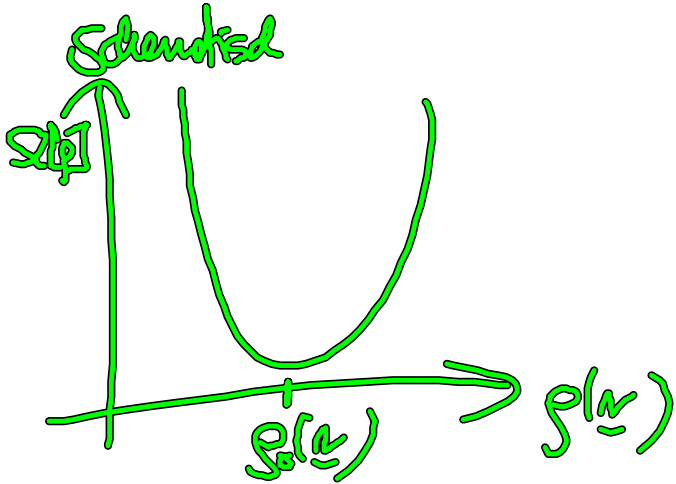


$$\Omega[\rho]$$

Variationprinzip

$$\frac{\delta \Omega[\rho]}{\delta g(\underline{r})} \Big|_{\rho(\underline{r}) = \rho_0(\underline{r})} = 0$$



$$\begin{aligned} \Omega[\rho_0] &= \Omega \\ &= -k_B T \ln Z_{GH} \end{aligned}$$

$$\underbrace{\left\langle \sum_{i=1}^N d(\underline{r} - \underline{r}_i) \right\rangle}_{g(\underline{r})} = GH$$

ideales Gas:

$$\begin{aligned} \Omega^{id}[\rho] &= F^{id}[\rho] + \int d\underline{r} g(\underline{r}) (\phi_{ext}(\underline{r}) - \mu) \\ &\quad \left(k_B T \int d\underline{r} g(\underline{r}) (\ln(\lambda^3 \rho(\underline{r}) - 1)) \right) \end{aligned}$$

III. 5. Freidigeometrie (Kohn-Stern-Gleichung)

Allgemeiner Ausdruck für das großkanonische Dichtefunktional

$$\begin{aligned} \Omega[\rho] &= F[\rho] + \int d\mathbf{r} g(\mathbf{r}) (\phi_{\text{ext}}(\mathbf{r}) - \mu) \\ &= \underbrace{F^{\text{id}}[\rho]}_{\text{bekannt}} + \underbrace{F^{\text{kin}}[\rho]}_{\text{bekannt}} + \int d\mathbf{r} g(\mathbf{r}) (\phi_{\text{ext}}(\mathbf{r}) - \mu) \end{aligned}$$

NR Isig

$$H = -\sum_i \sum_j J_{ij} \sigma_i \sigma_j$$

Wendepunkt
i.A. nicht exakt bekannt

Variationsprinzip:

$$\frac{\delta \Omega[\rho]}{\delta g(\mathbf{r})} \Big|_{g_0(\mathbf{r})} \stackrel{!}{=} 0$$

→ benutze dies zur Herleitung einer (Selbstkonsistenz-)gleichung für $g_0(\mathbf{r})$

betrachte: $I = \int \delta g(\mathbf{r}) \Omega[\rho]$

$$\underline{I} = \frac{\delta}{\delta p(\underline{r}')} k_B T \int d\underline{r} g(\underline{r}) (\ln(\lambda^3 g(\underline{r})) - 1) \\ + \frac{\delta}{\delta p(\underline{r}')} F^{ww} [\rho] + \frac{\delta}{\delta p(\underline{r}')} \int d\underline{r} g(\underline{r}) (\Phi_{\text{ext}}(\underline{r}) - \mu)$$

$$\frac{\delta f(p(\underline{r}))}{\delta p(\underline{r}')} = \frac{\partial f}{\partial p} d(\underline{r} - \underline{r}')$$

$$\Rightarrow \underline{I} = k_B T \int d\underline{r} d(\underline{r} - \underline{r}') (\ln(\lambda^3 g(\underline{r})) - 1) \\ + k_B T \int d\underline{r} g(\underline{r}) \frac{1}{\lambda^3 g(\underline{r})} \lambda^3 d(\underline{r} - \underline{r}') \\ + \frac{\delta F^{ww}[\rho]}{\delta p(\underline{r}')} + \int d\underline{r} d(\underline{r} - \underline{r}') (\Phi_{\text{ext}}(\underline{r}) - \mu) \\ = k_B T (\ln(\lambda^3 g(\underline{r}')) - 1) + k_B T + \frac{\delta F^{ww}[\rho]}{\delta p(\underline{r}')} \\ + \Phi_{\text{ext}}(\underline{r}') - \mu$$

$$\underline{I} = k_B T \ln \lambda^3 g(\underline{r}') + \frac{\delta F^{ww}[\rho]}{\delta p(\underline{r}')} + \Phi_{\text{ext}}(\underline{r}') - \mu$$

es gilt: $I|_{S_0(r)} \stackrel{!}{=} 0$

$$\beta\mu - \beta\Phi_{\text{ext}}(r) - \frac{\beta dF^{\text{WW}}}{d\rho(r)} \Big|_{S_0}$$

$$\Rightarrow S_0(r) = \frac{1}{\lambda_3} e$$

$$S_0(r) = \frac{1}{\lambda_3} e \quad \beta\mu - \beta\Phi_{\text{ext}}(r) - \beta \frac{dF^{\text{WW}}}{d\rho(r)} \Big|_{S_0}$$

Äquivalent der Kohn-Sham-Gleichung

Bemerkungen

• keine Wechselwirkung: $F^{\text{WW}}[\rho] = 0$

$$S_0(r) = \frac{1}{\lambda_3} e^{\beta\mu - \beta\Phi_{\text{ext}}(r)}$$

aufgrund $\Phi_{\text{ext}} = 0$

$$S_0(r) = S_0 = \frac{1}{\lambda_3} e^{\beta\mu}$$

und wichtiger!

bekannter Ausdruck für die Dichte des idealen Gases!

$$\text{On } \rho_0 \lambda^3 = \beta \mu$$

$$\bullet F^{WW}[\rho] \neq 0$$

$$\rightarrow \frac{\delta F^{WW}}{\delta \rho(\underline{r})} \Big|_{\rho_0(\underline{r})} \text{ hängt}$$

auf jeden Fall von $\rho_0(\underline{r})$ ab

(da F^{WW} mindestens quadratisch in der Dichte ist)

Randbedingung:
 $\rho_0(\underline{r}) = \left\langle \sum_{i=1}^N \delta(\underline{r} - \underline{r}_i) \right\rangle$
 $\int d\underline{r} \rho_0(\underline{r}) = \langle N \rangle$

\rightarrow Vom-Stein-Gleichung wird zu einer impliziten Gleichung für $\rho_0(\underline{r})$, „Selbstkonsistenzgleichung“

\rightarrow meist nur numerisch lösbar!

III.6. Dichtefunktionale als Erzeugende von Kondensationsfunktion

definiere dafür zunächst: $w(\underline{r}) = \mu - \Phi_{\text{ext}}(\underline{r})$

Zeig zunächst

$$\textcircled{1} \frac{\delta \Omega[\rho_0]}{\delta u(\underline{r})} = -\rho_0(\underline{r}) = -\langle \hat{\rho}(\underline{r}) \rangle$$

Ausgangspunkt

$$\Omega[\rho_0] = \Omega = -k_B T \ln Z_{GH}$$

$$\text{mit } Z_{GH} = \sum_{N=0}^{\infty} \frac{1}{\lambda^{3N} N!} \int d\underline{r}_1 \dots \int d\underline{r}_N e^{-\beta(H_{\text{pot}} - \mu N)}$$

Wahrscheinlichkeit
 $V + \sum_{i=1}^N \Phi(\underline{r}_i)$
 $-\beta(H_{\text{pot}} - \mu N)$

$$H_{\text{pot}} - \mu N \rightarrow V - \int d\underline{r} \hat{\rho}(\underline{r}) u(\underline{r})$$

Betrachte die 2. Variationsableitung

$$\frac{\delta^2 \Omega[\rho_0]}{\delta u(\underline{r}) \delta u(\underline{r}') } \stackrel{\textcircled{1}}{=} - \frac{\delta \rho_0(\underline{r})}{\delta u(\underline{r}')} = - \frac{\delta \langle \hat{\rho}(\underline{r}) \rangle}{\delta u(\underline{r}')}$$

$$= - \frac{\delta}{\delta u(\underline{r}')} \left(\frac{1}{Z_{GH}} \sum_{N=0}^{\infty} \frac{1}{\lambda^{3N} N!} \int d\underline{r}_1 \dots \int d\underline{r}_N e^{-\beta \dots} \hat{\rho}(\underline{r}) \right)$$

Quotientenregel

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{Z_G} \frac{\delta Z_G}{\delta u(x')} \cdot \sum_{N=0}^{\infty} \frac{1}{N!} \dots \dots \dots \hat{g}(x) \\
&- \frac{1}{Z_G} \sum_{N=0}^{\infty} \frac{1}{N!} \left(\int dx_1 \dots \int dx_N \hat{g}(x) \frac{\delta}{\delta u(x')} e^{-\beta V + \beta \int dx \hat{g}(x) u(x)} \right) \\
&= \underbrace{\frac{1}{Z_G} \frac{\delta Z_G}{\delta u(x')}}_{\beta \langle \hat{g}(x') \rangle} \cdot \underbrace{\frac{1}{Z_G} \sum_{N=0}^{\infty} \dots \hat{g}(x)}_{\langle \hat{g}(x) \rangle}
\end{aligned}$$

$$\underbrace{- \frac{1}{Z_G} \sum_{N=0}^{\infty} \frac{1}{N!} \int dx_1 \dots \int dx_N \hat{g}(x) \beta \hat{g}(x') e^{-\beta V}}_{\beta \langle \hat{g}(x) \hat{g}(x') \rangle}$$

also:

$$\begin{aligned}
\frac{\delta^2 \Omega[\xi_0]}{\delta u(x) \delta u(x')} &= \beta \langle \hat{g}(x) \rangle \langle \hat{g}(x') \rangle \\
&\quad - \beta \langle \hat{g}(x) \hat{g}(x') \rangle \\
&= \beta g_0(x) g_0(x') - \beta \langle \hat{g}(x) \hat{g}(x') \rangle
\end{aligned}$$

~~Zeit~~ Benutze die Definition der Dichte-Dichte-Korrelationsfunktion

$$g(\underline{r}, \underline{r}') = \left\langle \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \delta(\underline{r} - \underline{r}_i) \delta(\underline{r}' - \underline{r}_j) \right\rangle$$

alt. Definit.

$$= \left\langle \sum_{i=1}^N \delta(\underline{r} - \underline{r}_i) \right\rangle \left\langle \sum_{j=1}^N \delta(\underline{r}' - \underline{r}_j) \right\rangle$$

$$= \left\langle \hat{\rho}(\underline{r}) \hat{\rho}(\underline{r}') \right\rangle - \left\langle \hat{\rho}(\underline{r}) \right\rangle \left\langle \hat{\rho}(\underline{r}') \right\rangle$$

dann folgt:

$$\frac{\delta^2 \Omega[\rho]}{\delta \rho(\underline{r}) \delta \rho(\underline{r}')} = -\beta g(\underline{r}, \underline{r}')$$

wie ~~er~~ kann man das ausrechnen

$$g(\underline{r}, \underline{r}') = 0$$

⇔ unkorreliertes (langwelliges!) System!

man kann zeigen:

Der Strukturfaktor $S(q)$, der in einem Streuexperiment gemessen werden kann, ist die Fouriertransformierte von $g(\underline{r}, \underline{r}')$

~~Man~~ Man kann natürlich auch noch höhere Korrelationen

erzeugen, in dem man höhere Ableitungen von $Z[\rho]$ bzgl. $\rho(x)$ bildet \Rightarrow Hierarchie von Dichtekorrelatoren

$\Leftrightarrow Z[\rho]$ ist eine "Erzeugende"

Andersherum:

Neben $Z[\rho]$ ist auch $F^{(n)}$ ein sogenanntes erzeugendes Funktional

definiert:

$$C^{(1)}(x) = -\beta \frac{\delta F^{(1)}[\rho]}{\delta \rho(x)}$$

Erstglied - direkte Korrelationsfunktion

~~Satz~~ Erinnerung: "Kohn-Shan-Gleichung"

$$\rho_0(x) = \frac{1}{\Lambda^3} e^{-\beta \mu - \beta \Phi_{\text{ext}}(x) + C^{(1)}(x)}$$

$$C^{(2)}(x, x') = \frac{\delta C^{(1)}(x)}{\delta \rho(x')} = -\beta \frac{\delta^2 F^{(1)}[\rho]}{\delta \rho(x) \delta \rho(x')}$$

(Zweitglied -) direkte Korrelationsfunktion:

$$C^{(n)}(x_1, \dots, x_n) = -\beta \frac{\delta^n F^{(1)}[\rho]}{\delta \rho(x_1) \dots \delta \rho(x_n)}$$

\Rightarrow FWW [pJ] erzeugt Hierarchie von direkten
Korrelationsfunktionen!