

物質と光の相互作用—金属の誘電率と電子分極の電子論

科学技術振興機構 佐藤勝昭 (東京農工大学名誉教授)

1. はじめに

金属および高濃度にドーパされた半導体の複素誘電率は自由電子の Drude の法則に従うスペクトルを示す。金属の可視域での高い反射率は、Drude 則によって誘電率の実数部が負になることから生じるが、銅・金・銀など貴金属固有の色は Drude 則による誘電率にバンド間遷移にもとづく誘電率が重畳したことによる誘電率の実数部が 0 を横切る (あるいは非常に小さい値をとる) 周波数が可視～近紫外に現れることで説明される。一方、半導体においては伝導帯電子あるいは価電子帯ホールの自由キャリア吸収が可視域まで伸びており、透明導電膜の透過率低下の原因となっている。この小文では、金属の誘電率の周波数分散を電子分極の電子論で扱う。

2. 電子分極の電子論¹

光の電界 E が印加されたとき電束密度 D は次式で表される。ここに P は電子分極である。

$$D = \varepsilon_0 E + P \quad (1)$$

光の電界によって自由電子の集団運動が誘起されると、それによって振動する電子分極 P が生じる。このような自由電子の運動は、古典的な運動方程式によって説明できる。

電子の位置を u 、有効質量を m 、散乱の緩和時間を τ とすると、自由電子に対する運動方程式は、

$$m \frac{d^2 u}{dt^2} + \frac{m}{\tau} \frac{du}{dt} = qE \quad (2)$$

によって与えられる。ここで、 E 、 u として $E = E_0 \exp(-i\omega t)$ および $u = u_0 \exp(-i\omega t)$ を代入すると

$$\left(-m\omega^2 - \frac{im\omega}{\tau} \right) u_0 \exp(-i\omega t) = qE_0 \exp(-i\omega t) \quad (3)$$

これより変位 u は E の関数として次のように表される。

$$u_0 = qE_0 / \left(-m\omega^2 - \frac{im\omega}{\tau} \right) = -\frac{q}{m} \frac{1}{\omega(\omega + i/\tau)} E_0 \quad (4)$$

自由電子による分極は、電子密度を N として、

$$P = -Nqu \quad (5)$$

で与えられる。 $P = P_0 \exp(-i\omega t)$ とすれば、

$$P_0 = Nqu_0 = -\frac{Nq^2}{m} \frac{1}{\omega(\omega + i/\tau)} E_0 \quad (6)$$

これを式(1)に代入して

$$\begin{aligned} D_0 &= \varepsilon_0 E_0 + P_0 \\ &= \varepsilon_0 E_0 - \frac{Nq^2}{m} \frac{1}{\omega(\omega + i/\tau)} E_0 \equiv \varepsilon_r \varepsilon_0 E_0 \end{aligned} \quad (7)$$

となるので、これより、複素誘電率 ε_r が次式の Drude の式で得られる。

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{Nq^2}{m^* \varepsilon_0} \frac{1}{\omega(\omega + i/\tau)} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i/\tau)} \quad (8)$$

ここに ω_p はプラズマ角振動数で

$$\omega_p^2 = \frac{Nq^2}{m^* \epsilon_0} \quad (9)$$

で与えられる。

● 自由電子の散乱のない場合

もし、運動方程式(2)において、散乱がない、すなわち、緩和時間 $\tau \rightarrow \infty$ とすると、式(8)は実数部のみとなり、

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (10)$$

で表される。これをグラフに表したものが図1である。図より、比誘電率は、 $\omega = \omega_p$ で0を横切り、 $\omega < \omega_p$ では負の値をとり $\omega \rightarrow 0$ において発散する。

電磁気学によれば、空気から複素屈折率を $N = n + ik$ の媒体に垂直入射したときの反射率 R は、

$$R = \left| \frac{N - 1}{N + 1} \right|^2 \quad (11)$$

と表される。ここに、空気の屈折率を1とした。

Maxwell の方程式 $\nabla \times \nabla \times E - \frac{1}{c^2} \epsilon_r \mu_r \frac{\partial^2}{\partial t^2} E = 0$ において $E = E_0 e^{-i\omega t + i\frac{\omega N z}{c}}$ 型の電界を代入することによって、複素屈折率の固有値として $N^2 = \epsilon_r \mu_r$ 、従って $N = \sqrt{\epsilon_r} \sqrt{\mu_r}$ を得る。光の周波数においては、 $\mu_r = 1$ としてよいので、光の周波数に対しては、 $N = n + ik = \sqrt{\epsilon_r}$ と表すことができる。なお、強磁性体においては、強磁性共鳴の周波数以下の周波数では μ_r は1とはならないことに注意が必要である。

これを用いれば、式(11)は、

$$R = \left| \frac{\sqrt{\epsilon_r} - 1}{\sqrt{\epsilon_r} + 1} \right|^2 \quad (12)$$

と表すことができる。ダンピング項がないとき比誘電率は $\omega < \omega_p$ において負の実数となるので、 $\epsilon_r = -a$ (a は正の実数) とすると、

$$R = \left| \frac{\sqrt{-a} - 1}{\sqrt{-a} + 1} \right|^2 = \left| \frac{i\sqrt{a} - 1}{i\sqrt{a} + 1} \right|^2 = \frac{a + 1}{a + 1} = 1 \quad (13)$$

となり、100%反射することがわかる。

この物理的意味を考えると、負の実数の誘電率の物体に電磁波がはいるようとすると、自由電子が瞬時に動いて電磁波の電界を打ち消すような電子分極が生じ、物体内に電磁波を入れない、つまり、電磁波を遮蔽するのである。電磁波が物体に入れなければ、100%反射する。

このことを別の観点から見てみよう。誘電率が負の大きな値をもつとは $n \ll \kappa$ 、すなわち媒体の吸収が非常に強いことを意味する。強い吸収は微視的には、電気双極子遷移の遷移確率が非常に強いことを意味する。遷移確率が大きいと、吸収によって生じた電子双極子がアンテナとなって直ちに電磁波を放出して緩和する。これが高い反射率の原因といえる。

$\omega > \omega_p$ になると、自由電子の動きは電磁波につい

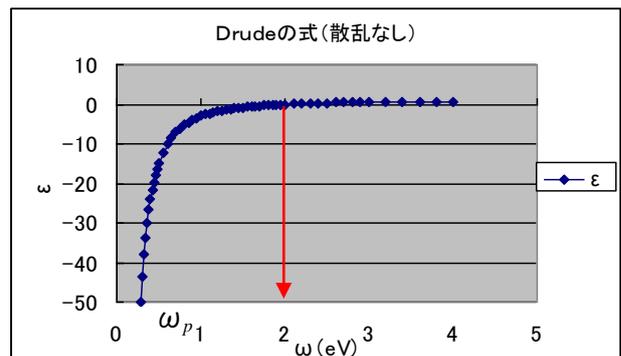


図1 電子散乱がないときのドルーデの式 $\hbar\omega_p = 2\text{eV}$ として計算

で行けなくなって、遮蔽は弱くなり、それとともに反射率は小さくなる。

図2は、図1の誘電率を式(12)に代入して得られた反射率のスペクトルである。 $\omega < \omega_p$ では $R=1$ であるが $\omega > \omega_p$ において、 R は ω とともに急速に低下することがわかる。

● 自由電子の散乱がある場合

実際の金属では自由電子は散乱を受けるので緩和時間は有限の値をとる。その結果、比誘電率には虚数部が現れる。誘電率の虚数部というのは、電磁波の電界 E の変化に電子分極(従って電束密度 D)の変化についていけないことを意味する。電束密度が電界と同相であれば、電力の消費はない(これはコンデンサーを充放電する電流が無効電力となるのと同じである)が、電界の変化について行けないと、電力の消費がおきる。言い換えれば光吸収がおきる。

式(8)を実数部と虚数部に分けて示すと、

$$\begin{aligned} \epsilon'_r &= 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + 1/\tau^2} \\ \epsilon''_r &= \frac{\omega_p^2}{\omega\tau(\omega^2 + 1/\tau^2)} \end{aligned} \quad (14)$$

図3には、有限の散乱の緩和時間を仮定して描いた式(14)の比誘電率の実数部 ϵ'_r 虚数部 ϵ''_r のスペクトルを掲げる。ここでは、散乱の緩和時間が周波数に依存しないものとし、 $\hbar/\tau = 3\text{eV}$ ($\tau \sim 1.4 \times 10^{-15}\text{s}$)を仮定した描いたものである。誘電率の実数部(ϵ'_r)は、図1の場合と同様に低エネルギー側で負の値をとり、プラズマ周波数付近で0を横切るのに対し、虚数部(ϵ''_r)は、周波数の増大とともに単調に減少して0に近づく。なお、比誘電率の実数部がゼロを横切る角振動数は、 ω_p からずれて

$$\omega = \sqrt{\omega_p^2 - 1/\tau^2} \quad (15)$$

にシフトする。

この誘電率を式(12)に代入して計算した反射スペクトルを図4に示す。 $\omega < \omega_p$ の反射率は100%よりかなり低くなっている。また、 $\omega=0$ 付近の低周波の反射率は ω の増大とともに急落し、そのあとなだらかになることが見られる。

● 自由キャリア吸収

誘電率の虚数部は、金属に限らず、縮退半導体などキャリア密度の大きな半導体において、自由キャリア吸収として知られる赤外吸収をもたらす。

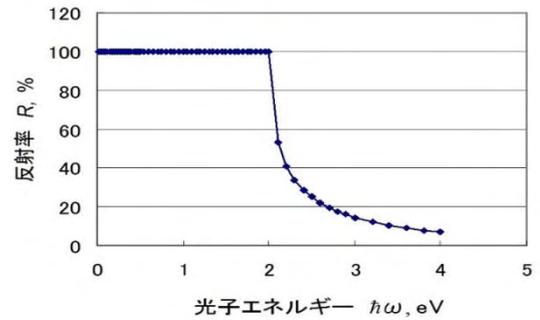


図2 散乱がないときの自由電子による反射スペクトル $\hbar\omega_p = 2\text{eV}$ として計算

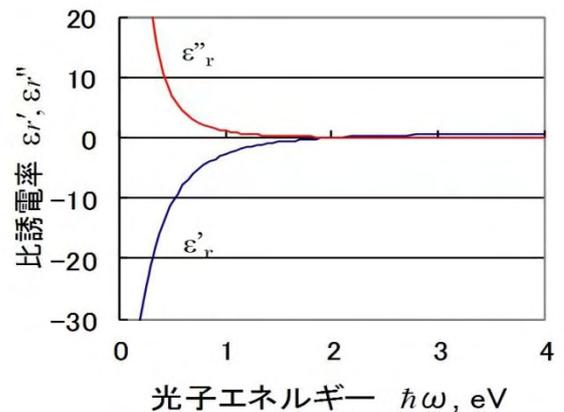


図3 電子散乱があるときの Drude の式 $\hbar\omega_p = 2\text{eV}$, $\hbar/\tau = 3\text{eV}$ として計算

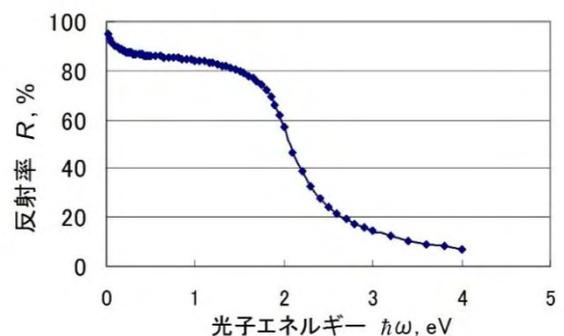


図4 電子散乱があるときの反射スペクトル $\hbar\omega_p = 2\text{eV}$, $\hbar/\tau = 3\text{eV}$ として計算

$$\alpha = \frac{2\omega\kappa}{c} = \frac{\omega\epsilon''_r}{nc} = \frac{\omega_p^2}{nc\tau(\omega^2+1/\tau^2)} \quad (16)$$

$\omega\tau \gg 1$ のとき α は ω^2 に逆比例する。一般に散乱 τ が周波数依存性をもつため ω^{-2} 則からずれる。音響フォノン散乱では τ は $\omega^{-1/2}$ に比例するので α は $\omega^{-1.5}$ に、光学フォノン散乱の場合 τ は $\omega^{1/2}$ に比例するので α は $\omega^{-2.5}$ に、イオン化不純物散乱の場合 τ は $\omega^{3/2}$ に比例するので α は $\omega^{-3.5}$ に比例する。

導電率 σ は、どのような周波数依存性を持つだろうか。複素比誘電率 ϵ_r と複素導電率 σ の間には

$$\epsilon_r = 1 + i \frac{\sigma}{\omega\epsilon_0}$$

$$\sigma = i\omega\epsilon_0(1 - \epsilon_r) = \omega\epsilon_0\epsilon''_r + i\omega\epsilon_0(1 - \epsilon'_r) \quad (17)$$

すなわち、誘電率の虚数部が導電率の実数部に、誘電率の実数部が導電率の虚数部に対応する。

式(17)に Drude の式(14)を代入すると

$$\sigma = \epsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\tau(\omega^2+1/\tau^2)} + \epsilon_0 \frac{i\omega\omega_p^2}{\omega^2+1/\tau^2} = \frac{Nq^2}{m} \frac{1}{\tau(\omega^2+1/\tau^2)} + i \frac{Nq^2}{m} \frac{\omega}{\omega^2+1/\tau^2} \quad (18)$$

導電率 σ は誘電率 ϵ と異なり $\omega \rightarrow 0$ に対して発散しない。式(18)は実数部のみとなり、式(19)となる。

$$\sigma = \frac{Nq^2\tau}{m} = Nq \frac{q\tau}{m} = Nq\mu \quad (19)$$

この式はまさに直流における導電率 σ_0 の式となっている。ここに $\mu = q\tau/m$ で定義した移動度 μ を使った。

透明導電膜において、キャリア密度 N を増加することで導電率 σ を高くしようとすると、 ω_p が増大するため式(16)より吸収 α が強くなり、透明度が低下する。このため、移動度 μ を高くして導電率 σ を上げる材料探索が行われている。

3. バンド間遷移

実際の Au, Ag, Cu の比誘電率のスペクトルを図5に示す²。このスペクトルは図4ほど単純ではなく、比誘電率の虚数部 (ϵ''_r) は一度極小値をとった後、高エネルギー領域で再び増大している。実数部 ϵ'_r のスペクトルは低いエネルギーで負の大きな値を取ることは、図4と共通であるが、 ϵ''_r の急増する付近で変曲点となり複雑な形状を示す。

Ag では 3.8eV 付近で 0 を横切る。

Drude モデルは、低エネルギー領域 (赤外域) をよく説明できるが、可視光領域のスペクトルは説明できない。この ϵ''_r の増大はバンド間遷移が始まることを表している。金属において電子はエネルギー帯 (バンド) を作っていて Fermi 準位 E_F 以下のバンドは占有され、 E_F 以上のバンドは空いている。バンド間遷移とは、光のエネルギーを吸収して、占有された電子状態から、満ちていない電子状態に電子励起が起きることである。Cu を例にとると、図6のバンド構造³に示すように E_F の下 2eV 付近にある 3d 軌道からなる満ちたバンドから、4s4p 軌道からなるバンドの $E > E_F$ の空いた状態へのバンド間遷移 (矢印) が ϵ''_r の増大の始まりに対応する。

バンド間遷移の比誘電率のスペクトルを正確に表すには、量子力学の知

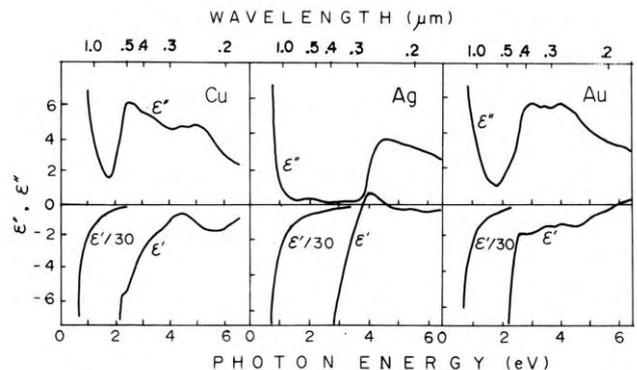


図5 Cu, Ag, Au の比誘電率スペクトル

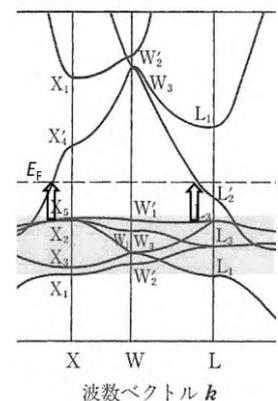


図6 Cu のバンド構造と、3d バンドからフェルミ面への電子遷移

識が必要であるが、ここでは古典論の描像で近似する。バンド間遷移の寄与を古典的に扱うために、バネによって原子核に束縛されている電子のモデル (Lorentz の束縛電子モデル) を考える。

運動方程式は、電子の位置を \mathbf{u} 、有効質量を m 、緩和時間 τ_0 とすると、

$$m \frac{d^2 \mathbf{u}}{dt^2} + \frac{m}{\tau_0} \frac{d\mathbf{u}}{dt} + m\omega_0^2 \mathbf{u} = q\mathbf{E} \quad (20)$$

で与えられる。ここに、左辺第3項は、バネの復元力をあらわす。 ω_0 は電界が加わらなかったときのバネの固有振動数を表しているがこれがバンド間遷移のエネルギーに対応している。

ここでも、 \mathbf{E} 、 \mathbf{u} に $e^{-i\omega t}$ の時間変化を仮定し、この式を解いて束縛電子の変位 \mathbf{u} を求め、束縛電子の密度 N_b を考慮して電気分極 $\mathbf{P} = N_b q \mathbf{u}$ 、さらに比誘電率を求めると、

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_b^2}{\omega^2 + i\omega/\tau_0 - \omega_0^2} \quad (21)$$

が得られる。ここに $\omega_b^2 = N_b q^2 / m \epsilon_0$ である。

この式の実数部と虚数部は、それぞれ

$$\begin{aligned} \epsilon_r' &= 1 - \frac{\omega_b^2(\omega^2 - \omega_0^2)}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2/\tau_0^2} \\ \epsilon_r'' &= \frac{\omega_b^2 \omega / \tau_0}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2/\tau_0^2} \end{aligned} \quad (22)$$

と Lorentz の分散式で表される。これを図示したのが図7 ($\hbar\omega_0 = 1.5\text{eV}$ 、 $\hbar/\tau_0 = 0.1\text{eV}$ として作図) である。虚数部 ϵ_r'' には、共鳴型のピークが、実数部 ϵ_r' には分散型のスペクトルが得られる。実際のバンド間遷移ではギャップを超えると急に虚数部 ϵ_r'' が 0 立ち上がるので、図7 はあくまで古典モデルによる近似と考えて欲しい。

図8は、式(14)と式(22)の両方を考慮した場合の複素比誘電率スペクトル ($\hbar\omega_p = 2\text{eV}$ 、 $\hbar/\tau = 0.3\text{eV}$ 、 $\hbar\omega_0 = 1.5\text{eV}$ 、 $\hbar/\tau_0 = 0.1\text{eV}$ として作図) である。比誘電率の実数部 ϵ_r' の立ち上がり方は図3に比べて急峻となり、 ϵ_r' が 0 となる光子エネルギーは、 $\hbar\omega_p$ より低い $\hbar\omega_0$ の付近に現れる。このように、自由電子による Drude 項に加え、バンド間遷移に対応する Lorentz 項を入れることによって図5の貴金属のスペクトルを近似できる。

図9は、図8の比誘電率を式(12)に代入して求めた反射スペクトルである。バンド間遷移の付近で反射率の急落が見られ、これが貴金属の色を決めていることがわかる。

実際の場合、もっと多くのバンド間電子遷移が存在し、比誘電率スペクトルの重なりに寄与するので、式(14)において第1項の1の代わりに、誘電率の実数部の重なりによる ϵ_∞ を用いることが、よく行われる。この場合に $\epsilon_r' = 0$ となる ω を ω_p' とすると、

$$\omega_p' = (\omega_p^2 / \epsilon_\infty - 1 / \tau^2)^{1/2} \quad (23)$$

で表される。これを遮蔽されたプラズマ周波数と呼ぶ。

Ag の場合、バンド間遷移を考えないと $\hbar\omega_p = 9.2\text{eV}$ であるが、バンド間遷移による誘電率を考慮した遮蔽されたプラズマ周波数は $\hbar\omega_p' = 3.84\text{eV}$ となる。

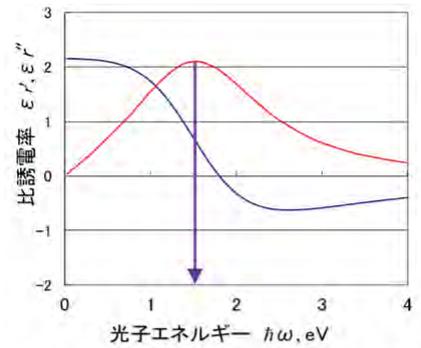


図7 束縛電子系による複素比誘電率のスペクトル

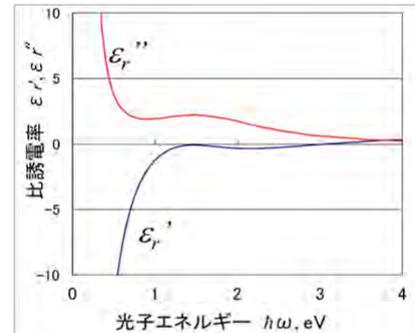


図8 自由電子と束縛電子を考慮した比誘電率スペクトル

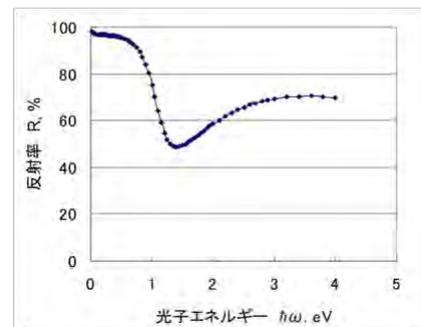


図9 自由電子と束縛電子を考慮した反射スペクトル

4. プラズモン⁴

自由電子の運動方程式(2)には、復元力の項がないので、固有振動数は存在しない。にもかかわらず、固有エネルギーをもつ素励起であるプラズモンとして扱えるのはなぜだろうか。

ここで、電磁気学に立ち帰って考えてみよう。電荷がなく等方的で一様な媒質中では、

$$\text{div } \mathbf{D} = 0 \quad (24)$$

が成立する。電束密度の時間・空間変化を

$$\mathbf{D}(\omega, \mathbf{k}) = \epsilon(\omega) \mathbf{E}(\omega, \mathbf{k}) = \epsilon(\omega) \mathbf{E}_0 e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}$$

とすると式(24)は

$$i\epsilon(\omega) \mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (25)$$

と書けるが、これが成立するのは、 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0$ ($\mathbf{k} \perp \mathbf{E}$ すなわち横波) か、 $\epsilon(\omega) = 0$ の場合である。 $\epsilon(\omega_L) = 0$ が成立する振動数 ω_L においては、電界の縦モードの振動が存在する。このモードは物質の分極と、その反電界が結合したモードであると考えられる。

縦モードの電界による自由電子の振動は縦方向の電荷密度の粗密をもたらし反電界が誘起される。縦方向の反電界係数は1なので、反電界は $-P/\epsilon_0$ となり、 $P = Nqu$ を考慮すると、反電界を考慮した運動方程式は、電子散乱を無視すると

$$m \frac{d^2 u}{dt^2} + \frac{Nq}{\epsilon_0} u = qE \quad (26)$$

と、第2項に復元力の項が付け加わる。これより、

$$(-m^* \omega^2 + Nq/\epsilon_0) u_0 = qE_0 \quad (27)$$

が得られる。 $E_0 = 0$ としたとき、 $\omega = (Nq/m^* \epsilon_0)^{1/2} \equiv \omega_p$ ならば0でない解をもつ。つまり反電界が復元力として働き、プラズマ周波数を固有振動数とする自由振動が存在するのである。この周波数 $\omega = \omega_p$ においては、 $\epsilon(\omega_p) = 0$ が成立するので縦波のプラズマ自由振動が存在し、そのエネルギーは量子化されており、プラズモンという素励起として扱われる。実際には、束縛電子系(バンド間遷移)による分極が反電界を部分的に遮蔽しているので、プラズモンの周波数としては式(23)で表される遮蔽されたプラズマ周波数を使わなければならない。

プラズモンの周波数は、どのようにして、観測することができるだろうか。プラズモンは、縦波なので横波である光と直接相互作用しないが、電子線とは、電子エネルギー損失スペクトル(EELS)にはピークが現れる。金属表面においては、光(電磁波)が表面電荷振動と結合して表面プラズモン・ポラリトンという形で観測される。

5. 表皮効果とスキンドープス

高周波の電磁波は導体の奥深く侵入できないが、これを表皮効果という。電磁波が侵入できる深さをスキンドープスという。ここでは、これを光学の手法で導こう。

導体の光学定数として屈折率を n 、消光係数を κ で表すと、導体内部における波動関数は

$$E = E_0 \exp(-i\omega t) \exp(i\omega z/c) \exp(-\omega \kappa z/c) \quad (28)$$

と表される。

光学定数 n, κ と誘電率の実数部 ϵ' 、虚数部 ϵ'' の間には

$$\epsilon'_r = n^2 - \kappa^2 \quad (29)$$

$$\epsilon''_r = 2n\kappa \quad (30)$$

の関係が成立する。

導体内で電束(の実数部)が 0 とすると、 $\epsilon''=0$ となるので、式(29)より、 $n=\kappa$ となる。すると式(30)は

$$\epsilon''_r = 2\kappa^2 \quad (31)$$

と書ける。逆に解いて、

$$\kappa = (\epsilon''_r/2)^{1/2} \quad (32)$$

導電率の実数部 σ' と比誘電率の虚数部 ϵ''_r との間には、 $\epsilon''_r = \sigma'/\omega\epsilon_0$ の関係があるので 式(32)は

$$\kappa = (\sigma'/2\omega\epsilon_0)^{1/2} \quad (33)$$

ここで、 $\mu_0\epsilon_0=1/c^2$

$$n = \kappa = (1/c)(\sigma'\mu_0/2\omega)^{1/2} \quad (34)$$

このようにして求められた屈折率 n と消光係数 κ を式(28)に代入すると

$$E = E_0 \exp(-i\omega t) \exp\{i(\sigma\omega\mu_0/2)^{1/2} z\} \exp\{-(\sigma'\omega\mu_0/2)^{1/2} z\} \quad (35)$$

となり、 $n=\kappa$ の条件の下で電磁波の電界が $1/e$ に減衰する距離(skin depth)は

$$\delta = (2/\sigma'\omega\mu_0)^{1/2} \quad (36)$$

の式で与えられる。実際の金属では $n \ll \kappa$ であるから、式(36)は浸入深さの目安と考えられる。

6. 磁気光学効果とプラズモン⁵

磁化をもつ媒体を光が透過する際に偏光が受ける変化がファラデー効果、磁化を持つ媒体で反射された光の偏光が受ける効果を磁気カー効果という。

直線偏光は、右円偏光と左円偏光の合成で表されるが、磁化をもつ媒体によって両円偏光の振幅および位相に違いが生じると、出射光の偏光は楕円偏光となり、楕円の主軸が回転する。楕円偏光を作る効果を磁気円二色性、楕円の主軸が回転する効果を磁気旋光という。

等方性の媒体が z 方向に磁化されたときの誘電率は、次式のテンソルで表される。

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (37)$$

ϵ_{xx} と ϵ_{zz} は磁化 M の偶数次のべき関数、 ϵ_{xy} は M の奇数次のべき関数で表される。

単位長さあたりの複素ファラデー回転 Θ_s は右円偏光に対する複素屈折率 N^+ と左円偏光に対する複素屈折率 N^- の差分 $\Delta N = N^+ - N^-$ を使って

$$\Theta_{FS} = -2\pi\Delta N/\lambda = -\omega\Delta N/2c \quad (38)$$

で与えられるが、 ΔN は誘電率テンソルの非対角成分 ϵ_{xy} と対角成分 ϵ_{xx} を使って

$$\Delta N = i\epsilon_{xy}/\sqrt{\epsilon_{xx}} \quad (39)$$

と表されるので、式(38)に代入すると

$$\Theta_{FS} = -(\omega/2c)(i\epsilon_{xy}/\sqrt{\epsilon_{xx}}) \quad (40)$$

となる。

一方、空気から強磁性体への直入射の極カー効果における複素カー回転 Θ_K は

$$\Theta_K = \epsilon_{xy}/(1 - \epsilon_{xx})\sqrt{\epsilon_{xx}} \quad (41)$$

と表される。

式(40)および(41)を見ると、磁気旋光角は誘電率テンソルの非対角成分だけでなく分母に含まれる対角成分にも依存することがわかる。プラズマ周波数においては比誘電率の実数部 $\epsilon'_{xx} = 0$ となるので、 Θ は増強されることがわかる。

ホイスラー合金のハーフメタル PtMnSb は、図 10(a)に示すように、光子エネルギー 2eV 付近において

2°を超える大きな極磁気カー回転角のピークを示すが、磁気光学効果の起源である ϵ_{xy} は少数スピンバンドにおけるバンド間遷移にもとづく幅広いピーク (図 10(c)) を示すのに対し、比誘電率の実数部 ϵ'_{xx} が、図 10(b)に示すように、自由電子プラズマにより 2eV 付近で0を横切ることで、式(41)の分母が小さな値をとったため鋭いピークが生じたものと解釈されている⁶。

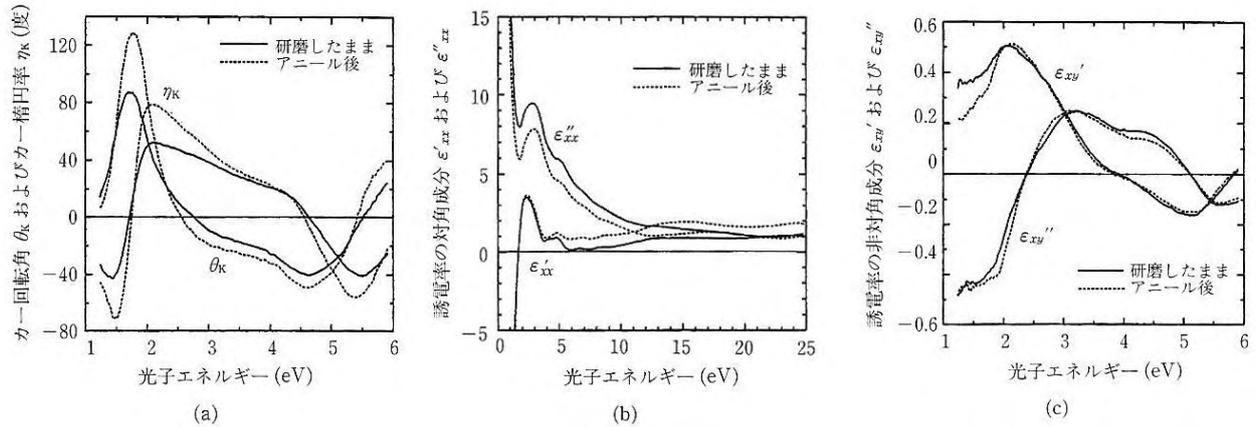


図 10 ハーフメタル強磁性体 PtMnSb における (a)磁気光学カー Spektral (b)比誘電率の対角成分の Spektral、および、(c)比誘電率の非対角成分の Spektral

7. あとがき

以上、自由電子の集団運動による誘電率の Spektral が、バンド間遷移によってどのように変化させられるかについて、古典電子論に基づく電子分極の Drude-Lorentz のモデルによって説明した。

微粒子分散系の実効誘電率を与える Maxwell-Garnett の式、人工多層膜の実効誘電率を求めるためのマトリックス法など、様々な光学式が提案されているが、本稿では基本的な式のみを示した。

固体の光学誘電率の周波数依存性のデータとしては、Palik の *Handbook of Optical Constants in Solids* のシリーズが定評あるが、このほか Landolt-Börnstein のシリーズ III 15b がよく引用される。

参考文献

- 1 山田興治・佐宗哲郎・澤木宣彦・佐藤勝昭・伊藤彰義・八木俊郎：「機能材料のための量子力学」(講談社サイエンティフィク、1995) p.158.
- 2 Landolt-Börnstein New Ser. III-15b (Springer, 1985) Chap. 4, p. 210.
- 3 I. Mertig, E. Mrosan, U. Fleck, H. Worn: J. Phys. F10 (1980) 417.
- 4 佐藤勝昭：プラズモンの基礎、学振 147 委員会第 118 回研究会「プラズモンが拓く機能と応用」(主婦会館 2012.12.7)テキスト
- 5 佐藤勝昭：「光と磁気 (改訂版)」第 3 章 (朝倉書店、2001) p,24
- 6 H. Ikekame, K. Sato, K. Takanashi, H. Fujimori: Jpn. J. Appl. Phys. 32, Supl. 32-3 (1993) 284.