

Wk. Ausgangsgleichung zur Berechnung des  
Kramers Loyal-Koeffizient:

$$x_i(t+\tau) - x_i(t) \quad \text{Integral-  
Gleichung}$$

$$= \int_t^{t+\tau} \left[ h_i(x(t'), t') + D_{ij}(x(t'), t') f_j(t') \right] dt'$$

1. Kramers Loyal-Koeffizient

$$K_i^{(1)} = \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{1}{\tau} \langle x_i(t+\tau) - x_i(t) \rangle / \Delta x(t) \quad \text{stark!}$$

Entwickle dazu die Funktion  $h_i$  und  $D_{ij}$   
um den starken Wert herum!

Ergebnis für  $K_i^{(1)}$

hängt von der Ausföhrung des starkst. Integral!

Starkentwickl.

$$K_i^{(1)} = h_i(x(t), t) \quad \text{Diff-Koeffizient}$$

$$+ \frac{1}{2} \frac{\partial D_{ij}}{\partial x_k} (x(t), t) D_{kj} (x(t), t)$$

Dabei wurde benutzt:

$$\int_{\epsilon}^{\epsilon'} D_{ijk}(\epsilon') \int_{\epsilon}^{\epsilon''} D_{lm}(\epsilon'') \ll \frac{d_j(\epsilon') d_l(\epsilon'')}{\Gamma d_m d(\epsilon' - \epsilon'')}$$

Analogweise:

$$\int_{\epsilon}^{\epsilon'} a(\epsilon'') d(\epsilon' - \epsilon'') = \frac{1}{2} a(\epsilon')$$

Bemerkung zum Ergebnis für  $k_i^{(D)}$

i) Der 2. Term in  $k_i^{(D)}$  ist nur ungleich Null, falls  $D_{ij}$  tatsächlich von  $\Sigma(\epsilon)$  abhängt, also nur für multiplettspezifische Terme !!

man nennt diesen Term dann:

"auschinduzierter Drift"

(i) Speziell:

nicht-überdämpfte Lorenz-Gl.  
in einer Dimension:

$$\dot{v} = -\gamma v + f(\epsilon)$$

$\Rightarrow v$  ist die dyn. Variable

$$\rightarrow h_i \rightarrow -\gamma v$$

$$D_{ij} \rightarrow 1$$

$$\Rightarrow k_i^{(A)} = k_v^{(A)} = -\gamma v$$

kein nachinduzierte Diff!

iii) geht man noch mal zurück zur Ausgangsgleichung,

d.h. zur integrierten Langrun-g.,  
so erkennt man:

Der nachinduzierte Diff resultiert  
aus der Tatsache, dass

$$\left\langle \int_{\epsilon}^{\epsilon_i^*} d\epsilon' D_{ij}(\epsilon, \epsilon'), \epsilon' \right\rangle f_j(\epsilon')$$

$$\neq 0$$

in der Inkonsistenz-  
literatur!

(iv) Was passiert mit dem Neuschindler'schen Diff-  
 wenn wir Ho-Integrationsregeln anwenden? !?

Betrachte nochmal:

$$\int_{\xi}^{\xi'} D_{ijk}(\xi(\xi), t') \int_{\xi}^{\xi''} d\xi'' D_{kl}(\xi(\xi''), t'')$$

$$\underbrace{\langle f_1(\xi') f_2(\xi'') \rangle}_{\int_{\xi}^{\xi''} d\xi''}$$

Umgang mit der Delta-Funktion

bei Ho

$$\int_{\xi}^{\xi'} d\xi'' a(\xi'') \delta(\xi' - \xi'') = 0$$

(s. z.B. Spidner)           

etwas Semantik:

ohne Rauschmittel kann das Doppelintegral  
 geschickt werden als

$$\int_{\xi}^{\xi'} D_{ijk}(\xi(\xi), t') \underbrace{d\xi_j(\xi')}_{f_j(\xi') d\xi'}$$

— wenn bekannt

$$\int_{\mathcal{E}} D_{iK} (\{x_t(\mathcal{E}'), \mathcal{E}'\}) dW_2(\mathcal{E}')$$

$\mathcal{E}_K(\mathcal{E}')$

also ist  
 $\mathcal{E}_K(\mathcal{E}') = 0$  für  $t > T_{\mathcal{E}'}$

Daher nennt man

$\mathcal{E}_K(\mathcal{E}')$  eine nicht-antizipierende  
 Funktion!

$$\Rightarrow \int_{\mathcal{E}} \underbrace{D_{ijk} (\{x_t(\mathcal{E}'), \mathcal{E}'\}) \mathcal{E}_K(\mathcal{E}')}_{\text{ebenfalls nicht-antizipierend!}} dW_1(\mathcal{E}')$$

Im Ito-Kalkül gilt:

$$\left\langle \int_{\mathcal{E}_0}^{\mathcal{E}} g(\mathcal{E}') dW(\mathcal{E}') \right\rangle = 0 \quad \text{falls } g \text{ nicht-antizipierend!}$$

Erinnerung:

Sei speziell  $g(\mathcal{E}') = W(\mathcal{E}')$

$$\Rightarrow \left\langle \int_{\epsilon_0}^{\epsilon} W(\epsilon') dW(\epsilon') \right\rangle$$

$$\xrightarrow{\text{Diskretisierung}} \sum_m W_m \underbrace{\langle W_{m+1} - W_m \rangle}_0$$

$$\Rightarrow \text{in } H_0: \left\langle \int_{\epsilon}^{\epsilon+\delta} D_{jk}(\epsilon) E_{jk}(\epsilon) d\epsilon_j(\epsilon) \right\rangle = 0!$$

Damit ergibt sich nach  $H_0$ :

$$K_i^{(A)} \Big|_{H_0} = h_T (f_{\pm}(\epsilon))_{,i} \epsilon$$

Z. Term (verschwindende Diff)  
verschwindet !!

Wir legen uns als Physiker auf <sup>das</sup> Struktural <sup>Ergleich</sup>  $\epsilon$ !

Betrachte nun den 2. Kronecker-Delta-Koeffizient  
( " (reellgemeinert) Diffusionskoeffizient " )

Definition (entsprechend der hier  
angeführten allgemeineren  
Definition)

$$K_{ij}^{(2)} = \frac{1}{2} \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\epsilon} \langle (x_i(\epsilon+\epsilon) - x_i(\epsilon)) (x_j(\epsilon+\epsilon) - x_j(\epsilon)) \rangle$$

}  $\frac{dx}{dt}$   
Skalar

Ausgangspunkt ist wieder  
die integrierte Langevin-Gl., wobei man  
wieder den Nenner um den Skalar Wert  $\pm(\epsilon)$   
entwickelt

Beweis:

- Integrale, in denen nur  $f(x)$  (gleichgültig  
mit einer determinist. Funktion) vorkommt,  
Kürzende im Rauschmittel!

• Mehrfachintegral, in dem  $f(x)$  gar nicht vorkommt,  
sind proportional  $\sum^m$  mit  $m$  Zahl der Integrale

~~es sind~~ Dann sind nur Einfachintegrale  
relevant!

• Integrale,  $\mathbb{E}$  in dem  $f(x)$  mehr als zweimal vorkommt.

Diese Integrale entkoppeln in

Raumchnittel, falls  $f(x)$   
eine Gauß'sche Zufallsvariable ist!

Z.B.  $\langle f(x_1) f(x_2) \dots f(x_{2m-1}) \rangle = 0$   
ungerade Zahl von  $f$

gerade Zahl von  $f$ :

Es zerfällt alles in Doppelintegrale!



Man erhält:

$$K_{ij}^{(z)} = \frac{\pi}{Z} D_{ik} (L(x(k)), \epsilon) \cdot D_{kj} (L(x(k)), \epsilon)$$

Dieses Ergebnis ist unabhängig von der Integrationsregel (Itô oder Stratonovich)

Beachte schließlich (ohne Beweis)

Für gaußverteilte Zufallsvariablen  $f(\epsilon)$

folgt:

$$K_{i_1 i_2 \dots i_n}^{(n)} = 0 \quad \text{für } n \geq 3$$

# I.9. Verbindung zur Fokker-Planck-Gleichung Kramers-Moyal-Entwicklung

Ziel: Relation zw. der realenzeitlichen Langevin-Gleichung für Variablen  $x(t)$  und eine Gleichung für die Wahrscheinlichkeitsdichte.

Betrachte den Einheitsfall halber  
Zweidat System mit einer dyn.  
Variable  $x(t)$  (Kontinuum)

Zur Erinnerung (Kap I.8)

Chapman-Kolmogorov-Gleichung (für Markov-Prozesse)

$$p(x_3, t_3 | x_1, t_1) = \int dx_2 p(x_3, t_3 | x_2, t_2) p(x_2, t_2 | x_1, t_1)$$

bedingte Wahsch.

$$t_3 > t_2 > t_1$$

Integral bzw. Summation über alle Zwischenzustände

# Feynman-Hellmann-Gleichung

entwickle dazu  $p(x_3, t_3 / x_2, t_2)$

nach  $\Delta t = t_3 - t_2$

und nutze folgende Notation:  $t_3 \rightarrow t, t_2 \rightarrow t'$   
 $x_3 \rightarrow x, x_2 \rightarrow x'$

$$\frac{\partial}{\partial t} p(x, t / x', t') = \int dx'' \left[ \overset{\text{Gewinn}}{W(x; x'', t)} P(x'', t / x', t') - \underset{\text{Verlust}}{W(x''; x, t)} P(x, t / x', t') \right]$$

Übergangswk.

Wahrsch. pro Zeiteinheit

Multipliziere mit  $p(x', t')$  und  
integriere über  $x'$

$$\rightarrow \frac{\partial}{\partial t} p(x, t) = \int dx'' \left[ W(x; x'', t) P(x'', t) - W(x''; x, t) P(x, t) \right]$$

Master-Gleichung!

Betrachte nochmal die Feynman-Hellmann-Gl.

Man sieht: Die zeitl. Änderung der Übergangswahrsch.  
 $p(x, t | x', t')$  wird im Prinzip durch die  
Funktionen (Übergangsk)  $W(x; x'', t)$

bei allen  $x''$  bestimmt

Idee nun:

Um die momentanen Änderung von  $p(x, t | x', t')$  mit  $t$   
zu erhalten, genügt es, den ersten Term im Klammer  
(Genantem  $\sim W(x; x'', t)$ ) nun für solche Werte von  $x''$

zu betrachten, die "dicht" an  $x$   
liegen !!

Wir machen also eine Taylorentwicklung

$$\text{in } \Delta = x - x'' \quad (\Leftrightarrow x'' = x - \Delta)$$

$\Rightarrow$  "Kramers-Moyal-Entwicklung"

Konkret:

$$W(x; x'', \epsilon) P(x'', \epsilon | x', \epsilon')$$
$$= W(x + \Delta - \Delta; x - \Delta, \epsilon) P(x - \Delta, \epsilon | x', \epsilon')$$

$$= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k!} \Delta^k \quad (\Delta = x - x'')$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial x} \right)^k \left( W(x + \Delta; x, \epsilon) P(x, \epsilon | x', \epsilon') \right) \Big|_{\Delta=0}$$

Setze dies in die Pauli-Mark-Gleichung

ein und ersetze

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx'' = - \int_{\infty}^{-\infty} d\Delta = \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta$$

↑  
bei festem  $x$

und betrachte den Term mit  $k=0$  separat

$$\frac{\partial}{\partial t} p(x, t | x', t')$$

$$= \int d\Delta \left[ \overbrace{W(x+\Delta; x, t) P(x, t | x', t')}^{K=0 \text{- Term aus der Taylorentwicklung}} - \underbrace{W(x-\Delta; x, t)}_{\text{Wert des } x''} P(x, t | x', t') \right]$$

$$+ \sum_{k \geq 1} \frac{(-1)^k}{k!} \left( \frac{\partial}{\partial x} \right)^k \int d\Delta (\Delta)^k W(x+\Delta; x, t) \cdot P(x, t | x', t')$$

Betrachte das 1. Integral

$$\int d\Delta \left[ W(x+\Delta; x, t) - W(x-\Delta; x, t) \right] P(x, t | x', t') = 0$$

es gilt, da von  $-\infty$  bis  $\infty$  integriert wird

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\Delta W(x+\Delta; x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta W(x-\Delta; x, t)$$

⇒ Direct Form & Indirect

also,

$$\frac{\partial}{\partial \epsilon} p(x, \epsilon | x', \epsilon')$$
$$= \sum_{k \geq 1} \frac{(-1)^k}{k!} \left( \frac{\partial}{\partial x} \right)^k$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\Delta (\Delta)^k \omega(x + \Delta; x, \epsilon) P(x, \epsilon | x')$$

Definition:

$$k^{(n)} = \frac{1}{n!} \int d\Delta \Delta^n \omega(x + \Delta; x, \epsilon) = k^{(n)}(x, \epsilon)$$

$$\rightarrow \frac{\partial}{\partial \epsilon} p(x, \epsilon | x', \epsilon')$$

$$= \sum_{n \geq 1} \left( -\frac{\partial}{\partial x} \right)^n k^{(n)}(x, \epsilon) p(x, \epsilon | x', \epsilon')$$

Zeige nun, dass die Koeffizient  $k^{(n)}$  ( $x, t$ )

unserer bereits in Kap. I §. definierte

Koeffizient  $k^{(n)}$  entsprechen !

$$k^{(n)}(x, t) = \frac{1}{n!} \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{1}{\tau} \langle (x(t+\tau) - x(t))^n \rangle / \tau(t)$$

(eine dyn. Variable)