2021年度東大理物答案

しゃんごん (@CEY3944)

2025年7月11日

物理学

問題 2 統計力学: BEC

2-1

自由粒子のシュレーディンガー方程式は

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\Psi(x,y,z) = E\Psi(x,y,z) \tag{2-1.1}$$

である。これの解は

$$(k_x, k_y, k_z) = \frac{\sqrt{2m}}{\hbar} (E_x, E_y, E_z)$$

 $E = E_x + E_y + E_z$ (2-1.2)

を用いて

$$\Psi(x, y, z) \propto \exp(i(k_x x + k_y y + k_z z)) \tag{2-1.3}$$

と表せる。周期境界条件より、

$$\Psi(x+L,y,z) = \Psi(x,y+L,z) = \Psi(x,y,z+L) = \Psi(x,y,z)$$

$$\exp(ik_x x)\Psi(x,y,z) = \exp(ik_y y)\Psi(x,y,z) = \exp(ik_z z)\Psi(x,y,z) = \Psi(x,y,z)$$
(2-1.4)

となるので、波数とエネルギーは量子化され、

$$k_x L = 2\pi n_x, k_y L = 2\pi n_y, k_z L = 2\pi n_z$$

$$E = \frac{\hbar^2}{2mL^2} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)$$
(2-1.5)

となる。波動関数は

$$\Psi(x,y,z) \propto \exp\left(i\frac{2\pi}{L}(n_x x + n_y y + n_z z)\right)$$
 (2-1.6)

2-2

分配関数の和は

$$\Xi_i = \sum_{n_i=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{(E_i - \mu)n_i}{k_B T}\right) = \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{(E_i - \mu)}{k_B T}\right)}$$
(2-2.1)

のようにまとめれる。

ボーズ分布関数は

$$f(E_{i}, \mu) = \frac{1}{\Xi_{i}} \sum_{n_{i}=0}^{\infty} n_{i} \exp\left(-\frac{(E_{i} - \mu)n_{i}}{k_{B}T}\right) = \frac{k_{B}T}{\Xi_{i}} \frac{\partial}{\partial \mu} \sum_{n_{i}=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{(E_{i} - \mu)n_{i}}{k_{B}T}\right)$$

$$= \frac{k_{B}T}{\Xi_{i}} \frac{\partial \Xi_{i}}{\partial \mu} = k_{B}T \frac{\partial}{\partial \mu} \ln \Xi_{i} = -k_{B}T \frac{\partial}{\partial \mu} \ln \left(1 - \exp\left(-\frac{E_{i} - \mu}{k_{B}T}\right)\right)$$

$$= \frac{\exp\left(-\frac{E_{i} - \mu}{k_{B}T}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{E_{i} - \mu}{k_{B}T}\right)} = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_{i} - \mu}{k_{B}T}\right) - 1}$$
(2-2.2)

1粒子固有状態の数は次のような積分で求められる。

$$\Omega(E) = \left(\frac{L}{2\pi}\right)^3 \int_{0 < E_{\mathbf{k}} < E} d^3 \mathbf{k} = \frac{V}{8\pi^3} \times \frac{4}{3} \pi \left(\frac{2mE}{\hbar^2}\right)^{3/2} = \frac{V}{6\pi^2} \left(\frac{2mE}{\hbar^2}\right)^{3/2}$$
(2-3.1)

なので、状態密度は

$$D(E) = \frac{\mathrm{d}\Omega(E)}{\mathrm{d}E} = \frac{V}{4\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{E}$$
 (2-3.2)

2-4

$$N = \int_0^\infty \frac{1}{\exp\left(\frac{E}{k_B T}\right) - 1} \times \frac{V}{4\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{E} \, dE = \frac{V}{4\pi^2} \left(\frac{2m k_B T}{\hbar^2}\right)^{3/2} \int_0^\infty \frac{\sqrt{x}}{e^x - 1} \, dx$$

$$= \frac{V}{4\pi^2} \left(\frac{2m k_B T}{\hbar^2}\right)^{3/2} \times \frac{\sqrt{\pi}}{2} \zeta(3/2) = \zeta(3/2) V \left(\frac{m k_B T}{2\pi \hbar^2}\right)^{3/2}$$
(2-4.1)

2-5

 T_c では $N_0 = 0, \mu = 0$ と考えられるので、前問の結果が使えて

$$N = \zeta(3/2)V \left(\frac{mk_B T_c}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}$$

$$T_c = \left(\frac{N}{\zeta(3/2)V}\right)^{2/3} \frac{2\pi\hbar^2}{mk_B}$$
(2-5.1)

2-6

$$N_0 = N - \int_0^\infty f(E, \mu = 0) D(E) dE = N - \zeta(3/2) V \left(\frac{mk_B T}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} = N - N \left(\frac{T}{T_c}\right)^{3/2}$$
(2-6.1)

2-7

$$E = N_0 E_g + \int_0^\infty Ef(E, \mu = 0)D(E) dE$$

$$C \propto \frac{d}{dT} \int_0^\infty \frac{E^{3/2}}{\exp(\frac{E}{k_B T}) - 1} dE = \frac{d}{dT} (k_B T)^{5/2} \int_0^\infty \frac{x^{3/2}}{e^x - 1} dx \propto T^{3/2}$$
(2-7.1)

より、 $\gamma = 3/2$

2-8

スピン縮重度は 2S+1 より、(1) 式は

$$N = (2S+1) \int_0^\infty f(E,\mu) D(E) dE$$
 (2-8.1)

のようになる。なので設問5での式を読み替えることで転移温度は

$$N = \zeta(3/2)(2S+1)V\left(\frac{mk_B T_c'}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2}$$

$$T_c' = \left(\frac{N}{\zeta(3/2)(2S+1)V}\right)^{2/3} \frac{2\pi\hbar^2}{mk_B}$$
(2-8.2)

のように書ける。

2-9

ゼーマン分裂したときの状態密度は

$$D(E) = \sum_{m_z = -S}^{S} \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{E + cm_z B}$$
 (2-9.1)

となるので、 T_c^\prime を決める方程式は

$$N = \sum_{m_z = -S}^{S} \int_{-cm_z B}^{\infty} \frac{1}{\exp\left(\frac{E}{k_B T_c'}\right) - 1} \times \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sqrt{E + cm_z B} \, dE$$

$$= \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{2mk_B T_c'}{\hbar^2}\right)^{3/2} \sum_{m_z = -S}^{S} \int_{0}^{\infty} \frac{\sqrt{x}}{e^x e^{-\frac{cm_z B}{k_B T_c'}} - 1} \, dx$$
(2-9.2)

となる。

2-10

 $m_z < 0$ のとき、被積分関数の分母が $cB \gg k_B T_c'$ では発散するので、この場合の総和は考えなくてよい。

感想