

1 Grundlagen

1.1 Photonen: Grundbegriffe, Eigenschaften

- Lichtgeschwindigkeit im Vakuum: $c_o = 2.998 \cdot 10^8$ m/s
- Lichtgeschwindigkeit: $c = \frac{c}{n}$; $n=1$: Vakuum
- Frequenz ν [$\frac{1}{s}$]
- Energie $E = h\nu$; $h = 6.626 \cdot 10^{-34}$ Js: Planck-Konstante, $\lambda = c/\nu$
- Wellenvektor $\mathbf{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{e}$, \mathbf{e} beschreibt Ausbreitungsrichtung
- Wellenzahl $\nu = \frac{1}{\lambda}$ mit $\nu = c\nu$ und $E = hc\nu$
- Impuls $\mathbf{p}_{ph} = \frac{h}{2\pi} \mathbf{k}$, $|\mathbf{p}_{ph}| = \frac{h}{c} = \frac{E}{c}$
- Spin (Polarisation) $j = \pm h = \pm \frac{h}{2\pi}$
- Masse $m_{ph} = \frac{p_{ph}}{c} = \frac{hc}{c^2} \ll m_e (\approx 10^6 \text{fach})$
- Elektromagnetische Welle ergnend: Phase ϕ , Zeit t
- Wechselwirkungsquerschnitt von Photonen bei größer Intensität: $\sigma \approx 10^{-72} \text{cm}^2$.
 \Rightarrow Photon-Photon-Streuung unwahrscheinlich. Experimenteller Nachweis bei $E = 29$ GeV.

Wie viele Photonen entsprechen 1W Lichtleistung bei 500 nm ?

500 nm: $E_{ph} = 4 \cdot 10^{-19} \text{J} = 4 \cdot 10^{-19} \text{Ws} \Rightarrow 1W = \frac{1}{4} \cdot 10^{19} \text{Photonen/Sekunde}$

Beispiele: TABELLE 1, TABELLE 2

1.2 Unschärfe

1.2.1 Orts-und Impuls-Unschärfe

Ausbreitung einer Lichtwelle in z -Richtung

$\Delta x, \Delta y$: Unschärfe = $\frac{1}{e^2}$ -Wert der transversalen Verteilungs- oder Intensitätsfunktion (Photon oder Welle)

$1/e^2$ -Unschärfe: $\Delta x p_x \geq \frac{h}{\pi}$, $\Delta y p_y \geq \frac{h}{\pi}$

Δp ergibt sich aus Δx .

Beispiel: Transmission einer Lichtwelle durch Apertur mit Öffnung w_o (=Strahltaille)

ABBILDUNG

$\Delta \mathbf{p} = \Delta \mathbf{k} \frac{h}{2\pi}$ und $\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k} \theta$

$w_o \frac{\Delta k h}{2\pi} > \frac{h}{\pi} = w_o \frac{k \theta h}{2\pi} > \frac{h}{\pi} = w_o \frac{2\pi \theta h}{2\pi \lambda} > \frac{h}{\pi}$
 \Rightarrow 'Apertur-Winkelunschärfe' $w_o \theta > \frac{\lambda}{\pi}$

Der kleinst mögliche Wert wird bei Transmission von **Gauss**-förmigen Intensitätsverteilungen erreicht.

Beispiel: $\lambda = 1\mu m, 2w_o = 1mm \Rightarrow \theta = 0.32mrad$

¡Zwischenablage leer¡

1.2.2 Energie-Zeit-Unschärfe

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2\pi} \Rightarrow \Delta \nu_{FWHM} \Delta t_{1/e} \geq \frac{1}{2\pi} \text{ (FWHM der Lorentzlinie)}$$

\Rightarrow Frequenzspektrum bei kurzen Laserpulsen verbreitert

TABELLE 3

1.3 Lichtwelle: Eigenschaften

charakterisiert durch: Intensität I , Leistung P , oder Energie E

$$f(\mathbf{r}) \sim f(w_o, z_o, \theta) \quad (1)$$

$$f(\lambda) \sim f(\lambda_{\max}, \Delta\lambda) \quad (2)$$

$$f(t) \sim f(t_{\max}, \Delta t) \quad (3)$$

$$f(\phi) \sim f(\phi_{\max}, P) \quad (4)$$

ABBILDUNG

d) P :Polarisationsgrad, ϕ_{\max} :Winkel des elektrischen Feldvektors zur Laborkoordinate

Weiter: l_c oder τ_c : Kohärenzlänge bzw.-zeit, Phase in Bezug zu anderen Lichtwellen

Intensität $I = \frac{P}{A} = \frac{E}{A\Delta t} = \frac{n_{ph}h\nu}{A\Delta t}$ [W/cm²]

Photonenflussintensität: $\Phi = \frac{I}{h\nu} = \frac{E}{A\Delta th\nu}$ [Photonenzahl/cm²s]

1.4 Ebene Wellen

Aus Maxwell Gleichungen

$$\text{rot}\mathbf{E} = -\mu_o \frac{\delta\mathbf{H}}{\delta t} \quad (5)$$

$$\text{rot}\mathbf{H} = \epsilon_o \frac{\delta\mathbf{E}}{\delta t} + \frac{\delta\mathbf{P}}{\delta t} \quad (6)$$

leitet sich die Wellengleichung ab:

$$\Delta\mathbf{E} - \frac{1}{c_o^2} \frac{\delta E^2}{\delta t} - \text{graddiv}\mathbf{E} = \mu_o \frac{\delta^2\mathbf{P}(\mathbf{E})}{\delta t^2} \quad (7)$$

Δ : Laplace Operatur

Annahme: $\mathbf{P} = f(\mathbf{E})$ linear

Medium: homogen, isotrop, nichtleitend, ungeladen, nicht magnetisch, linear

$$\Rightarrow \Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\delta^2 \mathbf{E}}{\delta^2 t} - \text{grad div} \mathbf{E} = 0 \quad (8)$$

mit $c^2 = c_o^2 / \epsilon_r \mu_r = c_o^2 / n = 1 / \epsilon_r \mu_r \epsilon_o \mu_o$

Dielektrizitätskonstante: $\epsilon_o = 8.85 \cdot 10^{-12} [\text{As/Vm}] = 1 / \mu_o c_o^2$

Permeabilität: $\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7} [\text{Vs/Am}]$

$\mu_r \sim \Rightarrow$ optische Materialien

$\epsilon_r \sim 1 \Rightarrow$ Vakuum

Lösung:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_o \cos(2\pi\nu t - \mathbf{k}\mathbf{r}) \quad (9)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_o \cos(2\pi\nu t - \mathbf{k}\mathbf{r}) \quad (10)$$

Ebene Welle \Rightarrow 'Unendlich ausgedehnte planare Phasenfront in x - und y -Richtung'

Unendlich ausgedehnt kann mit ~ 100 -facher Wellenlänge angenommen werden

\mathbf{H} steht senkrecht auf \mathbf{E}

ABBILDUNG

Zusammenhang zwischen H_o und E_o :

$$\frac{E_o}{H_o} = \sqrt{\frac{\mu_o \mu_r}{\epsilon_o \epsilon_r}} \quad (11)$$

Impedanz:

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o}} = 376.7\Omega \quad (12)$$

\Rightarrow Sonderfall: stehende Welle im Resonator (z.B. im Laser): $\pi/2$ -Phasendifferenz zwischen \mathbf{E} und \mathbf{H} :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_o \cos(2\pi\nu t) \sin(kz) \quad (13)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_o \sin(2\pi\nu t) \cos(kz) \quad (14)$$

Komplexe Schreibweise:

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{E}_o}{2} \exp i(2\pi\nu t \pm \mathbf{k}\mathbf{r} + \phi) + \frac{\mathbf{E}_o}{2} \exp -i(2\pi\nu t \pm \mathbf{k}\mathbf{r} + \phi) \quad (15)$$

ist einfacher zu rechnen, z.B. bei der Überlagerung mehrerer Wellen. Schreibweise wird meist verkürzt:

$$\mathbf{E}_c = \mathbf{E}_o \exp i(2\pi\nu t - \mathbf{k}\mathbf{r}) \quad (16)$$

mit $\mathbf{E} = \frac{1}{2}(E_c + E_c^*)$.

$$\mathbf{H} = c_o \epsilon_o n \left[\frac{\mathbf{k}}{k} \times E \right] \quad (17)$$

mit dem Richtungsvektor $\frac{\mathbf{k}}{k}$. Unschärfe zwischen E und H :

$$\Delta E_x \Delta H_y \geq \frac{hc^2}{4\pi L^4} \quad (18)$$

1.4.1 Intensität, Energiedichte und Leistung

$$I = \frac{1}{2} c_o \epsilon_o n |\mathbf{E}_o|^2 = |\overline{E \times H}| \quad (19)$$

⇒ quadratische Zunahme der Intensität bei der Interferenz

$$\rho_E = \frac{1}{2} \epsilon_o n |\mathbf{E}_o|^2 \quad (20)$$

$$P = \frac{1}{2} c_o \epsilon_o n \int_A |E_o|^2 dA \quad (21)$$

Bsp.: $I = 1 \text{ MW/cm}^2 \Rightarrow E = 30 \text{ kV/cm}$ und $H = 0 \text{ A/V}$.

1.5 Gauss'sche Wellen

3-dimensionale Lösung der Wellengleichung, bestmögliche Strahlqualität.

$$|\mathbf{E}(z, r)| = \text{Re}[E_A(z, r)] \text{Re}[\exp i(2\pi\nu t - k_o z)] \quad (22)$$

mit

$$E_A(z, r) = \frac{|\mathbf{E}_o|}{1 + i \frac{z\lambda}{w_o^2 n \pi}} \exp - \frac{\frac{r^2}{w_o^2}}{1 - i \frac{z\lambda}{w_o^2 n \pi}} \quad (23)$$

$|\mathbf{E}_o|$ ist das Maximum bei $z = 0$, w_o bei $z = 0$. Die Gauss'sche Welle ist durch Ort und Größe der Strahltaile für gegebene Wellenlänge λ und Brechwert n vollständig bestimmt.

ABBILDUNG

1.5.1 Kenngrößen

- Rayleigh-Länge z_R = Strahlradius ist um $\sqrt{2}$ vergrößert: $w(z_R) = \sqrt{2} w_o$, d.h. Intensität ist bei z_R halbiert.

$$z_R = \frac{n\pi}{\lambda_o} w_o^2 = \frac{|\mathbf{k}|}{2} w_o^2 \quad (24)$$

- Strahlradius $w(z)$: Elektrische Feldamplitude ist auf den $1/e$ -Wert abgefallen, bzw. Intensität auf $1/e^2$. ⇒ bei $w(z)$ ist 86,5 % der Gesamtleistung in einer Fläche mit einem Durchmesser von $2w(z)$ enthalten.

$$w(z) = w_o \sqrt{1 + \left(\frac{z\lambda}{w_o^2 n \pi} \right)^2} \quad (25)$$

bzw.:

$$w(z) = \sqrt{\frac{\lambda}{n\pi} \left(z_R + \frac{z^2}{z_R} \right)} \quad (26)$$

- Wellenfrontradius

$$R(z) = z + \frac{1}{z} \left(\frac{w_o^2 n \pi}{\lambda} \right)^2 \quad (27)$$

$R(z) = \infty$ bei $z = 0$ und bei $z = \infty$. $R(z)$ ist minimal bei z_R : $R(z_R) = 2z_R$.
ABBILDUNG

- Divergenzwinkel

$$\theta = \frac{\lambda_0}{n\pi w_o} = \frac{w_o}{z_R} \quad (28)$$

- Strahlparameter Produkt $w_o \cdot \theta$: hier gilt: je kleiner desto besser. Gauss'sche Strahlen haben das kleinstmögliche Strahlparameter Produkt.
- Strahlqualität

$$M^2 = \frac{w_o \theta}{w_o^{\text{Gauss}} \theta^{\text{Gauss}}} \quad (29)$$

TABELLE

1.6 Jones Vektoren

zur eigenen Nachbereitung

1.7 Licht

Parameter: räumliche, spektrale, zeitliche, Polarisations-Verteilung, Kohärenzeigenschaften

Limits: Beugungsbegrenzung, Bandbreitenbegrenzung, linear polarisiert, kohärent

1.7.1 Energie, Leistung, Photonenzahl

$I(\mathbf{r}, \lambda, t, \phi)$ mit ϕ dem Polarisationswinkel, bei Lichtpuls: I_{Puls}

Spezialfall: $I(t) = \text{const.} = I_o$, \Rightarrow Leistung $P = \int I(\mathbf{r}, \lambda, \phi) d\phi d\lambda d\mathbf{r}$, 'Dauerstrichlicht' bzw. 'continuous wave (cw) light'

Energie: $E_{\text{puls}} = \int I_{\text{puls}}(\mathbf{r}, \lambda, \phi, t) dt, d\phi, d\lambda, d\mathbf{r}$. Wenn $d\lambda$ klein ist (Breite $\bar{\lambda}$, dann $\overline{E_{\text{Photon}}}$ 'mittlere Energie' = $\frac{hc}{\bar{\lambda}}$

\Rightarrow Zahl der Photonen: $n_{\text{Photon}} = \frac{E_{\text{puls}}}{E_{\text{Photon}}} = E_{\text{puls}} \frac{\bar{\lambda}}{hc}$

Beispiel: $E = 1 \text{ mJ}$ und $E_{\text{Photon}}(500 \text{ nm}) = 4 \cdot 10^{-19} \text{ J} \Rightarrow n_{\text{Photon}} = 2.5 \cdot 10^{15}$
(= $2.5 \cdot 10^{15}$ Photonen pro Sekunde bei 1mW cw-Licht.

1.7.2 Leistung von Laserpulsen

Mittlere Leistung: $\overline{P}_{\text{puls}} = \frac{E_{\text{puls}}}{\Delta t_{\text{puls}}}$. Wenn $P(t)$ gemessen wird, dann:

$$\Delta t_{\text{puls}}^2 = 8 \ln 2 \frac{\int (t - t_o)^2 P(t) dt}{\int P(t) dt} \quad (30)$$

mit dem Pulszentrum: $t_o = \frac{\int t P(t) dt}{\int P(t) dt}$.

Gauss Puls

ABBILDUNG

$$\begin{aligned} P(t) &= P_{\text{max}} \exp\left(-\frac{(t - t_o)^2}{\sigma_t}\right) \\ &= P_{\text{max}} \exp\left(-\frac{(t - t_o)^2 4 \ln 2}{\Delta t_{\text{FWHM}}^2}\right) \end{aligned} \quad (31)$$

$\Delta t_{\text{puls}} = \Delta t_{\text{FWHM}}$ mit der Spitzenleistung

$$P_{\text{max}} = 2 \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{E_{\text{puls}}}{\Delta t_{\text{FWHM}}} \sim 0.939 \frac{E_{\text{puls}}}{\Delta t_{\text{FWHM}}} \quad (32)$$

Beispiel: $E_{\text{puls}} = 1 \text{ mJ}$, $\Delta t_{\text{FWHM}} = 10 \text{ ns}$ ergibt $\overline{P} = 42.5 \text{ kW}$ und $P_{\text{max}} = 93.9 \text{ kW}$

1.7.3 Weitere Parameter

- Brightness

$$L = \frac{\pi^2}{\lambda^2} \frac{P}{(M^2)^2} \quad (33)$$

Hohe Brightness = hohe Intensitäten bei großer Rayleighlänge oder kleiner Divergenz.

- Brilliance (spektrale Größe) \equiv spektral beschränkte 'Brightness'

$$BL(\lambda) = L \frac{\lambda/1000}{\delta\lambda} \quad (34)$$

- Frequenzspektrum bei Lichtpulsen. Ist die Intensität eine Funktion der Zeit $I(t)$, dann folgt aus der Fourieranalyse

$$I(\nu, \nu_o) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int I(t) \exp(\pm i 2\pi\nu t) dt \quad (35)$$

Beispiel: Gauss-Puls, $\lambda_o = 500 \text{ nm}$, $\Delta t_{\text{FWHM}} = 1 \text{ ps} \Rightarrow \Delta\lambda = 0.368 \text{ nm}$ bzw. $\Delta\nu = 441 \text{ GHz}$.

ABBILDUNG

1.8 Kohärenz

- Kohärenzlänge

$$l_c = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} \ln 2 \frac{\lambda_{peak}^2}{|\Delta\lambda_{FWHM}|} \approx 0.624 \frac{\lambda_p^2}{\Delta\lambda_{FWHM}} \quad (36)$$

oder aus Interferenzexperiment: 'Länge des optischen Gangunterschieds, bei dem die Visibility um $\sqrt{2}$ abgefallen ist'

- Visibility

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (37)$$

mit $V(l_c) = \sqrt{2}V$.

- Kohärenzzeit

$$\tau_c = \frac{l_c}{c_{Material}} \quad (38)$$

TABELLE

2 Licht und Materie

2.1 Suszeptibilität

Aus Maxwellgleichung $\mathbf{D} = \epsilon_o \mathbf{E} + \mathbf{P}(\mathbf{E})$

Polarisation $\mathbf{P} = \frac{\mathbf{M}}{V}$, ist materialspezifisch (Modell der Dipole)

In der linearen Optik gilt:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_o \chi(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (39)$$

mit der elektrischen Suszeptibilität $\chi(\mathbf{r}) = \epsilon_r - 1$.

$$\Rightarrow \mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_o \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \epsilon_o \chi(\mathbf{r}, t) = \epsilon_o \epsilon_r \chi(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (40)$$

χ komplex: $\chi_{real} \equiv$ Phasenänderung, $\chi_{im} \equiv$ Absorption und mit $\chi(\mathbf{r}) = \epsilon_r - 1$ folgt:

$$n = \sqrt{1 + \chi_{real} - i\chi_{im}} \quad (41)$$

χ ist Funktion der Frequenz: Coulomb-Kräfte und Lorentzkräfte führen zu Resonanzen.

ABBLIDUNG

Zusammenhang zwischen Absorption und Brechwert wird durch die Kramers-Kronig-Relation beschrieben. Dazu muss zum Beispiel $\alpha(\lambda)$ vollständig bekannt sein. Es gilt:

$$\alpha = \frac{2\pi\nu_o}{c} = \frac{\chi_{absorption}}{\sqrt{1 + \chi_{phase}}} \quad (42)$$

2.2 Brechwert, Dispersion, Gruppengeschwindigkeit, Brechungsgesetz

zur eigenen Nachbereitung

2.3 Absorption und Emission

ABBILDUNG

Für die Transmission einer Lichtwelle der Intensität I_o durch ein Material mit dem Absorptionskoeffizienten α und der Länge L gilt für die Intensität als Funktion der Ortskoordinate $I(z)$:

$$dI(z) = -\alpha I(z) \quad (43)$$

woraus das Lambert-Beersche Gesetz folgt:

$$I = I_o \exp(-\alpha L) \quad (44)$$

⇒ Bestimmung von α durch Transmissionsmessungen: $T = \frac{I}{I_o}$.

Die optische Dichte ergibt sich daraus zu $OD = -\log_{10}(T)$ bzw. $T = 10^{-OD}$. auch *Absorptionsgrad* oder *Extinktion*.

Dispersion der Absorption im Wirkungsquerschnitt σ [cm²]:

$$\sigma(\lambda) = \frac{\alpha}{N_{\text{part}}} = -\frac{1}{N_{\text{part}}L} \ln(T) \quad (45)$$

mit der Teilchendichte N_{part} [cm⁻³]. Aber auch Extinktionskoeffizient:

$$\epsilon(\lambda) = \frac{a}{c_{\text{conc}}} = -\frac{1}{c_{\text{conc}}L} \log_{10}(T) \quad (46)$$

[c_{conc}]=[mol/l] und [ϵ] = [l/mol cm]. Daher gilt:

$$\epsilon(\lambda) = \sigma(\lambda) \frac{N_L}{\ln 10} \quad (47)$$

($N_L = 6.022 \cdot 10^{23}$ [1/mol], Loschmidt Zahl).

2.3.1 Absorption im Photonenbild

ABBILDUNG

Annahme: Zwei Energieniveaus E_1, E_2 mit Teilchendichte N_1, N_2 und $N_1 > 0$ sowie $N_2 = 0$. Bei Einstrahlung eines Photons der Energie $E_{ph} = h\omega$ erfolgt Absorption, wenn $E_{ph} = \Delta E = E_2 - E_1$. Zahl der absorbierten Photonen:

$$Z_a = N_1 \cdot u_{\text{in}} \cdot B_{12} \cdot f(\omega) \quad (48)$$

mit dem Photonenfluss u_{in} , dem Einsteinkoeffizient B_{12} und der Dispersion $f(\omega)$. Die Zahl der transmittierten Photonen ist dann $Z_t = Z_o - Z_a$.

2.3.2 Absorptionsspektren wichtiger optischer passiver Materialien

(Definition *passiv* siehe Vorlesung Optische Materialien).

Materialien für Linsen, optische Fenster, Strahlteiler:

a) für UV und VIS: Gläser

VIS: Optisches Glas, Duran

UV: Herasil, Suprasil

ABBILDUNG

Gläser sind meist transparent im VIS; UV Bandkante kann durch Zusammensetzung/Schmelzverfahren verschoben werden [UV-Bandkante entspricht ΔE von Valenz- und Leitungsband, Energielücke]; können im IR-Bereich ($> 1\mu\text{m}$) nicht eingesetzt werden.

b) für IR: Kristalle oder auch Polymere

ZNS, CaF_2 , MgF_2 , NaCl, Saphir, auch KBr-Pulver, um z.B. vibronische und rotatorische Übergänge zu messen. Mischung von KBr mit Probe wird zu transparentem Material gepresst.

Merke: Bei Beleuchtung mit intensivem UV-Licht: Degradation, Entstehung von Farbzentren, photochemische Reaktionen

\Rightarrow Einsatz optischer Materialien mit besonderer Vorsicht!

c) Filter: Neutralglasfilter (NG-Filter)

konstante Absorption über weiten Spektralbereich. Bei spektralen Untersuchungen ist das Transmissionsverhalten aber unbedingt zu beachten

ABBILDUNG

2.3.3 Emission

Zu unterscheiden: spontane und induzierte Emission

Hier: spontane Emission. Annahme $N_2 > 0$ und $N_1 > 0$. Dann folgt: begrenzte Lebensdauer der angeregten Atome mit $\tau = 1/\Delta\omega$, typischerweise $\tau \sim 10^{-8}\text{s}$. Es folgt die Abgabe eines Photons mit $E_{\text{ph}} = \Delta E$.

Zahl der emittierten Photonen:

$$Z_s = N_2 \cdot A \quad (49)$$

mit dem Einsteinkoeffizient $A \sim 1/\tau$ und $\frac{A}{B_{12}} = \frac{2}{\pi} \frac{h\omega}{c^3}$

2.4 Effekte der linearen Optik

- Absorption, Emission
- Brechung und Dispersion
- Reflexion

- Optische Aktivität
- Beugung: Spalt, Gitter
- Lichtstreuung: Rayleigh, Mie, Brillouin, Raman

2.5 Nichtlineare Optik

Entwicklung der Polarisation, wenn $|\mathbf{E}| > 10^4 \text{V/cm}$ ($\equiv I > 1 \text{MW/cm}^2$)

$$\begin{aligned} \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) &= \epsilon_o \chi^{(1)} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \epsilon_o \chi^{(2)} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \epsilon_o \chi^{(3)} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \dots \\ &= P_{\text{lin}}(\mathbf{r}, t) + P_{\text{nonlin}}(\mathbf{r}, t) \end{aligned} \quad (50)$$

Suszeptibilität $\chi^{(2)} \sim 10^{-10} \text{cm/V}$.

2.5.1 Second harmonic generation (SHG)

Überlagerung von 2 Wellen E_1 und E_2 mit: gleicher Lichtpolarisation $\mathbf{e}_1 = \mathbf{e}_2$, gleicher Frequenz ν , gleicher Richtung $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2$, gleicher Amplitude $|\mathbf{E}_1| = |\mathbf{E}_2|$.

$$\begin{aligned} \Rightarrow P_{(\nu)}^{(2)} &= \epsilon_o \chi^{(2)} \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2 \\ &= \frac{1}{2} \epsilon_o \chi^{(2)} E_o^2(\mathbf{k}, \phi) + \frac{1}{2} \epsilon_o \chi^{(2)} E_o^2(\mathbf{k}, \phi) \cos(4\pi \nu t) \\ &= P^{(2)}(\nu = 0) + P^{(2)}(2\nu) \end{aligned} \quad (51)$$

$P^{(2)}(\nu = 0)$: Optische Gleichrichtung, Ladungstrennung im Material

Welle der doppelten Frequenz entsteht (SHG), wenn $|\chi^{(2)}| \sim |E_o^2| \Rightarrow |E_o^2| \sim 10^{10} [\text{V}^2/\text{m}^2]$, bzw. $I \sim 1 \text{GW/cm}^2$. ABBILDUNG

Wenn die Effizienz < 1 , dann $P(\nu_{\text{in}}) \neq 0$ in Transmission.

Anmerkung zu χ : χ ist Tensor mit 27 Komponenten, reduziert auf 18, wenn nur reelle Produkte zweiter Ordnung berücksichtigt werden

$$(P = \epsilon_o \mathbf{d}(E_{(x,y,z)}^2, 2E_x E_y, 2E_x E_z, 2E_y E_z))$$

\mathbf{d} ist Tensor mit 18 Komponenten: ersetzt χ

Genannt: nichtlineare optische Koeffizienten d_{rs} . Symmetrieüberlegung bei nicht-absorbierenden Materialien \rightarrow 10 verschiedene Komponenten d_{rs} , sind Funktion der Frequenz.

Kristallsymmetrie reduziert weiter

TABELLE

2.5.2 Phasenanpassung

Problem: Dispersion führt zur Unterdrückung der Intensität der 2. harmonischen. ABBILDUNG

Mikroskopisches Modell der Dipolanregung
 Intensität der SHG als Funktion der Ortskoordinate:

$$I(z)^{\text{SHG}} = I_{\text{inc}}^2 \frac{8\pi^2 d^2}{\epsilon_o c_o \lambda_{\text{in}}^2 n_{\text{in}}^2 n_{\text{SHG}}} \left[\frac{\sin(\Delta k z / 2)}{\Delta k / 2} \right]^2 \quad (52)$$

ABBILDUNG

Grund: $\Delta k = |k_{\text{SHG}} - k_{\text{in}}| = \frac{2\pi n_{\text{SHG}}}{\lambda_{\text{SHG}}} - \frac{2\pi n_{\text{in}}}{\lambda_{\text{in}}}$

Bei Eintritt der Wellen sind beide in Phase. $\Rightarrow \Delta k = 0$ ist Forderung für effiziente SHG, denn dann gilt: $I(z) \sim I_{\text{in}}^2$.

$\Delta k = 0$ bedeutet Phasenanpassung und wird meist über die Doppelbrechung erreicht.

ABBILDUNG

Bei der Typ-I-Phasenanpassung gilt: $k_{\text{SHG}}(n_e) = 2k_{\text{in}}(n_o)$

Problem bei der Phasenanpassung: Beam walk-off, da \mathbf{D} und \mathbf{E} sich für außerordentliche Wellen nicht parallel ausbreiten. Entsteht, wenn ein Winkel zwischen k_{in} und Kristallsystem zur Phasenanpassung benötigt wird.

Nicht-kritische Phasenanpassung nennt man den Fall, bei dem $\theta_{\text{pm}} = 90^\circ$ gilt, ansonsten spricht man von *kritischer Phasenanpassung*. Nicht-kritische Phasenanpassung hängt von den Brechwerten, der Temperatur und der Wellenlänge ab. Bei der kritischen Phasenanpassung ist die Strahlüberlappung zu beachten.

ABBILDUNG

Nicht in allen Materialien kann Phasenanpassung erreicht werden. Zum Beispiel, wenn $n_e > n_o, n_o \gg n_e$ oder $n_o \sim n_e$. In diesen Fällen kann die *Quasi-Phasenanpassung* genutzt werden.

ABBILDUNG

$$\Lambda_{\text{QPM}} = m \frac{2\pi}{|\mathbf{k}_{\text{in}} - \mathbf{k}_{\text{SHG}}|} = m \frac{2\pi}{n_{\text{in}} - n_{\text{SHG}}} \quad (53)$$

m ist die Ordnung der Polung, $m = 1 \Rightarrow$ Phasenfehlanpassung ist π nach halber Periode.

ABBILDUNG

2.5.3 Frequenzmischung

Überlagerung von 2 Wellen mit $\nu_1 \neq \nu_2$ ergibt $P^{(2)}(\nu = 0)$, $P^{(2)}(\nu_{\text{SHG}} = 2\nu_1)$, $P^{(2)}(\nu_{\text{SHG}} = 2\nu_2)$ aber auch:

- $P^{(2)}(\nu_{\text{sum}}) = \nu_1 + \nu_2 \equiv$ Summenfrequenzmischung
- $P^{(2)}(\nu_{\text{diff}}) = |\nu_1 - \nu_2| \equiv$ Differenzfrequenzmischung

ABBILDUNG

Phasenanpassungsbedingung selektiert hierbei die Prozesse!

Beispiel: ABBILDUNG

Führt zur Lichtverstärkung: $I(\nu_1) \gg I(\nu_2) \Rightarrow I(\nu_1 - \nu_2)$ und $I(\nu_2) \gg I(\nu_1)$ nach NLO.-Material. Diese Anordnung wird daher als Optical Parametric Amplifier (OPA) bezeichnet.

Mit $\nu_1 = \nu_2$ ergibt sich die Anordnung eines Optical Parametric Oscillators (OPO).

ABBILDUNG

\Rightarrow Es entstehen die Lichtwellen ν_2 und $\nu_1 - \nu_2$. Auch hier ist Phasenanpassung zu beobachten: Typ I: $\mathbf{k}_1 = \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_{\text{Idler}}$.

2.5.4 Effekte höherer Ordnungen

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2 \mathbf{E}_3 \quad (54)$$

Bsp.: Third Harmonic Generation (THG) in Analogie zur SHG

Wegen der geringen Effizienz wird THG allerdings nur zur Bestimmung von $\chi^{(3)}$ eingesetzt, also zur Materialcharakterisierung. Zur Erzeugung der dritten harmonischen wird daher die sogenannte *2-Stufen-SHG* oder auch *THG II* verwendet.

ABBILDUNG

Bsp.: $\lambda_1 = 1064 \text{ nm}$ ergibt $\lambda_2 = 532 \text{ nm}$ durch SHG. Werden λ_1 und λ_2 gemischt, d.h. $\nu_1 + \nu_2 = \frac{c}{\lambda_1} + \frac{c}{\lambda_2} = \frac{c(\lambda_1 + \lambda_2)}{\lambda_1 \cdot \lambda_2} = c \cdot 0.028$, dann ergibt sich $\lambda_3 = \frac{1}{0.028}$ mit $\lambda_3 = 354.6 \text{ nm}$. Aus $\nu_1 - \nu_2$ folgt $\lambda_3 = 1064 \text{ nm}$. Die Effizienz von THG II erreicht 80 %. Beachte: Effizienz ist ideal, wenn $\eta_{\text{SHG}} \sim \frac{2}{3}$, damit genügend Leistung von ν_1, ν_2 vorhanden ist.

Effekte aus höheren Ordnungen $\chi^{(4)}, \chi^{(5)}, \dots$ treten zwar auch auf, sind jedoch zunächst ohne Bedeutung. Hier spielen Edelgase als NLO Materialien die wesentliche Rolle. Phasenanpassung kann in Gasen zum Beispiel durch Mischung oder Druckänderung erfolgen. Beispiel: Erzeugung der 5. Harmonischen mit Ne-Gas.

ABBILDUNG

\Rightarrow 53 nm ist die 20. Harmonische der 1064 nm-Lichtwelle. Auch in He-Gasen: 7. Harmonische der 248nm-Wellenlänge des Kr-F-Excimer-Lasers \Rightarrow 35.4 nm. Höhere Harmonische > 20 zur Erzeugung von Licht mit $\lambda \sim 20 \text{ nm}$ mit $P \geq 10 \text{ TW}$, $t_p \sim 1 \text{ ps}$ oder 1 fs . Bsp: 221. st Harmonische, $\lambda = 3.6 \text{ nm}$, in He-Gas mit Ti-Sapphir-Pulslaser, $\tau = 26 \text{ fs}$, $E=20 \text{ mJ}$, $\lambda_p = 800 \text{ nm}$, $w_o = 100 \mu\text{m}$ ergibt eine Intensität von $I = 6 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$. Druck der Gases: 8 Torr.

3 Laser und Lichtquellen

3.1 Prinzip und Funktionsweise des Lasers

Lasers basieren auf dem Prinzip der stimulierten Emission.

ABBILDUNG

$E = \Delta E = E_2 - E_1$, $N_2 \neq 0$. Dann entstehen zwei *identische* Photonen. Durch Wiederholung kann eine große Zahl identischer Photonen erzeugt werden. Dies wird beim Laser durch den Resonator gewährt. $N_2 \neq 0$ muss erfüllt sein = *Pumpen*.

⇒ LASER ≡ 3 zentrale Komponenten:

- a) Pumplichtquelle,
- b) Lasermaterial,
- c) Resonator.

ABBILDUNG

Funktion des Lasers:

- 1. Pumpprozess erzeugt Inversion in der Populationsdichte, $N_2 > N_1$
- 2. Spontane Emission erzeugt eine Vielzahl an Photonen mit unterschiedlicher Richtung, Wellenlänge, Polarisation, etc.
- 3. Resonator selektiert Richtung, Wellenlänge, Polarisation der Photonen und reflektiert diese.
- 4. Reflektierte Photonen werden durch stimulierte Emission reproduziert (geklont) ⇒ große Zahl identischer Photonen = Laserstrahl
- 5. Teil des Laserlichts wird an einem Spiegel ausgekoppelt.

3.2 Lasermaterialien

Alle Materialien, bis auf feste Metalle, können als aktives Medium genutzt werden. Man unterscheidet: Gase, Flüssigkeiten, Festkörper, Moleküle, Atome, Ionen, Farbzentren, Halbleiter. Für die Besetzungsinversion werden mehr als 2 Zustände benötigt.

a) 3-Level-System

ABBILDUNG

- Population von N_2 über E_3
- vollständige Inversion, wenn $\tau_{3 \rightarrow 2} \gg \tau_{3 \rightarrow 1}$ bzw. $> \tau_{2 \rightarrow 1}$
- Laserprozess, wenn $N_2 > N_1 \Rightarrow$ Laserschwelle
- Laserprozess schwächt N_2

b) 4-Level-System

ABBILDUNG

- Inversion, sobald $N_2 \neq 0 \Rightarrow$ KEINE Laserschwelle!

3.3 Pumpprozesse

- Quantum Defect Energy: $E_{QD} = E_{\text{pump}} - E_{\text{Laser}} = hc \left(\frac{1}{\lambda_{\text{pump}}} - \frac{1}{\lambda_{\text{Laser}}} \right)$
- Quantum Efficiency: $\eta_Q = \frac{N_{\text{Photon}}^{\text{emitted}}}{N_{\text{Photon}}^{\text{absorbed}}}$

3.3.1 Pumpen mit Laserlicht

Opto-optische Effizienz $\eta = \frac{P_{\text{Laserlicht}}}{P_{\text{Pumpleicht}}}$

a) Transversale Geometrie am Beispiel des Farbstofflasers

ABBILDUNG

Verbesserung der Effizienz durch "Berthuse"-Zelle

ABBILDUNG

Problem bei Farbstofflasern: Erhitzung des aktiven Materials. Lösung: Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit durch "Jet"-Anordnung

ABBILDUNG

Der Jet hat typische Abmessungen mit einem Durchmesser von $d = 0.3\text{mm}$ und einer Länge von $l=5\text{mm}$. Meist verwendeter Farbstoff: Rhodamin 6G (absorbiert im Grünen).

b) Typische Anordnung beim Side Pumping in der folgenden Abbildung.

ABBILDUNG

- Anordnung von 10-20 Diodenlasern (Laserbar), mit $P \sim 50\text{W}$, $\lambda = 800\text{nm}$

- Mehrere Bars und Reflektoren

Anordnung für große Leistungen: Zig-Zag-Slab

ABBILDUNG

- Slab: 170 mm lang, 36 mm hoch, 5 mm breit

- 16 Laserbars zu einem Array gehalten ($1 \times 2 \text{ cm}^2$)

- 15 Arrays an jeder Seite des aktiven Mediums: Stack

\Rightarrow 1 Stack = 240 Bars, 1 Bar = 20 Dioden a 50W

\Rightarrow Pumpleistung (9600 Diodenlasern): 4.8 kW

\rightarrow Laserleistung: 1.1 kW

Zig-Zag-Geometrie verhindert thermische Probleme. nachteil: $M^2 = 2.4$

c) End Pumping für Laser mit $P \leq 100 \text{ W}$

ABBILDUNG

Vorteil: $M^2 = 1$ durch radial symmetrische Inversionsprofile, Nachteil: optical damage durch Temperaturgradient.

d) Longitudinales Pumpen am Beispiel des Scheibenlasers:

ABBILDUNG

Festkörperscheibe mit Dicke $d = 0.2 \text{ mm}$ und Durchmesser $\phi \sim 5\text{mm}$. Wegen der geringen Absorption sind mehrere Durchgänge erforderlich (Resonator). Vorteil: gute Kühlung des aktiven Materials \Rightarrow keine thermische Linse, Nachteil: Anforderung an Spiegel auf der Rückseite sind sehr hoch: a) hohe Reflektivität, b) hohe optische Qualität, c) hohe thermische Leitfähigkeit.

3.3.2 Elektrisches Pumpen

- Elektro-optische Effizienz: $\eta_{eo} = \frac{P_{\text{Laser}}}{P_{\text{el.Pumpen}}}$

In diodenlasern: Elektronen wandern unter elektrischem Feld im Leitungsband von n -dotiertem Material zu p -dotiertem Material. Rekombination mit Loch \Rightarrow Emission eines Photons.

3.3.3 Elektrisches Entladungspumpen

Ionisierung von Gasatomen \Rightarrow Population von $N_3 \rightarrow N_2$.

a) Puls laser: longitudinal

b) cw-Laser (HeNe, Ar⁺ oder Kr⁺-Laser: transversal

ABBILDUNG

3.3.4 Lampen Pumpen

Festkörperlaser

ABBILDUNG

3.3.5 Chemisches Pumpen

$F + H_2 \rightarrow HF^* + H$ oder $F_2 + H \rightarrow HF^* + F$. Reaktionswärme: 32 kcal/mol \Rightarrow Anregung des 3. vibronischen Zustands von HF. HF-Laser in der folgenden Abbildung:

ABBILDUNG

$\lambda \rightarrow 2.7 - 3.3 \mu\text{m}$. $P \sim 2\text{MW}$ (Waffenindustrie).

3.4 Thermische Linse

entsteht aus Temperaturabhängigkeit des Brechwertes $\frac{dn}{dT}$.

$$\Delta n(r) = n_o - \frac{1}{2} n_{\text{th}} r^2 \quad (55)$$

mit

$$n_{\text{th}} = \frac{\eta_{\text{th}} P_{\text{pump}}}{2\pi r_o^2 l \kappa} \left(\frac{dn}{dT} \right) \quad (56)$$

und der Länge des aktiven Mediums l , der thermischen Leitfähigkeit κ und dem Anteil, der in Wärme umgesetzten Leistung η_{th} .

\Rightarrow thermisch induzierte Focallinse:

$$f = \frac{2\pi r_o^2 \kappa}{\eta_{\text{th}} P_{\text{pump}}} \left(\frac{dn}{dT} \right)^{-1} \quad (57)$$

\Rightarrow - geringe Materialabsorption: $\eta_{\text{th}} \ll 1$

- geringe thermische Leitfähigkeit

- große Länge des aktiven Materials
- großer Strahldurchmesser

3.5 Laser Resonatoren

3.5.1 Longitudinale Moden

ABBILDUNG

Abstand der Longitudinalmoden: Vielfaches der Wellenlänge:

$$\lambda_p(\text{possible wavelength}) = \frac{2L}{P_{\text{Mode}}} \quad (58)$$

mit dem Spiegelabstand bzw. der Resonatorlänge L und der Modennummer P_{Mode} . Der Frequenzabstand zwischen den Moden beträgt

$$\Delta\nu = \left| \frac{c_0}{\lambda_p} - \frac{c_0}{\lambda_{p\pm 1}} \right| = \frac{c_0}{2L} \quad (59)$$

Die Selektion longitudinaler Moden erfolgt zB durch den Verstärkungsfaktor, den Gain, da dieser eine Dispersion zeigt. Entsprechend der Abbildung können zum Beispiel nur 4 longitudinale Moden verstärkt werden.

ABBILDUNG

Der Resonator entspricht einem Fabry-Perot-Interferometer.

ABBILDUNG

⇒ Abschätzung der Frequenzbreite:

$$\Delta\nu_{\text{FWHM}} = \frac{2}{2\pi L} |\ln \sqrt{q_1 q_2}| \quad (60)$$

mit der Finesse $F = \frac{\nu_p}{\Delta\nu_{\text{FWHM}}}$ und der Quality $Q = \frac{\nu}{\Delta\nu_{\text{FWHM}}} = 2\pi\nu_p\tau$ mit

$$\tau = \frac{L}{c_0 |\ln \sqrt{q_1 q_2}|} \quad (61)$$

Eine weitere Möglichkeit zur Einschränkung von Longitudinalmoden besteht darin durch Interferenzfilter. Wird ein Laser in nur 1 longitudinalen Mode betrieben, so wird dies als *Single Mode* Betrieb bezeichnet.

3.5.2 Transversale Moden

ABBILDUNG

Fundamentalmode ist die sogenannte TEM₀₀-Mode. Sie hat ein gaussförmiges transversales Intensitätsprofil. Ergibt sich aus der Lösung der Maxwellgleichungen für das elektrische Feld zwischen den Resonatorspiegeln. Weitere Lösungen

ergeben höhere Ordnungen der transversalen Moden
 ABBILDUNG

Wie kann ein TEM₀₀-Betrieb erreicht werden ?

Problem: Alle Transversalmoden können gleichzeitig angeregt werden. Daher ist das Intensitätsprofil undefiniert bzw. nicht vorhersehbar oder berechenbar. Der Lösungsansatz beruht darauf, dass der Strahldurchmesser $r(M)$ mit der Modenzahl zunimmt: $r(M_{+1}) > r(M)$. Damit ergibt sich eine Modenfilterung durch den Einbau einer Apertur in den Resonator.

3.5.3 Leere Resonatoren

ABBILDUNG

$\rho_{\text{HR}}, \rho_{\text{OC}}$: Radii der Resonatorenspiegel $M_{\text{HR}}, M_{\text{OC}}$ mit den Reflektivitäten $q_{\text{HR}}, q_{\text{OC}}$.
 Strahldurchmesser am OC (Output Coupler):

$$2w_{\text{OC}} = 2\sqrt{\frac{\lambda}{\pi}\rho_{\text{OC}}\sqrt{\frac{L(L - \rho_{\text{HR}})}{(\rho_{\text{OC}} + \rho_{\text{HR}} - L)(L - \rho_{\text{OC}})}}} \quad (62)$$

Strahldurchmesser am HR (High Reflector):

$$2w_{\text{HR}} = 2\sqrt{\frac{\lambda}{\pi}\rho_{\text{HR}}\sqrt{\frac{L(L - \rho_{\text{OC}})}{(\rho_{\text{OC}} + \rho_{\text{HR}} - L)(L - \rho_{\text{HR}})}}} \quad (63)$$

Position der Taille bei:

$$z_{w_o} = \frac{L(L - \rho_{\text{HR}})}{\rho_{\text{OC}} + \rho_{\text{HR}} - 2L} \quad (64)$$

mit

$$2w_o = 2\sqrt{\frac{\lambda}{\pi}\sqrt{\frac{L\rho_{\text{OC}}(L - \rho_{\text{HR}})(L - \rho_{\text{HR}})(\rho_{\text{OC}} + \rho_{\text{HR}} - L)}{(\rho_{\text{OC}} + \rho_{\text{HR}} - 2L)}}} \quad (65)$$

3.5.4 Stabilitätsbedingung

$\rho_{\text{OC}} + \rho_{\text{HR}} \geq L$ mit der allgemeinen Stabilitätsbedingung

$$0 < \left(1 - \frac{L}{\rho_{\text{OC}}}\right) \left(1 - \frac{L}{\rho_{\text{HR}}}\right) < 1 \quad (66)$$

bzw. $0 < g_{\text{HR}}g_{\text{OC}} < 1$.

ABBILDUNG

Hierbei ergeben sich 3 Sonderfälle:

- planarer Resonator: $\rho_{\text{OC}} = \rho_{\text{HR}} = \infty \Rightarrow g_{\text{HR}} = g_{\text{OC}} = 1$

- konfokler Resonator: $\rho_{OC} = \rho_{HR} = L \Rightarrow g_{HR} = g_{OC} = 0$
- konzentrischer Resonator: $\rho_{OC} = \rho_{HR} = \frac{L}{2} \Rightarrow g_{HR} = g_{OC} = -1$

Strahlradius als Funktion der Ortskoordinate z der verschiedenen Resonatoren:
ABBILDUNG

3.6 Klassifizierung von Lasersystemen

nach:

- Aktivem Material
- Pump Mechanismus
- Zeitlichem Betrieb
- Mittlerer Ausgangsleistung
- spektraler Bandbreite
- Hauptanwendungen

ABBILDUNG, TABELLE

3.7 Lampen, Leuchtmittel

Je nach Anwendungszweck (Innenbeleuchtung, Straßenbeleuchtung, Einkaufspassage, Stadien, Fernsehproduktion, Autoscheinwerfer, etc...) werden Leuchtstoffröhren, Hochdrucklampen, Halogenleuchtmittel (NV), Glühlampen eingesetzt. Man unterscheidet a) Leuchtfaden- und b) Gasentladungslampen.

Verarbeitet sind Hg-Dampflampen. Problem ist das Linienspektrum. Kombination mit Halogeniden Seltener Erden \Rightarrow Farbspektrum wird ergänzt. Druckerhöhung führt zudem zu einer Linienverbreiterung und einer höheren Lichtausbeute. Problem: Hg-Dampf verhält sich wie ein ideales Gas $p = nRT/V$, d.h. der Druck p ergibt sich aus der mittleren Temperatur. Metall-Halogenid-Dampf hingegen verhält sich gemäß Clausius-Clapeyron: $p \sim p \exp(T)$, d.h. der Druck ergibt sich aus der kältesten Stelle. Somit muss die Temperaturverteilung in entsprechenden Brenner genau kontrolliert werden.

ABBILDUNG

3.8 Leuchtdioden

3.8.1 Kenndaten, Funktionsweise

LEDs (Light Emittind Diodes) haben besondere Eigenschaften: a) sie sind wartungsfrei: Lebensdauer LED \gg Lebensdauer der Geräte, in denen sie Verwendung finden

b) Formfaktor: die baulichen Abmessungen sind klein

c) große Leuchtstärke, d.h. hoher elektro-optischer Wirkungsgrad

Typische Daten: $\tau > 100.000$ h. $\Delta T = -40\dots + 105^\circ$ C, $U \sim 1$ V, $I \sim 1$ mA, $\eta_{\text{opt}} \sim 100\%$, Dimm-Möglichkeit: 0-100%, Lichtemissionsfläche: $< 1\text{mm}^2$.

Entdeckung der Elektrolumineszenz im Jahre 1907. Prinzip: Kontaktierung von p - mit n -dotiertem Halbleitermaterialien.

ABBILDUNG

Unter elektrischem Feld: e^- wandern von n - nach p -dotiertem Material, e^+ wandern von p - nach n -dotiertem Material. Es entsteht ein internes elektrisches Feld, das der Diffusion entgegenwirkt. Rekombination von Ladungsträgern führt zu freiwerdender Energie, zur Aussendung eines Photons. Die Wellenlänge des emittierten Lichtes hängt vom Bandabstand ΔW ab:

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta W} \quad (67)$$

Typische Kenndaten:

	SiC	GaPIN	GaAlAs	GAs _x P _{1-x}	GaAs:Si
ΔW (eV)	2.6	2.2	1.38	1.9-2.2	1.32
λ (nm)	480	560	900	590-660	940

ABBILDUNG

Abgabe der Energie erfolgt auch strahlungslos ans Gitter und führt zur Wärmeentwicklung. Elektro-optischer Wirkungsgrad ca: 1-5%.

3.8.2 Exzitonen und isoelektrische Störstellen

Weit effektiver ist die Injektionslumineszenz. Die Ladungsträgerdichte wird dabei soweit erhöht, dass weitere Rekombinationsprozesse entstehen, wie die Rekombination von Exzitonen über isoelektrische Störstellen.

a) isoelektrische Störstellen entstehen durch Gitterplatzsubstitution eines Atoms, zB.: Al am Platz eines Ga-Atoms im GaP. Führt zu einer lokalen elektrischen Polarisation durch Elektronegativität.

b) Exzitonen sind Elektronen-Loch-Paare mit geringer Coulomb-Wechselwirkung $\rightarrow E_{\text{ex}} < \Delta E = E_2 - E_1$.

ABBILDUNG Exzitonen wandern ohne Ladung zu transportieren durch das Gitter. Sie transportieren Energie. Die Exzitonenergie ergibt sich zu $E_{\text{ex}} = \Delta E - E_c + E_{\text{kin}}$.

Der Rekombinationsprozess ergibt sich wie folgt:

- Exziton wird an isoelektrischer Störstelle getrappt.
- Elektron wird an isoelektrischen Akzeptor gebunden
- Loch wird an isoelektrischen Donor gebunden

E_c und E_{kin} werden aus Gitterschwingung kompensiert, so dass ein Photon mit

$E \sim \Delta E$ abgestrahlt wird. Der Prozess ist statistisch, d.h. es entsteht nichtkohärentes Licht durch spontane Emission. Werden dünne Schichten auf die LED aufgedampft, so entsteht induzierte Emission in einem Resonator = Laserdiode.

3.8.3 Aufbau einer LED

am Beispiel der blauen LED $\lambda = 450 \text{ nm}$ (von Nichia 1994).

ABBILDUNG

Weißer LED = blaue LED + Lumineszenz Farbstoff (\equiv Prinzip der Leuchtstoffröhren).

3.9 Organische Leuchtdioden

3.9.1 Erforderliches Prinzip

ABBILDUNG

Es werden organische Substanzen mit Elektronen/Löcher-Leitung benötigt, d.h. organische Materialien mit Bandstrukturen (in Analogie zur Ausbildung von Valenz- und Leitungsband in Halbleitern).

3.9.2 Materialien

Meist werden Benzolhaltige Substanzen eingesetzt, da sie interessante optische Eigenschaften zeigen. Beispiel: Benzene, die a) photosensitiv sind und b) ein Absorptionsspektrum mit 2 charakteristischen Banden zeigt.

ABBILDUNG

Daraus folgt, dass eine Bandstruktur prinzipiell vorliegen muss. Ursprung: Elektronen sind im Benzolring nicht lokalisiert.

ABBILDUNG

Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit von Elektronen in einem Molekül wird durch die Wellenfunktion beschrieben, sogenannte Molekül-Orbitale. Für ein System aus verschiedenen oder mehreren Molekülen ergeben sich die MOs aus einer *linearen Kombination der Atom-Orbitale* (LCAO-Theorie). Diese vorgehensweise ist sehr kompliziert und für große Systeme unlösbar.

1930 führte Hückel Näherungen ein (*Hückel Approximation* = HMO, Hückel MO-Method). Aus den Näherungen

- a) Energien aller sp^2 hybridisierten Elektronen im C-Atom werden gleich gesetzt
- b) O^- -Bindungslängen werden gleich lang angenommen, andere Bindungen werden vernachlässigt.

- c) Alle Überlappungsintegrale werden vernachlässigt.

resultiert die Möglichkeit, Elektronenverteilungen mit Energie gleichzusetzen. Die Molekülgeometrie entspricht den Energieniveaus. Das oben gezeigte Absorptionsspektrum zeigt also ΔE von $ZI \rightarrow ZII$.

ABBILDUNG

3.9.3 Einzelmolekül → Festkörper

Anhebung von HOMO, Absenkung von LUMO
ABBILDUNG

3.9.4 Leitfähigkeit organischer Moleküle

T_j100K: Perfekte Moleküle zeigen Ladungstransport bei tiefen Temperaturen.
T ~ RT: Elektronen sind an Molekülen lokalisiert, Leitfähigkeit durch Hopping,
Erhöhung von σ durch Elektroneninjektion, Dotierung, externes elektrisches Feld.

3.9.5 Prinzip OLED

Elektron und Licht eines Molekülzustands formen Exziton. Bei der Rekombination des Exzitons wird Photon E_{PH} abgestrahlt. Der elektro-optische Wirkungsgrad ergibt sich zu:

$$\eta_{eo} = \gamma \Phi_R \Phi_{out} \frac{\overline{h\nu}}{eV} \quad (68)$$

mit dem charge balance factor $\gamma = \frac{n(\text{Exzitonen})}{n(\text{freieElektronen})}$, dem Wirkungsgrad der Rekombination Φ_R (~ 25%), dem Wirkungsgrad der Lichtauskopplung (~ 20%), der angelegten Spannung V und $r = \frac{n(\text{SingletExzitons})}{n(\text{Exzitons})}$ dem Verhältnis von Exzitonen mit erlaubten Übergängen zur Gesamtzahl der Exzitonen.

ABBILDUNG