

5
A, c) Suponha que existem N_+ ligações que fazem 0° e N_- que fazem um ângulo de 180° .

Então,

$$N_+ - N_- = 2m$$

$$N_+ + N_- = N$$

Logo,

$$N_+ = \frac{N}{2} + m, \quad N_- = \frac{N}{2} - m$$

O número de configurações correspondente é

$$\Omega = \frac{N!}{N_+! N_-!}$$

NOTA que para qualquer configuração se os ângulos forem todos invertidos, a distância entre as 2 extremidades é a mesma. Então

$$g(N, m) = \frac{2N!}{\left(\frac{N}{2} + m\right)! \left(\frac{N}{2} - m\right)!} = 2\Omega$$

b) Quando $m \ll N$
 $S = S(0) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 S}{\partial m^2} \right)_{m=0} m^2$ ($S(0)$ é máximo, termo negligível)

$$g(N, m) \approx g(N, 0) \exp(-2m^2/N)$$

(Aproximação por uma gaussiana, para valores de m próximos do valor de m correspondente ao máximo da distribuição)

Ver problema 1 da série 3.

Então a entropia do sistema é

$$S = k \ln g(N, m) = k \ln g(N, 0) - \frac{2m^2}{N} k$$

$$L = 2md \quad m = \frac{L}{2d}$$

$$S = k \ln g(N, 0) - \frac{kL^2}{2Nd^2}$$

c) A 1ª lei da termodinâmica é neste caso,

$$dU = TdS + f dL$$

e

$$F = U - TS$$

ou seja

$$dF = -SdT + f dL$$

Então

$$\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_L = -\left(\frac{\partial S}{\partial L}\right)_T = \frac{kL}{Nd^2}$$

$$f = \frac{kTL}{Nd^2} + C$$

Como $f=0$ quando $L=0$, $C=0$, de

$$f = \frac{kTL}{Nd^2}$$

d) Considere só 1 ligação.

Quando uma força externa f é exercida

a probabilidade do ângulo ser 0° ou 180° é proporcional a e^α ou $e^{-\alpha}$ respectivamente, onde $\alpha = fd/kT$

O comprimento médio por ligação é

$$\bar{l} = d \frac{e^\alpha - e^{-\alpha}}{e^\alpha + e^{-\alpha}} = d \tanh \alpha.$$

e o comprimento total do polímero é

$$L = N \bar{l} = Nd \tanh\left(\frac{fd}{kT}\right)$$

2

$$n_r = 0, 1, 2, \dots, m$$

$$(T, V, \mu)$$

Para 1 estado com energia ϵ_i

$$\begin{aligned} z_i(T, V, \mu) &= 1 + e^{\beta(\mu - \epsilon_i)} + e^{2\beta(\mu - \epsilon_i)} + \dots \\ &= \sum_{n=0}^m e^{n\beta(\mu - \epsilon_i)} \end{aligned}$$

$$\Xi(T, V, \mu) = \prod_i z_i$$

$$\bar{n}_i = kT \left(\frac{\partial \ln z_i}{\partial \mu} \right)_{T, V} = \frac{\sum_{n=0}^m n e^{n\beta(\mu - \epsilon_i)}}{z_i}$$

$$\bar{n}_i = \sum_{n=0}^m n p_i(n)$$

$$\text{com } p_i(n) = \frac{e^{n\beta(\mu - \epsilon_i)}}{z_i}$$

b)

$$m = 3$$

$$z_i = 1 + e^{\beta(\mu - \epsilon_i)} + e^{2\beta(\mu - \epsilon_i)} + e^{3\beta(\mu - \epsilon_i)}$$

$$\bar{n}_i = \frac{e^{\beta(\mu - \epsilon_i)} + 2e^{2\beta(\mu - \epsilon_i)} + 3e^{3\beta(\mu - \epsilon_i)}}{z_i}$$

Bosões $n_r = 0, 1, 2, \dots, \infty$

Fermiões $n_r = 0, 1$

c) Simetria da fn. de onda - Simétrica (bosões)

anti-simétrica (fermiões)

bosões

Spin inteiro

n_r qualquer

4

fermiões

Spin semi-inteiro

$n_r = 0, 1$

Efeito de Hall fracionário (2d) ν qualquer

3

$$\langle E \rangle = \int_0^{\infty} E \bar{n}(E) f(E) dE$$

$$N = \int_0^{\infty} \bar{n}(E) f(E) dE$$

$$e \quad \bar{n}(E) = \frac{1}{e^{\beta(E-\mu)} + 1}$$

Densidade de estados

$$f(p) dp = \underset{\substack{\uparrow \\ \text{spin}}}{2} \times \frac{4\pi V}{h^3} p^2 dp \quad 3d$$

mas $E = cp$, então

$$f(E) dE = \frac{8\pi V E^2}{h^3 c^3} dE$$

e

$$\frac{\langle E \rangle}{V} = a \int_0^{\infty} \frac{E^3}{e^{\beta(E-\mu)} + 1} dE$$

$$a = \frac{8\pi}{h^3 c^3}$$

$$\frac{N}{V} = a \int_0^{\infty} \frac{E^2}{e^{\beta(E-\mu)} + 1} dE$$

Expansão de Bohr-Sommerfeld.

$$\int_0^{\infty} h'(E) \bar{n}(E) dE = h(\mu) + \frac{\pi^2}{6} (kT)^2 h''(\mu)$$

Então

$$\begin{aligned} \frac{\langle E \rangle}{V} &= a \left(\frac{\mu^4}{4} + \frac{(\pi kT)^2}{2} \mu^2 \right) \\ &= \frac{a}{4} \mu^4 \left(1 + 2 \frac{(\pi kT)^2}{\mu^2} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} e \quad \frac{N}{V} &= a \left(\frac{\mu^3}{3} + \frac{(\pi kT)^2}{3} \mu \right) \\ &= \frac{a}{3} \mu^3 \left(1 + \frac{(\pi kT)^2}{\mu^2} \right) \end{aligned}$$

A última equação de μ (KT)

$$p = \frac{a}{3} \mu^3 \left(1 + \left(\frac{\pi kT}{\mu_0} \right)^2 \right)$$

$$\mu^3 = \frac{3p}{a} \left(1 - \left(\frac{\pi kT}{\mu_0} \right)^2 \right)$$

$$\mu(T) = \underbrace{\left(\frac{3p}{a} \right)^{1/3}}_{\mu_0} \left(1 - \frac{1}{3} \left(\frac{\pi kT}{\mu_0} \right)^2 \right)$$

$$\mu(T) = \mu_0 \left(1 - \frac{1}{3} \left(\frac{\pi kT}{\mu_0} \right)^2 \right)$$

Substituindo de μ valor na expressão p .

$$\mu^4(T) = \mu_0^4 \left(1 - \frac{4}{3} \left(\frac{\pi kT}{\mu_0} \right)^2 \right)$$

$$\therefore \frac{\langle E \rangle}{V} = \frac{a}{4} \mu_0^4 \left(1 - \frac{4}{3} \left(\frac{\pi kT}{\mu_0} \right)^2 \right) \left(1 + 2 \left(\frac{\pi kT}{\mu_0} \right)^2 \right)$$

$$\frac{\langle E \rangle}{V} \approx \frac{a}{4} \mu_0^4 \left(1 + \frac{2}{3} \left(\frac{\pi kT}{\mu_0} \right)^2 \right)$$

e

$$p = \frac{a}{3} \mu_0^3 \left(1 - \left(\frac{\pi kT}{\mu_0} \right)^2 \right) \left(1 + \left(\frac{\pi kT}{\mu_0} \right)^2 \right) \approx \text{constante}$$

Então,
$$\frac{E}{N} = \frac{3}{4} \mu_0 \left(1 + \frac{2}{3} \left(\frac{\pi kT}{\mu_0} \right)^2 \right)$$

$$\frac{C_V}{V} = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_{V, N} = \frac{N \pi^2 k^2 T}{V \mu_0}$$

e
$$\frac{N}{V} = \left(\frac{C_V}{V} \right)^{3/2} \frac{3^{1/2} (hc)^{3/2}}{2^{3/2} \pi^{1/2} k T^{3/2}} = 2 \times 10^{23} \text{ neutrinos/m}^3$$

~~A~~ a) $\eta = \epsilon/kT$ $\gamma = e^{\mu/kT}$

$$N = g \frac{4\pi V}{(hc)^3} \int_0^\infty \frac{\epsilon^2 d\epsilon}{e^{\eta-\gamma} + 1} = g \frac{4\pi V}{(hc)^3} \int_0^\infty \frac{\eta^2 d\eta}{e^{\eta-\gamma} + 1}$$

$$E = g \frac{4\pi V kT}{(hc)^3} \int_0^\infty \frac{\eta^3}{e^{\eta-\gamma} + 1} d\eta$$

b) $\mu^- + \mu^+ = \mu^{\text{fotões}} = 0$

$\mu^- + \mu^+ = 0$
 Simetria entre partículas e antipartículas
 $N^+ = N^- \Rightarrow \mu^- = \mu^+ = 0.$

c) $N = g \frac{4\pi V}{(hc)^3} \frac{3}{2} \zeta(3) = 45,3 V \left(\frac{kT}{hc}\right)^3$

$$E = g \frac{4\pi V kT}{(hc)^3} \frac{21}{4} \zeta(4) = 142,7 V kT \left(\frac{kT}{hc}\right)^3$$

$$N = \frac{3}{4} N_{\text{fotões}} (T)$$

$$E = \frac{7}{8} N_{\text{fotões}} (T)$$