Gran canónico: si no hay interacción, $\mathcal{Z}_T = \mathcal{Z}^N$, donde se han separado en un conjunto de niveles sin interacción de energía y partículas

hallar $\mathcal{Z}$ es sumar para todos los estados posibles de energía y partículas

$$\left(\rho \propto \frac{e^{-\beta E} e^{-\gamma N}}{\mathcal{Z}} \right)$$

visto de otra manera, $\mathcal{Z}$ suma para todos los estados cuánticos del sistema. N_s es el número de partículas en ese estado y E_s la energía. Se suma sobre todas las combinaciones posibles

· Gas de bosones:
$$\mathcal{Z} = \prod_k \frac{1}{1-\lambda e^{-\beta \varepsilon_k}} \; ; \; \frac{\langle n_k \rangle}{N} = \frac{\lambda e^{-\beta \varepsilon_k}}{1-\lambda e^{-\beta \varepsilon_k}}$$

$\nearrow 0$ $T \leq T_c$, hay que añadir $\sim \frac{1}{1-\lambda} / \frac{\lambda}{1-\lambda}$ a las integrales. Muchas veces es despreciable (véase 12.1)

por debajo de T_c, empieza a haber una población anómala del estado fundamental

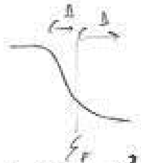
trabajando con la termodinámica, ahí hay una transición λ. En transición consiste en llevar todas las partículas al estado fundamental

· Gas de fermiones:
$$\mathcal{Z} = \prod_k \left(1+\lambda e^{-\beta \varepsilon_k}\right) \; ; \; \frac{\langle n_k \rangle}{N} = \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon_k - \mu)}+1} \Rightarrow N = \frac{g}{h^3} \int \frac{1}{e^{\beta(\varepsilon-\mu)}+1} \, d^3q \, d^3p$$

· Energía negativa (debido a Pauli) incluso a 0K $\left(P = \frac{2}{3} u\right)$

$\hookrightarrow$ 0K, vale $\frac{3}{5} \rho \varepsilon_F$

· A T bajas, la anchura $\Delta \sim kT$



$$\cdot\ \mu = \varepsilon_F \left(1 - \frac{\pi^2}{12}\left(\frac{kT}{\varepsilon_F}\right)^2 + \dots\right)$$

$$\cdot\ u = \frac{3}{5} \rho \varepsilon_F \left(1 + \frac{5\pi^2}{12}\left(\frac{kT}{\varepsilon_F}\right)^2 + \dots\right)$$

· C_V lineal $\propto T$