

5 Intensitätsabhängiger Brechungsindex

Eine Vielzahl nichtlinearer optischer Effekte beruht auf einem Brechungsindex, der von der Intensität der einfallenden Lichtwelle(n) abhängt:

$$n(r, t) = n^0(r, t) + \Delta n(I(r, t))$$

Hierbei ist die Intensität proportional zum zeitlich gemittelten Quadrat der elektrischen Feldamplitude

$$I(r, t) \sim \langle \vec{E}(r, t) \cdot \vec{E}(r, t) \rangle$$

d.h. es werden optische Nichtlinearitäten beschrieben, die der hohen Lichtfrequenz i. allg. nicht folgen können. Verschiedene Typen solcher Nichtlinearitäten sind z.B. der optische Kerr-Effekt ($\Delta n \sim I$), nichtlokale Effekte bei inhomogener Beleuchtung wie der photorefraktive Effekt ($\Delta n \sim dI/dz$, z : räumliche Koordinate), sättigbare Effekte (z.B. $\Delta n \sim I/(1+I/I_s)$ mit I_s : Sättigungsintensität), kaskadierte Effekte durch eine Kombination mehrerer nichtlinearer Effekte zweiter Ordnung, oder allgemein eine Änderung von Materialeigenschaften wie z.B. Temperaturänderungen bzw. thermische Ausdehnung, lokale Dichteänderungen oder die Elektrostriktion.

5.1 Optischer Kerr-Effekt

Beim optischen Kerr-Effekt hängt der nichtlineare Brechungsindex linear von der Intensität ab:

$$\Delta n = n_2 \langle \vec{E}(r, t) \cdot \vec{E}(r, t) \rangle$$

Mit dem Ansatz für das elektrische Feld

$$E(r, t) = \frac{1}{2} (E_0(r, t) e^{i(\omega t - kr)} + c. c.)$$

ergibt sich dann unmittelbar

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_2 |E|^2 = \frac{1}{c n^0 \epsilon_0} n_2 I = n_2^I I$$

Die Größen n_2 bzw. n_2^I hängen direkt mit der Größe einer Suszeptibilität 3. Ordnung $\chi^{(3)}$ zusammen. Die Suszeptibilität für ein nichtlineares, zentrosymmetrisches Material lautet

$$\chi_{NL} = \chi^{(1)} + \chi^{(3)} |E|^2$$

Mit dem nichtlinearen Brechungsindex $n = n^0 + \Delta n$ und $\epsilon_{NL} = n^2$ folgt

$$\epsilon_{NL} = (n^0)^2 + 2n^0 \Delta n + (\Delta n)^2 \approx n^{02} + 2n^0 \Delta n$$

Es gilt weiter $\chi_{NL} = \varepsilon_{NL} - 1$ sowie $\chi_L = \varepsilon_L - 1$ bzw. $\chi^{(1)} = (n^0)^2 - 1$, so dass

$$\Delta n = \frac{1}{2n^0} \chi^{(3)} |E|^2$$

Die Suszeptibilität $\chi^{(3)}$ ist ein Tensor 4. Stufe. Um quantitative Angaben machen zu können, hat sich eine feste Notation für die nichtlineare Polarisation durchgesetzt.

Für Effekte 2. Ordnung gilt

$$P_i^{(2)}(\omega_3) = \varepsilon_0 D^{(2)} \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_3; \omega_1, \omega_2) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2)$$

mit
$$D^{(2)} = \begin{cases} 1 & \text{für nicht unterscheidbare Felder} \\ 2 & \text{für unterscheidbare Felder} \end{cases}$$

Die Schreibweise $\chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_3; \omega_1, \omega_2)$ bedeutet, dass die Frequenzen ω_1 und ω_2 die Frequenz ω_3 erzeugen. Dabei muss für alle drei Argumente die Energieerhaltung gelten

$$-\omega_3 + \omega_1 + \omega_2 = 0$$

Für negative Frequenzen gilt $E(-\omega) = E^*(\omega)$. Felder gelten als unterscheidbar, wenn sie entweder verschiedene Frequenzen besitzen, unterschiedlich polarisiert sind oder verschiedene Ausbreitungsrichtungen haben

Ein Beispiel ist die optische Gleichrichtung mit

$$P_i^{(2)}(0) = 2\varepsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)}(0; \omega, -\omega) E_j(\omega) E_k^*(\omega)$$

$$\stackrel{\substack{\uparrow \\ \text{gleiche Pol.} \\ j=k}}{=} \varepsilon_0 2 \chi_{ijj}^{(2)}(0; \omega, -\omega) |E_j(\omega)|^2$$

Hierbei gelten die Frequenzen $\omega, -\omega$ als unterscheidbar.

Für Effekte 3. Ordnung lautet die Notation entsprechend

$$P_i^{(3)}(\omega_4) = \varepsilon_0 D^{(3)} \chi_{ijkl}^{(3)}(-\omega_4; \omega_1, \omega_2, \omega_3) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) E_l(\omega_3)$$

mit
$$D^{(3)} = \begin{cases} 1 & \text{alle Felder nicht unterscheidbar} \\ 3 & \text{zwei Felder nicht unterscheidbar} \\ 6 & \text{alle Felder unterscheidbar} \end{cases}$$

Ein Beispiel hierzu ist die Frequenzverdreifung

$$P_i^{(3)}(3\omega) = \varepsilon_0 \chi_{ijkl}^{(3)}(-3\omega; \omega, \omega, \omega) E_j(\omega) E_k(\omega) E_l(\omega)$$

$$= \varepsilon_0 \chi_{iii}^{(3)}(-3\omega; \omega, \omega, \omega) (E_j(\omega))^3$$

d.h. es existiert nur eine Möglichkeit, die Frequenz 3ω zu erzielen mit $3\omega = \omega + \omega + \omega$.

Für zentrosymmetrische Materialien gelten folgende Symmetrieeigenschaften der Tensorelemente:

$$\chi_{xyxy}^{(3)} = \chi_{xxzz}^{(3)} = \chi_{yyzz}^{(3)} = \chi_{yyxx}^{(3)} = \chi_{zzxx}^{(3)} = \chi_{zzyy}^{(3)}$$

$$\chi_{xyxy}^{(3)} = \chi_{yxxy}^{(3)} = \chi_{xxzz}^{(3)} = \chi_{zzxx}^{(3)} = \chi_{yyzz}^{(3)} = \chi_{zyzy}^{(3)}$$

$$\chi_{xyyx}^{(3)} = \chi_{yxxy}^{(3)} = \chi_{xxzz}^{(3)} = \chi_{zzxx}^{(3)} = \chi_{yyyz}^{(3)} = \chi_{zyzy}^{(3)}$$

$$\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{yyyy}^{(3)} = \chi_{zzzz}^{(3)}$$

Alle anderen Elemente sind Null. Nützlich für die Umrechnung der Tensorelemente ist die Beziehung

$$\chi_{xxxx}^{(3)} = \chi_{xyxy}^{(3)} + \chi_{xyyx}^{(3)} + \chi_{xyyx}^{(3)}$$

Im Folgenden wird eine nichtlineare Brechungsindexänderung durch eine Pumpwelle der Frequenz ω betrachtet, welche den Brechungsindex für die Pumpwelle selbst ändert ("Self-Action"):

$$P_i^{(3)}(\omega) = \varepsilon_0 D^{(3)} \chi_{ijkl}^{(3)}(-\omega; \omega, \omega, -\omega) E_j(\omega) E_k(\omega) E_l^*(\omega)$$

Hier sind zwei Felder nicht unterscheidbar und daher $D^{(3)} = 3$. Es sind weiter zwangsläufig alle Polarisationen gleich, so dass

$$P_i^{(3)}(\omega) = 3\varepsilon_0 \chi_{iii}^{(3)}(-\omega; \omega, \omega, -\omega) |E_i|^2 E_i(\omega)$$

Ein Vergleich mit der Beziehung $\vec{P} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E} \vec{E} \vec{E}$ führt auf

$$\chi^{(3)} \equiv 3 \chi_{iii}^{(3)}$$

und damit auf eine Brechungsindexänderung

$$\Delta n = \frac{1}{2n^0} \chi^{(3)} |E|^2 = \frac{3}{2n^0} \chi_{iii}^{(3)}(-\omega; \omega, \omega, -\omega)$$

bzw.

$$n_2 = \frac{3}{n^0} \chi_{iii}^{(3)}(-\omega; \omega, \omega, -\omega)$$

Die obige Situation ändert sich, wenn eine Pumpwelle der Frequenz ω eine Brechungsindexänderung Δn für eine Signalwelle der Frequenz $\omega' = \omega$ erzeugt. In diesem Fall sind Signal- und Pumpwelle physikalisch unterscheidbar und damit ist $D^{(3)} = 6$. Die nichtlineare Brechungsindexänderung wird dann

$$n_2 = \frac{6}{n^0} \chi_{iiii}^{(3)}(-\omega'; \omega, \omega, -\omega)$$

Diesen Effekt bezeichnet man als "Cross-Action".

Im Folgenden sollen einige Beispiele für Kerr-Materialien vorgestellt werden:

(1) Nichtlineare Polarisierung in isotropen Materialien

Dieser Effekt beruht wieder auf der Auslenkung der Valenzelektronen aus ihrer Ruhelage. Man erhält ein induziertes Dipolmoment p , dessen nichtlinearer Anteil in niedrigster Ordnung durch die Hyperpolarisierbarkeit $\gamma \sim \chi_{iii}^{(3)}$ beschrieben wird:

$$p = n (\alpha E + \gamma E^3 + \dots)$$

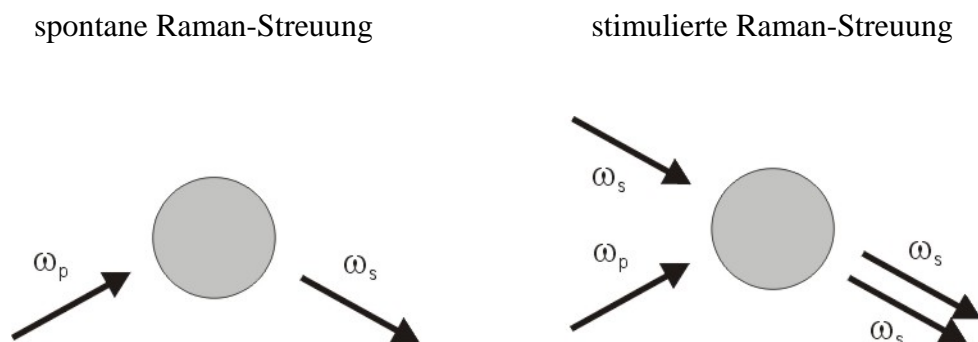
Für nicht resonante Prozesse, d.h. weit entfernt von atomaren Übergängen $\Delta E = \hbar \omega_0$ bzw. Resonanzfrequenzen ω_0 , erhält man in etwa die Größenordnung

$$\chi^{(3)} \approx 10^{-22} \text{ m}^2/\text{V}^2$$

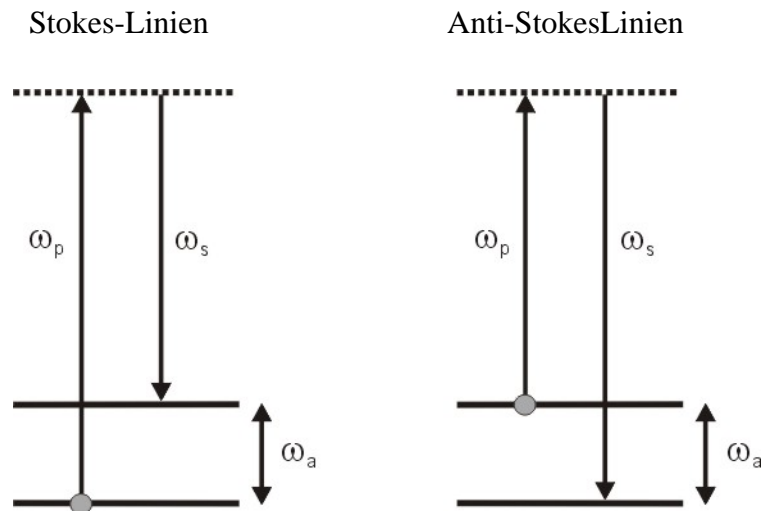
Spezielle organische Polymere erreichen allerdings Zahlenwerte bis zu $\chi^{(3)} \approx 10^{-18} \text{ m}^2/\text{V}^2$. Für Polymere sind allerdings die Antwortzeiten deutlich länger als z.B. für elektronische Oszillatoren, welche typische Zeitkonstanten $\tau \approx 10^{-15} \text{ s}$ bis in den optischen Frequenzbereich besitzen können. Ein solcher instantanter nichtlinearer Mechanismus kann dann unter anderem zur optischen Frequenzverdreifung genutzt werden.

(2) Raman-induzierter Kerr-Effekt

Unter einem Raman-induzierten Kerr-Effekt oder der stimulierten Raman-Streuung (SRS) versteht man die Erzeugung von kohärentem Licht der Frequenz ω_s durch Einstrahlen einer intensiven Pumpwelle der Frequenz ω_p in Festkörper, Gase oder Flüssigkeiten.



Die stimulierte Raman-Streuung ist ein resonanter Prozess, bei dem die Welle ω_s größere (Anti-Stokes-Linien) oder kleinere Frequenz (Stokes-Linien) als die Pumpwelle haben kann.



Aus der Energiebilanz folgt $\omega_p = \omega_s \pm \omega_a$, mit $\hbar \omega_a$ als Energieabstand von Grundzustand und angeregtem Zustand. Der resonante Übergang ω_a kann beruhen auf angeregten Zwei-Niveau-Zuständen, Vibrations- oder Rotationsschwingungen, Gitterschwingungen, Spin-Flips in Halbleitern, usw.

Formal lässt sich für die stimulierte Raman-Streuung beschreiben durch

$$P_s^{(3)}(\omega_s) = 6 \epsilon_0 \chi_R^{(3)}(-\omega_s; \omega_s, \omega_p, -\omega_p) |E_p|^2 E_s$$

Die Größe χ_R wird Raman-Suszeptibilität genannt. Typische Größenordnungen liegen bei Werten $\chi_R \approx 10^{-20} \text{ m}^2/\text{V}^2$, d.h. die Nichtlinearitäten sind ca. 100-fach größer als für nicht-resonante Prozesse. Die Zeitkonstante ist bestimmt durch die Lebensdauer des angeregten Zustandes (z.B. Molekülschwingungen) und liegt in diesem Fall typischerweise bei $\tau \approx 10^{-12} \text{ s}$.

(3) Orientierung von Molekülen

Anisotrope Moleküle (d.h. Moleküle mit anisotroper Polarisierbarkeit) können in starken elektrischen Feldern ausgerichtet werden:



Beispiele für solche nichtlinearen Moleküle sind z.B. Flüssigkristalle, oder das flüssige Molekül CS₂ mit der linearen Struktur S=C=S. Mit der Ausrichtung im elektrischen Feld ist über die Änderung der elektronischen Struktur eine Änderung des Brechungsindex verbunden. Typische Zahlenwerte und Zeitkonstanten für das Beispiel CS₂ betragen $\chi^{(3)} \approx 10^{-21} \text{ m}^2/\text{V}^2$ und $\tau \approx 10^{-12} \text{ s}$.

5.2 Sättigbare Nichtlinearitäten

Der nichtlineare Brechungsindex hängt für moderate Intensitäten linear von der Intensität I ab. Für genügend große Intensitäten wird er jedoch aufgrund von Sättigungseffekten in nahezu allen Materialien sublinear. Beispiele für solche sättigbaren Nichtlinearitäten sind zum einen

$$\Delta n = n_2 \frac{I}{1 + I/I_s}$$

mit der Sättigungsintensität I_s und der Intensitätsabhängigkeit

$$I \ll I_s: \Delta n = n_2 I$$

$$I \gg I_s: \Delta n = n_2 I_s = \text{const.}$$

sowie zweitens der Fall eines Ausbleichens der Nichtlinearität, beschrieben durch

$$\Delta n = n_2 \frac{-I_s}{1 + I/I_s}$$

und der Intensitätsabhängigkeit

$$I \ll I_s: \Delta n = -n_2 I_s = \text{const.}$$

$$I \gg I_s: \Delta n \rightarrow 0$$

Ein Beispiel für den ersten Fall sind photorefraktive Kristalle wie z.B. dotiertes LiNbO₃. Der zweite Fall des Ausbleichens der Nichtlinearität bei hohen Intensitäten tritt bei Zwei-Niveau-Systemen auf. Für kleine Intensitäten ist der Absorptionskoeffizient α eine Konstante und nach der Kramers-Kronig-Relation damit ebenfalls der Brechungsindex. Bei hohen Lichtintensitäten („Optisches Pumpen“) wird jedoch der angeregte Zustand zunehmend bevölkert bis zu einem Maximalwert der Besetzungszahl $N_2 = N_1$. Als Folge geht die Absorption zurück und kann im Extremfall den Wert Null annehmen. Als formales Resultat erhält man für ein Zwei-Niveau-System mit der Resonanzfrequenz ω_0 die Suszeptibilität

$$\chi = \chi' - i\chi'' = \frac{N e^2}{m \omega_0 \sigma \epsilon_0} \frac{(2(\omega_0 - \omega)/\sigma) - i}{1 + 4(\omega_0 - \omega)^2/\sigma^2 + I/I_s}$$

Der Realteil der Suszeptibilität bestimmt den Brechungsindex n , $\chi' = n^2 - 1$, und der Imaginärteil die Absorption α , $\chi'' = n c \alpha / \omega$.

Für kleine Intensitäten $I \ll I_s$ gelten die Näherungen

$$\begin{aligned}
 n &= 1 + \frac{N e^2}{m \omega_0 \sigma \varepsilon_0} \frac{(\omega_0 - \omega) / \sigma}{1 + 4(\omega - \omega_0)^2 / \sigma^2 + I / I_s} \\
 &= 1 + \frac{N e^2}{m \omega_0 \sigma \varepsilon_0} \frac{\sigma (\omega_0 - \omega) / (\sigma^2 + 4(\omega - \omega_0)^2)}{1 + I / (I_s (1 + 4(\omega - \omega_0)^2 / \sigma^2))} \\
 &\approx 1 + \frac{N e^2}{m \omega_0 \varepsilon_0} \frac{(\omega_0 - \omega)}{\sigma^2 + 4(\omega - \omega_0)^2} \left(1 - \frac{I}{I_s (1 + 4(\omega - \omega_0)^2 / \sigma^2)} \right) \\
 \alpha &= \frac{N e^2}{\underbrace{m \omega_0 \sigma \varepsilon_0}_{=\alpha_0}} \frac{1}{1 + 4(\omega - \omega_0)^2 / \sigma^2 + I / I_s} \\
 &= \alpha_0 \frac{1 / (\sigma^2 + 4(\omega - \omega_0)^2)}{1 + I / (I_s (1 + 4(\omega - \omega_0)^2 / \sigma^2))} \\
 &= \alpha_0 \frac{1}{\sigma^2 + 4(\omega - \omega_0)^2} \left(1 - \frac{I}{I_s (1 + 4(\omega - \omega_0)^2 / \sigma^2)} \right)
 \end{aligned}$$

Für kleine Intensitäten erhält man demnach eine Kerr-Nichtlinearität. Für große Intensitäten geht die nichtlineare Brechungsindexänderung Δn gegen eins und die Absorption gegen Null: Das nichtlineare Material wird völlig transparent. Typische Zahlenwerte für atomare Übergänge sind $\chi^{(3)} \approx 10^{-16} \text{ m}^2/\text{V}^2$ mit typischen Zeitkonstanten im Bereich von einigen Pikosekunden bis Nanosekunden.

Nonlinear Index of Refraction

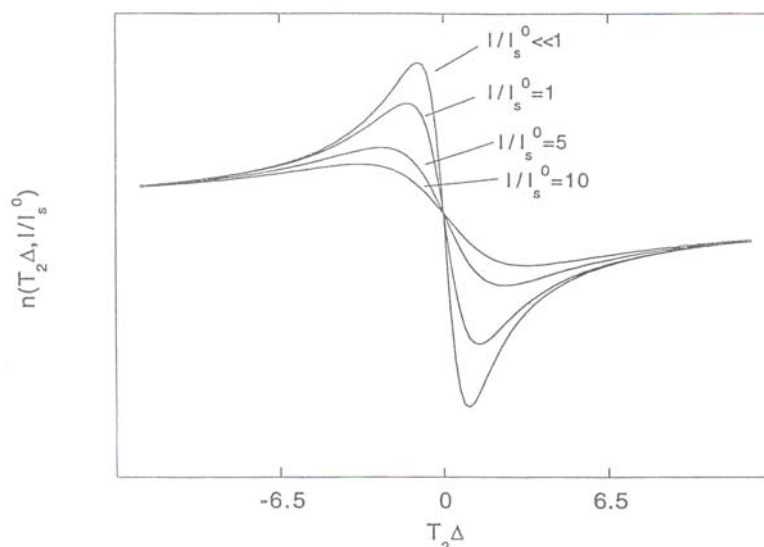


Figure 6 Refractive index of a two-level system as a function of normalized detuning from line center, parameterized by the ratio of incident intensity to the saturation intensity.

5.3 Thermische Brechungsindexänderungen

Brechungsindizes sind allgemein temperaturabhängig, z.B. über Dichteänderungen oder aufgrund einer thermischen Expansion des Materials. Formal lässt sich schreiben

$$\Delta n = \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T$$

mit einer typischen Größe der thermooptischen Koeffizienten im Bereich

$$\frac{\partial n}{\partial T} \approx (10^{-6} - 10^{-3}) \text{ K}^{-1}$$

Sei α der Absorptionskoeffizient und τ die Zeitkonstante für thermische Diffusion. Für kurze Lichtpulse ist τ die Pulsdauer. Bei Dauerstrichbeleuchtung gilt $\tau \sim w_0^{-2}$ mit dem Strahlradius w_0 des einfallendes Lichtes. Dann ist

$$\alpha \tau I = \frac{\Delta Q}{\Delta V}$$

die absorbierte Energie ΔQ pro Volumen ΔV , die in Wärme umgewandelt wird.

Die spezifische Wärmekapazität ist definiert als

$$c = \frac{\Delta Q}{m \Delta T} = \frac{\Delta Q}{\rho \Delta V \Delta T} \Leftrightarrow \Delta T = \frac{\Delta Q}{c \rho \Delta V}$$

und damit

$$\Delta T = \frac{\alpha \tau I}{c \rho}$$

Mit $\Delta n = n_2^I I$ folgt dann für den nichtlinearen Brechungsindex der Koeffizient

$$n_2^I = \frac{\alpha \tau}{\rho c} \frac{\partial n}{\partial T}$$

5.4 Kaskadierte Effekte zweiter Ordnung

Aus der Diskussion der Frequenzverdopplung ist bekannt, dass für den Fall ohne Phasenanpassung, $\Delta k \neq 0$ zu einer räumlich oszillierenden Konversion zwischen der Pumpwelle und der frequenzverdoppelten Welle kommt. Dieser Prozess lässt sich beschreiben als eine Kombination aus Frequenzverdopplung $\omega + \omega \rightarrow 2\omega$ und der anschließenden Bildung der Differenzfrequenz aus Pump- und frequenzverdoppelter Welle $2\omega + (-\omega) \rightarrow \omega$.

Sowohl bei der Frequenzverdopplung als auch bei der Differenzfrequenzerzeugung besitzt die jeweils generierte Welle eine Phasenverschiebung um $\pi/2$ gegenüber den sie erzeugenden Wellen. Damit kommt es effektiv zu einer Phasenverschiebung der Pumpwelle, d.h. sie breitet sich mit einer intensitätsabhängigen Phasengeschwindigkeit aus. Formal lässt sich dies schreiben als

$$\chi_{\text{eff}}^{(3)}(-\omega; \omega, \omega, -\omega) = \underbrace{\chi^{(2)}(-\omega; 2\omega, -\omega)}_{\text{Differenzfrequenz-erzeugung}} : \underbrace{\chi^{(2)}(-2\omega; \omega, \omega)}_{\text{Frequenzverdopplung}}$$

Für den Fall ohne Pumpwellenerschöpfung ist $I_\omega \sim |E_\omega|^2$ konstant. Für einen Kristall der Länge L erhält man die intensitätsabhängige Phasenverschiebung

$$\Delta\varphi = -\frac{\Delta k L}{2} \left(1 - \sqrt{1 + (2\gamma \sqrt{I_\omega} / \Delta k)^2} \right)$$

mit $\Delta k = 2k_\omega - k_{2\omega}$

und $\gamma = \frac{2\omega d}{\sqrt{2\varepsilon_0 n_\omega^2 n_{2\omega} c^3}}$

Die Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ ist proportional zu Δn

$$\Delta\varphi = \frac{\omega}{c} \Delta n L$$

$$\Delta n = -\frac{c}{\omega} \frac{\Delta k}{2} \left(1 - \sqrt{1 + (2\gamma \sqrt{I_\omega} / \Delta k)^2} \right)$$

$$\approx \frac{c}{\omega} \frac{\gamma^2}{\Delta k} I_\omega = n_2^I I_\omega$$

$$n_2^I = \frac{4\pi d^2}{\Delta k \varepsilon_0 n_\omega^2 n_{2\omega} c \lambda}$$

Typische Werte für den nichtlinearen Brechungsindex betragen $n_2^I \approx (10^{-14} - 10^{-11}) \text{ cm}^2/\text{W}$. Diese Angabe bezieht sich nur auf den Fall $(\Delta k / 2\gamma)^2 \ll 1$, d.h. solange das Material Kerr-artig ist

5.5 Nichtlokale Effekte

Brechungsindexänderungen, die aufgrund eines Intensitätsgradienten bzw. einer inhomogenen Beleuchtung (z.B. fokussierte Strahlen oder Interferenzmuster) entstehen, werden als nichtlokale Effekte bezeichnet. Für die Brechungsindexänderung gilt

$$\Delta n \sim \frac{dI}{dz}$$

Bekanntestes Beispiel für einen nichtlokalen Effekt ist der so genannte photorefraktive Effekt, bei dem eine inhomogene Intensitätsverteilung $I(z)$ in ein Brechungsindexmuster $\Delta n(z)$ umgewandelt wird. Durch das Licht werden in photorefraktiven Kristallen Ladungsträger aus gefüllten Störstellen (Donatoren) in das Leitungsband angeregt, wo sie durch verschiedene Ladungstransportmechanismen umverteilt werden können, um anschließend wieder in leeren Störstellen (Akzeptoren) eingefangen zu werden. Durch eine große Anzahl solcher Anregungen/Rekombinationen erfolgt eine Ladungsumverteilung von beleuchteten Bereichen in dunkle Bereiche des Kristalls.

Als Beispiel soll der Ladungstransport durch Diffusion betrachtet werden (Bild unten links). Die Interferenz von zwei kohärenten Wellen mit den Intensitäten I_1 und I_2 erzeugt ein gitterförmiges Interferenzmuster

$$I(z) = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos(Kz)$$

mit dem Gittervektor $K = 2\pi/\Lambda$ und der Gitterkonstante Λ . Elektronen werden ins Leitungsband angeregt und diffundieren dort in Bereiche geringer Elektronenkonzentration, bevor in leeren Störstellen wieder eingefangen werden. Hierdurch entsteht im Kristall eine modulierte Ladungsträgerdichte $\rho_{sc}(z)$ mit den (positiven) Ladungsdichtemaxima in den Bereichen hoher Intensität. Entsprechend der Poisson-Gleichung bewirkt diese Ladungsverteilung ein Raumladungsfeld E_{sc} (sc: space charge), welches aufgrund der Integration gegenüber der Raumladung ρ um $\pi/2$ phasenverschoben ist. Das elektrische Feld bewirkt nun über den elektrooptischen Effekt

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 \sim E_{sc}$$

eine Brechungsindexänderung

$$\Delta n(z) = \Delta n \sin(Kz) \sim \frac{dI(z)}{dz}$$

welche gegenüber der verursachenden Intensitätsverteilung $I(z)$ um $\pi/2$ oder ein Viertel der Gitterperiode Λ phasenverschoben ist.

Durch diese Phasenverschiebung kann es in photorefraktiven Kristallen zu einer Wechselwirkung der das Interferenzmuster erzeugenden Strahlen kommen, da beide Wellen an dem Brechungsindexgitter gebeugt werden. Bei der Beugung erfolgt nach der Abbe'schen Beugungstheorie jeweils ein Phasensprung um $\pi/2$. Eine weitere Phasenverschiebung von $\pm \pi/2$ beruht auf dem phasenverschobenen Brechungsindexgitter und hat für beide Wellen ein unterschiedliches Vorzeichen. Die Strahlkopplung bewirkt daher eine Verstärkung einer der Schreiwellen (Signalwelle, konstruktive Interferenz von transmittierter und abgebeugter Welle) auf Kosten der anderen Welle (Pumpwelle, destruktive Interferenz von transmittierter und abgebeugter Welle).

Der rechte Teil der folgenden Abbildung zeigt den Ladungstransport durch Drift der Elektronen in einem an den Kristall angelegten elektrischen Feld. In diesem Fall erhält man ein Brechungsindexmuster, welches mit der Intensitätsverteilung in Phase ist.

