「よくわかる量子力学」の訂正用ファイルです。これをB5に印刷して該当部分を本に貼り付けてください（日本語の誤字などは入れてません)。

貼り付けるのは糊でもよいですが、両面テープを貼り付けてから切り取るという方法もよいでしょう。

ファイルは少し多めの文章を入れていますが、必要な部分だけ切り取って使った方がよいかもしれません。修正部分の詳細は、サポートページのリストも参考にしながら修正してください。

以下の間違いは第10刷で訂正されました。

p20

特に波長が短いと、この振動がより激しくなり、消し合う可能性がより高くなる。結局、中央付近のあまり消し合わない波だけが、現実にこの場所にやってくる波だということになる。P点に来ている光はO点付近から来る光がほとんどであり、O点付近以外の光を消したとしてもP点に来る光はほぼ、変わらない。つまり、干渉による消し合いが終わった後を見ると「光はOからPへとまっすぐやってきた」ように見えてしまうのだ!!

p319の(A.7)

$$-m\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2}-\frac{\partial V}{\partial x}(x)=0$$

p329の(A.41)の2行上

位置のずれは、$\left(\dfrac{\partial^2H(x,p)}{\partial p^2}\delta p\delta t,\delta p-\dfrac{\partial^2H(x,p)}{\partial p\partial x}\delta p\delta t\right)$ になる。

以下の間違いは第 9 刷で訂正されました。

p21 の枠の下

ここで h は**プランク定数**で、国際単位系 (SI) での値は 6.62607015×10^{-34} J·s[†7]

p93 の 5 行目

態が選ばれるのかを決める方法がないのである。ある状態が選ばれる確率は $\psi^*\psi$ を使って計算（具体的にはこの後で説明していく）することはできる。

p110

射影仮説を、『状態が重ね合わせ $\sum_k \psi_k$ から一つの ψ_n に射影される確率は $\int \psi_n^*\psi_n \mathrm{d}x$ に比例する』と拡張すれば、運動量が $\hbar n$ になる確率は $F_n^*F_n$ に比例する（F_n は一般に複素数であることに注意。うまく規格化されていれば、「比例する」ではなく F^*F は確率そのものとなる）。

→ p92
→ p92

p271 の下の方

り $|\vec{L}|^2$ の固有値が $\hbar^2\ell(\ell+1)$ となることもすぐに証明できる。L_z の固有値は

p334 の (B.3) の最後の行

$$
= \frac{1}{2L}\sum_{m=-\infty}^{\infty} f_m \underbrace{\int_{-L}^{L} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\frac{n\pi}{L}x}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\frac{m\pi}{L}x}\,\mathrm{d}x}_{=2L\delta_{mn}} = f_n
$$

以下の間違いは第 8 刷で訂正されました。

p27 の (1.5)

[†7] この値は 2019 年 5 月 20 より定義値となった。プランク定数がこの値になるように、1kg（キログラム）の大きさが定められる。

【FAQ】

………………………………

$$\sqrt{\frac{2E}{m}} = \sqrt{\frac{2 \times 6.6 \times 10^{-20}}{9.1 \times 10^{-31}}} \simeq 3.8 \times 10^5 \mathrm{m/s} \tag{1.5}$$

程度の速さで走ってしまうことになるから、金属の端まで 1m 程度とすると 10^{-6}s ぐらいで金属の端に達する。そして仕事関数よりもエネルギーが少ないので、ポテンシャルの壁に跳ね返されてそこでせっかくもらったエネルギーを拡散させてしまう（おそらくは端に達するよりエネルギーが拡散する方が早いと思われるが、ここは時間を長めに見積もることにする）。平均で 4000 秒に 1 回しか当たらないものが 10^{-6} 秒の間に 2 回あたる確率は、10^{-19} 程度である。しかし光子は 1 秒で 10^{20} 個も出てくるのだから、1 秒に 10 個ぐらいは「光子が 2 発あたる」ということが起こっていいことになる。だがそれでは電流としては $10 \times (1/100) \times 1.6 \times 10^{-19} = 1.6 \times 10^{-20}$A にしかならないのである（うまく光子があたったとして、外へ出てくる確率は先ほど同様 1/100 とした）。

$\boxed{\text{p89 の (4.20)}}$

$$\begin{aligned}\psi^*(x,t)\psi(x,t) &= \left(\psi_R(x,t) - \mathrm{i}\psi_I(x,t)\right)\left(\psi_R(x,t) + \mathrm{i}\psi_I(x,t)\right) \\ &= \left(\psi_R(x,t)\right)^2 + \left(\psi_I(x,t)\right)^2\end{aligned}$$

$\boxed{\text{p110 の (5.18)}}$

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi} \underbrace{\left(F_1^* \mathrm{e}^{-\mathrm{i}x} + F_2^* \mathrm{e}^{-2\mathrm{i}x} + F_3^* \mathrm{e}^{-3\mathrm{i}x}\right)}_{\sqrt{2\pi}\psi^*(x)} \underbrace{\left(F_1 \mathrm{e}^{\mathrm{i}x} + F_2 \mathrm{e}^{2\mathrm{i}x} + F_3 \mathrm{e}^{3\mathrm{i}x}\right)}_{\sqrt{2\pi}\psi(x)} \mathrm{d}x$$

$\boxed{\text{p139 の (7.10)}}$

$$(AX)^\dagger = X^\dagger A^\dagger \quad \text{すなわち} \quad \left[\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}\right]^\dagger = \begin{pmatrix} x^* & y^* \end{pmatrix}\begin{pmatrix} a^* & c^* \\ b^* & d^* \end{pmatrix}$$

$\boxed{\text{p152 の (7.45) の次の行}}$

【FAQ】

$\dotfill$

となることを使って、$A\left(x\right) \to A\left(-\mathrm{i}\hbar\dfrac{\partial}{\partial p}\right)$ と置き換える。ただし、ここの微分は $\mathrm{e}^{\frac{\mathrm{i}}{\hbar}px}$ に掛かっている。つまり、

$\boxed{\text{p154}}$

$$|\psi\rangle = \int |x\rangle\psi(x)\mathrm{d}x \tag{7.51}$$

$$|\psi\rangle = \int |x'\rangle\psi(x')\mathrm{d}x' \tag{7.52}$$

$$\langle x|\psi\rangle = \int \langle x|x'\rangle\psi(x')\mathrm{d}x' = \int \delta(x - x')\psi(x')\mathrm{d}x' = \psi(x) \tag{7.53}$$

$$|\psi\rangle = \int |x\rangle\langle x|\psi\rangle\mathrm{d}x \tag{7.54}$$

$$\int \mathrm{d}x|x\rangle\langle x| = 1 \tag{7.55}$$

$\boxed{\text{p159 の (7.80) の 3 行上}}$

$\hat{p}|x\rangle = \mathrm{i}\hbar\dfrac{\partial}{\partial x}|x\rangle$ でよいことを確認するために $\langle x|\mathrm{e}^{\frac{\mathrm{i}}{\hbar}\hat{p}a}|x'\rangle$ を二通りの計算法で計算してみる。

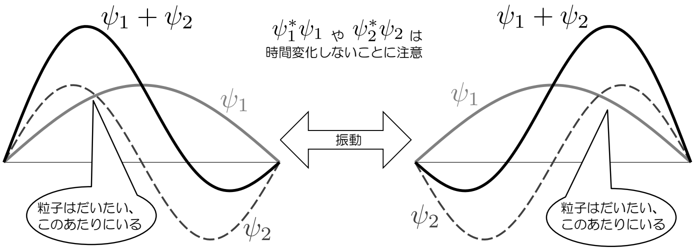
$\boxed{\text{p169 の (8.15)}}$

$$\underbrace{(\Delta p)^2}_{c}\underbrace{(\Delta x)^2}_{a} \geqq \frac{b^2}{4}$$

$\boxed{\text{p179 の (9.15)}}$

$$\phi_{重}(x,t) = C_1 \underbrace{\phi_1(x)\mathrm{e}^{-\frac{\mathrm{i}}{\hbar}E_1 t}}_{\psi_1(x,t)} + C_2 \underbrace{\phi_2(x)\mathrm{e}^{-\frac{\mathrm{i}}{\hbar}E_2 t}}_{\psi_2(x,t)}$$

$\boxed{\text{p179 の図}}$



$\boxed{\text{p203 の 6 行目}}$

$k^2 + \kappa^2 = \dfrac{2mV_0}{\hbar^2}$ の両方をグラフに書き込んだもの（もちろん、$k^2 + \kappa^2 = \dfrac{2mV_0}{\hbar^2}$

$\boxed{\text{p273 の (12.82)}}$

$$L_-|1,1\rangle = \sqrt{2}\hbar|1,0\rangle, \quad L_-|1,0\rangle = \sqrt{2}\hbar|1,-1\rangle,$$
$$L_-|2,2\rangle = 2\hbar|2,1\rangle, \quad L_-|2,1\rangle = \sqrt{6}\hbar|2,0\rangle, \quad L_-|2,0\rangle = \sqrt{6}\hbar|2,-1\rangle, \cdots$$

$\boxed{\text{p283 の (12.109)}}$

$$Y_\ell{}^m(\theta,\phi) = (-1)^{\frac{m+|m|}{2}}\sqrt{\left(\frac{2\ell+1}{4\pi}\right)\frac{(\ell-|m|)!}{(\ell+|m|)!}}P_\ell^m(\cos\theta)\mathrm{e}^{\mathrm{i}m\phi}$$

$\boxed{\text{p286 の (12.118) の 2 行上}}$

$S_0(\xi) = \cos\xi$ と $S_0(\xi) = \sin\xi$ である。

p294 の (13.9)

$$\frac{\partial x_r}{\partial X} = \frac{\partial}{\partial X}(x - X) = -1 \tag{13.9}$$

だから、$\dfrac{\partial}{\partial X} = \dfrac{M}{M+m}\dfrac{\partial}{\partial x_G} - \dfrac{\partial}{\partial x_r}$ となる。y 成分や z 成分についても同様の計算を実行すれば、$\vec{\nabla}_X = \dfrac{M}{M+m}\vec{\nabla}_G - \vec{\nabla}_r$ という式を作ることができる。

p344 の【問い 13-1】のヒント

とりあえず x 成分に関して考えよう。$\vec{x}, \vec{X}, \vec{x}_G, \vec{x}_r$ のそれぞれの x 成分を x, X, x_G, x_r として、

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial x_G}{\partial x}\frac{\partial}{\partial x_G} + \frac{\partial x_r}{\partial x}\frac{\partial}{\partial x_r}, \frac{\partial}{\partial X} = \frac{\partial x_G}{\partial X}\frac{\partial}{\partial x_G} + \frac{\partial x_r}{\partial X}\frac{\partial}{\partial x_r} \tag{$C.18$}$$

に代入していく。

p350 の (D.23) の 2 行目

$$\int \underbrace{(A\psi)}_{a\psi}{}^{*} C\phi \mathrm{d}x = \int \psi^* C \underbrace{A\phi}_{b\phi} \mathrm{d}x$$

p356 の (D.56)

$$\langle x \rangle = \frac{L}{2} - \frac{16L}{9\pi^2}\left(C_1^* C_2 \mathrm{e}^{\frac{\mathrm{i}}{\hbar}(E_1-E_2)t} + C_2^* C_1 \mathrm{e}^{-\frac{\mathrm{i}}{\hbar}(E_1-E_2)t}\right)$$

p359 の (D.66) と (D.67)

$$\begin{aligned}
|R|^2 + |P|^2 &= \left|\frac{(-\kappa^2 - k^2)(\mathrm{e}^{-\kappa d} - \mathrm{e}^{\kappa d})}{D}\right|^2 + \left|\frac{4\mathrm{i}k\kappa}{D}\right|^2 \\
&= \frac{1}{|D|^2}\left((-\kappa^2 - k^2)^2(\mathrm{e}^{-\kappa d} - \mathrm{e}^{\kappa d})^2 + 16k^2\kappa^2\right) \\
&= \frac{1}{|D|^2}\left((k^2 + \kappa^2)^2(\mathrm{e}^{-2\kappa d} + \mathrm{e}^{2\kappa d} - 2) + 16k^2\kappa^2\right) \\
&= \frac{1}{|D|^2}\left((k^2 + \kappa^2)^2(\mathrm{e}^{-2\kappa d} + \mathrm{e}^{2\kappa d}) - 2\kappa^4 + 12k^2\kappa^2 - 2k^4\right)
\end{aligned} \tag{$D.66$}$$

$$
\begin{aligned}
|D|^2 &= \Big((k+\mathrm{i}\kappa)^2\mathrm{e}^{\kappa d}-(k-\mathrm{i}\kappa)^2\mathrm{e}^{-\kappa d}\Big)\Big((k-\mathrm{i}\kappa)^2\mathrm{e}^{\kappa d}-(k+\mathrm{i}\kappa)^2\mathrm{e}^{-\kappa d}\Big)\\
&= (k^2+\kappa^2)^2\mathrm{e}^{2\kappa d}+(k^2+\kappa^2)^2\mathrm{e}^{-2\kappa d}-\underbrace{\left((k-\mathrm{i}\kappa)^4+(k+\mathrm{i}\kappa)^4\right)}_{(k+\mathrm{i}\kappa)^4\text{の実数部の 2 倍}}\\
&= (k^2+\kappa^2)^2\left(\mathrm{e}^{2\kappa d}+\mathrm{e}^{-2\kappa d}\right)-2\left(k^4-6k^2\kappa^2+\kappa^4\right)
\end{aligned}
\tag{D.67}
$$

以下の間違いは第 7 刷で訂正されました。

p62 の 5 行目から

ここで行ったのは $\Delta x, \Delta p$ の定義もかなりいいかげんで、おおざっぱな計算であることに注意しておこう。$\tilde{f}(x)$ を(3.11)と、$f(x)$ を(3.12)と選んだから 2h になったが、関数の形を変えるといろいろな数字が出る。そこで今は

→ p59 → p59

p346 の (D.7)

$$
\int_{cx_1}^{cx_2} f(x)\delta(cx)\frac{1}{c}\mathrm{d}(cx)=\int_{cx_1}^{cx_2} f(\frac{t}{c})\delta(t)\frac{1}{c}\mathrm{d}t
$$

p347 の (D.8)

$$
\int_{cx_1}^{cx_2} f(\frac{t}{c})\delta(t)\frac{1}{c}\mathrm{d}t=\begin{cases}\dfrac{1}{c}f(0) & c>0\\ -\dfrac{1}{c}f(0) & c<0\end{cases}=\frac{1}{|c|}f(0)
$$

以下の間違いは第 6 刷で訂正されました。

p130

場合を考えよう。この状態は、時間 $\dfrac{h}{\Delta E}$ たつと期待値もしくは確率密度が一周期分変化する。逆に言えば、これより小さい時間では期待値や確率密度など（波動関

数の絶対値の自乗で表現される量）はたいして変化しない。そういう意味でなんらかの状態変化が起こるには、$\dfrac{h}{\Delta E}$ 程度は待たなくてはいけない[†15]。$\Delta t = \dfrac{h}{\Delta E}$ よ

p142 の (7.21)

$$X = \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} = k_1 \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \end{pmatrix} + k_2 \begin{pmatrix} x_2 \\ y_2 \end{pmatrix}$$

[†15] 今の例だと、厳密に $\dfrac{h}{\Delta E}$ だけ待ってしまうと、ちょうど元の状態に戻っていて変化を感じられないことになってしまう。だから、「$\dfrac{h}{\Delta E}$ 程度待たなくてはいけない」というのは「$\dfrac{h}{\Delta E}$ の $\dfrac{1}{100}$ ではまだ変化が見えない」ぐらいのおおざっぱな感覚でとらえて欲しい。

p228

$$m(m-1)a_m - (2(m-2)-2\lambda)a_{m-2} = 0 \tag{11.16}$$

となる。これは$a_m = \dfrac{2(m-2)-2\lambda}{m(m-1)}a_{m-2}$ということである。ここで、この式の$m \to m-2$とずらすと、$a_{m-2} = \dfrac{2(m-4)-2\lambda}{(m-2)(m-3)}a_{m-4}$という式を作ることができる。「$a_m$を、$a_{m-2}$を使って表す。その$a_{m-2}$を、$a_{m-4}$を使って表す」という計算をしていくと、$a_m$をどんどん「より$m$の小さい$a_m$」で書き表すことができる。結果として、

$$\begin{aligned} a_m &= \frac{2(m-2)-2\lambda}{m(m-1)}a_{m-2} = \frac{(2(m-2)-2\lambda)(2(m-4)-2\lambda)}{m(m-1)(m-2)(m-3)}a_{m-4} \\ &= \begin{cases} \dfrac{(2(m-2)-2\lambda)(2(m-4)-2\lambda)\cdots(2\times 2-2\lambda)(-2\lambda)}{m(m-1)(m-2)(m-3)(m-4)\cdots 3\times 2\times 1}a_0 & m\text{が偶数} \\ \dfrac{(2(m-2)-2\lambda)(2(m-4)-2\lambda)\cdots(2\times 3-2\lambda)(2\times 1-2\lambda)}{m(m-1)(m-2)(m-3)(m-4)\cdots 3\times 2\times 1}a_1 & m\text{が奇数} \end{cases} \end{aligned} \tag{11.17}$$

という風にa_mが求められる。mが偶数ならばa_0に比例し、mが奇数ならばa_1に比例することになる。

ここで、この級数が$m \to \infty$まで続くと困るということを指摘しておこう。もし続いたとする。$\dfrac{a_m}{a_{m-2}} = \dfrac{2(m-2)-2\lambda}{m(m-1)}$の、$m \to \infty$での極限は$\dfrac{2}{m}$である。これは

p243

$$\psi_n = \left(\sqrt{\pi}n!\right)^{-\frac{1}{2}}\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\xi - \frac{\partial}{\partial\xi}\right)\right)^n \mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\xi^2} = \left(\sqrt{\pi}n!\right)^{-\frac{1}{2}}\mathrm{e}^{\frac{1}{2}\xi^2}\left(-\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{\partial}{\partial\xi}\right)^n \mathrm{e}^{-\xi^2} \tag{11.73}$$

p273

$$L_\pm\left|\ell, m\right\rangle = \hbar\underbrace{\sqrt{\ell(\ell+1)-m(m\pm 1)}}_{=\sqrt{(\ell\mp m)(\ell\pm m+1)}}\left|\ell, m\pm 1\right\rangle \tag{12.81}$$

×

$\boxed{\text{p274 の (12.63)}}$

$$\mathrm{d}x = -\sin\theta\mathrm{d}\theta \quad \text{ゆえに} \quad \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta} = -\sin\theta\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}$$

$\boxed{\text{p276}}$

$$\begin{aligned} L_-\left(\mathrm{e}^{im\phi}\Theta_\ell^m(\theta)\right) &= -\mathrm{i}\hbar\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\phi}\left(\frac{\partial}{\partial\theta} - \mathrm{i}\cot\theta\frac{\partial}{\partial\phi}\right)\mathrm{e}^{im\phi}\Theta_\ell^m(\theta) \\ &= -\mathrm{i}\hbar\mathrm{e}^{\mathrm{i}(m-1)\phi}\underbrace{\left(\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta} + m\cot\theta\right)\Theta_\ell^m(\theta)}_{\propto\Theta_\ell^{m-1}} \end{aligned} \tag{12.89}$$

という計算になることから、固有値 $m\hbar$ の状態から固有値 $(m-1)\hbar$ の状態へと下げる時の L_- は、$-\mathrm{i}\hbar\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\phi}\left(\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta} + m\cot\theta\right)$ と書き換えることができる。

$\boxed{\text{p282}}$

$r > R$

$\boxed{\text{p302 の (13.42)}}$

$$R_\ell(\rho) = \mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\rho}\rho^\ell\frac{\mathrm{d}^{2\ell+1}L_{n+\ell}(\rho)}{\mathrm{d}\rho^{2\ell+1}} = \mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\rho}\rho^\ell L_{n+\ell}^{2\ell+1}(\rho)$$

$\boxed{\text{p362 の (D.80)}}$

$$\begin{aligned} [L_z, L_\pm] &= \left[-\mathrm{i}\hbar\frac{\partial}{\partial\phi}, \pm\mathrm{i}\hbar\mathrm{e}^{\pm\mathrm{i}\phi}\left(\frac{\partial}{\partial\theta} \pm \mathrm{i}\cot\theta\frac{\partial}{\partial\phi}\right)\right] \\ &= \pm\mathrm{i}\hbar\mathrm{e}^{\pm\mathrm{i}\phi}\underbrace{\left[-\mathrm{i}\hbar\frac{\partial}{\partial\phi}, \mathrm{e}^{\pm\mathrm{i}\phi}\right]}_{=\pm\hbar}\left(\frac{\partial}{\partial\theta} \pm \mathrm{i}\cot\theta\frac{\partial}{\partial\phi}\right) \\ &= \pm\hbar\underbrace{\left(\pm\mathrm{i}\hbar\mathrm{e}^{\pm\mathrm{i}\phi}\left(\frac{\partial}{\partial\theta} \pm \mathrm{i}\cot\theta\frac{\partial}{\partial\phi}\right)\right)}_{L\pm} \end{aligned}$$

以下の間違いは第５刷で訂正されました。

p119 の問い 6-1 の (2)

$[\hat{A},\hat{B}\hat{C}]=\hat{B}[\hat{A},\hat{C}]+[\hat{A},\hat{B}]\hat{C}$

p159 の (7.77)

$$\langle\psi|\hat{p}|\psi\rangle=\int\psi^*\left(-\mathrm{i}\hbar\frac{\partial}{\partial x}\right)\psi\mathrm{d}x$$

p254 の (12.22)

$$\begin{aligned}\vec{a}=\frac{\mathrm{d}\vec{v}}{\mathrm{d}t}=&\ \vec{\mathbf{e}}_r\left(\frac{\mathrm{d}^2r}{\mathrm{d}t^2}-r\left(\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}\right)^2-r\sin^2\theta\left(\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}t}\right)^2\right)\\&+\vec{\mathbf{e}}_\theta\left(r\frac{\mathrm{d}^2\theta}{\mathrm{d}t^2}+2\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}-r\sin\theta\cos\theta\left(\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}t}\right)^2\right)\\&+\vec{\mathbf{e}}_\phi\left(r\sin\theta\frac{\mathrm{d}^2\phi}{\mathrm{d}t^2}+2\sin\theta\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}t}+2r\cos\theta\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}t}\frac{\mathrm{d}\phi}{\mathrm{d}t}\right)\end{aligned}$$

p362

上にある「p362 の (D.80)」の訂正と同じです。

p364

$$\begin{aligned}\langle\ell,\ell|(L_x)^2|\ell,\ell\rangle=&\ \frac{1}{4}\langle\ell,\ell|(L_++\underbrace{L_-}_{\leftarrow\text{に掛かって }0})(\underbrace{L_+}_{\rightarrow\text{に掛かって }0}+L_-)|\ell,\ell\rangle\\=&\ \frac{1}{4}\langle\ell,\ell|\underbrace{L_+L_-}_{[L_+,L_-]+L_-L_+}|\ell,\ell\rangle\\=&\ \frac{1}{4}\langle\ell,\ell|\underbrace{[L_+,L_-]}_{2\hbar L_z}+\underbrace{L_-L_+}_{\text{左右どちらに掛かっても }0}|\ell,\ell\rangle\\=&\ \frac{1}{2}\langle\ell,\ell|\hbar L_z|\ell,\ell\rangle=\frac{\hbar^2\ell}{2}\end{aligned}\tag{D.90}$$

以下の間違いは第 3 刷で訂正されました。

p29 の 5 行目

$\vec{g} = \varepsilon_0 \vec{E} \times \vec{B}$

p43 の (2.23)

$$L\left(\pi\frac{\frac{ke^2}{-E}}{\sqrt{\frac{L^2}{-2\mu E}}} - 2\pi\right) = n'h$$
$$\pi k e^2\sqrt{\frac{2\mu}{-E}} - \underbrace{2\pi L}_{=nh} = n'h$$

p119 の「微分と交換関係」の中

$$(3)\ [\hat{A}, \hat{B}^n] = n\hat{B}^{n-1}[\hat{A}, \hat{B}] \quad \leftrightarrow \quad \frac{\partial B^n}{\partial x} = n\frac{\partial B}{\partial x}B^{n-1}$$

p124 の (6.19)

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_a^b \psi^*(x,t)\psi(x,t)\mathrm{d}x = -\left[J(x,t)\right]_a^b = -J(b,t) + J(a,t)$$

p157 の (7.63) の次の行

α を決める。

p160 の (7.84)

$$\int \mathrm{d}x \langle p|x\rangle\langle x|p'\rangle = \frac{1}{2\pi\hbar}\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}x \mathrm{e}^{\frac{\mathrm{i}}{\hbar}x(p'-p)}$$

p166 の問い 8-1

以下のようなグラフで表される波動関数がある（ψ は実数とする）。

$\boxed{\text{p169}}$

$$
\begin{array}{rl}
\text{積分表示で} & \displaystyle\int \psi_1{}^*\psi_1 \mathrm{d}x - \mathrm{i}k \int \left(\psi_1^*\psi_2 - \psi_2^*\psi_1\right) \mathrm{d}x + k^2 \int \psi_2^*\psi_2 \mathrm{d}x \geqq 0 \\
\text{ブラ・ケット表示で} & \langle\psi_1|\psi_1\rangle - \mathrm{i}k \left(\langle\psi_1|\psi_2\rangle - \langle\psi_2|\psi_1\rangle\right) + k^2\langle\psi_2|\psi_2\rangle \geqq 0
\end{array}
\tag{8.14}
$$

さらに、この脚注 [†12] を貼り付け。

$\boxed{\text{p170}}$

$$
[p - \langle p\rangle\,, x - \langle x\rangle] = [p, x] = -\mathrm{i}\hbar \tag{8.18}
$$

$\boxed{\text{p176 の (9.8) の上}}$

である。この波動関数 $\phi(x)$ は $x = L$ でも 0 にならなくてはいけないから、

$\boxed{\text{p183}}$

$$
\mathcal{N}\mathrm{e}^{-\alpha x^2}\mathrm{e}^{\mathrm{i}kx} = \frac{\mathcal{N}}{2\sqrt{\alpha\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}p \mathrm{e}^{-\frac{(p-k)^2}{4\alpha}} \mathrm{e}^{\mathrm{i}px} \tag{9.21}
$$

$\boxed{\text{P193 の (9.43) の上}}$

と置き換えられる。すなわち、x_N での波動関数は x_0 での波動関数の

$\boxed{\text{p200 の下から 6 行目}}$

ることもあるが、その時は上の式で求めた ψ_O か ψ_E のどちらか一方が 0 にな

$\boxed{\text{p201 の最初}}$

は「負のパリティを持つ」と言う。$\psi(-x) = P\psi(x)$ とした時、P の値 (± 1) をパリティと呼ぶ場合もある。

$\boxed{\text{p202 の (10.11) の上}}$

分 $\dfrac{\mathrm{d}\psi}{\mathrm{d}x}$ に関しても同様）から、

[†12] 複素共役をとってみるとわかるが、（a, c はもちろんのこと）b は実数である。でないと不等式 $ax^2 + bx + c \geqq 0$ に意味がなくなる。

$\boxed{\text{p203}}$

$k^2+\kappa^2=\dfrac{2mV_0}{\hbar^2}$ の両方をグラフに書き込んだもの（もちろん、$k^2+\kappa^2=\dfrac{2mV_0}{\hbar^2}$ が円の方）で、少しスケールを変えて横軸は kd、縦軸は κd になっている。タ

$\boxed{\text{p205 の 9 行目}}$

Δp

$\boxed{\text{p205 の 10 行目}}$

$\dfrac{(\Delta p)^2}{2m}=\dfrac{h^2}{8md}$

$\boxed{\text{p212 の 4 行目}}$

的に計算すると陽子は衝突できない（演習問題 9-4,9-5）。プラス電気を持っ
→ p195
ているために反発して、衝突前に離れてしまうのである。この場合のポテンシャルの壁はクーロンポテンシャル $\dfrac{ke^2}{r}$ である。ところが、この場合も波動関数の浸み出しによって小さい確率だが陽子と陽子が接触することができて、核融合が起こる。小さい確率なのに太陽があのように光輝いていられる理由は、その小さい確率を補うにあまりあるほど、太陽が多くの陽子を含んでいるからである。通常、ミクロな世界にだけ顔を出すと思われている量子力学だが、太陽の光という、目に見える恩恵をもたらしてくれるものでもある[†9]。

$\boxed{\text{p223}}$

$$\left(-\frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\xi^2}+\frac{1}{2}\xi^2\right)\psi(x)=\left(\lambda+\frac{1}{2}\right)\psi(x) \tag{11.5}$$

$\boxed{\text{p240}}$

$$\left|(a^\dagger)^2|0\rangle\right|^2=\left((a^\dagger)^2|0\rangle\right)^\dagger(a^\dagger)^2|0\rangle=\underbrace{\langle 0|aa}_{\langle 2|}\underbrace{a^\dagger a^\dagger|0\rangle}_{|2\rangle} \tag{11.59}$$

p241

$$\psi_0(\xi) = \pi^{-\frac{1}{4}}\mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\xi^2} \tag{11.62}$$

$$\psi_1(\xi) = \pi^{-\frac{1}{4}}\sqrt{2}\xi\mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\xi^2} \tag{11.63}$$

$$\psi_2(\xi) = \frac{\pi^{-\frac{1}{4}}}{\sqrt{2}}(2\xi^2-1)\mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\xi^2} \tag{11.64}$$

$$\psi_3(\xi) = \frac{\pi^{-\frac{1}{4}}}{\sqrt{3}}(2\xi^3-3\xi)\mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\xi^2} \tag{11.65}$$

$$\psi_4(\xi) = \frac{\pi^{-\frac{1}{4}}}{2\sqrt{6}}(4\xi^4-12\xi^2+3)\mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\xi^2} \tag{11.66}$$

$$\psi_5(\xi) = \frac{\pi^{-\frac{1}{4}}}{2\sqrt{15}}(4\xi^5-20\xi^3+15\xi)\mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\xi^2} \tag{11.67}$$

p261

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial}{\partial r}\psi\right)+\left(\frac{1}{2\mu r^2}\left|\vec{L}\right|^2+V(r)\right)\psi=E\psi \tag{12.47}$$

p267

脚注 25 をこれについている脚注 †25 に差し替え。

p268 の 1 行目から

条件（一階微分に対しても同様）を課すことにする。すると、$\mathrm{e}^{2m\pi\mathrm{i}}=1$ でなくてはいけないから、m は整数である †26。

p269

$$L_\pm = \pm\hbar\mathrm{e}^{\pm\mathrm{i}\phi}\left(\frac{\partial}{\partial\theta}\pm\mathrm{i}\cot\theta\frac{\partial}{\partial\phi}\right) \tag{12.69}$$

†25 ただし、$\mathrm{e}^{\mathrm{i}m\phi}$ は L_z の固有関数ではあるが、これだけでは $|\vec{L}|^2$ の固有関数とは限らない。今は $|\vec{L}|^2$ と L_z の同時固有状態を求めるのが目標なので、まだ問題は解けていない。
†26 周期境界条件を使わなくても m が整数になることはわかる。問い 12-7の解答の脚注を見よ。
→ p279 → p363

p275

$$
\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}\Theta_\ell^\ell(\theta)}{\mathrm{d}\theta} &= \ell\cot\theta\Theta_\ell^\ell(\theta) && \text{（左辺に}\Theta\text{を集め、右辺に}\theta\text{を集めて）} \\
\frac{\mathrm{d}\Theta_\ell^\ell(\theta)}{\Theta_\ell^\ell(\theta)} &= \ell\cot\theta\mathrm{d}\theta && \text{（積分して）} \\
\log\Theta_\ell^\ell(\theta) &= \ell\log(\sin\theta)+C && \text{（}C\text{ は積分定数）} \\
\Theta_\ell^\ell(\theta) &= A\sin^\ell\theta && (A\text{ は定数 }\mathrm{e}^C)
\end{aligned}
\tag{12.88}
$$

p276

$$
\begin{aligned}
L_-\left(\mathrm{e}^{\mathrm{i}m\phi}\Theta_\ell^m(\theta)\right) &= -\hbar\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\phi}\left(\frac{\partial}{\partial\theta}-\mathrm{i}\cot\theta\frac{\partial}{\partial\phi}\right)\mathrm{e}^{\mathrm{i}m\phi}\Theta_\ell^m(\theta) \\
&= -\hbar\mathrm{e}^{\mathrm{i}(m-1)\phi}\underbrace{\left(\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta}+m\cot\theta\right)\Theta_\ell^m(\theta)}_{\propto\Theta_\ell^{m-1}}
\end{aligned}
\tag{12.89}
$$

p275 の (12.90) の下

$$
\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta} = -\sin\theta\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}(\cos\theta)}
$$

p279

練習問題

$$
\frac{1}{2^\ell\ell!}(1-x^2)^{\frac{m}{2}}\frac{\mathrm{d}^{\ell+m}}{\mathrm{d}x^{\ell+m}}\left((x^2-1)^\ell\right) = \mathcal{N}_\ell^m(1-x^2)^{-\frac{m}{2}}\frac{\mathrm{d}^{\ell-m}}{\mathrm{d}x^{\ell-m}}\left((1-x^2)^\ell\right)
\tag{12.101}
$$

p280 の (12.103) の直前

(12.85)は、
→ p274

$\boxed{\text{p282}}$

点の電位は $V_{PQ}=\dfrac{q}{4\pi\varepsilon\sqrt{R^2+r^2-2Rr\cos\theta}}$ であるから、$R>r$ の場合の展開は

$$V_{PQ}=\frac{q}{4\pi\varepsilon R}\left(1+\frac{r}{R}\underbrace{\cos\theta}_{P_1(\cos\theta)}+\left(\frac{r}{R}\right)^2\underbrace{\frac{3\cos^2\theta-1}{2}}_{P_2(\cos\theta)}+\left(\frac{r}{R}\right)^3\underbrace{\frac{5\cos^3\theta-3\cos\theta}{2}}_{P_3(\cos\theta)}+\cdots\right. \tag{12.108}$$

$\boxed{\text{p286}}$

$$\begin{aligned}\frac{1}{\xi^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\xi}\left(\xi^2\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\xi}\left(\frac{Q_\ell(\xi)}{\sqrt{\xi}}\right)\right)+\left(1-\frac{\ell(\ell+1)}{\xi^2}\right)\frac{Q_\ell(\xi)}{\sqrt{\xi}}&=0\\ \frac{1}{\xi^{\frac{3}{2}}}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\xi}\left(\xi^{\frac{3}{2}}\frac{\mathrm{d}Q_\ell(\xi)}{\mathrm{d}\xi}-\frac{1}{2}\sqrt{\xi}Q_\ell(\xi)\right)+\left(1-\frac{\ell(\ell+1)}{\xi^2}\right)Q_\ell(\xi)&=0\\ \frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\xi^2}Q_\ell(\xi)+\frac{1}{\xi}\frac{\mathrm{d}Q_\ell(\xi)}{\mathrm{d}\xi}+\left(1-\frac{(\ell+\frac{1}{2})^2}{\xi^2}\right)Q_\ell(\xi)&=0\end{aligned} \tag{12.114}$$

$\boxed{\text{p289 の演習問題 12-3}}$

$$r\frac{\partial}{\partial r}=x\frac{\partial}{\partial x}+y\frac{\partial}{\partial y}+z\frac{\partial}{\partial z}$$

$\boxed{\text{p298 の (13.25) の上}}$

発散してしまう[†11]にこれについている脚注をつける。

$\boxed{\text{p298 の (13.25)}}$

$$R_\ell(\rho)=\mathrm{e}^{-\frac{1}{2}\rho}\rho^\ell L_\ell(\rho) \tag{13.25}$$

$\boxed{\text{p301}}$

$$L_{n',\ell}(\rho)=\rho^{n'}+c_{n'-1}\rho^{n'-1}+c_{n'-2}\rho^{n'-2}+\cdots+c_2\rho^2+c_1\rho+c_0 \tag{13.36}$$

[†11] 原点で発散すると何がまずいかというと、$p_r=-\mathrm{i}\hbar\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial}{\partial r}r$ という$\underset{\to\ \text{p259}}{\text{演算子}}$が（$r=0$ での表面項が消えなくなって）エルミートでなくなる。

$\boxed{\text{p312 の (13.62) の 2 行目まで}}$

$$|C_1|^2\left(\ {}_1\langle 1s|\Big(\underbrace{\frac{|\vec{p}|^2}{2\mu}-\frac{ke^2}{r_1}}_{E_1\rightarrow}-\frac{ke^2}{r_2}\Big)|1s\rangle_1 \pm {}_1\langle 1s|\Big(\underbrace{\frac{|\vec{p}|^2}{2\mu}-\frac{ke^2}{r_2}}_{E_1\rightarrow}-\frac{ke^2}{r_1}\Big)|1s\rangle_2\right.$$
$$\left.\pm\ {}_2\langle 1s|\Big(\underbrace{\frac{|\vec{p}|^2}{2\mu}-\frac{ke^2}{r_2}}_{\leftarrow E_1}-\frac{ke^2}{r_1}\Big)|1s\rangle_1 + {}_2\langle 1s|\Big(\underbrace{\frac{|\vec{p}|^2}{2\mu}-\frac{ke^2}{r_2}}_{E_1\rightarrow}-\frac{ke^2}{r_1}\Big)|1s\rangle_2\right)+\frac{ke^2}{R}$$

$\boxed{\text{p314}}$

$$\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\rho^2}\chi_\ell-\frac{\ell(\ell+1)}{\rho^2}\chi_\ell+\frac{\lambda}{\rho}\chi_\ell-\frac{1}{4}\chi_\ell=0 \tag{13.66}$$

という式になる。この式はまるで 1 次元量子力学で、$-\frac{1}{4}$ がエネルギー固有値で、$\frac{\ell(\ell+1)}{\rho^2}-\frac{\lambda}{\rho}$ が位置エネルギーであるかのごとき式である。$\lambda=n=3$ で $\ell=0,1,2$ の場合についてこのポテンシャルのグラフを描け。ポテンシャルエネルギーが 3 より大きい範囲が ℓ の違いによってどう変っているかを考察せよ。

$\boxed{\text{p339}}$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_a^b \psi^*(x,t)\psi(x,t)\mathrm{d}x=\int_a^b\left(\frac{\partial\psi^*(x,t)}{\partial t}\psi(x,t)+\psi^*(x,t)\frac{\partial\psi(x,t)}{\partial t}\right)\mathrm{d}x \tag{C.6}$$

$\boxed{\text{p343 の問い 12-8}}$

$\int_0^\pi \mathrm{d}\theta\sin\theta\psi^*\frac{1}{\sin\theta}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta}\left(\sin\theta\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta}\phi\right)=\int_0^\pi\mathrm{d}\theta\psi^*\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta}\left(\sin\theta\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta}\phi\right)$ の微分を ϕ から ψ^* の方に移していこう。

$\boxed{\text{p344}}$

$$\begin{aligned}\left[\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\xi}+\alpha\frac{1}{\xi},\xi^2\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\xi^2}+\xi^2\right]&=\left[\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\xi},\xi^2\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\xi^2}+\xi^2\right]+\alpha\left[\frac{1}{\xi},\xi^2\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\xi^2}\right]\\&=\left[\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\xi},\xi^2\right]\left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\xi^2}+1\right)+\alpha\xi^2\left[\frac{1}{\xi},\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\xi^2}\right]\end{aligned} \tag{C.17}$$

$\boxed{\text{p349}}$

$$\left[\hat{A},\hat{B}^n\right]=\left[\hat{A},\hat{B}\right]\hat{B}^{n-1}+\hat{B}\left(\left[\hat{A},\hat{B}\right]\hat{B}^{n-2}+\hat{B}\left[\hat{A},\hat{B}^{n-2}\right]\right)\tag{D.17}$$

$$\left[\hat{A},\hat{B}^n\right]=2\left[\hat{A},\hat{B}\right]\hat{B}^{n-1}+\hat{B}^2\left[\hat{A},\hat{B}^{n-2}\right]\tag{D.18}$$

$\boxed{\text{p350}}$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{\mathrm{i}\hbar}\int_a^b\left(-([-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\underbrace{V(x)}_{\text{相殺}\rightarrow}]\psi)^*\psi(x,t)+\psi^*(x,t)[-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\underbrace{V(x)}_{\leftarrow\text{相殺}}]\psi\right)\mathrm{d}x\\
&= -\frac{\mathrm{i}\hbar}{2m}\int_a^b\left(\frac{\partial^2\psi^*}{\partial x^2}\psi-\psi^*\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}\right)\mathrm{d}x\\
&= -\frac{\mathrm{i}\hbar}{2m}\int_a^b\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial\psi^*}{\partial x}\psi-\psi^*\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)\mathrm{d}x=-\frac{\mathrm{i}\hbar}{2m}\left[\frac{\partial\psi^*}{\partial x}\psi-\psi^*\frac{\partial\psi}{\partial x}\right]_a^b
\end{aligned}\tag{D.25}$$

$\boxed{\text{p353の問い8-1}}$

次に (2) の場合。$a\rightarrow 0, b\rightarrow b-a$ と平行移動して、まず $\psi=Ax$（A は定数）とおいてから規格化する。

$$1=A^2\int_0^{b-a}\mathrm{d}x x^2=A^2\left[\frac{x^3}{3}\right]_0^{b-a}=\frac{A^2(b-a)^3}{3}\tag{11.68}$$

より、$A=\sqrt{\dfrac{3}{(b-a)^3}}$ となり、

$\boxed{\text{p354}}$

最後に (3) の場合。$a \to \dfrac{a-b}{2}, b \to \dfrac{b-a}{2}$ と平行移動する。そして、偶関数になるので、0 から $\dfrac{b-a}{2}$ まで $\psi = Ax$（A は定数）とおいてから積分し、2 倍にする。

$$1 = 2A^2 \int_0^{\frac{b-a}{2}} \mathrm{d}x x^2 = 2A^2 \left[\frac{x^3}{3}\right]_0^{\frac{b-a}{2}} = \frac{A^2(b-a)^3}{12} \tag{D.43}$$

より、$A = \sqrt{\dfrac{12}{(b-a)^3}}$ とする。$\langle x \rangle$ は奇関数なので 0 となり、

$$\langle x^2 \rangle = \frac{24}{(b-a)^3} \int_0^{\frac{b-a}{2}} \mathrm{d}x x^4 = \frac{24}{(b-a)^3} \left[\frac{x^5}{5}\right]_0^{\frac{b-a}{2}} = \frac{3}{20}(b-a)^2 \tag{D.44}$$

$\boxed{\text{p354}}$

$$\psi = C\mathrm{e}^{-\frac{k}{2\hbar}x^2} \tag{D.46}$$

$\boxed{\text{p355 の下から 2 行目}}$

を計算する。三角関数の公式 $\sin A \sin B = \dfrac{\cos(A-B) - \cos(A+B)}{2}$ を使って、

$\boxed{\text{p356 の一番下}}$

$$\begin{aligned}&\left(\mathrm{e}^{-\mathrm{i}kx} + R^*\mathrm{e}^{\mathrm{i}kx}\right)\left(\mathrm{e}^{\mathrm{i}kx} + R\mathrm{e}^{-\mathrm{i}kx}\right) = 1 + |R|^2 + R^*\mathrm{e}^{2\mathrm{i}kx} + R\mathrm{e}^{-2\mathrm{i}kx} \\ =\ & 1 + 1 + \mathrm{e}^{2\mathrm{i}kx+2\mathrm{i}\phi} + \mathrm{e}^{-2\mathrm{i}kx-2\mathrm{i}\phi} = 2 + 2\cos(2kx + 2\phi)\end{aligned} \tag{D.60}$$

極大になるのは、$2kx + 2\phi = 2n\pi$ が成立するところ。

極小になるのは、$2kx + 2\phi = (2n+1)\pi$ が成立するところ。

$\boxed{\text{p357 の一番下}}$

$k^2 + \kappa^2 = \dfrac{2mV_0}{\hbar}$ と、$\kappa d = -kd \cot kd$ を重ねる。

$\boxed{\text{p362}}$

$$
\begin{aligned}
L_x \pm \mathrm{i}L_y &= -\mathrm{i}\hbar\left(-\sin\phi\frac{\partial}{\partial\theta} - \cot\theta\cos\phi\frac{\partial}{\partial\phi} \pm \mathrm{i}\left(\cos\phi\frac{\partial}{\partial\theta} - \cot\theta\sin\phi\frac{\partial}{\partial\phi}\right)\right) \\
&= -\mathrm{i}\hbar\Bigl(\underbrace{(-\sin\phi \pm \mathrm{i}\cos\phi)}_{=\pm\mathrm{i}\mathrm{e}^{\pm\mathrm{i}\phi}}\frac{\partial}{\partial\theta} - \cot\theta\underbrace{(\cos\phi \pm \mathrm{i}\sin\phi)}_{=\mathrm{e}^{\pm\mathrm{i}\phi}}\frac{\partial}{\partial\phi}\Bigr) \\
&= -\mathrm{i}\hbar\mathrm{e}^{\pm\mathrm{i}\phi}\left(\pm\mathrm{i}\frac{\partial}{\partial\theta} - \cot\theta\frac{\partial}{\partial\phi}\right) \\
&= \pm\hbar\mathrm{e}^{\pm\mathrm{i}\phi}\left(\frac{\partial}{\partial\theta} \pm \mathrm{i}\cot\theta\frac{\partial}{\partial\phi}\right)
\end{aligned}
\tag{D.79}
$$

$\boxed{\text{p363}}$

問い 12-7 の最後にこの脚注 †1 をつけてください。

$\boxed{\text{p363 の問い 12-8}}$

$$
\begin{aligned}
\int_0^\pi \mathrm{d}\theta\sin\theta\psi^*\frac{1}{\sin\theta}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta}\left(\sin\theta\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta}\phi\right) &= \int_0^\pi \mathrm{d}\theta\psi^*\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta}\left(\sin\theta\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta}\phi\right) \\
&= \underbrace{\left[\psi^*\left(\sin\theta\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta}\phi\right)\right]_0^\pi}_{\sin 0=\sin\pi=0\text{ より、}0} - \int_0^\pi \mathrm{d}\theta\frac{\mathrm{d}\psi^*}{\mathrm{d}\theta}\sin\theta\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta}\phi \\
&= \underbrace{\left[-\mathrm{d}\theta\frac{\mathrm{d}\psi^*}{\delta\theta}\sin\theta\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta}\phi\right]_0^\pi}_{\sin 0=\sin\pi=0\text{ より、}0} + \int_0^\pi \mathrm{d}\theta\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\theta}\left(\sin\theta\frac{\mathrm{d}\psi^*}{\delta\theta}\right)\phi
\end{aligned}
\tag{D.85}
$$

$\boxed{\text{p365}}$

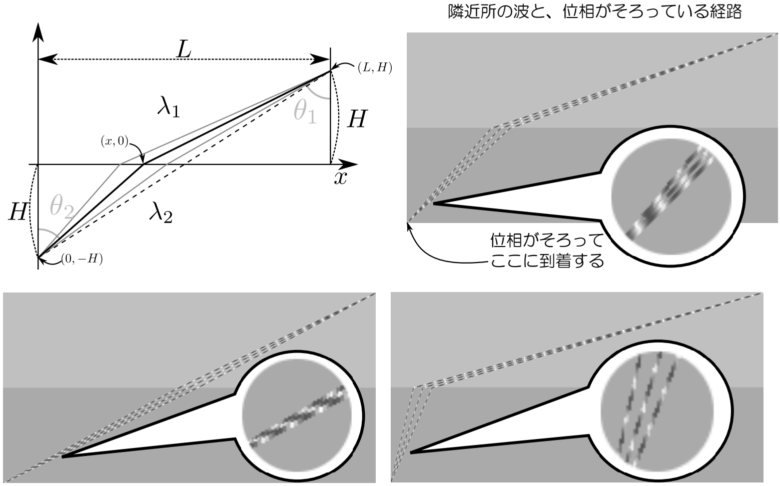
$$
2\xi\left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}\xi^2} + 1\right) - 2\alpha\left(-\frac{1}{\xi} + \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\xi}\right) \tag{D.93}
$$

---

†1 $P_\ell^{\ell+1} \propto (1-x^2)^{\frac{\ell+1}{2}}\frac{\mathrm{d}^{2\ell+1}}{\mathrm{d}x^{2\ell+1}}(1-x^2)^\ell$ であるが、これが 0 になるためには ℓ が自然数でなくてはならない。ℓ や m が整数である条件は、周期境界条件を使わなくてもここからも出る。
→ p267

以下は第２刷では訂正済みです。

p51



隣近所の波と位相がそろわない経路の例

p83

【補足】 ✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣

(変更無き部分省略)

ゴルドン方程式は時間に関して二階の微分方程式である。後で述べる→ p96が時間に関して一階であることと ψ が複素数であることは関係があるので、クライン・ゴルドン方程式の場合は ϕ が複素数である必要はない。電子の相対論的方程式としてはディラック (Dirac) 方程式という、全く別の式があり、相対論的な計算ではそちらを使う必要がある。クライン・ゴルドン方程式は電子に適用すると実験に合わないと上で述べたが、ディラック方程式はぴったり実験に合う。

✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣✣ 【補足終わり】

$\boxed{\text{p121 の下から 4 行目}}$

$\psi(x,t)=0$ の時のみ、$\displaystyle\int \psi^*(x,t)\psi(x,t)\mathrm{d}x=0$ となる。

$\boxed{\text{p129 の下から 7 行目冒頭}}$

$\Delta E \Delta t \gtrsim h$

$\boxed{\text{p144}}$

$$\int_{-\pi}^{\pi}\left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\mathrm{e}^{\mathrm{i}nx}\right)^* \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\mathrm{e}^{\mathrm{i}n'x}\mathrm{d}x=0 \quad (n \neq n' \text{の時}) \tag{7.23}$$

$\boxed{\text{p147 の (7.30) の下}}$

$f(x)$ の中の a_n

$\boxed{\text{p148}}$

$$\underbrace{\begin{pmatrix}\psi_1^* & \psi_2^* & \psi_3^* & \cdots\end{pmatrix}}_{\langle\psi|}\underbrace{\begin{pmatrix}\phi_1\\ \phi_2\\ \phi_3\\ \vdots\end{pmatrix}}_{|\phi\rangle}=\langle\psi|\phi\rangle \tag{7.34}$$

$\boxed{\text{p152}}$

【FAQ】$p=-\mathrm{i}\hbar\dfrac{\partial}{\partial x}$ や $E=\mathrm{i}\hbar\dfrac{\partial}{\partial t}$ を演算子扱いするのはわかるが、x は単に数だとして扱ってもいいのではないのか。なぜ演算子だと思わなくてはいけないのか

....

(略)

$$\langle A(x)\rangle = \int \psi^*(x,t)A\,(x)\,\psi(x,t)\mathrm{d}x$$
$$= \frac{1}{2\pi\hbar}\int \left(\int \psi^*(p',t)\mathrm{e}^{-\frac{\mathrm{i}}{\hbar}p'x}\mathrm{d}p'\right) A\,(x) \left(\int \psi(p,t)\mathrm{e}^{\frac{\mathrm{i}}{\hbar}px}\mathrm{d}p\right)\mathrm{d}x \tag{7.44}$$

【略】

$$\langle A(x)\rangle = \frac{1}{2\pi\hbar}\int \mathrm{d}x \left(\int \psi^*(p',t)\mathrm{e}^{-\frac{\mathrm{i}}{\hbar}p'x}\mathrm{d}p'\right)\int \left[A\left(\mathrm{i}\hbar\frac{\partial}{\partial p}\right)\psi(p,t)\right]\mathrm{e}^{\frac{\mathrm{i}}{\hbar}px}\mathrm{d}p$$
$$= \frac{1}{2\pi\hbar}\int\int \underbrace{\left(\int \mathrm{e}^{\frac{\mathrm{i}}{\hbar}(p-p')x}\mathrm{d}x\right)}_{=2\pi\hbar\delta(p-p')}\psi^*(p',t)A\left(\mathrm{i}\hbar\frac{\partial}{\partial p}\right)\psi(p,t)\mathrm{d}p\mathrm{d}p'$$
$$= \int \psi^*(p,t)A\left(\mathrm{i}\hbar\frac{\partial}{\partial p}\right)\psi(p,t)\mathrm{d}p \tag{7.47}$$

【略】

p211 の (10.30) より 4 行下

らいの大きさを持つ[†8]ので、$B\mathrm{e}^{\kappa x}$ の値が $A\mathrm{e}^{-\kappa x}$ よりも圧倒的に大きくなることはない。

p232

この脚注[†5]をつけてください。

p234

この脚注[†8]を貼り付けてください。

p250 の (12.9) の下

である。なお、$\vec{\mathbf{e}}_r, \vec{\mathbf{e}}_\theta, \vec{\mathbf{e}}_\phi$ は原点では定義できないこと、また z 軸上では $\vec{\mathbf{e}}_\theta, \vec{\mathbf{e}}_\phi$ は定義できないことに注意しよう。

これらの式は、以下のように考えると出てくる。次の図は、ある点における $\vec{\mathbf{e}}_r, \vec{\mathbf{e}}_\theta, \vec{\mathbf{e}}_\phi$ の向いている方向を書いたものである。

[†5] 交換関係を使った量子力学の計算では、このような手法を駆使して解くのがよい。

[†8] ここで $(a + a^\dagger)^2 = a^2 + 2aa^\dagger + (a^\dagger)^2$ などとやってしまわないよう、注意。a と $a^\dagger$ は互いと交換しない演算子である。

p264 の (12.54) の 3 行下

やはり $\vec{\mathbf{e}}_\phi$ との内積で 0 である。

p319

$$\begin{aligned}\delta S &= \int_{t_i}^{t_f} \mathrm{d}t \left(\frac{1}{2}m\left(\frac{\mathrm{d}(x+\delta x)}{\mathrm{d}t}\right)^2 - V(x+\delta x)\right) - \int_{t_i}^{t_f} \mathrm{d}t \left(\frac{1}{2}m\left(\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\right)^2 - V(x)\right) \\ &= \int_{t_i}^{t_f} \left(m\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\frac{\mathrm{d}(\delta x)}{\mathrm{d}t} - \delta x\frac{\partial V(x)}{\partial x}\right)\mathrm{d}t\end{aligned} \tag{A.4}$$

p335

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}\frac{c}{\pi} \underbrace{\sum_{n=-\infty}^{\infty}\frac{\pi}{L}}_{\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}k\text{ に置き換わる}} F(k)\mathrm{e}^{\mathrm{i}\frac{n\pi}{L}x} \tag{B.7}$$

p335 の (B.9)

となって、有限な係数 $F(k)$ を使って $f(x)$ を表現できた。f_n を求める式(B.4) に $\dfrac{\sqrt{L}}{c}$ をかけて、$F(k)$ を求める式を作る。

→ p334

$$\begin{aligned}\frac{\sqrt{L}}{c}f_n &= \frac{1}{c\sqrt{2}}\int_{-L}^{L}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\frac{n\pi}{L}x}f(x)\mathrm{d}x \\ &\downarrow \\ F(k) &= \frac{1}{c\sqrt{2}}\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}kx}f(x)\mathrm{d}x\end{aligned} \tag{B.9}$$

p335 の (B.11) の枠の直前

$c = \dfrac{1}{\sqrt{2}}$ とすると、