磁性入門正誤表

- 12 ページ (1.47) 式の後「である。」の後に挿入
  磁化に真空の透磁率 μ_0 を掛けた $\mu_0\vec{M}$ は磁気分極と呼ばれる。磁気分極は磁束密度と同じテスラの次元を持つ。

- 12 ページ
  磁化は磁場に比例し $\Longrightarrow$ 磁化あるいは磁気分極は磁場に比例し

- 12 ページ (1.48) 式

$$\vec{M} = \chi\vec{B} \Longrightarrow \mu_0\vec{M} = \chi\vec{B}$$

- 12 ページ (1.49) 式

$$[\chi] = [M/B] = \mathrm{J/T^2m^3} \Longrightarrow [\chi] = [\mu_0 M/B] = \text{無次元}$$

- 12 ページ
  であり、その単位は

$$[\chi_{\mathrm{mol}}] = [MV_{\mathrm{A}}/B] = \mathrm{J/T^2mol} \qquad (1.50)$$

  $\Longrightarrow$ 削除し文末へ続く

- 13 ページ
  表 1.1 $\Longrightarrow$ 削除

- 13 ページ
  SI 系と CGS 系の単位系の関連を表 1.1 にまとめておく。$\Longrightarrow$ 削除しつぎの文章と (1.50) 式を入れる。
  CGS 単位系での磁化率は

$$\vec{M} = \chi\vec{B} \qquad (1.50)$$

  で定義される。CGS 単位系ではこの定義の磁化率が無次元の物理量となり磁化率として広く使われている。

- 16 ページ (1.62) 式

$$[\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{T^2mol}}] \Longrightarrow \text{削除}$$

- 16 ページ (1.62) 式の下
  温度に比例して大きくなる。$\Longrightarrow$ 温度の逆数に比例して大きくなる。

- 16 ページ
  CGS 単位系では

$$\chi_{\mathrm{mol}} = 0.125\ \frac{\ell^2}{T} \qquad [\frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{Oe^2mol}} = \frac{\mathrm{emu}}{\mathrm{mol}}]$$

である。

$\Longrightarrow$ 削除しつぎの文章および (1.63) 式を入れる

また、

$$C = N\frac{(\mu_{\mathrm{B}})^2\ell^2}{3k_{\mathrm{B}}} \tag{1.63}$$

はキュリー定数と呼ばれる。

- 18 ページ (1.72) 式

$$\chi = -7.92\times 10^{-6} Z\frac{\langle r^2\rangle_{\mathrm{av}}}{a_{\mathrm{B}}^2} \qquad [\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{T}^2\ \mathrm{mol}}] \Longrightarrow \chi = -0.792\times 10^{-6} Z\frac{\langle r^2\rangle_{\mathrm{av}}}{a_{\mathrm{B}}^2}$$

- 18 ページ

CGS 単位系では

$$\chi = -0.792\times 10^{-6} Z\frac{\langle r^2\rangle_{\mathrm{av}}}{a_{\mathrm{B}}^2} \qquad [\frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{Oe}^2\ \mathrm{mol}} = \frac{\mathrm{emu}}{\mathrm{mol}}]$$

である。

$\Longrightarrow$ 削除し次の文章および式 (1.73) を入れる

電子の広がりの程度は

$$\langle r^2\rangle_{\mathrm{av}} \sim a_{\mathrm{B}}^2 \tag{1.73}$$

なので、反磁性の寄与は一般に小さく、閉殻を持つ原子やイオンに関して重要となる。

- 39 ページ (2.52) 式

$$\mathrm{Tr}\{e^{-\beta g_J \mu_{\mathrm{B}} J_z B}\} = \frac{\sinh\{\frac{1}{2}\beta g_J \mu_{\mathrm{B}}(J+\frac{1}{2})B\}}{\sinh\{\frac{1}{2}\beta g_J \mu_{\mathrm{B}} B\}}$$

$$\Longrightarrow \mathrm{Tr}\{e^{-\beta g_J \mu_{\mathrm{B}} J_z B}\} = \frac{\sinh\{\beta g_J \mu_{\mathrm{B}}(J+\frac{1}{2})B\}}{\sinh\{\frac{1}{2}\beta g_J \mu_{\mathrm{B}} B\}}$$

- 44 ページ 表 2.4 の C_2 の項

$$(1,1,0)\ 軸, (1,-1,0)\ 軸$$

$$\Longrightarrow (1,1,0), (1,-1,0)$$

- 45 ページ (2.63) 式

$$V_c = 6\frac{Ze^2}{a} - \alpha[\ell_x^4 + \ell_y^4 + \ell_z^4 - \frac{3}{5}\ell(\ell+1)\{\ell(\ell+1) - \frac{1}{3}\}]$$

$$\Longrightarrow V_c = 6\frac{Ze^2}{a} + \alpha[\ell_x^4 + \ell_y^4 + \ell_z^4 - \frac{3}{5}\ell(\ell+1)\{\ell(\ell+1) - \frac{1}{3}\}]$$

- 64 ページ 演習問題 [3]

軌道の量子数を α, β と書くと、二つのサイトのイオンのハミルトニアンは

$$\mathcal{H}_0 = U\sum_i \sum_{\nu=\alpha,\beta} n_{i\nu\uparrow} n_{i\nu\downarrow} + U\sum_i \sum_{\sigma_1\sigma_2} n_{i\alpha\sigma_1} n_{i\beta\sigma_2} - 2J\sum \vec{s}_{i\alpha}\cdot\vec{s}_{i\beta}$$

と書くことができる。

$\Longrightarrow$ 軌道の量子数を α, β と書き、二つのサイトのイオンのハミルトニアンが

$$\mathcal{H}_0 = U \sum_i \sum_{\nu=\alpha,\beta} n_{i\nu\uparrow} n_{i\nu\downarrow} + U \sum_i \sum_{\sigma_1\sigma_2} n_{i\alpha\sigma_1} n_{i\beta\sigma_2} - 2J \sum_i \vec{s}_{i\alpha} \cdot \vec{s}_{i\beta}$$

と書くことができるとする。

- 78 ページ (4.47) 式

$$\vec{S}_i = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q \vec{S}_q e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}_i}$$

$$\Longrightarrow \vec{S}_i = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q \vec{S}_q e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}_i}$$

- 90 ページ (4.97) 式

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}_0 - \frac{a_1^2}{2b}\, t^2$$

$$\Longrightarrow \mathcal{F} = \mathcal{F}_0 - \frac{a_1^2}{4b}\, t^2$$

- 95 ページ (4.117) 式

$$h^{'} \quad \propto \quad b^{y_h} t$$

$$\Longrightarrow h^{'} \quad \propto \quad b^{y_h} h$$

- 110 ページ 演習問題 [11]
  図 4.16 のように、正四面体の頂点に
  $\Longrightarrow$ 正方形の頂点に　　なお、図 4.16 は削除

- 111 ページ (5.1) 式

$$\sum_{ij} t_{ij} c_{i\sigma}^{\dagger} c_{j\sigma}$$

$$\Longrightarrow \sum_{ij} \sum_{\sigma} t_{ij} c_{i\sigma}^{\dagger} c_{j\sigma}$$

- 128 ページ (5.82) 式

$$U\chi^0(\vec{Q}, \omega = 0) \geq 1$$

$$\Longrightarrow 2U\chi^0(\vec{Q}, \omega = 0) \geq 1$$

- 130 ページ (5.89) 式

$$\text{第 2 項} =$$

$$\Longrightarrow \Delta F =$$

- 139 ページ 最終行
  $T^{3/2}$ に比例し、2 次元では T に比例することが示される。
  $\Longrightarrow$ $T^{3/2}$ に比例する。2 次元では零点振動から生じる対数補正を含めて考える必要がある。

- 141 ページ 表 5.1 最終行

$$R$$
$$\Longrightarrow R - R_0$$

- 142 ページ 表 5.2 第 3 行

$$C/T \mid -\ln S \quad S^{1/2} \quad \text{const.} - S^{1/2} \quad -\ln S$$
$$\Longrightarrow \quad C/T \mid +\ln S \quad S^{1/2} \quad \text{const.} - S^{-1/2} \quad +\ln S$$

- 142 ページ 表 5.2 最終行

$$R$$
$$\Longrightarrow (R - R_0)/T^2$$

- 157 ページ 演習問題解答第 3 章 [3]
  すなわち、この $S = 1$ のハイゼンベルグモデルの交換相互作用は反強磁性的で、

$$K = -\frac{|t|^2}{U + J}$$

  である。
  $\Longrightarrow$ エネルギーの原点を有効ハミルトニアンにあわせるためには

$$\langle 0, 0|\mathcal{H}_1 \frac{1}{2U - J - \mathcal{H}_0} \mathcal{H}_1 |0, 0\rangle = -\frac{|t|^2}{U + J}$$

  の行列要素を引いておく必要がある。以上より、$S = 1$ のハイゼンベルグモデルの交換相互作用は反強磁性的で、

$$K = -\frac{|t|^2}{2(U + J)}$$

  と求められる。

- 157 ページ 演習問題解答第 3 章 [4]

$$= -\frac{|t|^2}{U}(n_1 + n_2) - 2\frac{|t|^2}{U} \sum_{\nu_1 \nu_2} \sum_{\sigma_1 \sigma_2} c^\dagger_{1\nu_1\sigma_1} c_{1\nu_2\sigma_2} c^\dagger_{2\nu_2\sigma_2} c_{2\nu_1\sigma_1}$$
$$\Longrightarrow = -\frac{|t|^2}{U}(n_1 + n_2) + 2\frac{|t|^2}{U} \sum_{\nu_1 \nu_2} \sum_{\sigma_1 \sigma_2} c^\dagger_{1\nu_1\sigma_1} c_{1\nu_2\sigma_2} c^\dagger_{2\nu_2\sigma_2} c_{2\nu_1\sigma_1}$$