

## Rappel

$$dE = T dS - p dV + \mu dN$$

$$C_V = \partial_T E|_V \quad \& \quad C_P = \partial_T E|_P$$

$$\chi_T = -\frac{1}{V} \partial_p V|_T$$

Dans le cas d'une distribution gaussienne avec  $x_1, \dots, x_n \in \mathbb{R}$  variables et  $\alpha_1, \dots, \alpha_n \in \mathbb{R}$  coefficients:

$$e^{-\frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \alpha_i x_i^2}$$

alors on a:

$$\forall i, j \in \llbracket 1, n \rrbracket, \langle x_i \rangle = 0 \quad \& \quad \langle x_i x_j \rangle = \frac{1}{\alpha_i} \delta_j^i$$

Pour une grandeur  $A$ , dépendante de  $x_1, \dots, x_n \in \mathbb{R}$ , alors:

$$\delta A = \sum_{i=1}^n \partial_{x_i} A \delta x_i$$

**N.B.:** c'est juste la règle de la chaîne

## Formalisme d'Einstein

Postulat d'Einstein:

$$\begin{array}{l} \text{distrib de la proba} \\ \text{d'être dans l'état} \\ \text{d'hors équilibre} \end{array} = w = e^{\frac{\partial S_c}{k_B T}}$$

pour toute la suite  $i \in \llbracket 1, r \rrbracket = I$ ;  $r \in \mathbb{N}^*$  et on pose  $X_{i \in \llbracket 1, r \rrbracket}$  les coords thermodynamique

On déf  $F_i = \partial_{X_i} S$  et  $Y_i = T F_i = \partial_{X_i} E$

On peut montrer alors:

$$w = e^{-\frac{1}{2k_B T} (\delta S \delta T - \sum_{i \in I} \delta X_i \delta Y_i)}$$

Relation de Gibbs-Duhem

$$S dT + \sum_{i \in I} X_i dY_i = 0$$

## Théorème de la réponse linéaire

Soit un système à l'équilibre dépendent des paramètres  $p, q$  et du hamiltonien  $\mathcal{H}_0(p, q)$ .

On vient perturber ce système par une force extérieure de norme  $f$ , couplé à une grandeur  $A(p, q)$ ,

Ainsi pour une grandeur quelconque  $B(p, q)$ :

$$\langle B \rangle = \langle B \rangle_0 + \beta f \text{cov}(A_0, B_0)$$

avec:

- $A_0$  = valeur de  $A$  à l'équilibre
- $B_0$  = valeur de  $B$  à l'équilibre

- $\langle B \rangle_0$  = moyenne statistique à l'équilibre
- $\beta = \frac{1}{k_B T}$
- $\text{cov}(A_0, B_0) = \langle AB \rangle_0 - \langle A \rangle_0 \langle B \rangle_0$

On définit également la susceptibilité généralisée entre  $A$  et  $B$ :

$$\chi_{AB} = \partial_f \langle B \rangle$$

On peut ainsi réécrire la réponse linéaire:

$$\langle B(t) \rangle = \langle B \rangle_0 + \underbrace{\int_{-\infty}^t \chi_{AB}(t-t') f(t') dt'}_{\text{produit de convolution}}$$

**Attention, Achtung:**

- La fonction de réponse doit être causale:  $\chi_{AB}(t-t') = 0$  pour  $t < t'$

On peut écrire la réponse linéaire dans l'espace de Fourier:

$$\langle \tilde{B}(\omega) \rangle = \tilde{\chi}_{AB}(\omega) \tilde{f}(\omega)$$

avec:

- $\tilde{\chi}_{AB}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_{AB}(t) e^{i\omega t} dt = \int_0^{+\infty} \chi_{AB}(t) e^{i\omega t} dt$
- $\tilde{B}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle B(t) \rangle e^{i\omega t} dt$
- $\tilde{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{i\omega t} dt$

On a également:

$$\langle E_{\text{énergie dissipée}}(t) \rangle = \frac{1}{2} \omega^2 f^2 \tilde{\chi}_{AA}''(\omega)$$

avec:  $\tilde{\chi}_{AA} = \tilde{\chi}_{AA}' - i\tilde{\chi}_{AA}''$

## Relation de Kramers-Kronig

Les parties réelle et imaginaire de la fonction de réponse sont liées par les relations de Kramers-Kronig:

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}_{AB}'(\omega) &= \frac{1}{\pi} \text{VP} \left( \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\tilde{\chi}_{AB}''(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \right) \\ \tilde{\chi}_{AB}''(\omega) &= \frac{1}{\pi} \text{VP} \left( \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\tilde{\chi}_{AB}'(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \right) \end{aligned}$$

## Théorème de la réponse linéaire: version classique

A partir de l'équation de Liouville, on peut montrer que la fonction de réponse s'écrit:

$$\begin{aligned} \frac{dC_{AB}(t)}{dt} &= -\frac{1}{k_B T} \chi_{AB}(t) \text{ espace réel} \\ &\Leftrightarrow \\ \tilde{\chi}_{AB}''(\omega) &= -\frac{\omega}{2k_B T} \tilde{C}_{AB}(\omega) \text{ espace de Fourier} \end{aligned}$$