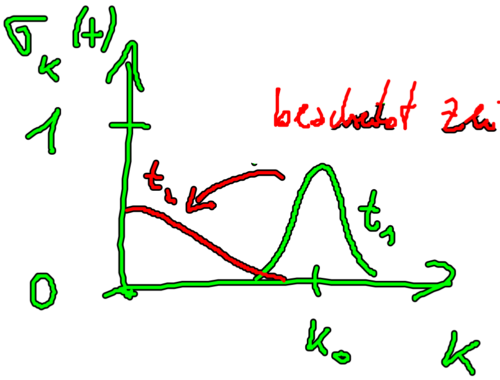
quantenkinetische Gleichung für Besetzg. $\sigma_k(t) = \langle a_k^+(t)\, a_k(t)\rangle$

wie hoch ist die Besetzungswahrscheinlichkeit des Zustands mit der Wellenzahl k



beschreibt zeitliche Thermalisierung eines Nichtgleichgewichtszustands in Gleichgewicht mit T des Bads

$t_1 < t_2$

$$\dot{\sigma}_k(t) = -\int_{-\infty}^{t} dt'\, f_{aus}(t,t')\,\sigma_k(t') + \int_{-\infty}^{t} dt'\, f_{ein}(t,t')\left(1-\sigma_k(t')\right)$$

Einstreurate

$$f_{aus}(t,t') = 2\sum_q |\tilde{D}_q|^2 \left(1-\sigma_{k+q}(t')\right)\begin{pmatrix} \cos\left((\nu_{k+q}-\nu_k-\omega_q)(t-t')\right) n_q \\ +\cos\left((\nu_{k+q}-\nu_k+\omega_q)(t-t')\right)(n_q+1)\end{pmatrix}$$

$$f_{ein}(t,t') = 2\sum_q |\tilde{D}_q|^2 \sigma_{k+q}(t')\begin{pmatrix} \cos\left((\nu_{k+q}-\nu_k-\omega_q)(t-t')\right)(n_q+1) \\ +\cos\left((\nu_{k+q}-\nu_k+\omega_q)(t-t')\right) n_q\end{pmatrix}$$

zu c) durch $\cos\left(\Delta t \frac{\Delta E}{\hbar}\right)$ kommt es zu einer Interferenz alle vorherigen $t' < t$ Wechselwirkungen, d.h.

Man hat eine Überlagerung verschiedener Frequenzen

$\left(\frac{\varepsilon_k}{\hbar} = \nu_k \right)$ → „Wellendynamik" bei El-Ph Stößen

d) σ_k wird aus σ_{k+q} gefüllt und in dieses entleert

(Ausstreuung „−", Einstreuung „+")

$$\sigma_{k+q} \underset{\text{ausstreuen}}{\overset{\text{einstreuen}}{\rightleftarrows}} \sigma_k$$

, verstehe der Rate f:

Einstreuung	Ausstreuung
$\sim (1-\sigma_k)$ Nichtbesetzung. (also zum Platz der noch da ist)	$\sim \sigma_k$ Besetzung (zu dem was schon drin ist)
$\sim \sigma_{k+q}$ Besetzung des Ausgangszustands	$\sim (1-\sigma_{k+q})$ zur Nichtbesetzung des Zielzustands

→ Terme aus dem Pauliprinzip

Stärke der Streuung mit $\tilde{D}_q^2$ und alle q machen mit

e) Interpretation $\cos\left((\nu_{k+q} - \nu_k \pm \omega_q)(t-t') \right)$

die erste Klammer stellt den energetische Übertrag
den ein El durch ein Ph bei einem Stoß erleidet
(1 Phonon nur, weil Störungstheorie)

wenn $(\quad) = 0$ wäre:

$$\hbar \nu_{k+q} \pm \hbar \omega_q = \hbar \nu_k$$

das bedeutet die Absorption / Emission eines Phonons $\hbar\omega_q$
bei k. sein Zustand ändert $\rightarrow k+q$

z.B. Ausstreurate $k \rightarrow k+q$

im Cosinus stehen: $\nu_k + \omega_q = \nu_{k+q}$ Phononabsorption $(\cdot n_q)$

$\nu_k - \omega_q = \nu_{k+q}$ Phononemission

$\cdot(1 + n_q)$

Spontan

stimuliert

Absorption und Emission von
Phononen treten als spontane/stimulierte
Prozesse, analog Laser auf

f) Energie-Zeit Unschärfe beim Stoßprozeß

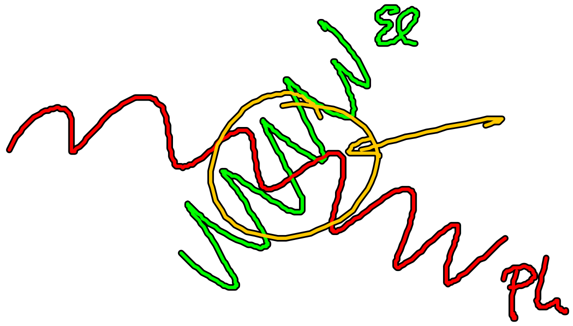
$$\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar$$

Energieübertrag — typische Wechselwirkungszeit um ΔE zu messen

$\approx$ Zeitdauer des Stoßes

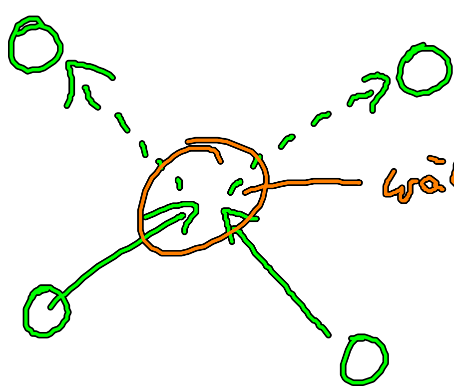
während des Stoßes zur Beobachtungszeit $t \approx \Delta t = s$

sieht man Interferenzeffekte:



nach dem Stoß für $t \gg \Delta t = s$

ist die Hoffnung wieder den E-Satz zu finden



während Δt nicht nachsehen!

Hoffnung: f. große Zeit t

$\Delta E = 0$ finden (E-Satz)

5.3. Das Einbandmodell: Boltzmannstoßterm

$t \to \infty$ verwenden in $\dot{\sigma}_k(t)$

$$\dot{\sigma}_k(t) \simeq \int_{-\infty}^{t} \cos\big(\underbrace{\nu_{k+q} - \nu_k \pm \omega_q}_{\Delta\omega}\big)\underbrace{(t-t')}_{s}\; g(t')$$

„strukturell"

$$\left|\; t-t' = s,\; dt' = -ds,\; t' = t-s,\; \int_{+\infty}^{0} \;\right|$$

$$= \int_0^\infty ds\, \cos(\Delta\omega \cdot s)\, g(t-\cancel{s})$$

$s \ll t$, wenn wir nicht den Stoß selbst auflösen wollen (Markoffapproximation)

$$\approx \int_0^\infty ds\, \cos(\Delta\omega\, s)\, e^{-\gamma s}\, g(t)$$

$$= \frac{\gamma\, g(t)}{\gamma^2 + \Delta\omega^2} \xrightarrow[\gamma \to 0]{} \pi\, \delta(\Delta\omega)\, g(t)$$

$\Delta\omega$ muß also $= 0$ sein

$$\Rightarrow \nu_{k+q} - \nu_k \pm \omega_q = 0$$

Der Energiesatz gilt in dieser Näherung.

f. d. einzelnen Stoß $\Delta E = 0$.

in allen Termen dieser Näherung $\longrightarrow$ Boltzmannstoßterm

$$\dot{\sigma}_k(t) = -\Gamma_{aus}\,\sigma_k(t) + \Gamma_{ein}\left(1-\sigma_k(t)\right)$$

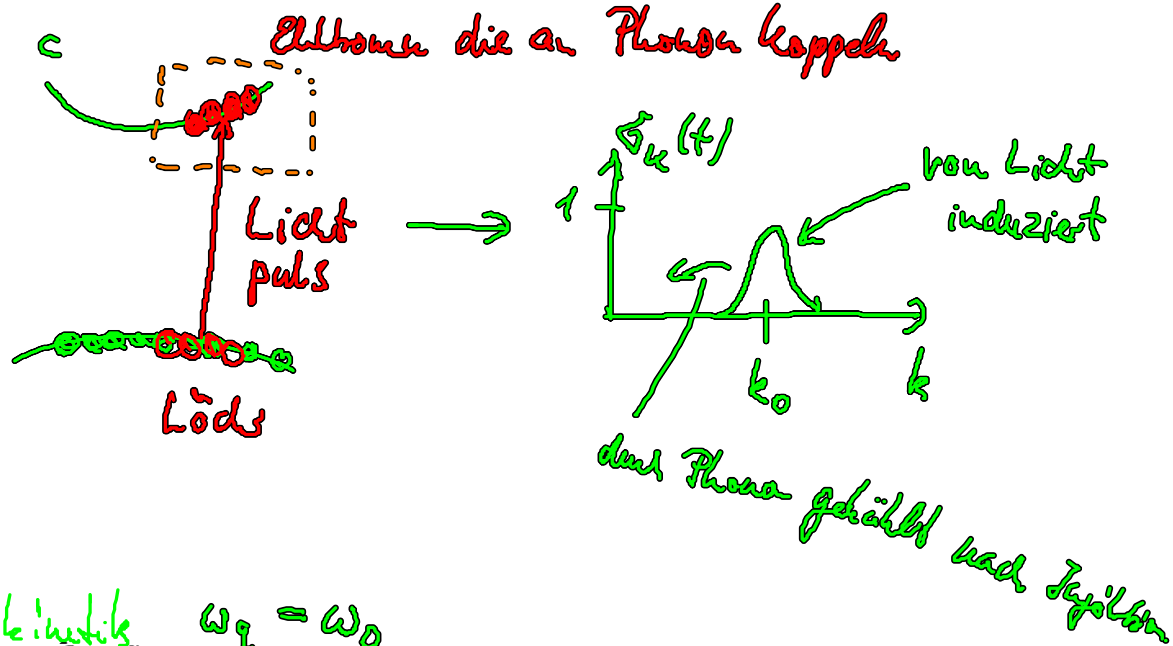
$$\Gamma_{aus} = 2\pi \sum_q |\tilde{D}_q|^2 \Big(\delta(\nu_{k+q}-\nu_k-\omega_q)\, n_q + \delta(\nu_{k+q}-\nu_k+\omega_q)\,(n_q+1)\Big)\left(1-\sigma_{k+q}(t)\right)$$

$$\Gamma_{ein} = 2\pi \sum_q |\tilde{D}_q|^2 \Big(\delta(\nu_{k+q}-\nu_k-\omega_q)\,(n_q+1) + \delta(\nu_{k+q}-\nu_k+\omega_q)\, n_q\Big)\cdot\sigma_{k+q}(t)$$

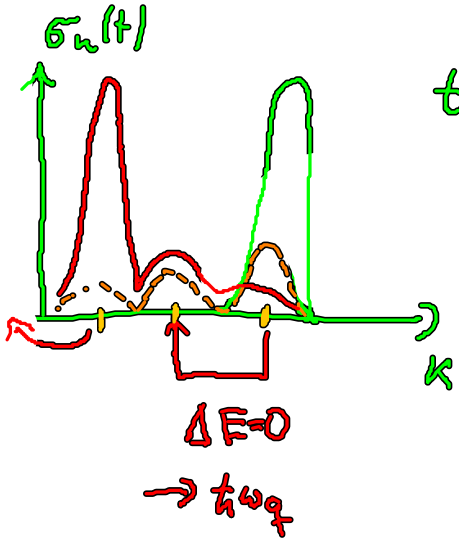
Interpretation analog zu 5.2.

5.4. Diskussion numerischer Lösungen der quantenkinetischen Stoßgl. und der Boltzmanngl.

Halbleiter



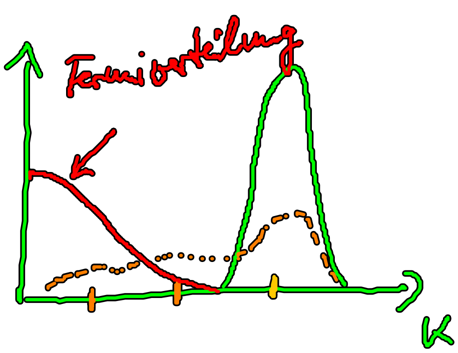
Boltzmannkinetik $\omega_q = \omega_0$



$t_1 < t_2 < t_3$ (Gleichgewicht)

durch die Energieerhaltung findet man „exakte" Repliken der Anfangsverteilung

Quantenkinetik



$t_1 < t_2 < t_3$

durch „Aufweichung des Energiesatzes" findet man Verbreiterung der „Repliken" und für $t \to \infty$ eine Fermifunktion