磁気カー効果の2準位モデルによる基礎的検討

原 田 大 士*・成 田 章

Basic Study of Magneto-optical Polar Kerr Effect due to Simple Models with Two Energy Levels

Hiroshi HARATA* and Akira NARITA

(1995年11月30日受理)

Basic study of the magneto-optical polar Kerr effect is done by use of the two kinds of simple models with two energy levels, named as A and B. In model A, the lower level with s character and the three fold degenerate upper levels with p character, which split into three by the magnetic interactions such as the internal field, are assumed. For these states, the transitions from s to p are considered. In model B, the non-degenerate lower and upper levels are assumed, and the transitions from the lower to the upper, of which matrix elements for the right and the left circularly polarized lights are different, are considered. From the calculations of the diagonal and the off-diagonal components of the optical conductivity tensor, the characteristic behaviors inherent to each model are found for the spectra of each conductivity and the detailed discussions for their origins are given. Furthermore, the magnitudes consistent with the experiments are obtained for the Kerr rotation θ_K and ellipticity η_K.

1．序　　論

物質に光を照射したとき，その一部は反射し残りは透過する。物質が磁性体であるときは，光と磁気の相互作用により，反射光と透過光に，入射光に比べて質的に異なったものが観測される。これを具体的に言えば，直線偏光した光を磁性体に照射したとき，反射光および透過光の偏光が楕円偏光に変化し，かつ偏光面が回転する。この現象を磁気光学効果と呼んでいる。磁性体が反強磁性体であるときはこの効果は起こらない。磁気光学効果が起こるためには，磁化がある一方向に存在している必要がある。従って，以下で磁性体といえば，その原因が自発的なものであれ外部磁場によるものであれ，一方向に磁化が存在している固体のことである。

代表的な磁気光学効果には，ファラデー効果，磁気カー効果などがある。ファラデー効果は透過光に現れる現象であり，磁気カー効果は反射光に現れる現象である。入射光の進行方向と磁化の方向の関係で見れば，ファラデー効果はそれらが平行であるときのものをいい，磁気カー効果については次の3種類の場合がある。1）極カー効果：磁性体の表面（反射面）の法線方向に磁化がある場合，2）縦カー効果：磁化が反射面に平行で，かつ入射面に含まれる場合，3）横カー効果：磁化が反射面に平行でかつ入射面に垂直の場合。

また，コットンムートン効果も磁気光学効果の代表例であり，透過光に複屈折現象が観測される現象である。これは，ファラデー効果における入射光の進行方向と磁化の方向の位置関係とは異なり，それらが垂直であるときのものをいう。この効果はフォークト効果とも呼ばれている[1]。

これらの磁気光学効果は，入射直線偏光が等しい位相と振幅を持つ左円偏光と右円偏光の和の形に分解でき，これらの左右の円偏光についての吸光度または反射率が異なるために起こることが知られている。つまり，異なる吸光度または反射率により透過または反射後左右の円偏光が異なる位相と振幅をもつため，これらが合成されたとき，偏光面が回転しかつ楕円偏光への変化が観測される。

次にミクロな立場から見てみよう。光は物質内の電子の軌道運動と相互作用し，また軌道運動は同じ

* 秋田高専専攻科（生産システム工学）

電子のスピンと相互作用している。従って，磁性を担うスピンは，この軌道とスピンとの間の相互作用を介して光と間接的に相互作用する。これにより，光は物質の磁気的状態によって何らかの影響を受けることがわかる。この磁気の効果は左右の円偏光に対して異なり，これが固体における磁気光学効果の原因となる。さらに，磁性体内の電子状態によっては光が反射もしくは透過する際に受ける作用も異なるのであるから，逆にそれらを観測することにより磁性体内の電子状態に関する情報を得ることができる。

磁性体内の電子状態に関する情報を得るために，これらの効果の中で磁気カー効果とファラデー効果がよく用いられている。一般に，磁気カー効果に比べてファラデー効果の方が大きく，実験的には後者の方が取り扱いやすい。しかし，ファラデー効果は透過光に現れる現象であるため，金属のように光をよく反射する物質には使えない。この場合は磁気カー効果に頼らざるを得ない。また，反射は，強弱の差はあれ，ほとんどあらゆる物質で起こり，極カー効果とファラデー効果については光と磁化の配置が等しく，この両者から得られる情報には差はないと考えられるので，磁気カー効果を測定する方が有利である。

固体内の電子状態について簡単なモデルを仮定して磁気極カー効果（以下カー効果と略）を調べ，実際の物質のカー効果のスペクトルとその物質の電子状態との結びつきに関する解析を行う際に参考となる基礎的所見を得ることがこの論文の目的である。

2．理論の概要

ここではカー効果についての理論の概要を述べる。磁性体は立方対称を持ち，その磁化の方向を z 方向とする。このとき磁性体の伝導率テンソル σ は，対称性から次の形を持つことはよく知られている。

$$\sigma=\begin{pmatrix}\sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0\\ -\sigma_{xy} & \sigma_{xx} & 0\\ 0 & 0 & \sigma_{zz}\end{pmatrix} \tag{1}$$

x 方向に直線偏光し，z 方向に進行する入射光の電場ベクトルを $\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_0\exp\{i(k\cdot z-\omega t)\}$ とする。$\boldsymbol{E}_0$ は x 方向にあり，k は波数である。このとき，σ の各成分は複素数である。光が固体内に侵入したとき，電子は電場により加速され電流が誘起される。その電流密度を $\boldsymbol{J}$ とすると $\boldsymbol{J}=\sigma\boldsymbol{E}$ の関係が成立する。さらに，この電流は新たに電場を誘起し入射電場を変えてしまう。このことから，カー効果に伝導率テンソルが関係していることが容易に想像できる。この効果を特徴づける量はカー回転角 θ_K とカー楕円率 η_K である。θ_K は反射楕円偏光において，楕円の長軸の入射直線偏光方向からの回転角である。η_K は反射楕円偏光の長軸と短軸の比（厳密にはその逆正接）を表している。詳しい解析によれば，θ_K と η_K は，この σ の成分と次の関係があることがわかっている。

$$\theta_K+i\eta_K=-\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}}\left(1+i\frac{4\pi}{\omega}\sigma_{xx}\right)^{-1/2} \tag{2}$$

θ_K と η_K は，対角成分 σ_{xx}，非対角成分 σ_{xy} および光のエネルギー ω に依存する。θ_K と η_K を ω の関数として測定するとカー効果のスペクトルが得られる。特に，これらが σ_{xy} に比例していることに注意すべきである。

上で与えた σ の固有値を求めると $\sigma_\pm=\sigma_{xx}\pm i\sigma_{xy}$ であり，これらに対応する電場ベクトルは $\boldsymbol{E}_\pm=E_0(1,\pm i,0)\exp(-i\omega t)$ である。$\boldsymbol{E}_+$ は右円偏光（RCP），$\boldsymbol{E}_-$ は左円偏光（LCP）を表す。つまり，$\boldsymbol{E}_\pm$ は σ が(1)で与えられるときの固有電場であり，$\sigma_\pm$ はそれぞれ左右の円偏光に対する光伝導度である。xy 平面内の任意の電場はこれらの１次結合で表わせる。従って，x 方向に直線偏光した入射光もそれらの和の形に表せる。x 方向に直線偏光した入射光が固体に侵入したとき，それを左右の円偏光の和へ分解して考えれば，それらに対する効果が異なる光伝導度 $\sigma_\pm$ で支配される。このためカー効果が起こる。σ_{xx}，σ_{xy} を $\sigma_\pm$ を用いて表すと次のようになる。

$$\sigma_{xx}=\frac{\sigma_++\sigma_-}{2}=\sigma_{1xx}+i\sigma_{2xx},$$

$$\sigma_{xy}=\frac{\sigma_+-\sigma_-}{2i}=\sigma_{1xy}+i\sigma_{2xy} \tag{3}$$

ここで，添字１は実部，２は虚部を表す。カー効果に寄与する σ_{xy} は，右円偏光と左円偏光の差で表される。従って，これらの間に差がなければカー効果は起こらない。

実際にカー効果の θ_K と η_K を求めるには，(2)からわかるように σ_{xx}，σ_{xy} を知らなければならない。σ_{xx}，σ_{xy} の量子力学的表式は久保公式より次のように求められる（付録参照）［２］。

$$\sigma_{xx}(\omega)=-i\frac{N_0}{\hbar}\sum_{n(o)}\sum_{m(u)}\frac{2\omega|\langle m|J_x|n\rangle|^2}{\omega_{mn}\{\omega_{mn}^2-(\omega+i\gamma)^2\}} \tag{4}$$

$$\sigma_{xy}(\omega)=\frac{N_0}{2\hbar}\sum_{n(o)}\sum_{m(u)}\frac{|\langle m|J_-|n\rangle|^2-|\langle m|J_+|n\rangle|^2}{\omega_{mn}^2-(\omega+i\gamma)^2} \tag{5}$$

ここで，N_0は単位体積当たりのイオンの数，$\omega_{mn}=(E_m-E_n)/\hbar$（$E_n$はイオンのエネルギー準位），$\gamma$は緩和時間の逆数，$J_\pm=J_x\pm iJ_y$は電流密度演算子である。また，絶対0度を考えており，nについての和は占有状態について，mについての和は非占有状態について行う。(4), (5)から，σ_{1xx}, σ_{2xy}は吸収を表し，σ_{2xx}, σ_{1xy}は分散を表すことがわかる。

カー効果を理論的に取り扱うときの基本的立場について述べておく。この効果が，固体を構成する原子に比較的よく局在した電子の原子内遷移から生ずるとする近似がよい場合について，有効な見通しを与えるのがこの論文の目的である。従って，(4), (5)において，E_nはイオンのエネルギー準位を表す。波動関数の拡がりなどによる，隣接する周囲の原子との相互作用の効果は，エネルギー準位に寿命がある，つまり準位がある幅でボケるという形で取り込む。これがγで表されている。この立場とは異なり，この効果が固体内に拡がったバンド電子の遷移により生ずるという立場をとれば，(4), (5)はこれに合うように書き換えられなければならない。

すぐ上の議論からわかるように，σ_{xx}, σ_{xy}は固体内の電子状態に依存している。従って，(2)と(4), (5)を結びつけて考えるとθ_Kとη_Kも電子状態に依存することがわかる。これよりθ_Kとη_Kを測定することにより$|n\rangle$やE_nという電子状態を表す量についての情報がえられる。つまり，$|n\rangle$やE_nを別の方法で求め，これらを用いて(4), (5)を計算し(2)に代入することにより，実験に合うθ_Kとη_Kが得られれば固体内の電子状態はそのようになっているだろうということであり，カー効果が電子状態を知るための有効な手段となる。特に，磁性状態が絡む遷移については，σ_+とσ_-の打ち消しは，非磁性状態の場合に比べて大きくないので，比較的直接的に磁性状態を見れるのがこの効果の特徴である。

ここで電流密度演算子とその行列要素について触れておく。まず，電流密度$\boldsymbol{J}$と電子の変位$\boldsymbol{r}$の関係を電子1個について考えると，$\boldsymbol{J}=-e\dot{\boldsymbol{r}}=-e[\boldsymbol{r},H]/i\hbar$である。ここで$H$はイオン内の1電子ハミルトニアンである。これを用いると$J_\pm$は次のように表すことができる。

$$J_\pm=J_x\pm iJ_y=-\frac{e}{i\hbar}[x\pm iy,H]$$
$$=\pm\frac{e}{i\hbar}\sqrt{\frac{8\pi}{3}}[rY_{1,\pm1}(\theta,\phi),H] \tag{6}$$

$Y_{lm}(\theta,\phi)$は球面調和関数である。(6)で与えられるJ_+とJ_-の行列要素はそれぞれ右と左の円偏光の吸収により，電子が遷移するときの行列要素を表す。これは，付録(A7)，(A8)からわかる。(6)を用いると$J_\pm$の行列要素は次のようになる。

$$\langle m|J_\pm|n\rangle=\pm\frac{e}{i\hbar}\sqrt{\frac{8\pi}{3}}(E_n-E_m)\langle m|rY_{1,\pm1}(\theta,\phi)|n\rangle$$
$$=\pm ie\omega_{mn}\sqrt{\frac{8\pi}{3}}r_{mn}a_{mn}^{(\pm)} \tag{7}$$

ここで，$r_{mn}=\langle m|r|n\rangle$, $a_{mn}^{(\pm)}=\langle m|Y_{1,\pm1}(\theta,\phi)|n\rangle$であり，それぞれ動径部分と角度部分の行列要素である。ここで波動関数は，動径部分と角度部分の積で書けると仮定している。よく知られた$a_{mn}^{(\pm)}$の性質より，遷移の前後の状態$|n\rangle$と$|m\rangle$について，方位量子数の差は$\Delta l=\pm1$だけが許容され，磁気量子数の差は右円偏光については$\Delta m=1$，左円偏光については$\Delta m=-1$だけが許容される。これらを満足しない遷移は禁止される。(7)よりσ_{xy}に現れる行列要素は次のようになる。

$$|\langle m|J_-|n\rangle|^2-|\langle m|J_+|n\rangle|^2$$
$$=\frac{8\pi}{3}e^2\omega_{mn}^2r_{mn}^2(|a_{m,n}^{(-)}|^2-|a_{m,n}^{(+)}|^2) \tag{8}$$

また，$x=\{(x+iy)+(x-iy)\}/2$を用いれば$|\langle m|J_x|n\rangle|^2$が次のようになることも容易にわかる。

$$|\langle m|J_x|n\rangle|^2=\frac{2\pi}{3}e^2\omega_{mn}^2r_{mn}^2|a_{m,n}^{(+)}-a_{m,n}^{(-)}|^2 \tag{9}$$

(8)と(9)は4節で使う。

カー回転角θ_Kとカー楕円率η_Kは，(4), (5)より求められた伝導率を(2)に代入して計算するわけであるが，実際にはσ_{xx}もσ_{xy}も複素数であるからそのままの形では，計算は容易でない。むしろ，θ_Kとη_Kを計算するのに適した形は次のものである[1][3][4]。

$$\theta_K=\frac{4\pi}{\omega}\frac{\kappa(1-3n^2+\kappa^2)\sigma_{1xy}-n(1-n^2+3\kappa^2)\sigma_{2xy}}{(n^2+\kappa^2)[(1-n^2+\kappa^2)^2+4n^2\kappa^2]} \tag{10}$$

$$\eta_K=\frac{4\pi}{\omega}\frac{n(1-n^2+3\kappa^2)\sigma_{1xy}+\kappa(1-3n^2+\kappa^2)\sigma_{2xy}}{(n^2+\kappa^2)[(1-n^2+\kappa^2)^2+4n^2\kappa^2]} \tag{11}$$

但し，n, κは複素屈折率$n+i\kappa$の実部と虚部で，左右の円偏光に対する複素屈折率$n_\pm+i\kappa_\pm$の平均であり，σ_{1xx}, σ_{2xx}を用いて次のように表される。

$$n=\left[\frac{1}{2}\left(\sqrt{\varepsilon_{1xx}^2+\varepsilon_{2xx}^2}+\varepsilon_{1xx}\right)\right]^{1/2},$$
$$\kappa=\frac{\varepsilon_{2xx}}{2n} \tag{12}$$

ここで，$\varepsilon_{1xx}=1-4\pi\sigma_{2xx}/\omega$, $\varepsilon_{2xx}=4\pi\sigma_{1xx}/\omega$であ

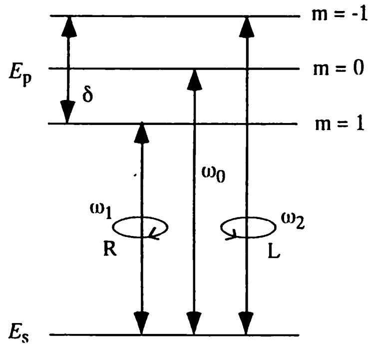

Fig. 1　Model A.　R is RCP, and L is LCP.

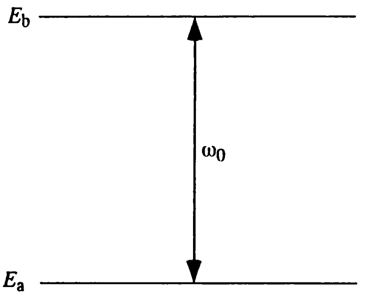

Fig. 2　Model B.

る。実験家は，実際の物質について測定した θ_K と η_K のスペクトルから(10), (11)を利用して，σ_{1xy}, σ_{2xy} のスペクトルも求めている。以下では，原子について簡単な2準位モデルを仮定して，ここで述べた表式を利用して σ_{xy}, σ_{xx}, θ_K, η_K を具体的に計算する。

3．モデルの説明

上で述べたように，カー効果を atomic picture で考えようというのがこの論文の立場である。その際，原子のエネルギー準位をどうとるかが問題である。現実の固体では，エネルギー準位や波動関数は，電子間相互作用，スピンと軌道の間の相互作用，結晶場の効果，隣接原子との混成効果など，様々な相互作用によって決定される。これらの相互作用を入れてエネルギー準位を求めることはこれだけでも難しい問題である。現実の固体について，これらを具体的に取り入れた場合の扱いは今後の課題としておきたい。

ここでは，原子のエネルギー準位について，Figs. 1～2に示したモデルA, モデルBという最も簡単なものを仮定する。

モデルAでは，下の準位は縮退のないs状態，上の準位は3重に縮退したp状態（$m = 0, \pm1$）とする。すべての原子のs状態には電子が1個いてそのスピンは周囲の原子のスピンと互いに強磁性的なカップリングをしているとする。周囲の原子のスピンがつくる内部磁場（外部磁場が加わってもよい）のためにp状態は磁気量子数 m により3重に分裂しているとする。$m = 0$ の状態を(p, 0)，$m = \pm1$ の状態をそれぞれ(p, 1)，(p, −1)で表す。sと(p, 0)の間のエネルギー差を $\hbar\omega_0$，(p, 1)と(p, −1)の分裂を $\hbar\delta$ とする。分裂 δ は γ に比べ十分小さいものとする。$\omega_1 = \omega_0 - \delta/2$, $\omega_2 = \omega_0 + \delta/2$ である。この状況で，s状態にいる電子が光のエネルギーを吸収してp状態に遷移することを考える。

モデルBでは，下の準位を a，上の準位を b とする。これらの準位には縮退はなく，両状態間の遷移について右円偏光と左円偏光の遷移行列要素に差があるとしている。両状態間のエネルギー差を $\hbar\omega_0$ とする。

以下では，モデルAとモデルBの2種類のモデルについて σ_{xx}, σ_{xy}, θ_K, η_K を計算する。温度は $T = 0\,\mathrm{K}$ とする。

4．光伝導率の計算方法と結果

4.1　モデルAにおけるスペクトル

4.1.1　$\sigma_{xx}(\omega)$ と $\sigma_{xy}(\omega)$ の表式

2節で定義された角度部分の行列要素 $a^{(\pm)}_{mn}$ は，モデルAについては，s→p遷移を考えるので $a^{(\pm)}_{\mathrm{p}m,\mathrm{s}}$ である。ここで，m はp状態の3つの状態 $m = 0, \pm1$ を指定する磁気量子数である。$a^{(\pm)}_{\mathrm{p}m,\mathrm{s}}$ は容易に計算でき次のようになる。

$$a^{(+)}_{\mathrm{p1,s}} = (4\pi)^{-1/2}, \qquad a^{(+)}_{\mathrm{p0,s}} = a^{(+)}_{\mathrm{p-1,s}} = 0 \tag{13}$$

$$a^{(-)}_{\mathrm{p1,s}} = a^{(-)}_{\mathrm{p0,s}} = 0, \qquad a^{(-)}_{\mathrm{p-1,s}} = (4\pi)^{-1/2} \tag{14}$$

ここで次の公式を用いた。

$$\langle L, M\pm1 | Y_{1,\pm1}(\theta, \phi) | L-1, M\rangle = \sqrt{\frac{3}{8\pi}}\sqrt{\frac{(L\pm M)(L\pm M+1)}{4L^2-1}} \tag{15}$$

この $a^{(\pm)}_{\mathrm{p}m,\mathrm{s}}$ と(4), (9)を用いると $\sigma_{xx}(\omega)$ は次のようになることが容易にわかる（Fig. 1参照)。

$$\sigma_{xx}(\omega) = -i\frac{N_0 e^2 r_{\mathrm{sp}}^2 \omega}{3\hbar}\left[\frac{\omega_1}{\omega_1^2-(\omega+i\gamma)^2} + \frac{\omega_2}{\omega_2^2-(\omega+i\gamma)^2}\right] \tag{16}$$

ここで r_{sp} は(7)で定義されている r の双極子行列要素でp状態の m によらないと仮定している。また，

Table I　代表的金属の σ_0 の値

	Na	Cu	Ag	Au	Fe	Cd	Ni	Gd
$N_0\,[10^{22}\ \mathrm{cm}^{-3}]$	2.65	8.46	5.86	5.89	8.49	4.63	9.14	3.01
$\sigma_0\,[10^{14}\mathrm{s}^{-1}]$	1.93	6.17	4.27	4.29	6.17	3.38	6.67	2.20

$\omega_1=\omega_0-\delta/2$, $\omega_2=\omega_0+\delta/2$ である。上式で $\delta\ll\gamma$ と仮定し，δ で展開して0次の項のみをとり，これを整理すると $\sigma_{xx}(\omega)$ は次のようになる。

$$\sigma_{xx}(\omega)=-i\frac{N_0e^2}{3\hbar}r_{\mathrm{sp}}^2\omega\left[\frac{\omega_0-\omega+i\gamma}{(\omega_0-\omega)^2+\gamma^2}+\frac{\omega_0+\omega-i\gamma}{(\omega_0+\omega)^2+\gamma^2}\right] \tag{17}$$

同様に，(13), (14)で与えられる $a_{\mathrm{p}m,\mathrm{s}}^{(\pm)}$ と(5), (8)を用いると $\sigma_{xy}(\omega)$ は次のようになる。

$$\sigma_{xy}(\omega)=-\frac{N_0e^2r_{\mathrm{sp}}^2}{3\hbar}\left[\frac{\omega_1^2}{\omega_1^2-(\omega+i\gamma)^2}-\frac{\omega_2^2}{\omega_2^2-(\omega+i\gamma)^2}\right] \tag{18}$$

これも δ で展開すると，このときは0次は消えるので，1次だけを残すと次のようになる。

$$\begin{aligned}\sigma_{xy}(\omega)=&-\frac{N_0e^2}{3\hbar}\frac{r_{\mathrm{sp}}^2\delta\omega_0}{2}\\&\times\left[\frac{(\omega_0-\omega)^2-\gamma^2+2i\gamma(\omega_0-\omega)}{\{(\omega_0-\omega)^2+\gamma^2\}^2}\right.\\&+\frac{(\omega_0+\omega)^2-\gamma^2+2i\gamma(\omega_0+\omega)}{\{(\omega_0+\omega)^2+\gamma^2\}^2}\\&\left.-\frac{\omega_0^2-\omega^2+\gamma^2+2i\gamma\omega}{\{(\omega_0-\omega)^2+\gamma^2\}\{(\omega_0+\omega)^2+\gamma^2\}}\right]\end{aligned} \tag{19}$$

表式の導出はこれで終了したが，ここでこれらの表式について少々説明しておく。(16)の［　］の中の第1項は，次のように書ける。

$$\frac{1}{2}\left[\frac{1}{\omega_1-(\omega+i\gamma)}+\frac{1}{\omega_1+(\omega+i\gamma)}\right] \tag{20}$$

この第1項は，s→(p, 1) 遷移，つまり光のエネルギー ω がs状態と (p, 1) 状態の間のエネルギー差に等しいとき大きい。この遷移に対しては，第2項は大きくない。第2項はこの逆の遷移（光エネルギーの放出）について大きい。s→p遷移に注目する限りこの第2項は無視して良いが，ここでは残すことにする。s→p遷移について，大きい値を与える項だけ残したときは(17)はもっと簡単な形になる。また，$\sigma_{xy}(\omega)$ についても，同様でこのs→p遷移が大きい寄与をする項だけ残したときは，(19)では，［　］の中の第1項だけが残り，表式は非常に簡単になる。次に計算結果を述べる。

4.1.2　計算結果

式(17), (19)を用いて $\sigma_{xx}(\omega)$, $\sigma_{xy}(\omega)$ を具体的に計算する。このために4個のパラメータ $\Omega=\omega/\omega_0$, $\Delta=\delta/\omega_0$, $\Gamma=\gamma/\omega_0$, r_{sp} を導入する。r_{sp} は，$r_{\mathrm{sp}}=1$ Åとする。$\hbar\omega_0=1$ eV とすると $\omega_0=1.5\times10^{15}$ s^{-1} である。緩和時間の逆数 γ は，通常の金属では温度に依存するが，$\gamma=10^9\sim10^{15}\,\mathrm{s}^{-1}$ であるから $\Gamma=10^{-5}\sim1$ となる。Γ の値としては，$\Gamma=0.1$ と $\Gamma=0.03$ の2種類を採用する。p状態の分裂を表す δ は，これが外部磁場によるゼーマンエネルギーで生じているとすると，磁場の大きさをB＝1Tとすれば，$\hbar\delta=2\beta_{\mathrm{B}}B=1.2\times10^{-4}$ eV となる。ここで，β_{B} はボーア磁子である。これより，$\Delta=10^{-4}$ を採用する。σ_{xx}, σ_{xy} を Γ と Δ をパラメータにして Ω の関数としてプロットする。そのとき，σ_{xx}, σ_{xy} は，$\sigma_0=N_0e^2r_{\mathrm{sp}}^2/3\hbar$ で規格化する。σ_0 の具体的な値は，代表的な金属について Table I にまとめてある。

これらのパラメータを用いて，σ_{xx} と σ_{xy} を Ω の関数として描いたものを Figs. 3～4に示した。Fig. 3を見てみよう。これは σ_{xy} の実部 σ_{1xy} と虚部 σ_{2xy} に対するものである。σ_{1xy} は分散を表し，σ_{2xy} は吸収を表す。どちらも $\omega\cong\omega_0$ の位置で大きな変化を示す。この付近でのスペクトルの形状を考える。

吸収の方が直感的にわかりやすいので，σ_{2xy} についてまず考える。s→(p, 1)遷移は，右円偏光については許容，左円偏光については禁制なので（厳密には，今の取り扱いでは左円偏光による寄与もあるが，右円偏光に比べて非常に小さい），この遷移から生ずる伝導率は σ_+ である。同じ理由で，s→(p, −1)遷移から生ずる伝導率は σ_- である。上での σ_{xy} の導出からわかるように，σ_+ と σ_- の吸収部分（実部）はそれぞれ $\omega=\omega_1$ と $\omega=\omega_2$ で関数 $\gamma/(x^2+\gamma^2)$ の $x\cong0$ におけるのと同じ型のローレンツ型のピークを持つ（Fig. 1参照）。σ_{1+} と σ_{1-} は ω_1 と ω_2 が ω_0 に関して対称に位置しているため $\omega=\omega_0$ で等しい値を

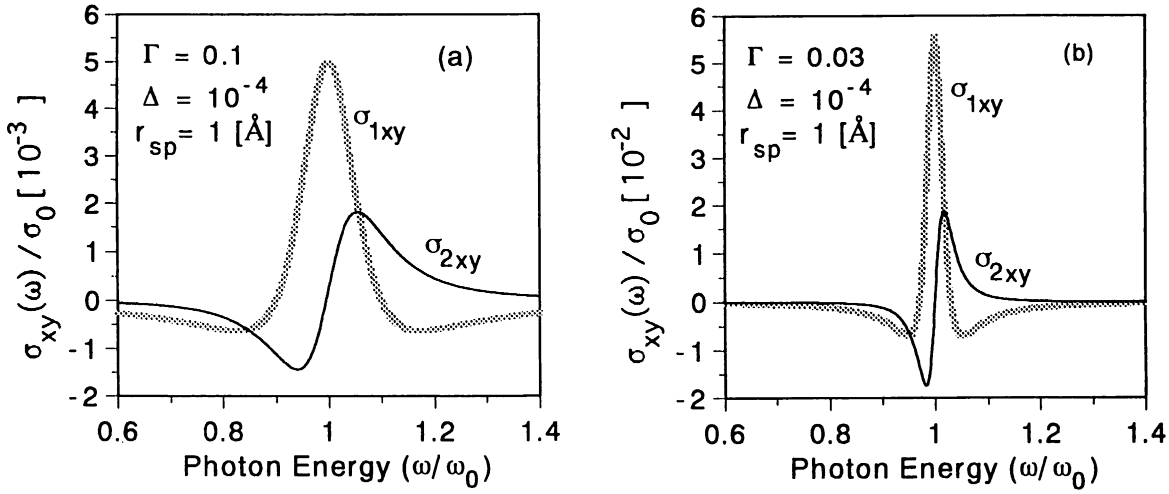

Fig. 3　$\sigma_{xy}(\omega)$ vs ω in Model A.　(a) $\Gamma = 0.1$, (b) $\Gamma = 0.03$

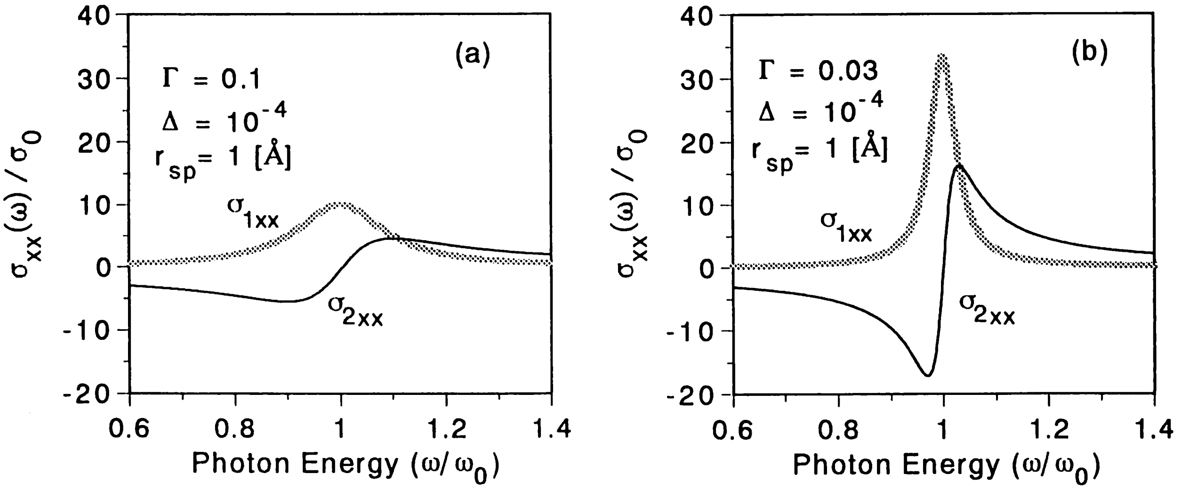

Fig. 4　$\sigma_{xx}(\omega)$ vs ω in Model A.　(a) $\Gamma = 0.1$, (b) $\Gamma = 0.03$

持ち，σ_{2xy} は，(3)式からわかるように，これらの差で与えられる。この理由で，σ_{2xy} の $\omega = \omega_0$ における値は 0 に近い小さいものとなり，しかもそのスペクトルはこの点に関してほぼ点対称なものとなる。

一方，左右の円偏光の分散部分 σ_{2+} と σ_{2-} はそれぞれ $\omega \cong \omega_1$ と $\omega \cong \omega_2$ で関数 $x/(x^2+\gamma^2)$ の $x \cong 0$ におけるのと同じ挙動（反ローレンツ型）を示す。これらの差で σ_{1xy} は与えられるのでこのスペクトルは $\omega = \omega_0$ にピークを持ちしかも軸対称なものとなる。

また，寿命 γ^{-1} のために，(p, 1) と (p, −1) の両方の状態ともそれぞれ ω_1 と ω_2 を中心に γ 程度の幅のボケを持っている。また，Fig. 3 では $\gamma \gg \delta$ の条件を満足している。このため σ_{xy} のスペクトルの大きな変化は ω_0 を中心として γ 程度の幅の範囲で起こる。$\Gamma = 0.1$ と $\Gamma = 0.03$ の場合の計算結果はこれを裏付けている。ところで $\Gamma = 0.03$ の場合のピークの高さは $\Gamma = 0.1$ のときのものより一桁大きい。それは，$m = \pm 1$ で指定される 2 つの p 状態のどちらも，Γ が小さくなってボケの幅が狭くなったとき，σ_+ と σ_- のピークの高さは実部についても虚部についても $1/\gamma$ に比例するからである。

次に σ_{xx} のスペクトルを考える。それは Fig. 4 に示されている。σ_{1xx} が吸収，σ_{2xx} が分散を表し，σ_{xy} に比べると実部と虚部の役割が入れ替わっている。σ_{xy} のスペクトルが σ_+ と σ_- の差で与えられることから理解できるように，σ_{xx} のスペクトルの特徴はこれらの和で与えられることから理解できる。例えば，σ_{xx} の大きさは σ_{xy} より 10^3 倍位大きい。これは σ_+ と σ_- の大きさが殆ど等しいためである。σ_{xy} は

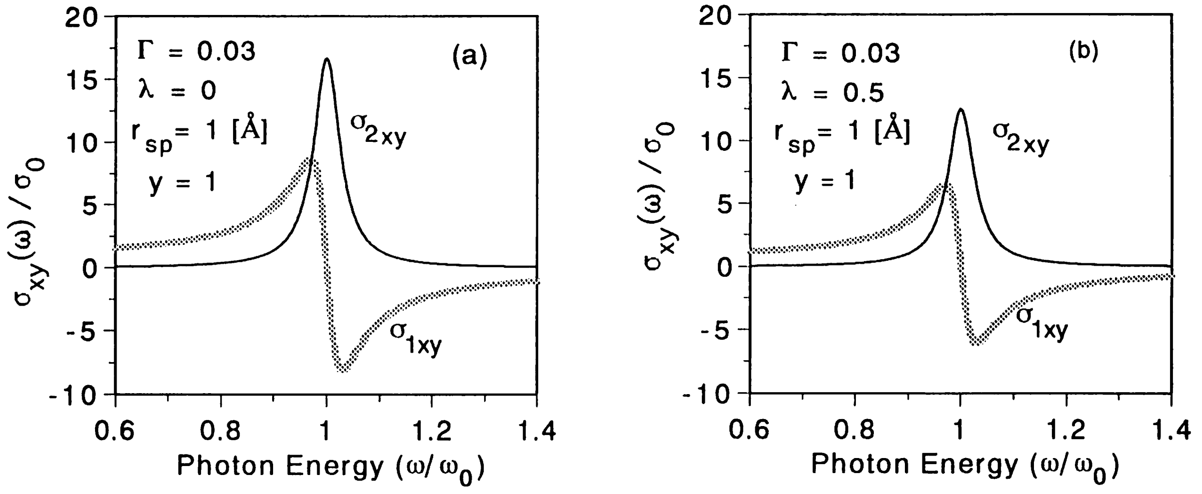

Fig. 5 $\sigma_{xy}(\omega)$ vs ω in Model B. (a) $\lambda = 0$, (b) $\lambda = 0.5$

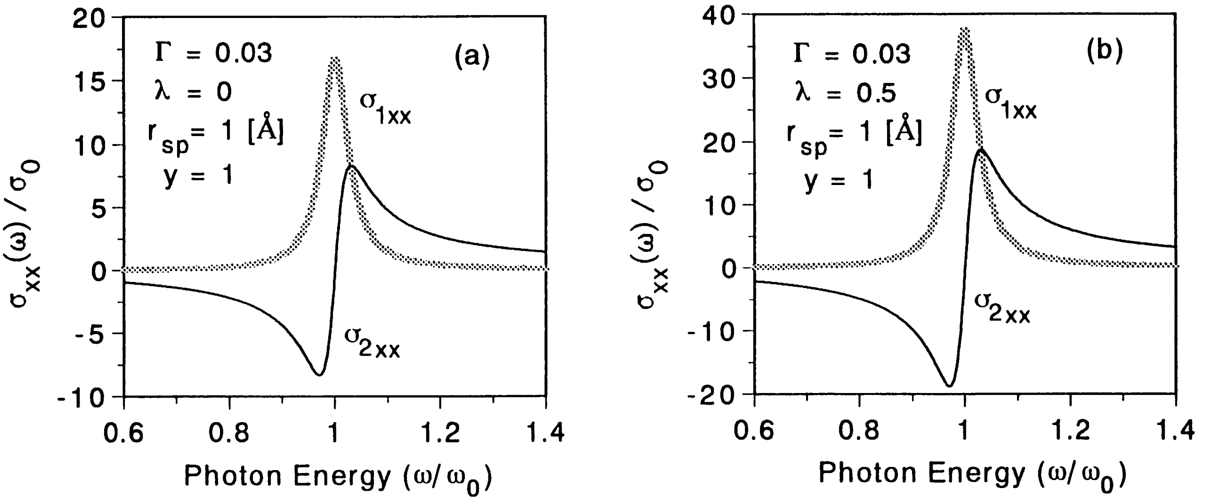

Fig. 6 $\sigma_{xx}(\omega)$ vs ω in Model B. (a) $\lambda = 0$, (b) $\lambda = 0.5$

それらの差であるからキャンセレーションによって小さくなることに対して，σ_{xx} はそれらの平均であるから大きさはそれらと同じ位となる。このために両者の大きさの間に大きな違いが生じる。また，σ_{xx} のスペクトルは，σ_{xy} と同様，$\omega \cong \omega_0$ で大きな変化を示し，さらに Γ を小さくすると幅が狭くピークの高いシャープなスペクトルとなっている。これらは基本的には上に述べた σ_+ と σ_- の性質であり，このことから σ_{xx} のスペクトルの形状も理解できる。

このモデルAから得られるような形状のスペクトルを Diamagnetic line shape と呼んでいる。この形状のスペクトルを描く典型的な例は，パイライト型化合物の1つである CoS_2 等でみられる。CoS_2 の 0.8 eV におけるスペクトルの特徴は，基底状態 ^2E から励起状態 $^2T_1$ への光学的遷移により生ずると考えられている[5-7]。その理由は，この状態 $^2T_1$ はスピン軌道相互作用によって分裂しているため，これにより右円偏光と左円偏光のそれぞれに対して許容される遷移が異なり，まさにモデルAのような状況に対応しているからである。

4.2 モデルBにおけるスペクトル

4.2.1 $\sigma_{xx}(\omega)$ と $\sigma_{xy}(\omega)$ の表式

モデルBでは，下の準位 a にも上の準位 b にも縮退はなく，両状態間の遷移において右円偏光と左円偏光の遷移行列要素に差があると仮定している。$\sigma_{xx}(\omega)$ と $\sigma_{xy}(\omega)$ の行列要素は(8), (9)で与えられている。$a_{ba}^{(+)}$ は $a_{ba}^{(-)}$ の定数倍，つまり，$a_{ba}^{(+)} = -\lambda a_{ba}^{(-)}$ とおき，さらに $|a_{ba}^{(-)}|^2 = y^2/4\pi$ とおくと，$\sigma_{xx}(\omega)$ と $\sigma_{xy}(\omega)$ は(4), (5)より次のように与えられる。

$$\sigma_{xx}(\omega)=-i\frac{N_0e^2r_{ba}^2}{3\hbar}\frac{y^2(1+\lambda)^2\omega}{2}\left[\frac{\omega_0-\omega+i\gamma}{(\omega_0-\omega)^2+\gamma^2}+\frac{\omega_0+\omega-i\gamma}{(\omega_0+\omega)^2+\gamma^2}\right] \tag{21}$$

$$\sigma_{xy}(\omega)=\frac{N_0e^2r_{ba}^2}{3\hbar}\frac{y^2(1-\lambda^2)\omega_0}{2}\left[\frac{\omega_0-\omega+i\gamma}{(\omega_0-\omega)^2+\gamma^2}+\frac{\omega_0+\omega-i\gamma}{(\omega_0+\omega)^2+\gamma^2}\right] \tag{22}$$

ここで，y はモデルAの場合を参考にすると $y=1$ 位である。また，λ は，σ_{xx} の絶対値が σ_{xy} のそれより大きくなければならない，という要請から正でなければならず，$0\leq\lambda\leq1$ とする。$\lambda>1$ のときは，$a_{ba}^{(+)}$ と $a_{ba}^{(-)}$ の役割を交換すればよく，そのときの違いは $\sigma_{xy}(\omega)$ の符号が反転するだけである。$\lambda=0$ のときは右円偏光による遷移は禁制となり，σ_{xx}, σ_{xy} は左円偏光による遷移だけから生ずる。その結果，$\sigma_{xx}=\sigma_-/2$, $\sigma_{xy}=i\sigma_-/2$ である。ただし，今の取り扱いでは等号が厳密には成り立たず近似式であることに注意しなければならない（付録：(A7)，(A8) 参照)。$\lambda=1$ のときは左右の円偏光について遷移確率は等しいので $\sigma_{xx}=\sigma_-=\sigma_+$, $\sigma_{xy}=0$ である。次に計算結果を述べる。

4.2.2　計算結果

$\sigma_{xx}(\omega)$, $\sigma_{xy}(\omega)$ を具体的に数値計算するために，モデルAの場合と同じパラメータ Ω, Γ を用いる。Γ, r_{ba}, y については，$\Gamma=0.03$, $r_{ba}=1\,\text{Å}$, $y=1$ とした。λ については $\lambda=0$ と $\lambda=0.5$ の2種類について計算した。計算結果は Figs. 5～6 に示した。

最初に，σ_{xy} のスペクトルについて考える。これは Fig. 5 に示されている。$\lambda=0$ のときは，吸収を表す σ_{2xy} は左円偏光に対する吸収 $\sigma_{1-}/2$ に等しく，従って，$\omega=\omega_0$ でローレンツ型のピークを持つ。また，σ_{1xy} は $-\sigma_{1+}/2$ に等しく $\omega=\omega_0$ を中心とする反ローレンツ型のスペクトルとなる。計算結果もこのようになっている。$\lambda=0.5$ のときは，ピークの高さが $\lambda=0$ のものより小さくなっている。その理由は，このときは右円偏光による寄与も効いて来るので，$\lambda=0.5$ に相当する分が $\lambda=0$ のものから差し引かれねばならないからである。

次に，σ_{xx} について考える。これは Fig. 6 に示されている。このスペクトルについては，$\lambda=0$ のときは $\sigma_{xx}=-i\sigma_{xy}$ の関係があるので，$\sigma_{1xx}=\sigma_{2xy}$, $\sigma_{2xx}=-\sigma_{2xy}$ が成り立つ。Fig. 5 (a) と Fig. 6 (a) を比較することにより，この関係が成立していることがわかる。また，$\lambda=0.5$ の結果は，σ_{xy} に対するのと同様，右円偏光による寄与が相当分差し引かれたと考えれば理解できる。

このモデルBから得られるようなスペクトルの形状を Paramagnetic line shape と呼んでいる。これはある遷移について，左右の円偏光による遷移行列要素が異なるときに生ずるスペクトルである。

5．磁気カー回転角と楕円率のスペクトル

ここまでで得られた伝導率 σ_{xx}, σ_{xy} のスペクトルから，(10)，(11)を用いて，カー回転角 θ_K 並びにカー楕円率 η_K を求めそれらのスペクトルを描いた。$\sigma_{xx}(\omega)$, $\sigma_{xy}(\omega)$ の規格化のパラメータ σ_0 は，Table I の値を参考にして $\sigma_0=10^{14}\,\mathrm{s}^{-1}$ を採用する。また，$\hbar\omega_0=1\,\mathrm{eV}$ とする。θ_K, η_K は実験結果と比較しやすいように角度表示（degree）した。その結果，モデルAに対しては Fig. 7，モデルBに対して Fig. 8 に示すような結果が得られた。

まず，Fig. 7 における Γ の影響を考えよう。Γ を小さくするとスペクトルの幅は狭くなり，かつシャープになっている。これは先に述べた σ_{xx}, σ_{xy} の振舞いとコンシステントである。次に，これを Ag の実験結果と比較してみよう。Ag のカー回転角と楕円率の実験結果は 3.8 eV 付近でおよそ $\eta_K=5.2\times10^{-3}$ deg, $\theta_K=3.8\times10^{-3}$ deg と与えられている［3］。$\Gamma=0.03$, $\Delta=10^{-4}$, $r_{\mathrm{sp}}=1\,\text{Å}$ とし，$\hbar\omega_0$ と σ_0 の値について Ag の値 $\hbar\omega_0\cong3.8\,\mathrm{eV}$, $\sigma_0=4.27\times10^{14}\,\mathrm{s}^{-1}$ を用いて θ_K, η_K を計算すれば，ピークの最大値として $\eta_K=15\times10^{-3}$ deg, $\theta_K=16\times10^{-3}$ deg を得る。実験結果に比較して多少のズレが見られるが，モデルが簡単なものであることを考慮すれば，この結果は実験とほぼ一致しているといって良いだろう。このことは，Ag のカー効果がモデルAのような電子状態で起きているであろうことを示唆している。

次に Fig. 8 を見てみよう。まず，λ による影響に注目しよう。変化の見られる点に注目すれば，$\lambda=0$ のときの θ_K, η_K の値は $\lambda=0.5$ のときのものに比べ，およそ4倍程度大きい。このことから，左右の円偏光の遷移の強さに大きい差があるとき，磁気カー効果は非常に大きく現れることがわかる。このことは先に述べた σ_{xx}, σ_{xy} の振舞いと一致する。

続いて，Fig. 7 と Fig. 8 を比較してみよう。Fig. 8 の θ_K, η_K は，モデルAの Fig. 7 に比較して二桁大きい。これはモデルBの σ_{xy} のスペクトルがモデルA

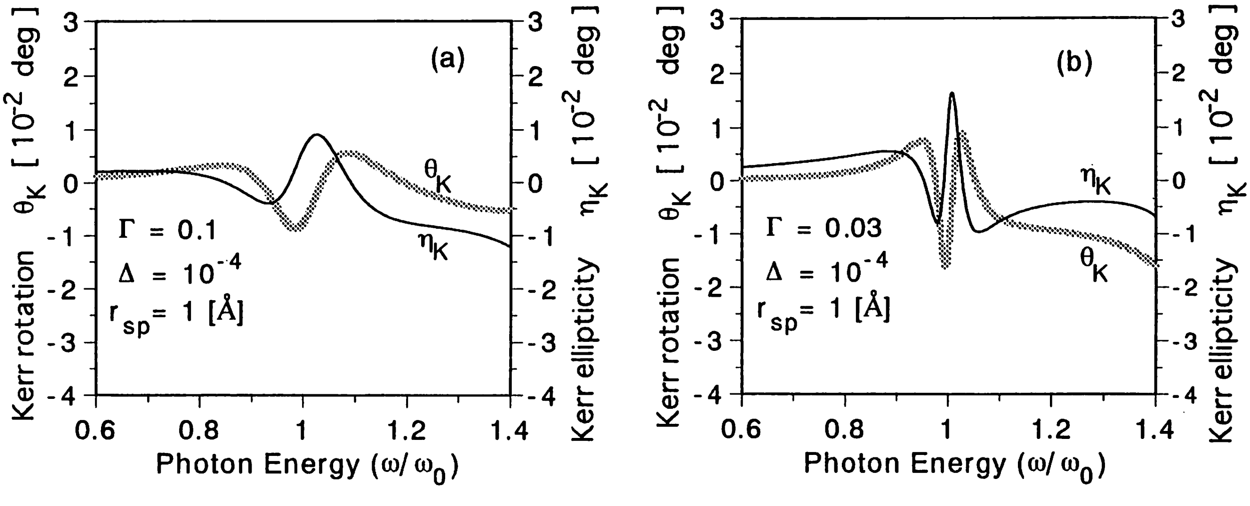

Fig. 7 $\theta_K(\omega)$ and $\eta_K(\omega)$ in Model A. $E_0 = 1\,\mathrm{eV}$ and $\sigma_0 = 10^{14}\mathrm{s}^{-1}$ are used. (a) $\Gamma = 0.1$, (b) $\Gamma = 0.03$

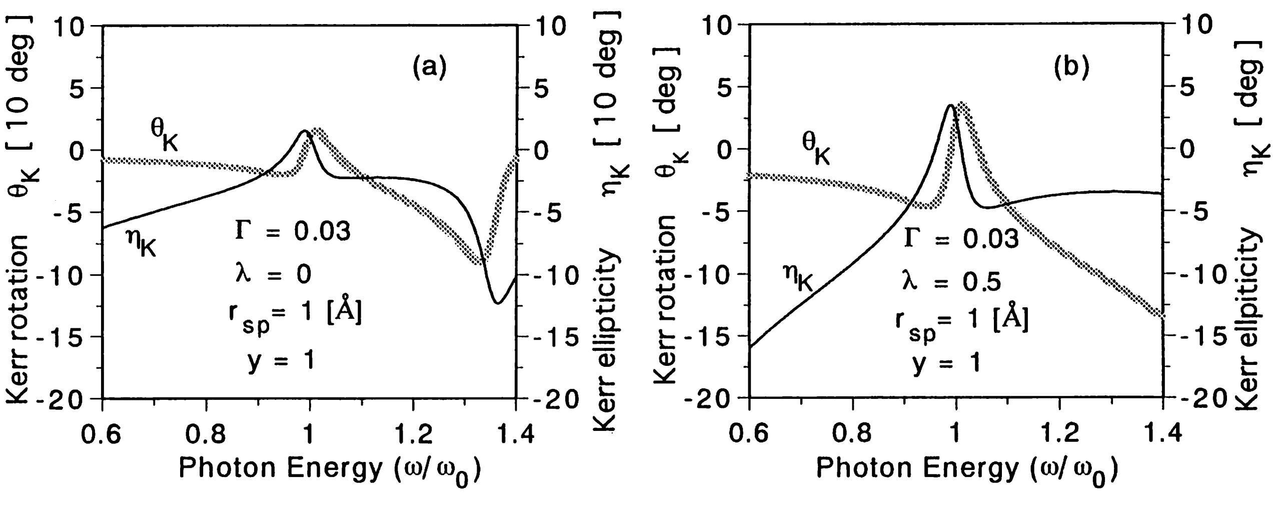

Fig. 8 $\theta_K(\omega)$ and $\eta_K(\omega)$ in Model B. $E_0 = 1\,\mathrm{eV}$ and $\sigma_0 = 10^{14}\mathrm{s}^{-1}$ are used. (a) $\lambda = 0$, (b) $\lambda = 0.5$

のスペクトルに比べて非常に大きいことが原因している。これは両モデルにおいて(2)式からわかるように σ_{xx} と σ_{xy} の比の比較から理解できる。非常に大きい磁気カー効果を示す物質は，このモデルBにおけるような機構で生じていることが予想される。実際，セリウムプニクタイドCeX(X = As, Sb, Bi)やセリウムカルコゲナイドCeX (X = S, Se, Te)などでは θ_K が10度位の巨大な磁気カー効果が観測されている[4][8-11]。これは，AgやCoS$_2$のようにエネルギー準位の磁気的分裂によって生ずる磁気カー効果に比べ，モデルBにおけるように左右の円偏光の遷移行列に大きな差ができているために起こると考えれば納得がいく。ただし，これは今のところ予想でしかない。

ここまでで $\omega/\omega_0 = 1$ 付近の結果は，それぞれのモデルについて σ_{xx}, σ_{xy} の振舞いとコンシステントな結果が得られたことを述べた。しかし，それ以外の範囲での挙動において，いくつかの疑問点が見つけられた。$\omega/\omega_0 > 1.1$ の範囲では，Figs. 7 ～ 8 のどのスペクトルも不可解な挙動が見られる。仮定した電子状態においてこの範囲にエネルギー準位などの変化を予想しうる特徴的なものがあれば，この変化はなんら不可解ではないのだが。また，$\omega/\omega_0 < 0.9$ の範囲では，Fig. 7 ではやがて0に収束しそうであるのに対し，Fig. 8 ではこの範囲だけ見る限り収束しそうにはない。σ_{xx}, σ_{xy} では，$\omega/\omega_0 = 1$ 付近にのみ変化が見られたのであるから θ_K, η_K もこの部分でのみ変化が現れるべきではないかと思われるが，カー効果を計算するに当たって用いた数式は(10), (11)を含めどれも複雑であり，σ_{xx}, σ_{xy} のスペクトル

の複雑な重ね合わせとなるであろうことから，それらの複合効果であろうと予想される。このことに関する詳しい考察は今後の課題としたい。

6．結　論

固体内の原子について単純なエネルギー準位と状態を仮定し，そこから伝導率 σ_{xx}, σ_{xy} のスペクトルを求めた。さらに得られた結果を用いてカー回転角 θ_K ならびにカー楕円率 η_K を求めた。これより得られた結果は次のようにまとめられる。

モデルAでは，左右の円偏光に対して許容される遷移が違い，異なった状態へ遷移する場合を考えた。その最も簡単な例として占有状態sから磁気量子数 m により三重に分裂したp状態への遷移を考えた。但し，右円偏光はsからp状態の $m=1$(p, 1) へ，左円偏光はp状態の $m=-1$(p, −1) へ遷移する。このモデルについてこれらの光の遷移を考えれば次のようになる。右円偏光による伝導率 σ_+ の実部と虚部は (p, 1) 状態への遷移に対応するエネルギー ω_1 の付近でそれぞれローレンツ型と反ローレンツ型の挙動を示し，左円偏光による σ_- の実部と虚部は (p, −1) 状態への遷移に対応するエネルギー ω_2 の付近で σ_+ と同じ挙動を示す。この σ_+ と σ_- の平均が対角成分 σ_{xx} であり，差が非対角成分 σ_{xy} である。このことから，その形状は，σ_{1xy} は ω_1 と ω_2 の中間点にピークを持つ軸対称な型，σ_{2xy} はその点に関して点対称な型となる。このモデルAで得られるようなスペクトルをDiamagnetic line shapeと呼ぶ。また σ_{xy} の大きさはp状態の分裂の大きさ δ に比例し σ_{xx} に比べ非常に小さくなることがわかった。そして，このモデルで得られるカー効果の大きさは非対角成分に比例するため，巨大カー効果は期待できないことがわかった。

モデルBでは，両状態に縮退はなく左右の円偏光の遷移の行列要素に差があるときを考えた。右円偏光を禁制する場合と左円偏光に比べ半分の寄与がある場合の二つを考えた。得られた σ_{xy} は，σ_{1xy} が点対称型，σ_{2xy} が軸対称型となりモデルAとちょうど逆の対応をしたものが得られた。これをParamagnetic line shapeと呼ぶ。このとき，σ_{xy} はモデルAに比べ 10^4 倍程度大きい結果が得られた。σ_{xy} はモデルAでは非常に小さい値となったが，モデルBでは遷移の行列要素の差はそのまま伝導率の差となるために非常に大きな値が得られた。カー効果はこの非対角成分に比例することから，左右の円偏光の遷移行列要素に大きな差があるとき巨大なカー効果が得られることがわかった。つまり，非常に大きなカー効果を示す物質はモデルBにおけるような機構で生じていることを示唆する結果が得られた。

付録　久保公式による伝導率テンソルの導出

久保公式から伝導率テンソルの対角及び非対角成分を導く。久保公式によれば，伝導率 $\sigma_{\mu\nu}$ は次のように与えられる[2]。

$$\sigma_{\mu\nu}(\omega) = N_0\int_0^\infty d\tau\, e^{(i\omega-\gamma)\tau}\int_0^\beta d\lambda\, \langle J_\nu(-i\lambda\hbar)J_\mu(\tau)\rangle_{AV} \tag{A1}$$

ここで，H_0 はハミルトニアン，N_0 は単位体積あたりのイオンの数，$J_\mu(t) = \exp(iH_0t/\hbar)J_\mu\exp(-iH_0t/\hbar)$ は電流密度のハイゼンベルグ表示の演算子，$\beta=1/kT$，$\gamma=0^+$，である。H_0 の固有状態とエネルギー固有値をそれぞれ $|n\rangle$ と E_n で表すと $H_0|n\rangle = E_n|n\rangle$ である。これより，

$$\begin{aligned}\langle J_\nu(-i\lambda\hbar)J_\mu(\tau)\rangle_{AV} &= \sum_n \frac{1}{Z}\langle n|e^{-\beta H_0}J_\nu(-i\lambda\hbar)J_\mu(\tau)|n\rangle \\ &= \sum_n\sum_m \frac{1}{Z}e^{-\beta E_n}e^{(i\tau-\hbar\lambda)\omega_{mn}}\langle n|J_\nu|m\rangle\langle m|J_\mu|n\rangle\end{aligned} \tag{A2}$$

ここで，$Z=\mathrm{Tr}e^{-\beta H_0}$，$E_m-E_n=\hbar\omega_{mn}$ である。これを (A1) に代入して τ と λ についての積分を実行すると

$$\sigma_{\mu\nu}(\omega) = -iN_0\sum_n\sum_m\frac{\rho_m-\rho_n}{\hbar\omega_{mn}}\frac{\langle n|J_\nu|m\rangle\langle m|J_\mu|n\rangle}{\omega+\omega_{mn}+i\gamma} \tag{A3}$$

ここで，$\rho_n = e^{-\beta E_n}/Z$ である。次に，Onsagerの関係式 $\sigma_{\mu\nu}(\omega)=\sigma_{\mu\nu}{}^*(-\omega)$ を用いれば $\sigma_{\mu\nu}(\omega)=\{\sigma_{\mu\nu}(\omega)+\sigma_{\mu\nu}{}^*(-\omega)\}/2$ であり，これより $\sigma_{\mu\nu}(\omega)$ を書き直すと，次のようになる。

$$\sigma_{\mu\nu}(\omega) = -i\frac{N_0}{\hbar}\sum_{\substack{n\\(n<m)}}\sum_m\frac{\rho_m-\rho_n}{\omega_{mn}}\left(\frac{\langle n|J_\mu|m\rangle\langle m|J_\nu|n\rangle}{\omega-\omega_{mn}+i\gamma} + \frac{\langle n|J_\nu|m\rangle\langle m|J_\mu|n\rangle}{\omega+\omega_{mn}+i\gamma}\right) \tag{A4}$$

(A4) で，$\mu=\nu=x$ とおくと，$\sigma_{xx}(\omega)$ の公式が得られる。それは次のようになる。

$$\sigma_{xx}(\omega) = -i\frac{N_0}{\hbar}\sum_{\substack{n\\(n<m)}}\sum_m\frac{\rho_m-\rho_n}{\omega_{mn}}|\langle m|J_x|n\rangle|^2\left[\frac{1}{\omega-\omega_{mn}+i\gamma}+\frac{1}{\omega+\omega_{mn}+i\gamma}\right] \tag{A5}$$

また同様にして，$\sigma_{xy}(\omega)$ と $\sigma_{yx}(\omega)$ の公式が得ら

れ，$\sigma_{xy}(\omega)=-\sigma_{yx}(\omega)$ であるから $\sigma_{xy}(\omega)=\{\sigma_{xy}(\omega)-\sigma_{yx}(\omega)\}/2$ を利用すると，$\sigma_{xy}(\omega)$ は次のように得られる。

$$\sigma_{xy}(\omega)=\frac{N_0}{4\hbar}\sum_{\substack{n\\(n<m)}}\sum_{m}\frac{\rho_m-\rho_n}{\omega_{mn}}[|\langle m|J_-|n\rangle|^2-|\langle m|J_+|n\rangle|^2]$$

$$\times\left[\frac{1}{\omega-\omega_{mn}+i\gamma}-\frac{1}{\omega+\omega_{mn}+i\gamma}\right] \tag{A6}$$

温度 T を $T\to 0$ にすると，占有状態については $\rho_n=1$，非占有状態については $\rho_m=0$ である。従って (A5)，(A6) において，因子 $\rho_m-\rho_n$ が0にならないで残るのは2重和をとるとき，$n<m$ の条件があるので，n が占有状態，m が非占有状態の時だけである。このとき，$\rho_m-\rho_n=-1$ である。これらのことを考慮すると $T=0$ における $\sigma_{xx}(\omega)$ と $\sigma_{xy}(\omega)$ の表式は，それぞれ本文の(4)(5)のように与えられる。

$\sigma_\pm(\omega)=\sigma_{xx}(\omega)\pm i\sigma_{xy}(\omega)$ より (A5)，(A6) を用いて $\sigma_\pm(\omega)$ を求めると次のようになる。

$$\sigma_+(\omega)=-i\frac{N_0}{2\hbar}\sum_{\substack{n\\(n<m)}}\sum_{m}\frac{\rho_m-\rho_n}{\omega_{mn}}\left[\frac{|\langle m|J_+|n\rangle|^2}{\omega-\omega_{mn}+i\gamma}\right.$$

$$\left.+\frac{|\langle m|J_-|n\rangle|^2}{\omega+\omega_{mn}+i\gamma}\right] \tag{A7}$$

$$\sigma_-(\omega)=-i\frac{N_0}{2\hbar}\sum_{\substack{n\\(n<m)}}\sum_{m}\frac{\rho_m-\rho_n}{\omega_{mn}}\left[\frac{|\langle m|J_-|n\rangle|^2}{\omega-\omega_{mn}+i\gamma}\right.$$

$$\left.+\frac{|\langle m|J_+|n\rangle|^2}{\omega+\omega_{mn}+i\gamma}\right] \tag{A8}$$

これらを導くために，$\sigma_{xx}(\omega)=\sigma_{yy}(\omega)$ の関係を用いた。

参考文献

[1] 佐藤勝昭：「光と磁気」，朝倉書店 (1990)
[2] R. Kubo : J. Phys. Soc. Japan. **12** (1957) 570
[3] W. Reim and J. Schoenes, in: Ferromagnetic Materials, Vol. 5, eds. K.H.J. Buschow and E.P. Wolfarth (North-Holland, Amsterdam, 1990), p. 133
[4] R. Pittini: "Optical and Magneto-Optical Study of the Cerium Monochalcogenides and monopnictides in the Infrared", Doctor Thesis, ETH (1995)
[5] K. Sato : J. Phys. Soc. Jpn. **53** (1984) 1617
[6] S. Suga, K. Inoue, M. Taniguchi, S. Shin, M. Seki, K. Sato and T. Teranishi : J. Phys. Soc.**52** (1983) 1848
[7] D.W. Bullett : J. Phys. **C 15** (1982) 6163
[8] A. Narita and J. Schoenes : Physica **B 186 -188** (1993) 580
[9] A. Narita : Reseach Reports of Akita National College of Thechnology, **28** (1993) 51
[10] A.I. Liechtenstein, V.P. Antropov, and B. N. Harmon : Physical review B, **49** (1994) 10770
[11] V.P. Antropov, A.I. Liechtenstein, and B. N. Harmon : J. Magn. Magn. Mater. **140-144** (1995) 1161