

## Hinweis

Die vorliegende Lösung wurde im Rahmen der jeweiligen Lehrveranstaltung an der Universität Bonn erstellt. Sofern im oberen Teil der ersten Seite oder auf der unten angegebenen Webseite nicht anders vermerkt, wurde diese Lösung von mir, Marvin Zanke, alleine angefertigt und eingereicht. Bei allem in einer anderen Farbe als dem üblichen Blau handelt es sich in der Regel um Korrekturen von mir oder des Tutors. Für mehr Informationen und meine gesamten Unterlagen, siehe:

<https://www.physics-and-stuff.com/>

**Ich erhebe keinen Anspruch auf Richtigkeit und Vollständigkeit der vorliegenden Lösungen! Dies gilt ebenso für obengenannte Korrekturen.**

Dieses Werk von [Marvin Zanke](#) ist lizenziert unter einer [Creative Commons Namensnennung – Nicht-kommerziell – Weitergabe unter gleichen Bedingungen 4.0 International Lizenz](#).

Physik III Blatt 3

g) Es gilt nach dem Reflexionsgesetz

dass Einfallswinkel = Ausfallswinkel.

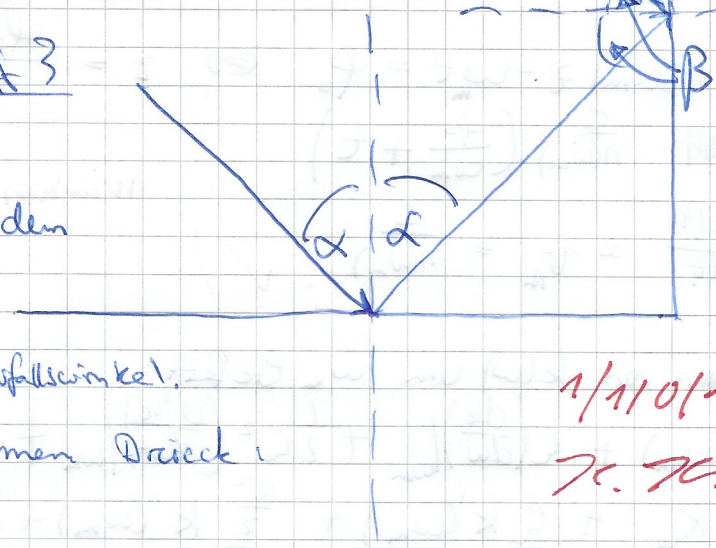
Außerdem gilt in einem Dreieck:

$$90 - \alpha = \beta$$

Addiert man alle betreffenden Winkel, so ~~sollte~~ sollte  $180^\circ$  rauskommen.

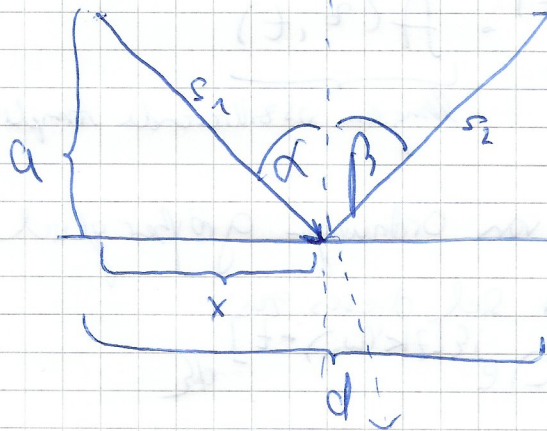
$$\Rightarrow \alpha + \alpha + (90 - \alpha) + (90 - \alpha) = 180^\circ$$

Also wird einfallendes Licht immer unter  $180^\circ$  reflektiert. ✓



1/11/11  
J. Kin

12)



$$t = t_1 + t_2 = \frac{s_1}{c_1} + \frac{s_2}{c_2} = \frac{s_1}{c} + \frac{s_2}{c}$$

$$= \frac{\sqrt{x^2 + a^2}}{c} + \frac{\sqrt{(d-x)^2 + a^2}}{c}$$

$$\frac{dt}{dx} = \frac{1 \cdot 2x}{2\sqrt{x^2 + a^2} \cdot c} + \frac{1 \cdot 2(d-x) \cdot (-1)}{2\sqrt{(d-x)^2 + a^2} \cdot c} = \frac{x}{c\sqrt{x^2 + a^2}} - \frac{d-x}{c\sqrt{(d-x)^2 + a^2}}$$

$$= \frac{\sin \alpha}{c} - \frac{\sin \beta}{c} \stackrel{!}{=} 0 \Leftrightarrow \sin \alpha = \sin \beta$$

$\Leftrightarrow \alpha = \beta$  im Intervall  $[0, 2\pi)$  ?

10)

$$E(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) e^{i(k(\omega)z - \omega t)} d\omega$$

mit  $k(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega)$  und

$$E(\omega) = 2\pi E_0 \delta(\omega - \omega_m)$$

$$\Rightarrow E(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} 2\pi E_0 \delta(\omega - \omega_m) e^{i(k(\omega)z - \omega t)} d\omega$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} E_0 \delta(\omega - \omega_m) e^{i(k(\omega)z - \omega t)} d\omega = E_0 e^{i(k(\omega_m)z - \omega_m t)}$$

$\frac{\pi}{2}$  ?



Mit  $k(\omega_m) z - \omega_m t = \varphi_0 \Leftrightarrow z = \frac{\varphi_0 + \omega_m t}{k(\omega_m)} = \frac{\varphi_0 + \omega_m t}{\frac{\omega_m}{c} n(\omega_m)}$

$\Leftrightarrow z(t) = \frac{c}{n(\omega_m)} \left( \frac{\varphi_0}{\omega_m} + t \right)$

$\frac{dz(t)}{dt} = v_m = \frac{c}{n(\omega_m)}$  ✓

Warum ist das so?

b) Taylor von  $k(\omega)$  um  $\omega_m$  liefert:

$k(\omega_m) + c \left( \frac{dk}{d\omega} \right)_{\omega_m} + \frac{1}{2} c^2 \left( \frac{d^2k}{d\omega^2} \right)_{\omega_m} + \dots$  mit  $\xi = \omega - \omega_m$   
 $= k_{\omega_m} + c k'(\omega_m) + \frac{c^2}{2} k''(\omega_m) + \dots$   $\frac{dk}{d\omega} = 1/c \Rightarrow dk = d\omega$

$E(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega_m + \xi) e^{i[k(\omega_m + \xi)z - (\omega_m + \xi)t]} d\xi$

$= \frac{1}{2\pi} e^{i(k_{\omega_m} z - \omega_m t)} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega_m + \xi) e^{i\xi [k'(\omega_m)z + \frac{c}{2} k''(\omega_m)\xi - t]} d\xi$

$= \underbrace{\frac{1}{2\pi} e^{i(k_{\omega_m} z - \omega_m t)}}_{\text{oszilliert mit } \omega_m} \cdot \underbrace{A(z, t)}_{\text{langsam oszillierende Amplitude (zeit und ortabhängig)}}$

langsam oszillierende Amplitude (zeit und ortabhängig)

Durch vernachlässigen von Ordnungen größer gleich 2 im

dem Integral vereinfacht sich dieses zu:

$A(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega_m + \xi) e^{i\xi [zk'(\omega_m) - t]} d\xi$

Diese langsamer oszillierende, einhüllende Welle hat die neue Phase

$\varphi_0 = z \left( \frac{dk}{d\omega} \right)_{\omega_m} - t \Leftrightarrow z = \frac{\varphi_0 + t}{\left( \frac{dk}{d\omega} \right)_{\omega_m}}$

$\Rightarrow \dot{z} = \frac{1}{\left( \frac{dk}{d\omega} \right)_{\omega_m}} = \frac{d\omega_m}{dk} = v_{gr.}$

✓



11)  $n(\omega) = 1 + \frac{Ne^2}{2\epsilon_0 m (\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma)}$ ,  $N$ : Anz. Elektr./m<sup>3</sup> Beitrag zur Polarisation,  $\gamma$ : Linienbreite der Resonanz

Es gilt:  $(\omega^2 - \omega_0^2) = (\omega - \omega_0)(\omega + \omega_0) \approx 2\omega(\omega - \omega_0)$   
für  $\omega_0 \approx \omega$

reicht nicht  $\rightarrow OP$