Leitwert $G_0 = \frac{e^2}{h}$

Widerstand $R_K = \frac{1}{G_0} = \frac{h}{e^2} = 25{,}8\ldots\ k\Omega$

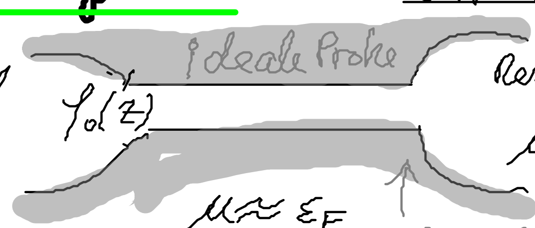
- Messung des Hall-Effekts: Quanten-Hall-Widerstand
  Verhältnis von h und e^2

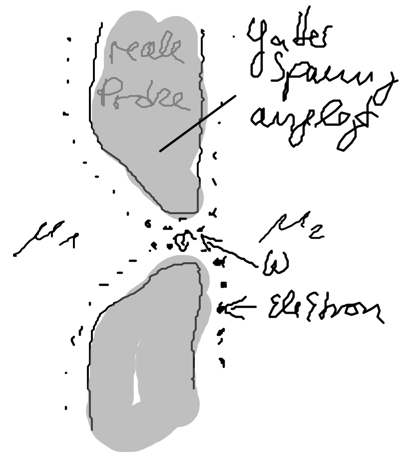
- Messung $\frac{h}{e}$ mit Josephson-Effekt

2 Landauer-Büttiker-Formalismus / Streutheorie des Leitwerts

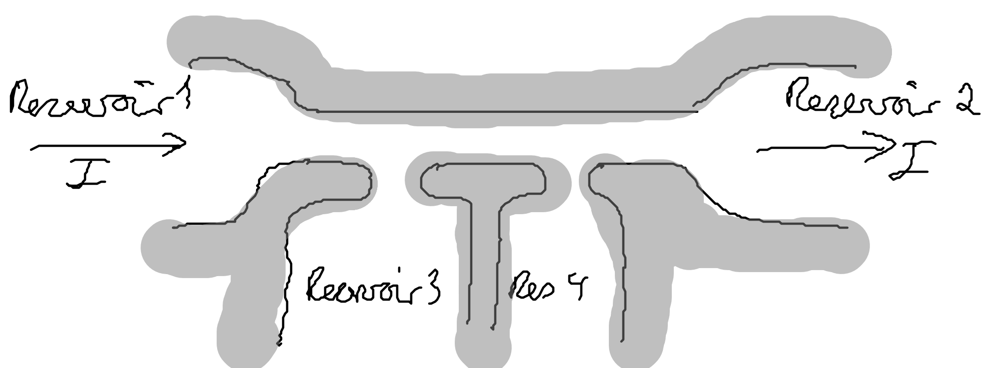
2.1 Typische Systeme

2-Punkt-Messungen





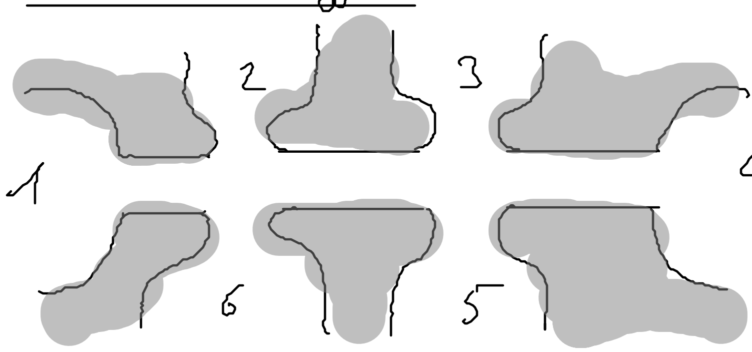
4-Punkt-Messung



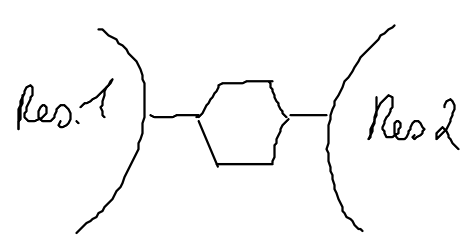
- Variable Breite ist einstellbar durch Variieren der Gatter Spannung
- Barrieren im Leiter ⇒ verändern G

- Reservoir 1,2 Stromkontakte
- Reservoir 3,4

Für Hall-Effekt

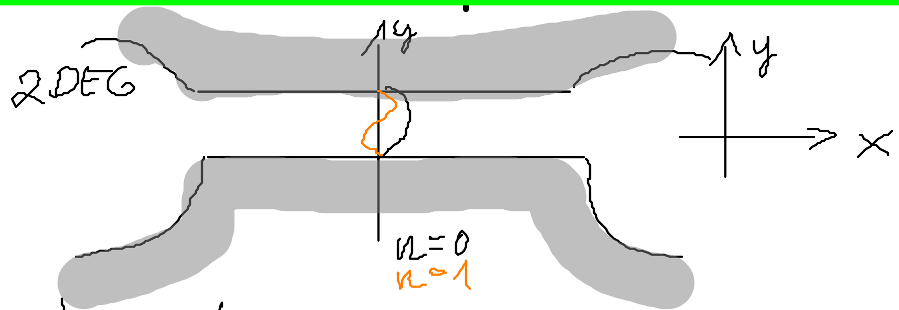


Molekül



- 2–3, 6–5 Transportspannung
- 2–6, 3–5 Hall-Spannung

2.2 Leitwert eines quasi-1-dim. Leiters

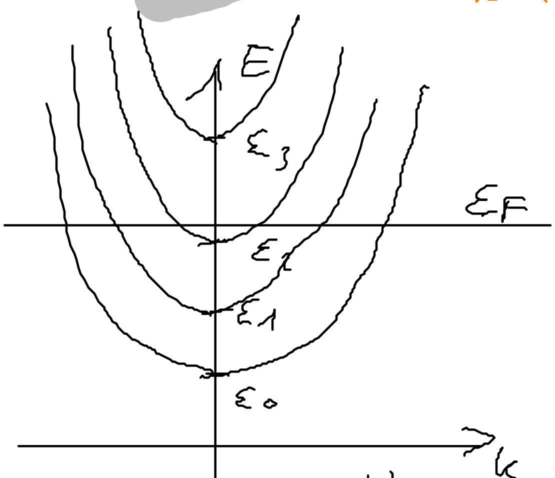


$\psi(\vec{r}) = Y_0(z)\, \chi_n(y)\, e^{\pm ikx}$

$\Rightarrow E_{n,k} = \varepsilon_n + \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$

eigentlich effektive Masse

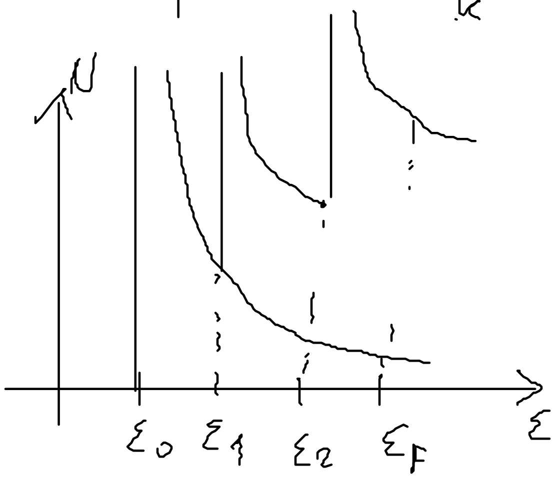
$\varepsilon_n = \frac{\hbar^2}{2m}\left(\frac{2\pi(n+1)}{2w}\right)^2$

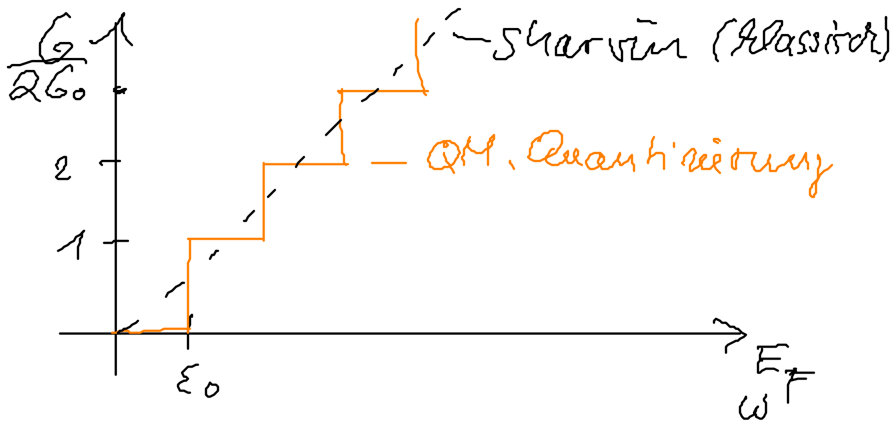


$I = G\,V \qquad G^{(0)} = \frac{2e^2}{h} = 2G_0$

- Für jeden "Kanal" $n = 0,1,\dots N$ mit $\varepsilon_n \le E_F$ gilt dasselbe wie für Grundzustand. Das heißt sie tragen zum Leitwert $2G_0$ bei.

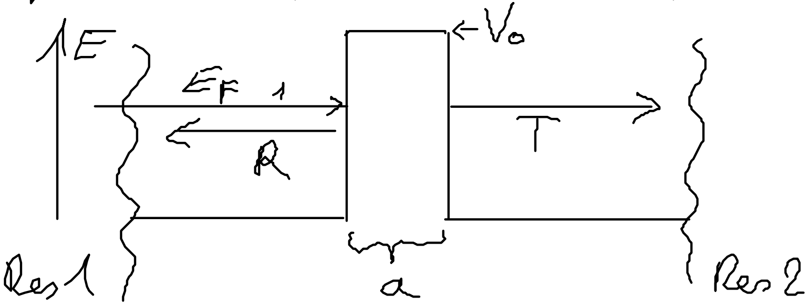
$\Longrightarrow G = N \cdot 2G_0$





2.3 Partiell durchlässige Barriere

für 1 Kanal $\qquad R + T = 1$



QM 1: $T \approx e^{-2a\kappa}$

$E_F = V_0 - \frac{\hbar^2 \kappa^2}{2m}$

$T = \frac{(2\kappa k)^2}{(\kappa^2 + k^2)\sinh^2(a\kappa) + (2\kappa k)^2}$

$E_F = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$

WKB: (Wenzel ......)

$T \sim \exp\left[-2\int_{x_1}^{x_2} dx\, \kappa(x)\right]$

$= \exp\left[-2\int_{x_1}^{x_2} dx \frac{\sqrt{2m(V(x)-E_F)}}{\hbar}\right]$

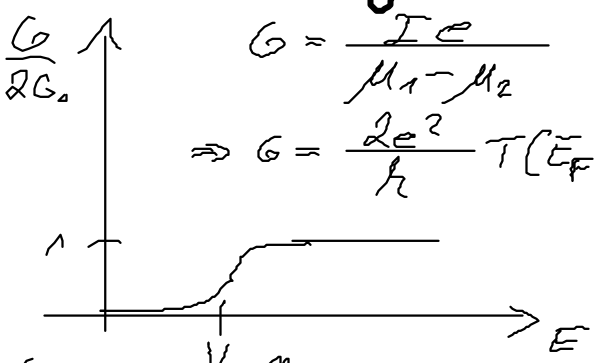
$\underset{\text{für Parabel}}{\approx} \exp\left[\frac{-2\pi(V_0 - E_F)}{\hbar\omega}\right]$

umgestürztes Parabel-Potential

$$V(x) = V_0 - \frac{1}{2} m \omega_0^2 x^2$$

$$T = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{2\pi (V_0 - E_F)}{\hbar \omega_0}\right]}$$

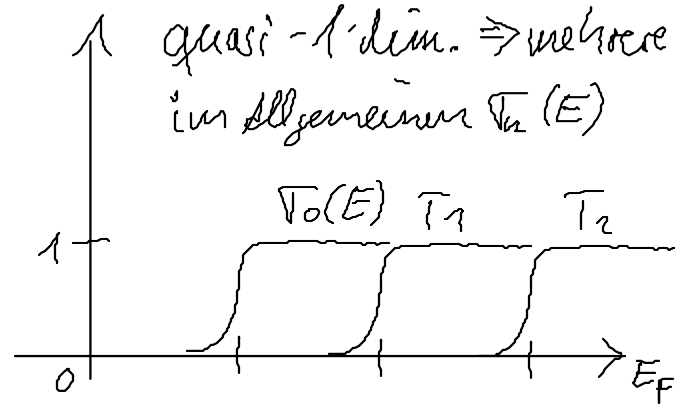
2 Punkt Messung



$$G = \frac{I e}{\mu_1 - \mu_2}$$

$$\Rightarrow G = \frac{2e^2}{h} T(E_F)$$

quasi-1-dim. ⇒ mehrere Kanäle
im Allgemeinen $T_n(E)$



$$\left(I = 2e \int_0^\infty N(E)\, T(E)\, v_G(E) \left[f(E-\mu_1) - f(E-\mu_2) \right] \approx 2e N(E_F)\, v_G(E_F)\, T(E_F)\, eV \right)$$

$$\Rightarrow G = \frac{2e^2}{h} \sum_n T_n(E_F)$$

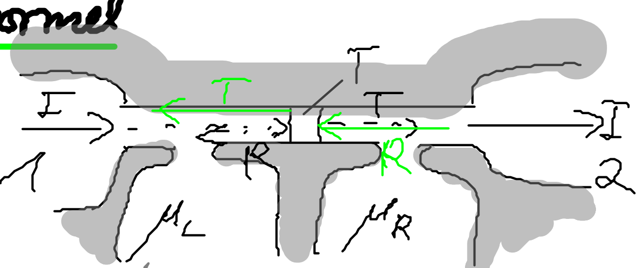
Die meisten $T_n(E_F)$ sind 0 oder 1

Diskussion:

- auch für $T = 1$ ist $R = R_k > 0$ $\quad \overbrace{G = G_0}^{\text{pro Spin}} < \infty$
  (⇒ Kontaktwiderstand)
- $R \neq 0$ wo ist Dissipation? ⇒ ist in den Reservoiren

2.4 Die wirkliche Landauer Formel

1 Kanal:



$$G_{4P} = 2 \frac{e^2}{h} \frac{T}{R} \xrightarrow{T \to 1} \infty$$

nach rechts propagierend

$$f^L(\varepsilon) = f^{L\rightarrow} + f^{L\leftarrow}$$

nach links propagierend

$$f^{L\rightarrow} = f^0(\varepsilon - \mu_1) \qquad f^{L\rightarrow} = R f^0(\varepsilon - \mu_1) + T f^0(\varepsilon - \mu_2)$$

Fermifunktion

$$f^R(\varepsilon) = f^{R\rightarrow} + f^{R\leftarrow}$$

$$f^{R\leftarrow} = f^0(\varepsilon - \mu_2) \qquad f^{R\leftarrow} = T f^0(\varepsilon - \mu_1) + R f^0(\varepsilon - \mu_2)$$

$\mu_L = \int_0^\infty f(\varepsilon - \mu_L)$ gilt offensichtlich für $f = f^0$ (thermische Verteilung)
sonst "definiert" es die gemessene Spannung

(Spannungsmessung, d. h. Strom zum Spannungskontakt verschwindet)

$$\Rightarrow \mu_L - \mu_R = R(\mu_1 - \mu_2)$$

$\Rightarrow G_{4P} = \dfrac{eI}{\mu_L - \mu_R} = \dfrac{2e^2}{h} \dfrac{T}{R}$ während $G_{2P} = \dfrac{e\tilde{I}}{\mu_1 - \mu_2} = \dfrac{2e^2}{h} T$