

## 8. Sistem Partikel Berinteraksi

Sejauh ini baru kita pelajari sistem partikel yang “saling bebas” tanpa interaksi. Sistem sederhana ini dapat dipenuhi hanya pada kondisi fisis khusus (metal pada suhu rendah, gas pada suhu tinggi tekanan rendah etc.)

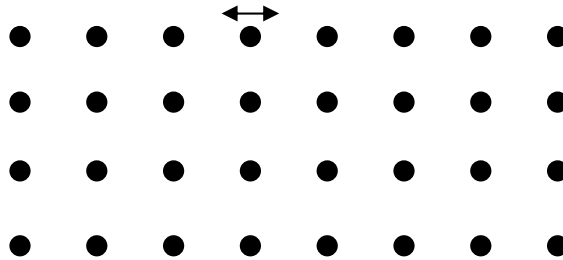
Pada kondisi real yang lain, banyak dijumpai partikel-partikel dalam sistem akan berinteraksi.

- Zat padat
- Gas klasik non-ideal
- Ferromagnetisme

### 8.1. Zat Padat/Solid

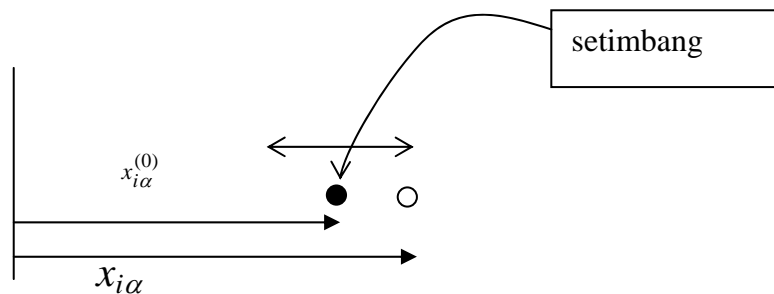
#### 8.1.1. Vibrasi Kisi dan Mode Normal

Zat pada yang terdiri dari  $N$  atom:



Katakanlah variabel  $\xi_{i\alpha}$  merupakan pergeseran dari titik setimbang,

$$\xi_{i\alpha} = x_{i\alpha} - x_{i\alpha}^{(0)}$$



Maka energi kinetik vibrasi:

$$E_k = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{\alpha=1}^3 m_i \dot{x}_{i\alpha}^2 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{\alpha=1}^3 m_i \dot{\xi}_{i\alpha}^2$$

disini  $\dot{x}_{i\alpha}^2 = \dot{\xi}_{i\alpha}^2$  merupakan kecepatan atom ke- $i$ .

Energi potensial:

$$V = V_0 + \sum_{i\alpha} \left[ \frac{\partial V}{\partial x_{i\alpha}} \right] \xi_{i\alpha} + \frac{1}{2} \sum_{i\alpha, j\gamma} \left[ \frac{\partial^2 V}{\partial x_{i\alpha} \partial x_{j\gamma}} \right] \xi_{i\alpha} \xi_{j\gamma} + \dots$$

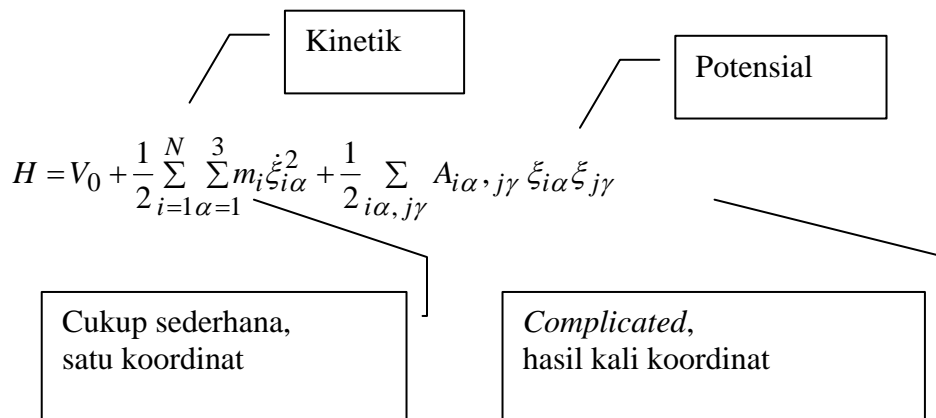
jumlah  $i, j$  dari 1 s/d  $N$ ; sedangkan  $\alpha, \gamma$  dari 1 s/d 3.

Kalau dalam keseimbangan  $V$  minimum, maka  $\frac{\partial V}{\partial x_{i\alpha}} = 0$ .

Kalau disingkat  $\frac{\partial^2 V}{\partial x_{i\alpha} \partial x_{j\gamma}} = A_{i\alpha, j\gamma}$  dan abaikan suku-suku tinggi, maka:

$$V = V_0 + \frac{1}{2} \sum_{i\alpha, j\gamma} A_{i\alpha, j\gamma} \xi_{i\alpha} \xi_{j\gamma}$$

Sehingga Hamiltonian total pada zat padat menjadi:



Pada bagian potensial  $\rightarrow$  atom saling berinteraksi, jadi tidak saling independen.

Untuk penyederhanaan, transformasikan koordinat:

$$\xi_{i\alpha} = \sum_{r=1}^{3N} B_{i\alpha, r} q_r \quad (\text{Trik mekanika klasik})$$

Hal ini akan menjadikan:

$$H = V_0 + \frac{1}{2} \sum_{r=1}^{3N} (\dot{q}_r^2 + \omega_r^2 q_r^2)$$

Suku  $q_r$  disebut “koordinat normal”, dengan frekuensi “mode normal”  $\omega_r$ .

Sekarang kita lihat kasus satu dimensi terlebih dahulu:

$$H_r = \frac{1}{2} (\dot{q}_r^2 + \omega_r^2 q_r^2)$$

Keadaan kuantum yang mungkin kita beri label:

$$n_r = 0, 1, 2, 3, \dots$$

berkaitan dengan energi:

$$\varepsilon_r = (n_r + \frac{1}{2})\hbar\omega_r$$

Kalau sekarang diperluas dengan  $3N$  osilator harmonik independen, maka keadaan kuantum  $\rightarrow [n_1, n_2, n_3, \dots, n_{3N}]$

Energi total:

$$E_{n_1, n_2, n_3, \dots, n_{3N}} = V_0 + \sum_{r=1}^{3N} (n_r + \frac{1}{2})\hbar\omega_r$$

Kalau ditulis sedikit lain:

$$E_{n_1, n_2, n_3, \dots, n_{3N}} = -N\eta + \sum_{r=1}^{3N} (n_r \hbar\omega_r)$$

dengan  $-N\eta = V_0 + \frac{1}{2} \sum_{r=1}^{3N} \hbar\omega_r \rightarrow$  konstan tidak tergantung  $n_r$

Terlihat bahwa  $-N\eta$  energi terkecil yang mungkin.

Kita tahu bahwa  $\frac{1}{2} \sum_{r=1}^{3N} \hbar\omega_r$  adalah “energi titik nol”.

$\rightarrow \eta$  energi ikat per-atom dalam solid pada suhu nol mutlak.

Fungsi partisi dengan mudah dapat dihitung:

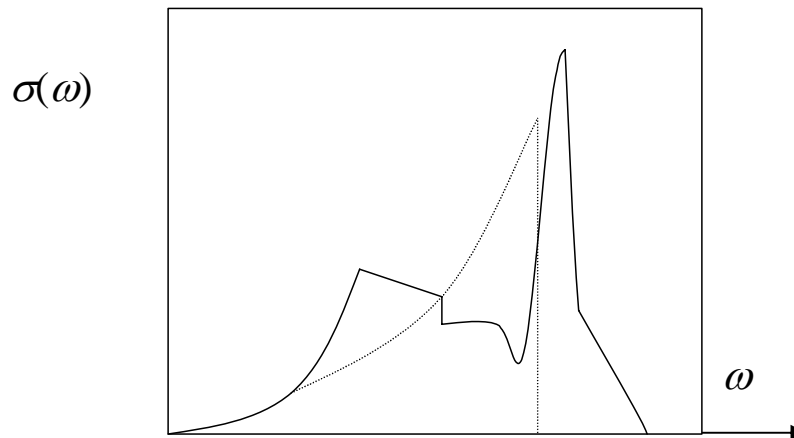
$$\begin{aligned} Z &= \sum_{n_1, n_2, \dots} e^{-\beta(-N\eta + n_1\hbar\omega_1 + n_2\hbar\omega_2 + \dots + n_{3N}\hbar\omega_{3N})} \\ &= e^{\beta N\eta} \left( \sum_{n_1=0}^{\infty} e^{-\beta(n_1\hbar\omega_1)} \right) \left( \sum_{n_2=0}^{\infty} e^{-\beta(n_2\hbar\omega_2)} \right) \dots \left( \sum_{n_{3N}=0}^{\infty} e^{-\beta(n_{3N}\hbar\omega_{3N})} \right) \\ &= e^{\beta N\eta} \left( \frac{1}{1 - e^{-\beta\hbar\omega_1}} \right) \left( \frac{1}{1 - e^{-\beta\hbar\omega_2}} \right) \dots \left( \frac{1}{1 - e^{-\beta\hbar\omega_{3N}}} \right) \end{aligned}$$

atau

$$\ln Z = \beta N\eta - \sum_{r=1}^{3N} \ln(1 - e^{-\beta\hbar\omega_r})$$

Frekuensi mode normal yang mungkin  $\omega_r$  bernilai berdekatan, sehingga cukup menguntungkan kalau didefinisikan besaran

$$\sigma(\omega) d\omega \equiv \text{jumlah mode normal dengan frekuensi angular antara } \omega \text{ dan } \omega + d\omega.$$



Seterusnya:

$$\ln Z = \beta N \eta - \int_0^{\infty} \ln(1 - e^{-\beta \hbar \omega}) \sigma(\omega) d\omega$$

Jadi energi rata-rata:

$$\bar{E} = -\frac{\partial \ln Z}{\partial \beta} = -N \eta + \int_0^{\infty} \frac{\hbar \omega}{e^{\beta \hbar \omega} - 1} \sigma(\omega) d\omega$$

Kapasitas panas pada volume konstan menjadi:

$$C_V = \left( \frac{\partial \bar{E}}{\partial T} \right)_V = -k \beta^2 \left( \frac{\partial \bar{E}}{\partial \beta} \right)_V$$

$$C_V = k \int_0^{\infty} \frac{e^{\beta \hbar \omega}}{(e^{\beta \hbar \omega} - 1)^2} (\beta \hbar \omega)^2 \sigma(\omega) d\omega$$

Terlihat disini bahwa problem statistik sangat sederhana. Yang terlihat sulit adalah transformasi Hamiltonian, yakni problem mekanika untuk mencari frekuensi mode normal.

Pada suhu tinggi (yakni  $kT \gg \hbar \omega_{\max}$ ) diperoleh:

$$e^{\beta \hbar \omega} = 1 + \beta \hbar \omega$$

sehingga:

$$C_V = k \int_0^{\infty} \sigma(\omega) d\omega = 3Nk$$

Hasil sudah didapat sebelumnya (kaidah Dulong dan Petit)

Pada suhu lainnya, secara umum:

$$C_V = k \int_0^{\infty} \frac{e^{\beta \hbar \omega}}{(e^{\beta \hbar \omega} - 1)^2} (\beta \hbar \omega)^2 \sigma(\omega) d\omega$$

evaluasi integral ini membutuhkan beberapa pendekatan.

### 8.1.2. Pendekatan Debye

Perhitungan  $\sigma(\omega)$  jumlah frekuensi mode normal cukup menyulitkan (*complicated*).

Debye melakukan asumsi bahwa perambatan gelombang di solid seperti suara:  $\omega = c_s k$ , sehingga:

$$\sigma_c(\omega) d\omega = 3 \frac{V}{(2\pi)^3} (4\pi k^2 dk) = 3 \frac{V}{2\pi^2 c_s^3} \omega^2 d\omega$$

disini  $c_s$  merupakan kecepatan gelombang dan angka 3 muncul dari kemungkinan tiga arah polarisasi.

Pendekatan Debye selanjutnya:

$$\sigma_D(\omega) = \begin{cases} \sigma_D(\omega) & \text{untuk } \omega < \omega_D \\ 0 & \text{untuk } \omega > \omega_D \end{cases}$$

Disini  $\omega_D$  disebut frekuensi Debye (batas atas).

$$\int_0^{\infty} \sigma_D(\omega) d\omega = \int_0^{\omega_D} \sigma_c(\omega) d\omega = 3N$$

kalau dimasukkan  $\sigma_c(\omega) d\omega = 3 \frac{V}{2\pi^2 c_s^3} \omega^2 d\omega$ , akan diperoleh:

$$\omega_D = c_s \left( 6\pi^2 \frac{N}{V} \right)^{\frac{1}{3}}$$

apabila dihitung secara numerik, didapat  $\omega_D \approx 10^{14} \text{ det}^{-1}$  (pada daerah inframerah).

Sekarang kalau kita evaluasi kapasitas panas:

$$C_V = k \int_0^{\infty} \frac{e^{\beta \hbar \omega}}{(e^{\beta \hbar \omega} - 1)^2} (\beta \hbar \omega)^2 \sigma(\omega) d\omega$$

$$C_V = k \int_0^{\infty} \frac{e^{\beta \hbar \omega}}{(e^{\beta \hbar \omega} - 1)^2} (\beta \hbar \omega)^2 \frac{3V}{2\pi^2 c_s^3} \omega^2 d\omega$$

dapat ditulis:

$$C_V = 3Nk f_D \left( \frac{\theta_D}{T} \right)$$

dalam hal ini

$$f_D(y) = \frac{3}{y^3} \int_0^y \frac{e^x}{(e^x - 1)^2} x^4 dx \rightarrow \text{fungsi Debye}$$

dan temperatur Debye didefinisikan:  $k\theta_D = \hbar\omega_D$

Sekarang kita tinjau kondisi-kondisi ekstrim:

✦ Pada suhu sangat tinggi,  $kT \gg \hbar\omega_D$  maka  $x \ll 1$  dan

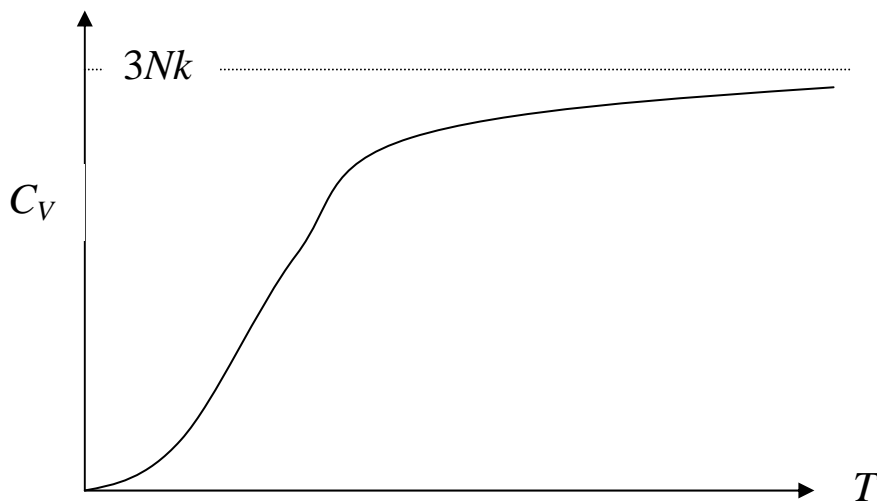
$$f_D(y) \rightarrow \frac{3}{y^3} \int_0^y x^2 dx = 1$$

lalu  $C_V = 3Nk$ , kembali ke kasus lama Dulong-Petit

✦ Pada suhu rendah, kasus ini lebih menarik.

Evaluasi integral menghasilkan  $C_V \propto \beta^{-3} \propto T^3$

→ hasil terakhir ini sesuai dengan kenyataan eksperimen.



## 8.2. Gas Klassik Non-Ideal

Ingat kembali pengertian “gas ideal”:

☞ Tidak ada interaksi antar molekul-molekul gas.

Energi potensial antar molekul pada kasus ini diabaikan.

Sekarang kita lihat apabila interaksi ini dimasukkan dalam perhitungan (gas klasik non-ideal).

### 8.2.1. Perhitungan Fungsi Partisi untuk Kerapatan Rendah

Tinjau gas monatomik dengan jumlah partikel  $N$ , volume  $V$  dan temperatur  $T$ .

$$\begin{matrix} N \\ V \\ T \end{matrix}$$

$$n = N/V$$

Energi sistem atau Hamiltonian:

$$H = E_k + U$$

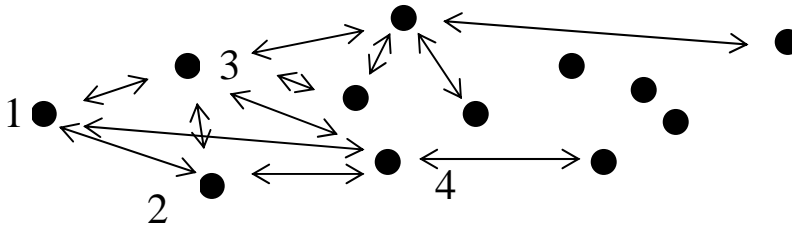
Energi kinetik

Energi potensial

dengan

$$E_k = \frac{1}{2m} \sum_{j=1}^N p_j^2$$

Untuk energi potensial, lihat gambar:

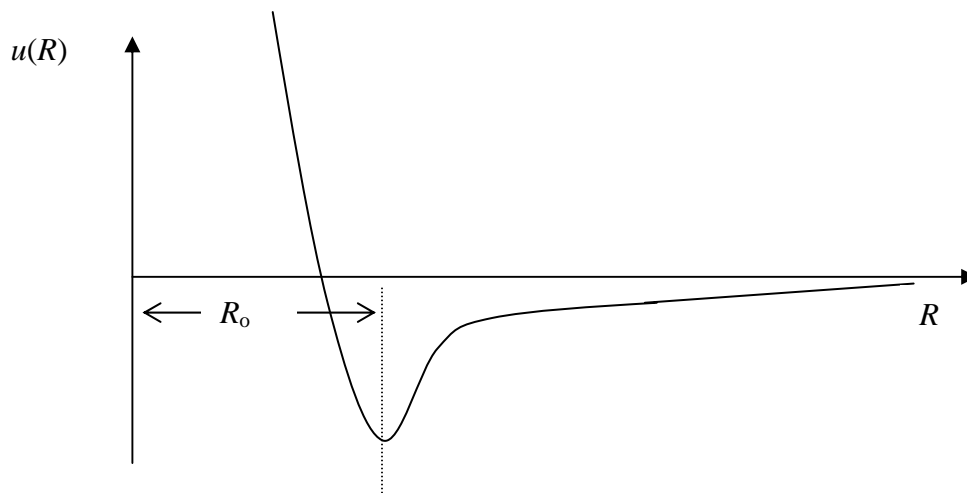


$$U = u_{1,2} + u_{1,3} + u_{1,4} + \dots + u_{2,3} + u_{2,4} + \dots + u_{N-1,N}$$

atau

$$U = \sum_{j=1}^N \sum_{\substack{k=1 \\ j < k}}^N u_{jk} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \sum_{\substack{k=1 \\ j \neq k}}^N u_{jk}$$

Secara umum hubungan antara energi potensial dan jarak terlihat pada gambar berikut:



Dirumuskan secara semi-empiris (potensial Lennard-Jones):

$$u(R) = u_o \left[ \left( \frac{R_o}{R} \right)^{12} - 2 \left( \frac{R_o}{R} \right)^6 \right]$$

Untuk penyederhanaan matematik, potensial sering dituliskan sebagai:

$$u(R) = \begin{cases} \infty & \text{untuk } R < R_o \\ -u_o \left( \frac{R_o}{R} \right)^s & \text{untuk } R > R_o \end{cases} \quad \text{nilai } s \text{ biasanya} = 6$$

Dari hal ini fungsi partisi (klassik) menjadi:

$$\begin{aligned} Z &= \frac{1}{N!} \int \int \int \dots \int e^{-\beta(E_k + U)} \frac{d^3 p_1 d^3 p_2 d^3 p_3 \dots d^3 p_N d^3 r_1 \dots d^3 r_N}{h^{3N}} \\ &= \frac{1}{h^{3N} N!} \int \int \int \dots \int e^{-\beta E_k} d^3 p_1 d^3 p_2 d^3 p_3 \dots d^3 p_N \int \int \int \dots \int e^{-\beta U} d^3 r_1 \dots d^3 r_N \end{aligned}$$

Integral kedua kita tulis:

$$Z_U = \int \int \int \dots \int e^{-\beta U} d^3 r_1 \dots d^3 r_N$$

Maka fungsi partisi keseluruhan menjadi:

$$Z = \frac{1}{N!} \left( \frac{2\pi m}{h^2 \beta} \right)^{\frac{3}{2}N} Z_U$$

Evaluasi  $Z_U$  cukup susah karena melibatkan semua  $r_i$  pada seluruh volume  $V$ .

→ Problem sentral mengapa diskusi gas non-ideal sangat susah.

(Pada limit gas ideal  $U \rightarrow 0$  atau pada suhu tinggi  $\beta \rightarrow 0$  dengan mudah dilihat bahwa  $Z_U = V^N$ ).

Apabila kerapatan gas  $n$  tidak begitu besar, prosedur pendekatan secara sistematis untuk mencari  $Z_U$  dapat dilakukan.

Rata-rata energi potensial:

$$\bar{U} = \frac{\int e^{-\beta U} U d^3 r_1 \dots d^3 r_N}{\int e^{-\beta U} d^3 r_1 \dots d^3 r_N} = -\frac{\partial}{\partial \beta} \ln Z_U$$

sehingga:

$$\ln Z_U(\beta) = N \ln V - \int_0^\beta \bar{U}(\beta') d\beta'$$



Dari  $U = \sum_{j=1}^N \sum_{\substack{k=1 \\ j < k}}^N u_{jk} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \sum_{\substack{k=1 \\ j \neq k}}^N u_{jk}$ , energi potensial rata-rata dapat ditulis:

$$\bar{U} = \frac{1}{2} N(N-1) \bar{u} \approx \frac{1}{2} N^2 \bar{u}$$

Disini  $\bar{u}$  merupakan energi potensial rata-rata antara dua molekul.

$$\bar{u} = \frac{\int e^{-\beta u} u d^3 R}{\int e^{-\beta u} d^3 R} = - \frac{\partial}{\partial \beta} \ln \int e^{-\beta u} d^3 R$$

Integral dapat ditulis dalam bentuk:

$$\int e^{-\beta u} d^3 R = \int [1 + (e^{-\beta u} - 1)] d^3 R = V + I = V \left( 1 + \frac{I}{V} \right)$$

dengan

$$I(\beta) = \int (e^{-\beta u} - 1) d^3 R = \int_0^{\infty} (e^{-\beta u} - 1) 4\pi R^2 dR \text{ yang bernilai cukup kecil}$$

dibandingkan  $V \rightarrow I/V \ll 1$

Dari hal ini:

$$\bar{u} = - \frac{\partial}{\partial \beta} \left[ \ln V + \ln \left( 1 + \frac{I}{V} \right) \right] \approx 0 - \frac{\partial}{\partial \beta} \left( \frac{I}{V} + \dots \right)$$

atau

$$\bar{u} = - \frac{1}{V} \frac{\partial I}{\partial \beta}$$

Akhirnya energi potensial rata-rata sistem menjadi:

$$\bar{U} = - \frac{1}{2} \frac{N^2}{V} \frac{\partial I}{\partial \beta}$$

Fungsi partisi dapat ditulis:

$$\ln Z_U(\beta) = N \ln V + \frac{1}{2} \frac{N^2}{V} \frac{\partial I}{\partial \beta}$$

### 8.2.2. Persamaan Keadaan dan Teorema Virial

Dari hasil terakhir, persamaan keadaan dapat ditulis:

$$\bar{p} = \frac{1}{\beta} \frac{\partial \ln Z}{\partial V} = \frac{1}{\beta} \frac{\partial \ln Z_U}{\partial V}$$

Ingat kembali:

Pada gas ideal  $Z_U = V^N$

Sehingga persamaan keadaan menjadi  $\bar{p} = \frac{N}{\beta V}$  atau  $\bar{p} V = NkT$

Untuk gas non-ideal:

$$\bar{p} = \frac{1}{\beta} \left( \frac{N}{V} - \frac{1}{2} \frac{N^2}{V^2} I \right)$$

dalam bentuk umum

$$\frac{\bar{p}}{kT} = n + B_2(T) n^2 + B_3(T) n^3 + B_4(T) n^4 + \dots$$

Disebut koefisien virial

$$n = N/V$$

Tampak bahwa:

$$B_2(T) = -1/2 I = -2\pi \int_0^{\infty} (e^{-\beta u} - 1) R^2 dR$$

Pada pendekatan suhu cukup tinggi  $e^{-\beta u} \approx 1 - \beta u$ , persamaan keadaan akan mendekati persamaan gas Van der Waals:

$$\left( \bar{p} + \frac{a}{v^2} \right) (v-b) = RT$$

(See complete proof in Reif page 424-427)

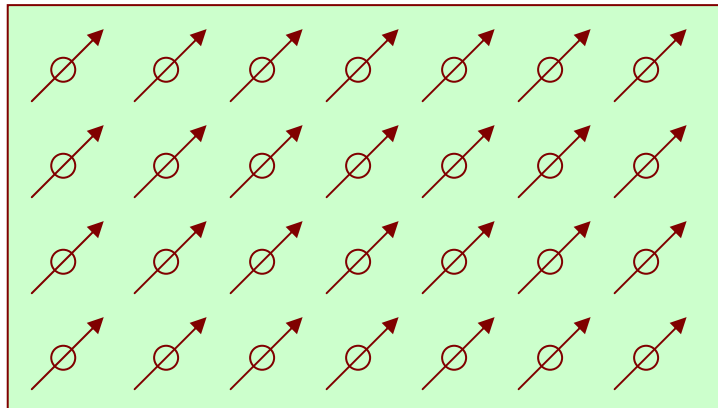
### 8.3. Ferromagnetisme

Ferromagnet :

Material yang masih memperlihatkan gejala magnetisme meskipun medan luar sudah tidak ada.

#### 8.3.1. Interaksi antar spin

Perhatikan ada solid dengan  $N$  atom.



Untuk satu atom:



Net spin elektronik:  $S$

Momen magnetik atom:  $\mu$

Hubungan antara momen magnetik dan spin:

$$\mu = g\mu_0 S$$

disini  $\mu_0$  merupakan magneton Bohr.

Bila ada medan eksternal  $H_0$  sepanjang sumbu  $z$  maka Hamiltonian yang mencerminkan interaksi atom dan medan ini:

$$\text{Hamiltonian } (H_0) = -g\mu_0 \sum_{j=1}^N \mathbf{S} \cdot \mathbf{H}_0 = -g\mu_0 H_0 \sum_{j=1}^N S_{jz}$$

sedangkan interaksi antar atom:

$$H_{jk} = -2J S_j \cdot S_k$$

biasa disebut “*exchange interaction*”.

Dalam bentuk yang lebih sederhana (“Ising model”):

$$H_{jk} = -2J S_{jz} S_{kz}$$

Simplifikasi ini untuk menghindari komplikasi karena besaran vektor.

Hamiltonian  $H'$  yang merujuk pada energi interaksi antar atom:

$$H' = \frac{1}{2} \left\{ -2J \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N S_{jz} S_{kz} \right\}$$

dengan  $J$  merupakan konstanta pertukaran (“*exchange constant*”).

Hamiltonian total:

$$H = H_0 + H'$$

<p><math>\bar{M} = ???</math></p>	<p>Problem fisika pada kasus ini adalah menghitung besaran termodinamika, misalnya momen magnetik rata-rata <math>\bar{M}</math> sebagai fungsi temperatur dan medan luar <math>H_0</math>.</p>
-----------------------------------	---

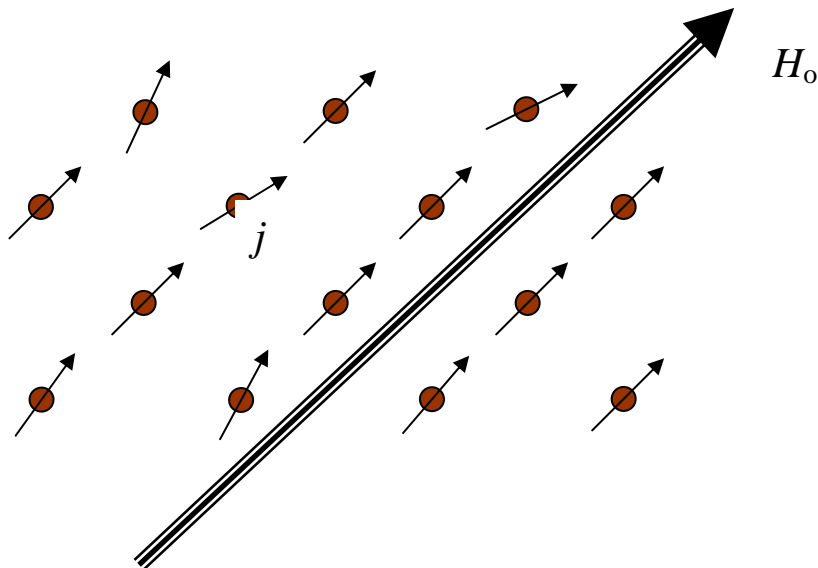
Tantangan di bidang teori magnetik!!

Persamaan  $H' = \frac{1}{2}(-2J \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N S_{jz} S_{kz})$  dapat diselesaikan secara eksak ketika  $H_0 = 0$  pada dua dimensi. Untuk problem tiga dimensi, sampai saat ini belum ada solusi yang memuaskan.

Tetapi beberapa pendekatan sederhana dapat dilakukan seperti dengan teori medan molekular dari Pierre Weiss.

### 8.3.2. Pendekatan Medan Molekular Weiss

Pada model ini perhatian utama pada suatu atom tertentu  $j$  (sebut saja sebagai 'atom pusat').



Interaksi atom ini dapat dijabarkan oleh Hamiltonian:

$$H_j = -g\mu_0 H_0 S_{jz} - 2J S_{jz} \sum_{k=1}^n S_{kz}$$

Suku ini merupakan interaksi atom sentral dengan  $n$  tetangga terdekatnya

Sebagai pendekatan, kita ganti jumlah dengan harga rata-rata:

$$2J \sum_{k=1}^n S_{kz} = g\mu_0 H_m$$

Medan molekular/Internal

Sehingga persamaan asal menjadi:

$$H_j = -g\mu_o(H_o + H_m) S_{jz}$$

Jadi efek tetangga secara sederhana diganti “medan efektif”  $H_m$ .

Level energi pada atom pusat ke- $j$  menjadi:

$$E_m = -g\mu_o(H_o + H_m)m_s, \quad m_s = -S, (-S+1), \dots, S$$

Dari hal ini, kita dapat menghitung spin rata-rata pada komponen  $z$  dari atom tersebut:

$$\overline{S_{jz}} = SB_s(\eta)$$

dengan

$$\eta = \beta g\mu_o(H_o + H_m)$$

dan  $B_s(\eta)$  merupakan fungsi Brillouin untuk spin  $S$ .

Pada persamaan  $\overline{S_{jz}} = SB_s(\eta)$  terlihat ada satu parameter  $H_m$  yang tidak diketahui. Untuk penyelesaiannya digunakan cara konsistensi-diri (*self-consistent*) dengan mengingat kedudukan atom-atom adalah setara (tidak ada atom pusat).

Supaya self-consistent maka persamaan  $2J \overline{\sum_{k=1}^n S_{kz}} = g\mu_o H_m$  menjadi:

$$2J n S B_s(\eta) = g\mu_o H_m$$

Kita masukkan definisi  $\eta = \beta g\mu_o(H_o + H_m)$  diperoleh:

$$B_s(\eta) = \frac{kT}{2nJS} \left( \eta - \frac{g\mu_o H_o}{kT} \right)$$

yang menentukan  $\eta$  dan juga  $H_m$

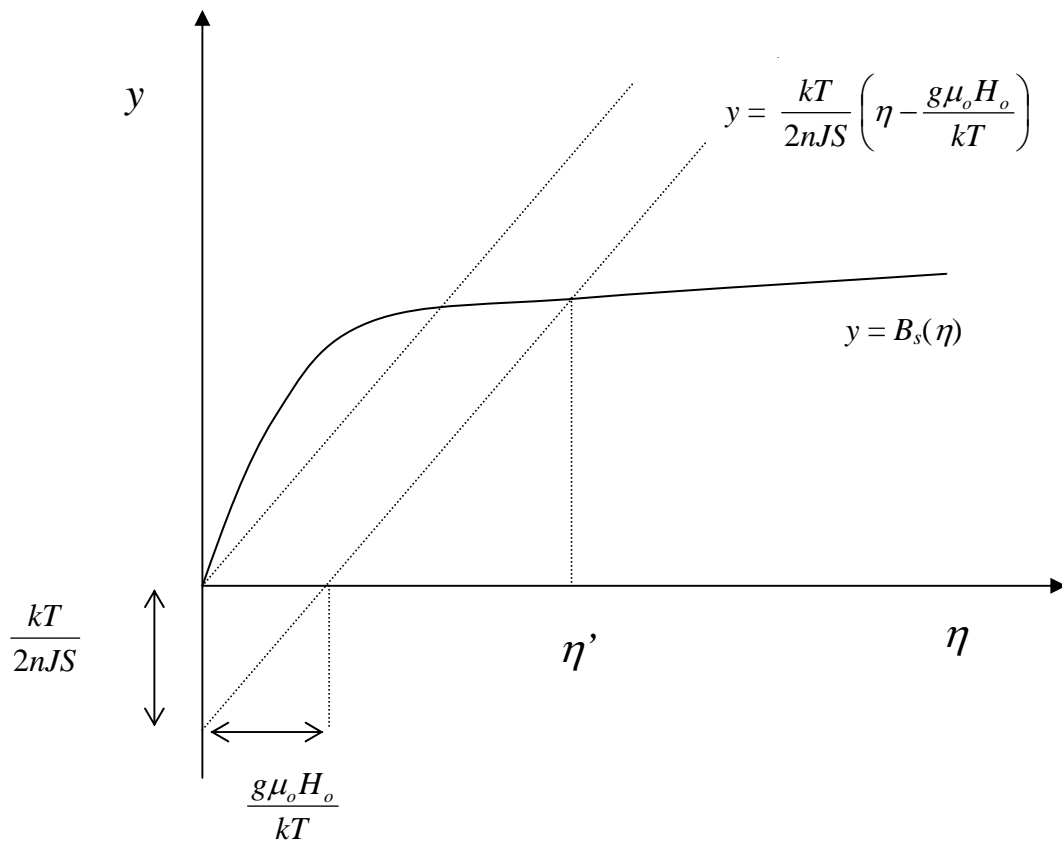
Bila tidak ada medan luar  $H_o = 0$ , maka

$$B_s(\eta) = \frac{kT}{2nJS} \eta$$

Solusi kedua persamaan tersebut dapat diperoleh dengan cara grafik, gambar  $y = B_s(\eta)$  dan garis lurus.

$$y = \frac{kT}{2nJS} \left( \eta - \frac{g\mu_o H_o}{kT} \right)$$

dan cari titik potong kedua kurva pada  $\eta = \eta'$ .



Kalau parameter medan molekular dapat ditentukan, maka momen magnetik total juga dapat dicari:

$$\bar{M} = g\mu_0 \sum_j \bar{S}_{jz} = Ng\mu_0 S B_s(\eta)$$

Kalau medan luar  $H_0 = 0$ , maka  $\eta = 0$  merupakan salah satu solusi. sehingga  $H_m$  juga tidak ada.

Tetapi ada kemungkinan  $\eta \neq 0$ , sehingga  $H_m$  juga memiliki harga tertentu  $\rightarrow$  momen magnetik total juga tidak nol.

$\rightarrow$  fenomena ferromagnetisme.

Supaya solusi  $\eta \neq 0$  terjadi maka:

$$\left[ \frac{dB_s}{d\eta} \right]_{\eta=0} > \frac{kT}{2nJS} \quad (\text{slope inisial } B_s \text{ harus lebih besar dari garis lurus})$$

tetapi ketika  $\eta \ll 1$ ,  $B_s$  memiliki bentuk se

$$B_s(\eta) \approx \frac{1}{3}(S+1)\eta$$

sehingga

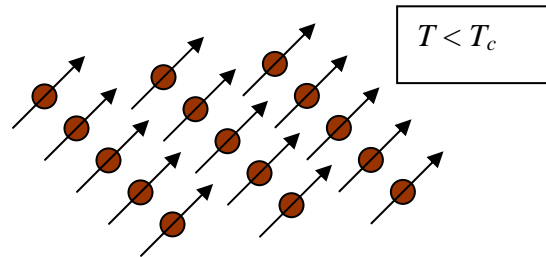
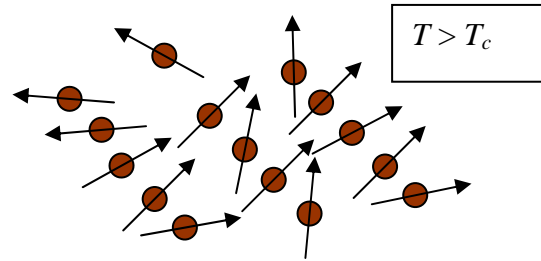
$$\frac{1}{3}(S+1) > \frac{kT}{2nJS}$$

atau

$$T < T_c$$

disini:

$$kT_c \equiv \frac{2nJS(S+1)}{3}$$



Fisis??

Dimungkinkan terjadi fenomena ferromagnetisme pada suhu di bawah  $T_c$  (temperatur Curie).

Keadaan ferromagnet ini terjadi karena interaksi mutual antar spin sehingga keadaan spin paralel memiliki energi paling rendah.

Sekarang kita lihat suseptibilitas magnetik untuk solid yang mengalami medan magnet luar kecil di atas  $T_c$ .

Karena  $\eta$  kecil maka:

$$\frac{1}{3}(S+1)\eta = \frac{kT}{2nJS} \left( \eta - \frac{g\mu_o H_o}{kT} \right)$$

Penyelesaian untuk  $\eta$  memberikan:

$$\eta = \frac{g\mu_o H_o}{k(T - T_o)}$$

Momen magnetik total menjadi:

$$\bar{M} = \frac{1}{3} Ng\mu_o S(S+1)\eta$$

sehingga:

$$\chi \equiv \frac{\bar{M}}{H_o} = \frac{Ng^2\mu_o^2 S(S+1)}{3k(T - T_c)} \quad \text{merupakan suseptibilitas magnetik}$$

Persamaan terakhir ini disebut hukum Curie-Weiss.

Hukum Curie-Weiss berbeda dengan hukum Curie dengan adanya faktor  $T_c$  pada penyebut.

Suseptibilitas magnetik  $\chi$  menjadi tak berhingga ketika  $T \rightarrow T_c$  yaitu pada temperatur Curie, ketika zat menjadi ferromagnetik.

Secara eksperimen, hukum Curie-Weiss ini terekam dengan baik di atas suhu Curie. Namun tidak begitu tepat pada saat material menjadi ferromagnetik pada suhu Curie.

Mengingat kembali istilah-istilah ferromagnetik, diamagnetik dan paramagnetik

The attraction between the unlike poles of two iron bar magnets is a consequence of the interaction of the magnetic moments of the atoms in each magnet with the field produced by atoms in the other magnet. The bar magnet, or horseshoe magnet, has the property of permanent magnetism and is an example of ferromagnetism.

In addition to the ferromagnetism of permanent magnets, other types of magnetism became known after the middle of the 19th century. In 1845 Michael Faraday found that bismuth and glass are repelled from magnetic fields. He classified this behavior as diamagnetism. Faraday also discovered that some substances clearly not permanent magnets are nevertheless attracted by magnetic fields, a behavior he called paramagnetism.

- Ferromagnetism is characterized by a spontaneous magnetism that exists in the absence of a magnetic field. The retention of magnetism distinguishes ferromagnetism from the induced magnetisms of diamagnetism and paramagnetism. When ferromagnets are heated above a critical temperature, the ability to possess permanent magnetism disappears.
- A paramagnetic substance is characterized by a positive susceptibility. Like a diamagnet, it can acquire a magnetization only from induction by an external magnetic field. The magnetization, however, is in the same direction as the inducing field, and a sample will be attracted toward the strongest part of a field.
- A substance is diamagnetic if its magnetic susceptibility is negative. This property is displayed by a repulsion of the sample from a magnetic field. The theory of diamagnetism explains it as a consequence of an induced magnetization set up when lines of magnetic flux penetrate the electron loops around atoms. The direction of this induced magnetization is opposite to that of the external field, in accordance with Lenz's law. This makes the susceptibility negative.

(dari The Grolier Multimedia Encyclopedia)