

Geisli og loftnet

Leiddar með tímalöðum

Stráumum og hleðslum
mynda réttséðisvíd.

fyrir lóðbundnar uppsprettur
höfum við bitt út (i fasora-
tökum)

$$\bar{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{V'} \frac{\bar{J} e^{-iKR}}{R} dv'$$

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_{V'} \frac{\rho e^{-iKR}}{R} dv'$$

$$K = \omega\sqrt{\mu\epsilon} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

frá $\bar{A}$ og V má síðan finna

$$\bar{H} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \bar{A}$$

$$\bar{E} = -\nabla V - i\omega \bar{A}$$

flodir oika
út í óendanleg-
leikann?

Vit þurfum að skoða lausirnar
manni og tjærri uppsprettum
til þess að finna hvert réttséðis-
víd berist frá þeim

Getum okkur $\bar{J}$ og ρ og reiknum
 $\bar{A}$ og V . Fyrsta nálgun þeir
 $\bar{A}$ og V verða líka á $\bar{J}$ og ρ .
Þarf að leysast sjálfseinkuð

$\bar{A}$ og V tengjast í
gegnum Lorentz skilyrðin
og ρ og $\vec{J}$ í gegnum
samfelldni jöfnuna

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = -i\omega\rho$$

Eins tengjast $\vec{E}$ og $\vec{H}$

$$\vec{E} = \frac{1}{i\omega\epsilon} \vec{\nabla} \times \vec{H}$$

Þó veljum

① Reiknum $\bar{A} \leftarrow \bar{J}$

② $\bar{A} \rightarrow \bar{H}$

③ $\bar{H} \rightarrow \bar{E}$

Einnig má reyna

① $\bar{A} \leftarrow \bar{J} \quad V \leftarrow \rho$

② $\bar{A}, V \rightarrow \bar{E}$

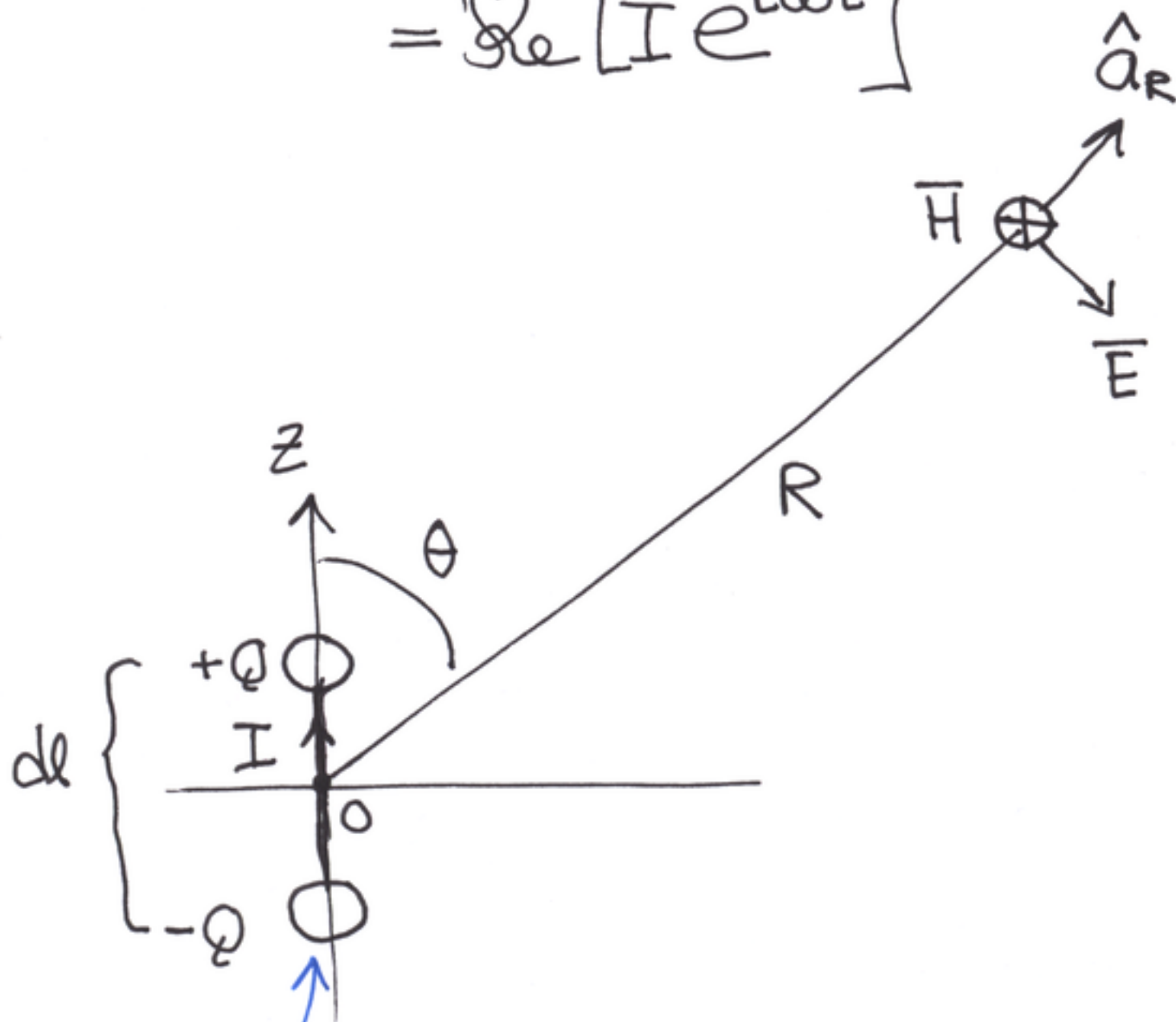
③ $\bar{A} \rightarrow \bar{H} \quad (\text{þá } \bar{E} \rightarrow \bar{H})$

fyrir þetta er einfaldari
í flestum tilfellum.

Rafvískant

Ef stráumurinn er

$$i(t) = I \cos(\omega t) \\ = \text{Re}[I e^{i\omega t}]$$



Kúla dæstur
Rýndar álag

Hæsla getur safnast á
endunum

$$i(t) = \pm \frac{dq(t)}{dt}$$

$$q(t) = \text{Re}[Q e^{i\omega t}]$$

fyrir fasorana fast þá

$$I = \pm i\omega Q$$

Þá

$$Q = \pm \frac{I}{i\omega}$$

Leidir til tvískautvögis

$$\vec{p} = \hat{a}_z Q dl$$

↑ fasoratakuun

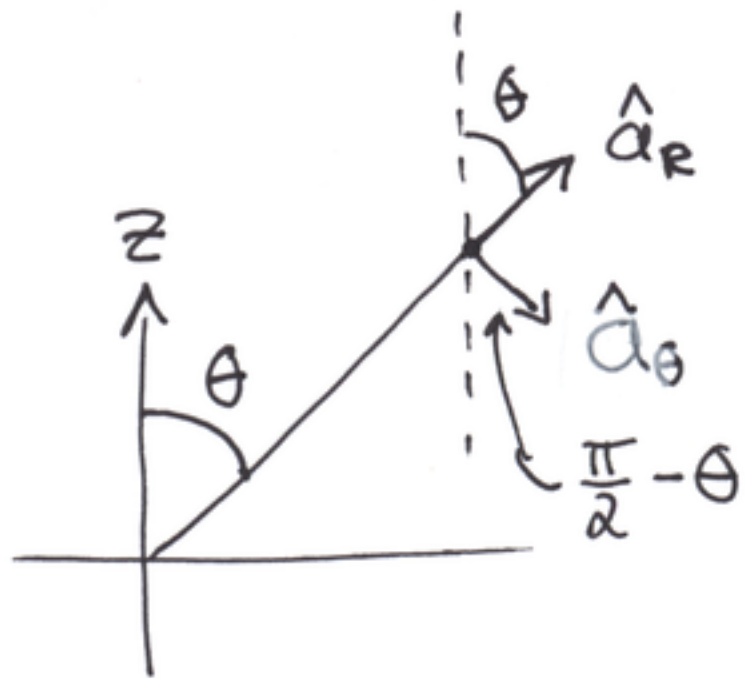
Tüskant Hertz

$$\bar{A} = \hat{a}_z \frac{\mu_0 I dl}{4\pi} \left(\frac{e^{-i\beta R}}{R} \right)$$

par sem $\beta = k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$

Viljam nota külvuht

$$\hat{a}_z = \hat{a}_R \cos\theta - \hat{a}_\theta \sin\theta$$



(4)

$$A_R = A_z \cos\theta = \frac{\mu_0 I dl}{4\pi} \left(\frac{e^{-i\beta R}}{R} \right) \cos\theta$$

$$A_\theta = -A_z \sin\theta = -\frac{\mu_0 I dl}{4\pi} \left(\frac{e^{-i\beta R}}{R} \right) \sin\theta$$

$$A_\phi = 0$$

$\bar{A}$ er ekki fall af ϕ því fast

$$\bar{H} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \bar{A} = \hat{a}_\phi \frac{1}{\mu_0 R} \left\{ \frac{\partial}{\partial R} (R A_\theta) - \frac{\partial A_R}{\partial \theta} \right\}$$

$$= -\hat{a}_\phi \frac{I dl}{4\pi} \beta^2 \sin\theta \left\{ \frac{1}{i\beta R} + \frac{1}{(i\beta R)^2} \right\} e^{-i\beta R}$$

og fyrir røfsvæðið

(5)

$$\vec{E} = \frac{1}{i\omega\epsilon_0} \nabla \times \vec{H}$$

$$= \frac{1}{i\omega\epsilon_0} \left\{ \hat{a}_R \frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (H_\phi \sin \theta) - \hat{a}_\theta \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R H_\phi) \right\}$$

$$\rightarrow \begin{cases} E_R = -\frac{Idl}{4\pi} \eta_0 \beta^2 2 \cos \theta \left\{ \frac{1}{(i\beta R)^2} + \frac{1}{(i\beta R)^3} \right\} e^{-i\beta R} \\ E_\theta = -\frac{Idl}{4\pi} \eta_0 \beta^2 \sin \theta \left\{ \frac{1}{i\beta R} + \frac{1}{(i\beta R)^2} + \frac{1}{(i\beta R)^3} \right\} e^{-i\beta R} \\ E_\phi = 0 \end{cases}$$

Nærsvið

$$\beta R = \frac{2\pi R}{\lambda} \ll 1$$

$$\rightarrow H_\phi \rightarrow \frac{Idl}{4\pi R^2} \sin\theta$$

$$p_{\text{væ}} e^{-i\beta R} \rightarrow 1$$

fyrir rafsviðið fast

$$E_R = \frac{P}{4\pi\epsilon_0 R^3} 2\cos\theta$$

$$E_\theta = \frac{P}{4\pi\epsilon_0 R^3} \sin\theta$$

6

sama formlega útlit og
fyrir segulstöðusviðið
(við erum þó hér með fasora)

Aftur sama útlit og fyrir
rafstöðusvið tviskauts

Fjarsvið

7

$$\beta R = 2\pi R / \lambda \gg 1 \quad \left(R \gg \frac{\lambda}{2\pi} \right)$$

$$H_\phi \rightarrow i \frac{Idl}{4\pi} \left(\frac{e^{-i\beta R}}{R} \right) \beta \sin\theta$$

$$E_\theta \rightarrow i \frac{Idl}{4\pi} \left(\frac{e^{-i\beta R}}{R} \right) \eta_0 \beta \sin\theta$$

Mislit
kúlubylgja á leið
út frá tvíþól
'A suðum flati hefur
hinn ségnleika
slættar bylgja í
tömrúmi

Swichin er í tónafasa, $\frac{E_\theta}{H_\phi} = \eta_0$

$\frac{1}{R}$ -hagðurinn bendir til þess að ortuflæðið í gegnum
kúlufloð með geisla $R \rightarrow \infty$ hverfur ekki

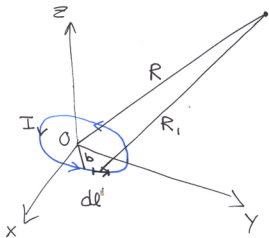
Hér sást akker eftir að uorsviðs ségnleikum

Segultriskant

$$i(t) = I \cos(\omega t)$$

↓
Segultriskantsuogi

$$\overline{m} = \hat{a}_z I \pi b^2 = \hat{a}_z m$$



8

$$\overline{A} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint \frac{e^{-i\beta R_1}}{R_1} d\vec{l}'$$

Nälgum fyrir smáan hring

$$e^{-i\beta R_1} = e^{-i\beta R - i\beta(R_1 - R)}$$

$$\approx e^{-i\beta R} \left\{ 1 - i\beta(R_1 - R) + \dots \right\}$$

$$\overline{A} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} e^{-i\beta R} \left\{ (1 + i\beta R) \oint \frac{d\vec{l}'}{R_1} - i\beta \oint d\vec{l}' \right\}$$

$\quad \quad \quad = 0$

puĩ fast

$$\bar{A} = \hat{A}_\phi \frac{\mu_0 m}{4\pi R^2} (1 + i\beta R) e^{-i\beta R} \sin \theta$$

og puĩ

$$E_\phi = \frac{i\omega\mu_0 m}{4\pi} \beta^2 \sin \theta \left\{ \frac{1}{i\beta R} + \frac{1}{(i\beta R)^2} \right\} e^{-i\beta R}$$

$$H_R = -\frac{i\omega\mu_0 m}{4\pi\eta_0} \beta^2 2\cos \theta \left\{ \frac{1}{(i\beta R)^2} + \frac{1}{(i\beta R)^3} \right\} e^{-i\beta R}$$

$$H_\theta = -\frac{i\omega\mu_0 m}{4\pi\eta_0} \beta^2 \sin \theta \left\{ \frac{1}{i\beta R} + \frac{1}{(i\beta R)^2} + \frac{1}{(i\beta R)^3} \right\} e^{-i\beta R}$$

Tví skautin eru lík

$$E_e \leftrightarrow \eta_0 H_m$$

$$H_e \leftrightarrow -\frac{E_m}{\eta_0}$$

E_f

$$I_{dl} \leftrightarrow i\beta m$$

fjórsviðin eru

$$E_\phi = \frac{\omega \mu_0 m}{4\pi} \left(\frac{e^{-i\beta R}}{R} \right) \beta \sin\theta$$

$$H_\theta = -\frac{\omega \mu_0 m}{4\pi \eta_0} \left(\frac{e^{-i\beta R}}{R} \right) \beta \sin\theta$$

því gildir allt aður sagt hér líka

Tvískautin geisla rafsegulsviði