8. Zustandssummen im großkan. Ensemble & Beispiele

- großkanonisches Potential bzw. Zustandssumme

$$J(T, \mu, V) = -k_B T \ln Z_{gk}(T, \mu, V)$$

bestimmt die Zustandsgleichungen ($p = p(T, V, N)$, ...)

$\longrightarrow$ Berechne $Z_{gk} = Sp\left\{ e^{-\beta(\hat{H} - \mu \hat{N})} \right\}$

- Eigenwertproblem von $\hat{H}$ und $\hat{N}$ sei gelöst:

$$\hat{H} | \underline{n} \rangle = E_{\underline{n}} | \underline{n} \rangle$$

$$\hat{N} | \underline{n} \rangle = N_{\underline{n}} | \underline{n} \rangle$$

$\underline{n} = (n_1, n_2, \dots)$ ist ein Multiindex und enthält die Besetzungen $n_1, n_2, \dots$ der Ein-Teilchen-Zustände $|\varphi_1\rangle, |\varphi_2\rangle, \dots$

$\longrightarrow$ $| \underline{n} \rangle = | n_1, n_2, \dots \rangle$

$\longrightarrow$ $E_{\underline{n}} = \sum_j n_j \varepsilon_j$ Viel-Teilchen-Energie

Energie des j-ten Ein-Teilchen-Zustandes

Summe geht über alle Ein-Teilchen-Zustände

$\longrightarrow$ $N_{\underline{n}} = \sum_j n_j$

Bsp.:

ε_5	——	$\vert q_5\rangle$
ε_4	—●●—	$\vert q_4\rangle$
ε_3	——	$\vert q_3\rangle$
ε_2	—●—	$\vert q_2\rangle$
ε_1	—●●—	$\vert q_1\rangle$

$$\underline{n} = (2, 1, 0, 2, 0, \ldots)$$

$$E_{\underline{n}} = 2\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + 2\varepsilon_4$$

$$N_{\underline{n}} = 5$$

$$|\underline{n}\rangle = |2, 1, 0, 2, 0, \ldots\rangle$$

8.1. Zustandssumme

$$Z_{gk} = \sum_{\underline{n}} \langle \underline{n} | e^{-\beta(\hat{H} - \mu \hat{N})} | \underline{n} \rangle$$

$$= \sum_{\underline{n}} e^{-\beta(E_{\underline{n}} - \mu N_{\underline{n}})}$$

Summe über alle Viel-Teilchen-Zust.

Frage: Wie wertet man die Summe aus?

$\longrightarrow$ zwei Wege

8.1.1. Über Teilchenzahlkombinationen

$$|\underline{n}\rangle = |n_1, n_2, \ldots\rangle \qquad \sum_{\underline{n}} = \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} \cdots$$

- $$Z_{gk} = \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} \cdots \underbrace{e^{-\beta \sum_j (\varepsilon_j - \mu) n_j}}$$

$$\longrightarrow = e^{-\beta(\varepsilon_1 - \mu) n_1} \, e^{-\beta(\varepsilon_2 - \mu) n_2} \cdots$$

$$= \sum_{n_1=0}^{\infty} e^{-\beta(\varepsilon_1 - \mu) n_1} \sum_{n_2=0}^{\infty} e^{-\beta(\varepsilon_2 - \mu) n_2} \cdots$$

$$= \prod_j \sum_{n_j=0}^{\infty} e^{-\beta(\varepsilon_j - \mu) n_j}$$

$$\boxed{Z_{gk} = \prod_j \sum_{n_j=0}^{\infty} \left[e^{-\beta(\varepsilon_j - \mu)} \right]^{n_j}}$$

allgemeinstgl. GK-Zustandss.

- lässt sich für Bosonen / Fermionen näher spezifizieren

→ (a) Fermionische Zustandssumme

Pauli-Prinzip: n_j kann nur 0 oder 1 sein

$$\boxed{Z_{gk}^{F} = \prod_j \sum_{n_j=0}^{1} \left[e^{-\beta(\varepsilon_j - \mu)} \right]^{n_j} = \prod_j \left(1 + e^{-\beta(\varepsilon_j - \mu)} \right)}$$

→ (b) Bosonische Zustandssumme

$$Z_{gk}^{B} = \prod_j \left[1 - e^{-\beta(\varepsilon_j - \mu)} \right]^{-1}$$

geometrische Reihe, Konvergenz für $\varepsilon_j > \mu \;\forall j$

8.1.2. Über N-Teilchen Zustandssumme

• Summiere über alle n_j mit Nebenbedingung $N_{\underline{n}} = N$ und summiere dann über alle $N_{\underline{n}}$:

$$Z_{gk} = \sum_{N=0}^{\infty} \sum_{\substack{\underline{n} \\ N_{\underline{n}}=N}} e^{-\beta(E_{\underline{n}} - \mu \underbrace{N_{\underline{n}}}_{=N})}$$

Schreibe $E_{\underline{n}}$ als Summe der Energien aller N Teilchen:

$$E_{\underline{n}} = \sum_{m=1}^{N} \varepsilon_{j_m}$$

m-tes Teilchen im j-ten Ein-Teilchen-Zustand

$$\sum_{\substack{\underline{n} \\ N_{\underline{n}}=N}} = \sum_{j_1} \cdot \ldots \cdot \sum_{j_N}$$

Summe über alle Ein-Teilchen-Zust. des ersten Teilchens

$$Z_{gk} = \sum_{N=0}^{\infty} e^{\beta\mu N} \sum_{j_1} e^{-\beta\varepsilon_{j_1}} \sum_{j_2} e^{-\beta\varepsilon_{j_2}} \cdot \ldots \cdot \sum_{j_N} e^{-\beta\varepsilon_{j_N}}$$

$\boxed{\text{Definition: Fugazität } z = e^{\beta\mu}}$

$\boxed{\text{Zustandssumme eines Teilchens } Z_1 = \sum_j e^{-\beta\varepsilon_j}}$

• Damit:

$$\boxed{Z_{gk} = \sum_{N=0}^{\infty} z^N (Z_1)^N}$$

Bemerkungen:
- i.A. schwieriger zu berechnen, jedoch für klassischen Grenzfall geeignet
- gilt für Systeme ohne Wechselwirkung (wegen Aufspaltung der Energien in ⊛)

8.2. Klassische Näherung für das ideale Gas

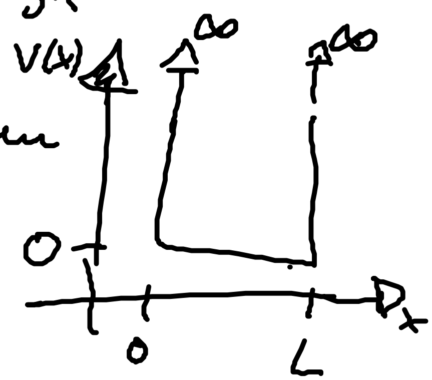
8.2.1. Annahmen für das ideale Gas

(a) Verzicht auf Symmetrisierung

(b) Aber erhalte klassische Ununterscheidbarkeit

$\rightarrow$ Faktor $\frac{1}{N!}$ in Z_{gk}

(c) Auswertung für Teilchen im Kasten



$$\varepsilon_j = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2} n_j^2$$

für 1D-Kasten

(d) Großer Kasten, d.h. L ist groß gegenüber allen anderen Längenskalen

8.2.2. Ausrechnen der Zustandssumme

$$Z_{gk} = \sum_{N=0}^{\infty} \frac{1}{N!} z^N \left(Z_1\right)^N$$

$$Z_1 = \underbrace{\sum_{n_x=1}^{\infty} \sum_{n_y=1}^{\infty} \sum_{n_z=1}^{\infty}}_{\text{3D-Kasten}} e^{-\beta \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2}\left(n_x^2 + n_y^2 + n_z^2\right)}$$

$$= \sum_{n_x=1}^{\infty} e^{-\beta \frac{\hbar^2\pi^2}{2mL^2} n_x^2} \sum_{n_y=1}^{\infty} e^{-\beta \frac{\hbar^2\pi^2}{2mL^2} n_y^2} \sum_{n_z=1}^{\infty} \cdots$$

$$= \left(\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\beta \frac{\hbar^2\pi^2}{2mL^2} n^2} \right)^3$$

- Beachten den in (d) geforderten Grenzfall:

Summe → Integral

$$\sum_{n=1}^{\infty} f\left(\alpha \frac{\pi n}{L}\right) = \sum_{n=1}^{\infty} \underset{=1}{\Delta n}\, f(\alpha k) \,, \quad k = \frac{\pi n}{L}$$

$$\Delta k = \frac{\pi \Delta n}{L}$$

$$= \frac{L}{\pi} \sum_{k} \Delta k \, f(\alpha k)$$

$$\xrightarrow{L \text{ „groß"}} \frac{L}{\pi} \int_0^\infty dk \, f(\alpha k)$$

• Damit: $$Z_1 = \left(\frac{L}{\pi}\right)^3 \left(\int_0^\infty dk \, e^{-\beta \frac{\hbar^2 k^2}{2m}} \right)^3$$

$$= \left(\frac{L}{2\pi}\right)^3 \left(\int_{-\infty}^\infty dk \, e^{-\beta \frac{\hbar^2 k^2}{2m}} \right)^3$$

Gauß-Integral: $\int_{-\infty}^\infty dx \, e^{-x^2} = \sqrt{\pi}$

$$\boxed{Z_1 = \left(\frac{L}{2\pi}\right)^3 \left(\frac{2m\pi}{\beta \hbar^2}\right)^{3/2} =: \left(L/\lambda_{th}\right)^3}$$

mit der thermischen (de Broglie) Wellenlänge

$$\boxed{\lambda_{th} = \sqrt{\frac{2\pi\beta\hbar^2}{m}}}$$

Interpretation später

• Zusammen:

$$\boxed{Z_{gk}(V,T,\mu) = \sum_{N=0}^\infty \frac{1}{N!} z^N \left(L/\lambda_{th}\right)^{3N} = \exp\left[e^{\beta\mu}\left(L/\lambda_{th}\right)^3\right]}$$

$L^3 = V$

Die großkan. Zustandss. des idealen Gases

8.2.3. Zustandsgleichungen des idealen Gases

(a) <u>Chemische Zustandsgleichung,</u> $\mu = \mu(T, V, N)$

$$\bar{N} = \langle \hat{N} \rangle = -\partial_\mu J = +\partial_\mu (k_B T \ln Z_{gk})$$

$$= k_B T \, \partial_\mu \ln\left[\exp\left(e^{\beta\mu} (L/\lambda_{th})^3\right)\right]$$

$$= k_B T \, \partial_\mu \left[e^{\beta\mu} (L/\lambda_{th})^3\right], \quad \beta = \frac{1}{k_B T}$$

$$\boxed{\bar{N} = e^{\beta\mu} (L/\lambda_{th})^3}$$ invertiere um μ zu erhalten

(b) Kalorische Zustandsgl., $E = E(T, V, N)$

$$E = \langle \hat{H} \rangle = -\partial_\beta \ln Z_{gk} + \mu \bar{N}$$

$$= -\partial_\beta \left[e^{\beta\mu} (L/\lambda_{th})^3\right] + \mu e^{\beta\mu} (L/\lambda_{th})^3$$

$$= -\mu e^{\beta\mu} (L/\lambda_{th})^3 + 3 e^{\beta\mu} (L/\lambda_{th})^3 \frac{1}{\lambda_{th}} \partial_\beta \lambda_{th} + \mu e^{\beta\mu} (L/\lambda_{th})^3$$

$$\lambda_{th} = \alpha \beta^{1/2} \Rightarrow \partial_\beta \lambda_{th} = \frac{1}{2} \alpha \beta^{1/2} \frac{1}{\beta} = \frac{1}{2} \frac{\lambda_{th}}{\beta}$$

$$E = \frac{3}{2} \underbrace{e^{\beta\mu} (L/\lambda_{th})^3}_{= \bar{N}} k_B T$$

$$\boxed{E = \frac{3}{2} \bar{N} k_B T}$$ bekannte kal. Zustandsgl. des idealen Gases

(c) <u>Thermische Zustandsgl.</u>: $p = p(T, V, N)$

$$p = -\partial_V J = +\partial_V (k_B T \ln Z_{gk}) \qquad \underline{V = L^3}$$

$$= k_B T \, \partial_V \left(e^{\beta\mu} V/\lambda_{th}^3 \right)$$

$$= k_B T \underbrace{e^{\beta\mu} \frac{1}{\lambda_{th}^3}}_{\to \bar{N}/V}$$

$$\boxed{pV = \bar{N} k_B T}$$ bekannte thermische Zustandsgl. des idealen Gases

↳ Definition von p, μ & T nachträglich gerechtfertigt

8.2.4. Klassischer Grenzfall: chem. Zustandsgl.

- chem. Zustandsgl.

$$\bar{N} = \frac{V}{\lambda_{th}^3} e^{\beta\mu}$$

- setze $n_0 = N/V$ ... Teilchendichte und stelle nach μ um

$$\hookrightarrow \mu = k_B T \ln\left(n_0 \lambda_{th}^3\right)$$

μ durch T und n_0 festgelegt

→ μ wird (wie T) über Teilchenreservoir (Wärmebad) also Umgebung festgelegt; im Experiment z. B. n_0 (Konzentration)

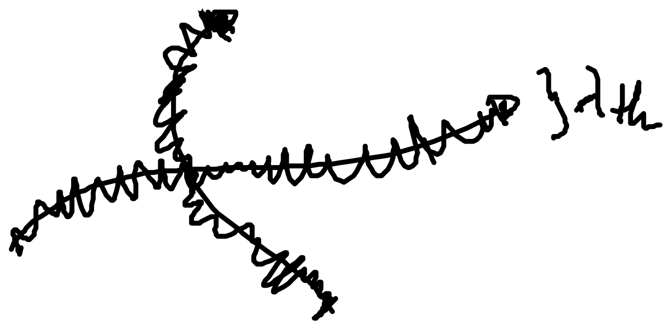
- hatten klassischen Limes betrachtet:
  wird nur gelten, wenn Teilchendichte n_0 klein & Temperatur groß ist, sonst werden Interferenzen wichtig

$$\lambda_{th}^3 \sim T^{-3/2}$$

$$\hookrightarrow \mu \sim \ln\big(\underbrace{n_0 \lambda_{th}^3}_{\ll 1}\big) \longrightarrow -\infty$$

klassischer Limes: $\lambda_{th}/L \ll 1$

$\lambda_{th} \rightarrow$ „Unschärfe der Teilchenbahnen"



- Andererseits: wenn $n_0 \lambda_{th}^3 \geq 1$ wird Quantenmechanik wichtig, d.h. <u>kein</u> klassisches ideales Gas

- Damit bildet λ_{th}^3 ein Maß für typische inverse Dichten, welche den Übergang von klassischen und qm-Verhalten beschreibt