

## ERRATA CORRIGE AL 15/12/2020

- Pag. 27, penultima frase prima del complemento: ‘La probabilità di questa misura [...] essendo  $\Pi$  il proiettore nel sottospazio dato’ (invece che  $P$ ). Analogamente, nella seconda riga della Eq. (2.122) l’aggiunto del proiettore è  $\Pi^\dagger$  e non  $P^\dagger$ .
- Pag. 51, dopo la Eq. (3.151): nel membro più a destra della catena di equazioni gli stati  $|\phi\rangle$  e  $|\psi\rangle$  sono scambiati. L’espressione corretta è

$$\langle\beta|\alpha\rangle = \langle\phi|\psi\rangle\langle x|x\rangle = \langle\phi|\psi\rangle\langle\phi|\psi\rangle. \quad (3.151)$$

- Pagina 67, appena prima di Eq. (4.76): ‘maccanica classica’  $\rightarrow$  ‘meccanica classica’.
- Pagina 86, dopo Eq. (5.63):  
*errata:* Possiamo usare questo risultato per calcolare la probabilità che uno stato preparato in un autostato della hamiltoniana al tempo  $t = 0$  venga rivelato nell’altro autostato a un tempo  $t$  generico.  
*corrigere:* Possiamo usare questo risultato per calcolare la probabilità che uno stato preparato in uno dei due stati  $|\pm\rangle$  di Eq. (5.61) al tempo  $t = 0$  venga rivelato nell’altro stato a un tempo  $t$  generico.
- Pagina 100, l’Eq. (6.16) va corretta in

$$\langle k'^{\pm}|k^{\pm}\rangle = \delta(k - k') \pm \delta(k + k') \quad (6.16)$$

- Pag. 103, dopo la Eq. (6.40): il coefficiente di normalizzazione è  $(2\pi\hbar F)^{-1/2}$ .
- Pag. 108, Eq. (6.73): nell’ultimo termine compare un fattore  $\hbar$  di troppo. L’espressione corretta è

$$\psi(k) = [\dots] = \mathcal{N}' e^{-i\frac{p}{\hbar}x_0} e^{-\frac{(p-p_0)^2}{4\Delta^2 p}}, \quad (6.73)$$

- Pag. 109, Eq. (6.80) e testo appena precedente: mancano due fattori  $\hbar$ .  
Ciascuno degli autostati di energia di cui il pacchetto è sovrapposizione si muove nel tempo con impulso  $\hbar k$  e velocità di fase definita da:

$$v_k = \frac{\hbar k}{m}. \quad (6.80)$$

- Pag. 120, Eq. (7.17): l’estremo di integrazione inferiore del secondo integrale è ovviamente  $-a$ .
- Pag. 128, Eq. (7.77): il fattore di fase è  $\exp(-i\omega t)$  (manca un segno meno).

- Pag. 143, sei righe sotto Eq. (8.16):  
*errata:* In linea di principio, potrebbe darsi che [...] siano  
*corrigere:* In linea di principio, potrebbe darsi che [...] fossero
- Pag. 169, Eq. (9.22): nel membro centrale dell'equazione manca un fattore  $(-i\hbar)$ .
- Pag. 183, Eq. (9.141): nella seconda riga la parentesi tonda va chiusa dopo il termine  $\frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r}$  dimodoché

$$\frac{\vec{p}^2}{2m} = -\frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\vec{L}^2}{2mr^2}$$

- Pag. 205, Eq. (10.131): l'elemento (3,3) delle prime due matrici non è 0, ma 1.
- Pag.217, complemento 33. Il complemento contiene diverse imprecisioni nella prima parte del testo. Per convenienza, riportiamo interamente la prima parte del complemento corretta.

### Complemento 33 INTERAZIONE SPIN-ORBITA E SPIN-SPIN.

*Dato un sistema di due particelle di spin  $\frac{1}{2}$  con spin  $\vec{S}_1$  e  $\vec{S}_2$  che interagiscono attraverso il potenziale  $V = V(|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|) + B_1 \vec{L} \cdot (\vec{S}_1 + \vec{S}_2) + B_2 \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$ , dove  $\vec{L}$  è il momento angolare relativo del sistema di due particelle, e  $B_1, B_2$  sono due costanti, separare il problema, e, supponendo noto lo spettro della hamiltoniana  $H_r$  che abbiamo definito nella Eq. (9.88), determinare lo spettro di energia e la sua degenerazione.*

Una situazione tipica in cui è necessario comporre momento angolare e spin per diagonalizzare la hamiltoniana è quella di un sistema di due particelle aventi spin  $\vec{S}_1, \vec{S}_2$  la cui interazione è descritta dalla hamiltoniana

$$H = \frac{p_1^2}{2m_1} + \frac{p_2^2}{2m_2} + V(|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|) + B_1 \vec{L} \cdot (\vec{S}_1 + \vec{S}_2) + B_2 \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2, \quad (10.223)$$

dove  $\vec{L}$  è il momento angolare relativo del sistema di due particelle.

Consideriamo il caso in cui le due particelle abbiano entrambe spin  $\frac{1}{2}$ . Per prima cosa separiamo il moto del baricentro da quello relativo. La hamiltoniana diventa

$$\begin{aligned} H &= \frac{P^2}{2M} + \frac{p_r^2}{2\mu} + \frac{L^2}{2mr^2} + V(r) + B_1 \vec{L} \cdot (\vec{S}_1 + \vec{S}_2) + B_2 \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \\ &\equiv H_B + H_{\text{rel}}, \end{aligned} \quad (10.224)$$

dove  $H_B$  è la hamiltoniana baricentrale  $H_B = \frac{P^2}{2M}$  che abbiamo così separato dalla hamiltoniana relativa  $H_{\text{rel}}$ . Quest'ultima ora include, oltre alla hamiltoniana  $H_r$  Eq. (9.88), un termine di accoppiamento fra momento angolare orbitale relativo e spin totale (accoppiamento spin-orbita) ed un termine di accoppiamento fra gli spin delle due particelle (accoppiamento spin-spin).

Supponendo ora che la hamiltoniana  $H_r$  abbia autovalori  $E_{n\ell}$  possiamo diagonalizzare la hamiltoniana relativa  $H_{\text{rel}}$  usando la base degli autostati comuni degli operatori  $J^2, J_z, S^2, S_1^2, S_2^2, L^2$ , dove  $\vec{J}$  e  $\vec{S}$  sono, rispettivamente, il momento angolare totale e lo spin totale. In termini di questi operatori la hamiltoniana relativa è

$$H_{\text{rel}} = H_r + \frac{B_1}{2}(J^2 - L^2 - S^2) + \frac{B_2}{2}(S^2 - S_1^2 - S_2^2), \quad (10.225)$$

e quindi i suoi autovalori sono

$$E = E_{n\ell} + \frac{\hbar^2 B_1}{2}(j(j+1) - \ell(\ell+1) - s(s+1)) + \frac{\hbar^2 B_2}{2}(s(s+1) - 3/2). \quad (10.226)$$

- Pag. 218, fine del complemento 33: gli autovalori dell'Eq. (10.226) sono quelli della hamiltoniana relativa  $H_{\text{rel}}$ . Inoltre, la degenerazione del sistema è  $d = 2j + 1$ , non  $d = 2j_z + 1$ , come erroneamente indicato prima e dopo le Eq. (10.228-10.230).
- Pag. 237, Eq. (11.100):  $j_2 = \frac{J}{2}$ .
- Pag. 241, Eq. (11.124):  $|\psi(\lambda r)| \rightarrow |\psi(\lambda r)|^2$ ,  $|\psi(r)| \rightarrow |\psi(r)|^2$ . La normalizzazione è  $|\mathcal{N}_\lambda| = \lambda^{3/2}$ .
- Pag. 245, prima riga:  $\frac{\partial L}{\partial \vartheta} = 0$ .
- Pag. 256, Eq. (11.240): il peso esponenziale non è corretto. Inoltre l'equazione vale per qualunque  $\ell$  fisso, non solo per  $\ell = 0$ . Sostituire l'intera frase con 'L'ortonormalità degli stati

$$\langle n\ell | n'\ell' \rangle = \int dr r^2 \exp\left(-\frac{2r}{\hbar^2} \left(\frac{1}{n} + \frac{1}{n'}\right)\right) L_{n,\ell}(r) L_{n',\ell'}(r) = \delta_{nn'} \quad (11.240)$$

implica che i polinomi  $L_{n,\ell}(r)$  per  $\ell$  fisso formano una base ortonormale completa sotto integrazione nell'intervallo  $[0, \infty]$  con un peso esponenziale.'

- A pag. 270 l'Eq. (12.61) contiene dei fattori spuri. L'espressione corretta è

$$\begin{aligned} K(q_f, t_f; q_i, t_i) &= \int dq_1 dq_2 \cdots dq_{n-1} \langle q_f | S(t_f, t_{n-1}) | q_{n-1} \rangle \cdots \langle q_2 | S(t_2, t_1) | q_1 \rangle \langle q_1 | S(t_1, t_i) | q_i \rangle \\ &= \int dq_1 \frac{dp_1}{2\pi\hbar} dq_2 \frac{dp_2}{2\pi\hbar} \cdots dq_{n-1} \frac{dp_{n-1}}{2\pi\hbar} e^{\frac{i\epsilon}{\hbar}(p_{n-1}\dot{q}_{n-1} - H(p_{n-1}, q_{n-1}))} \\ &\quad \cdots e^{\frac{i\epsilon}{\hbar}(p_2\dot{q}_2 - H(p_2, q_2))} e^{\frac{i\epsilon}{\hbar}(p_1\dot{q}_1 - H(p_1, q_1))}. \end{aligned} \quad (12.61)$$

- Pag. 273, Eq. (12.73) :

$$\psi(q; t) = \int dq_i \int_{\substack{q(t_i) = q_i \\ q(t_f) = q_f}} Dq(t) e^{\frac{i}{\hbar} S[q(t)]} \psi(q_i). \quad (12.73)$$

- Pag. 277, riga prima dell'Eq. (12.105): rimuovere l'inciso 'quando  $\mathcal{A} = -\mathcal{B}$ '.

- Pag. 279, dopo l'Eq. (12.111): la frase 'può quindi essere usata per descrivere gli stati legati di minore energia in un potenziale molto profondo' è ambigua; sostituire con 'può quindi essere usata per descrivere gli stati legati con energia molto maggiore del minimo di un potenziale molto profondo'.
- Pag. 291, Eq. (13.57): c'è una virgola fuori posto, che dovrebbe essere posizionata al termine dell'equazione.
- Pag. 284, l'Eq. (13.13) contiene dei banali refusi. L'equazione corretta è

$$(H_0 - E_n^{(0)})|\tilde{n}_i\rangle = \lambda_i(H_0 - E_n^{(0)})|n_0\rangle + (H_0 - E_n^{(0)})|n_i\rangle = (H_0 - E_n^{(0)})|n_i\rangle \quad (13.13)$$

- Pag. 292, Eq. (13.63) e paragrafo precedente: la funzione che mantiene costante il suo integrale è  $\frac{\sin^2(xt)}{tx^2}$ . L'Eq. (13.63) è quindi da leggersi

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sin^2(xt)}{tx^2} = \pi \quad (13.63)$$

- Pag. 296, Eq. (13.84)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{k'}} = \frac{(2\pi)^4}{k^2} |\langle E\Omega_{k'} | V | E\Omega_k \rangle|^2. \quad (13.84)$$

- Pag. 297, Eq. (13.89)

$$f(\vec{q}) = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^\infty dr \int_{-1}^1 d \cos \vartheta r^2 V(r) e^{iqr \cos \vartheta} = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty dr r \frac{\sin qr}{q} V(r). \quad (13.89)$$

- Pag. 307, ultima riga di Eq. (14.33): la delta di Dirac diventa  $\delta^{(3)}(\vec{x} - \vec{x}_j)$ .
- Pag. 309,  $m$  in Eq. (14.48) non è definito; la frase che precede l'equazione si può modificare come segue: 'Supponendo che il sistema si trovi in uno stato di definito momento angolare orbitale  $m$ , la funzione d'onda sotto una rotazione di angolo  $\vartheta$  si trasforma come'.
- Pag. 310, Eq. (14.55): per consistenza con Eq. (14.52) gli argomenti della funzione d'onda nel membro di destra dovrebbero essere  $(r, R, \vartheta_1 + \pi, \vartheta_2)$ .
- Pag. 322 e 323, Eq. (15.42) e (15.45): manca il segno di prodotto scalare fra le due matrici di Pauli.
- Pag. 334, punto 3: sostituire con un punto di domanda il punto che conclude la frase '[...] (b) nel caso di  $\sigma$  generico'.
- Pag. 334, punto 7: sostituire  $\kappa$  con  $\chi$ .

Ultimo aggiornamento: 15 dicembre 2020