

Lösungsvorschlag zu EMW Übungsblatt 08

Abgabe bis zum 10.01.2022 um 12:00 via ILIAS

Lösung zu Aufgabe 14:

Wir untersuchen nun eine parallel polarisierte ebene Welle im freien Raum ($\varepsilon = \varepsilon_0$, $\mu = \mu_0$) mit

$$\underline{H}_e(\mathbf{r}, t) = \underline{H}_e \exp(j(\omega t - \mathbf{k}_e \cdot \mathbf{r})) \mathbf{e}_x,$$

die unter einem Winkel α_e auf einen idealen Leiter in der Ebene $y = 0$ trifft (an dem sie vollständig reflektiert wird) und sich in z -Richtung ausbreitet. Für den Fall $\alpha_e \rightarrow \pi/2$ weist die Welle nur

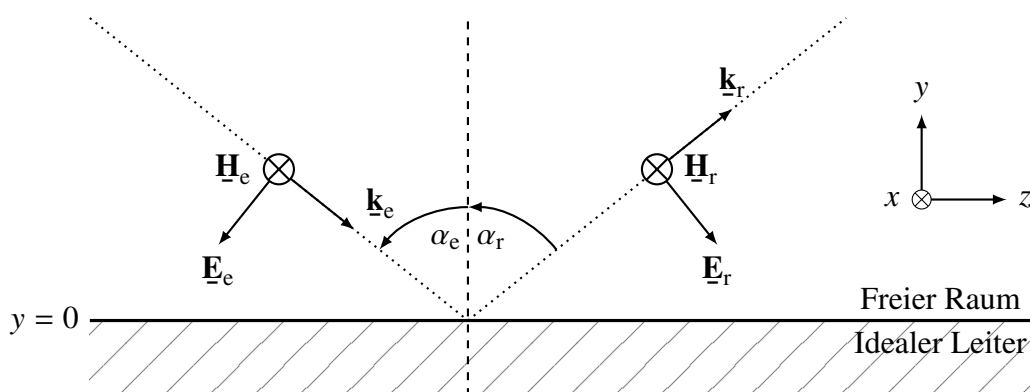


Abbildung 1

transversale Feldkomponenten auf und man spricht auch von einer transversalelektromagnetischen Welle (TEM-Welle). Neben der TEM-Welle, bei der sowohl das Magnetfeld als auch das elektrische Feld nur Transversalkomponenten besitzen, unterscheidet man noch die folgenden zwei Spezialfälle:

- Die parallel polarisierte bzw. transversal-magnetische Welle (TM-Welle): Hier besitzt das magnetische Feld keine Komponenten in Ausbreitungsrichtung, d.h. es gilt $\underline{H}_z = 0$ und $\underline{E}_z \neq 0$.
- Die senkrecht polarisierte bzw. transversal-elektrische Welle (TE-Welle): Hier besitzt das elektrische Feld keine Komponenten in Ausbreitungsrichtung, d.h. es gilt $\underline{H}_z \neq 0$ und $\underline{E}_z = 0$.

- a) Welche Aussagen können Sie über die tangentialen und normalen E- bzw. H-Feldkomponenten an der Grenzfläche zu dem idealen Leiter treffen?

Hinweis: Ziehen Sie die Grenzflächenbeziehungen elektromagnetischer Wellen aus der Vorlesung heran.

Ges: Aussagen über die tangentialen/normalen E- bzw. H-Feldkomponenten am idealen Leiter

Geg: Grenzflächenbeziehungen

Für die tangentialen Feldkomponenten E_t bzw. H_t an der Grenzfläche zweier Medien gilt

$$\begin{aligned} H_{t,1} - H_{t,2} &= i' \\ E_{t,1} - E_{t,2} &= 0, \end{aligned}$$

wobei i' der Oberflächenflächenstrom ist. Ersetzen wir das zweite Medium durch einen idealen Leiter, erhalten wir

$$\begin{aligned} H_{t,1} &= i' \\ E_{t,1} &= 0, \end{aligned}$$

da das Innere eines idealen Leiters stets feldfrei ist. Folglich geht am idealen Leiter ein tangenciales Magnetfeld mit einem Oberflächenstrom einher und die Tangentialkomponente des elektrischen Felds verschwindet.

Für die normalen Feldkomponenten E_n bzw. H_n an der Grenzfläche zweier Medien gilt

$$\begin{aligned} D_{n,1} - D_{n,2} &= \sigma \\ B_{n,1} - B_{n,2} &= 0, \end{aligned}$$

wobei σ die Oberflächenladung bezeichnet. Ersetzen wir das zweite Medium durch einen idealen Leiter, erhalten wir

$$\begin{aligned} D_{n,1} &= \sigma \\ B_{n,1} &= 0, \end{aligned}$$

da das Innere eines idealen Leiters stets feldfrei ist. Folglich geht am idealen Leiter ein normales D-Feld mit einer Flächenladung einher und die Normalkomponente des B-Felds verschwindet.

- b) Stellen Sie mithilfe von Abbildung 1 die Wellenvektoren $\underline{k}_e$ und $\underline{k}_r$ in Abhängigkeit des Einfallswinkels α_e bzw. α_r dar. Nehmen Sie dabei an, dass $k_e = k_r = k_0$.

Ges: Wellenvektoren $\underline{k}_e$ und $\underline{k}_r$

Geg: $k_e = k_r = k_0$, Einfallswinkel α_e bzw. α_r

Anhand geometrischer Überlegungen erhalten wir mit dem Reflexionsgesetz $\alpha = \alpha_e = \alpha_r$, dass

$$\begin{aligned} \underline{k}_e &= k_e \begin{pmatrix} 0 \\ -\cos \alpha_e \\ \sin \alpha_e \end{pmatrix} = k_0 \begin{pmatrix} 0 \\ -\cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix} \\ \underline{k}_r &= k_r \begin{pmatrix} 0 \\ \cos \alpha_r \\ \sin \alpha_r \end{pmatrix} = k_0 \begin{pmatrix} 0 \\ \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

- c) Geben Sie die einfallenden bzw. reflektierten elektrischen und magnetischen Felder an. Verwenden Sie dabei das Durchflutungsgesetz um die elektrischen Felder zu erhalten.

Ges: einfallende bzw. reflektierte elektrische und magnetische Felder $\underline{E}_e$, $\underline{E}_r$, $\underline{H}_r$

Geg: $\underline{H}_e$, Durchflutungsgesetz, Wellenvektoren aus b)

Mithilfe der Wellenvektoren können wir das einfallende magnetische Feld schreiben als

$$\underline{H}_e(\mathbf{r}, t) = \underline{H}_e \exp(j(\omega t - \underline{k}_e \cdot \mathbf{r})) \mathbf{e}_x = \underline{H}_e \exp(j(\omega t + k_0 \cos \alpha y - k_0 \sin \alpha z)) \mathbf{e}_x. \quad (1)$$

Da die einfallende Welle am Leiter vollständig reflektiert wird, gilt $\underline{H}_r = \underline{H}_e$ und analog zu $\underline{H}_e$

$$\underline{H}_r(\mathbf{r}, t) = \underline{H}_r \exp(j(\omega t - \mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r})) \mathbf{e}_x = \underline{H}_e \exp(j(\omega t - k_0 \cos \alpha y - k_0 \sin \alpha z)) \mathbf{e}_x. \quad (2)$$

Stellen wir das Durchflutungsgesetz

$$\nabla \times \underline{H} = \frac{\partial \underline{D}}{\partial t} = j \omega \epsilon_0 \underline{E}$$

nach dem elektrischen Feld um, erhalten wir

$$\underline{E} = -\frac{j}{\omega \epsilon_0} \nabla \times \underline{H}.$$

Damit können wir aus den einfallenden und reflektierten magnetischen Feldern die entsprechenden elektrischen Felder bestimmen. Für $\underline{E}_e$ erhalten wir mit (1) und $Z_0 = \frac{k_0}{\omega \epsilon_0}$

$$\begin{aligned} \underline{E}_e(\mathbf{r}, t) &= -\frac{j}{\omega \epsilon_0} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \underline{H}_e \exp(j(\omega t + k_0 \cos \alpha y - k_0 \sin \alpha z)) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= -\frac{j}{\omega \epsilon_0} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\partial}{\partial z} \underline{H}_e \exp(j(\omega t + k_0 \cos \alpha y - k_0 \sin \alpha z)) \\ -\frac{\partial}{\partial y} \underline{H}_e \exp(j(\omega t + k_0 \cos \alpha y - k_0 \sin \alpha z)) \end{pmatrix} \\ &= -\frac{j}{\omega \epsilon_0} \begin{pmatrix} 0 \\ -j k_0 \sin \alpha \\ -j k_0 \cos \alpha \end{pmatrix} \underline{H}_e \exp(j(\omega t + k_0 \cos \alpha y - k_0 \sin \alpha z)) \\ &= -Z_0 \underline{H}_e \begin{pmatrix} 0 \\ \sin \alpha \\ \cos \alpha \end{pmatrix} \exp(j(\omega t + k_0 \cos \alpha y - k_0 \sin \alpha z)). \end{aligned}$$

Auf dem gleichen Weg ermitteln wir $\underline{E}_r$ aus (2):

$$\begin{aligned} \underline{E}_r(\mathbf{r}, t) &= -\frac{j}{\omega \epsilon_0} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \underline{H}_e \exp(j(\omega t - k_0 \cos \alpha y - k_0 \sin \alpha z)) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= -\frac{j}{\omega \epsilon_0} \begin{pmatrix} 0 \\ -j k_0 \sin \alpha \\ j k_0 \cos \alpha \end{pmatrix} \underline{H}_e \exp(j(\omega t - k_0 \cos \alpha y - k_0 \sin \alpha z)) \\ &= -Z_0 \underline{H}_e \begin{pmatrix} 0 \\ \sin \alpha \\ -\cos \alpha \end{pmatrix} \exp(j(\omega t - k_0 \cos \alpha y - k_0 \sin \alpha z)). \end{aligned}$$

- d) Zeigen Sie, dass sich durch Superposition der einfallenden und reflektierten Welle in y-Richtung stehende Wellen ausbilden.

Ges: Nachweis der stehenden Welle in y-Richtung

Geg: Einfallende und reflektierte Felder

Das Feld im Halbraum $y > 0$ ergibt sich durch Superposition der einfallenden und reflektierten Anteile zu

$$\begin{aligned}\underline{\mathbf{H}} &= \underline{\mathbf{H}}_e + \underline{\mathbf{H}}_r \\ &= \underline{H}_e (\exp(j(\omega t + k_0 \cos \alpha y - k_0 \sin \alpha z)) + \exp(j(\omega t - k_0 \cos \alpha y - k_0 \sin \alpha z))) \mathbf{e}_x \\ &= \underline{H}_e (\exp(j k_0 \cos \alpha y) + \exp(-j k_0 \cos \alpha y)) \exp(j(\omega t - k_0 \sin \alpha z)) \mathbf{e}_x \\ &= 2\underline{H}_e \cos(k_0 \cos \alpha y) \exp(j(\omega t - k_0 \sin \alpha z)) \mathbf{e}_x.\end{aligned}$$

Mit $k_y = k_0 \cos \alpha$ und $k_z = k_0 \sin \alpha$ erhalten wir also

$$\underline{\mathbf{H}} = 2\underline{H}_e \cos(k_y y) \exp(j(\omega t - k_z z)) \mathbf{e}_x.$$

Die Nullstellen von $\underline{\mathbf{H}}$ entlang der y-Achse sind zeitunabhängig weshalb es sich bei der resultierenden Welle um eine in y-Richtung stehende Welle handelt.

Lösung zu Aufgabe 15:

Anstelle einer Herleitung der Feldverteilungen über das Verhalten einer elektromagnetischen Welle an einer ideal leitenden Platte (siehe Vorlesung), können wir die Feldbilder im Parallelplattenleiter auch direkt aus den Maxwell'schen Gleichungen herleiten. Dazu müssen wir lediglich geeignete Randbedingungen wählen.

Wir wollen uns im Folgenden mit der sich in z -Richtung ausbreitenden TM-Welle

$$\underline{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = \underline{\mathbf{E}}(x, y) \exp(j(\omega t - k_z z))$$

beschäftigen, für welche gemäß der Maxwell'schen Gleichungen im Allgemein gilt, dass

$$\begin{aligned} \underline{E}_x &= \frac{-j k_z}{\omega^2 \mu \varepsilon - k_z^2} \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial x} & \underline{E}_y &= \frac{-j k_z}{\omega^2 \mu \varepsilon - k_z^2} \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial y} \\ \underline{H}_x &= \frac{j \omega \varepsilon}{\omega^2 \mu \varepsilon - k_z^2} \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial y} & \underline{H}_y &= \frac{-j \omega \varepsilon}{\omega^2 \mu \varepsilon - k_z^2} \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial x} \end{aligned}$$

und

$$\frac{\partial^2 \underline{E}_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \underline{E}_z}{\partial y^2} + (\omega^2 \mu \varepsilon - k_z^2) \underline{E}_z = 0.$$

Ein Wellenleiter bestehe nun aus zwei in x - und z -Richtung unendlich ausgedehnten, ideal leitenden Platten im Abstand a , wie in Abbildung 2 dargestellt. Der Raum zwischen den Platten sei vakuumiert.

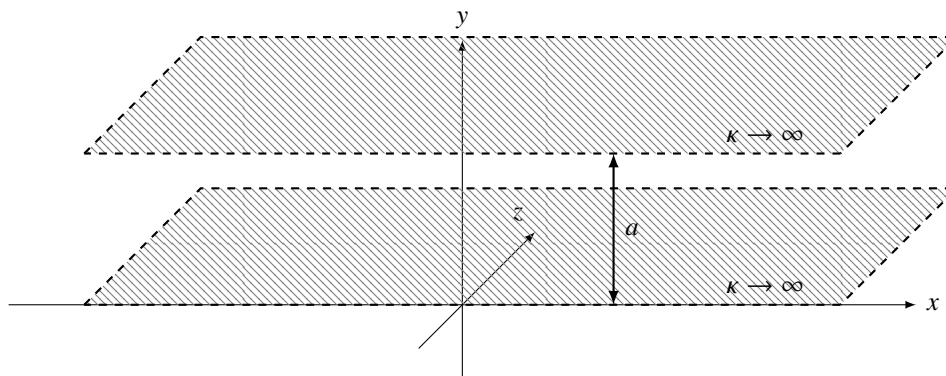


Abbildung 2

- a) Verwenden Sie die Definition der TM-Welle und die Maxwell'schen Gleichungen, um das E- und H-Feld einer TM-Welle zu berechnen, welche sich zwischen den Platten in positive z -Richtung ausbreitet. Lösen Sie dazu zunächst die Wellengleichung für $\underline{E}_z$.

Hinweis: Beachten Sie, dass die Platten in x -Richtung unendlich ausgedehnt sind, weshalb $\frac{\partial \underline{E}_z}{\partial x} = 0$. Verwenden Sie zudem die Randbedingung $\underline{E}_z(y = 0) = \underline{E}_z(y = a) = 0$.

Ges: E- und H-Feld der TM-Welle

Geg: $\frac{\partial \underline{E}_z}{\partial x} = 0$, $\underline{E}_z(y = 0) = \underline{E}_z(y = a) = 0$

Wegen $\frac{\partial \underline{E}_z}{\partial x} = 0$ ergibt sich die Wellengleichung für $\underline{E}_z$ zu

$$\frac{\partial^2 \underline{E}_z}{\partial y^2} + (\omega^2 \mu \varepsilon - k_z^2) \underline{E}_z = 0$$

Mit $k_y^2 = \omega^2 \mu \varepsilon - k_z^2$ haben die Lösungen dieser Gleichung die Form¹

$$\underline{E}_z = \underline{A} \sin(k_y y) + \underline{B} \cos(k_y y), \quad \text{mit } \underline{A}, \underline{B} \in \mathbb{C}.$$

Da $\underline{E}_z$ Tangentialkomponente des E-Felds ist, gilt für $y = 0$ und $y = a$ die Randbedingung $\underline{E}_z = 0$. Wegen

$$\underline{E}_z(y = 0) = \underline{A} \cdot 0 + \underline{B} \cdot 1 = \underline{B}$$

muss in jedem Fall $\underline{B} = 0$ erfüllt sein. Für $\underline{A} = 0$ erhalten wir die triviale Lösung, gemäß der kein Feld im Wellenleiter existieren würde. Andernfalls, d.h. für $\underline{A} \neq 0$ muss gelten, dass

$$\underline{E}_z(y = a) = \underline{A} \sin(k_y a) = 0 \quad \implies \quad k_y = \frac{n\pi}{a}, \quad n \in \mathbb{N},$$

erfüllt ist. Damit erhalten wir

$$\underline{E}_z = \underline{A} \sin\left(\frac{n\pi}{a} y\right)$$

Aus $\underline{E}_z$ ergeben sich schließlich die transversalen Komponenten des elektrischen bzw. des magnetischen Felds. Wegen $\frac{\partial \underline{E}_z}{\partial x} = 0$ sehen wir sofort, dass $\underline{E}_x = \underline{H}_y = 0$ gelten muss. Für $\underline{E}_y$ und $\underline{H}_x$ ergibt sich

$$\begin{aligned} \underline{E}_y &= \frac{-j k_z}{k_y^2} \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial y} = \frac{-j k_z}{k_y} \underline{A} \cos(k_y y) \\ \underline{H}_x &= \frac{j \omega \varepsilon}{k_y^2} \frac{\partial \underline{E}_z}{\partial y} = \frac{j \omega \varepsilon}{k_y} \underline{A} \cos(k_y y). \end{aligned}$$

- b) Vergleichen Sie Ihre Ergebnisse für die magnetischen Feldkomponenten mit denen aus Aufgabe 14 Teil d).

Ges: Vergleich zu Ergebnis aus A14 d)

Geg: Aus A14 d): $\underline{H} = 2\underline{H}_e \cos(k_y y) \exp(j(\omega t - k_z z)) \mathbf{e}_x$

Die in Teil a) ermittelten Komponenten müssen zunächst wieder in den übergeordneten Ansatz für die TM-Welle

$$\underline{E}(\mathbf{r}, t) = \underline{E}(x, y) \exp(j(\omega t - k_z z))$$

eingesetzt werden, um mit dem Ergebnis aus A14 d) vergleichbar zu sein. So erhalten wir für das magnetische Feld im Parallelplattenleiter

$$\underline{H} = \frac{j \omega \varepsilon}{k_y} \underline{A} \cos(k_y y) \exp(j(\omega t - k_z z)) \mathbf{e}_x.$$

Offensichtlich unterscheiden sich die Ergebnisse ausschließlich in der Skalierung. Da $\underline{A} \in \mathbb{C}$ beliebig ist, können wir durch geeignete Wahl von $\underline{A}$ das identische Ergebnis erhalten:

$$\frac{j \omega \varepsilon}{k_y} \underline{A} = 2\underline{H}_e \quad \iff \quad \underline{A} = -j \frac{2k_y}{\omega \varepsilon} \underline{H}_e.$$

¹Aufgrund der Invarianz des Parallelplattenleiters entlang x muss auch k_x null sein.

- c) Skizzieren Sie die E_z -Komponenten ($E_z = \Re\{E_z\}$) der ersten zwei Moden des Parallelplattenleiters.

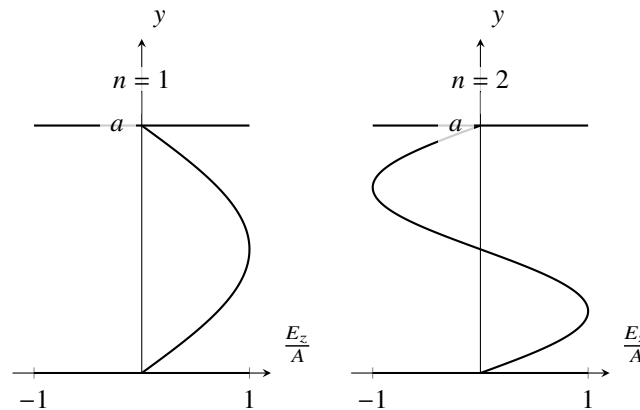


Abbildung 3

- d) Berechnen Sie die Phasenkonstante in Ausbreitungsrichtung k_z . Ab welcher Frequenz kann sich eine TM-Welle im Wellenleiter ausbreiten?

Ges: Phasenkonstante k_z , Grenzfrequenz f_c der TM-Welle

Geg: Wellenzahl im Vakuum k_0 , transversale Phasenkonstante k_y

Zur Bestimmung der Phasenkonstante k_z verwenden wir die folgende Beziehung

$$k_0^2 = k_y^2 + k_z^2.$$

Da wir nur die Ausbreitung in positive z -Richtung betrachten, gilt damit

$$\begin{aligned} k_z &= \sqrt{k_0^2 - k_y^2} \\ &= \sqrt{\frac{\omega^2}{c_0^2} - \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2} \\ &= \frac{\omega}{c_0} \sqrt{1 - \left(\frac{n\pi c_0}{\omega a}\right)^2} \\ &= \frac{2\pi f}{c_0} \sqrt{1 - \left(\frac{nc_0}{2fa}\right)^2} \\ &= \frac{2\pi f}{c_0} \sqrt{1 - \frac{k_y^2}{k_0^2}}. \end{aligned}$$

Solange die Phasenkonstante reell ist, breitet sich im Wellenleiter eine Welle in positive oder negative z -Richtung aus. Wird jedoch der Ausdruck in der Wurzel kleiner als null, erhalten wir ein rein imaginäres k_z wodurch keine Wellenausbreitung mehr möglich ist. Dementsprechend können wir folgendermaßen die Grenzfrequenz $f_{c,n}$ der n -ten Wellenleitermode bestimmen:

$$1 - \left(\frac{nc_0}{2f_{c,n}a}\right)^2 = 0 \quad \Longleftrightarrow \quad f_{c,n}^2 = \left(\frac{nc_0}{2a}\right)^2 \quad \Longleftrightarrow \quad f_{c,n} = \frac{nc_0}{2a}.$$

Dieses Ergebnis zeigt, dass die Grenzfrequenz proportional zur Modenzahl ist. Die geringste Grenzfrequenz weist folglich die Mode mit $n = 1$ auf:

$$f_c = \frac{c_0}{2a}.$$

- e) Zeigen Sie rechnerisch, dass eine Welle, welche die Grenzfrequenz unterschreitet, im Wellenleiter nicht ausbreitungsfähig ist.

Ges: Nachweis, dass unterhalb der Grenzfrequenz keine Wellenausbreitung möglich ist

Geg: Schwingungsfrequenz $f < f_c$

Ist die Schwingungsfrequenz kleiner als die Grenzfrequenz f_c , gilt für die Phasenkonstante $k_z = \pm j k_z^{(i)}$ mit $k_z^{(i)} \in \mathbb{R}$. Dann erhalten wir für eine Welle, die sich in positive z -Richtung ausbreitet, eine z -Abhängigkeit gemäß

$$\underline{E}_z \propto \exp(-j k_z z) = \exp(\pm k_z^{(i)} z).$$

Betrachten wir den Fall des negativen Vorzeichens im Exponenten, beobachten wir ein exponentielles Abklingen von $\underline{E}_z$ entlang z ; es findet folglich keine Wellenausbreitung statt.

Anmerkung: Wählen wir stattdessen das positive Vorzeichen im Exponenten erhalten wir keine physikalisch sinnvolle Lösung, da damit eine exponentielle Verstärkung der komplexen Amplitude $\underline{E}_z$ einhergehen würde.

- f) Bestimmen Sie Phasen- und Gruppengeschwindigkeit der Welle. Erklären Sie außerdem, weshalb die Phasengeschwindigkeit größer als die Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 sein kann.

Ges: Phasen- & Gruppengeschwindigkeit

Geg: Phasenkonstante k_z

Wir erhalten die Phasengeschwindigkeit gemäß (für ausbreitungsfähige Wellen gilt stets $k_y \leq k_0$)

$$v_{\text{ph}} = \frac{\omega}{k_z} = \frac{2\pi f}{\frac{2\pi f}{c_0} \sqrt{1 - \left(\frac{nc_0}{2fa}\right)^2}} = \frac{c_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{nc_0}{2fa}\right)^2}} = \frac{c_0}{\sqrt{1 - \frac{k_y^2}{k_0^2}}} > c_0.$$

Wir erhalten die Gruppengeschwindigkeit gemäß

$$v_{\text{gr}} = \frac{d\omega}{dk_z} = \frac{1}{\frac{dk_z}{d\omega}} = \left(\frac{\frac{\omega}{c_0^2}}{\sqrt{\frac{\omega^2}{c_0^2} - \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2}} \right)^{-1} = \left(\frac{\frac{\omega}{c_0^2}}{\frac{\omega}{c_0} \sqrt{1 - \left(\frac{n\pi c_0}{\omega a}\right)^2}} \right)^{-1} = c_0 \sqrt{1 - \frac{k_y^2}{k_0^2}} < c_0.$$

Infolgedessen gilt offenbar $v_{\text{ph}} v_{\text{gr}} = c_0^2$. Im Parallelplattenleiter ist die Gruppengeschwindigkeit daher stets kleiner und die Phasengeschwindigkeit stets größer als die Vakuumlichtgeschwindigkeit.

Doch wieso kann die Phasengeschwindigkeit größer als die Vakuumlichtgeschwindigkeit sein? Die Phasenfront der sich in z -Richtung ausbreitenden TM-Welle kann als Überlagerung zweier ebener Vakuumwellen betrachtet werden, die an den Wänden des Wellenleiters reflektiert werden.

Die Phasengeschwindigkeit der TM-Welle im Wellenleiter ist die Geschwindigkeit, mit der sich das Feldbild bzw. Interferenzmuster aus der Superposition der Einzelwellen in z -Richtung bewegt. Diese Geschwindigkeit ist größer als die Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 . Dieses Verhalten ist analog zu dem Schließen einer Schere deren Klingen sich mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit aufeinander zubewegen: Der Punkt, an dem sich die Klingen treffen bewegt sich dabei schneller als die Klingen selbst.

Anhand von Abbildung 4 wird zudem anschaulich klar, dass sich ein Wellenpaket nur mit der Gruppengeschwindigkeit $v_{\text{gr}} < c_0$ in z -Richtung ausbreiten kann, da die einzelnen Wellen aufgrund des schrägen Einfalls einen längeren Weg als die eigentliche Wellenleiterlänge zurücklegen müssen.

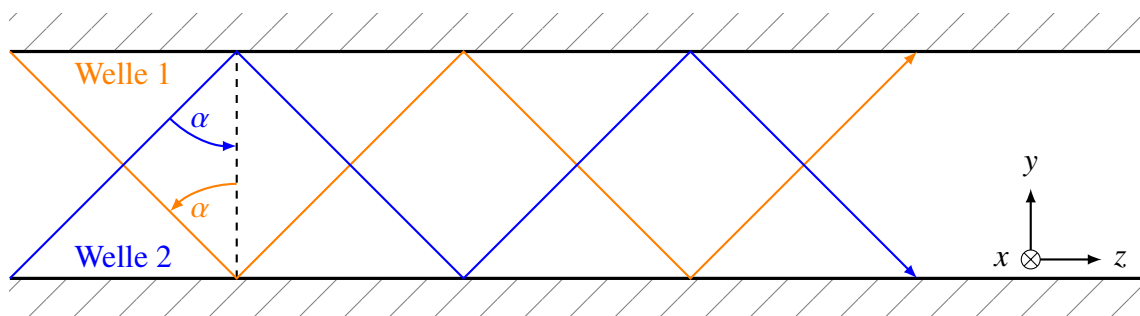


Abbildung 4: Beispielhafte Zickzack-Pfade zur Veranschaulichung der Ausbreitung durch den Wellenleiter, α bezeichnet den Einfallswinkel auf die Leiterplatten.

Fragen und Anregungen:

Bitte nutzen Sie das ILIAS Forum wann immer es möglich ist. Auf diese Weise können alle, die an der Veranstaltung EMW teilnehmen, von den Antworten sowie der entstehenden Diskussion profitieren. Unabhängig davon erreichen Sie uns bei Bedarf wie folgt

Prof. Dr.-Ing. Sebastian Randel: sebastian.randel@kit.edu

Patrick Matalla: patrick.matalla@kit.edu

Jonas Krimmer: jonas.krimmer@kit.edu