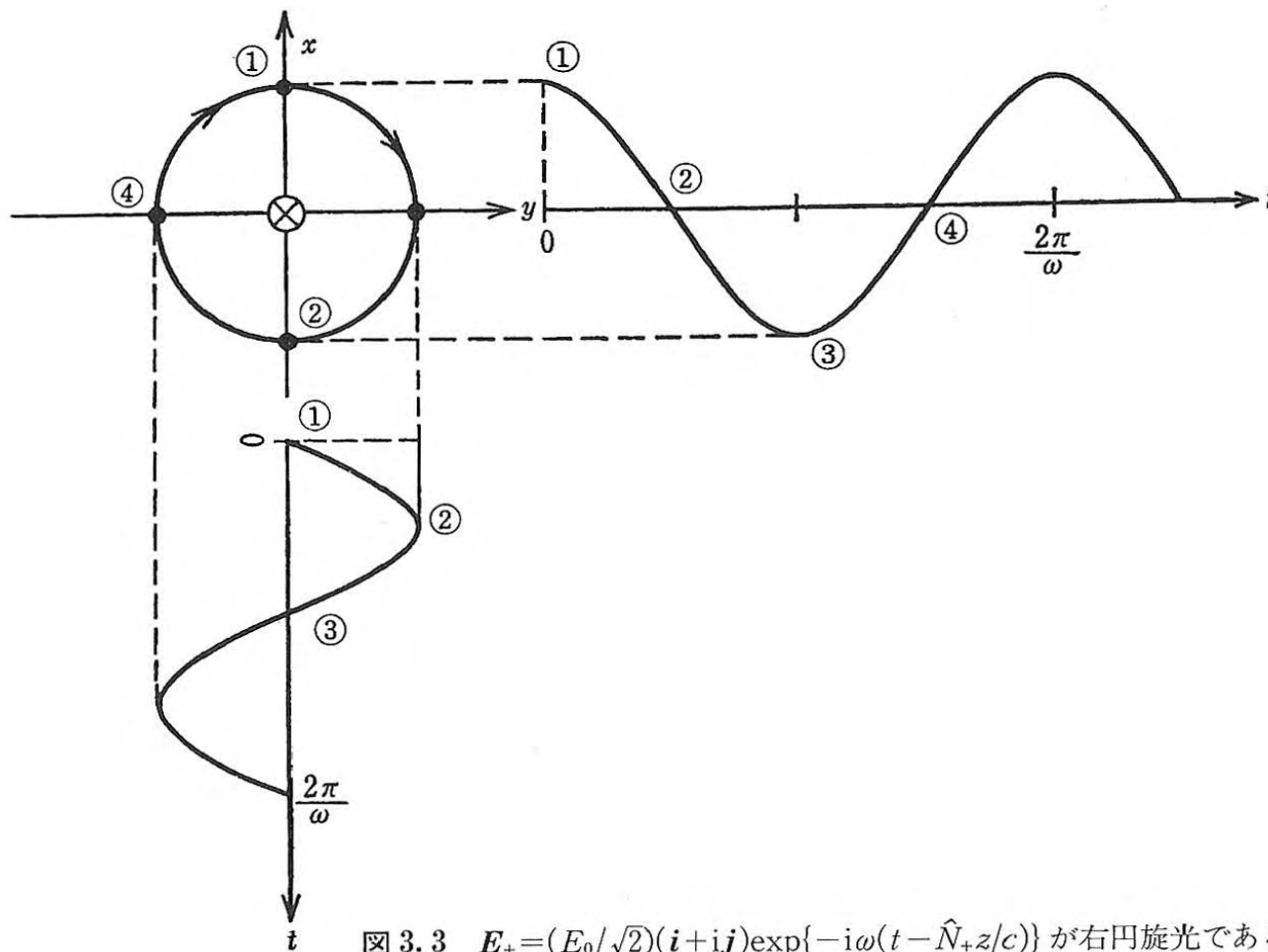


図 3.3 $E_+ = (E_0/\sqrt{2})(i + j)\exp\{-i\omega(t - \hat{N}_+z/c)\}$ が右円旋光であること

▶ ファラデー効果の現象論

- ▶ テンソルの非対角成分が存在すると、(30)より、物質の左右円偏光に対する光学応答 \hat{N}_{\pm} の違いを生じ、その結果ファラデー効果が生じる。式(30)より右左円偏光に対する複素屈折率の差 ΔN は、比誘電率テンソルの対角・非対角成分を使って次式のように表せる。

$$\Delta \hat{N} = \hat{N}_+ - \hat{N}_- = \sqrt{\varepsilon_{xx} + i\varepsilon_{xy}} - \sqrt{\varepsilon_{xx} - i\varepsilon_{xy}} \approx i\varepsilon_{xy} / \sqrt{\varepsilon_{xx}} \quad (32)$$

- ▶ これを式(5)に代入すると、複素ファラデー回転角 Φ_F は

$$\Phi_F = -\pi \Delta \hat{N} / \lambda = -(\omega/2c) \cdot (i\varepsilon_{xy} / \sqrt{\varepsilon_{xx}}) \quad (33)$$

- ▶ となり、複素ファラデー回転角は比誘電率の非対角成分 ε_{xy} に比例し、対角成分 ε_{xx} の平方根に反比例することがわかる。これより、ファラデー回転角、ファラデー楕円率として次式を得る。

$$\theta_F = -\frac{\omega}{2c} \cdot \frac{\kappa \varepsilon'_{xy} - n \varepsilon''_{xy}}{n^2 + \kappa^2} l \quad (34)$$

$$\eta_F = -\frac{\omega}{2c} \cdot \frac{n \varepsilon'_{xy} + \kappa \varepsilon''_{xy}}{n^2 + \kappa^2} l$$

▶ ファラデー効果と誘電率の非対角成分

$$\begin{aligned} \text{▶ } \theta_F &= -(\pi\ell/\lambda)(\kappa\varepsilon_{xy}' - n\varepsilon_{xy}'')/(n^2 + \kappa^2) \\ \text{▶ } \eta_F &= -(\pi\ell/\lambda)(n\varepsilon_{xy}' + \kappa\varepsilon_{xy}'')/(n^2 + \kappa^2) \end{aligned} \tag{34'}$$



フォークト配置の場合

▶ N^2 の固有値として

$$N_1^2 = \varepsilon_{xx} + \frac{\varepsilon_{xy}^2}{\varepsilon_{xx}} \text{ および } N_2^2 = \varepsilon_{zz}$$

という2つの解を得る。 N_1 および N_2 に対応する固有関数は

$$E_1 = A \exp\left\{-i\omega\left(t - \frac{N_1}{c}x\right)\right\}(\varepsilon_{xy}\mathbf{i} - \varepsilon_{xx}\mathbf{j})$$

$$E_2 = B \exp\left\{-i\omega\left(t - \frac{N_2}{c}x\right)\right\}\mathbf{k}$$

となり、複屈折を生じる。(コットンムートン効果)

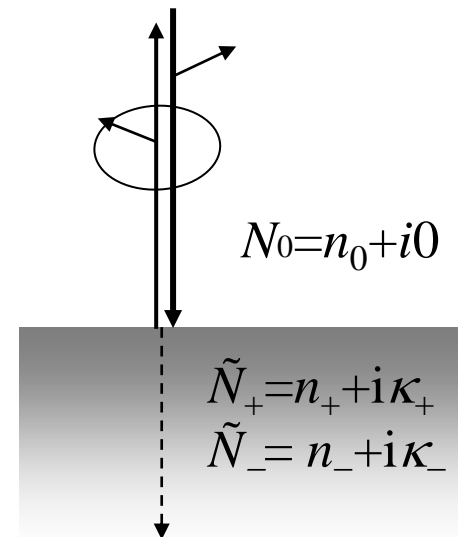


▶ 極力一効果の現象論

- ▶ 極力一効果は直線偏光が入射したとき，反射光が楕円偏光となり，その楕円の長軸の向きが入射光の偏光方向に対して回転する現象である。この回転をカー回転角 θ_K で表し，楕円の長軸と短軸の比を楕円率 η_K で表す。カー回転角は右円偏光と左円偏光に対する移相量の差に対応し，楕円率は左右円偏光に対する反射率の違いから生じる。
- ▶ 右円偏光および左円偏光に対する垂直振幅反射率 \hat{r}_{\pm} は

$$\hat{r}_{\pm} = \frac{\hat{N}_{\pm} - n_0}{\hat{N}_{\pm} + n_0}$$

- ▶ によって表すことができる。
(ここに n_0 は入射側媒体の屈折率).



▶ カー回転とカー楕円率を誘電率で表す

- ▶ カー回転角 φ_K は、複素振幅反射率(フレネル係数)を右円偏光に対して $r_+ \exp(i\theta_+)$ 、左円偏光に対して $r_- \exp(i\theta_-)$ とすると、

$$\varphi_K = \frac{\theta_+ - \theta_-}{2} \equiv \frac{\Delta\theta}{2} \quad (36)$$

- ▶ で与えられる。また、カー楕円率 η_K は次式で与えられる。

$$\eta_K = -\frac{|r_+| - |r_-|}{|r_+| + |r_-|} \equiv -\frac{1}{2} \frac{\Delta r}{r} = -\frac{1}{4} \frac{\Delta R}{R} \quad (37)$$

- ▶ 磁気カー回転角 φ_K と磁気カー楕円率 η_K をひとまとめにした複素カー回転 Φ_K を考える。

$$\Phi_K = \varphi_K + i\eta_K = \frac{\Delta\theta}{2} - i\frac{\Delta r}{2r} = -i\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta r}{r} + i\Delta\theta \right) = -i\frac{\Delta\hat{r}}{2\hat{r}} \approx i\frac{1}{2} \ln\left(1 - \frac{\Delta\hat{r}}{\hat{r}}\right) \approx i\frac{1}{2} \ln\left(\frac{\hat{r}_-}{\hat{r}_+}\right) \quad (38)$$

▶ フレネル係数と誘電率

- ▶ 式(35)の \hat{N}_{\pm} に $\varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy}$ を代入すると、若干の近似を使うことにより

$$\hat{r}_{\pm} = \frac{\hat{N}_{\pm} - n_0}{\hat{N}_{\pm} + n_0} = \frac{\sqrt{\varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy}} - n_0}{\sqrt{\varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy}} + n_0} \approx \frac{\sqrt{\varepsilon_{xx}}(1 \pm i\varepsilon_{xy}/2\varepsilon_{xx}) - n_0}{\sqrt{\varepsilon_{xx}}(1 \pm i\varepsilon_{xy}/2\varepsilon_{xx}) + n_0} \approx \hat{r} \left\{ 1 \mp \frac{in_0\varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon_{xx}}(n_0^2 - \varepsilon_{xx})} \right\} \quad (39)$$

- ▶ ここに $\hat{r} = (\sqrt{\varepsilon_{xx}} - n_0)/(\sqrt{\varepsilon_{xx}} + n_0)$ は、偏光を考えないときのフレネル係数である。



▶ 複素カー一回転角を誘電率テンソル要素で表す。

- ▶ 式(39)の \hat{r}_+ 、 \hat{r}_- を式(38)に代入して、若干の近似を使うと、複素極カー一回転角は次式で表される。

$$\Phi_K = i \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\hat{r}_-}{\hat{r}_+} \right) \approx i \frac{1}{2} \ln \left(1 + \frac{i2n_0 \varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon_{xx}} (n_0^2 - \varepsilon_{xx})} \right) \approx \frac{n_0 \varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon_{xx}} (n_0^2 - \varepsilon_{xx})} \quad (40)$$

- ▶ この式から、カー効果が誘電率の非対角成分 ε_{xy} に依存するばかりでなく、分母に来る対角成分 ε_{xx} にも依存することがわかる。ここで、 $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{xx}' + i\varepsilon_{xx}'' = n^2 - \kappa^2 + i2n\kappa$ を使うと

$$\theta_K = n_0 \frac{n(n_0^2 - n^2 + 3\kappa^2)\varepsilon_{xy}' + \kappa(n_0^2 - 3n^2 + \kappa^2)\varepsilon_{xy}''}{(n^2 + \kappa^2) \left\{ (n_0^2 - n^2 - \kappa^2)^2 + 4\kappa^2 \right\}} \quad (40')$$

$$\eta_K = n_0 \frac{-\kappa(n_0^2 - 3n^2 + \kappa^2)\varepsilon_{xy}' + n(n_0^2 - n^2 + 3\kappa^2)\varepsilon_{xy}''}{(n^2 + \kappa^2) \left\{ (n_0^2 - n^2 - \kappa^2)^2 + 4\kappa^2 \right\}}$$

- ▶ という式を得る。ファラデー効果の場合と同様、カー一回転角、カー楕円率は、 ε_{xy} の実数部と虚数部の1次結合で表される

▶ 縦カー効果

- ▶ 磁化の向きが反射面内にあつて、かつ光の入射面に平行な場合を縦カー効果と称す。いま、入射光がp偏光で、入射面と反射面との交わる線をz軸とする。磁化はz軸に平行であるとする。法線の方法をxとする。入射角とし、界面を透過した光の屈折角とすると、複素カー回転角 θ_K は r_{sp}/r_{pp} によって表される。ここに、 r_{sp} は入射p偏光成分に対し、反射s偏光成分が現れる比率を表し、 r_{pp} は、入射p偏光に対しp偏光が反射される比率を表す。誘電テンソルを用いて、次式で与えられる。

$$r_{pp} = \frac{\sqrt{\epsilon_{xx}} \cos \varphi_0 - \cos \varphi_2}{\sqrt{\epsilon_{xx}} \cos \varphi_0 + \cos \varphi_2}$$

$$r_{sp} = \frac{\epsilon_{xy} \cos \varphi_0 \sin \varphi_2}{\epsilon_{xx} \cos \varphi_2 (\sqrt{\epsilon_{xx}} \cos \varphi_2 + \cos \varphi_0) (\sqrt{\epsilon_{xx}} \cos \varphi_0 + \cos \varphi_2)}$$

▶ 横カー効果

- ▶ 磁化の方向が入射面に垂直な場合, 入射s偏光に対しては何らの効果も及ぼさない. p偏光を入射した場合にのみ, その反射強度が磁化に依存して変化する効果として現れる. この効果を横カー効果と呼ぶ. r_{sp} の成分は生じないので**偏光の回転は起きない**. r_{pp} を誘電テンソルの成分を使って表すと,

$$r_{pp} = \frac{\varepsilon_{xx} \cos \varphi_0 - \left(\cos \varphi_2 + \frac{\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx}} \sin \varphi_2 \right)}{\varepsilon_{xx} \cos \varphi_0 + \left(\cos \varphi_2 + \frac{\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx}} \sin \varphi_2 \right)}$$

反射光の強度は $|r_{pp}|^2$ に比例する. 磁化の効果は ε_{xy} を通じて現れる.

3. 磁気光学効果の電子論

ここでは、磁気光学効果が、ミクロな電子の振る舞いからどのように導かれるかに通いて述べる。はじめに、電子を古典的な荷電粒子として扱い磁界中の運動から誘電率テンソルを導く。後半では、量子論に基づいて誘電率テンソルを導き、磁気光学スペクトルを解釈する。

3.1 磁気光学効果の古典電子論

- ▶ ここでは、電子を古典的な粒子として扱い、磁場中の古典的運動方程式を解いて電子の変位を求め、分極や誘電率を計算する。



▶ 誘電率と電気分極

- ▶ 物質中の電束密度は D は、真空中での電束密度 $\varepsilon_0 E$ に物質の電気分極 P がもたらす電束密度を付け加えたものとなっている。

$$D \equiv \tilde{\varepsilon} \varepsilon_0 E = \varepsilon_0 E + P \quad (41)$$

- 一般に、電気分極 P は印加電圧に依存し、電気感受率テンソルを用いて、次式のように表せる。

$$P = \varepsilon_0 \tilde{\chi} E \quad (42)$$

$$\text{比誘電率テンソルは } \tilde{\varepsilon} = 1 + \tilde{\chi} \quad (43)$$

$$\text{成分で書くと } \varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + \chi_{ij} \quad (44)$$



➤ 電気分極は、電気双極子の総和

- ▶ 電気分極 P は単位体積あたりの電気双極子の総和を表しているので、電気双極子(電荷 $\pm q$ 、距離 u)密度を N とすると、 P は次式であらわされる。

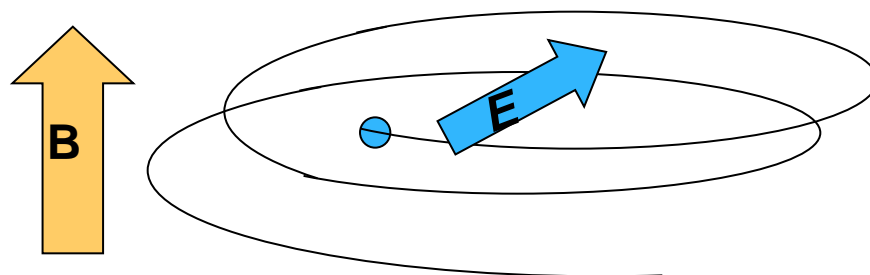
$$\mathbf{P} = Nqu \quad (\text{A1}) \quad (4.5)$$

- したがって、電界 E を加えたときの電荷対の相対変位 u を見積もることができれば、電気感受率、ひいては、比誘電率を求めることができる。



➤ 電界・磁界のもとにおける荷電粒子の運動

- ▶ 電界 E 、静磁界 B のもとでの電荷 q [C], 質量 m [kg]の荷電粒子の運動を考える。荷電粒子の変位 $u=(x, y, z)$ [m]について古典力学の運動方程式を立てると、荷電粒子の電荷 q [C], 質量 m [kg]について古典力学の運動方程式を立てると、
 - ▶ 荷電粒子の変位 $u=(x, y, z)$ [m]
 - ▶ 慣性力 $m d^2 u / dt^2$
 - ▶ 摩擦力 $m \gamma du / dt$
 - ▶ Lorentz力 $q(E + v \times B) = q(E + du / dt \times B)$



➤ 運動方程式の振動解

運動方程式
$$m \frac{d^2 u}{dt^2} + m\gamma \frac{du}{dt} + m\omega_0^2 u = q \left(E + \frac{du}{dt} \times B \right) \quad (46)$$

$\mathbf{B} = (0, 0, B)$ (磁界はz方向を向いているとする。)

$\mathbf{E} = E_0 \exp(-i\omega t)$ $\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 \exp(-i\omega t)$ (振動解を仮定する。)

$$-m\omega^2 \mathbf{u} - im\omega\gamma \mathbf{u} + m\omega_0^2 \mathbf{u} = q(\mathbf{E} - i\omega \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (47)$$

$$\left. \begin{aligned} m(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)x - i\omega q B y &= -q E_x \\ i\omega q B x + m(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)y &= -q E_y \\ m(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)z &= -q E_z \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

という連立方程式が得られる。

▶ 変位 u を求める

- ▶ 連立方程式を解いて、変位 $u=(x, y, z)$ を求める。

$$\begin{aligned}x &= -\frac{q}{m} \frac{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}{\left(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2\right)^2 - \omega^2\omega_c^2} E_x - \frac{q}{m} \frac{i\omega\omega_c}{\left(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2\right)^2 - \omega^2\omega_c^2} E_y \\y &= \frac{q}{m} \frac{i\omega\omega_c}{\left(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2\right)^2 - \omega^2\omega_c^2} E_x - \frac{q}{m} \frac{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}{\left(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2\right)^2 - \omega^2\omega_c^2} E_y \\z &= -\frac{q}{m} \frac{1}{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2} E_z\end{aligned} \quad (49)$$



➤ 電気分極 P を求める

▶ $P = nqu$ により分極 P を求める。

$$\begin{aligned} P_x &= -\frac{nq^2}{m} \frac{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2\omega_c^2} E_x - \frac{nq^2}{m} \frac{i\omega\omega_c}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2\omega_c^2} E_y \\ P_y &= \frac{nq^2}{m} \frac{i\omega\omega_c}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2\omega_c^2} E_x - \frac{nq^2}{m} \frac{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2\omega_c^2} E_y \\ P_z &= -\frac{nq^2}{m} \frac{1}{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2} E_z \end{aligned} \tag{50}$$

ここに $\omega_c = qB/m$ はサイクロトロン角振動数。

▶ 電気感受率を求める

- ▶ $P = \chi \varepsilon_0 E$ により電気感受率 χ を求める。

$$\begin{aligned} P_x &= \varepsilon_0 (\chi_{xx} E_x + \chi_{xy} E_y) \\ P_y &= \varepsilon_0 (-\chi_{xy} E_x + \chi_{xx} E_y) \\ P_z &= \varepsilon_0 \chi_{zz} E_z \end{aligned} \quad (51)$$

$$\omega_c = qB/m$$

より、非対角成分は磁界に比例することがわかる。

$$\begin{aligned} \chi_{xx}(\omega) &= -\frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2 \omega_c^2} \\ \chi_{xy}(\omega) &= -\frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{i\omega\omega_c}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2 \omega_c^2} \\ \chi_{zz}(\omega) &= -\frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2} \end{aligned} \quad (52)$$

が得られる。

▶ 誘電率に変換する

- ▶ $\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + \chi_{ij}$ を用いて、誘電率テンソルに変換する。

$$\varepsilon_{xx}(\omega) = 1 - \omega_p^2 \cdot \frac{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2\omega_c^2}$$

$$\varepsilon_{xy}(\omega) = -\omega_p^2 \cdot \frac{i\omega\omega_c}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2\omega_c^2}$$

$$\varepsilon_{zz}(\omega) = 1 - \omega_p^2 \cdot \frac{1}{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}$$

$$\omega_c = qB/m$$

(53)

▶ 伝導率テンソルであらわすと

- ▶ (53)式を σ で書き直すと

$$\begin{aligned}\sigma_{xx}(\omega) &= i\omega(1 - \varepsilon_{xx}) = i\omega\varepsilon_0\omega_p^2 \cdot \frac{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2\omega_c^2} \\ \sigma_{xy}(\omega) &= -i\omega\varepsilon_{xy} = -i\omega\varepsilon_0\omega_p^2 \cdot \frac{\omega^2\omega_c}{(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)^2 - \omega^2\omega_c^2} \\ \sigma_{zz}(\omega) &= i\omega(1 - \varepsilon_{zz}) = i\omega\varepsilon_0\omega_p^2 \cdot \frac{1}{\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2}\end{aligned}\tag{54}$$

- ▶ ここに ω_p は次式で与えられるプラズマ角周波数である。

$$\omega_p = \sqrt{\frac{nq^2}{m\varepsilon_0}}$$



➤ 磁界がかかっており束縛項がない場合：
マグネトプラズマ共鳴

▶ 式(53)に $\omega_0=0$, $\gamma=0$ を代入すると

$$\varepsilon_{xx}(\omega) = 1 - \frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega^2 - \omega_c^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2}$$

$$\varepsilon_{xy}(\omega) = \frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \cdot \frac{-i\omega_c}{\omega(\omega^2 - \omega_c^2)} = -i \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega(\omega^2 - \omega_c^2)}$$

$$\varepsilon_{zz}(\omega) = 1 - \frac{nq^2}{m\varepsilon_0} \frac{1}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

マグネトプラズマ共鳴

(55)

$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2$ で
ゼロを横切る

$\omega = \omega_c$ で発散

$$N_{\pm}^2 = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega^2 - \omega_c^2)} (\omega \pm \omega_c) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega \mp \omega_c)}$$

▶ ホール効果

(直流において、自由電子のみを考え、磁界のある場合)

- ▶ DCにおいては、 $\omega \rightarrow 0$ とすることにより、次式を得る。 σ_{xy} はx方向に電流が流れたときy方向に電圧が生じることを表しているの、まさにホール効果を記述するものとなっている。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx}(0) &= \frac{nq^2}{m} \cdot \frac{\gamma}{\omega_c^2 + \gamma^2} = nq \frac{q}{m\gamma} \frac{\gamma^2}{\omega_c^2 + \gamma^2} = nq\mu \frac{\gamma^2}{\omega_c^2 + \gamma^2} = \frac{\sigma_0}{(\omega_c/\gamma)^2 + 1} \\ \sigma_{xy}(0) &= -\frac{nq^2}{m} \cdot \frac{\omega_c}{\omega_c^2 + \gamma^2} = -nq \frac{q}{m\gamma} \frac{\gamma\omega_c}{\omega_c^2 + \gamma^2} = -\sigma_0 \frac{\omega_c/\gamma}{(\omega_c/\gamma)^2 + 1} \\ \sigma_{zz}(0) &= \frac{nq^2}{m} \cdot \frac{1}{\gamma} = nq \frac{q}{m\gamma} = nq\mu = \sigma_0 \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

ここに σ_0 は直流伝導率である。
抵抗率テンソルに変換すると次式になる。

$$\left. \begin{aligned} \rho_{xx} = \rho_{zz} &= \frac{1}{\sigma_0} \\ \rho_{xy} &= R_H B \end{aligned} \right\} \quad \hat{\rho} = \begin{pmatrix} 1/\sigma_0 & -R_H B & 0 \\ R_H B & 1/\sigma_0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/\sigma_0 \end{pmatrix} \quad (58)$$

ここに R_H はホール係数である。

▶ Feの磁気光学効果は古典電子論で説明できるか？

- ▶ Feの比誘電率の非対角成分の大きさは最大 $\varepsilon_{xy}=5$ の程度

$$\varepsilon_{xy}(\omega_0) = \left| \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega_0 (\gamma^2 + \omega_c^2)} \right| = 5$$

- ▶ として、プラズマ周波数 $\hbar\omega_p = 2\text{eV}$ $\hbar\omega = \hbar\omega_0 = 2\text{eV}$ $\hbar\gamma = 0$
 - ▶ を代入すると、となり、 $B \approx 5000 \text{ T}$ という大きな内部磁界を仮定しなければならない。
 - ▶ これを解決するには、3.2に述べる量子論によらなければならない。
-



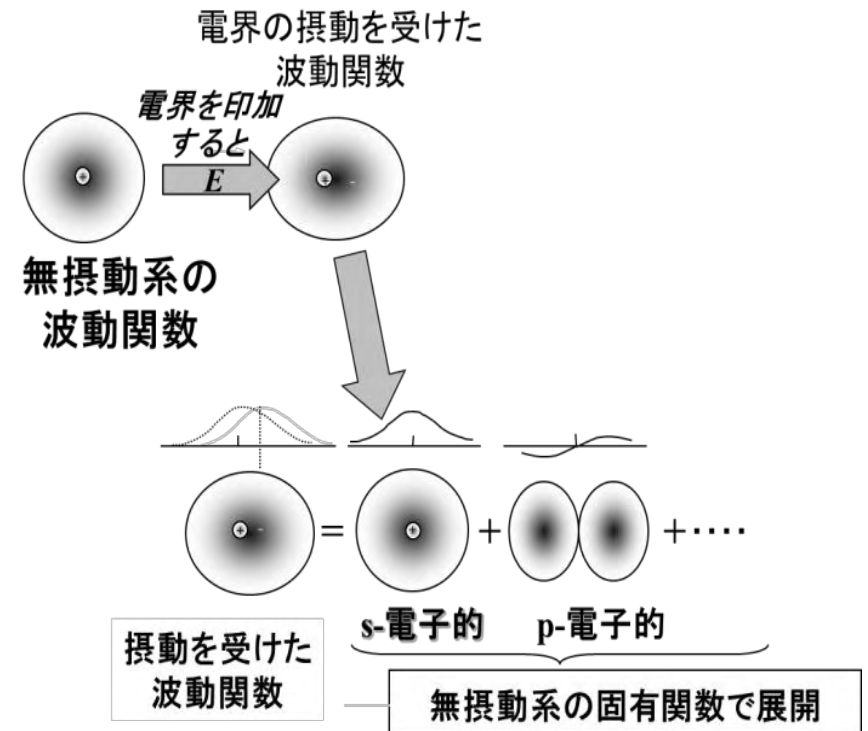
3.2 磁気光学効果の量子論

- ▶ ここでは、量子論にもとづいて、磁気光学効果のもとになる比誘電率テンソルのスペクトルを説明する。



▶ 誘電率の量子論的起源

- ▶ 古典電子論では、電子が原子核にバネで結びついているイメージで説明した。しかし、実際には、電子は原子核の付近にクーロン力で束縛され、その軌道のエネルギーは、量子数で指定されるとびとびの値をとる。
- ▶ 誘電率とは、物質に電界が加わったときの分極のできやすさを表す物理量である。分極とは、電界によって電子の波動関数の分布の形がゆがみ、重心(負電荷)が原子核(正電荷)の位置からずれることを意味する。
- ▶ 波動関数の分布のゆがみは、量子力学では、基底状態の波動関数に、励起状態の波動関数が混じり込むことによって生じる。この変化の様子を説明するのが「**摂動論**」である。

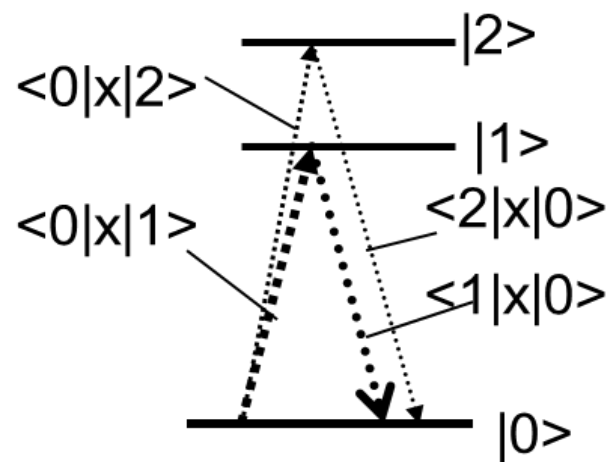


▶ 摂動論で電気分極を考える

- ▶ 電気分極とは、「電界によって正負の電荷がずれることにより誘起された電気双極子の単位体積における総和」のことを表す。
- ▶ 「電界の効果」を、電界を与える前の系(無摂動系)のハミルトニアンに対する「摂動」として扱う。
- ▶ 「摂動を受けた場合の波動関数」を「無摂動系の固有関数」の1次結合として展開。この波動関数を用いて「電気双極子の期待値」を計算する。

$$\chi_{xx}(\omega) = \frac{2Nq^2}{\hbar\epsilon_0} \sum_j \omega_{j0} |\langle j|x|0\rangle|^2 \left[\frac{1}{\omega_{j0}^2 - \omega^2} \right]$$

$$= \frac{2Nq^2}{\hbar\epsilon_0} \left(\frac{\omega_{10} |\langle 1|x|0\rangle|^2}{\omega_{10}^2 - \omega^2} + \frac{\omega_{20} |\langle 2|x|0\rangle|^2}{\omega_{20}^2 - \omega^2} + \dots \right) \quad (59)$$



時間を含む摂動論(1)

- ▶ 無摂動系の基底状態の波動関数を $\phi_0(\mathbf{r})$ で表し,
 - ▶ j 番目の励起状態の波動関数を $\phi_j(\mathbf{r})$ で表す.
 - ▶ 無摂動系のシュレーディンガー方程式
$$\begin{aligned} H_0 \phi_0(\mathbf{r}) &= \hbar \omega_0 \phi_0(\mathbf{r}) \\ H_0 \phi_j(\mathbf{r}) &= \hbar \omega_j \phi_j(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (60)$$
 - ▶ H_0 は無摂動系のハミルトン演算子である。
 - ▶ $\hbar \omega_j$ は j 番目の固有状態 $\phi_j(\mathbf{r})$ に対する固有エネルギーを表す。
 - ▶ 光の電界 $E(t) = E_0 \exp(-i\omega t) + \text{c.c.}$ (c.c.=共役複素数) (61)
 - ▶ 共役複素数を加えるのは、電磁界の波動関数は実数だから。
 - ▶ 摂動のハミルトニアン $H' = q\mathbf{r} \cdot \mathbf{E}(t)$ (62)
-
- ▶

▶ 時間を含む摂動論(2)

- ▶ 摂動を受けた系のシュレーディンガー方程式

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(\mathbf{r}, t) = H \psi(\mathbf{r}, t) \equiv [H_0 + H'] \psi(\mathbf{r}, t) \quad (63)$$

- この固有関数を、無摂動系の固有関数のセット($\phi_n; n=0,1,2,\dots$)で展開する。時間を含めるために $\exp(-i\omega_n t)$ を付けておく。

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \phi_0(\mathbf{r}) \exp(-i\omega_0 t) + \sum_j c_j(t) \phi_j(\mathbf{r}) \exp(-i\omega_j t) \quad (64)$$

- この式を式(63)に代入し、無摂動系の波動関数について成立する式(4.22)を代入すると下記の展開係数 $c_j(t)$ に関する微分方程式がえられる。

$$i\hbar \sum_{j'} \frac{dc_{j'}(t)}{dt} \phi_{j'}(\mathbf{r}) \exp(-i\omega_{j'} t) = H' \phi_0(\mathbf{r}) \exp(-i\omega_0 t) + \sum_{j'} c_{j'}(t) \exp(-i\omega_{j'} t) H' \phi_{j'}(\mathbf{r})$$



▶ 時間を含む摂動論(3)

$$i\hbar \sum_{j'} \frac{dc_{j'}(t)}{dt} \phi_{j'}(r) \exp(-i\omega_{j'}t) = H' \phi_0(r) \exp(-i\omega_0t) + \sum_{j'} c_{j'}(t) \exp(-i\omega_{j'}t) H' \phi_{j'}(r)$$

- ▶ 左から $\phi_j^*(r) \exp(i\omega_j t)$ をかけて、 r について積分すると次式がえられる。

$$i\hbar \frac{dc_j(t)}{dt} = \int dr \phi_j^*(r) \exp(i\omega_j t) H' \phi_0(r) \exp(-i\omega_0 t) + \sum_{j'} c_{j'} \int dr \phi_j^*(r) \exp(i\omega_0 t) H' \phi_{j'}(r) \exp(-i\omega_{j'} t) = \langle j | H' | 0 \rangle \exp\{i(\omega_j - \omega_0)t\} + \sum_{j'} c_{j'} \delta_{jj'} \langle j | H' | j \rangle \exp\{i(\omega_j - \omega_{j'})t\} = \langle j | H' | 0 \rangle \exp(i\omega_{j_0} t) \quad (65)$$

ここに $\langle j | H' | 0 \rangle$ はディラックの表示で $\int dr \phi_j^*(r) H' \phi_0(r)$ の積分を表す。

- ▶ また、 ϕ_j と $\phi_{j'}$ の間の遷移行列は無視した。

▶ 時間を含む摂動論(4)

$$i\hbar \frac{dc_j(t)}{dt} = \langle j|H'|0\rangle \exp(i\omega_{j_0}t) \equiv q \langle j|r|0\rangle \cdot E(t) \exp(i\omega_{j_0}t) \quad (66)$$

- ▶ 式(66)を積分することにより式(64)の展開係数 $c_j(t)$ が求められる。

遷移行列

$$c_{xj}(t) = (i\hbar)^{-1} \int_0^t q \langle j|x|0\rangle E_{0x} [\exp(i\omega t) + cc.] \exp(i\omega_{j_0}t) dt$$

$$= q E_{x0} \langle j|x|0\rangle \left[\frac{1 - \exp(i(\omega + \omega_{j_0})t)}{\hbar(\omega + \omega_{j_0})} + \frac{1 - \exp(i(-\omega + \omega_{j_0})t)}{\hbar(-\omega + \omega_{j_0})} \right] \quad (67)$$

- この係数は、摂動を受けて、**励起状態**の波動関数が**基底状態**の波動関数に混じり込んでくる度合いを表している。

$$\psi(r, t) = \phi_0(r) \exp(-i\omega_0 t) + \sum_j c_j(t) \phi_j(r) \exp(-i\omega_j t) \quad (68)$$

基底状態 $|0\rangle$

励起状態 $|j\rangle$

▶ 誘電率の対角成分の導出(1)

- ▶ 電気分極 P の期待値を計算
(入射光の角周波数と同じ成分)

$$c_{xj}(t) = eE_{x0} \langle j|x|0 \rangle \left[\frac{1 - \exp(i(\omega + \omega_{j0})t)}{\hbar(\omega + \omega_{j0})} + \frac{1 - \exp(i(-\omega + \omega_{j0})t)}{\hbar(-\omega + \omega_{j0})} \right]$$

$$\begin{aligned} \langle P_x \rangle &= \langle Nq x(t) \rangle = Nq \int \Psi^* x \Psi dx \\ &= Nq \sum_j \left[\langle 0|x|0 \rangle + \langle j|x|0 \rangle c_{xj}(t) \exp(i\omega_{j0}t) + \langle 0|x|j \rangle c_{xj}^*(t) \exp(-i\omega_{j0}t) + \dots \right] \end{aligned}$$

$$= Nq^2 \left[\sum_j \frac{|\langle j|x|0 \rangle|^2}{\hbar} \cdot \left(\frac{1}{\omega_{j0} - \omega} + \frac{1}{\omega_{j0} + \omega} \right) \right] E_x(t) \quad (69)$$

$$P_x(\omega) = \chi_{xx}(\omega) \varepsilon_0 E_x$$

$$\chi_{xx}(\omega) = \frac{Nq^2}{\hbar \varepsilon_0} \sum_j |\langle j|x|0 \rangle|^2 \left[\frac{1}{\omega_{j0} - \omega} + \frac{1}{\omega_{j0} + \omega} \right] \quad (70)$$

▶ 誘電率の対角成分の導出(1)

- ▶ ここで有限の寿命を考え、 $\omega \rightarrow \omega + i\gamma$ の置き換えをする。

$$\begin{aligned}\chi_{xx}(\omega) &= \frac{Nq^2}{m\epsilon_0} \sum_j m \left| \langle j|x|0 \rangle \right|^2 \left[\frac{1}{\hbar(\omega_{j0} - \omega - i\gamma)} + \frac{1}{\hbar(\omega_{j0} + \omega + i\gamma)} \right] \\ &= \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \sum_j f_{xj} \frac{1}{\omega_{j0}^2 - (\omega + i\gamma)^2}\end{aligned}\quad (71)$$

$$f_{xj} = 2m\omega_{j0} \left| \langle j|x|0 \rangle \right|^2 / \hbar \quad \text{ここに } f_{xj} \text{ は直線偏光の振動子強度である。}$$

- 誘電率に変換すると、対角成分は次式のようにになる。

$$\epsilon_{xx}(\omega) = 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \sum_j f_{xj} \frac{(\omega_{j0}^2 - \omega^2 + \gamma^2) + 2i\gamma\omega}{(\omega_{j0}^2 - \omega^2 + \gamma^2)^2 + 4\gamma^2\omega^2}\quad (72)$$

▶ 誘電率の非対角成分の導出(1)

- ▶ 非対角成分: y 方向の電界が $E_y(t)$ が印加されたときの, 分極 P の x 成分の期待値

摂動後の波動関数

$$\begin{aligned}
 \langle P_x \rangle &= \langle Nqx(t) \rangle = Nq \int \Psi^* x \Psi dx \\
 &= Nq \sum_j \left[\langle 0|x|0 \rangle + \langle j|x|0 \rangle c_{yj}(t) \exp(i\omega_{j0}t) + \langle 0|x|j \rangle c_{yj}^*(t) \exp(-i\omega_{j0}t) + \dots \right] \\
 &= Nq \sum_j \left[\langle j|x|0 \rangle c_{yj}(t) \exp(i\omega_{j0}t) + cc. \right] \\
 &= Nq^2 \sum_j \langle j|x|0 \rangle \langle 0|y|j \rangle \frac{1}{\hbar} \left(\frac{E_{y0}^* \exp(-i\omega t)}{\omega_{j0} - \omega} + \frac{E_{y0} \exp(i\omega t)}{\omega_{j0} + \omega} \right)
 \end{aligned}$$

これより $\chi_{xy}(\omega) = Nq^2 \sum_j \frac{\langle 0|y|j \rangle \langle j|x|0 \rangle}{\hbar(\omega_{j0} - \omega)}$ および $\chi_{xy}^*(-\omega) = Nq^2 \sum_j \frac{\langle 0|x|j \rangle \langle j|y|0 \rangle}{\hbar(\omega_{j0} + \omega)}$ が得られる。

$$\chi_{xy}(\omega) = \frac{\chi_{xy}(\omega) + \chi_{xy}^*(-\omega)}{2} = \frac{Nq^2}{2} \sum_j \left(\frac{\langle 0|y|j \rangle \langle j|x|0 \rangle}{\hbar(\omega_{j0} - \omega)} + \frac{\langle 0|x|j \rangle \langle j|y|0 \rangle}{\hbar(\omega_{j0} + \omega)} \right) \quad (73)$$

誘電率の非対角成分の導出(2)

$x^\pm = (x \pm iy)/\sqrt{2}$ という置き換えをすると若干の近似のもとで

$$\chi_{xy}(\omega) = \frac{Nq^2}{2i\varepsilon_0\hbar} \sum_j \omega_{j0} \frac{|\langle 0|x^+|j\rangle|^2 - |\langle 0|x^-|j\rangle|^2}{\omega_{j0}^2 - \omega^2} \quad (74)$$

となる。

$|\langle 0|x^\pm|j\rangle|^2$ は右および左円偏光により基底状態 $|0\rangle$ から、励起状態 $|j\rangle$ に遷移する確率

円偏光についての振動子強度を $f_{j0}^\pm = \frac{m\omega_{j0} |\langle j|x^\pm|0\rangle|^2}{\hbar}$ と定義すると

$$\varepsilon_{xy} = \chi_{xy}(\omega) = -i \frac{Nq^2}{2m\varepsilon_0} \sum_j \frac{f_{j0}^+ - f_{j0}^-}{\omega_{j0}^2 - (\omega + i\gamma)^2} \quad (75)$$

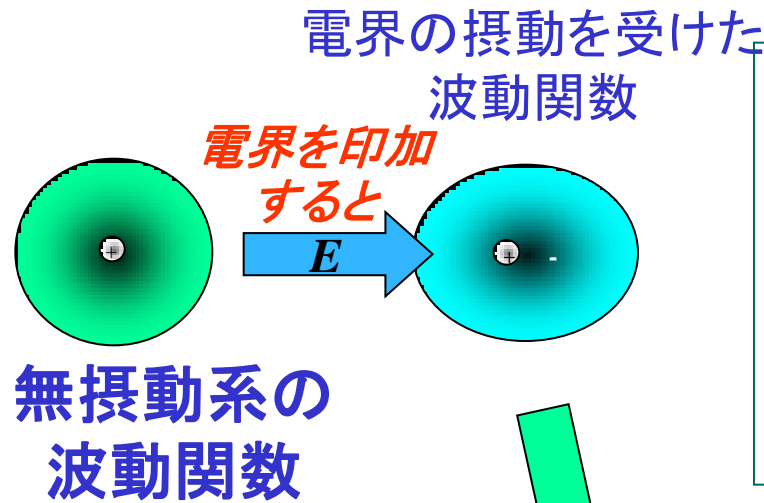
が得られる。

▶ 磁化の存在がどう寄与するか

- ▶ 磁化が存在するとスピン状態が分裂する。
 - ▶ しかし左右円偏光の選択則には影響しない。
- ▶ スピン軌道相互作用があって初めて軌道状態の分裂に結びつく。
- ▶ 右(左)回り光吸収は右(左)回り電子運動を誘起する。
- ▶ 以下では、磁気光学の量子論を図を使って説明する。



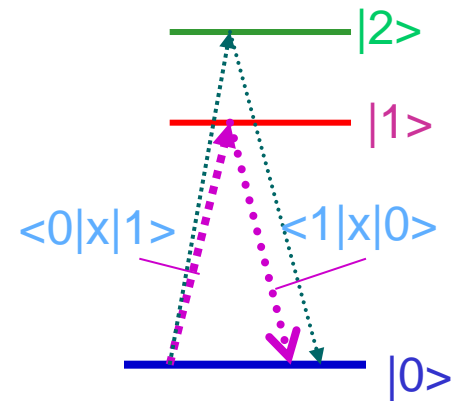
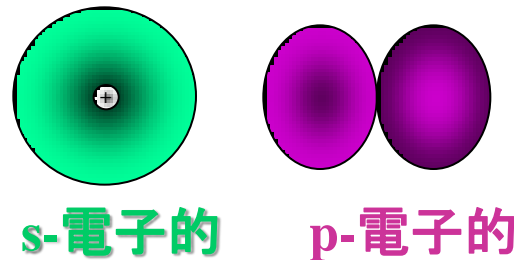
➤ 電子分極のミクロな扱い: 対角成分



$$\chi_{xx}(\omega) = \frac{2Nq^2}{\hbar\epsilon_0} \sum_j \omega_{j0} |\langle j|x|0\rangle|^2 \left[\frac{1}{\omega_{j0}^2 - \omega^2} \right]$$

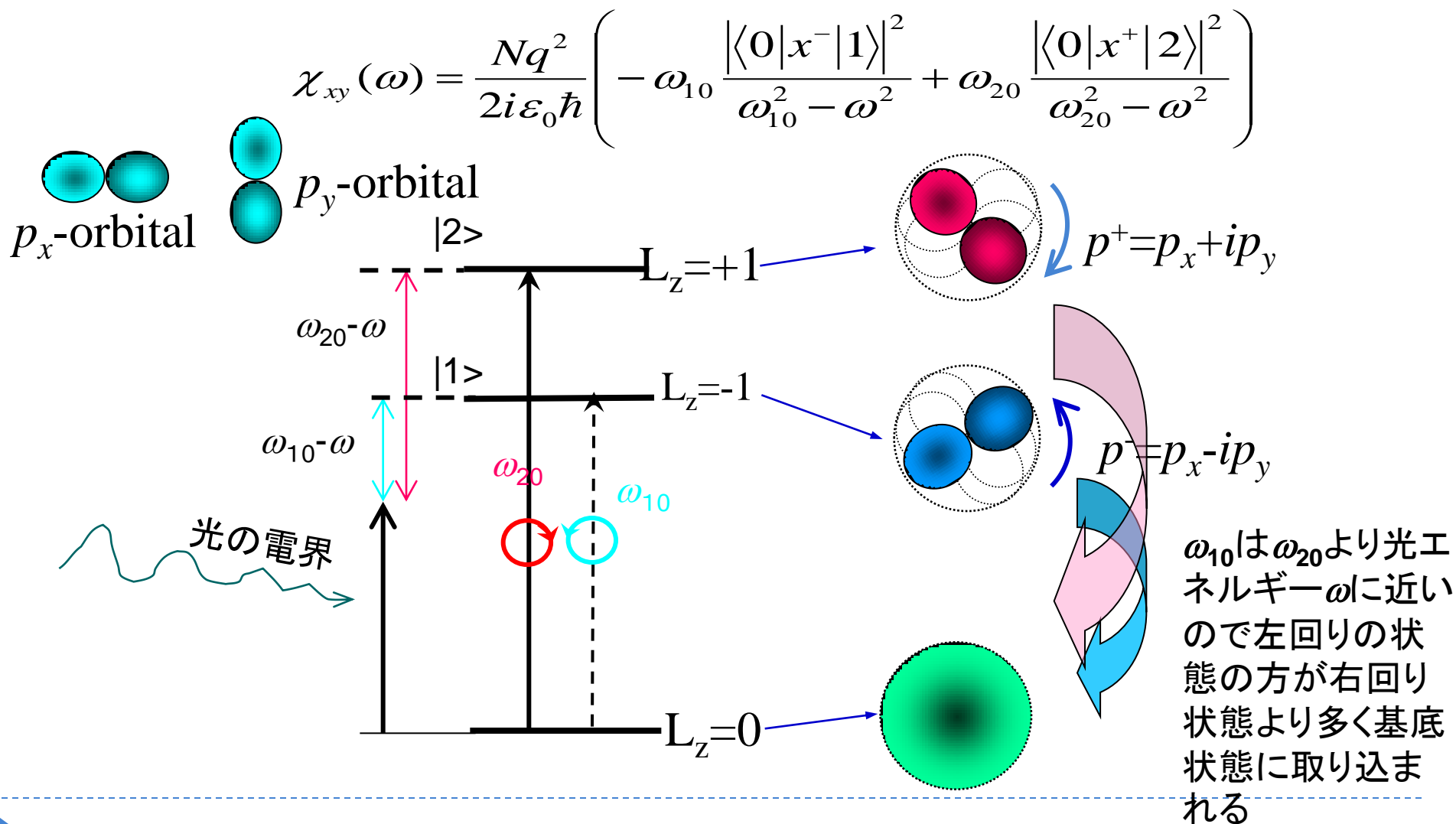
$$= \frac{2Nq^2}{\hbar\epsilon_0} \left(\frac{\omega_{10} |\langle 1|x|0\rangle|^2}{\omega_{10}^2 - \omega^2} + \frac{\omega_{20} |\langle 2|x|0\rangle|^2}{\omega_{20}^2 - \omega^2} + \dots \right)$$

摂動を受けた
波動関数



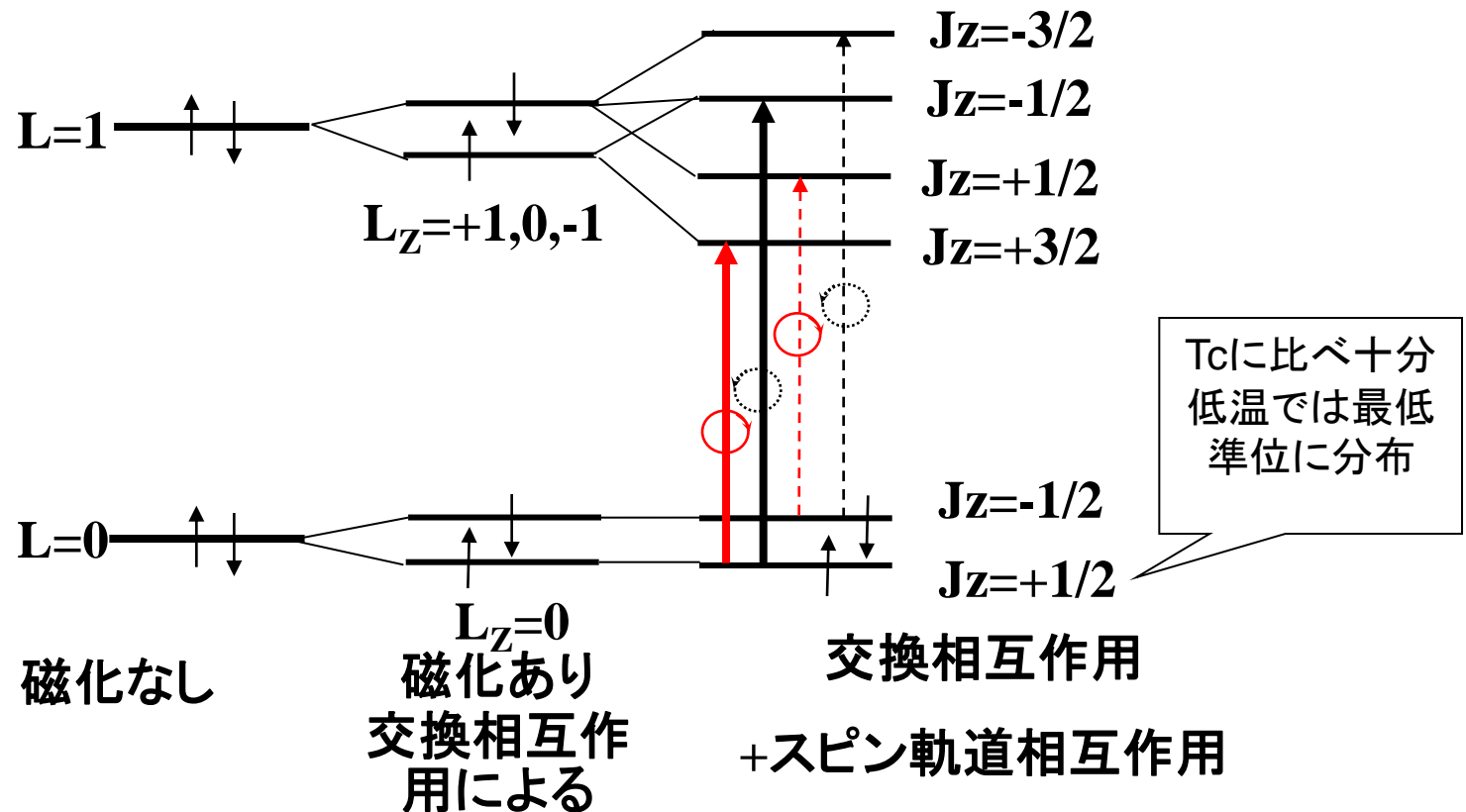
無摂動系の固有関数で展開

▶ 円偏光の吸収と電子構造：非対角成分



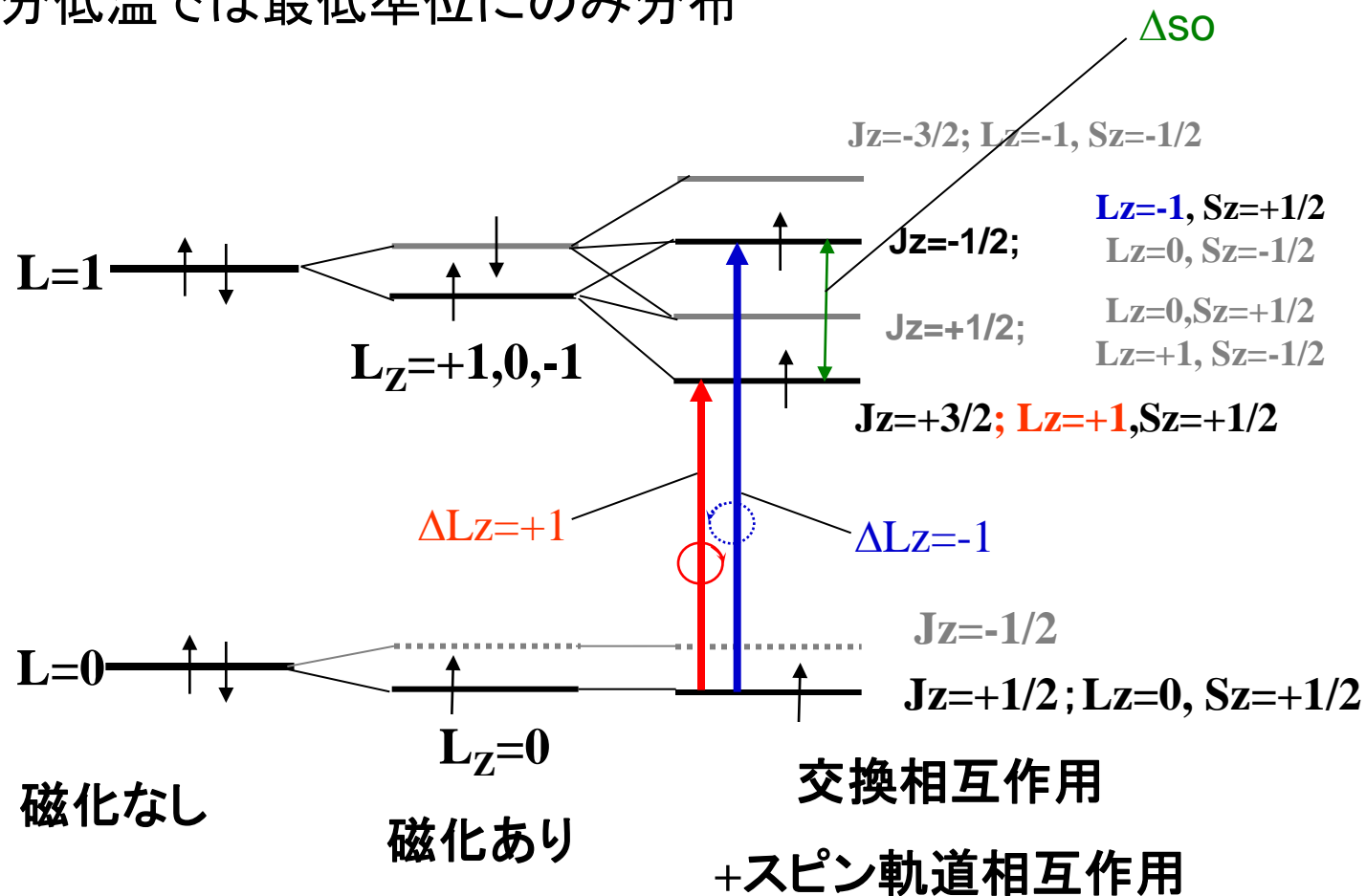
➤ スピン軌道相互作用の重要性

- ▶ 磁化があるだけでは、軌道状態は分裂しない。スピン軌道相互作用があるために軌道状態の分裂が起きる。



➤ スピン軌道相互作用の重要性

- ▶ T_c に比べ十分低温では最低準位にのみ分布



▶ 磁気光学スペクトルの形(1)局在電子系

- ▶ 磁気光学効果スペクトルは式(4.38)をきちんと計算すれば、説明できるはずのものだが、単純化するために、遷移の性質により、典型的な2つの場合に分けている。
- ▶ 励起状態がスピン軌道相互作用で分かれた2つの電子準位からなる場合は、伝統的に**反磁性項**と呼ぶ。
- ▶ 一方、励起電子準位が1つで、基底状態との間の左右円偏光による光学遷移確率異なる場合は、伝統的に**常磁性項**とよぶ。



▶ 反磁性型スペクトル

- ▶ 図のような電子構造を考えます。基底状態として交換分裂した最低のエネルギー準位を考える。このときの誘電率の非対角成分の実数部・虚数部は図のように表される。

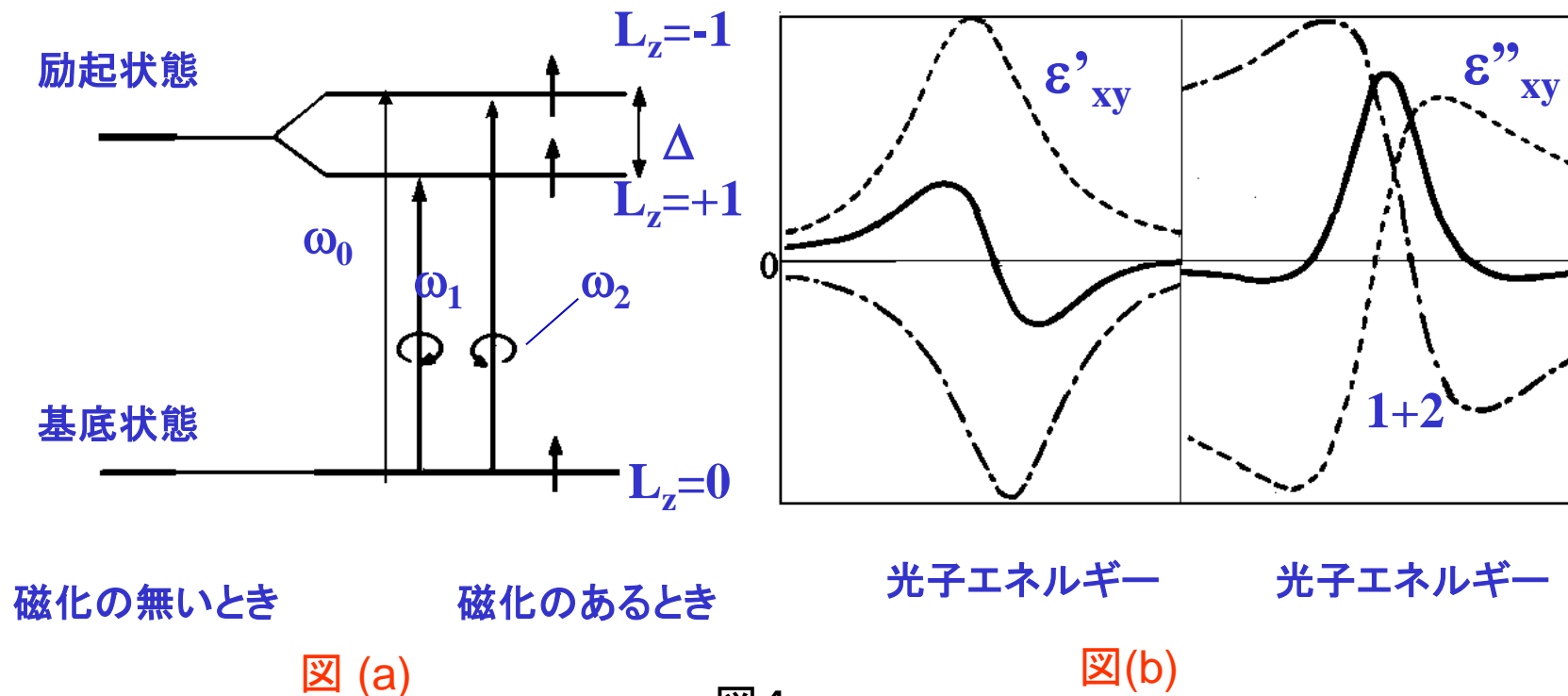


図4

▶ 反磁性スペクトルの誘電率の式

- ▶ 図のような準位図を考えたときの誘電率の非対角成分は次式になる。

$$\begin{aligned}\varepsilon'_{xy} &= \frac{Ne^2 f_0 \Delta_{so}}{2m\varepsilon_0 \omega \tau} \cdot \frac{\omega_0 - \omega}{\left((\omega_0 - \omega)^2 + \gamma^2\right)^2} \\ \varepsilon''_{xy} &= -\frac{Ne^2 f_0 \Delta_{so}}{4m\varepsilon_0 \omega} \cdot \frac{(\omega_0 - \omega)^2 - \gamma^2}{\left\{(\omega_0 - \omega)^2 + \gamma^2\right\}^2}\end{aligned}\tag{4.46}$$

これを図示したのが図の実線である。すなわち、 ε_{xy} の**実数部**は**分散型**，**虚数部**は**両側に翼のあるベル型**となる。



▶ 誘電率の非対角成分のピーク値

- ▶ 大きな磁気光学効果を示す物質では、ほとんど、ここに述べた反磁性型スペクトルとなっている。 $\omega=\omega_0$ において ε_{xy}'' のピーク値は

$$\varepsilon_{xy}'' \Big|_{peak} = \frac{Ne^2 f \Delta_{so}}{4m\varepsilon_0 \omega \gamma^2} \quad (4.47)$$

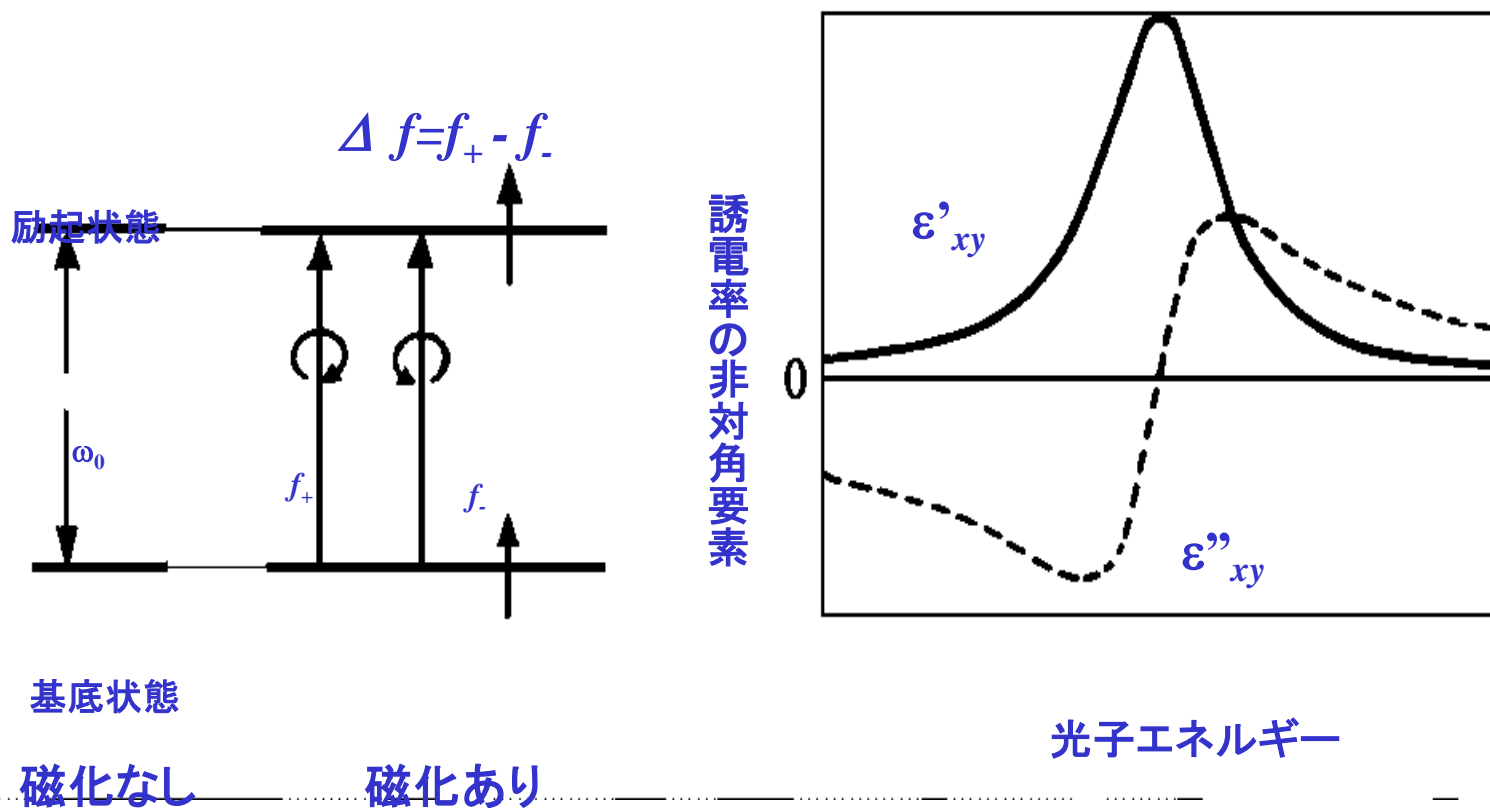
鉄の場合： $N=10^{28}\text{m}^{-3}$, $f_0=1$, $\hbar\Delta_{so}=0.05\text{eV}$, $\hbar\omega_0=2\text{eV}$,
 $\hbar/\tau=0.1\text{eV}$ という常識的な値を代入 $\varepsilon_{xy}'' \Big|_{peak}=3.5$ を得る。

大きな磁気光学効果を持つ条件：

- ・光学遷移の振動子強度 f が大きい
 - ・スピン軌道相互作用が大きい
 - ・遷移のピーク幅が狭い
-

▶ 常磁性型スペクトル

- ▶ 図 4.8(a)に示すように、基底状態にも励起状態にも分裂はないが、両状態間の遷移の振動子強度 f_+ と f_- とに差 Δf がある場合を考える。



▶ 常磁性スペクトルの誘電率の式

- ▶ この場合は(4.38)式そのものである。実数部・虚数部に分けて書くと次の式になる。

$$\begin{aligned}\varepsilon'_{xy} &= \frac{Ne^2 \Delta f}{m\varepsilon_0 \tau} \cdot \frac{\omega_0}{(\omega_0^2 - \omega^2 + \gamma^2)^2 + 4\omega^2 \gamma^2} \\ \varepsilon''_{xy} &= \frac{-Ne^2 \Delta f}{2m\varepsilon_0} \cdot \frac{\omega_0 (\omega_0^2 - \omega^2 + \gamma^2)}{\omega \left\{ (\omega_0^2 - \omega^2 + \gamma^2)^2 + 4\omega^2 \gamma^2 \right\}}\end{aligned}\quad (4.48)$$

これを図示したのが図の実線である。すなわち、 ε_{xy} の実数部が(翼のない)ベル型、虚数部が分散型を示す。

▶ 磁気光学スペクトルの形(2) バンド電子系

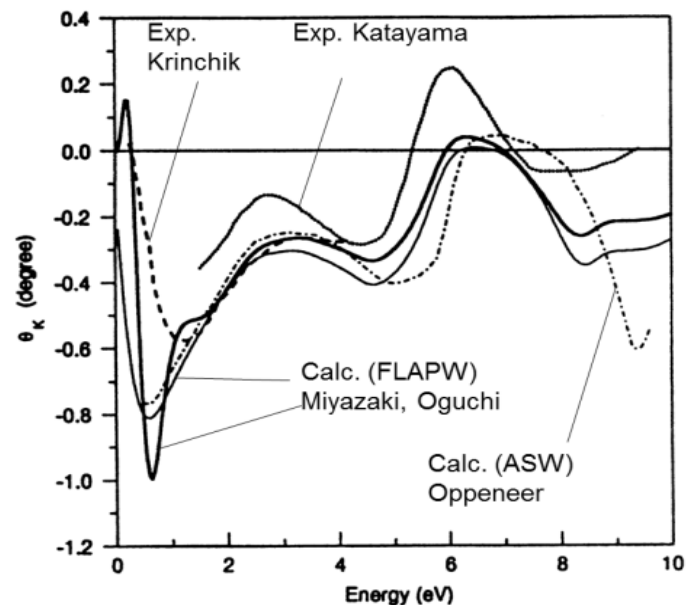
- ▶ 金属磁性体や磁性半導体の光学現象は、絶縁性の磁性体と異なって、バンド間遷移という概念で理解しなければならない。なぜなら、d電子はもはや原子の状態と同様の局在準位ではなく、空間的に広がって、バンド状態になっているからである。このような場合には、バンド計算によってバンド状態の固有値と固有関数とを求め、久保公式に基づいて分散式を計算することになる。
 - ▶ 局在電子系では、各原子の応答は等しいものとして単位体積あたりの原子の数 N をかけた。金属の場合は、 k -空間の各点においてバンド計算から遷移エネルギーと遷移行列を求め、すべての k についての和をとる必要がある。電子状態がバンドで記述できる系について久保公式に基づいて誘電率テンソルの成分を求める式はWang, Callawayにより導出された。
 - ▶ ここでは、結果だけ述べておく。
-



▶ バンド電子系の磁気光学スペクトル

$$\sigma_{xy}''(\omega) = \text{Im}(\sigma_{xy}) = -\frac{\pi q^2}{2m^2 \hbar \omega} \sum_{l,k}^{\text{occ}} \sum_{n,k}^{\text{unocc}} \left(\left| \langle l | \Pi^+ | n \rangle \right|^2 - \left| \langle l | \Pi^- | n \rangle \right|^2 \right) \delta(\omega - \omega_{nl,k})$$

- ▶ σ_{xy} を評価するには、スピン軌道相互作用を含めて、スピン偏極バンドを計算し、ブリルアン域の各 k における ω_{nm} および、 Π^+ と Π^- を計算して、全ての k について和(積分)をとればよい。
- ▶ 実際、そのような手続きはWangとCallawayによってFe, Niについておこなわれた。最近、バンド計算技術が発展し、多くの物質で第1原理計算に基づく磁気光学スペクトルの計算がなされ、実験ときわめてよい一致を示すことが明らかになった



Feについては、図に示すように、実験で得られた形状をよく再現しており、回転角の値もほぼ実験値を説明できる。

おわりに

- ▶ 磁気光学効果は、誘電率テンソルの非対角成分により生じること、量子論にもとづいて非対角成分の実数部、虚数部を導くことにより、強磁性体の大きな磁気光学効果は、交換相互作用とスピン軌道相互作用がともに起きることによって生じていることが明らかになった。磁気光学スペクトルの形状は電子状態間の円偏光による電子双極子遷移の重ね合わせで説明でき、第1原理バンド計算によって実験結果が再現されることを学んだ。

