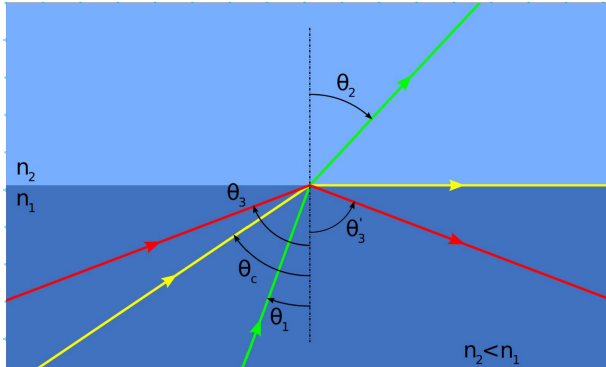


- ① a) Totalreflexion tritt bei Auftreffen unter flachem Winkel in ein Medium mit geringerem Brechungsindex auf. ✓
- Snelliussches Brechungsgesetz: $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$



- grüner Strahl: $\theta_2 > \theta_1$
- gelber Strahl: Vergrößert man den Einfallswinkel, so verläuft der gebrochene Strahl irgendwann parallel zur Fläche
- ⇒ "Grenzwinkel für Totalreflexion"

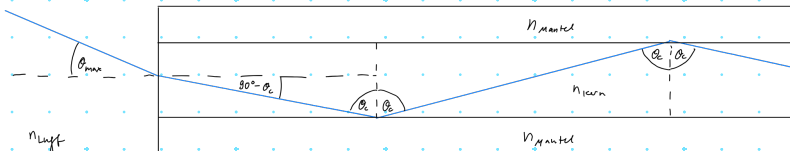
$$\theta_{krit} = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$$

- Das Snelliussche Brechungsgesetz gilt nur, wenn das Licht in das andere Medium eintritt. Für $\theta > \theta_c$ gilt das Reflexionsgesetz: Einfallswinkel = Ausfallswinkel (Totalreflexion).

- b) $n_{kern} > n_{Luft}$, $n_{Mantel} < n_{kern}$

2/2

Das Licht soll so in das Kabel eintreten, dass das Licht im Lichtwellenleiter totalreflektiert wird. Dafür darf das Licht im Leiter maximal im Winkel $\theta_{krit} = \theta_c$ eintreten.



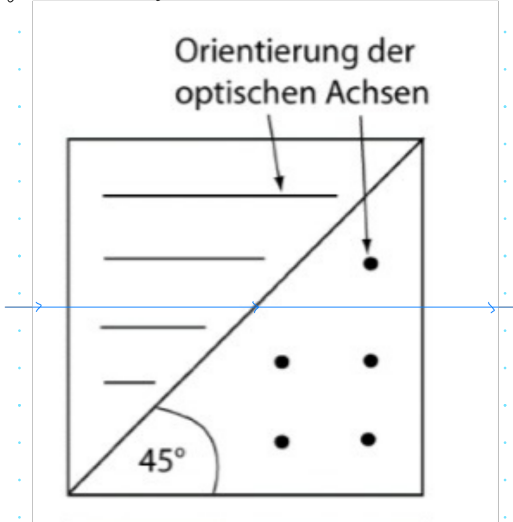
$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_{Mantel}}{n_{kern}}\right)$$

$$\begin{aligned} n_{Luft} \sin \theta_{max} &= n_{kern} \sin(90^\circ - \theta_c) \Leftrightarrow \sin(\theta_{max}) = \frac{n_{kern}}{n_{Luft}} \sin(90^\circ - \theta_c) \\ \Rightarrow \sin(\theta_{max}) &= \frac{n_{kern}}{n_{Luft}} \cos(\theta_c) = \frac{n_{kern}}{n_{Luft}} \cos\left(\arcsin\left(\frac{n_{Mantel}}{n_{kern}}\right)\right) \\ &= \frac{n_{kern}}{n_{Luft}} \sqrt{1 - \frac{n_{Mantel}^2}{n_{kern}^2}} = \sqrt{\frac{n_{kern}^2 - n_{Mantel}^2}{n_{Luft}^2}} \end{aligned} \quad \left| \begin{array}{l} \sin(90^\circ - \theta_c) \\ = \cos(\theta_c), \\ \cos(\arcsin(\frac{n_{Mantel}}{n_{kern}})) \\ = \sqrt{1 - \frac{n_{Mantel}^2}{n_{kern}^2}} \end{array} \right.$$

$$\Rightarrow \theta_{\max} = \arcsin\left(\frac{\sqrt{n_{\text{Kern}}^2 - n_{\text{Mantel}}^2}}{n_{\text{Luft}}}\right) \quad \checkmark$$

4/4

- ② a) Ein doppelbrechender Kristall hat zwei verschiedene Brechungsindizes, je nachdem ob das Licht senkrecht oder parallel zur optischen Achse polarisiert ist. In der vorliegenden Anordnung ist die Polarisation des Lichts immer senkrecht zur optischen Achse (also nur einen Brechungsindex $n_1 = n_2 = n$): $n \sin \theta_1 = n \sin \theta_2 \Leftrightarrow \theta_1 = \theta_2$. Gleiches gilt bei der gleichen Grenzfläche im Medium und das Licht verlässt den Kristall dementsprechend unverändert.



Perfekt!

1/1

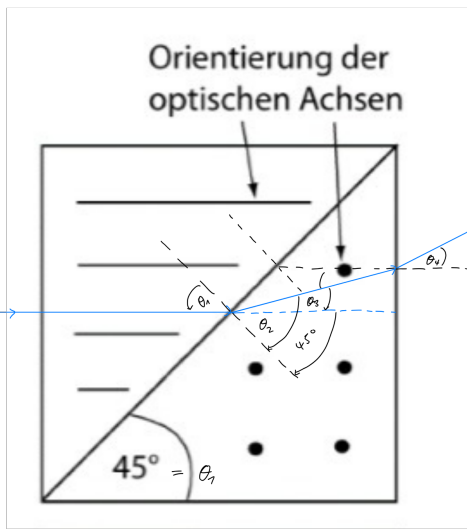
- b) Diesmal ist die Polarisation des Lichts im ersten Medium wieder senkrecht zur optischen Achse und der Strahl wird wie in a) nicht gebrochen. Im zweiten Medium dagegen ist die Polarisation parallel zur optischen Achse und wir können den Austrittswinkel wie gewohnt über das Snelliussche Brechungsgesetz berechnen:

$$n_0 \sin \theta_1 = n_{a0} \sin \theta_2 \Leftrightarrow \sin \theta_2 = \frac{n_0}{n_{a0}} \sin \theta_1 \Leftrightarrow \theta_2 = \arcsin\left(\frac{n_0}{n_{a0}} \cdot \sin(45^\circ)\right) \approx 52,09^\circ$$

$$\Rightarrow \theta_3 = \theta_2 - 45^\circ = 7,00^\circ, \text{ mit Snellius: } n_{a0} \sin \theta_3 = n_{\text{Luft}} \sin \theta_4$$

$$\Leftrightarrow \sin \theta_4 = \frac{n_{a0}}{n_{\text{Luft}}} \sin \theta_3 \Leftrightarrow \theta_4 \stackrel{n_{\text{Luft}}=1}{=} \arcsin(n_{a0} \sin(7,00^\circ)) \approx 10,57^\circ$$

Nice! 15/1,5



- c) Das unpolarisierte Licht hat Polarisation sowohl senkrecht als auch parallel zur Papirebene.

parallel: wie in a) wird dieser Anteil einfach durchgelassen.

Um polarisiertes Licht rechts vom Prisma zu erhalten, müsste also der Teil, der senkrecht zur Papirebene polarisiert ist, totalreflektiert werden. Dazu könnte die Achse des Kristalls in einem anderen Winkel angeordnet werden, sodass der Strahl im zweiten Medium maximal im kritischen Winkel auf die Aufzungsoberfläche trifft und totalreflektiert wird. So würde nur das parallel zur Papirebene polarisierte Licht rechts aus dem Kristall treten. ✓

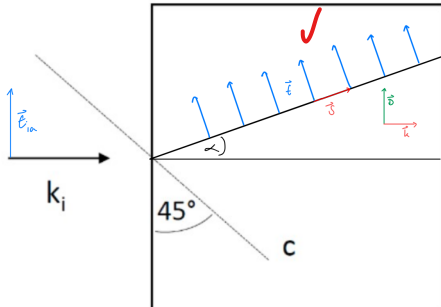
(3) a)

1,5/4

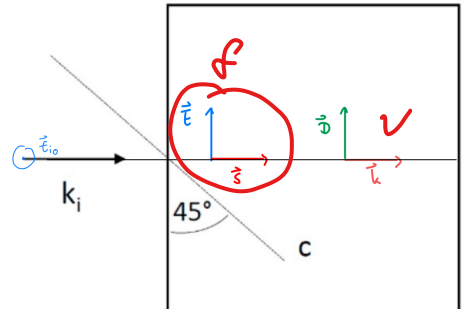
1,5/1,5

1,5/2

Außereordentlicher Strahl:



Ordentlicher Strahl:



b) Die zur optischen Achse senkrecht einfallende Strahlen werden nicht abgelenkt (ordentlicher Strahl).

(außerordentlicher Strahl)

Die Komponente, die in der Ebene der optischen Achse liegt kann nun in zwei Komponenten zerlegt werden:

Eine senkrecht zur opt. Achse: $E_1 = |\vec{E}| \sin(45^\circ)$ u. $E_{||} = |\vec{E}| \cos(45^\circ)$



Der außerordentliche Strahl wird abgelenkt, wobei der Brechungsindex n_{eff} von $E_{||}$ u. E_1 bzw. n_p u. n_s abhängt:

$$n_{eff} = \sqrt{n_p^2 \cos^2(45^\circ) + n_s^2 \sin^2(45^\circ)} = \sqrt{(1,486)^2 \cdot 0,5 + (1,658)^2 \cdot 0,5} = 1,577$$

Der Winkel zwischen außerordentlichem u. ordentlichem Strahl hängt nun von der Differenz beider

Brechungsindizes ab: $\sin(\alpha) = | \frac{1}{n_s} - \frac{1}{n_{eff}} | \Rightarrow \alpha = \arcsin(| \frac{1}{n_s} - \frac{1}{n_{eff}} |) = 2,8^\circ$

f



Der außerordentliche Strahl wird nach oben abgelenkt.

0/2

④ $\vec{E}(t, z) = E_0 \begin{pmatrix} \cos(\omega t - kz) \\ \cos(\omega t - kz) \\ 0 \end{pmatrix}$

4/4

a) Die Welle ist linear gleichmaßen in x- und y-Richtung polarisiert. ✓

b) $\vec{E}_1 = E_0 \begin{pmatrix} \cos(\omega t - kz) \\ \cos(\omega t - kz - \frac{\pi}{2}) \\ 0 \end{pmatrix} \Rightarrow$ zirkuläre Polarisation ✓

c) $\vec{E}_2 = E_0 \begin{pmatrix} \cos(\omega t - kz) \\ \cos(\omega t - kz - \pi) \\ 0 \end{pmatrix} = E_0 \begin{pmatrix} \cos(\omega t - kz) \\ -\cos(\omega t - kz) \\ 0 \end{pmatrix} \Rightarrow$ lineare Polarisation, ✓

$E_{0y} = -E_{0z} \Leftrightarrow$ Spiegelung an der x-Achse im Vergleich zu a)

d) $\vec{E}_3 = E_0 \begin{pmatrix} \cos(\omega t - kz - \frac{\pi}{2}) \\ \cos(\omega t - kz - \frac{\pi}{2}) \\ 0 \end{pmatrix} \Rightarrow$ lineare Polarisation wie in a), nur Phasenverschoben ✓

e) f_s muss sich um ein doppelbrechendes Material handeln.

$d = \frac{\lambda_0}{4} \frac{1}{n_{\perp} - n_{||}}$ ✓