

Anhang 1, V46 - Faraday-Effekt an Halbleitern

Berechnung des Rotationswinkels θ der Polarisationssebene beim Faraday-Effekt

Version Mai 2019

1. Zirkulare Doppelbrechung

Unter zirkularer Doppelbrechung versteht man die Fähigkeit eines Kristalles, die Polarisationssebene eines linear polarisierten Lichtstrahles bei der Transmission zu drehen (siehe Abb.1).

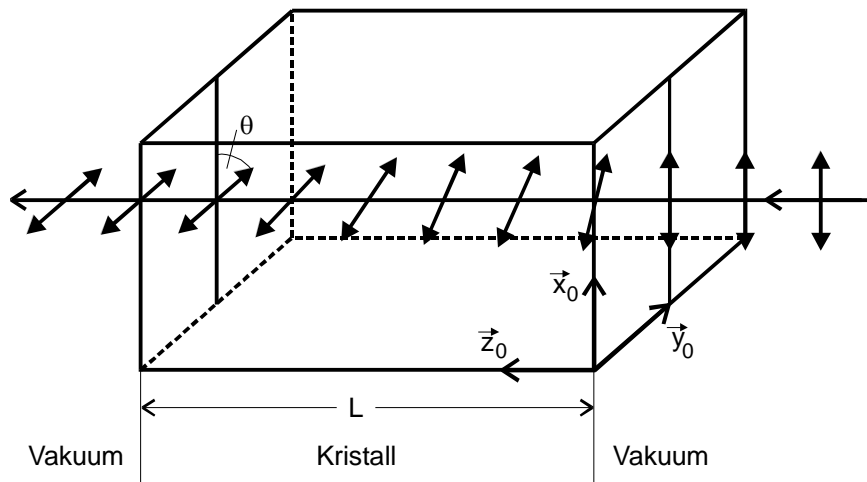


Abb. 1: Drehung der Polarisationssebene einer Lichtwelle beim Durchgang durch einen Kristall

Man kann diesen Effekt erklären, wenn man annimmt, dass die Phasengeschwindigkeiten für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht in dem Kristallmedium verschieden sind.

Zur Berechnung des Drehwinkels θ , um den die Polarisationssebene einer linear polarisierten Welle $E(z)$ gedreht wird, nachdem sie einen Kristall der Länge L durchlaufen hat, zerlegt man sie gemäß

$$(4) \quad E(z) = \frac{1}{2} (E_R(z) + E_L(z))$$

in eine rechts- und linkszirkular polarisierte Welle. Beide mögen sich in \vec{z} -Richtung ausbreiten und die Wellenzahlen $k_R \neq k_L$ haben; dann gilt

$$(5) \quad E_R(z) = (E_0 \vec{x}_0 - i E_0 \vec{y}_0) e^{i k_R z}$$

und

$$(6) \quad E_L(z) = (E_0 \vec{x}_0 + i E_0 \vec{y}_0) e^{i k_L z} .$$

Aus (4), (5) und (6) folgt, dass die Polarisation der Welle beim Eintritt in den Kristall ($z = 0$) parallel zur \vec{x} -Richtung liegt: $E(0) = E_0 \vec{x}_0$.

Um die Lage der Polarisationssebene nach dem Durchtritt der Welle durch den Kristall ($z = L$) zu errechnen, zerlegt man (4) in geeigneter Weise. Es ist

$$\begin{aligned}
 E(L) &= \frac{1}{2} E_0 \left\{ \left(e^{ik_R L} + e^{ik_L L} \right) \vec{x}_0 + \left(i e^{ik_L L} - i e^{ik_R L} \right) \vec{y}_0 \right\} \\
 (7) \quad &= \frac{1}{2} E_0 \vec{x}_0 \left\{ e^{i(k_R+k_L)\frac{L}{2}} e^{i(k_R-k_L)\frac{L}{2}} + e^{i(k_R+k_L)\frac{L}{2}} e^{i(-k_R+k_L)\frac{L}{2}} \right\} \\
 &\quad + \frac{1}{2} E_0 \vec{y}_0 i \left\{ e^{i(-k_R+k_L)\frac{L}{2}} e^{i(k_R+k_L)\frac{L}{2}} - e^{i(k_R-k_L)\frac{L}{2}} e^{i(k_R+k_L)\frac{L}{2}} \right\}
 \end{aligned}$$

Mit den Abkürzungen $\psi := \frac{L}{2}(k_R + k_L)$ und

$$(8) \quad \theta := \frac{L}{2}(k_R - k_L)$$

lässt sich (7) etwas übersichtlicher darstellen:

$$E(L) = \frac{1}{2} E_0 \vec{x}_0 \left\{ e^{i\psi} e^{i\theta} + e^{i\psi} e^{-i\theta} \right\} + \frac{1}{2} E_0 \vec{y}_0 i \left\{ e^{i\psi} e^{-i\theta} - e^{i\psi} e^{i\theta} \right\}.$$

Mit Hilfe der Eulerschen Formeln bekommt man daraus $E(L) = E_0 e^{i\psi} (\cos\theta \vec{x}_0 + \sin\theta \vec{y}_0)$.

Man erhält damit an der Stelle $z = L$ eine linear polarisierte Welle, deren Schwingungsrichtung um den Winkel θ aus der ursprünglichen Lage (\vec{x}_0) herausgedreht wurde, wobei θ durch (8) gegeben ist. Da die Phasengeschwindigkeit einer Welle allgemein gleich ω/k ist, kann man θ auch durch die Phasengeschwindigkeit V_{ph_R} und V_{ph_L} ausdrücken. Es folgt dann aus (8)

$$(9) \quad \theta = \frac{L\omega}{2} \left\{ \frac{1}{V_{ph_R}} - \frac{1}{V_{ph_L}} \right\}.$$

Schließlich lässt sich θ auch noch durch die Brechungsindizes n_R und n_L darstellen, wenn man berücksichtigt, dass $n = c / v_{ph}$ ($c = \text{Vakuumlichtgeschwindigkeit}$) ist:

$$(10) \quad \theta = \frac{L\omega}{2c} (n_R - n_L).$$

Die zirkulare Doppelbrechung eines Kristalles entsteht durch elektrische Dipolmomente, die einmal durch die auf den Gitterplätzen sitzenden Atome und zum anderen durch die Bandedelektren in Wechselwirkung mit den Atomrümpfen erzeugt werden können. Dabei kann es sich nur um induzierte Dipole handeln; denn permanente Dipole vermögen wegen ihrer großen Relaxationszeit dem Wechselfeld einer Lichtquelle ($\nu \approx 10^{15}$ Hz) nicht zu folgen. Die Gesamtheit der Dipole pro Volumeneinheit erzeugt eine makroskopische Polarisation \vec{P} des Kristalles, die bei nicht zu großem E-Feld proportional zu \vec{E} ist:

$$(11) \quad \vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}.$$

(ϵ_0 = Influenzkonstante)

Man nennt die Größe χ **dielektrische Suszeptibilität**. In isotroper Materie (wie z.B. Gläser ohne äußeres Magnetfeld) ist χ eine skalare Größe. In anisotropen Kristallen muss χ jedoch als Tensor definiert werden, sodass (11) die Form

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \epsilon_0 \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}$$

annimmt. In vielen Fällen ist der (χ) -Tensor symmetrisch, sodass eine Hauptachsentransformation möglich ist und (χ) sich in der Form

$$(\chi) = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{zz} \end{pmatrix}$$

darstellen lässt.

Im folgenden soll nun gezeigt werden, dass Materie doppelbrechend wird, sobald im (χ) -Tensor nicht-diagonale und konjugiert komplexe Koeffizienten auftreten. Im einfachsten Fall hat (χ) dann die Gestalt

$$(12) \quad (\chi) = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & i\chi_{xy} & 0 \\ -i\chi_{xy} & \chi_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{zz} \end{pmatrix}.$$

Zum Nachweis der Doppelbrechung geht man von der Wellengleichung des Lichtes aus. Sie hat im Vakuum die Gestalt:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t)) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}.$$

Beim Übergang der Welle in Materie ist \vec{E} durch die dielektrische Verschiebung

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

zu ersetzen. Es folgt dann aus (11)

$$(13) \quad \nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \frac{1}{c^2} (1 + \chi) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}.$$

In (13) ist vorausgesetzt, dass die Materie nur eine geringe elektrische Leitfähigkeit besitzt. Es kann daher die Stromdichte j gegen dP/dt vernachlässigt werden. Ferromagnetische Effekte sollen ebenfalls nicht auftreten.

Setzt man nun in Gleichung (13) die Gleichung einer ebenen Welle

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

ein, so bekommt man die Beziehung

$$(14) \quad \vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) = -\frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} - \frac{\omega^2}{c^2} \chi \cdot \vec{E}.$$

Ohne Einschränkung der Allgemeinheit werde im folgenden angenommen, dass

$$(15) \quad \vec{k} = k \vec{z}_0$$

ist. Daraus folgt mit $\vec{E} = E_x \vec{x}_0 + E_y \vec{y}_0 + E_z \vec{z}_0$

$$(15a) \quad \vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) = -k^2 E_x \vec{x}_0 - k^2 E_y \vec{y}_0 \quad .$$

Der Ansatz (12) liefert für das skalare Produkt aus (χ) und \vec{E}

$$(15b) \quad \chi \cdot \vec{E} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & i\chi_{xy} & 0 \\ -i\chi_{xy} & \chi_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{zz} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = (\chi_{xx} E_x + i\chi_{xy} E_y) \vec{x}_0 + (\chi_{xx} E_y - i\chi_{xy} E_x) \vec{y}_0 + \chi_{zz} E_z \vec{z}_0 .$$

Die Beziehungen (15a) und (15b) setzt man nun in die Wellengleichung (14) ein und erhält nach Zerlegung in die Komponenten.

Damit wird aus (14)

$$(16) \text{ für die } \vec{x}_0\text{-Komponente} \quad \left(-k^2 + \frac{\omega^2}{c^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \chi_{xx} \right) E_x = -i \frac{\omega^2}{c^2} \chi_{xy} E_y \quad ,$$

$$(17) \text{ für die } \vec{y}_0\text{-Komponente} \quad i \frac{\omega^2}{c^2} \chi_{xy} E_x = \left(-k^2 + \frac{\omega^2}{c^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \chi_{xx} \right) E_y \quad ,$$

$$(18) \text{ für die } \vec{z}_0\text{-Komponente} \quad \frac{\omega^2}{c^2} E_z = -\frac{\omega^2}{c^2} \chi_{zz} E_z \quad .$$

Aus (18) ergibt sich, da $\omega \neq 0$ und $\chi_{zz} \neq 0$ sind, dass $E_z = 0$ sein muss; womit gezeigt ist, dass eine transversale Wellenausbreitung vorliegt. Soll nun für E_x und E_y eine nicht-triviale Lösung existieren, so muss die Koeffizientendeterminante des Gleichungssystems (16), (17) verschwinden. Das heißt, es muss gelten

$$\left(-k^2 + \frac{\omega^2}{c^2} (1 + \chi_{xx}) \right)^2 - \left(i \frac{\omega^2}{c^2} \chi_{xy} \right) \left(-i \frac{\omega^2}{c^2} \chi_{xy} \right) = 0 \quad .$$

Daraus folgt, dass für die Wellenzahl k nur die beiden Werte

$$(19) \quad k_{\pm} = \frac{\omega}{c} \sqrt{(1 + \chi_{xx}) \pm \chi_{xy}}$$

möglich sind. Ebenso existieren gemäß der Beziehung $v = \omega/k$ auch nur zwei Phasengeschwindigkeiten nämlich

$$v_{Ph_R} = \frac{c}{\sqrt{1 + \chi_{xx} + \chi_{xy}}} \quad \text{und} \quad v_{Ph_L} = \frac{c}{\sqrt{1 + \chi_{xx} - \chi_{xy}}} \quad ,$$

die entweder größer oder kleiner als die Phasengeschwindigkeit

$$(19a) \quad v_{Ph} = \frac{c}{\sqrt{1 + \chi_{xx}}}$$

bei $\chi_{xy} = 0$ sind. Geht man nun mit (19) in die Gleichungen (16) oder (17) zurück, so ergibt sich für die Feldstärkekomponenten der durchlaufenden Welle

$$E_x = +iE_y \quad \text{für } k_+ \quad \text{und} \quad E_x = -iE_y \quad \text{für } k_- .$$

Das bedeutet, wie aus (5) und (6) hervorgeht, dass eine linkszirkular und eine rechtszirkular polarisierte Welle mit **unterschiedlichen** Phasengeschwindigkeiten auftreten und somit die Polarisationsrichtung der aus dem Vakuum einfallenden Welle gedreht wird. Der Drehwinkel θ lässt sich gemäß (8) aus den unterschiedlichen Wellenzahlen (19) errechnen. Es ist

$$(20) \quad \theta = \frac{L}{2}(k_+ - k_-) = \frac{L\omega}{2c} \left\{ \sqrt{(1 + \chi_{xx}) + \chi_{xy}} - \sqrt{(1 + \chi_{xx}) - \chi_{xy}} \right\} .$$

Da die Größe χ_{xy} im allgemeinen klein gegen $1 + \chi_{xx}$ ist, kann man die Wurzelausdrücke in (20) in eine Reihe entwickeln und mit guter Näherung nach dem linearen Glied abbrechen. Man bekommt dann

$$\theta \approx \frac{L\omega}{2c} \left\{ \sqrt{1 + \chi_{xx}} \right\}^{-1} \chi_{xy} .$$

Hierin kann man noch den Ausdruck $\sqrt{1 + \chi_{xx}}$ durch die Phasengeschwindigkeit bei $\chi_{xy} = 0$ (siehe (19a)) oder auch durch den Brechungsindex ausdrücken. Man erhält schließlich

$$(21) \quad \theta \approx \frac{L\omega}{2c^2} v_{Ph} \chi_{xy} = \frac{L\omega}{2cn} \chi_{xy} .$$

2. Berechnung des Rotationswinkels θ der Polarisationssebene beim Faraday-Effekt

In diesem Kapitel wird gezeigt, dass optisch inaktive Materie (das heißt $\chi_{ik} = 0$ für $i \neq k$) beim Anlegen eines äußeren Magnetfeldes grundsätzlich die Polarisationssebene des parallel zur Feldrichtung einfallenden Lichtes dreht. Wie schon zuvor erwähnt, bezeichnet man diese Erscheinung als Faraday-Effekt. Sie beruht auf dem Einfluss des Magnetfeldes \vec{B} auf die Elektronen der Materie. Für ein gebundenes Elektron der Masse m und der Ladung e_0 kann man die Bewegungsgleichung

$$(22) \quad m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} + K \vec{r} = -e_0 \vec{E}(r) - e_0 \frac{d\vec{r}}{dt} \times \vec{B}$$

formulieren. Hierin bedeuten \vec{r} die Auslenkung des Elektrons aus der Gleichgewichtslage, K eine Konstante, die seine Bindung an die Umgebung beschreibt und \vec{E} die Feldstärke der einfallenden Lichtwelle. (Dämpfungseffekte, die man durch einen Ausdruck $\gamma \frac{d\vec{r}}{dt}$ berücksichtigen könnte, werden vernachlässigt, da sie auf den Faraday-Effekt nur geringen Einfluss haben. Ebenso kann der Einfluss des Magnetfeldes der elektromagnetischen Lichtwelle hier vernachlässigt werden.) Die Zeitabhängigkeit der Feldstärke des einfallenden Lichtes und damit auch des Ortsvektors \vec{r} sei wie zuvor durch

$$E(t) \sim e^{-i\omega t}$$

gegeben. Damit wird aus (22)

$$(23) \quad -m\omega^2 \vec{r} + K\vec{r} = -e_0 \vec{E} + ie_0 \omega \vec{r} \times \vec{B} \quad .$$

Es wurde bereits erwähnt, dass wegen des hohen ω nur eine Verschiebungspolarisation zu beobachten ist. Damit ist \vec{P} proportional zu \vec{r} , und es gilt, wenn N die Zahl der Elektronen pro Volumeneinheit ist

$$(24) \quad \vec{P} = -Ne_0 \vec{r} \quad .$$

Mit Hilfe von (24) kann man nun \vec{r} in (23) eliminieren. Es ergibt sich

$$(25) \quad -m\omega^2 \vec{P} + K\vec{P} = +e_0^2 N \vec{E} + ie_0 \omega \vec{P} \times \vec{B} \quad .$$

Unter der Annahme, dass das äußere Magnetfeld in z-Richtung anliegt, lautet (25) in Komponenten zerlegt

$$(26) \quad (-m\omega^2 + K)P_x = Ne_0^2 E_x + ie_0 \omega P_y B$$

$$(27) \quad (-m\omega^2 + K)P_y = Ne_0^2 E_y - ie_0 \omega P_x B$$

$$(28) \quad (-m\omega^2 + K)P_z = Ne_0^2 E_z \quad .$$

Da die Polarisation P durch den Einfall der Lichtwelle mit der Feldstärke E entsteht, soll wiederum die Beziehung (11) zwischen beiden Größen gelten, wobei die Frage der von null verschiedenen Komponenten des Suszeptibilitätstensors zunächst noch offen ist. Man erkennt aber bald, dass (χ) auch nicht-diagonale Komponenten enthalten muss, wenn eine nicht-triviale Lösung des Gleichungssystems (26) bis (28) existieren soll. Außerdem sollen die χ_{ik} -Werte unabhängig von den Feldstärkekomponenten E_x und E_y sein ($E_z = 0$). Das geht nur, wenn die χ_{ik} ($i \neq k$) imaginär sind. Es

wird daher für (χ_{mag}) der Ansatz $(\chi_{mag}) = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & i\chi_{xy} & 0 \\ i\chi_{yx} & \chi_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{zz} \end{pmatrix}$

gemacht. Man erhält damit aus (26) und (11)

$$(-m\omega^2 + K)(\epsilon_0 \chi_{xx} E_x + i\epsilon_0 \chi_{xy} E_y) = Ne_0^2 E_x + ie_0 \epsilon_0 \omega B (i\chi_{yx} E_x + \chi_{xx} E_y)$$

oder nach Trennung in Real- und Imaginärteil

$$(29) \quad (-m\omega^2 + K)\epsilon_0 \chi_{xx} = Ne_0^2 - e_0 \epsilon_0 \omega B \chi_{yx}$$

und

$$(-m\omega^2 + K)\epsilon_0 \chi_{xy} = e_0 \epsilon_0 \omega B \chi_{xx} \quad .$$

Aus (27) folgt entsprechend

$$(30) \quad (-m\omega^2 + K)\epsilon_0 \chi_{xx} = Ne_0^2 + e_0 \epsilon_0 \omega B \chi_{xy}$$

und

$$(31) \quad (-m\omega^2 + K)\epsilon_0 \chi_{yx} = -e_0 \epsilon_0 \omega B \chi_{xx} \quad .$$

An (29) und (30) erkennt man, dass

$$(32) \quad \chi_{xy} = -\chi_{yx}$$

ist. Damit sind die beiden Nichtdiagonalelemente konjugiert komplex. Das bedeutet nach dem in Kapitel 3 Gesagten, dass die anfangs optisch isotrope Materie im Magnetfeld doppelbrechend geworden ist. Die Anwesenheit eines Magnetfeldes erniedrigt somit die Symmetrie eines Kristalles.

Zur Berechnung des Drehwinkels θ benötigt man gemäß (21) die Tensorkomponente χ_{xy} . Hierfür ergibt sich aus (30), (31) sowie (32)

$$\chi_{xy} = \frac{Ne_0^3 \omega B}{\varepsilon_0 \left((-m\omega^2 + K)^2 - (e_0 \omega B)^2 \right)}$$

und schließlich für θ

$$(33) \quad \theta = \frac{e_0^3}{2\varepsilon_0 c} \frac{\omega^2}{(-m\omega^2 + K)^2 - (e_0 \omega B)^2} \frac{NBL}{n} .$$

Man erkennt an (33), dass θ proportional zur Flussdichte B , zur Probenlänge L und zur Zahl der Ladungsträger N pro Volumeneinheit ist. Die Frequenzabhängigkeit ist komplizierter. Sie soll im folgenden diskutiert werden. Dazu formt man (33) um in

$$(34) \quad \theta = \frac{e_0^3}{2\varepsilon_0 c m^2} \frac{1}{\left\{ -\omega^2 + \frac{K}{m} \right\}^2 - \left\{ \frac{e_0}{m} B \omega \right\}^2} \frac{NBL}{n} .$$

Die Größe $\sqrt{K/m}$ hat hierin die Bedeutung einer Resonanzfrequenz ω_0 der gebundenen Ladungsträger, da diese wegen der Existenz der „rücktreibenden Kraft“ $K\vec{r}$ (siehe (22)) zu erzwungenen Schwingungen fähig sind. Auch der Ausdruck Be_0/m stellt eine Frequenz dar. Man nennt sie die **Zyklotron-Frequenz** ω_c . Sie gibt die Umlauffrequenz von Ladungsträgern der Masse m und der Ladung e_0 an, mit der diese eine Kreisbahn um die Feldachse \vec{B} infolge der Lorentz-Kraft beschreiben würden, wenn keine weiteren Einflüsse auf sie einwirken würden. Mit $B \approx 1$ T erhält man für Elektronen Zyklotron-Frequenzen von der Größenordnung 10^{11} Hz. Die Resonanzfrequenz ω_0 und die Messfrequenzen liegen bei Halbleitern normalerweise im nahem Infrarot ($\omega = 10^{14}$ - 10^{15} Hz).

Damit ist zumeist $(\omega_0^2 - \omega^2)^2 \gg \omega^2 \omega_c^2$,

falls man mit der Messfrequenz nicht zu dicht an ω_0 herangeht. Unter diesen Voraussetzung vereinfacht sich (34) zu

$$(35) \quad \theta \approx \frac{e_0^3}{2\varepsilon_0 c m^2} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} \frac{\omega^2}{n} NBL .$$

Liegt man mit der Messfrequenz weit unterhalb ω_0 , gilt für θ schließlich die Näherung

$$\theta \approx \frac{e_0^3}{2\varepsilon_0 c m^2} \frac{1}{\omega_0^4} \frac{\omega^2}{n} NBL$$

oder, wenn man statt der Kreisfrequenz die Wellenlänge λ des einfallenden Lichtes einführt

$$(36) \quad \theta(\lambda) \approx \frac{2\pi^2 e_0^3 c}{\epsilon_0} \frac{1}{m^2} \frac{1}{\lambda^2 \omega_0^4} \frac{NBL}{n} .$$

Man kann mit Hilfe von (35) auch noch den Fall quasifreier Ladungsträger diskutieren. Man lässt zu diesem Zwecke in (35) $\omega_0 \rightarrow 0$ gehen. Dann bekommt man aus (35)

$$(37) \quad \theta \approx \frac{e_0^3}{2\epsilon_0 c} \frac{1}{m^2} \frac{1}{\omega^2} \frac{NBL}{n} = \frac{e_0^3}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3} \frac{1}{m^2} \lambda^2 \frac{NBL}{n} .$$

(37) bleibt unter bestimmten Voraussetzungen auch für die Kristallelektronen gültig, wenn man m durch m^* ersetzt. Damit ist man in der Lage, aus dem Drehwinkel θ der Faraday-Rotation die effektive Masse von Kristallelektronen zu bestimmen.

Die Gleichung zur Bestimmung der effektiven Masse anhand der gemessenen Parameter lautet:

$$\theta_{\text{frei}} = \frac{e_0^3}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3} \frac{1}{(m^*)^2} \lambda^2 \frac{NB}{n} .$$

$\theta_{\text{frei}} = \theta / L$ ist die Faraday-Rotation pro Einheitslänge in [rad/m], e_0 ist die Elementarladung, ϵ_0 ist die Influenzkonstante, c ist die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum, m^* ist die effektive Masse des Elektrons, λ ist die Lichtwellenlänge, N ist die Donatorenkonzentration, B ist die Magnetfeldstärke, L ist die Probendicke, und n ist der Brechungsindex.

!!! Achtung: Man beachte die Einheiten der physikalischen Größen, sodass sich die Einheit [kg] für die effektive Masse der Elektronen ergibt.

Man beachte, dass in den Originalartikeln [1,3] unterschiedliche Einheitensysteme verwendet wurden. Ref. [2] gibt die Gleichung in SI-Einheiten an.

Literatur

[1] S. D. Smith, T. S. Moss, and K. W. Taylor, The Energy-Dependence of Electron Mass in Indium Antimonide Determined from Measurements of the Infrared Faraday Effect, J. Phys. Chem. Solids **11**, 131 (1959).

[4_1959_JPCS_11_131_Smith.pdf](#)

[2] M. Cardona, Electron Effective Masses of InAs and GaAs as a Function of Temperature and Doping, Phys. Rev. **121**, 752 (1961).

[5_1961_PhysRev_121_752_Cadona_Eletron_m_InAs_GaAs.pdf](#)

[3] M. Balkanski and E. Amzallag, Band Parameters Determination from Faraday Rotation Measurements (Review Article), Phys. Stat. Solidi **30**, 407 (1968).

[1968_PSS_30_407_Balkanski_band_parameters_Faraday_rotation.pdf](#)