

Inhaltsverzeichnis

0	Quantenmechanik	2
0.1	Mechanik	2
0.2	Quantenmechanik	2
0.3	Schrödinger- und Heisenbergbild	4
0.4	Harmonischer Oszillator	5
1	Zeitabhängige Störung	6
1.1	Zeitabhängige Störungstheorie und das Wechselwirkungsbild	6
1.2	Fermis Goldene Regel	10

0 Quantenmechanik

0.1 Mechanik

Der einfachste Lagrange lautet

$$L(x, \dot{x}) = \frac{m}{2} \dot{x}^2 - V(x)$$

Um jetzt die Hamiltonfunktion zu konstruieren, schreiben wir:

$$p = \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} (= m\dot{x})$$

Sodass

$$H(x, p) = p\dot{x} - L(x, \dot{x}) = \frac{p^2}{2m} + V(x)$$

Poisson-Klammern:

$$\{A, B\} = \frac{\partial A}{\partial x} \frac{\partial B}{\partial p} - \frac{\partial B}{\partial x} \frac{\partial A}{\partial p}$$

Beispiele mit Spezialfällen:

$$\frac{dF}{dt} = \dot{F} = \{F, H\} + \frac{\partial F}{\partial t} \quad \text{Phasenraumfunktion } F(x, p, t)$$

$$\frac{dH}{dt} = \{H, H\} + \frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\partial H}{\partial t} \quad \text{Falls } H \text{ nicht explizit zeitabhängig, dann ist Energie in } H \text{ erhalten.}$$

$$\frac{dx}{dt} = \{x, H\} = \frac{\partial H}{\partial p} = \frac{p}{m} \rightarrow \text{Geschwindigkeit ist Impuls durch Masse.}$$

$$\frac{dp}{dt} = \{p, H\} = -\frac{\partial H}{\partial x} \quad \text{Newton: } F = ma = \dot{p} = -\nabla V$$

Fundamentale Poissonklammern:

$$\{x, x\} = \{p, p\} = 0$$

$$\{x, p\} = 1$$

0.2 Quantenmechanik

\hat{A} ist Operator. Und e hoch eine Matrix ist definiert als:

$$e^{\hat{A}} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\hat{A}^n}{n!}$$

Der Operator \hat{p} erzeugt Translationen

$$\begin{aligned} e^{\frac{i}{\hbar} a \hat{p}} \psi(x) &= \psi(x + a) \\ &= e^{a \frac{\partial}{\partial x}} \psi(x) \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} a^n \frac{\partial^n}{\partial x^n} \psi(x) \\ &\stackrel{\text{Taylorreihe}}{=} \sum_n \frac{a^n}{n!} \psi^{(n)}(x) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \hat{p} = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x}$$

$$\begin{aligned} (\hat{x}\hat{p} - \hat{p}\hat{x})\psi(x) &= \\ &= [\hat{x}, \hat{p}]\psi(x) \\ &= \frac{\hbar}{i} \left(x \frac{\partial}{\partial x} \psi - \frac{\partial}{\partial x} x \psi \right) \\ &= \frac{\hbar}{i} (x\psi' - \psi - x\psi') \\ &= i\hbar\psi(x) \text{ für alle } \psi(x) \end{aligned}$$

$$\Rightarrow \boxed{[\hat{x}, \hat{p}] = i\hbar} \quad \text{Born-Jordan Relation}$$

Beschränkte Operatoren wirken auf Zustände im Hilbertraum $L_2(\mathbb{C}) = H$:

$$\hat{A}|n\rangle = a_n|n\rangle$$

Wobei a_n Eigenwerte sind und $|n\rangle$ Eigenzustände¹ $\in H$. Da $\hat{A} = \hat{A}^\dagger$ selbstadjungiert ist, $\Rightarrow a_n \in \mathbb{R}$ und es gilt $\langle m|n\rangle = \delta_{mn}$ (normiert) "Strahl in H".

Es gilt die Vollständigkeitsrelation:

$$\sum_n |n\rangle \langle n| = \mathbb{1}$$

bzw. $\{|a_n\rangle\}$ ist Basis von H , falls \hat{A} ein rein diskretes Spektrum $\{a_n\}$ hat.

Allgemeiner: Das Gelfand Tripel:

$$\{\Phi, H, \Phi'\} \text{ mit } \Phi \subset H \subset \Phi'$$

Dann ist $|a_n\rangle \in \Phi \Rightarrow \langle a_n|a_n\rangle = 1$ normierbar.

Sind alle $|a_n\rangle \in \Phi$ dann gilt $\Phi = H = \Phi'$ und \hat{A} hat ein rein diskretes Spektrum. Aber es gibt auch uneigentliche Eigenvektoren

$$|x\rangle, |p\rangle \in \Phi'$$

dies ist eine uneigentliche Basis von H , aber $|x\rangle \notin H$

$$\begin{aligned} \hat{x}|x\rangle &= x|x\rangle, & \langle x|x'\rangle &= \delta(x-x'), & \int dx |x\rangle \langle x| &= \mathbb{1} \\ \hat{p}|p\rangle &= p|p\rangle, & \langle p|p'\rangle &= 2\pi\delta(x-x'), & \int \frac{dp}{2\pi} |p\rangle \langle p| &= \mathbb{1} \end{aligned}$$

Wenn wir eine Fourier Transformation machen, fügt man im Endeffekt einfach eine $\mathbb{1}$ ein:

$$\psi(x) = \langle x|\psi\rangle = \langle x|\int \frac{dp}{2\pi}|p\rangle \langle p|\psi\rangle = \int \frac{dp}{2\pi} \langle x|p\rangle \langle p|\psi\rangle = \int \frac{dp}{2\pi} e^{-ipx} \tilde{\psi}(p)$$

¹In der Vorlesung wurde $|a_n\rangle$ benutzt.

Der Hamiltonoperator erzeugt zeitliche Translationen:

$$\hat{H} |\psi(t)\rangle = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle \Rightarrow |\psi(t)\rangle = \hat{\mathcal{U}}_t |\psi(0)\rangle$$

$$\text{mit } \mathcal{U}_t = \text{T exp} \left(-\frac{i}{\hbar} \hat{H} t \right)$$

Wobei T ein Zeitoperator² ist und $\hat{H} = H(\hat{x}, \hat{p})$ aber $[\hat{x}, \hat{p}] \neq 0$. Allgemein gilt $e^A e^B \neq e^{A+B}$ wenn $[A, B] \neq 0$.

$\hat{\mathcal{U}}_t$ ist unitär:

$$\hat{\mathcal{U}}_t^\dagger + \hat{\mathcal{U}}_t = \hat{\mathcal{U}}_{-t} \hat{\mathcal{U}}_t = \mathbb{1}.$$

Mögliche Messergebnisse von A zur Zeit t : a_n Erwartungswert:

$$\langle A \rangle_\psi(t) = \langle \psi(t) | \hat{A} | \psi(t) \rangle = \sum_n \langle \psi(t) | \hat{A} | n \rangle \langle n | \psi(t) \rangle = \sum_n a_n \underbrace{|\langle \psi(t) | n \rangle|^2}_{|c_n(t)|^2}$$

Dabei ist $|c_n(x)|^2$ die Wahrscheinlichkeit den Zustand $|n\rangle$ anzutreffen.

$$\begin{aligned} c_n(t) &= \\ &= \langle \psi(t) | n \rangle \\ &= \langle \psi(0) | \hat{\mathcal{U}}_t^\dagger | n \rangle \\ &= \langle \psi(0) | \text{T} e^{\frac{i}{\hbar} \hat{H} t} | n \rangle \\ &= \sum_m \langle \psi(0) | m \rangle \langle m | n \rangle e^{\frac{i}{\hbar} E_m t} \\ &= \sum_m \langle \psi(0) | m \rangle \langle m | n \rangle e^{\frac{i}{\hbar} E_m t} \end{aligned}$$

So kann man auch schreiben:

$$\langle A \rangle_\psi(t) = \sum_{n,m,k} a_n e^{\frac{i}{\hbar} (E_m - E_k) t} \langle \psi(0) | m \rangle \langle k | \psi(0) \rangle \langle m | n \rangle \langle n | k \rangle$$

Falls $[\hat{H}, \hat{A}] = 0$, dann existiert simultanes System von Eigenzuständen $\rightsquigarrow \langle m | n \rangle = \delta_{mn}$ (für nicht-entarteten Fall).

0.3 Schrödinger- und Heisenbergbild

Schrödinger Bild:

zeitunabhängige Operatoren \hat{A}

zeitabhängige Zustände $|\psi(t)\rangle$

Damit

Heisenberg Bild:

zeitabhängige Operatoren $\hat{A}_H(t)$

zeitunabhängige Zustände $|\psi\rangle_H$

$$\begin{aligned} \langle \psi'(t) | \hat{A} | \psi(t) \rangle &\equiv {}_H \langle \psi' | \hat{A}_H(t) | \psi \rangle_H \\ &\Rightarrow \hat{A}_H(t) = \hat{\mathcal{U}}_t^\dagger \hat{A} \hat{\mathcal{U}}_t, \quad |\psi\rangle_H = |\psi(0)\rangle \end{aligned}$$

²Hier hat Prof. Bali kurz erklärt, wie T auf die Exponentialfunktion wirkt, aber ich konnte es bis jetzt nicht verstehen.

Energie Eigenzustände:

$$\begin{aligned}\hat{H} |n\rangle &= E_n |n\rangle \Rightarrow H |n(t)\rangle = E_n |n(t)\rangle = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |n(t)\rangle \\ |n(t)\rangle &= |n(0)\rangle e^{-\frac{i}{\hbar} E_n t} = |n\rangle e^{-\frac{i}{\hbar} E_n t}\end{aligned}$$

$\Rightarrow |n\rangle = |n\rangle_H$ für "stationäre" Zustände.

Ehrenfesttheorem:

$$\begin{aligned}i\hbar \frac{d}{dt} \langle \hat{A} \rangle_\psi &= i\hbar \frac{d}{dt} \langle \psi(t) | \hat{A} | \psi(t) \rangle \\ &= i\hbar \left(\langle \dot{\psi} | \hat{A} | \psi \rangle + \langle \psi | \hat{A} | \dot{\psi} \rangle + \langle \psi | \dot{\hat{A}} | \psi \rangle \right) \\ &= \left(\langle \psi | -\hat{H} \hat{A} | \psi \rangle + \langle \psi | \hat{H} \hat{A} | \psi \rangle + i\hbar \frac{\partial \langle \hat{A} \rangle}{\partial t} \right) \\ &= \langle [\hat{A}, \hat{H}] \rangle_\psi + i\hbar \frac{\partial \langle \hat{A} \rangle}{\partial t} \\ &\Rightarrow \boxed{\frac{d}{dt} \langle \hat{A} \rangle_\psi = -\frac{i}{\hbar} \langle [\hat{A}, \hat{H}] \rangle + \frac{\partial}{\partial t} \langle \hat{A} \rangle}\end{aligned}$$

Beispiel:

$$\begin{aligned}\hat{A} &= \hat{p}, \text{ mit } \hat{p} = \frac{i}{\hbar} \frac{\partial}{\partial x} \text{ und } \hat{V} = V(x) \\ \frac{d\langle \hat{p} \rangle}{dt} &= -\frac{i}{\hbar} \langle [\hat{p}, \hat{V}] \rangle = -\left\langle \frac{\partial \hat{V}}{\partial x} \right\rangle\end{aligned}$$

Heisenberggleichung:

$$\boxed{\frac{d\hat{A}_H(t)}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{A}_H, \hat{H}] + \frac{\partial \hat{A}_H}{\partial t}}$$

ist äquivalent zur Schrödingergleichung:

$$\boxed{\frac{d|\psi(t)\rangle}{dt} = -\frac{i}{\hbar} \hat{H} |\psi(t)\rangle}$$

0.4 Harmonischer Oszillator

$$\begin{aligned}H &= \frac{p^2}{2m} + \frac{m}{2} \omega^2 x^2 & y &:= \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} x \\ \Rightarrow H &= \hbar \left(-\frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{1}{2} y^2 \right) = \hbar \omega \tilde{H} & \text{mit } \tilde{H} &= \frac{1}{2} (\tilde{p}^2 + y^2) \\ \Rightarrow [y, \tilde{p}] &= i & \text{wobei } \tilde{p} &= -i \frac{\partial}{\partial y}\end{aligned}$$

wobei

$$\text{Vernichtungsoperator: } a = \frac{1}{\sqrt{2}} (y + i\tilde{p})$$

$$\text{Erzeugungsoperator: } a^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}} (y - i\tilde{p})$$

Und da dann

$$\begin{aligned} [a, a^\dagger] &= 1 & \text{oder } aa^\dagger &= a^\dagger a + 1 \\ \Rightarrow \tilde{H} &= \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) \\ \text{und somit } y &= \frac{1}{\sqrt{2}} (a + a^\dagger), & \tilde{p} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (a - a^\dagger) \end{aligned}$$

Sei nun:

$$\tilde{H} |n\rangle = \epsilon_n |n\rangle \quad (H |n\rangle = E_n |n\rangle \Rightarrow E_n = \hbar\omega\epsilon_n) a^\dagger a |n\rangle = \left(\epsilon_n - \frac{1}{2} \right) |n\rangle$$

(n ist Anzahl der Knoten (Nullstellen) der Wellenfunktionen.) Aus QM 1:

$$\begin{aligned} a |n\rangle &= \sqrt{n} |n-1\rangle \\ a^\dagger |n\rangle &= \sqrt{n+1} |n+1\rangle \\ \Rightarrow \epsilon_{n+1} &= \epsilon_n + 1 \end{aligned}$$

mit $n = 0, 1, 2, \dots$ ³

$$\begin{aligned} \epsilon_n &= n + \frac{1}{2} \rightsquigarrow E_n = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right) \\ \text{und } \underbrace{a^\dagger a}_N |n\rangle &= n |n\rangle \end{aligned}$$

Somit ist $\tilde{H} = N + \frac{1}{2}$

1 Zeitabhängige Störung

1.1 Zeitabhängige Störungstheorie und das Wechselwirkungsbild

Betrachte

$$H(t) = H^0 + H^1(t)$$

H^0 ist zeitunabhängig: $H^1(t) = 0$ für $t < t_i$ oder $t > t_f$ Ungestörtes System:

$$\begin{aligned} H^0 |n\rangle &= E_n |n\rangle = \hbar\omega_n |n\rangle \\ |\psi(t)\rangle &= \sum_n \langle n | \psi(t_0) \rangle e^{-i\omega_n(t-t_0)} |n\rangle \quad \text{für } t, t_0 < t_i \text{ (oder } t, t_0 > t_f) \end{aligned}$$

³N: Nummernoperator (Teilchenzahloperator)

Von nun an: $|\psi(t_0)\rangle = |n\rangle$ für $t_0 < t_i$

$$\Rightarrow \boxed{|\psi(t)\rangle = e^{-i\omega_n(t-t_0)} |n\rangle} \text{ für } t_0, t < t_i$$

Formale Lösung von

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = H^0 |\psi(t)\rangle$$

Ist

$$\Rightarrow |\psi(t)\rangle = T e^{-\frac{i}{\hbar} H^0(t-t_0)} |\psi(t_0)\rangle = \mathcal{U}^0(t-t_0) |\psi(t_0)\rangle$$

Achtung: T ist **Zeitordnungsoperator** und $\mathcal{U}^0(t-t_0)$ ist **Zeitentwicklungsoperator**.
Eigenschaften:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{U}^0(t_1)\mathcal{U}^0(t_2) &= \mathcal{U}^0(t_1+t_2) \\ \mathcal{U}^0(-t) &= \mathcal{U}^{0\dagger}(t) \end{aligned} \right\} \mathcal{U}^{0\dagger}(t)\mathcal{U}^0(t) = \mathbb{1}$$

$$\begin{aligned} 1 &= \langle \psi(t) | \psi(t) \rangle \\ &= \langle \psi(t_0) | \mathcal{U}^{0\dagger}(t-t_0) \mathcal{U}^0(t-t_0) | \psi(t_0) \rangle \\ &= \langle \psi(t_0) | \psi(t_0) \rangle \end{aligned}$$

Norm bleibt erhalten $\Rightarrow U^0$ ist unitär!

Betrachte nun

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = H(t) |\psi(t)\rangle$$

Endzustand ($t > t_f$):

$$\boxed{|\psi(t)\rangle = \sum_m c_m(t) e^{-i\omega_m(t-t_0)} |m\rangle}$$

Übergangswahrscheinlichkeit von $|n\rangle$ in den Zustand $|m\rangle$:

$$\boxed{P_{mn}(t) = |c_m(t)|^2}$$

Das gestörte System

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = (H^0 + H^1(t)) |\psi(t)\rangle$$

wird im Allgemeinen nicht durch

$$|\psi(t)\rangle = T e^{-\frac{i}{\hbar} H(t)(t-t_0)} |\psi(t_0)\rangle$$

gestört! $H(t)$ ist zeitabhängig. Aber

$$\begin{aligned} \langle \psi(t) | \psi(t) \rangle &= \langle \psi(t_0) | \psi(t_0) \rangle \\ \Rightarrow |\psi(t)\rangle &= \mathcal{U}(t-t_0) |\psi(t_0)\rangle \end{aligned}$$

$\mathcal{U}(t, t_0)$ ist ein noch unbekannter unitärer Zeitentwicklungsoperator.
 $|\psi(t)\rangle$ ist Wellenfunktion im Schrödingerbild.

Betrachte:

$$|\psi_W(t)\rangle = (\mathcal{U}^0)^{-1}(t - t_0) |\psi(t)\rangle = \text{T} e^{\frac{i}{\hbar} H^0(t-t_0)} |\psi(t)\rangle$$

Für $H^1 = 0$ gilt:⁴

$$|\psi_W(t)\rangle = |\psi(t_0)\rangle = |\psi_W\rangle = |\psi\rangle_H$$

Nun ist aber $H^1(t) \neq 0$

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{d}{dt} |\psi_W(t)\rangle &= i\hbar \frac{d}{dt} \left[\text{T} e^{\frac{i}{\hbar} H^0(t-t_0)} |\psi(t)\rangle \right] \\ &= \text{T} e^{\frac{i}{\hbar} H^0(t-t_0)} \underbrace{\left[-H^0 + i\hbar \frac{d}{dt} \right]}_* |\psi(t)\rangle \\ &= \text{T} \left\{ e^{\frac{i}{\hbar} H^0(t-t_0)} H^1(t) e^{-\frac{i}{\hbar} H^0(t-t_0)} |\psi_W(t)\rangle \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{d}{dt} |\psi_W(t)\rangle &= H_W^1(t) |\psi_W(t)\rangle \\ H_W^1(t) &= \mathcal{U}^{0\dagger}(t - t_0) H^1(t) \mathcal{U}^0(t - t_0) \end{aligned}$$

(1)

Bild	Zustand	Operator
Heisenberg	zeitunabhängig	Entwicklung durch H
Schrödinger	Zeitentwicklung durch H	Zeitunabhängig (hier aber $H(t)$)
Wechselwirkungs-	Entwicklung durch $H^1(t)$	Entwicklung durch H^0

Berechnung der $c_m(t)$:

Aus dem Schrödingerbild:

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle &= \sum_m c_m(t) |m\rangle e^{-i\omega_m(t-t_0)}, & t > t_f \\ |\psi_W(t)\rangle &= \sum_m c_m(t) |m\rangle & \Rightarrow c_m(t) = \langle m | \psi_W(t) \rangle \\ i\hbar \frac{d}{dt} c_m(t) &= \left\langle m \left| i\hbar \frac{d}{dt} \right| \psi(t) \right\rangle \\ &\stackrel{(1)}{=} \langle m | H_W^1(t) | \psi_W(t) \rangle \\ &= \sum_k \langle m | H^1(t) | k \rangle \underbrace{\langle k | \psi_W(t) \rangle}_{c_k(t)} \\ &= \sum_k \langle m | H^1(t) | k \rangle e^{-i(\omega_k - \omega_m)(t-t_0)} c_k(t) \end{aligned} \tag{2}$$

Anfangsbedingung: $(t_0 < t_i \Rightarrow H^1(t_0) = 0)$:

$$c_k(t_0) = \langle k | \psi_n(t_0) \rangle = \langle k | \psi(t_0) \rangle = \langle k | n \rangle = \delta_{kn}$$

⁴hier ist wieder das Runtergeschriebene W für Wechselwirkung und H für Heisenberg.

Das gekoppelte nicht-lineare System von Differentialgleichungen (2) ist nicht leicht lösbar. \Rightarrow Betrachte „kleine“ Störungen $H^1(t)$: (linearisierung von $i\hbar \frac{d}{dt} |\psi_W(t)\rangle = H^1(t) |\psi_W(t)\rangle$)

$$|\psi_W(t)\rangle = \underbrace{|\psi(t_0)\rangle}_{=|\psi_W(t_0)\rangle} \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t dt' H_W^1(t') |\psi(t_0)\rangle + \dots \left(\text{linearisierung von } i\hbar \frac{d}{dt} |\psi_W(t)\rangle = H^1(t) |\psi_W(t)\rangle \right)$$

$$c_m(t) = \langle m | \psi_W(t) \rangle = \delta_{mn} - \frac{i}{\hbar} \sum_k \int_{t_0}^t dt' \langle m | H^1(t') | k \rangle e^{-i(\omega_n - \omega_m)(t' - t_0)} \underbrace{c_k(t_0)}_{\delta_{kn}} + \dots$$

Setze $t_0 = 0$ ($t_i > 0$)

$$\Rightarrow \boxed{c_m(t) = \delta_{mn} - \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t dt' \langle m | H^1(t') | n \rangle e^{-i(\omega_n - \omega_m)t'} + \dots}$$

Formale Lösung zu allen Ordnungen in H^1 :

$$|\psi_W(t)\rangle = \mathcal{U}^{0\dagger}(t - t_0) |\psi(t)\rangle = \mathcal{U}^{0\dagger}(t - t_0) \underbrace{\mathcal{U}(t, t_0)}_{t > t_f} |\psi_W(t)\rangle$$

$$\boxed{|\psi_W(t)\rangle = W(t, t_0) |\psi(t_0)\rangle \quad \text{mit } W(t, t_0) = \mathcal{U}^{0\dagger}(t - t_0) \mathcal{U}(t, t_0)}$$

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi_W(t)\rangle = H_W^1(t) |\psi(t)\rangle$$

$$\Rightarrow \boxed{i\hbar \frac{d}{dt} W(t, t_0) = H_W^1(t) W(t, t_0) \quad \text{für } t > t_0 \text{ mit } W(t_0, t_0) = \mathbb{1}}$$

$$\boxed{W(t, t_0) = \mathbb{1} - \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t dt' H_W^1(t') W(t', t_0)}$$

Integralgleichung: Lösung durch Iteration (Dyson-Reihe)

$$W^0(t, t_0) = \mathbb{1}$$

$$W^n(t, t_0) = \mathbb{1} - \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t dt' H_W^1(t') W^{n-1}(t', t_0)$$

Beispiele:

$$W^1(t, t_0) = \mathbb{1} - \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t dt' H_W^1(t') \underbrace{W^0(t', t_0)}_{\mathbb{1}}$$

$$W^2(t, t_0) = \mathbb{1} - \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t dt' H_W^1(t') + \left(-\frac{i}{\hbar}\right)^2 \int_{t_0}^t dt' \int_{t_0}^{t'} dt'' H_W^1(t') H_W^1(t'')$$

$$W^n(t, t_0) = \mathbb{1} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(-\frac{i}{\hbar}\right)^n \int_{t_0}^t dt_n \int_{t_0}^{t_n} dt_{n-1} \cdots \int_{t_0}^{t_2} dt_1 H_W^1(t_n) H_W^1(t_{n-1}) \cdots H_W^1(t_1)$$

$$TA(t_1)A(t_2) = \begin{cases} A(t_1)A(t_2), t_1 \geq t_2 \\ A(t_2)A(t_1), t_1 \leq t_2 \end{cases}$$

$$\Rightarrow TA(t_1)A(t_2) \cdots A(t_k) = A(t_{\pi(1)})A(t_{\pi(2)}) \cdots A(t_{\pi(k)})$$

mit $\pi \in S_k$ (Gruppe der Permutationen von k Elementen (mit Mächtigkeit k!)) sodass wenn $t_{\pi(1)} \geq t_{\pi(2)} \geq \cdots \geq t_{\pi(k)}$

$$\begin{aligned} W(t) &= T \left\{ \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{-i}{\hbar} \right)^k \frac{1}{k!} \int_0^t dt_k \int_0^t dt_{k-1} \cdots \int_0^t dt_1 H_W^1(t_k) H_W^1(t_{k-1}) \cdots H_W^1(t_1) \mathbb{1} \right\} \\ &= T \left\{ \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{-i}{\hbar} \right)^k \frac{1}{k!} \underbrace{\int_0^t dt_k H_W^1(t_k) \int_0^t dt_{k-1} H_W^1(t_{k-1}) \cdots \int_0^t dt_1 H_W^1(t_1)}_{\left(\int_0^t dt' H_W^1(t') \right)^k} \right\} \\ &= T \exp \left\{ -\frac{i}{\hbar} \int_0^t dt' H_W^1(t') \right\} \end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{d}{dt} |\psi_W(t)\rangle &= H_W^1(t) |\psi_W(t)\rangle \\ \Rightarrow |\psi_W(t)\rangle &= T e^{-\frac{i}{\hbar} \int_0^t dt' H_W^1(t')} |\psi(0)\rangle \end{aligned}$$

Hier kommt ein mathematischer Einschub oder sowas (what so ever):

$$\begin{aligned} \int_0^t dt' \int_0^{t'} dt'' f(t') f(t'') &= \int_0^t dt' \left(\int_0^{t'} dt'' \underbrace{f(t') f(t'')}_{t' > t''} + \int_{t'}^t dt'' \underbrace{f(t'') f(t')}_{t'' > t'} \right) \frac{1}{2} \\ \int_0^t dt' \int_{t'}^t dt'' f(t'') f(t') &= \int_0^t dt'' \int_0^{t'} dt' f(t'') f(t') = \int_0^t dt' \int_0^{t'} dt'' f(t') f(t'') \end{aligned}$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit vom Zustand $|n\rangle$ zur Zeit t_0 in den Zustand $|m\rangle$ zur Zeit $t > t_0$ lautet:

$$\begin{aligned} P_{mn} &= |c_m(t)|^2 \\ &= |\langle m | \psi_W(t) \rangle|^2 \\ &= |\langle m | W(t, t_0) | \psi_W(t_0) \rangle|^2 \\ &= |\langle m | W(t, t_0) | n \rangle|^2 \end{aligned}$$

Hier ist wieder $|n\rangle = |\psi(t_0)\rangle$.

1.2 Fermis Goldene Regel

Betrachte zeitlich konstante Störung

$$H^1(t) = \Theta(t) H^1$$