

Wkt. Ausgangsgleichung zur Bestimmung des
Kramers Loyal-Koeffizient

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

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

1. Kramers Loyal-Koeffiz

$$K_i^{(1)} = \lim_{\tau \rightarrow 0} \frac{1}{\tau} \langle x_i(t+\tau) - x_i(t) \rangle \Big|_{x(t) \text{ stoch.}}$$

Entwickle dazu die Funktionen h_i und D_{ij}
um den stoch. Wert herum !!

Ergebnis für $K_i^{(1)}$

hängt von der Ausführung des stochast. Integral!

Stochastisch:

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

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

Dabei wurde benutzt:

$$\int_t^{t+\Delta t} D_{ijk}(t') \int_t^{t'} D_{kl}(t'') < \frac{f_j(t') + f_l(t'')}{\Gamma d_{jk} d(t-t'')} >$$

Gratonvitez:

$$\int_t^{t'} a(t'') d(t-t'') = \frac{1}{2} a(t')$$

Bemerkung zum Ergebnis bei $K_i^{(1)}$

i) Der 2. Term in $K_i^{(1)}$ ist nun ungleich Null, falls D_{ij} tatsächlich von $x(t)$ abhängt, also nur für multiplikativen Prozess !!

man nennt diesen Term dann:

"neuschinduzierter Drift"

ii) Speziell:

nicht-überdämpfte Lorenz-Gl.
in einer Dimension:

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

$\Rightarrow v$ ist die dyn. Variable

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

$$D_{ij} \rightarrow 1$$

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

Kein rausduziertes Diff!

iii) geht man noch mal zurück zur Ausgangsgleichung,

d.h. zur integrierten Langzeitgl.,
so erkennt man:

Der rausduzierte Diff resultiert
aus der Tatsache, dass

$$\left\langle \int_t^{\bar{\epsilon}} d\epsilon' D_{ij}(\underline{x}(\epsilon'), \epsilon') f_j(\epsilon') \right\rangle$$

$$\neq 0$$

in der Interaktions-
tatsache!

(iv) Was passiert mit dem rausduzierte Diff, wenn wir Ho-Integrationsregeln anwenden??

Betrachte nochmal:

$$\int_t^{t'} D_{ijk}(\underline{x}(t), t') \int_t^{t''} dt'' D_{kl}(\underline{x}(t''), t'')$$

$$\underbrace{\langle f_1(t') f_2(t'') \rangle}_{\int dt'' d(\epsilon' - \epsilon'')}$$

Umgang mit der Delta-Funktion

bei Ho

$$\int_t^{t'} dt'' a(t'') d(t' - t'') = 0$$

(s. z.B. Gardiner)

etwas formaler:

ohne Rauschmittel kann das Doppelintegral
geschickt werden als

$$\int_t^{t'} D_{ijk}(\underline{x}(t), t') \underbrace{dW_j(t')}_{f_j(t') dt'}$$

— Wiener kalkül

$$\int_{\mathcal{F}} D_{iK}(\underline{x}(\epsilon'), \epsilon'') dW_{\epsilon'}(\epsilon'')$$

$\mathcal{F}_{\epsilon'}(\epsilon')$

also ist
 $E_{\epsilon'}(\epsilon') = 0$ für $\epsilon' \neq \epsilon''$

Daher nennt man

$E_{iK}(\epsilon')$ eine nicht-antizipierende

Funktion!

$$\Rightarrow \int_{\mathcal{F}} \underbrace{D_{iK}(\underline{x}(\epsilon'), \epsilon')}_{\text{ebenfalls nicht-antizipierend!}} E_{iK}(\epsilon') dW_{\epsilon'}(\epsilon')$$

Im Ito-Kalkül gilt:

$$\left\langle \int_{t_0}^t g(\epsilon') dW(\epsilon') \right\rangle = 0 \text{ falls } g \text{ nicht-antizipierend!}$$

Erinnerung:

sei speziell $g(\epsilon') = W(\epsilon')$

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

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

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

Damit ergibt sich nach H_0 :

$$K_i^{(1)} \Big|_{H_0} = h_T(\underline{x}(\epsilon))_{,i} \epsilon$$

Z. Term (verschwindende Diff)
verschwindet !!

Wir legen uns als Physiker auf ^{das} Struktural ^{Ergleich} fest!

Betrachte nun den z. Kravars-Moyal-Koeffizienten
 ("verallgemeinerten") Diffusionskoeffizienten

Definition (entsprechend der früher
 angegebenen allgemeineren
 Definition)

$$K_{ij}^{(z)} = \frac{1}{z} \lim_{z \rightarrow 0} \frac{1}{z} \left((x_i(\epsilon + z) - x_i(\epsilon)) (x_j(\epsilon + z) - x_j(\epsilon)) \right)$$

} $x_j(\epsilon)$
 Skalar

Ausgangspunkt ist wieder
 die integrierte Langevin-Gl., wobei man
 wieder den Integranden um den Skalarwert $x_j(\epsilon)$
 entwickelt

Benutze:

- Integrale, in denen nur $f(\epsilon)$ (gekoppelt
 mit einer determinist. Funktion) vorkommt,
 verschwinden im Rauschmittel!

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

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

• Integrale, ξ in dem $f(\xi)$ mehr als zweimal vorkommt:

Diese Integrale entkoppeln in

Raumdimittel, falls $f(\xi)$
eine Gauß'sche Zufallsvariable ist!

$$\text{z.B. } \langle f(\xi_1) f(\xi_2) \dots f(\xi_{2m-1}) \rangle = 0$$

ungerade Zahl von f

gerade Zahl von f :

ES zerfällt alles in Doppelintegral!

Man erhält:

$$K_{ij}(z) = \frac{\pi}{Z} D_{i\bar{k}}(x(k), \epsilon) \cdot D_{\bar{k}j}(x(k), \epsilon)$$

Dieses Ergebnis ist unabhängig von der Integrationsregel (HS oder Stieltjes)

Beachte schließlich (ohne Beweis)

Für gaußverteilte Zufallsvariablen $x(\epsilon)$

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 realgemeinen Langevin-Gleichung für Variablenvektor $\vec{x}(t)$ und einer Gleichung für die Wahrscheinlichkeitsdichte.

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

Zur Erinnerung (Kap. I.4)

Chapman-Kolmogorow-Gleichung (für Markov-Prozess)

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

bedingte Wahrsch.

$$t_3 > t_2 > t_1$$

Integral bzw. Summation
über alle Zwischenzustände

Fokker-Planck-Gleichung

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

nach $\Delta t = t_3 - t_2$

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

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

Übergangswk.

Wahrsch. pro Zeiteinheit

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

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

Fokker-Planck-Gleichung!

Betrachte nochmal die Fokker-Planck-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 momentane Änderung von $p(x,t | x',t')$ mit t
zu erhalten, genügt es, den ersten Term im Integranden
(Genanntem $\sim W(x; x'', t)$) 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-Entwickelung"

Kontinuität:

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

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

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

Setze dies in die Pauli-Markov-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

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

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

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

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 ∞ integriert wird

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

⇒ Diese Form ist Meist!

also,

$$\frac{\partial}{\partial t} p(x, t | x', t')$$
$$= \sum_{k \geq 1} \frac{(-1)^k}{k!} \left(\frac{\partial}{\partial x} \right)^k$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\Delta (\Delta)^k \omega(x + \Delta; x, t) P(x, t | x', t')$$

Definiere:

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

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

$$= \sum_{n \geq 1} \left(-\frac{\partial}{\partial x} \right)^n \tilde{K}^{(n)}(x, t) p(x, t | x', t')$$

Zeige nun, dass die Koeffizient $\tilde{K}^{(n)}(x, \epsilon)$
 unserer bereits in Kap. I §. definierte
 Koeffizient $K^{(n)}$ entsprechen !!

(eine dyn. Variable)

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