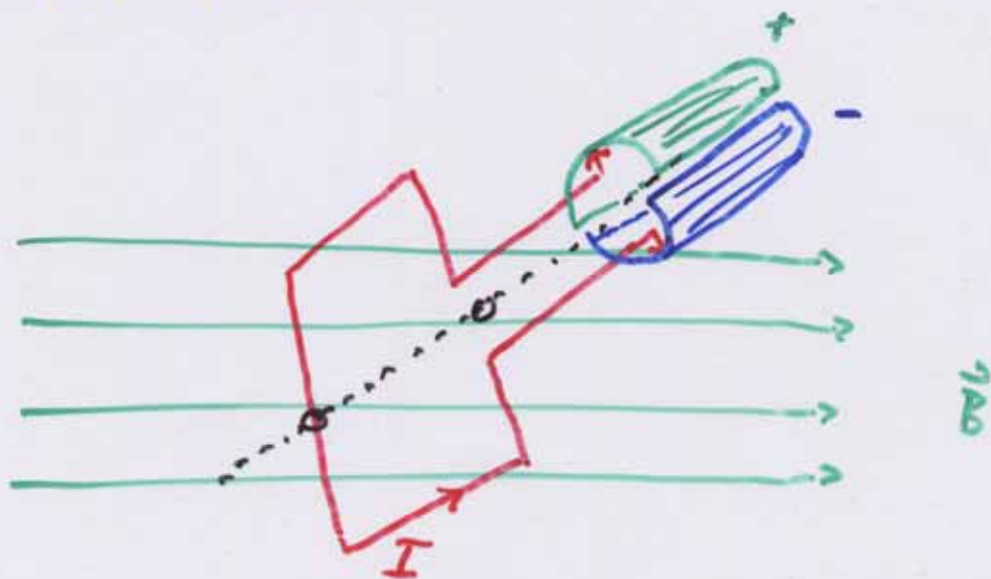


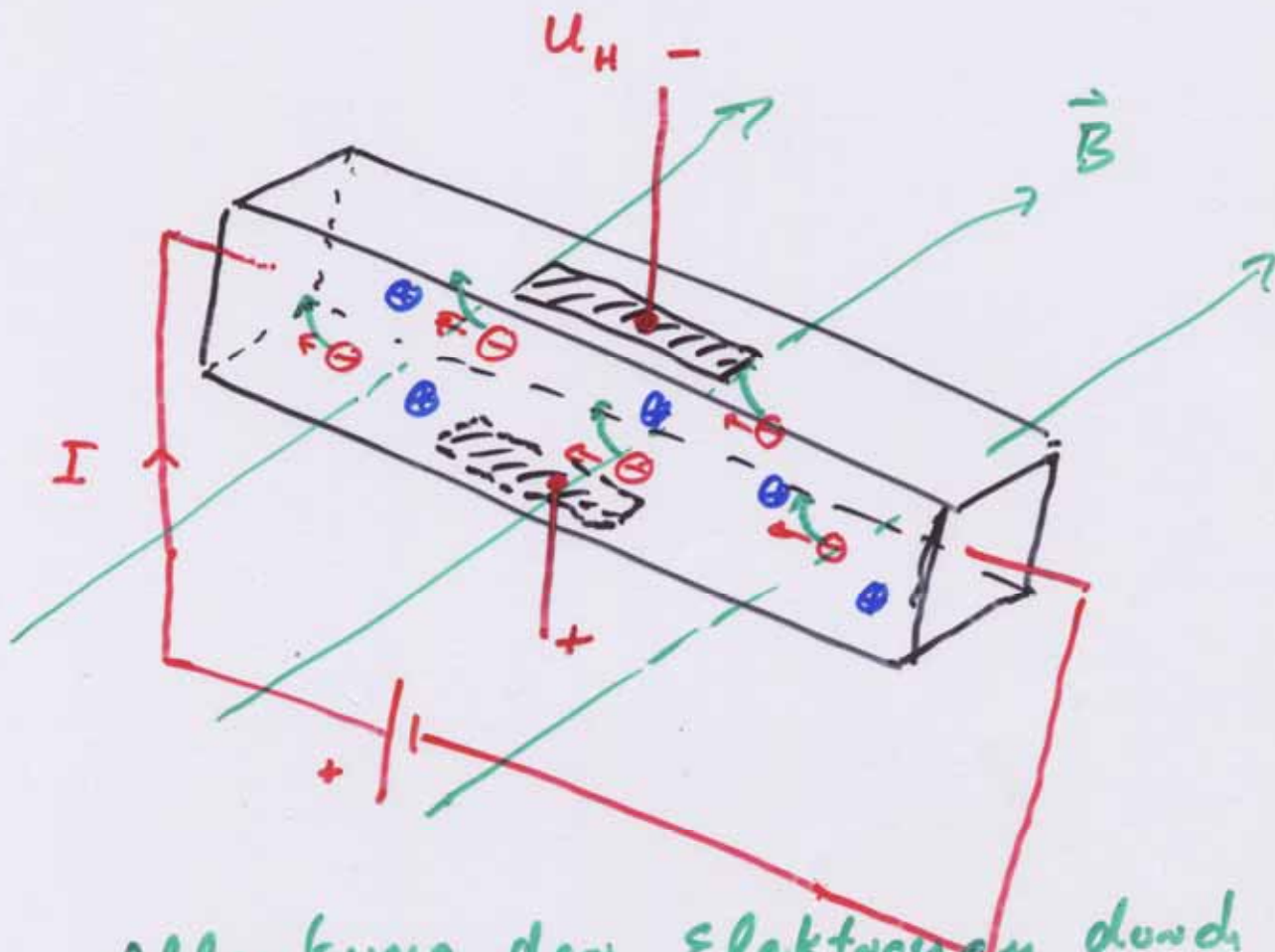
b) Elektromotor



Schleifkontakt so angeordnet, dass Strom nach $\frac{1}{2}$ Drehung Richtung ändert
 \Rightarrow Drehmoment wirkt immer in dieselbe Richtung.

4.1.3 Hall - Effekt

Trennung von Ladungen verschiedener Polarität im stromdurchflossenen Material im Magnetfeld.



Ablenkung der Elektronen durch $\vec{v}_D \times \vec{B}$ nach oben, Positive Ladungen bleiben fest $\Rightarrow U_H$

$$U_H = b \cdot v_D \cdot B \quad \text{Hallspannung}$$

Ladungstransport so lange, bis es ein Gleichgewicht gibt:

$$\begin{aligned} \vec{F}_{e^-} &= -e \vec{v}_D \times \vec{B} \\ \vec{F}_{ion} &= +e \cdot \vec{E} \end{aligned} \quad \curvearrowright$$

Messungen:

i) Magnetfelder: $B = \frac{U_H}{v_D b}$

ii) Ladungsträgerdichte:

$$I = \underbrace{n \cdot q}_{\substack{\text{Ladung} \\ \text{Volumen}}} \cdot \underbrace{v_D \cdot A}_{\substack{\text{Volumen} \\ \text{Zeit}}}$$

$$n = \frac{I}{A \cdot v_D \cdot e} = \frac{I}{b \cdot d \cdot v_D \cdot e}$$

$$n = \frac{I \cdot B}{e \cdot d \cdot U_H}$$

iii) Materialeigenschaften

$$U_H = \frac{I \cdot B}{n \cdot e \cdot d} \quad ; \quad U_H = A_H \cdot \frac{I \cdot B}{d}$$

↑
Hallkonstante

$$R_H = \frac{U_H}{I} = A_H \cdot \frac{B}{d}$$

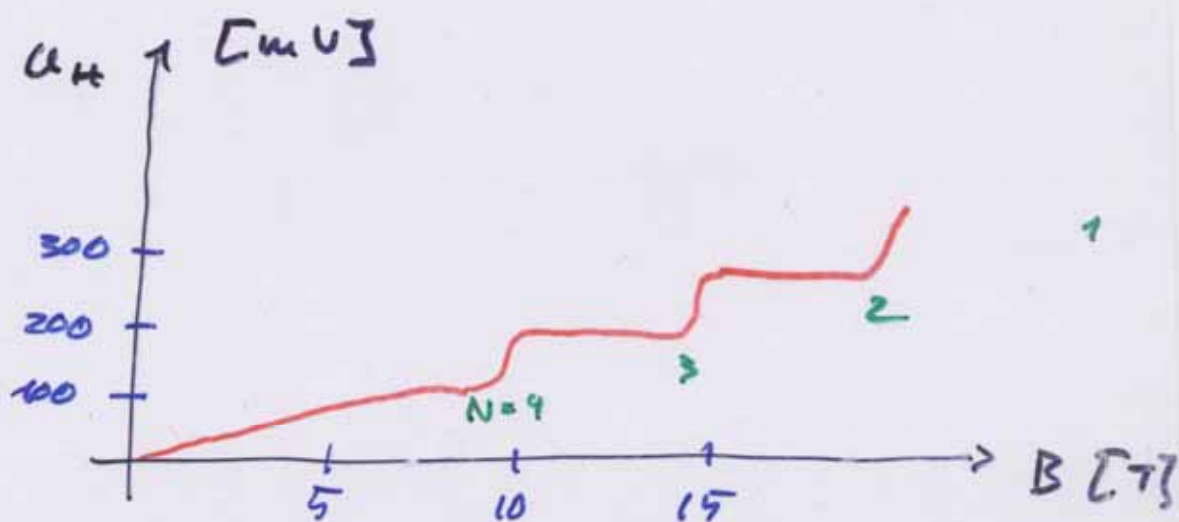
Hall - Widerstand

(v.) Sonderfall: Quanten-Hall-Effekt

Erwarte $U_H \propto B$



Bei sehr tiefen Temperaturen im Halbleiter



Spannung wächst in Sprüngen

$$R_H = \frac{U_H}{I} = \frac{R_K}{N}, \quad N = 1, 2, \dots$$

$$= \frac{h}{e^2} = \frac{6,6 \cdot 10^{-34} \text{ Js}}{(1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C})^2}$$

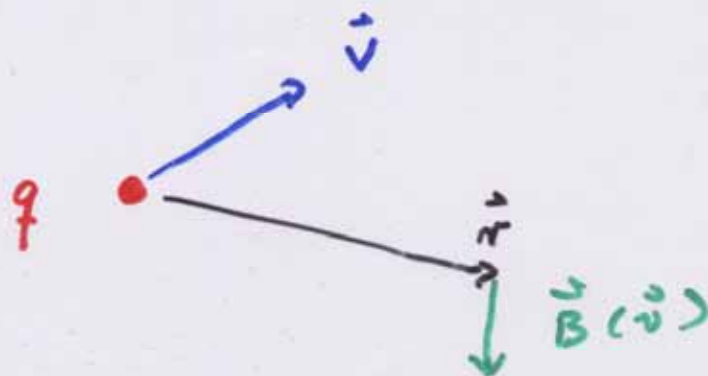
$$= 25815 \Omega$$

$R_H = v.$ Klitzing-Konstante

4.1.4 Magnetfeld von bewegten Ladungen

$$\vec{B} = \frac{1}{c^2} \vec{v} \times \vec{E}$$

Für Punktladung:



$$\vec{B} = \frac{1}{c^2} \vec{v} \times \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \cdot \vec{e}_r$$

$$= \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \cdot \frac{q \cdot \vec{v} \times \vec{r}}{r^3}$$

$$= \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{q \vec{v} \times \vec{r}}{r^3}$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Tm}}{\text{A}}$$

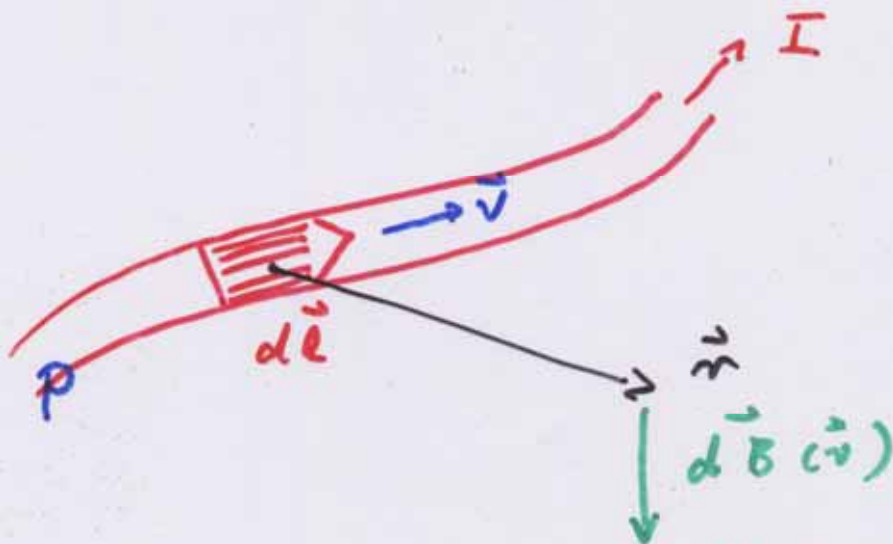
Magnet.
Feldkonstante

$$\underline{\mu_0 \cdot \epsilon_0 = c^{-2}}$$

4.1.5 Das Gesetz von Biot und Savart

mit $q \cdot \vec{v} = I \cdot d\vec{l}$

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}$$



$$\vec{B}(\vec{r}) = \int_P \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3}$$

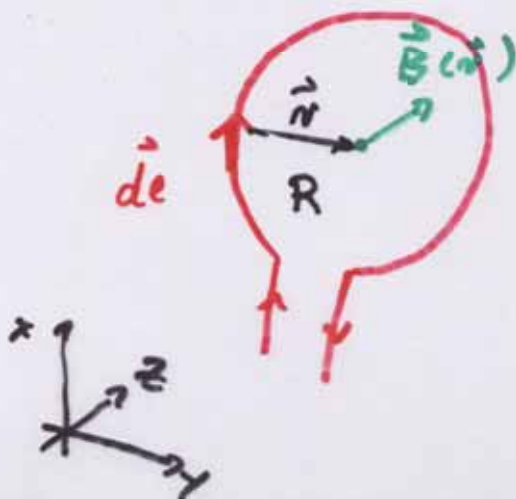
Biot-Savart

Beispiel: 1. Magnetfeld einer Leiterschleife

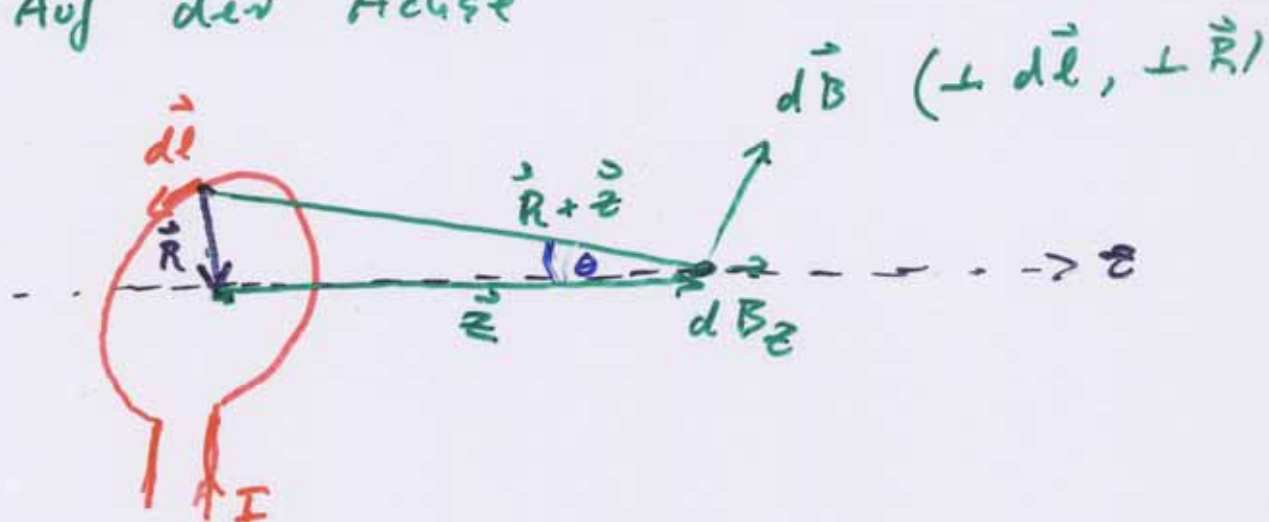
a) Im Zentrum:

$$\vec{B}_z = \oint \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I}{R^2} dl$$

$$= \mu_0 \cdot \frac{I}{2R}$$



b) Auf der Achse



$$\bullet \quad d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} I \, d\vec{l} \times \frac{\vec{R}}{R^3}$$

$$\vec{B}(\vec{R}) = \mu_0 \frac{I}{2R} \vec{e}_z$$

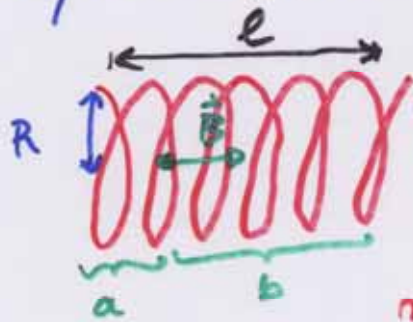
$$\bullet \quad d\vec{B}(\vec{R} + \vec{z}) = \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{d\vec{l} \times (\vec{R} + \vec{z})}{|\vec{R} + \vec{z}|^3}$$

$$dB_z = dB \cdot \sin\theta$$

$$= \frac{\mu_0}{4\pi} I \frac{dl}{|\vec{R} + \vec{z}|^2} \cdot \frac{R}{\sqrt{R^2 + z^2}}$$

$$= \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I \, dl \, R}{(R^2 + z^2)^{3/2}}$$

2. Zylinderspule



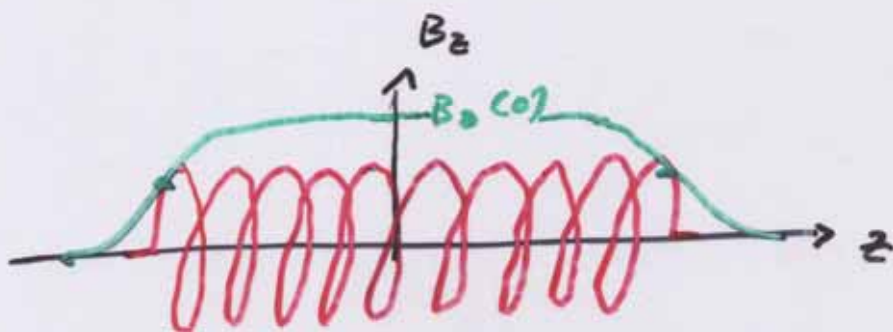
$$n = \frac{N}{l}$$

$$B_z = \frac{1}{2} \mu_0 n \cdot I \left(\frac{b}{\sqrt{b^2 + R^2}} + \frac{a}{\sqrt{a^2 + R^2}} \right)$$

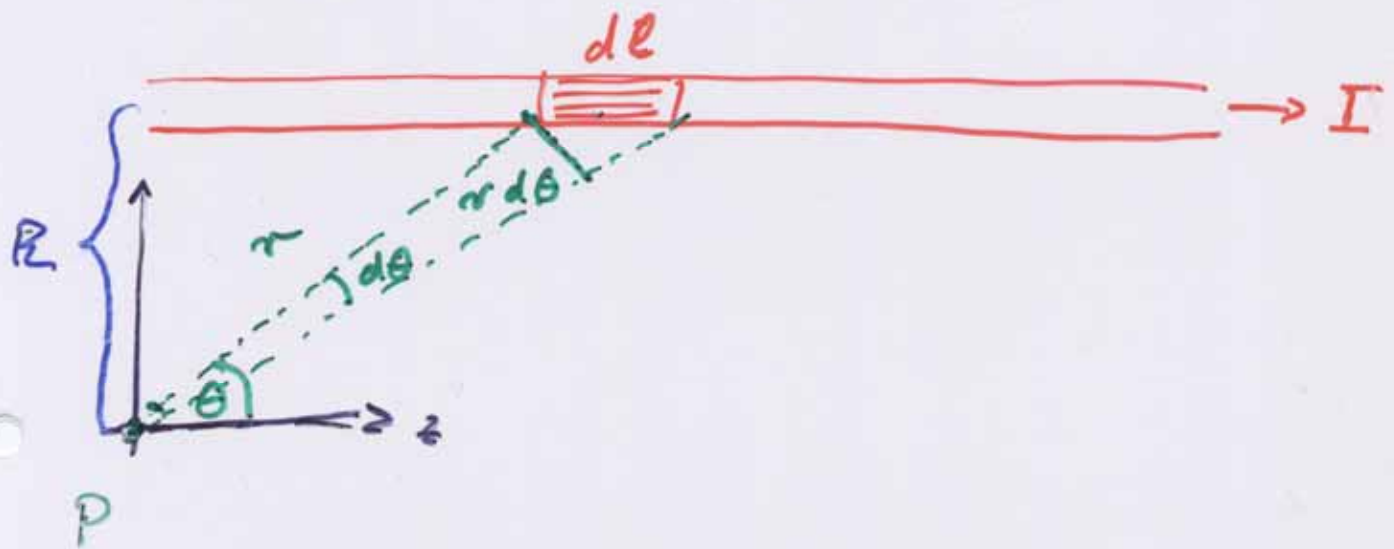
Sonderfall: sehr lange Spule ($l \gg R$)

$$\begin{aligned} \text{a) } B_z(z=0) &= \frac{1}{2} \mu_0 \cdot n \cdot I \left(\frac{b}{b} + \frac{a}{a} \right) \\ &= \mu_0 \cdot I \cdot n = \mu_0 \cdot I \cdot \frac{N}{l} \end{aligned}$$

$$\text{b) } B_z(z = -\frac{l}{2}) = \frac{1}{2} \mu_0 \cdot I \cdot \frac{N}{l} = \frac{1}{2} B_z(z=0)$$



3. Unendlich langen geraden Leiters



$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} I \cdot \frac{dl \sin \theta}{r^2}$$

$$\sin \theta = \frac{R}{r}$$

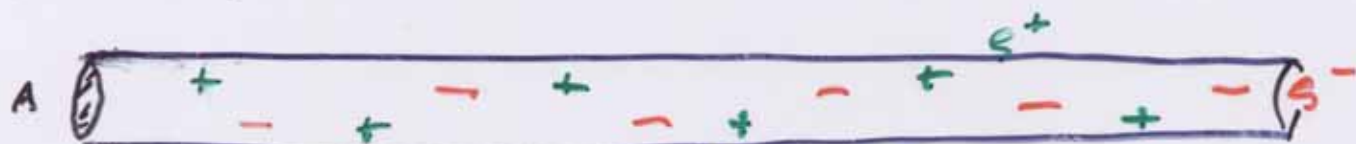
$$r = \frac{R}{\sin \theta} \Rightarrow dl = \frac{r^2}{R} d\theta$$

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} I \cdot \frac{\sin \theta d\theta}{R}$$

$$B = \int_0^{\pi} \frac{\mu_0 I}{4\pi R} \cdot \sin \theta d\theta = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$$

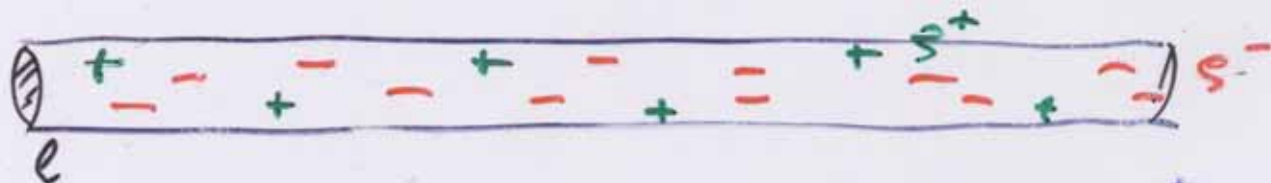
4.1.6 Relativistische Betrachtung

a. Bewegung von q längs einem neutralen Draht



$E = 0$, da $s^+ + s^- = 0$
 $F = 0$

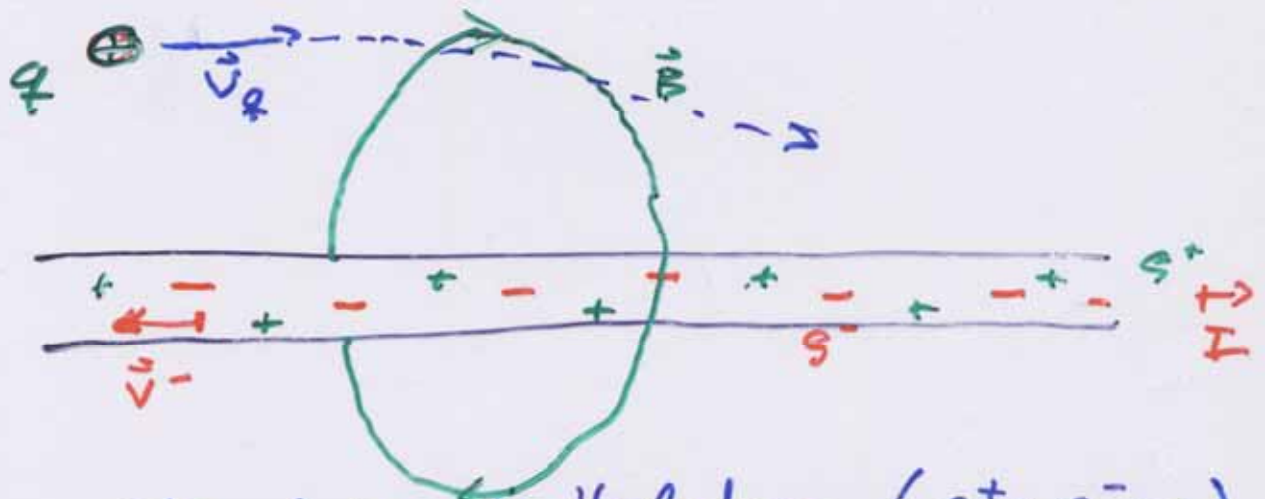
b. Bewegung längs geladenem Draht



Anziehung durch $E = \frac{s^- + s^+}{2\pi\epsilon_0 v} \cdot A \cdot l$

$$F = q \cdot E$$

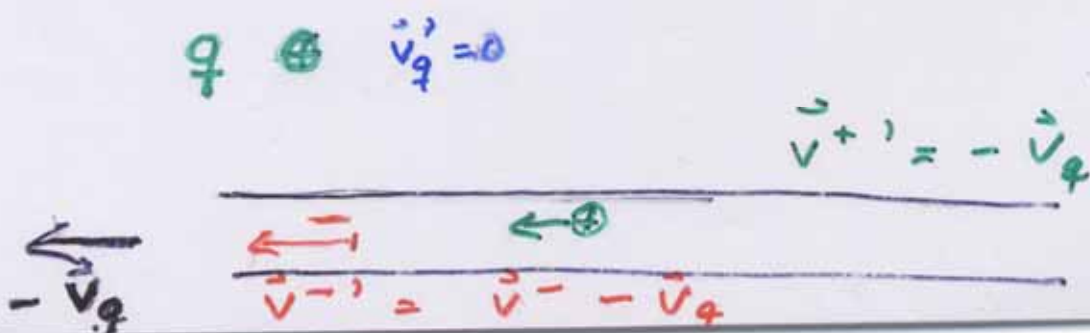
c. Draht neutral und Stromdurchfluss



q sieht keine Nettoladung ($q^+ + q^- = 0$)
 \rightarrow erwartet keine Elektrostatische Kraft,
 wohl aber Lorentzkraft.

$$\vec{F} = q \cdot \vec{v}_q \times \vec{B}$$

d. Draht neutral, Stromdurchfluss,
 gesehen von Ladung q



Von q aus gesehen:

$$\text{Elektronen im Dual } v^{-\prime} = -(v_q + v^-)$$

$$\text{Pos. Ladungen } v^{+\prime} = -v_q$$

\Rightarrow Ladungsdichte erhöht (Längenkontraktion)

$$\rho^{+\prime} = \frac{\rho^+}{\sqrt{1 - \frac{v_q^2}{c^2}}}$$

$$\rho^{-\prime} = \frac{\rho^-}{\sqrt{1 - \frac{(v_q + v^-)^2}{c^2}}}$$

$$\rho_0^{\prime} = \frac{\rho^+}{\sqrt{1}} + \frac{\rho^-}{\sqrt{1}}$$

$$[\text{Auch: } \rho^+ = -\rho^-]$$

$$\rho_0^{\prime} = \frac{\rho^+}{\sqrt{1}} - \frac{\rho^+}{\sqrt{1}}$$

$$\text{Mit: } \frac{1}{\sqrt{1-\epsilon}} \approx 1 + \frac{1}{2}\epsilon$$

$$q_0' \approx q^+ \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v_q^2}{c^2} \right) - \left(1 + \frac{1}{2} \frac{(v_q + v)^2}{c^2} \right) q^-$$

$$\approx - q^+ \cdot \frac{v_q \cdot v}{c^2} \neq 0 !$$

Ladung q „sieht“ Nettoladung
im Draht \Rightarrow

$$\vec{E} = - \frac{q^+}{2\pi\epsilon_0 v} \cdot \frac{v_q v}{c^2} \vec{e}_n \cdot l' \cdot A$$

$$\Rightarrow \vec{F} = \vec{E} \cdot q$$
