

Vorlesungsmitschrift

Experimentalphysik III (Wellen und Quanten)

im WS2015/16 bei Prof. Dr. Christian Back

gesetzt von Hedwig Werner Gesina Schwalbe

Stand: 12. November 2015

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	3
1.1	Historischer Überblick	3
1.2	Hierarchie der Beschreibung optischer Phänomene	3
1.3	Licht als elektromagnetische Welle	3
1.4	Das elektromagnetische Spektrum	3
2	Elektromagnetische Wellen	4
2.1	Wiederholung	4
2.2	Licht als elektromagnetische Welle	4
2.3	Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit	7
2.4	Lösung der Wellengleichung	8
2.5	Energie von Licht, Poynting-Vektor	9
2.6	Impuls von Licht	9
2.7	Wellenpakete	10
2.8	Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten	11
3	Dispersion von Licht	12
3.1	Die Frequenzabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante ε	12
3.2	Der Brechungsindex	13
3.3	Absorption von Licht	13
3.4	Detailbetrachtung	14
3.5	Das elektromagnetische Feld eines oszillierenden Dipols	14
3.6	Die Dispersion von dichten Medien	17
3.7	Brechungsindex und Absorption von Metallen	17
4	Elektromagnetische Wellen an Grenzflächen	19
4.1	Randbedingungen der elektromagnetischen Welle	19
4.1.1	Beliebige Einfallswinkel α	20
4.1.2	Absorbierende Medien	22

1 Einführung

1.1 Historischer Überblick

siehe Folien

Versuche: Messung der Lichtgeschwindigkeit

1.2 Hierarchie der Beschreibung optischer Phänomene

- geometrische Optik
- Wellenoptik
- Elektromagnetismus
- Quantenoptik

1.3 Licht als elektromagnetische Welle

Eine wichtige Frage vorab ist: Was ist Licht? Teilchen oder Welle?

pro elektromagnetische Welle

- Licht transportiert Energie, auch im Vakuum
- Licht wechselwirkt mit Atomen/Materie (z.B. Absorption)
- Licht zeigt Brechungserscheinungen

Daraus folgt: **Licht ist elektromagnetische Welle**

pro Korpuskel

- Licht zeigt „Körnigkeit“, es besteht aus Energiequanten (Photonen) mit $E = h\nu$
- Licht stößt wie ein Teilchen (Compton-Effekt)

1.4 Das elektromagnetische Spektrum

Die Vorlesung „Wellen und Quanten“ beschäftigt sich mit den Eigenschaften elektromagnetischer (Hertzscher) Wellen über einem breiten Wellenlängenbereich von $10^{-15} \text{ m} \leq \lambda \leq 10^3 \text{ m}$. Zum Vergleich: Sichtbares Licht hat Wellenlängen im Bereich $350 \text{ nm} \leq \lambda \leq 800 \text{ nm}$.

2 Elektromagnetische Wellen

2.1 Wiederholung

Im Folgenden wird ein Überblick über die häufig gebrauchten Operatoren Gradient (grad), Rotation (rot), Divergenz (div), den Nabla-Operator ($\vec{\nabla}$) und den Laplace-Operator (Δ) gegeben.

Vektorableitungen: Für 3-dimensionale Vektoren verwendet man den *Nabla*-Operator

$$\vec{\nabla} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$$

Der *Gradient* einer skalaren Funktion $f = f(x, y, z)$ zeigt in die Richtung des größten Anstiegs.

$$\text{grad } f = \vec{\nabla} f = \left(\frac{\partial f}{\partial x}, \frac{\partial f}{\partial y}, \frac{\partial f}{\partial z} \right)$$

Die *Divergenz* einer Vektorfunktion ist

$$\text{div } \vec{f} = \vec{\nabla} \cdot \vec{f} = \frac{\partial f_x}{\partial x} + \frac{\partial f_y}{\partial y} + \frac{\partial f_z}{\partial z}$$

Die Divergenz ist ungleich null, wenn es Quellen oder Senken gibt (vgl. elektr. Ladung).

Der *Laplace-Operator* einer skalaren Funktion ist die *Divergenz des Gradienten*.

$$\Delta f = \vec{\nabla}^2 f = \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} f = \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\partial f}{\partial x}, \frac{\partial f}{\partial y}, \frac{\partial f}{\partial z} \right) = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}$$

Der Laplace einer Vektorfunktion wird komponentenweise gebildet.

$$\Delta \vec{f} = \vec{\nabla}^2 \vec{f} = \left(\frac{\partial^2 f_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 f_x}{\partial z^2} + \dots \right)$$

Die *Rotation* einer Vektorfunktion \vec{f} ist

$$\text{rot } \vec{f} = \vec{\nabla} \times \vec{f} = \left(\frac{\partial f_z}{\partial y} - \frac{\partial f_y}{\partial z}, \frac{\partial f_x}{\partial z} - \frac{\partial f_z}{\partial x}, \frac{\partial f_y}{\partial x} - \frac{\partial f_x}{\partial y} \right)$$

Funktionen, die sich stark „winden“, haben eine starke Rotation.

2.2 Licht als elektromagnetische Welle

In dieser Vorlesung behandeln wir Lichtausbreitung in nicht-magnetischen Medien, d.h. man kann die magnetische Permeabilität $\mu = 1$ setzen. Für nicht leitende Materialien ist zudem die Ladungsdichte ρ_{frei} und die Stromdichte j_{frei} gleich null. In Formeln also $\mu = 1$, $\rho_{\text{frei}} = 0$, $j_{\text{frei}} = 0$.

Lichtausbreitung in Vakuum oder in einem Dielektrikum

Im Dielektrikum muss man die **Maxwellgleichungen** (kurz **MWGl.**) für ein Medium mit **dielektrischer Verschiebung** verwenden. Weitere Annahmen sind

- lineare Optik
- isotropes Medium (Gase, Flüssigkeit, kubische Kristalle)

Mit diesen Annahmen gilt

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$$

wobei $\varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12} \text{ C}^2 \text{ m}^{-2} \text{ N}^{-1}$ die elektrische Feldkonstante ist und ε die relative *Dielektrizitätskonstante* des Mediums.

Achtung: in optisch anisotropen Medien wird ε durch einen Tensor ersetzt.

Elektrische und magnetische Felder sind wie folgt über die MWGl. verknüpft:

MWGl. für isolierendes nicht magnetisches Medium:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

mit magnetischer Feldkonstante $\mu_0 = 1.2566 \times 10^{-6} \text{ N A}^{-2}$

MWGl. im Vakuum:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right)$$

mit ε_0, μ_0 „Materialparameter“ für Vakuum.

Effekte in Materie

In echter Materie können (mikroskopisch) Polarisationsladungen und Ampere'sche Kreisströme induziert werden, was

- mikroskopische elektrische Dipole
- mikroskopische Kreisströme

verursacht. Zur Vereinfachung betrachten wir makroskopische, örtlich gemittelte Größen.

Unterschiede zwischen freien und gebundenen Ladungen Es gilt allgemein für die Ladungsdichte ρ und die Stromdichte \vec{j}

$$\begin{aligned}\rho &= \rho_{\text{frei}} + \rho_{\text{gebunden}} \\ \text{analog } \vec{j} &= \vec{j}_{\text{frei}} + \vec{j}_{\text{mag}} + \vec{j}_{\text{Polarisation}}\end{aligned}$$

wobei $\vec{j}_{\text{mag}} = \vec{\nabla} \times \vec{M}$ und $\vec{j}_{\text{Polarisation}} = \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}$. Die gebundenen Ladungsträger führen zu einer makroskopischen Polarisation \vec{P} (bzw. zur makroskopischen Magnetisierung \vec{M} im Fall der Stromdichte), welche sich auf die elektrische Verschiebung \vec{D} und die magnetische Feldstärke \vec{H} auswirkt:

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \\ \vec{H} &= \frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{M}\end{aligned}$$

Für isotrope, lineare Materialien mit Dielektrizitätskonstante ϵ_r gilt

$$\begin{aligned}\vec{P} &= \chi \epsilon_0 \vec{E} \\ \vec{D} &= (1 + \chi) \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon_r \epsilon_0 \vec{E} \\ \rho_{\text{frei}} &= \rho - \rho_{\text{Pol}} = \rho + \text{div } \vec{P} \\ \implies \text{div } \vec{P} &= -\rho + \rho_{\text{frei}} = -\rho_{\text{Pol}}\end{aligned}$$

Damit ergeben sich

MWGl. in Materie mit Spezialfall (isotropes, ungeladenes, unmagnetisches Medium)

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= \epsilon_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{E} + \vec{\nabla} \cdot \vec{P} = \rho_{\text{frei}} = 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \vec{j}_{\text{frei}} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0} (\vec{\nabla} \times \vec{B})\end{aligned}$$

Von den MWGl. zur Wellengleichung für das \vec{E} -Feld Wir erhalten folgende Zusammenhänge

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) &= -\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\epsilon \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \\ -\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) = -\frac{\partial}{\partial t} \mu_0 \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) &= \underbrace{\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E})}_{=0 \text{ da } \rho = 0} - (\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}) \vec{E} = -\Delta \vec{E}\end{aligned}$$

Setzen wir diese zusammen, folgen die *Wellengleichungen für elektromagnetische Wellen*:

$$\Delta \vec{E} - \varepsilon \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0$$

$$\Delta \vec{B} - \varepsilon \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0$$

Allgemein Die allgemeine Form der Wellengleichungen (u.a. für elektromagnetische Wellen) sind Differentialgleichungen, die eine 2. Ableitung einer Größe nach der Zeit mit der 2. Ableitung der Größe nach dem Ort verknüpft:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = \frac{\tau}{\rho} \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}$$

wobei $v_{ph} = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$ die Ausbreitungsgeschwindigkeit (*Phasengeschwindigkeit*) ist. Die Berechnungen oben liefern für ein Elektrische Feld, das sich in einem isolierenden, nicht magnetischen Material ausbreitet, die Wellengleichung

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0 \mu_0} \Delta \vec{E} \quad (2.1)$$

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen Feldes in einem solchen Medium ist also

$$v_{ph} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \mu_0}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \cdot c$$

wobei c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist mit $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = 2.9979 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$.

Achtung: Nur im Vakuum (hier ist $\varepsilon = 1$) gilt $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = v_{ph}$! In anderen Medien ist Einfluss eines Mediums ist durch $\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} = \frac{1}{n}$ gegeben. Der *Brechungsindex*

$$n = \sqrt{\varepsilon}$$

ist direkt mit der Wellenausbreitung verknüpft.

2.3 Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit

(s. Folien)

- Planetenmethode
- Zahnradmethode
- Drehspiegel

2.4 Lösung der Wellengleichung des elektrischen Feldes im Spezialfall

Einfachste Lösung der Wellengleichung (2.1) von oben (Ausbreitung eines Elektrischen Feldes in einem isolierenden, nicht magnetischen Material) ist die *ebene Welle*

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \phi)$$

bzw. $\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re}[\vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \phi)}]$

Ebenfalls ist die *Kugelwelle* eine Lösung. Der Phasenterm ϕ legt den Nulldurchgang des Kosinus/Sinus fest. Die Lösung eingesetzt in die Wellengleichung führt zur *linearen Dispersionsrelation*:

$$\vec{k}^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = n^2 \frac{\omega^2}{c^2}$$

Allgemein nennt man eine Beziehung, die den Betrag des Wellenvektors \vec{k} mit der Kreisfrequenz verknüpft, *Dispersionsrelation* (z. B. bei Photonen $\omega \propto k$, bei freien e^- ist $\omega \propto k^2$). Es gelten die Beziehungen

$$\begin{aligned} k &= \frac{2\pi n}{\lambda} && \text{(Allgemein für beliebige Welle)} \\ \lambda &= \frac{2\pi n}{k} = \frac{2\pi c}{\omega} = \frac{c}{\nu} \quad \text{mit } \nu = \frac{\omega}{2\pi} && \text{(Wellenlänge im Vakuum)} \\ \lambda_m &= \frac{\lambda}{n} && \text{(Wellenlänge im Medium)} \\ \omega(k) &= c \cdot k \cdot \frac{1}{n} \end{aligned}$$

Weitere wichtige Beziehungen sind

$$\begin{aligned} \omega &= 2\pi\nu = \frac{2\pi}{T} \\ c &= \lambda\nu = \frac{\lambda\omega}{2\pi} \end{aligned}$$

Des weiteren gilt für \vec{E} , \vec{D} , \vec{B} und \vec{k}

$$\vec{k} \perp \vec{D} \quad (\text{bzw. } \vec{E}) \qquad \vec{k} \perp \vec{B} \qquad \vec{E} \perp \vec{B} \qquad \vec{D} \perp \vec{B}$$

In optisch isotropen Medien gilt $\vec{E} \perp \vec{k}$ und $|\vec{E}| = \frac{c}{n} |\vec{B}|$. \vec{k} , \vec{D} , \vec{B} bilden ein rechtshändiges System. Elektromagnetische Wellen in isolierenden Medien sind transversale Wellen (Beweis siehe Folien) mit Ausbreitungsrichtung \vec{k} .

Wechselwirkungen zwischen Licht und Materie werden fast immer durch die elektrische Feldstärke dominiert. Meist werden also nur \vec{E} -Felder diskutiert. Begründung: Betrachte die Kraft auf geladenes Teilchen, die durch Wechselwirkung entsteht

$$\begin{aligned} \vec{F} &= \vec{F}_{\text{el}} + \vec{F}_{\text{mag}} = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B} \\ \frac{F_{\text{mag}}}{F_{\text{el}}} &= \frac{qvB}{qE} = \frac{v}{c} \quad (B = \frac{1}{c} E) \end{aligned}$$

Daraus folgt: Für $v \ll c$ ist $F_{\text{mag}} \ll F_{\text{el}}$.

2.5 Energie von Licht, Poynting-Vektor

Licht kann Energie transportieren, z. B. von der Sonne zur Erde.

In der Elektrodynamik wird die Energiestromdichte einer elektromagnetischen Welle durch den *Poynting-Vektor* \vec{S} beschrieben.

$$\vec{S}(\vec{r}, t) = \frac{1}{\mu_0} (\vec{E} \times \vec{B}) = \varepsilon_0 c^2 \vec{E} \times \vec{B}$$

Die zeitliche Mittelung von \vec{S} über eine Schwingungsperiode T des Feldes gibt einem die *Strahlungsflussdichte* (mittlere Lichtenergie pro Zeit und Fläche) und die *Lichtintensität* I . Mit $|\vec{E}| = \frac{c}{n}$ folgt

$$I := \langle |\vec{S}| \rangle = \varepsilon_0 n c \langle |\vec{E}|^2 \rangle$$

Im Speziellen gilt für eine ebene Welle $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \phi)$ mit Bedingungen wie in (2.1) und Brechungsindex n

$$\begin{aligned} \langle |\vec{E}|^2 \rangle &= \frac{1}{T} \int_0^T |E_0|^2 \cos^2(\omega t - \vec{k}\vec{r} + \phi) dt = \frac{1}{2} |E_0|^2 \\ \Rightarrow I &= \frac{1}{2} \varepsilon_0 n c |E_0|^2 \end{aligned}$$

2.6 Impuls von Licht

Licht besitzt eine Impulsdichte (wichtig bei Absorption und Reflexion), eine Art „Strahlungsdruck“. Beschreibungen in den beiden Modellen:

Teilchenbild

Energie des Photons:	$E_{Ph} = \hbar\omega = h\nu$
Impuls des Photons:	$p = \frac{E_{Ph}}{c} = \hbar k$
Gesamtimpuls:	$p_{\text{ges}} = \frac{N E_{Ph}}{c}$
Intensität:	$I = \frac{N E_{Ph}}{\Delta t A} = \frac{\Phi h\nu}{A}$
mittlere Photonenflussdichte:	$\frac{\Phi}{A} = \frac{I}{n\nu}$

Wellenbild

Hier wird als Ursache die Wechselwirkung eines elektromagnetischen Feldes mit einer zunächst ruhenden Ladung q gedeutet.

- Beschleunigung der Ladung im \vec{E} -Feld
- Aus dem Lichtfeld wird Leistung entnommen:

Kraft:	$\vec{F} = q\vec{E}$
Geschwindigkeit	\vec{v}_q
entnommene Leistung	$L = qE v_q$

- das sich jetzt bewegende Elektron erfährt eine Lorentzkraft \vec{F}_{Lorentz} im \vec{B} -Feld ($\vec{B} \perp \vec{E}$ und $\vec{B} \perp \vec{k}$)
- \vec{F}_{Lorentz} zeigt in Richtung von \vec{k}

2.7 Wellenpakete

Die Wellengleichung erfüllt das Superpositionsprinzip. Sind \vec{E}_1 und \vec{E}_2 Lösungen der Wellengleichung, dann ist auch $\vec{E}_s = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ eine Lösung (verwende Fouriertransformation). Addition von Wellen (ω_j wird zu $j\omega_0$) und Amplituden (E_{0j} wird zu beliebigem $\vec{E}(\vec{r}, t)$ mit Perioden $T = \frac{2\pi}{\omega_0}$) lassen sich konstruieren. z.B. bei $\vec{r} = 0$:

$$\vec{E}(t) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \vec{E}_{0j} \exp(i\omega_j t)$$

Kontinuierliche Verteilung der Frequenzkomponenten

$$\vec{E}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}_{0j} \exp(i\omega_j t) d\omega \quad (2.2)$$

da $\vec{E}(t)$ eine reelle Größe ist, kann man auch $E_0(\omega) = E_0^*(-\omega)$ schreiben. Rücktransformation:

$$\vec{E}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}_{0j} \exp(-i\omega_j t) dt \quad (2.3)$$

Je nachdem, ob man die normierte Fouriertransformation durchführt (wie hier), oder nicht, ist der Vorfaktor in (2.2) $\frac{1}{2\pi}$ und in (2.3) 1, oder beide Male $\frac{1}{\sqrt{2\pi}}$. Frequenz- und Zeitraum sind äquivalent. Die eindimensionale Darstellung ist:

$$E(\omega) = A \exp\left(-\left(\frac{\omega - \omega_0}{\delta\omega}\right)^2\right) + A \exp\left(-\left(\frac{-\omega - \omega_0}{\delta\omega}\right)^2\right) \quad (2.4)$$

Einsetzen in Gleichung (2.2)

$$\begin{aligned}
 E(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) \exp(i\omega t) \frac{d\omega}{2\pi} \\
 &= \frac{A}{\sqrt{\pi}} \frac{\delta\omega}{2} \exp\left[-\left(\frac{\delta\omega}{2}\right)^2 t^2\right] (\exp(i\omega_0 t) + \exp(-i\omega_0 t)) \\
 &= \frac{A\delta\omega}{\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{\delta\omega}{2}\right)^2 t^2\right] \cos(\omega_0 t)
 \end{aligned}$$

Das Resultat ist ein Wellenpaket mit Schwingungsfrequenz ω_0 und zeitlich modulierter Amplitude mit $\delta\omega\delta t = 2$

$$\Delta\omega_F \Delta t_F = 8 \ln(2) \approx 5,55$$

Es sind auch andere Einhüllende möglich, z. B. so dass $\Delta\omega_F \Delta t_F \approx 2\pi$, $\Delta\nu_F \Delta t \approx 1$.

2.8 Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten

Ein Lichtimpuls breitet sich **nicht** mit der Phasengeschwindigkeit $v_{Ph} = \frac{\omega_0}{k_0} = \frac{c}{n}$, sondern mit der *Gruppengeschwindigkeit* aus.

$$v_{gr} = \left(\frac{d\omega}{dk}\right) = \frac{c}{n} - \frac{kc}{n^2} \frac{dn}{dk} \quad (2.5)$$

Wichtig! Zur Berechnung der Gruppengeschwindigkeit benötigen wir die *Dispersionrelation* $\omega(k)$. Für Licht gilt $\omega = \frac{c}{n}k$ also falls $n = n(k)$

$$\frac{d\omega}{dk} = \frac{c}{n} - \frac{kc}{n^2} \frac{dn}{dk}$$

3 Dispersion von Licht

Die Ausbreitung von Licht hängt vom Brechungsindex $n = n(\omega)$ ab. $n(\omega)$ bestimmt die Geschwindigkeit von Licht, das Auseinanderfließen von Lichtimpulsen, Ablenkungen und Reflexion an Grenzflächen.

3.1 Die Frequenzabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante ε

I.A. ist ε ein Tensor mit ω -Abhängigkeit. Vergleicht man die statische Dielektrizitätskonstante bzw. den Brechungsindex $n_0 = \sqrt{\varepsilon(\omega=0)}$ mit $n = \sqrt{\varepsilon(\omega=589\text{ nm})}$, ist ein Unterschied zu erkennen! Typischerweise zeigt ε die Resonanzen an. Die Ursache ist mikroskopisch, da die Elektronenwolke gegenüber dem Atomkern durch das \vec{E} -Feld ausgelenkt wird.

einfaches Modell:

- ∞ -schwerer Kern
- negativ geladenes Elektron

Model: harmonischer Oszillator

Idee: Berechne $x(t)$ der Elektronenwolke und daraus das Dipolmoment bzw. die Polarisation \vec{P} . es folgt $\epsilon(\omega)$ über $\vec{P} = (\epsilon - 1)\epsilon_0\vec{E}$ mit der treibenden Kraft $\vec{F}(t) = -e\vec{E}(t) = -e\vec{E}_0 \exp(i\omega t)$, wobei $\vec{E} \parallel \vec{x}$ und \vec{E}_0 reell ist. Daraus erhält man die Bewegungsgleichung für einen 1-dim. harmonischen Oszillator mit schwacher Dämpfung.

$$\ddot{x} + \gamma\dot{x} + \omega_0 x = \frac{1}{m}F(t) = \frac{-e}{m}E_0 \exp(i\omega t)$$

mit der Lösung: $x(t) = \frac{-e}{m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\gamma\omega} E(t)$

Wenn man nun noch die Teilchendichte N (Teilchen pro Volumen) dazunimmt, erhält man:

$$P(t) = -ex(t)N = \frac{eN^2}{m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\gamma\omega} E(t) = (\varepsilon(\omega) - 1)\epsilon_0 E(t)$$

Daraus erhält man die frequenzabhängige Dielektrizitätskonstante:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{e^2 N}{\epsilon_0 m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\gamma\omega}$$

Bei einem Medium mit verschiedenen Atomen/Molekülen summiert man über die Dielektrizitätskonstanten und man erhält folgendes:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{e^2}{\varepsilon_0 m} \sum_j \frac{N_j}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\gamma\omega}$$

3.2 Der Brechungsindex

Am einfachsten ist die Betrachtung eines verdünnten Mediums, d. h. man ist weit weg von Resonanzerscheinungen (s. Folien). Dazu machen wir folgende Annahmen:

$$\begin{aligned}\varepsilon(\omega) &\approx 1 \\ |\Delta\varepsilon| &\ll 1 \\ \implies n(\omega) &= \sqrt{\varepsilon(\omega)} \approx 1\end{aligned}$$

Mit dieser Schätzung erhalten wir

$$\begin{aligned}\varepsilon - 1 &= n^2 - 1 = \underbrace{(n+1)(n-1)}_{\approx 2} \approx 2(n-1) \\ n-1 &\approx \frac{1}{2}(\varepsilon - 1) = \frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m \cdot 2} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}\end{aligned}$$

und es folgt

$$\begin{aligned}n_R &= 1 + \frac{e^2 N}{2m\varepsilon_0} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} && \text{Realteil} \\ n_I &= \frac{e^2 N}{2m\varepsilon_0} \frac{-\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} && \text{Imaginärteil}\end{aligned}$$

Oft schreibt man n' für den Realteil, genannt *reelle Brechzahl*, und k für den Imaginärteil, genannt *Absorptionsindex*:

$$n(\omega) = n'(\omega) - ik(\omega)$$

3.3 Absorption von Licht

Wir nehmen eine *ebene Welle* $E(z, t)$ an, welche in z -Richtung mit Wellenvektor $k = \frac{n\omega}{c}$ propagiert, in einem Medium mit $n(\omega) = n_R(\omega) + in_I(\omega)$. Dann ergibt sich

$$\begin{aligned}E(z, t) &= E_0 \exp(i\omega t - ikz) \\ &= E_0 \exp \left[i\omega t - i \frac{\omega n_R}{c} \cdot z + \frac{\omega n_I}{c} \cdot z \right] \\ &= \left(E_0 \exp \left(\frac{\omega n_I}{c} \cdot z \right) \right) \exp \left(i\omega t - \frac{i\omega n_R}{c} \cdot z \right)\end{aligned}$$

Die Amplitude der Welle wird exponentiell gedämpft, falls $n_I < 0$, was fast immer der Fall ist (aber z.B. nicht bei Lasermedien). Daraus folgt für die Intensität der ebenen Welle

$$I(z) = I(0) \exp\left(\frac{2\omega n_I z}{c}\right) = I(0) \exp(-az)$$

wobei $a = \frac{2\omega n_I}{c}$ *Extinktionskoeffizient* genannt wird. Es ist

$$a = \frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m c} \frac{\gamma \omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}$$

Das Verhältnis von Intensität zu Nullintensität wird Transmission T genannt

$$T := \frac{I(z)}{I(0)} = \exp(-az) \quad \text{Lambert-Beersches Gesetz}$$

Achtung: Imaginärteil und Realteil des Brechungsindex sind nicht unabhängig voneinander! Die Relation zwischen ihnen wird *Kramer-Kronis-Relation* genannt:

$$(\operatorname{Re}(n(\omega)))^2 - 1 = \frac{2c}{\pi} \int_0^\infty \frac{a(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega'$$

Diese Relation ist wichtig für die optische Spektroskopie.

3.4 Wie sieht das im Detail aus?

Die zu erzwungenen Schwingungen angeregten Atome (Elektronenwolken) im Medium strahlen mit der Anregungsfrequenz, aber mit *verzögerter Phase* ab (s. Mechanik)

3.5 Das elektromagnetische Feld eines oszillierenden Dipols

Die Licht-Materie-Wechselwirkung wird in erster Linie durch die Wechselwirkungen elektromagnetischer Wellen mit atomaren Dipolen beschrieben. Es wird hierzu das elektrische und magnetische Feld eines strahlenden Dipols berechnet. Wir werden im Folgenden das \vec{B} -Feld betrachten (das \vec{E} -Feld wird von den Maxwell-Gleichungen beschrieben).

Es gilt für das Vektorpotential $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ wobei

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{j}(\vec{r}_2) dV_2}{|\vec{r}_{12}|}$$

Achtung: für $\vec{j} = \vec{j}(\vec{r}_2, t)$ ergibt sich eine Retardierung, da sich das Feld nur mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet. Damit hängt $\vec{A}(\vec{r}_1, t)$ von $\vec{j}(\vec{r}_2)$ zur Zeit $t - \frac{|\vec{r}_{12}|}{c}$ ab:

$$\vec{A}(\vec{r}_1, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{j}\left(\vec{r}_2, t - \frac{|\vec{r}_{12}|}{c}\right)}{|\vec{r}_{12}|} dV_2$$

Im Fernfeld (d. h. $|\vec{r}_{12}| \gg l$) gilt mit $\vec{j} = \vec{v}\rho$

$$\vec{A}(\vec{r}_1, t) = \frac{\mu_0}{4\pi r_{12}} \int \vec{v}\rho \left(\vec{r}_2, t - \frac{|\vec{r}_{12}|}{c} \right) dV_2$$

wobei $\rho dV_2 = dq$ und $\int \rho dV = q$ für die Ladung q gilt.

Das elektrische Dipolmoment \vec{p} wird beschrieben durch

$$\vec{p}(t) = q \underbrace{d_0 \sin(\omega t)}_{\vec{d}(t)} \hat{e}_z = q\vec{d}(t)$$

mit d_0 als maximale Auslenkung der Ladung nach einer Viertel Periode.

Jetzt verwenden wir $\vec{p}(t) = \vec{p}_0 \sin(\omega t)$ und $\frac{\partial \vec{p}}{\partial t} = \dot{\vec{p}} = q\vec{v}$. Damit erhält man

$$\vec{A}(t)(\vec{r}_1, t) = \frac{\mu_0}{4\pi r_{12}} \frac{\partial \vec{p}(t - \frac{r_{12}}{c})}{\partial t}$$

mit $\omega(t - \frac{r_{12}}{c}) = \omega t - r_{12} \frac{2\pi}{\lambda} = \omega t - kr_{12}$ (k als Wellenvektor) sowie $\frac{\partial \vec{p}}{\partial t} = q \cdot d_0 \omega \cos(\omega t) \hat{e}_z$. Insgesamt ergibt sich ein zeitlich veränderliches Vektorpotential, das sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet:

$$\vec{A}(\vec{r}_1, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \underbrace{\frac{1}{r_{12}} q \cdot d_0 \omega \cos(\omega t - kr_{12}) \vec{e}_z}_{\text{Kugelwelle mit } c = \frac{\omega}{k}}$$

Zusammengefasst erzeugt eine oszillierende Ladung ein Vektorfeld \vec{A} , welches wiederum \vec{B} und \vec{E} erzeugt.

Es bleibt die Frage, wie sieht das \vec{B} -Feld am Ort P aus? Wir haben

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \vec{\nabla} \times \vec{A} & \text{mit } \vec{A} &= (0, 0, A_z) \\ B_x &= \frac{\partial A_z}{\partial y} \\ B_y &= -\frac{\partial A_z}{\partial x} \\ B_z &= 0 \end{aligned}$$

Das heißt, das \vec{B} -Feld liegt in der x - y -Ebene. Die genaue Formel für B_x ist

$$B_x = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\dot{p} \left(t - \frac{r_{12}}{c} \right) \frac{\partial}{\partial y} \cdot \frac{1}{r} + \frac{1}{r} \left(\dot{p} \left(t - \frac{r_{12}}{c} \right) \right) \right]$$

Definiere zur Vereinfachung $u = t - \frac{r_{12}}{c}$, dann ist $\dot{p} = \frac{\partial p}{\partial u} \cdot \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial u}$ und $\frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{c}$. Außerdem gilt $\frac{\partial r}{\partial y} = \frac{y}{r}$, d.h.

$$\frac{\partial \dot{p}}{\partial y} = \frac{\partial \dot{p}}{\partial u} \cdot \frac{\partial u}{\partial r} \cdot \frac{\partial r}{\partial y} = -\ddot{p} \frac{1}{c} \frac{y}{r}$$

Damit gilt dann

$$B_x = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \left[\dot{p} \frac{y}{r^3} + \ddot{p} \frac{y}{cr^2} \right]$$

B_y analog. Insgesamt

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \cdot \frac{1}{r^3} \left[\dot{\vec{p}} \times \vec{r} + \frac{r}{c} \ddot{\vec{p}} \times \vec{r} \right]$$

Wegen $\vec{p} \parallel \dot{\vec{p}} \parallel \ddot{\vec{p}}$ gilt $\vec{B} \perp \vec{p}_{\text{Dipol}}$ und $\vec{B} \perp$ Ausbreitungsrichtung. Damit folgen zwei Terme für \vec{B} :

1. Nahfeld $\propto \dot{\vec{p}} \propto \frac{1}{r^2}$
2. Fernfeld $\propto \ddot{\vec{p}} \propto \frac{1}{r}$

Daher kommen die Terme

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \underbrace{\mu_0 \vec{j}}_{\text{Nahfeld}} + \underbrace{\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}}_{\text{Fernfeld}}$$

wobei das \vec{E} -Feld über die Maxwell-Gleichungen beschrieben wird.

Ergebnisse im Fernfeld

- \vec{E} und \vec{B} sind Pulse
- $E = cB$ (für elektromagnetische Wellen)
- das \vec{B} -Feld beschreibt konzentrische Kreise um die Diolachse, $\vec{E} \perp \vec{B}$
- im großen Abstand sind \vec{B} und \vec{E} linear polarisierte ebene Wellen
- das abgestrahlte Feld ist proportional zur Dipolbeschleunigung und die Amplitude nimmt wie $\frac{1}{r}$ ab.

$$|\vec{E}| \propto |\vec{B}| \propto \frac{\dot{p}(\vec{r}, t)}{r}$$

$$|\vec{E}| = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{p_0 \omega^2}{r} \sin \theta \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})$$

Die Intensität ist dabei $\propto \sin^2 \theta$. Die gesamte vom Dipol abgestrahlte zeitlich gemittelte Leistung dabei beträgt:

$$\langle P_{em} \rangle = \frac{q^2 \omega^4 d_0^2}{12\pi\epsilon_0 c^3} \propto \omega^4$$

3.6 Die Dispersion von dichten Medien

Bisher lagen die Werte für n bzw. ε nahe bei 1. Jetzt betrachten wir $\varepsilon > 1$ und mehrere Resonanzen (beispielsweise bei verschiedenen Molekülsorten). Bei mehreren Atomen im System erhält man folgende Gleichung:

$$n^2(\omega) = \varepsilon(\omega) = 1 + \frac{e^2}{\varepsilon_0 m} \sum_j \frac{f_j N_j}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma_j \omega}$$

wobei f_j die Oszillatorstärke ist. Zur Berechnung des Brechungsindex verwendet man oft die Sellmeier-Beziehung:

$$n^2(\lambda) = A + \sum_{i=1}^N \frac{B_i}{\lambda^2 - C_i^2}$$

A, B_j, C_j werden aus Messungen von $n(\lambda)$ bestimmt. Oft genügt der erste Term (z.B. beim sichtbaren Bereich, für nicht absorbierende Materialien).

- im sichtbaren (z.B. Gläser) nimmt $n(\omega)$ über weite Bereiche mit ω zu. Diese nennt man die „positive oder normale Dispersion“ mit $\frac{dn}{d\omega} > 0$ und $\frac{d\omega}{d\lambda}$
- nahe bei den Resonanzen findet man $\frac{dn}{d\lambda} > 0$ und $\frac{dn}{d\omega} < 0$. Diese nennt man die „negative oder anormale Dispersion“. Der Imaginärteil ist hier wesentlich von null verschieden, deshalb absorbiert das Material.

Transparente Materialien Dispersion im sichtbaren Bereich ist dominiert von einer elektronischen Resonanz im UV-Bereich. Die Dispersion bei transparenten Materialien ist ähnlich.

3.7 Brechungsindex und Absorption von Metallen

Metalle sind in erster Linie ein freies Elektronengas. Ein See von Leitungselektronen führt zu hoher Leitfähigkeit. Eine charakteristische Größe ist die Streuzeit τ bzw. die Stoßfrequenz $\frac{1}{\tau}$.

$$\tau = \frac{\sigma_0 m_e}{N e^2}$$

Die Streuzeit liegt in einer Größenordnung von ca. $10^{-14} - 10^{-15}$. Für Frequenzen der elektromagnetischen Wellen $\omega \gg \frac{1}{\tau}$ kann man im einfachsten Modell schreiben:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (3.1)$$

$$\text{mit Plasmafrequenz: } \omega_p^2 = \frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m}$$

$0 < \frac{1}{\tau}$	$\frac{1}{\tau} < \omega_p$	$\omega_p < \omega$
normaler Skineffekt	annormaler Skineffekt	normale Wellenausbreitung

Aus der Gleichung 3.1 folgt:

- für große Frequenzen, also $\omega > \omega_p$, ist die Dielektrizitätskonstante positiv und somit der Brechungsindex reell. Daher gibt es keine Absorption.
- für kleine Frequenzen, also $\omega < \omega_p$, ist die Dielektrizitätskonstante negativ und somit der Brechungsindex rein imaginär. Also es gibt Absorption.

Wenn man nun aber realistischeres Metall betrachtet, also ein Medium mit Dämpfung, erhält man folgende Gleichungen:

$$\sigma = \frac{Ne^2}{m}\tau = \frac{Ne^2}{\gamma m} \quad \text{mit } \tau = \frac{1}{\gamma}$$

$$\sigma = \varepsilon_0 \omega_p^2 \tau = \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2}{\gamma}$$

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{e^2 N}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{-\omega^2 + i\gamma\omega} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\gamma\omega}$$

$0 < \frac{1}{\tau}$	$\frac{1}{\tau} < \omega_p$	$\omega_p < \omega$
normaler Skineffekt Eindringtiefe fällt mit wachsender Frequenz proportional zu $\sqrt{\omega}$ ab.	annormaler Skineffekt Eindringtiefe ist konstant mit $\frac{1}{a} = \frac{c}{2\omega_p}$.	normale Wellenausbreitung Das Material ist transparent.

4 Elektromagnetische Wellen an Grenzflächen

4.1 Randbedingungen der elektromagnetischen Welle

Wir wollen jetzt Wellenausbreitung in inhomogenen Medien beschreiben, z.B. den Übergang von Medium 1 nach Medium 2, also einer Grenzfläche.

Randbedingungen der MWGl.: Die Tangentialkomponenten von \vec{E} und $\vec{H} = \frac{1}{\mu_0\mu_r}\vec{B}$ sind stetig. Die Normalkomponenten von $\vec{D} = \epsilon_0\epsilon_r\vec{E}$ und \vec{B} sind ebenfalls stetig. (isotrope, isolierende, nicht magnetische Medien $\mu = 1$)

einfachster Fall: zwei homogene Medien mit Brechungsindex n_e (einfallender Strahl) und n_t (transmittierte Welle). Der Winkel α liegt zwischen \vec{k}_e und \vec{e}_y bzw. zwischen \vec{k}_t und \vec{e}_y . Wir nehmen an, dass es eine fest vorgegebene einlaufende Welle ist.

$$\begin{aligned}\vec{E}_e &= \vec{E}_{e0} \cos(\omega_e t - \vec{k}_e \vec{r}) = \vec{E}_{e0}(\phi_e(\vec{r}, t)) \\ \vec{E}_r &= \vec{E}_{r0} \cos(\omega_r t - \vec{k}_r \vec{r} + \varphi_r) = \vec{E}_{r0}(\phi_r(\vec{r}, t)) \\ \vec{E}_t &= \vec{E}_{t0} \cos(\omega_t t - \vec{k}_t \vec{r} + \varphi_t) = \vec{E}_{t0}(\phi_t(\vec{r}, t))\end{aligned}$$

Die Wellenvektoren \vec{k}_e , \vec{k}_r und \vec{k}_t müssen die Dispersionsrelationen im jeweiligen Medium erfüllen. Die Phasenfaktoren φ_r, φ_t bestimmen die Phasenlage relativ zur einlaufenden Welle.

- Wenn Licht von optisch dichteren in ein optisch dünneres Medium übergeht, ist der Reflexionskoeffizient größer null. Daraus folgt, dass \vec{E}_{0e} und \vec{E}_{0r} in die gleiche Richtung zeigen und die Wellen an der Grenzschicht in Phase sind.
- Wenn Licht aus optisch dünneren in ein optisch dichteres Medium übergeht, wird der Reflexionskoeffizient kleiner Null und \vec{E}_{0r} und \vec{E}_{0e} zeigen in antiparallele Richtungen. Außerdem liegt bei der Reflexion ein Phasensprung von π vor, aber bei Transmission liegt kein Phasensprung vor.

Da die reflektierte Intensität nur proportional zu $|\vec{E}|^2$ ist, spielt der Phasenfaktor also keine Rolle.

Reflexionsgrad der Intensität

$$R = \frac{I_r}{I_e} = \left(\frac{n_e - n_t}{n_e + n_t} \right)^2 = \left(\frac{n_{et} - 1}{n_{et} + 1} \right)^2 = \left(\frac{1 - n_{te}}{1 + n_{te}} \right)^2$$

Der Reflexionsgrad ist unabhängig von welcher Seite das Licht einfällt, sondern er hängt nur von der Änderung des relativen Brechungsindex ab. Falls das Licht aber absorbiert wird, wird der Reflexionskoeffizient komplex und kann geschrieben werden als:

$$R = |r|^2 = rr^*$$

	Übergang	Brechungsindex	Reflexion in%
Beispiel:	Luft – Glas	1,5	4%
	Luft – Diamant	2,41	17%

4.1.1 Beliebige Einfallswinkel α

Zunächst betrachten wir ein \vec{E} -Feld, das parallel zur Einfallsebene schwingt und p-polarisiert (parallel zur Einfallsebene) ist. Im Folgenden werden die Tangentialkomponenten mit dem Index T versehen und die Normalkomponenten mit dem Index N. Betrachte außerdem noch die Setigkeitsbedingungen für \vec{E} und $\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$.

$$\begin{array}{lll} E_{eN} = E_e \sin \alpha & E_{tN} = E_t \sin \beta & E_{rN} = E_r \sin \alpha \\ E_{eT} = E_e \cos \alpha & E_{tT} = E_t \cos \beta & E_{rT} = -E_r \cos \alpha \end{array}$$

Mit Hilfe der Stetigkeitsbedingungen und der Snellschen Formel, erhalten wir daraus die *Fresnelschen Formeln*. Wobei r_p der Reflexionskoeffizient für p-polarisiertes Licht ist.

$$r_{\parallel} = r_p = \frac{n_t \cos \alpha - n_e \cos \beta}{n_t \cos \alpha + n_e \cos \beta} = \frac{\tan(\alpha - \beta)}{\tan(\alpha + \beta)} \quad (4.1)$$

$$r_{\perp} = r_s = \frac{n_e \cos \alpha - n_t \cos \beta}{n_e \cos \alpha + n_t \cos \beta} = -\frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)} \quad (4.2)$$

Die Amplituden der reflektierten \vec{E} -Felder erhält man durch Multiplikation der Amplituden des emittierten \vec{E} -Felder mit den Reflexionskoeffizienten.

Transmittierte Leistung P_t und Intensität I_t

Wenn man nun nicht direkt an den Amplituden, sondern nur an der Leistung interessiert ist, kann man diese auch über den Transmissionsgrad T^P (bzw. bei der Intensität T^I) berechnen. Aufgrund der Energieerhaltung gilt $P_e = P_r + P_t$ und man erhält folgende Gleichungen:

$$\begin{aligned} T_{\parallel}^P &= 1 - |r_{\parallel}|^2 \\ T_{\perp}^P &= 1 - |r_{\perp}|^2 \\ \text{wobei: } T^P &= \frac{P_t}{P_e} \end{aligned}$$

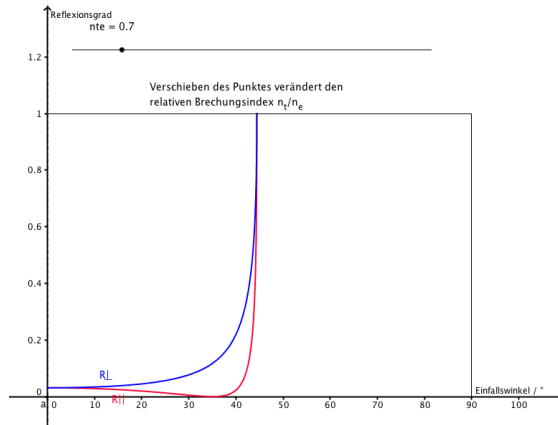


Abbildung 4.1: Reflexionsgrad in Abhängigkeit des Einfallswinkels

Für die Berechnung der Intensität ist allerdings die Änderung der Fläche zu berücksichtigen, da sich die Ausdehnung des Lichtstrahls auf der Einfallsebene und im transmittierten Strahl ändert.

$$d_t = \frac{d}{\cos \alpha} \qquad d_t = d \cos \beta$$

Nun kann man folgende Gleichungen formulieren.

$$T^P = \frac{P_t}{P_e} = \frac{I_t A_t}{I_e A} = \frac{I_t \cos \beta}{I_e \cos \alpha} = \frac{n_t |t|^2 \cos \beta}{n_e \cos \alpha}$$

$$T^I = \frac{I_t}{I_e} = T^P \frac{\cos \alpha}{\cos \beta} = |t|^2 \frac{n_t}{n_e}$$

Diskussion der Fresnel'schen Formeln: Reflexionsgrad bei Lichteinfall aus einem optisch dünnerem Medium

Beispielsweise von Luft in Glas mit $\frac{n_t}{n_e} = 1,5$. Betrachte nun die Winkelabhängigkeit von $R = |r|^2$ aus den Fresnelschen Formeln 4.1 und 4.2. Bei Erhöhung des Winkels steigt R_{\perp} stetig von 4% bis 100% an. R_{\parallel} sinkt hingegen anfangs bis zu einem gewissen Winkel auf Null ab. Dieser Winkel wird auch Brewsterwinkel genannt, danach steigt R_{\parallel} ebenfalls auf die 100% an (siehe Abb.4.1). Der Brewsterwinkel α_B oder auch α_P wird dann erreicht, wenn der Nenner divergiert, also $\tan(\alpha_B + \beta) = \infty$ bzw. $\alpha + \beta = 90^\circ$. In diesem Fall stehen der reflektierte und der gebrochene Strahl aufeinander senkrecht! Dies lässt sich wie folgt erklären. Man nehme an, dass der reflektierte Strahl durch einen oszillierenden Dipol mit Dipolmoment parallel zum \vec{E} -Feld in der Grenzschicht erzeugt wird. Dabei ist die abgestrahlte Leistung $P(\theta) \propto \sin^2 \theta$ und θ ist der Winkel zwischen Wellenvektor des abgestrahlten Lichts und Dipolachse. Also wird längs zur Dipolachse ($\theta = 0$) kein Licht abgestrahlt – \vec{E}_{\parallel} wird nicht reflektiert. Daraus kann man folgern, dass das Licht

vollständig linear polarisiert ist!

$$\tan \alpha_B = \frac{n_t}{n_e}$$

4.1.2 Absorbierende Medien

- Das Reflexionsvermögen bei absorbierenden Medien ist mit Fresnelformeln ebenfalls berechenbar. Man ersetze nur $n - > n_R + in_I$ mit $n_R - ik$. Nun erhält man einen komplexen Reflexionskoeffizient und Reflexionsgrad.

$$r = \frac{n_{rel} - 1}{n_{rel} + 1}$$

$$R = rr^* = \frac{(n_R - 1)^2 + n_I^2}{(n_R + 1)^2 + n_I^2}$$

Das Reflexionsvermögen nimmt mit steigender Absorption zu. (z. B. ideal leitende Metalle $\omega < \omega_p$) Bei Spiegeln ist beispielsweise $R \approx 100\%$ im Infrarot (IR), Nahinfrarot (NIR) und im sichtbaren Bereich (VIS), wobei R im sichtbaren Bereich bereits zurück geht.

- Mit wachsender Absorption (n_I bzw. k) verschwindet der Brewsterwinkel, es bleibt ein Minimum von R_{\parallel}
- Die Farbe von Gegenständen hängt von den dielektrischen Eigenschaften ab.

Annahme: Nun wird im sichtbaren Bereich ein weißes Licht mit allen Spektralteilen verwendet, um verschiedene Gegenstände zu beleuchten.

1. *Metalle* sind durch ihre hohe Leitfähigkeit charakterisiert, die sich in einer spektral breitbandigen Reflexion äußern. Dadurch entsteht der metallische Glanz.
2. *Isolatoren, die im VIS-Bereich keine Absorption besitzen*, sind transparent. Allerdings wenn ihre Oberfläche gestört wird, werden sie weiß aufgrund ihres wellenlängenunabhängigem Reflexionsvermögen (vgl. Zucker – Puderzucker).
3. Bei *Isolatoren mit nur einer schwachen Absorption* im VIS-Bereich, beobachtet man in Transmission und Reflexion jeweils andere Farben. Dies wird durch die spektrale Verteilung des transmittierten Lichts bestimmt. (vgl. verdünnte Tinte)
4. Bei *Isolatoren mit sehr hoher Absorption*, also sehr hoher Reflexion, wird die Farbe der Transmission wieder durch den Spektralbereich mit optimaler Transparenz bestimmt.

5 Polarisation