2011年　1月24日版

場　の　量　子　論

― 摂 動 計 算 の 基 礎 ―

第 1 刷 へ の 訂 正 表 [♯1]

1. v頁（記法）の中で：　grad　→　∇（2ヵ所）

2. 15頁の8行目の式の中で：　$\langle\xi|\xi\rangle \geq 0 \quad \rightarrow \quad \langle\xi|\xi\rangle > 0$

3. 16頁の1行目で：　$\xi > 1 \quad \rightarrow \quad \xi \geq 1$

4. 20頁の10〜11行目「$H\Psi(\boldsymbol{x}_1, \boldsymbol{x}_2) = \cdots$」式の中で：

$$\varphi_1(\boldsymbol{x}_2) \quad \rightarrow \quad \varphi_2(\boldsymbol{x}_2)$$（3ヵ所）

5. 23頁の下から9行目で：

$$(n-1)!/[n_1-1)!n_2!] \quad \rightarrow \quad (n-1)!/[(n_1-1)!n_2!]$$

6. 25頁の1行目「というように ⋯ 」から9行目の問題までを以下のもので置き換える：

『というように生成演算子も導入できる．すると，粒子数が確定している任意の状態 $|n\rangle \equiv |n_1, n_2, \cdots, n_i, \cdots, n_j, \cdots\rangle$ に対して

$$[\,a_i,\ a_i^\dagger\,]|n\rangle = |n\rangle, \quad [\,a_i,\ a_j^\dagger\,]|n\rangle = 0 \qquad (i \neq j)$$
$$[\,a_i,\ a_j\,]|n\rangle = [\,a_i^\dagger,\ a_j^\dagger\,]|n\rangle = 0$$

が成立することは容易に確かめられるから

$$[\,a_i,\ a_j^\dagger\,] = \delta_{ij} \tag{I.55}$$
$$[\,a_i,\ a_j\,] = [\,a_i^\dagger,\ a_j^\dagger\,] = 0 \tag{I.56}$$

が得られる.[♯7]

問題　$a_i a_j^\dagger$ と $a_j^\dagger a_i$ の作用結果が実際に上記の関係を満たすことを示せ.』

[♯1] 2008年　5月17日版への追加は **14** です.

7. 32 頁の下から 11 行目の中で：

状態ベクトル　$\rightarrow$　状態ベクトル（基底ベクトル）

8. 35 頁の下から 9 行目の式の中で：

$$\phi(x) = \cdots \quad \rightarrow \quad \phi_{\mathrm{H}}(x) = \cdots$$

9. 36 頁の 3 行目の中で：

状態ベクトル　$\rightarrow$　基底ベクトル

10. 38 頁の 5 行目（式）の中で：

$$\phi(x) \quad \rightarrow \quad \phi_{\mathrm{T}}(x) \quad (\text{2 ヶ所})$$

11. 40 頁の(I.97) 式の中で：

$$\mathcal{H}(\cdots) \quad \rightarrow \quad \mathcal{H}_{\mathrm{I}}(\cdots)\ (\text{2 ヵ所})$$

12. 50 頁の下から 5 行目の式の右辺第 2 項で x^0 と y^0 を入れ換える.

13. 57 頁の始めから 5 行目「断面積は, ··· $\rho_1 v_{\mathrm{rel}} T$ 個である.」を以下のもので置き換える：

『断面積は，その名が示すように通常の単位系では面積の次元を持ち，具体的には「１個の標的（粒子２）に対し，それを含む面に垂直に単位面積当り１個の粒子（粒子１）が入射した時に衝突が起こる確率」を表している．実際，入射粒子１の個数密度は ρ_1 だから，時間 T の間に各単位面積に到達する粒子は，高さが $v_{\mathrm{rel}} T$ でその単位面積を底面とする円筒の内部にいる $\rho_1 v_{\mathrm{rel}} T$ 個である.』

14. 61 頁の下から 2 行目で：

$$\int_0^{+\infty} \cdots \quad \rightarrow \quad \int_{M_1+M_2}^{+\infty} \cdots$$

15. 64 頁の上から 2 – 3 行目で：

相互作用ラグランジアン　$\rightarrow$　相互作用ハミルトニアン

16. 69 頁の脚注 24 を以下のもので置き換える：

『実際の物理的過程において，$\varepsilon^{\mu *}$ と ε^{ν} のうち少なくとも一方が保存カレント j と結合すれば，その際には $p^{\mu} j_{\mu} = 0$ より $\sum \varepsilon^{\mu *} \varepsilon^{\nu} = -g^{\mu\nu}$ と簡単になる.』

17. 79 頁の（III.10）式，80 頁の 上から 4 行目，85 頁の上から 10 行目：

$$\sum_{\sigma_1=1}^{2}, \quad \sum_{\sigma_2=1}^{2}, \quad \sum_{\sigma_1,\sigma_2=1}^{2}, \quad \sum_{\sigma_1,\sigma_2,\sigma_3,\sigma_4=1}^{2}$$

を，それぞれ

$$\sum_{\sigma_1=\pm 1}, \quad \sum_{\sigma_2=\pm 1}, \quad \sum_{\sigma_1,\sigma_2=\pm 1}, \quad \sum_{\sigma_1,\sigma_2,\sigma_3,\sigma_4=\pm 1}$$

で置き換える

18. 86 頁の 上から 2 行目：　$(2k_2^0) \quad \rightarrow \quad (2k_3^0)$

19. 86 頁の 上から 2 行目：　全体にマイナス符号を付ける

20. 87 頁の（III.25）式で：　$A^{\beta}(x) \quad \rightarrow \quad A^{\beta}(y)$

21. 87 頁の 下から 5 行目：　$d^3\tilde{\boldsymbol{q}}_2\Big[\quad \rightarrow \quad d^3\tilde{\boldsymbol{q}}_2 \sum_{\lambda_1,\lambda_2=1}^{2}\Big[$

22. 88 頁の 2 行目の右辺に $\delta_{\lambda_1 s_3}\delta_{\lambda_2 s_1}$ を掛ける.

23. 88 頁の 3 行目の右辺に $\delta_{\lambda_1 s_1}\delta_{\lambda_2 s_3}$ を掛ける.

24. 90 頁のはじめの式の右辺に e^2 を掛ける.

25. 91 頁の 14 行目：

$\cdots\ e\gamma_{\mu}$ ではなく $ie\gamma_{\mu}\ \cdots \quad \rightarrow \quad \cdots\ -e\gamma_{\mu}$ ではなく $-ie\gamma_{\mu}\ \cdots$

26. 93 頁の補足 1 の中で $(2s_1+1)(2s_2+1)$ の $s_{1,2}$ は始状態粒子のスピンの大きさそのものを表す（例えば電子なら 1/2）.

27. 101 頁の (III.48) 式および (III.49) 式を以下のもので置き換える：

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\nu_\mu e \to \mu\nu_e) = \frac{g^4}{128\pi^2 s}\frac{(s-m_\mu^2)^2}{(q^2-M_W^2)^2} \tag{III.48}$$

$$\sigma(\nu_\mu e \to \mu\nu_e) = \frac{g^4}{32\pi M_W^2}\frac{(s-m_\mu^2)^2}{s(s-m_\mu^2+M_W^2)} \tag{III.49}$$

28. 103 頁の (III.51) 式で： $\varepsilon_{i,j}^2 = -1 \quad \to \quad \varepsilon_{i,f}^2 = -1$

29. 103 頁の (III.52)，(III.53)，(III.54) 式の右辺に -1 を掛ける.

30. 104 頁の １行目から 「(III.53)」,「(III.54)」を削除.

31. 111 頁の (III.74) 式において $2g^4$ および $32\pi^4 g^4$ をそれぞれ g^4 および $16\pi^4 g^4$ で置き換える.

32. 112 頁の (III.78) 式において 48π を 96π で置き換える.

33. 112 頁の (III.79) 式において m_μ^2 を m_μ^5 で置き換える.

34. 113 頁の (III.80) 式の６行下の式において h_e を $h_{\bar{e}}$ で置き換える（３ヵ所）.

35. 125 頁の (A.6) 式の右辺において：

$$E_n = \{\phi\} \text{ の時には } \Big[\sum\prod\cdots\Big] = 1$$

$$E_n = \{\Omega_n\} \text{ の時には } :\prod\phi(x_k) := 1$$

と約束する.

36. 130 頁の下から９行目の式において：

$$\sum_{m\in E_n^c}\langle 0|\mathrm{T}\phi(x_k)\phi(x_{n+1})|0\rangle \quad \to \quad \sum_{m\in E_n^c}\langle 0|\mathrm{T}\phi(x_m)\phi(x_{n+1})|0\rangle$$

37. 134 頁の ３行目： (A.21) と (A.21) $\quad\to\quad$ (A.21) と (A.22)

38. 134 頁の 問題： ４番を以下のもので置き換える

4 ディラック場に対する全角運動量演算子は

$$\boldsymbol{J} = \int d^3\boldsymbol{x} \ :\psi^\dagger(x)\Big[\boldsymbol{x}\times(-i\nabla) + \frac{1}{2}\boldsymbol{\Sigma}\Big]\psi(x): \qquad \text{但し，} \Sigma_i \equiv \begin{pmatrix} \sigma_i & \mathrm{O} \\ \mathrm{O} & \sigma_i \end{pmatrix}$$

で与えられる．この z 成分 J_3 を生成・消滅演算子で表して

$$J_3 c^\dagger(\boldsymbol{p}, \pm 1)|0\rangle = \pm\frac{1}{2}c^\dagger(\boldsymbol{p}, \pm 1)|0\rangle, \qquad J_3 d^\dagger(\boldsymbol{p}, \pm 1)|0\rangle = \pm\frac{1}{2}d^\dagger(\boldsymbol{p}, \pm 1)|0\rangle$$

となることを示せ．ここでは $p^\mu = (E, 0, 0, p)$ となるように z 軸を選んでいるので，J_3 固有値への軌道角運動量からの寄与はない．従って，これより，確かに $c^\dagger$, $d^\dagger$ は大きさが 1/2 のスピンを持つ粒子・反粒子の生成演算子となっていることがわかる．

上記の点について，あるいはそれ以外でも問題がありましたら，お手数ですが

〒770-8502 徳島大学・総合科学部　日置 善郎

までお知らせ頂ければ幸いです．