

① a) $(\Delta - \frac{1}{c^2} \partial_t^2) \vec{E} = 0$, einsetzen von $\vec{E} = E_0 \frac{\cos(kz - \omega t)}{\rho} \hat{e}_r$ ergibt mit dem Laplace-Operator in Zylinderkoordinaten $\Delta f = \frac{1}{\rho} \partial_\rho (\rho \partial_\rho f) + \frac{1}{\rho^2} \partial_\varphi^2 f + \partial_z^2 f$:

$$\frac{1}{\rho} \partial_\rho (\rho \partial_\rho (E_0 \frac{\cos(kz - \omega t)}{\rho} \hat{e}_r)) + \frac{1}{\rho^2} \partial_\varphi^2 (E_0 \frac{\cos(kz - \omega t)}{\rho} \hat{e}_r) + \partial_z^2 (E_0 \frac{\cos(kz - \omega t)}{\rho} \hat{e}_r) = \partial_z^2 (E_0 \frac{\cos(kz - \omega t)}{\rho} \hat{e}_r)$$

$$\Leftrightarrow \frac{1}{\rho} \partial_\rho (-\rho E_0 \frac{\cos(kz - \omega t)}{\rho^2} \hat{e}_r) + \frac{1}{\rho^2} E_0 \cos(kz - \omega t) \underbrace{\begin{pmatrix} -\cos\varphi \\ -\sin\varphi \\ 0 \end{pmatrix}}_{= -\hat{e}_\varphi} - \frac{k^2 E_0 \cos(kz - \omega t)}{\rho} \hat{e}_r = -\frac{E_0}{\rho} \omega^2 \cos(kz - \omega t) \hat{e}_r$$

$$\Leftrightarrow (E_0 \frac{\cos(kz - \omega t)}{\rho^3} - E_0 \frac{\cos(kz - \omega t)}{\rho^3} - \frac{k^2 E_0 \cos(kz - \omega t)}{\rho}) \hat{e}_r = -\frac{E_0}{\rho} \omega^2 \cos(kz - \omega t) \hat{e}_r$$

$$\Leftrightarrow -\frac{E_0}{\rho} k^2 \cos(kz - \omega t) \hat{e}_r = -\frac{E_0}{\rho} \omega^2 \cos(kz - \omega t) \hat{e}_r \quad \text{mit } \omega^2 = c^2 k^2 \Rightarrow \omega = \sqrt{c} \quad \text{f}$$

$$(\Delta - \frac{1}{c^2} \partial_t^2) \vec{B} = (\Delta - \frac{1}{c^2} \partial_t^2) \frac{E_0}{c} \frac{\cos(kz - \omega t)}{\rho} \hat{e}_\varphi = \frac{1}{\rho} \partial_\rho (\rho \partial_\rho (\frac{E_0}{c} \frac{\cos(kz - \omega t)}{\rho} \hat{e}_\varphi)) + \frac{1}{\rho^2} \partial_\varphi^2 (\frac{E_0}{c} \frac{\cos(kz - \omega t)}{\rho} \hat{e}_\varphi) + \partial_z^2 (\frac{E_0}{c} \frac{\cos(kz - \omega t)}{\rho} \hat{e}_\varphi)$$

$$= \partial_z^2 (\frac{E_0}{c} \frac{\cos(kz - \omega t)}{\rho} \hat{e}_\varphi)$$

$$\Leftrightarrow \frac{E_0}{c \rho^3} \cos(kz - \omega t) \hat{e}_\varphi - \frac{E_0}{c \rho^3} \cos(kz - \omega t) \hat{e}_\varphi - \frac{E_0}{c \rho} k^2 \cos(kz - \omega t) \hat{e}_\varphi = -\frac{E_0}{c \rho} \omega^2 \cos(kz - \omega t) \hat{e}_\varphi \quad \text{mit } \omega^2 = c^2 k^2$$

2/5

b) Da es sich um ideale Leiter (metallische Oberflächen) handelt, gelten die Bedingungen $\vec{n} \times \vec{E} = 0$ und $\vec{n} \cdot \vec{B} = 0$ auf der Oberfläche des inneren Leiters und der inneren Hohlwandfläche mit der Flächennormale $\vec{n}$.

$\vec{E}$ und $\vec{B}$ müssen also die Randbedingungen

$$1) \hat{e}_r \times \vec{E}|_{\rho=a} = 0$$

$$3) \hat{e}_r \cdot \vec{B}|_{\rho=a} = 0$$

$$2) -\hat{e}_r \times \vec{E}|_{\rho=b-a} = 0$$

$$4) -\hat{e}_r \cdot \vec{B}|_{\rho=b-a} = 0$$

erfüllen. Einsetzen von $\vec{E} = \frac{E_0}{\rho} \cos(kz - \omega t) \hat{e}_r$ und $\vec{B} = \frac{E_0}{c \rho} \cos(kz - \omega t) \hat{e}_\varphi$ ergibt:

$$1) \hat{e}_r \times \frac{E_0}{\rho} \cos(kz - \omega t) \hat{e}_r = 0$$

$$3) \hat{e}_r \cdot \frac{E_0}{c \rho} \cos(kz - \omega t) \hat{e}_\varphi = 0$$

$$2) -\hat{e}_r \times \frac{E_0}{c \rho} \cos(kz - \omega t) \hat{e}_r = 0$$

$$4) \hat{e}_r \cdot \frac{E_0}{c \rho} \cos(kz - \omega t) \hat{e}_\varphi = 0$$

Die Lösungen erfüllen also die Randbedingungen.

5/5

c) $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \oint_{\partial V} \lambda(z, t) \cdot \vec{n} \cdot d\vec{A}$ ↖ innerer Leiter $\rightarrow 0$

Integrationsvolumen ist ein infinitesimal ausgedehnter, unendlich langer Zylinder

$\Leftrightarrow \int_V dV \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V dV \lambda(z, t)$

Folgt nicht, Funktionaldeterminante beachten

$\Leftrightarrow \int_V \vec{E} \cdot \vec{n} dA = \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_0^R \vec{E} \cdot \vec{e}_\rho \rho d\varphi dz = \int_{-\infty}^{\infty} 2\pi R E_\rho dz = \int_{-\infty}^{\infty} 2\pi R E_0 \cos(kz - \omega t) dz = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\lambda}{\epsilon_0} dz$

$\hookrightarrow \lambda = 2\pi \epsilon_0 E_0 \cos(kz - \omega t) = \frac{dq}{dz}$ ✓

$\Rightarrow dq = 2\pi \epsilon_0 E_0 \cos(kz - \omega t) dz //$

4/5

d) $\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} (\vec{E} \times \vec{B}) = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{E_0}{\rho} \cos(kz - \omega t) \vec{e}_\rho \times \frac{E_0}{c\rho} \cos(kz - \omega t) \vec{e}_\varphi \right) = \frac{E_0^2}{\mu_0 c \rho^2} \cos^2(kz - \omega t) \vec{e}_z$

$w_{\text{em}} = \frac{1}{2} (\epsilon_0 \vec{E}^2 + \frac{1}{\mu_0} \vec{B}^2) = \frac{1}{2} \left(\epsilon_0 \frac{E_0^2}{\rho^2} \cos^2(kz - \omega t) + \frac{1}{\mu_0} \frac{E_0^2}{c^2 \rho^2} \cos^2(kz - \omega t) \right) = \frac{E_0^2}{2\rho^2} \cos^2(kz - \omega t) \left(\epsilon_0 + \frac{1}{\mu_0 c^2} \right)$

$\frac{\vec{S}}{w_{\text{em}}} = \frac{\frac{E_0^2}{\mu_0 c \rho^2} \cos^2(kz - \omega t) \vec{e}_z}{\frac{E_0^2}{2\rho^2} \cos^2(kz - \omega t) \left(\epsilon_0 + \frac{1}{\mu_0 c^2} \right)} = \frac{2}{\epsilon_0 \mu_0 c + 1} \vec{e}_z$

Kann einheitenmäßig nicht sein

$\vec{S}$ ist die Energiestromdichte des elektromagnetischen Felds, welche hier in $\vec{e}_z$ -Richtung zeigt und oszilliert betragslich mit Ort und Zeit.

w_{em} ist die Energiedichte (Energie des elektromagnetischen Felds pro Volumen) und oszilliert ebenfalls betragslich mit Ort und Zeit.

Das Verhältnis der beiden Größen ist jedoch konstant und beschreibt im physikalischen Sinne das Verhältnis strömender Energie pro Fläche zur Gesamtenergie pro Volumen.

Die Größe $\frac{\vec{S}}{w_{\text{em}}}$ hat die Einheit $\frac{[\vec{S}]}{[w_{\text{em}}]} = \frac{\text{Energie}}{\text{Fläche} \cdot \text{Zeit}} \cdot \frac{\text{Volumen}}{\text{Energie}} = \frac{\text{Fläche} \cdot \text{Strecke}}{\text{Fläche} \cdot \text{Zeit}}$
 $= \frac{\text{Strecke}}{\text{Zeit}}$, also eine Geschwindigkeit.

6/10

② a) $\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi - \partial_t \vec{A}$
 $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$

Es fehlt überall ein $\theta(z-b-\rho)$ bzw. die Einschränkung, dass alles nur für $ct < \rho$ gilt

Mit der Lorentzbedingung $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{1}{c^2} \partial_t \phi = 0$. Mit der Lorenz-Eichung haben wir die Wellengleichungen:

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \partial_t^2\right) \phi = h_E(r, t) \quad \text{mit den zunächst unbestimmten Inhomogenitäten } h_E, h_B.$$

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \partial_t^2\right) \vec{A} = h_B(\vec{r}, t)$$

Es gilt für die Greensche Funktion $G^\pm(\vec{r}, t, \vec{r}', t') = \frac{1}{4\pi} \frac{\delta(t-t' \mp \frac{1}{c} |\vec{r} - \vec{r}'|)}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$ (Skript S. 1.)

$$\iint \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \partial_t^2\right) G^\pm(\vec{r}, t, \vec{r}', t') h(\vec{r}', t') d^3r' dt' = \iint \delta(\vec{r} - \vec{r}') \delta(t - t') h(\vec{r}', t') d^3r' dt'$$

$$\psi = \iint G^\pm(\vec{r}, t, \vec{r}', t') h(\vec{r}', t') d^3r' dt' + \psi_h \leftarrow \text{homogene Lösung}$$

$$= \iint \frac{1}{4\pi} \frac{\delta(t-t' \mp \frac{1}{c} |\vec{r} - \vec{r}'|)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \delta(t-t' \mp \frac{1}{c} |\vec{r} - \vec{r}'|) h(\vec{r}', t') d^3r' dt' + \psi_h = \int \frac{1}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}'|} h(\vec{r}', t' \mp \frac{1}{c} |\vec{r} - \vec{r}'|) d^3r' + \psi_h$$

Es ergeben sich also die retardierten Potentiale

$$\left(\text{mit } \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \partial_t^2\right) \phi^+ = \frac{\rho}{\epsilon_0} \text{ und } \left(\Delta - \frac{1}{c^2} \partial_t^2\right) \vec{A}^+ = \mu_0 \vec{j} \text{ und } \psi_h = 0\right)$$

$$\phi(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \rho(\vec{r}', t - \frac{1}{c} |\vec{r} - \vec{r}'|) \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad \text{aber da } \rho(\vec{r}, t) = 0 \Rightarrow \phi(\vec{r}, t) = 0$$

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \int_{\mathbb{R}^3} d^3r' \frac{\mu_0}{4\pi} \vec{j}(\vec{r}', t - \frac{1}{c} |\vec{r} - \vec{r}'|) \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad \text{Hierbei ist } \vec{j} = I \cdot \theta(t) \delta(x) \delta(y) \hat{e}_z$$

$$= \frac{\mu_0 I_0}{4\pi} \int_{\mathbb{R}^3} \theta\left(t - \frac{1}{c} \sqrt{\rho^2 + (z-z')^2}\right) \delta(x) \delta(y) \frac{\hat{e}_z}{\sqrt{\rho^2 + (z-z')^2}} dx dy dz'$$

$$= \frac{\mu_0 I_0}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \theta\left(t - \frac{1}{c} \sqrt{\rho^2 + (z-z')^2}\right) \frac{\hat{e}_z}{\sqrt{\rho^2 + (z-z')^2}} dz'$$

$$\vec{r} - \vec{r}' = \begin{pmatrix} \rho \sin \varphi \\ \rho \cos \varphi \\ z - z' \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow |\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{\rho^2 + (z-z')^2}$$

Wegen kontinuierlicher Translationsymmetrie wird $z=0$ gewählt:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \frac{\mu_0 I_0}{4\pi} \int_{-\sqrt{t^2 c^2 - \rho^2}}^{\sqrt{t^2 c^2 - \rho^2}} \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + z'^2}} \hat{e}_z dz' \quad \left| \begin{array}{l} \text{Grenzen aus der Heaviside-Fkt} \\ \Theta(ct - \rho) \end{array} \right.$$

(✓)

Subst. $u = \frac{z'}{\rho} \Rightarrow \rho du = dz'$

$$= \frac{\mu_0 I_0}{4\pi} \int_{-\sqrt{t^2 c^2 - \rho^2} \cdot \frac{1}{\rho}}^{\sqrt{t^2 c^2 - \rho^2} \cdot \frac{1}{\rho}} \frac{1}{1+u^2} du \hat{e}_z \stackrel{\substack{\text{Symmetrie des} \\ \text{Integranden}}}{=} \frac{\mu_0 I_0}{2\pi} \int_0^{\sqrt{t^2 c^2 - \rho^2} \cdot \frac{1}{\rho}} \frac{1}{1+u^2} du \hat{e}_z$$

$$= \frac{\mu_0 I_0}{2\pi} \log \left(\sqrt{\frac{t^2 c^2 - \rho^2}{\rho^2} + 1} + \frac{\sqrt{t^2 c^2 - \rho^2}}{\rho} \right) \hat{e}_z$$

$$= \frac{\mu_0 I_0}{2\pi} \log \left(\frac{tc + \sqrt{t^2 c^2 - \rho^2}}{\rho} \right) \hat{e}_z //$$

(✓)

9/10

$$b) \vec{E} = -\vec{\nabla} \phi - \partial_t \vec{A} = -\partial_t \left(\frac{\mu_0 I_0}{2\pi} \log \left(\frac{tc + \sqrt{t^2 c^2 - \rho^2}}{\rho} \right) \hat{e}_z \right)$$

$$= - \frac{\mu_0 I_0}{2\pi} \left(c + \frac{c^2 t}{\sqrt{t^2 c^2 - \rho^2}} \right) \hat{e}_z$$

$$= - \frac{\mu_0 I_0}{2\pi} \left(\frac{c + c^2 t}{\sqrt{t^2 c^2 - \rho^2} (tc + \sqrt{t^2 c^2 - \rho^2})} \right) \hat{e}_z$$

$$= - \frac{\mu_0 I_0}{2\pi} \left(\frac{c + c^2 t}{\sqrt{t^2 c^2 - \rho^2} (tc + \sqrt{t^2 c^2 - \rho^2})} \right) \hat{e}_z$$

$$= - \frac{\mu_0 I_0}{2\pi} \frac{c}{\sqrt{t^2 c^2 - \rho^2}} \hat{e}_z //$$

(✓)

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{\nabla} \times \frac{\mu_0 I_0}{2\pi} \log\left(\frac{tc + \sqrt{t^2 c^2 - \rho^2}}{\rho}\right) \hat{e}_z$$

$$= \frac{1}{\rho} \left(\partial_\varphi \frac{\mu_0 I_0}{2\pi} \log\left(\frac{tc + \sqrt{t^2 c^2 - \rho^2}}{\rho}\right) \right) \hat{e}_\rho - \partial_\rho \left(\frac{\mu_0 I_0}{2\pi} \log\left(\frac{tc + \sqrt{t^2 c^2 - \rho^2}}{\rho}\right) \right) \hat{e}_\varphi$$

$$= - \frac{\mu_0 I_0}{2\pi} \left(- \frac{tc + \sqrt{t^2 c^2 - \rho^2}}{\rho^2} + \frac{1}{\sqrt{t^2 c^2 - \rho^2}} \right) \left(\frac{\rho}{tc + \sqrt{t^2 c^2 - \rho^2}} \right) \hat{e}_\varphi$$

$$= \frac{\mu_0 I_0}{2\pi} \frac{(tc + \sqrt{t^2 c^2 - \rho^2})(\sqrt{t^2 c^2 - \rho^2}) - \rho^2}{\rho^2 \sqrt{t^2 c^2 - \rho^2}} \left(\frac{\rho}{tc + \sqrt{t^2 c^2 - \rho^2}} \right) \hat{e}_\varphi$$

$$= \frac{\mu_0 I_0}{2\pi} \frac{ct}{\rho \sqrt{t^2 c^2 - \rho^2}} \hat{e}_\varphi //$$

10/10

$$c) \lim_{t \rightarrow \infty} \vec{E} = \lim_{t \rightarrow \infty} \left(- \frac{\mu_0 I_0}{2\pi} \frac{c}{\sqrt{t^2 c^2 - \rho^2}} \hat{e}_r \right) = \vec{0}$$

✓

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \vec{B} = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\mu_0 I_0}{2\pi} \frac{ct}{\rho \sqrt{t^2 c^2 - \rho^2}} \hat{e}_\varphi$$

$$= \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\mu_0 I_0}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{c^2 - \frac{\rho^2}{t^2}}} \hat{e}_\varphi = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi \rho} \hat{e}_\varphi$$

✓

Das E-Feld ist für $t \rightarrow \infty$ Null, was auch der Erwartung entspricht, da dies nur durch eine Änderung von $\vec{B}$ erzeugt wird. Diese Änderung ist nur um $t=0$ gegeben, wo der Strom sprunghaft ansteigt.

Das B-Feld verhält sich wie erwartet für $t \rightarrow \infty$ wie das B-Feld eines unendlich langen Drahts mit gleichbleibendem Strom. ✓ 5/5

d) im Anhang!

e) $\vec{S}(p, t) = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \times \vec{B} =$

$$= -\frac{I_0}{2\pi} \frac{c}{\sqrt{t^2 c^2 - p^2}} \hat{e}_x \times \frac{I_0}{2\pi} \frac{ct}{p \sqrt{t^2 c^2 - p^2}} \hat{e}_\varphi$$

$$= -\frac{I_0^2}{4\pi^2} \frac{c^2 + t}{p(t^2 c^2 - p^2)} \begin{pmatrix} -\cos\varphi \\ -\sin\varphi \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{I_0^2}{4\pi^2} \frac{c^2 + t}{p(t^2 c^2 - p^2)} \hat{e}_\varphi \quad \checkmark$$

$$W_{\text{em}} = \frac{1}{2} (\epsilon_0 \vec{E}^2 + \frac{1}{\mu_0} \vec{B}^2) = \frac{1}{2} \left(\epsilon_0 \frac{I_0^2}{4\pi^2} \frac{c^2}{t^2 c^2 - p^2} + \frac{1}{\mu_0} \frac{I_0^2}{4\pi^2} \frac{c^2 t^2}{p^2 (t^2 c^2 - p^2)} \right)$$

$$= \frac{I_0^2}{16\pi^2} \frac{c^2}{t^2 c^2 - p^2} \left(\epsilon_0 + \frac{t^2}{\mu_0 p^2} \right)$$

8

Die Energiestromdichte (Poyntingvektor $\vec{S}$) nimmt mit Zeit und Abstand zum Draht ab, was durch die Abnahme der elektromagnetischen Strahlungsdichte zu erwarten ist.

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \vec{S} = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{c^2 + t}{p(t^2 c^2 - p^2)} \hat{e}_\varphi = \vec{0} \quad (\text{keine elektromagn. Wellen bei } t \rightarrow \infty)$$

Die Energiedichte w_{em} nimmt ebenfalls mit Zeit und Abstand ab, konvergiert aber gegen den Wert $\lim_{t \rightarrow \infty} w_{\text{em}}$

$$= \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{I_0^2}{16\pi^2} \frac{c^2}{t^2 c^2 - p^2} \left(\epsilon_0 + \frac{t^2}{\mu_0 p^2} \right) = \frac{I_0^2 \mu_0}{16\pi^2 p^2}, \text{ was der}$$

Energiedichte eines Drahtes mit konstanter Stromstärke entspricht. 9/10

③a) $\vec{R}(t) = R \begin{pmatrix} \cos(\omega t) \\ \sin(\omega t) \\ 0 \end{pmatrix}$, Es sei $\tau = t - \frac{1}{c} |\vec{r} - \vec{R}(t)|$.

Die Liénard-Wiechert-Potentiale auf der z-Achse ergeben sich damit zu:

$$\phi(z\hat{e}_z, t) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 |\vec{r} - \vec{R}(\tau)|} \frac{1}{1 - \frac{\hat{e}_R \cdot \dot{\vec{R}}(\tau)}{c}} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{\sqrt{z^2 + R^2}} \left(1 - \frac{1}{c\sqrt{z^2 + R^2}} \underbrace{\begin{pmatrix} -R\cos(\omega\tau) \\ -R\sin(\omega\tau) \\ z \end{pmatrix}}_{=\hat{e}_R} \underbrace{\begin{pmatrix} -R\omega\dot{\tau}\sin(\omega\tau) \\ R\omega\tau\cos(\omega\tau) \\ 0 \end{pmatrix}}_{=R(\tau)} \right)^{-1}$$

$$= \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{\sqrt{z^2 + R^2}} \left(1 - \frac{1}{c\sqrt{z^2 + R^2}} (\omega\dot{\tau}R^2\cos(\omega\tau)\sin(\omega\tau) - \omega\tau R^2\sin(\omega\tau)\cos(\omega\tau)) \right)^{-1}$$

$$= \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{\sqrt{z^2 + R^2}}$$

$$\vec{A}(z\hat{e}_z, t) = \frac{q\dot{\vec{R}}(\tau)}{c^2 4\pi\epsilon_0 |\vec{r} - \vec{R}(\tau)|} \frac{1}{1 - \frac{\hat{e}_R \cdot \dot{\vec{R}}(\tau)}{c}}$$

$$= \frac{q}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{R\omega\dot{\tau}}{\sqrt{z^2 + R^2}} \begin{pmatrix} -\sin(\omega\tau) \\ \cos(\omega\tau) \\ 0 \end{pmatrix} \left(1 - \frac{1}{c\sqrt{z^2 + R^2}} \begin{pmatrix} -R\cos(\omega\tau) \\ -R\sin(\omega\tau) \\ z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -R\omega\dot{\tau}\sin(\omega\tau) \\ R\omega\tau\cos(\omega\tau) \\ 0 \end{pmatrix} \right)^{-1}$$

$$= \frac{q}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{R\omega\dot{\tau}}{\sqrt{z^2 + R^2}} \begin{pmatrix} -\sin(\omega\tau) \\ \cos(\omega\tau) \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{mit } \dot{\tau} = \partial_t \left(t - \frac{1}{c} \sqrt{z^2 + R^2} \right) = 1$$

$$\vec{A}(z\hat{e}_z, t) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\omega R}{c} \frac{1}{\sqrt{z^2 + R^2}} \hat{e}_\phi \Big|_{\phi=\omega\tau}$$

15/15

Theo C Blatt9

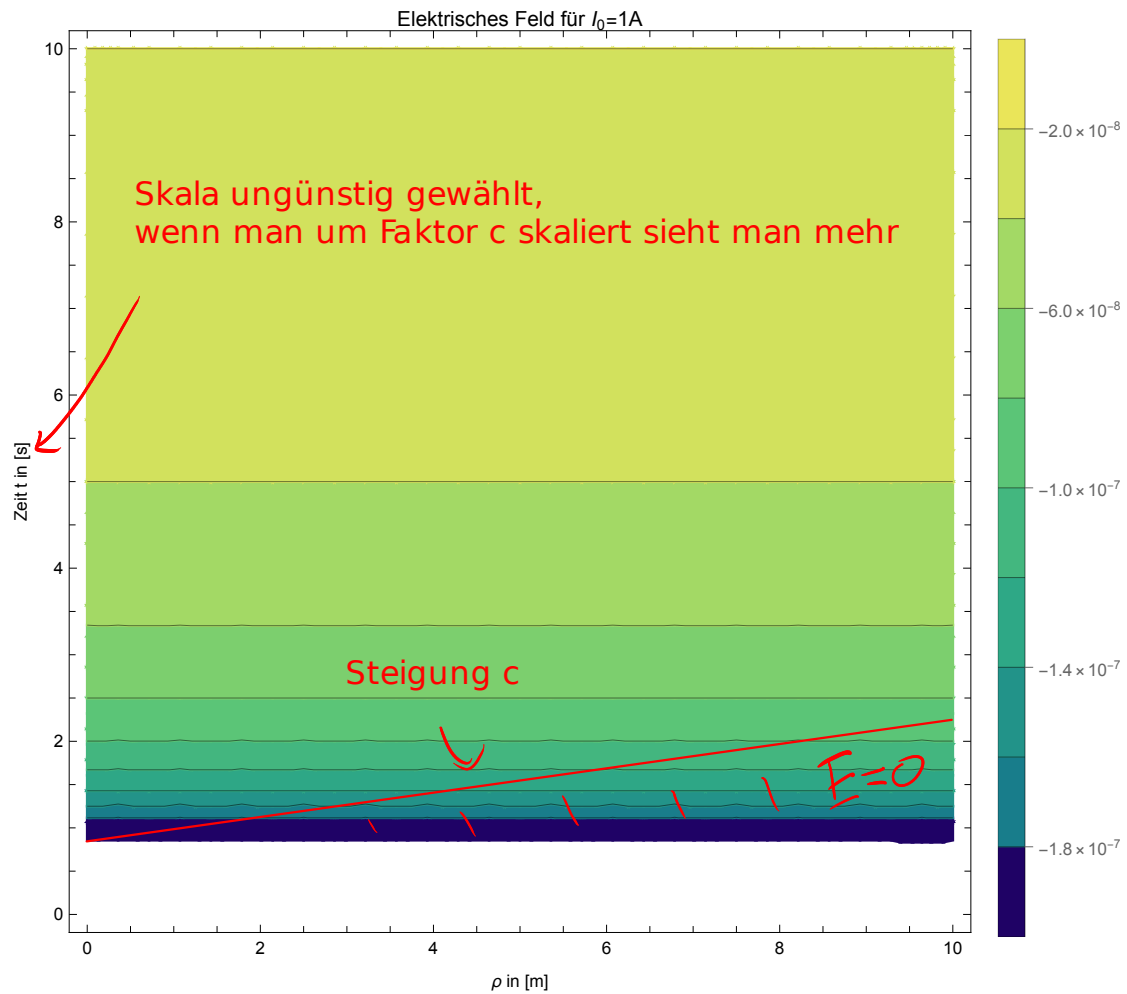
Aufgabe 2 d)

```
In[92]:= mu0 := 1.25663706127 * 10^(-6)
c := 299 792 458
I0 := 1

Efeld[rho_, t_] := -mu0 * I0 * c / (2 * Pi) * 1 / (c^2 * t^2 - rho^2)^0.5
Bfeld[rho_, t_] := -mu0 * I0 * c * t / (2 * Pi) * 1 / (rho * (c^2 * t^2 - rho^2)^0.5)

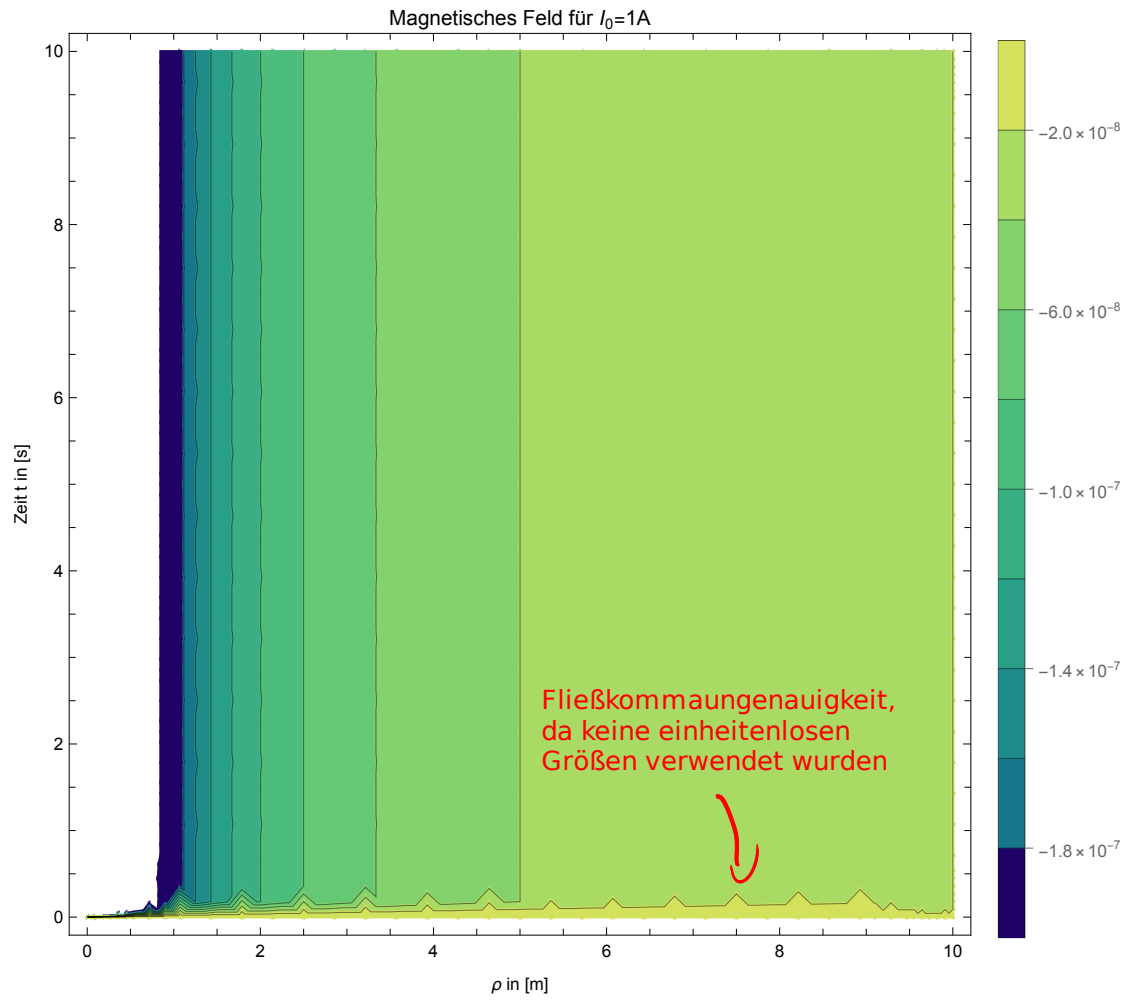
ContourPlot[Efeld[rho, t], {rho, 0, 10},
  {t, 0, 10}, PlotLabel -> "Elektrisches Feld für I0=1A",
  FrameLabel -> {"rho in [m]", "Zeit t in [s]"},
  ColorFunction -> "BlueGreenYellow", ImageSize -> 500, PlotLegends -> Automatic]
ContourPlot[Bfeld[rho, t], {rho, 0, 10},
  {t, 0, 10}, PlotLabel -> "Magnetisches Feld für I0=1A",
  FrameLabel -> {"rho in [m]", "Zeit t in [s]"},
  ColorFunction -> "BlueGreenYellow", ImageSize -> 500, PlotLegends -> Automatic]
```


Out[97]=



Einheitenlose Größen eignen sich besser zum Vergleichen

Out[98]=



1/5