

2.2.2. Gewinngeschalteter Laser

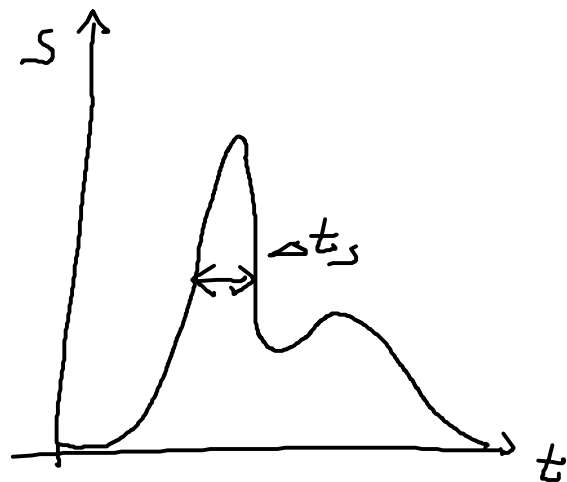
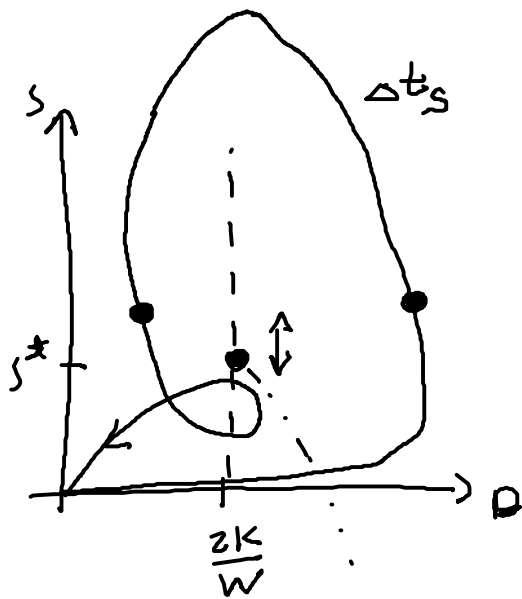
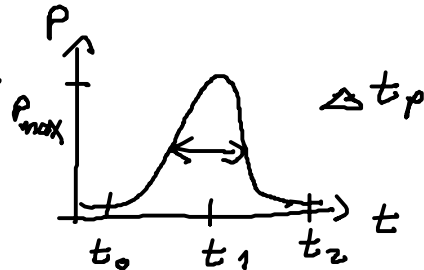
(gain switched)

- zeitveränderliche Pumprate $P(t)$

→ Fixpunkt (D^*, S^*) wandert mit der Zeit

→ $\dot{q} = \underline{F}(q, t)$ ist explizit zeitabhängig

Bsp. Pump Pulse



Fixpunkt wandert vertikal da Inversen konstant bei Sättigungsinversion

- Form des Laserpulses hängt ab von Pumpers und von Relaxationsoszillationen
- es ex. ein optimales P_{max} bei dem nur 1 Maximum auftritt

→ Pulse im ps-Bereich können erzeugt werden da $\Delta t_s < \Delta t_p$

2.3. Halbleiterlaser (HL)

- bisher: Atome im Laser

beschrieben im GG durch kanonisches Ensemble
(Boltzmann Verteilung der Elektronen auf Energieniveaus)

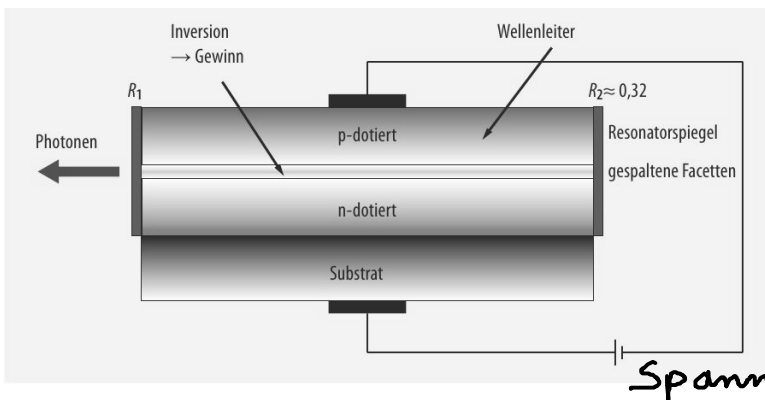
- jetzt: • QM - Vielteilchensystem (Elektronen im HL)
mit variierender Teilchenzahl

=> großkanonisches Ensemble

• 2-Band System statt 2 Niveaus System
da Elektronen im HL räumlich delokalisiert sind

Konsequenzen (i) breites Emissionsspektrum
(ii) andere Kinetik des Bilanzgl.

Vorteile: sehr kompakt, hoher Wirkungsgrad, gute Modulierbarkeit

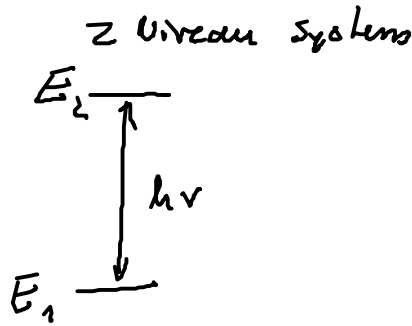
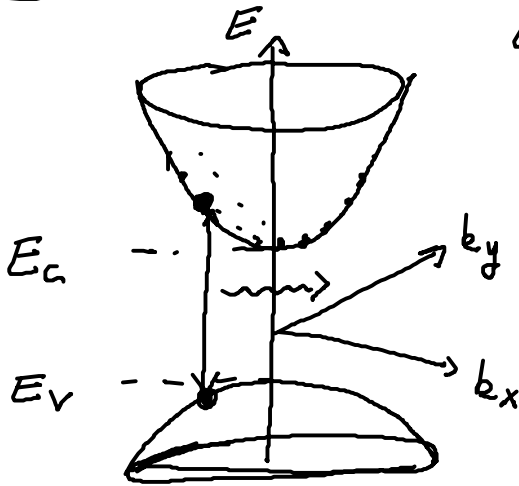


Schema eines HL-Lasers

Pump Mechanismus: Ladungsträgerinjektion durch p-n Übergang

Band - Schema

2 - dim. Halbleiterschicht



Annahmen

- effektive Masse Näherung (parabolisches Band)
- isotropes Band

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$$

↑
eff. Masse

2.3.1. Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration

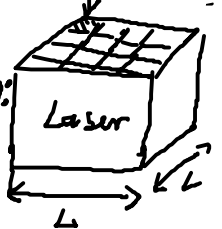
- Wieviele Zustände pro Energieintervall

Gesamtzahl der Zustände:

$$N^{Max} = 2 \sum_{k=0}^{k_{BZ}} 1$$

Ende der 1. Brillouinzone (gegeben durch Einheitszelle (Ez))

Gesamtvolumen: $L^3 = V$



$$\Delta k = \frac{2\pi}{L}$$

↑
Diskretisierung aus Randbedingung

$$\left[\begin{array}{c} \int_0^{E_F} D(E) dE \\ \uparrow \\ \text{Zustandsdichte} \end{array} \right]$$

$$= 2 \sum_{k=0}^{k_{BZ}} \frac{\Delta^3 k}{\Delta^3 k}$$

"Übergang ins
quasi-Kontinuum
möglich wenn k -Zustände
dicht liegen, also $V \gg V_{EZ}$

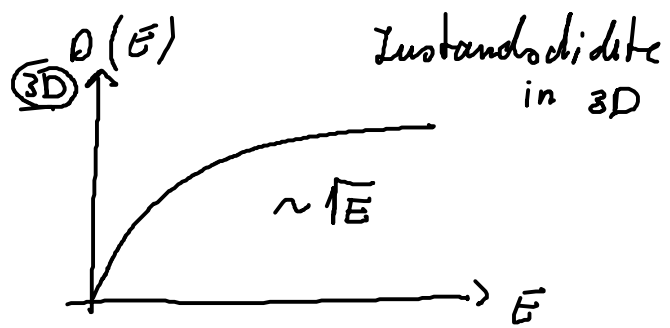
$$= \frac{2V}{(2\pi)^3} \int_0^{k_{EZ}} d^3k \quad (1) \text{ Verwende Kugelkoordinaten}$$

(2) $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$
 $dE = \frac{\hbar^2 |k|}{m^*} dk$

Für 3-dimensionalen
Volumenhalbleiter:

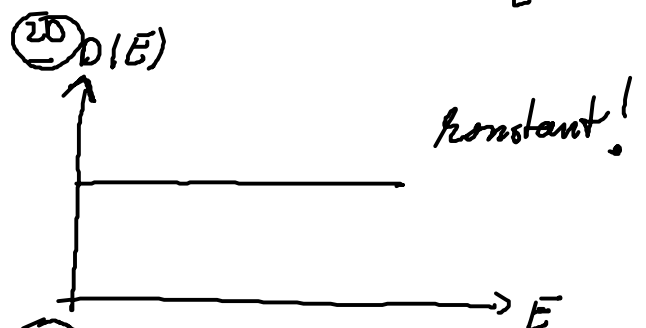
$$N^{Max} = \frac{2V}{(2\pi)^3} \underbrace{4\pi}_{\text{Winkel-int.}} \int k^2 dk$$

$$= V \frac{(2m^*)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \int \sqrt{E} dE$$



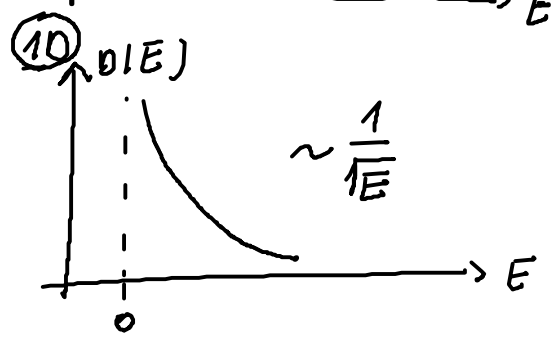
für 2D: $N^{Max} = A \int \underbrace{\frac{m^*}{\pi \hbar^2}}_{D(E)} dE$

Bsp.: Quantenfilme



für 1D: $D(E) = \frac{\sqrt{2m^*}}{\pi \hbar} \frac{1}{\sqrt{E}}$

Bsp.: Quantendrähte



für 0D: lokalisierte
Energieniveaus
Bsp.: Quantenpunkte

• Wieviele Zustände sind besetzt?

- Fermi-Verteilung der Elektronen auf die Zustände im GG

$$f(E, T, E_F) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_k - E_F}{kT}}} = f_k$$

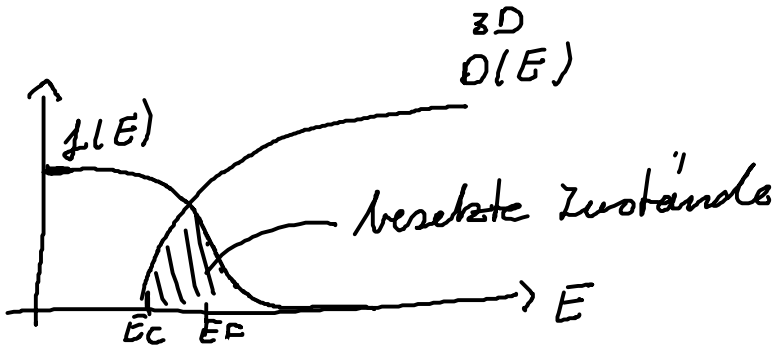
mittlere

Elektronenkonzentration:

$$n = \frac{1}{A} \sum_k f_k$$

(*)

$$\xrightarrow{2D} = \frac{1}{A} A \int D(E) f(E) dE$$



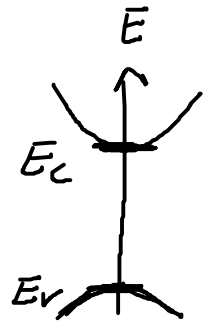
" für 2D kann Integral (*) analytisch ausgewertet werden

$$n = \underbrace{\frac{m_e}{\pi \hbar^2}}_{D_e} \int_{E_C}^{\infty} \frac{1}{e^{\frac{E - E_F}{kT}} + 1} dE = D_e kT \ln \left(1 + e^{\frac{E_F - E_C}{kT}} \right)$$

→ aus Fermienergie kann Dichte der Elektronen im HL berechnet werden

analog für Löcher:

$$p = D_h kT \ln \left(1 + e^{\frac{E_V - E_F}{kT}} \right)$$

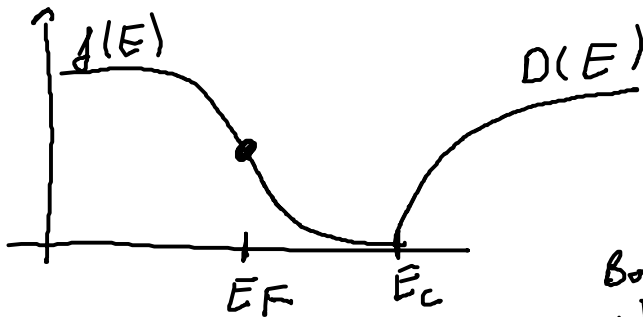


Dispersionskurve der Löcher geht nach unten

für 3D ist das Integral nur in Spezialfällen lösbar

(i) nicht-Entartung

Bem.: "Entartung" bezieht sich auf die Statistik und nicht auf Energieniveaus



Boltzmann
↓
Verteilung

$$\Rightarrow n = \int_{E_c}^{\infty} D(E) e^{-\frac{(E - E_F)}{kT}} dE$$

$$= N_c e^{\frac{E_F - E_c}{kT}}$$

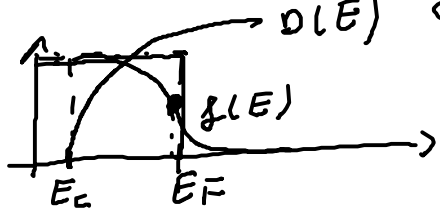
↑ Entartungskonzentration

$$N_c = \frac{2\pi(2m kT)^{3/2}}{(2\pi \hbar)^3}$$

Näherung: $E_F - E_c < 0$

$$|E_F - E_c| \gg kT$$

(ii) starke Entartung



$$E_F - E_C \gg kT$$

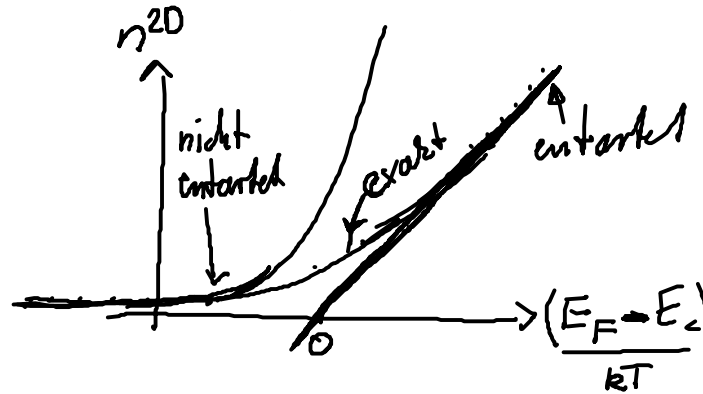
$$(n \gg N_C)$$

$$\rightarrow f(E) \approx \Theta(E - E_F)$$

Stufenfunktion

$$n \approx \int_{E_C}^{\infty} D(E) \Theta(E - E_F)$$

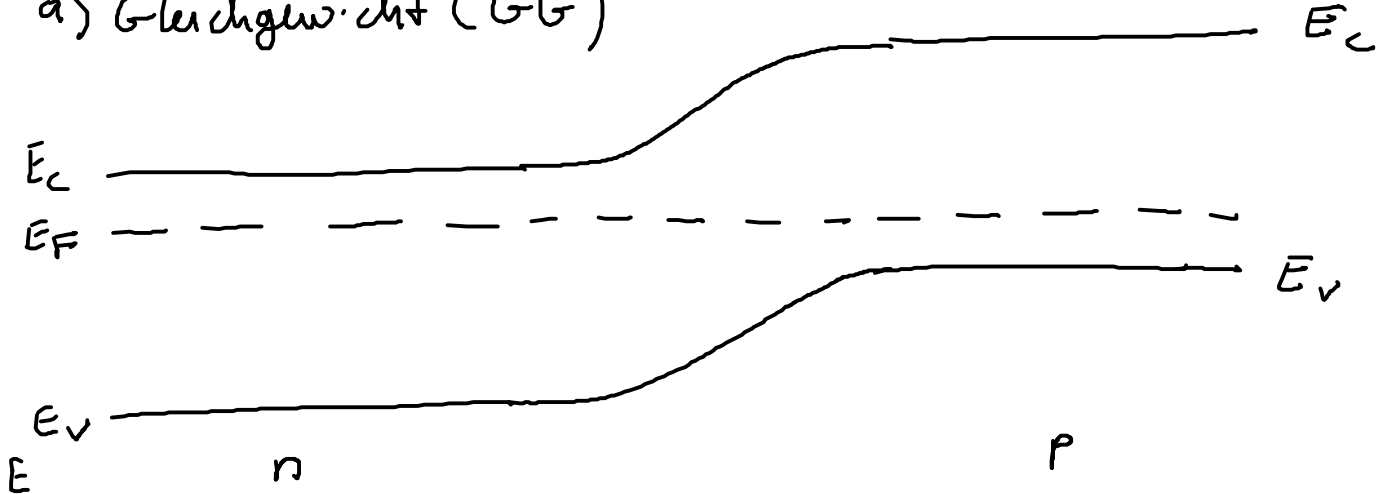
$$(2D) = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} kT \frac{E_F - E_C}{kT}$$



2.3.2 p-n Übergang

- mit Akzeptoren dotiert \rightarrow p Gebiet da mehr Löcher vorhanden
- mit Donatoren dotiert \rightarrow n Gebiet mehr Elektronen vorhanden \rightarrow Fermiiveau liegt höher

a) Gleichgewicht (GG)

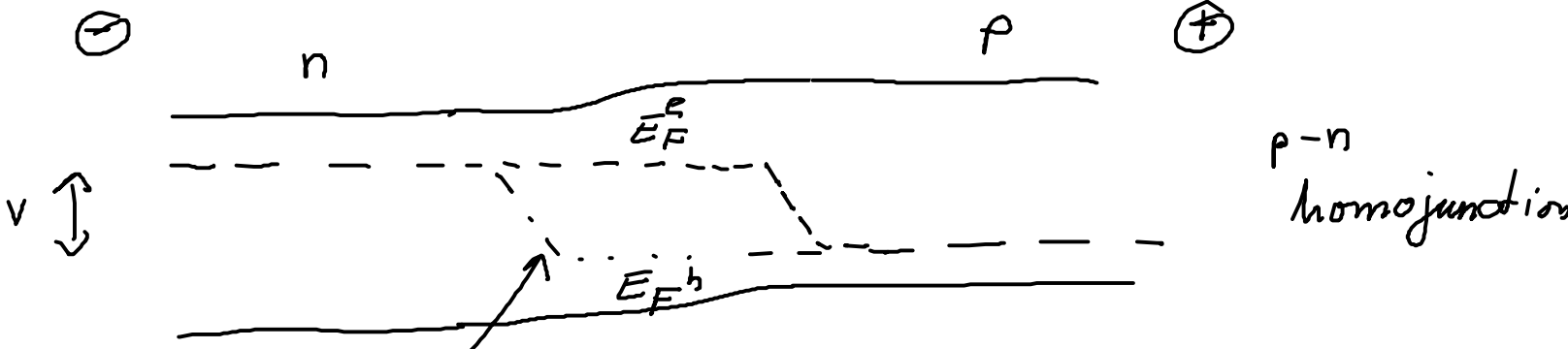




Im GG ist E_F ortsunabhängig!

b) Spannung V in Flussrichtung

- falls Zeitskalen trennbar sind, ist Beschreibung mit quasi-Fermi-niveaus möglich



Quasi-Fermi-niveaus

Zeitskalen:

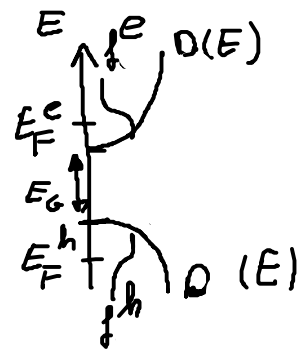
- e-c Streuung } schnell
- h-h Streuung } → GG im Band
- e-h Rekombination langsam
- kein GG zwischen den Bändern

Verteilungen:

Elektronen $f_c = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F^e}{kT}}}$

Elektronen im VB $f_v = \frac{1}{1 + e^{\frac{E - E_F^h}{kT}}}$

Löcher: $f^h = 1 - f_v$



- die Diffusion ins p & n Gebiet kaum minimiert werden durch "heterojunctions"

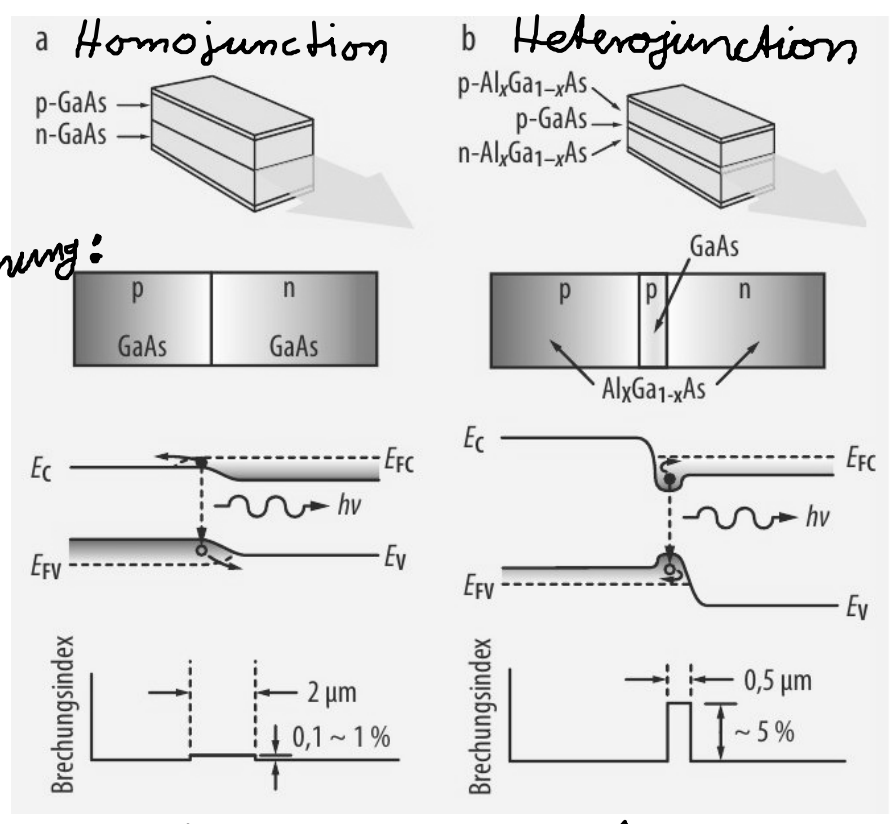
d.h.: Kontakt verschiedener Materialien mit unterschiedlicher Bandlücke



Nobelpreisträger
Alferov 2000



1963 vorgeschlagen



mit Spannung:

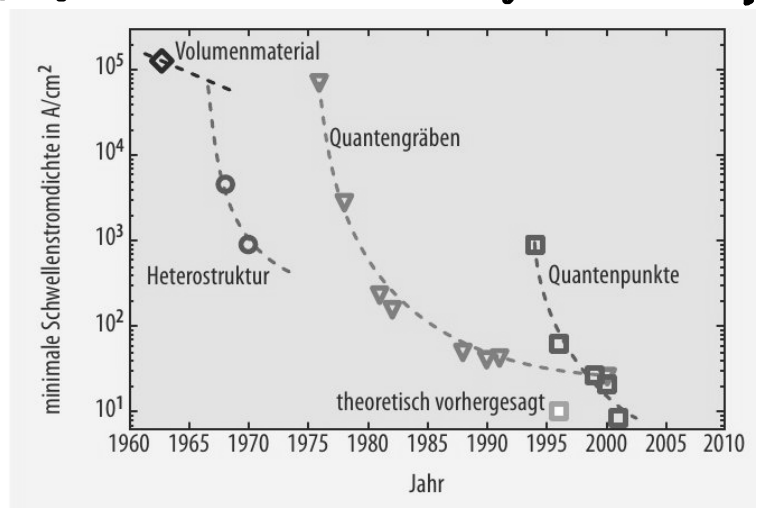
homojunctions

heterojunctions

Physik Journal
Mai 2012
D. Bimburg

Verbesserung im Schwellstrom, d.h. im Energieverbrauch:

Vorteil: kleinerer Schwellstrom
→ erster Laser bei 300K möglich



Quelle: Physik Journal Mai 2012
"Vom hässlichen Entlein zum Schwan"

"
· Nächste VL: (statt 16.5.)
14.5. 10:15 im EWO16