

Klassische Physik 2

Elektrodynamik

SS2013

Johannes Blümer

V13 20. Juni

KIT-Centrum Elementarteilchen- und Astroteilchenphysik KCETA



Semesterkalender

	KW	Di	Mi	Do
April	15	16		18
April	16	23	Ü	25
April/Mai	17	30	Ü	2
Mai	18	7	Ü	9 F
Mai	19	14	Ü	16
Mai	20	21	Ü	23
Mai/Juni	21	28	Ü	30 F
Juni	22	4 _{v10}	Ü	6 _{v11}
Juni	23	11v	Ü	13
Juni	24	18	Ü	20 _{v13}
Juni	25	25	Ü	27
Juli	26	2	Ü	4
Juli	27	9	Ü	11
Juli	28	16	Ü	18 _{v21}

Klausur

14.8.2013, 11-13 Uhr

Nachklausur

10.10.2013, 11-13 Uhr

50%

Magnetfeldberechnungen Forts.

Biot-Savart $\hat{=}$ Coulomb $d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \cdot \frac{d\vec{s} \times \vec{r}}{r^2}$

Beispiele!

Magnetfeld eines [∞ langen] geraden Leiters

y-Koordinate in Stromrichtung

B-S: $B = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{y=-\infty}^{\infty} \frac{dy \cdot \sin \theta}{r^2}$

hängen alle von P ab

$$dy = ds$$

$$r^2 = R^2 + y^2$$

$$y = -R / \tan \theta$$

$$\sin \theta = R / r$$

integriere über y

nach θ
wechseln

$$\frac{dy}{d\theta} = \frac{R}{\sin^2 \theta}$$

$$dy = \frac{R d\theta}{\sin^2 \theta} = \frac{R d\theta}{R^2 / r^2} = \frac{r^2 d\theta}{R} \quad \text{oben einsetzen}$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{1}{R} \int_{\theta=0}^{\theta=\pi} \sin \theta d\theta = - \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{1}{R} \underbrace{[\cos \theta]_0^\pi}_2$$

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$$

Magnetfeld eines Leiters wie $1/R$

Magnetfeld einer Leiterschleife [auf der Achse]

$d\vec{s}$ zeigt auf ms zu $dB = \frac{\mu_0 I ds}{4\pi r^2} \rightarrow$ in Komp. zerlegen

$$d\vec{s} \times \hat{r} = ds$$

Symmetrie $\rightarrow dB_{\perp} = 0$ für die gesamte Leiterschleife

bleibt $B = B_{||}$ Feld in Richtung der Achse

$$= \int dB \cos \phi$$

r identisch für alle Punkte auf dem Ring für gegeb. P

$$= \int dB \frac{R}{r}$$

$$= \int dB \frac{R}{(R^2 + x^2)^{1/2}}$$

↳ aus B-S

$$= \int_{\text{„Schleife“}} \frac{\mu_0 I ds}{4\pi r^2} \frac{R}{(R^2 + x^2)^{1/2}} = \frac{\mu_0 I R}{4\pi (R^2 + x^2)^{3/2}} \int_0^{2\pi R} ds$$

$$B = \frac{\mu_0 I R^2}{2 (R^2 + x^2)^{3/2}}$$



Maximalwert für $x=0$, d.h. im Zentrum der Schleife,

$$B = \hat{\text{max}} = B(x=0) = \frac{\mu_0 I}{2R}$$

Magnetfeld einer Spule

gleicher Strom I durch alle Leiterschleifen

Betr. B im Zentrum der Spule, d.h. $x=0, y=0$

Element dx enthält
 $\frac{n}{l} \cdot dx$ Windungen
und wird vom
Strom $dI = \frac{n}{l} dx$
durchflossen



— liegt im Scheitelpunkt der Dicke dx
— Radius R
— Länge l mit n Windungen
— von x_1 bis x_2

↳ dI für I im $\textcircled{\square}$ einsetzen

$$dB = \frac{\mu_0 (n l) I dx R^2}{2 (R^2 + x^2)^{3/2}} = dB_x, \text{ alle and. Komponenten sind aus Symmetrie gr. 0}$$

integr. von $x_1 \rightarrow x_2$

$$B_x = \frac{\mu_0 n I R^2}{2l} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{(R^2 + x^2)^{3/2}} = \frac{1}{2} \mu_0 \frac{n}{l} I \left(\underbrace{\frac{x_2}{\sqrt{R^2 + x_2^2}}}_{li} - \underbrace{\frac{x_1}{\sqrt{R^2 + x_1^2}}}_{re} \right)$$

= B_x auf der Achse

betr. "lange Spule": $l \gg R$, $R \ll x_1, x_2$

"li" $\rightarrow 1$ "re" $\rightarrow -1$ d.h. (...) $\rightarrow 2$

daher $B_x^{\text{Mitte}} = \frac{\mu_0 n I}{l}$

vgl. mit Feld an den Enden der Spule: $x = \pm l/2$

$$B_x(x = \pm l/2) = \frac{\mu_0 n I}{2l} \frac{l}{\sqrt{R^2 + l^2}} = \frac{1}{2} B_x^{\text{Mitte}}$$

$\underbrace{\hspace{10em}}_{\rightarrow 1}$

dah. Feld an den Enden der Spule = $\frac{1}{2}$ Feld in d. Mitte

Helmholtz-Spulen eignen sich für homogene
Magnetfelder

verwendet \odot :

$$d = R$$

$$B_z = B_1 \left(z + \frac{d}{2} \right) + B_2 \left(z - \frac{d}{2} \right)$$

$$= \frac{\mu_0 I}{\left(\frac{5}{4}\right)^{3/2} R} \left[1 - \frac{144}{125} \frac{z^4}{R^4} \right]$$

typ. < 1%

Gauß'scher Satz für Magnetfelder

Erinn. an elektr. Felder: $\oint_A \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{Q}{\epsilon_0}$

\curvearrowright \hookrightarrow B-Linien bilden geschlossene Schleifen...

$$\oint_A \vec{B} \cdot d\vec{A} = \Phi_{\text{mag}} = \underline{\underline{0}}$$

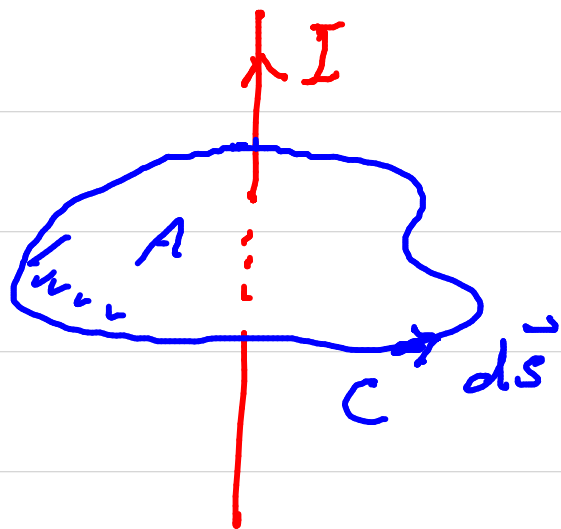
Normalkomponente

Ampere'sches Gesetz: B-Feldberechnung für "Stromkonfigurationen"

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 I_c = \oint_C B_{\parallel} ds$$

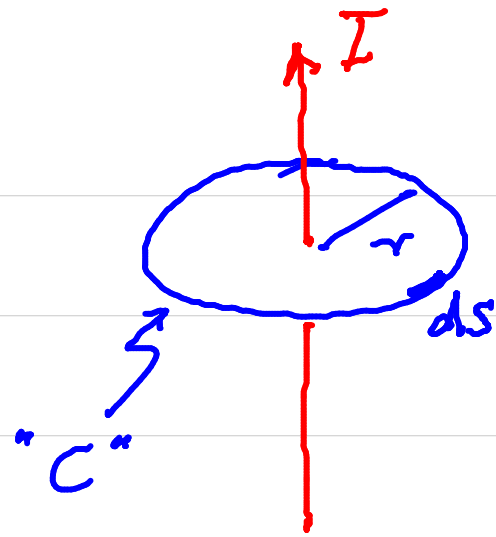
↳ geschlossene Kurve

I_c : gesamte Strom, der durch die von Kurve C umflossene Fläche fließt



C im Prinzip beliebig, aber Vereinfachungen nur dann, wenn B auf C konstant ist

"Ampere-1":



gerader Leiter mit Strom I

$$\oint_C \mathbf{B}_t ds = \mu_0 I$$

$B = B_t = \text{konst.}$ für gegeb. r

$$\mu_0 I = B_t \int_C ds = B_t \cdot 2\pi r$$

$$\text{also } B = B_t = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$

wie mit Biot-Savart vgl.
oben \checkmark

"Ampere-2" für Toroid

$$\oint_C \mathbf{B}_t ds = \mu_0 I_c$$

$\hookrightarrow B_t$ im Torus (r zwischen a und b) ist konstant
für gegeb. $r \rightarrow$ Weg C_1 , rote Linie

$$\oint_{C_1} \mathbf{B}_t \, ds = \mathbf{B}_t \cdot 2\pi r = \mu_0 I_c$$

\mathbf{B} // $I_c = N \cdot I$ für Torus mit N Windungen

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0 N I}{2\pi r} \quad \checkmark \text{ toroidales Feld}$$

vgl. Torus mit "langer Spule" ... $\frac{\Delta r}{r}$ klein

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{I} \cdot \frac{N}{2\pi R} \quad \langle r \rangle \rightarrow R$$

$\frac{N}{2\pi R} \hat{=} \frac{n}{l}$

andere Integrationswege: C_2 im Außenraum: $I_c = 0$
 C_3 Innenraum: $I_c = 0$

Magnetismus in Materie

Permanentmagnete ?