Physique mésoscopique des électrons et des photons,
E. Akkermans et G. Montambaux,
EDPSciences (2004)

Errata, coquilles et précisions mai 2016

- *p.56, dans la phrase qui précède la phrase contenant (2.92), lire :*

  En la multipliant par $T^\dagger$ et en la projetant sur l'état $|\boldsymbol{k}\rangle$ on obtient pour la partie imaginaire :

  $$\mathrm{Im}\langle \boldsymbol{k}|T^\dagger|\boldsymbol{k}\rangle = -\mathrm{Im}\langle \boldsymbol{k}|T^\dagger \hat{G}_0 T|\boldsymbol{k}\rangle$$

  puisque $\mathrm{Im}\langle\psi_{out}|v|\psi_{out}\rangle = 0$. À l'aide de (3.52), on en déduit

  $$\mathrm{Im}\langle \boldsymbol{k}|T^\dagger|\boldsymbol{k}\rangle = \frac{\pi}{2k_0}\sum_{\boldsymbol{k}'} |\langle \boldsymbol{k}'|T|\boldsymbol{k}\rangle|^2 \delta(k'-k_0)$$

- *p.89, dans l'équation (3.63), lire :*

  $$+\int d\boldsymbol{r}_1 d\boldsymbol{r}_2 B(\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_2) G_0(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}_1) G_0(\boldsymbol{r}_1,\boldsymbol{r}_2) G_0(\boldsymbol{r}_2,\boldsymbol{r}') + \cdots$$

- *p.90, dans la phrase qui précède la phrase contenant (3.65), lire :*

  Ceci est possible ~~dans le cas du potentiel gaussien~~ car les intégrales sur les vecteurs d'onde intermédiaires sont indépendantes.

- *p.150, le dernier terme dans la première équation (4.165) doit se lire :*

  $$-i\tau_e \boldsymbol{q}\cdot \boldsymbol{j}_\omega$$

- *p.151, formule (4.175) et la phrase qui la précède, lire :*

  À partir de (4.167), on obtient une *loi de Fick* reliant $\Gamma_\omega(\boldsymbol{q})$ et son courant associé :

  $$\boldsymbol{j}_\omega(\boldsymbol{q}) = -i\boldsymbol{q}\frac{l^*}{d}\frac{\gamma_1}{\gamma_e}\,\Gamma_\omega(\boldsymbol{q})$$

- *p.161, dans le produit des quatre fonctions d'onde des formules (4.215) et (4.126), une conjugaison complexe est en trop. Il faut lire :*

  $$\phi_k^*(\boldsymbol{r})\phi_k(\boldsymbol{r}')\phi_l^*(\boldsymbol{r}')\phi_l(\boldsymbol{r})$$

- *p.174, formule (5.40), il faut lire :*

  $$Z(t) = e^{-t/\tau_\gamma}$$

- *p.231, formule (6.67), lire :*

$$\mathcal{H}_m = -J\delta(\boldsymbol{r})\vec{S}\cdot\vec{\sigma}$$

ce qui la rend cohérente avec les expressions de la page 235.

- *p.236, quatrième ligne, lire :*

Dans le second cas, on apparie deux trajectoires correspondant à des configurations de spin des impuretés différentes. Cette distinction ...

- *p.240, formule (6.107), lire :*

$$B_T^{(d)} = 1 - A^{(d)}$$

- *p.296, dans les relations (7.30) et (7.35), remplacer $\sigma_0(\omega)$ par σ_0.*

- *p.309, après l'équation (7.75), il faut lire :*

On choisit la jauge $A_x = By$, $y \in [-W/2, W/2]$.

- *p.309, trois lignes après l'équation (7.76), lire :*

... et égal à $e^2DB^2W^2/3\hbar^2$, ...

- *p.317, pour la première phrase de la légende de la figure 7.8, lire :*

Magnétoconductance d'un gaz d'électrons bidimensionnel sur lequel a été évaporé un film de Pb supraconducteur.

- *p.405, l'équation non numérotée qui suit l'équation (10.15) doit se lire :*

$$K(\omega) = \Delta\delta(\omega) = \delta(s)$$

et $\tilde{K}(t)$ qui a la dimension d'une énergie, doit se lire :

$$\tilde{K}(t) = \frac{\Delta}{2\pi}$$

- *p.407, l'équation (10.23) et les phrases qui l'accompagnent doivent être remplacées par :*

La distribution des valeurs propres ϵ_1 et ϵ_2 est elle que

$$P(\{h_{ij}\})dh_{11}dh_{22}dh_{12} = P(\epsilon_1, \epsilon_2, \theta)d\epsilon_1 d\epsilon_2 d\theta\ .$$

On introduit le Jacobien $\mathcal{J}(\epsilon_1, \epsilon_2, \theta)$ de la transformation, tel que $dh_{11}dh_{22}dh_{12} = \mathcal{J}d\epsilon_1 d\epsilon_2 d\theta$. On a donc

$$P(\epsilon_1, \epsilon_2, \theta) = P(\{h_{ij}\})\mathcal{J}(\epsilon_1, \epsilon_2, \theta) = \frac{\mathcal{J}(\epsilon_1, \epsilon_2, \theta)}{\mathcal{Z}} e^{-\lambda(\epsilon_1^2+\epsilon_2^2)}$$

On vérifie que $\mathcal{J} \propto |\epsilon_1 - \epsilon_2|$ et la distribution des valeurs propres est donc donnée par ...

- *p.423, sur les numérateurs des équations (10.67,10.19), il faut lire* Δ *au lieu de* Δ^2.

- *p.504, Il y a une inversion dans la phrase qui suit l'équation (13.34). Il faut lire :*

  Le paramètre F varie entre 1 pour un écrantage fort ($\kappa \to \infty$) et 0 pour un écrantage faible ($\kappa \to 0$).

- *p.522, dans les équations (13.97) et (13.100), lire :*

$$U_\omega(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2)U_{-\omega}(\boldsymbol{r}'_1 - \boldsymbol{r}'_2)$$

- *p.525, dans la remarque "conséquence de l'écrantage", lire :*

  En effet, en oubliant l'écrantage dynamique de l'interaction, c'est-à-dire pour $U(\boldsymbol{q}, \omega) = \Omega/2\nu_0$, la somme (13.104) devient :

- *p.543, troisième et cinquième ligne après (13.197), au lieu de* $T^{2/3}$*, lire* $T^{-2/3}$.

- *p.563, après la relation (14.60), lire :*

  l'intégrale est coupée aux grands temps par l'inverse de la température.

- *p.567, dans l'équation (14.78), lire sous la parenthèse :*

$$\left(\cos pk_F L - \frac{\sin pk_F L}{pk_F L}\right)$$

- *p.569, avant la remarque, lire :*

  Ainsi, dès que le libre parcours moyen élastique devient *inférieur* au périmètre L de l'anneau, le courant permanent moyen est exponentiellement faible.

- *p.542, l'équation (13.192) doit se lire :*

$$\frac{1}{2}\left\langle \Phi^2 \right\rangle_T = \frac{e^2 T}{\pi\sigma_0\hbar^2 a}\int_0^t d\tau \log(2q_c|\boldsymbol{r}(\tau) - \boldsymbol{r}(\overline{\tau})|) \sim \frac{e^2 T}{\pi\sigma_0\hbar^2 a} t \ln Tt$$

Remerciements : O. Legrand, J.N. Fuchs, C. Miniatura, C. Texier