量子光学・量子情報科学ノート

Haruki Aoki and Hiroki Fukuhara

更新日: January 9, 2025

Contents

Chapter 1

量子光学

量子力学は物理量 $\hat{A}$ の期待値 $\langle A\rangle = \left\langle\psi\middle|\hat{A}\middle|\psi\right\rangle$ を検討する学問である. 本章は以下のような構成である. まず, Schödinger 描像と Heisenberg 描像や電場の量子化について説明する．また，量子もつれにおいて重要なビームスプリッタを紹介する．次に，量子光学において重要なコヒーレント状態とスクイーズド状態について議論する．続いて密度演算子を定義したあと，今まで議論した状態を具体的に測定するための方法として，バランス型ホモダイン測定を紹介する．

1.1 Schödinger 描像と Heisenberg 描像

WIP

1.2 調和振動子

本節では, 1 次元調和振動子モデルでハミルトニアンが書けるときの波動函数の表示を求める. 波動函数とは, Schrödinger 方程式,

$$\hat{H}\,|\psi\rangle = E\,|\psi\rangle \tag{1.2.1}$$

を満たす $|\psi\rangle$ について,

$$\psi(x) \coloneqq \langle x|\psi\rangle \tag{1.2.2}$$

となるように（一般化）座標 x へ射影したものである．式 (1.2.1) に対して $\langle x|$ を左から書ければ,

$$\left\langle x\middle|\hat{H}\middle|\psi\right\rangle = E\psi(x) \tag{1.2.3}$$

となるのだから，左辺を計算して $\psi(x)$ に演算子がかかる形に変形すれば，波動函数を求めることができる．本ノートにおいて，$\hat{\cdot}$ を演算子として，その固有値を $\cdot$，固有ベクトル (固有函数) を $|\cdot\rangle$ と書く．

$$\hat{x}\,|x\rangle = x\,|x\rangle \tag{1.2.4}$$

$$\hat{p}\,|x\rangle = p\,|x\rangle \tag{1.2.5}$$

である．また，$\hat{x}$ や $\hat{p}$ は物理量であり，Hermite 演算子だからその固有ベクトルは,

$$\langle x'|x\rangle = \delta(x'-x) \tag{1.2.6}$$

$$\langle p'|p\rangle = \delta(p'-p) \tag{1.2.7}$$

と規格化してあり,

$$\int \mathrm{d}x\,|x\rangle\!\langle x| = \hat{1} \tag{1.2.8}$$

$$\int \mathrm{d}p\,|p\rangle\!\langle p| = \hat{1} \tag{1.2.9}$$

が成立する．なお，特に断らない限り積分範囲は $-\infty$ から ∞ である．

1.2.1 ハミルトニアン

古典的な 1 次元調和振動子のハミルトニアン H は,

$$H = \frac{1}{2}m\omega^2 x^2 + \frac{1}{2m}p^2 \tag{1.2.10}$$

である．ただし，質量を m，固有角周波数を ω，座標を x，運動量を p とした．x と p は正準共役な変数の組であるから，$x \to \hat{x}$，$p \to \hat{p}$ として,

$$\begin{aligned}\hat{H} &= \frac{1}{2}m\omega^2\hat{x}^2 + \frac{1}{2m}\hat{p}^2 &(1.2.11)\\ &= \hbar\omega\left(\frac{m\omega}{2\hbar}\hat{x}^2 + \frac{1}{2m\hbar\omega}\hat{p}^2\right) &(1.2.12)\\ &= \hbar\omega\left[\left(\sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}}\hat{x} - \mathrm{i}\sqrt{\frac{1}{2m\hbar\omega}}\hat{p}\right)\left(\sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}}\hat{x} + \mathrm{i}\sqrt{\frac{1}{2m\hbar\omega}}\hat{p}\right) - \mathrm{i}\sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}}\sqrt{\frac{1}{2m\hbar\omega}}[\hat{x},\hat{p}]\right] &(1.2.13)\\ &= \hbar\omega\left(\hat{a}^\dagger\hat{a} + \frac{1}{2}\right) &(1.2.14)\end{aligned}$$

となる．ただし,

$$\hat{a} \coloneqq \left(\sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}}\hat{x} + \mathrm{i}\sqrt{\frac{1}{2m\hbar\omega}}\hat{p}\right) \tag{1.2.15}$$

$$\hat{a}^\dagger \coloneqq \left(\sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}}\hat{x} - \mathrm{i}\sqrt{\frac{1}{2m\hbar\omega}}\hat{p}\right) \tag{1.2.16}$$

と定義した．$\hat{a}$ と $\hat{a}^\dagger$ の交換関係を調べる．

$$\left[\hat{a},\hat{a}^\dagger\right] = \left(\sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}}\hat{x} + \mathrm{i}\sqrt{\frac{1}{2m\hbar\omega}}\hat{p}\right)\left(\sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}}\hat{x} - \mathrm{i}\sqrt{\frac{1}{2m\hbar\omega}}\hat{p}\right) - \left(\sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}}\hat{x} - \mathrm{i}\sqrt{\frac{1}{2m\hbar\omega}}\hat{p}\right)\left(\sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}}\hat{x} + \mathrm{i}\sqrt{\frac{1}{2m\hbar\omega}}\hat{p}\right) \tag{1.2.17}$$

$$\begin{aligned}&= \mathrm{i}\sqrt{\frac{1}{2m\hbar\omega}}\sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}}(\hat{p}\hat{x} - \hat{x}\hat{p}) - \mathrm{i}\sqrt{\frac{1}{2m\hbar\omega}}\sqrt{\frac{m\omega}{2\hbar}}(\hat{x}\hat{p} - \hat{p}\hat{x}) &(1.2.18)\\ &= -\frac{\mathrm{i}}{\hbar}[\hat{x},\hat{p}] &(1.2.19)\\ &= 1 &(1.2.20)\end{aligned}$$

となる．

個数演算子 $\hat{n}$ を,

$$\hat{n} \coloneqq \hat{a}^\dagger\hat{a} \tag{1.2.21}$$

と定義する．個数演算子 $\hat{n}$ は,

$$\hat{n}^\dagger = \left(\hat{a}^\dagger\hat{a}\right)^\dagger = \hat{a}^\dagger\hat{a} \tag{1.2.22}$$

であるから，Hermite 演算子であり，実固有値とそれに属する固有ベクトルが存在する．

$$\hat{n}\left|n\right\rangle = n\left|n\right\rangle \tag{1.2.23}$$

を考える．まず，**式** (1.2.23) に左から $\langle n|$ をかけると,

$$\begin{aligned}\langle n|\hat{n}|n\rangle &= n\langle n|n\rangle &(1.2.24)\\ \Longleftrightarrow\ \left\langle n\middle|\hat{a}^\dagger\hat{a}\middle|n\right\rangle &= n &(1.2.25)\\ \Longleftrightarrow\ \left|\hat{a}\left|n\right\rangle\right|^2 &= n &(1.2.26)\end{aligned}$$

である．Hibert 空間は内積空間であるから，

$$\left|\hat{a}\left|n\right\rangle\right|^2 \geq 0 \tag{1.2.27}$$

であるので，$n \geq 0$ となる．

次に，**式** (1.2.23) に左から $\hat{a}^\dagger$ をかける．

$$\begin{aligned}
&\hat{a}^\dagger\hat{a}^\dagger\hat{a}\left|n\right\rangle = \hat{a}^\dagger n\left|n\right\rangle \tag{1.2.28}\\
\iff\ &\hat{a}^\dagger\bigl(\hat{a}\hat{a}^\dagger - 1\bigr)\left|n\right\rangle = n\hat{a}^\dagger\left|n\right\rangle \tag{1.2.29}\\
\iff\ &\hat{n}\bigl(\hat{a}^\dagger\left|n\right\rangle\bigr) = (n+1)\bigl(\hat{a}^\dagger\left|n\right\rangle\bigr) \tag{1.2.30}\\
& \tag{1.2.31}
\end{aligned}$$

となる．よって，$\hat{a}^\dagger\left|n\right\rangle$ は固有値が $n+1$ の $\hat{n}$ の固有ベクトルであるから，

$$\begin{aligned}
&\left|n+1\right\rangle \coloneqq \frac{1}{C_{n,+}}\hat{a}^\dagger\left|n\right\rangle \tag{1.2.32}\\
& \tag{1.2.33}
\end{aligned}$$

と定義する．$C_{n,+}$ は規格化定数である．

$$\begin{aligned}
1 = \left\langle n+1\middle|n+1\right\rangle &= \frac{1}{\left|C_{n,+}\right|^2}\left\langle n\middle|\hat{a}\hat{a}^\dagger\middle|n\right\rangle \tag{1.2.34}\\
&= \frac{1}{\left|C_{n,+}\right|^2}\left\langle n\middle|\bigl(\hat{a}^\dagger\hat{a}+1\bigr)\middle|n\right\rangle \tag{1.2.35}\\
&= \frac{n+1}{\left|C_{n,+}\right|}^{2} \tag{1.2.36}
\end{aligned}$$

より，

$$C_{n,+} = \sqrt{n+1} \tag{1.2.37}$$

としても矛盾しない．よって，

$$\hat{a}^\dagger\left|n\right\rangle = \sqrt{n+1}\left|n+1\right\rangle \tag{1.2.38}$$

となる．

最後に，**式** (1.2.23) に左から $\hat{a}$ をかける．

$$\begin{aligned}
&\hat{a}\hat{a}^\dagger\hat{a}\left|n\right\rangle = \hat{a}n\left|n\right\rangle \tag{1.2.39}\\
\iff\ &\bigl(\hat{a}^\dagger\hat{a}+1\bigr)\hat{a}\left|n\right\rangle = n\hat{a}\left|n\right\rangle \tag{1.2.40}\\
\iff\ &\hat{n}(\hat{a}\left|n\right\rangle) = (n-1)(\hat{a}\left|n\right\rangle) \tag{1.2.41}
\end{aligned}$$

となる．よって，$\hat{a}\left|n\right\rangle$ は固有値が $n-1$ の $\hat{n}$ の固有ベクトルであるから，

$$\begin{aligned}
&\left|n-1\right\rangle \coloneqq \frac{1}{C_{n,-}}\hat{a}\left|n\right\rangle \tag{1.2.42}\\
& \tag{1.2.43}
\end{aligned}$$

と定義する．$C_{n,+}$ は規格化定数である．

$$\begin{aligned}
1 = \left\langle n-1\middle|n-1\right\rangle &= \frac{1}{\left|C_{n,-}\right|^2}\left\langle n\middle|\hat{a}^\dagger\hat{a}\middle|n\right\rangle \tag{1.2.44}\\
&= \frac{n}{\left|C_{n,-}\right|^2} \tag{1.2.45}
\end{aligned}$$

より，

$$C_{n,-} = \sqrt{n} \tag{1.2.46}$$

としても矛盾しない．よって，

$$\hat{a}\,|n\rangle = \sqrt{n}\,|n-1\rangle \tag{1.2.47}$$

となる．**式** (1.2.47) より，n は非負整数であるべきである．もし，$n=0.5$ であるなら，**式** (1.2.47) は，

$$\hat{a}\,|0.5\rangle = \sqrt{0.5}\,|-0.5\rangle \tag{1.2.48}$$

となり，$n \geq 0$ を満たさない．一方，n が非負整数であるなら，$n=0$ のとき，

$$\hat{a}\,|0\rangle = 0 \tag{1.2.49}$$

となり，$n \geq 0$ が満たされる．

1.2.2　Hermite 多項式

以降の議論で用いるために, 特殊函数の 1 つである Hermite 多項式を紹介しておこう. Hermite 多項式は Strum-Liouville 演算子のうちの 1 つの演算子の固有函数であり，実数全体で定義された実数函数 $H_n(s)$ に対して，

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}s^2} - 2s\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}s} + 2n\right)H_n(s) = 0 \tag{1.2.50}$$

なる $H_n(s)$ である．なお，n は非負整数である．なお，$H_n(s)$ は適当な回数だけ微分可能であるとする．また，$H_n(s)$ が張る空間 V の内積は，$f, g \in V$ として，

$$\langle f, g\rangle \coloneqq \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}s\, f(s)g(s)\mathrm{e}^{-s^2} \tag{1.2.51}$$

である[1]．Hermite 多項式は，適切に境界条件が設定された (Hermite 性のある)Strum-Liouville 演算子の固有函数であり，そのような演算子の固有函数は直交基底となり，完全系を成すことが知られていて，実際，

$$\int_{-\infty}^{\infty} H_m(s)H_n(s)\mathrm{e}^{-s^2}\,\mathrm{d}s = \sqrt{\pi}2^n n!\delta_n^m \tag{1.2.52}$$

のように直交する．

1.2.3　波動函数を用いた Schrödinger 方程式

以下では，波動函数を用いた Schrödinger 方程式である，

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2} + \frac{1}{2}m\omega^2x^2\right)\psi(x) = E\psi(x) \tag{1.2.53}$$

を得る．

式 (1.2.3) に**式** (1.2.11) で示した $\hat{H}$ の表式を代入して，

$$\frac{1}{2}m\omega^2\left\langle x\middle|\hat{x}^2\middle|\psi\right\rangle + \frac{1}{2m}\left\langle x\middle|\hat{p}^2\middle|\psi\right\rangle = E\psi(x) \tag{1.2.54}$$

$$\frac{1}{2}m\omega^2x^2\psi(x) + \frac{1}{2m}\left\langle x\middle|\hat{p}^2\middle|\psi\right\rangle = E\psi(x) \tag{1.2.55}$$

となる．$\left\langle x\middle|\hat{p}^2\middle|\psi\right\rangle$ は以下のレシピで計算できる．

[1] Strum-Liouville 演算子の形，

$$\frac{1}{\rho(x)}\left[\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left\{p(x)\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\right\} + q(x)\right]$$

と，Strum-Liouville 演算子の固有函数が張る空間の内積が，

$$\int_a^b f^*(x)g(x)\rho(x)\,\mathrm{d}x$$

と書けることを思い出せば，内積に e^{-s^2} なる重み函数が入ることは自然なことである．

1. $f(x)\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\delta(x) = -\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}f(x)\delta(x)$
2. $\langle x|\hat{p}|\psi\rangle = -\mathrm{i}\hbar\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\psi(x)$
3. $\langle x|p\rangle = \dfrac{1}{\sqrt{2\pi p}}\exp\left(\mathrm{i}\dfrac{xp}{\hbar}\right)$
4. $\left\langle x\middle|\hat{p}^2\middle|\psi\right\rangle$ の計算

$\delta(x)$ はデルタ函数であり，積分して初めて意味を持つ函数である．

1. $f(x)\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\delta(x) = -\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}f(x)\delta(x)$

   左辺を積分して右辺になればよい．ただし，$f(x)$ は,

$$\lim_{|x|\to\infty} f(x) = 0 \tag{1.2.56}$$

   であるとする．実際に,

$$\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}x\, f(x)\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\delta(x) = [f(x)\delta(x)]_{-\infty}^{\infty} - \int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}x\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}f(x)\delta(x) \tag{1.2.57}$$

$$= -\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}x\,\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}f(x)\delta(x) \tag{1.2.58}$$

   であるから,

$$f(x)\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\delta(x) = -\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}f(x)\delta(x) \tag{1.2.59}$$

   である．

2. $\langle x|\hat{p}|\psi\rangle = -\mathrm{i}\hbar\dfrac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\psi(x)$

   $\langle x|[\hat{x},\hat{p}]|x'\rangle$ を 2 種類の方法で計算する．まず，愚直に計算すると,

$$\langle x|[\hat{x},\hat{p}]|x'\rangle = \langle x|\hat{x}\hat{p}-\hat{p}\hat{x}|x'\rangle \tag{1.2.60}$$

$$= x\,\langle x|\hat{p}|x'\rangle - x'\,\langle x|\hat{p}|x'\rangle \tag{1.2.61}$$

$$= (x-x')\,\langle x|\hat{p}|x'\rangle \tag{1.2.62}$$

   である．一方，$[\hat{x},\hat{p}] = \mathrm{i}\hbar$ を用いれば,

$$\langle x|[\hat{x},\hat{p}]|x'\rangle = \mathrm{i}\hbar\,\langle x|x'\rangle \tag{1.2.63}$$

$$= \mathrm{i}\hbar\delta(x-x') \tag{1.2.64}$$

   2 つの方法で計算した $\langle x|[\hat{x},\hat{p}]|x'\rangle$ である**式** (1.2.62) と**式** (1.2.64) を等号で結んで，**式** (1.2.59) で示したデルタ函数の微分を用いて表現すれば,

$$\langle x|\hat{p}|x'\rangle = \mathrm{i}\hbar\frac{\delta(x-x')}{x-x'} \tag{1.2.65}$$

$$= -\mathrm{i}\hbar\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}(x-x')}\delta(x-x') \tag{1.2.66}$$

$$= \mathrm{i}\hbar\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x'}\delta(x-x') \tag{1.2.67}$$

   となる．

   さて，$\langle x|\hat{p}|\psi\rangle$ を計算しよう．$|x\rangle$ の完全性と，**式** (1.2.67) で示した関係を用いれば,

$$\langle x|\hat{p}|\psi\rangle = \left\langle x\middle|\hat{p}\hat{1}\middle|\psi\right\rangle \tag{1.2.68}$$

$$= \langle x| \hat{p} \int \mathrm{d}x' \, |x'\rangle\langle x'| \, |\psi\rangle \tag{1.2.69}$$

$$= \int \mathrm{d}x' \, \langle x|\hat{p}|x'\rangle \, \langle x'|\psi\rangle \tag{1.2.70}$$

$$= \mathrm{i}\hbar \int \mathrm{d}x' \left[\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\delta(x-x')\right]\phi(x') \tag{1.2.71}$$

$$= \mathrm{i}\hbar\left\{[\delta(x-x')\psi(x')]_{-\infty}^{\infty} - \int \mathrm{d}x' \, \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x'}\phi(x')\delta(x-x')\right\} \tag{1.2.72}$$

$$= -\mathrm{i}\hbar\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\phi(x) \tag{1.2.73}$$

を得る．

3. $\langle x|p\rangle = \dfrac{1}{\sqrt{2\pi p}} \exp\left(\mathrm{i}\dfrac{xp}{\hbar}\right)$

$\langle x|\hat{p}|p\rangle$ を 2 種類の方法で計算する．まず，愚直に計算すると，

$$\langle x|\hat{p}|p\rangle = p \, \langle x|p\rangle \tag{1.2.74}$$

$$= pp(x) \tag{1.2.75}$$

となる．ただし $p(x)$ は $|p\rangle$ の x への射影である．一方，**式** (1.2.73) で示した関係で $|\psi\rangle \to |p\rangle$ を用いると，

$$\langle x|\hat{p}|\psi\rangle = -\mathrm{i}\hbar\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}p(x) \tag{1.2.76}$$

となる．**式** (1.2.75) と**式** (1.2.76) より，

$$-\mathrm{i}\hbar\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}p(x) = pp(x) \tag{1.2.77}$$

$$\Rightarrow p(x) = C\exp\left(\mathrm{i}\frac{xp}{\hbar}\right) \tag{1.2.78}$$

となる．C は規格化定数である．

さて，C を求めるために，$\langle x|x'\rangle$ を計算すると，

$$\delta(x-x') = \langle x|x'\rangle \tag{1.2.79}$$

$$= \langle x| \int \mathrm{d}p \, |p\rangle\langle p| \, |x'\rangle \tag{1.2.80}$$

$$= \int \mathrm{d}p \, p(x)p(x') \tag{1.2.81}$$

$$= |C|^2 \int \exp\left(\mathrm{i}\frac{\mathrm{i}(x-x')p}{\hbar}\right) \tag{1.2.82}$$

となる．ところで，デルタ函数の Fouirer 変換とその逆変換が，

$$1 = \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}t \, \delta(t)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t} \tag{1.2.83}$$

$$\delta(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}\omega \, 1\cdot\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t} \tag{1.2.84}$$

と書けることより，**式** (1.2.84) において，

$$\omega \to \frac{p}{\hbar} \tag{1.2.85}$$

$$t \to x - x' \tag{1.2.86}$$

と変換すれば，

$$\delta(x-x') = \frac{1}{2\pi\hbar}\int \mathrm{d}p \exp\left(\mathrm{i}\frac{x-x'}{\hbar}p\right) \tag{1.2.87}$$

となるので，係数を比較して，

$$|C|^2 = \frac{1}{2\pi\hbar} \tag{1.2.88}$$

$$\Rightarrow C = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \tag{1.2.89}$$

となる．よって，

$$\langle x|p\rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \exp\left(\mathrm{i}\frac{xp}{\hbar}\right) \tag{1.2.90}$$

となる．

4. $\langle x|\hat{p}^2|\psi\rangle$ の計算

さて，いよいよ $\langle x|\hat{p}^2|\psi\rangle$ を計算する道具がそろった．**式** (1.2.90) を用いながら計算すると，

$$\begin{aligned}
\langle x|\hat{p}^2|\psi\rangle &= \langle x|\hat{p}^2\hat{1}|\psi\rangle && (1.2.91)\\
&= \langle x|\,\hat{p}^2 \int \mathrm{d}p\,|p\rangle\langle p|\,|\psi\rangle && (1.2.92)\\
&= \int \mathrm{d}p\,p^2\,\langle x|p\rangle\,\langle p|\psi\rangle && (1.2.93)\\
&= \int \mathrm{d}p\,p^2\,\frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}}\exp\left(\mathrm{i}\frac{xp}{\hbar}\right)\langle p|\psi\rangle && (1.2.94)\\
&= \int \mathrm{d}p\,\frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}}\left\{\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2}\left(\frac{\hbar}{\mathrm{i}}\right)^2\langle x|p\rangle\right\}\langle p|\psi\rangle && (1.2.95)\\
&= \left(\frac{\hbar}{\mathrm{i}}\right)^2\int \mathrm{d}p\left\{\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2}\langle x|p\rangle\right\}\langle p|\psi\rangle && (1.2.96)\\
&= \left(\frac{\hbar}{\mathrm{i}}\right)^2\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2}\langle x|\left[\int \mathrm{d}p\,|p\rangle\langle p|\right]|\psi\rangle && (1.2.97)\\
&= \left(\frac{\hbar}{\mathrm{i}}\right)^2\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2}\langle x|\psi\rangle && (1.2.98)\\
&= \left(\frac{\hbar}{\mathrm{i}}\right)^2\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2}\psi(x) && (1.2.99)
\end{aligned}$$

となる．

式 (1.2.99) を**式** (1.2.55) に代入すれば，

$$\begin{aligned}
&\frac{1}{2}m\omega^2x^2\psi(x) + \frac{1}{2m}\langle x|\hat{p}^2|\psi\rangle = E\psi(x) && (1.2.100)\\
\Longleftrightarrow\ &\frac{1}{2}m\omega^2x^2\psi(x) + \frac{1}{2m}\left(\frac{\hbar}{\mathrm{i}}\right)^2\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2}\psi(x) = E\psi(x) && (1.2.101)\\
\Longleftrightarrow\ &\left(-\frac{\hbar}{2m}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2} + \frac{1}{2}m\omega^2x^2\right)\psi(x) = E\psi(x) && (1.2.102)
\end{aligned}$$

となる．

1.2.4 Schrodinger の解法

いささか唐突だが，波動函数が，

$$\psi(x) = f(s)\exp\left(-\frac{s^2}{2}\right) \tag{1.2.103}$$

$$s \coloneqq \sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}}x \tag{1.2.104}$$

と書けたとする．$f(s)$ が Hermite 多項式となることを示す．

式 (1.2.102) の両辺を $-\dfrac{\hbar^2}{2m}$ で割って，x から s に変数変換[2]すると，

$$\left(-\frac{\hbar}{2m}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2}+\frac{1}{2}m\omega^2x^2\right)\psi(x)=E\psi(x) \tag{1.2.105}$$

$$\iff \left[\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2}-\frac{m^2\omega^2}{\hbar^2}x^2+\frac{2mE}{\hbar}\right]\psi(x)=0 \tag{1.2.106}$$

$$\iff \left[\left(\frac{\mathrm{d}s}{\mathrm{d}x}\right)^2\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}s^2}-\frac{\hbar}{m\omega}s^2+\frac{2mE}{\hbar^2}\right]f(s)\exp\left(-\frac{s^2}{2}\right)=0 \tag{1.2.107}$$

$$\iff \left[\frac{m\omega}{\hbar}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}s^2}-\frac{\hbar}{m\omega}s^2+\frac{2mE}{\hbar^2}\right]f(s)\exp\left(-\frac{s^2}{2}\right)=0 \tag{1.2.108}$$

$$\iff \left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}s^2}-s^2+\frac{2E}{\hbar\omega}\right)f(s)\exp\left(-\frac{s^2}{2}\right)=0 \tag{1.2.109}$$

と書ける．第 1 項について，$\dfrac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}s^2}f(s)\exp\left(-\dfrac{s^2}{2}\right)$ を計算しよう．Leibniz 則より，

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}s^2}f(s)\exp\left(-\frac{s^2}{2}\right)&=\frac{\mathrm{d}^2f}{\mathrm{d}s^2}\exp\left(-\frac{s^2}{2}\right)+2\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}s}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}s}\left(\exp\left(-\frac{s^2}{2}\right)\right)+f(s)\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}s^2}\left(\exp\left(-\frac{s^2}{2}\right)\right) && (1.2.110)\\&=\frac{\mathrm{d}^2f}{\mathrm{d}s^2}\exp\left(-\frac{s^2}{2}\right)-2s\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}s}\exp\left(-\frac{s^2}{2}\right)+f(s)\big(s^2-1\big)e\exp\left(-\frac{s^2}{2}\right) && (1.2.111)\\&=\left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}s^2}-2s\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}s}+\big(s^2-1\big)\right)f(s)\exp\left(-\frac{s^2}{2}\right) && (1.2.112)\end{aligned}$$

と計算できるから，**式** (1.2.109) は，

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}s^2}-s^2+\frac{2E}{\hbar\omega}\right)f(s)\exp\left(-\frac{s^2}{2}\right)=0 \tag{1.2.113}$$

$$\iff \left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}s^2}-2s\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}s}+\big(s^2-1\big)-s^2+\frac{2E}{\hbar\omega}\right)f(s)\exp\left(-\frac{s^2}{2}\right)=0 \tag{1.2.114}$$

$$\Rightarrow \left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}s^2}-2s\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}s}+\frac{2E}{\hbar\omega}-1\right)f(s)=0 \tag{1.2.115}$$

となる．Hermite 多項式の形は，

$$\left(\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}s^2}-2s\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}s}+2n\right)H_n(s)=0 \tag{1.2.116}$$

であったから，

$$\frac{2E}{\hbar\omega}-1=2n \tag{1.2.117}$$

$$f(s)\to H_n(s) \tag{1.2.118}$$

とすれば良いことがわかる．n は非負整数で，$n=0$ では零点振動に対応する．規格化定数を A とすれば，波動函数は，

$$\psi_n(x)=AH_n(s)\exp\left(-\frac{s^2}{2}\right) \tag{1.2.119}$$

[2] この変数変換は x の無次元化ともとらえられる．実際に**式** (1.2.104) の右辺の次元を調べると，

$$\sqrt{\frac{\mathrm{kg}\cdot\mathrm{s}^{-1}}{\mathrm{kg}\cdot\mathrm{m}^2\cdot\mathrm{s}^{-2}\cdot\mathrm{s}}}\mathrm{m}=1$$

である．

と書ける．規格化定数は,

$$1 = \int \mathrm{d}x \, |\psi(x)|^2 \tag{1.2.120}$$
$$= |A|^2 \int \mathrm{d}x \, H_n(s) H_n(s) \mathrm{e}^{-s^2} \tag{1.2.121}$$
$$= |A|^2 \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}} \int \mathrm{d}s \, H_n(s) H_n(s) \mathrm{e}^{-s^2} \tag{1.2.122}$$
$$= |A|^2 \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}} \sqrt{\pi} 2^n n! \tag{1.2.123}$$

より,

$$A = \sqrt{\frac{1}{2^n n!} \sqrt{\frac{m\omega}{\pi\hbar}}} \tag{1.2.124}$$

となる．波動函数は,

$$\psi(x) = \sqrt{\frac{1}{2^n n!} \sqrt{\frac{m\omega}{\pi\hbar}}} H_n\left(\sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}} x\right) \exp\left(-\frac{m\omega}{2\hbar} x^2\right) \tag{1.2.125}$$

となる．

1.3 電磁場の量子化

WIP 結果のみ示す．その他のことについては，別途ノートを参照すること．なお，January 9, 2025 現在，ノートは編集中である．Schrödingr 描像では，電場と磁場は,

$$\hat{E}(\boldsymbol{r}) = \mathrm{i}\left(\frac{1}{2\pi}\right)^{3/2} \int \mathrm{d}^3 k \sum_{\sigma=1}^{2} \sqrt{\frac{\hbar\omega_{\boldsymbol{k}}}{2\varepsilon_0}} \boldsymbol{e}_{\boldsymbol{k}\sigma} \left(\hat{a}_{\boldsymbol{k}\sigma} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}} - \hat{a}^\dagger_{\boldsymbol{k}\sigma} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}}\right) \tag{1.3.1}$$
$$\hat{B}(\boldsymbol{r}) = \mathrm{i}\left(\frac{1}{2\pi}\right)^{3/2} \int \mathrm{d}^3 k \sum_{\sigma=1}^{2} \sqrt{\frac{\hbar}{2\varepsilon_0\omega_{\boldsymbol{k}}}} \boldsymbol{k} \times \boldsymbol{e}_{\boldsymbol{k}\sigma} \left(\hat{a}_{\boldsymbol{k}\sigma} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}} - \hat{a}^\dagger_{\boldsymbol{k}\sigma} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}}\right) \tag{1.3.2}$$

と量子化される．また，Heisenberg 描像では,

$$\hat{E}(\boldsymbol{r}, t) = \mathrm{i}\left(\frac{1}{2\pi}\right)^{3/2} \int \mathrm{d}^3 k \sum_{\sigma=1}^{2} \sqrt{\frac{\hbar\omega_{\boldsymbol{k}}}{2\varepsilon_0}} \boldsymbol{e}_{\boldsymbol{k}\sigma} \left[\hat{a}_{\boldsymbol{k}\sigma} \exp\left\{\mathrm{i}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega_{\boldsymbol{k}} t)\right\} - \hat{a}^\dagger_{\boldsymbol{k}\sigma} \exp\left\{-\mathrm{i}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega_{\boldsymbol{k}} t)\right\}\right] \tag{1.3.3}$$
$$\hat{B}(\boldsymbol{r}, t) = \mathrm{i}\left(\frac{1}{2\pi}\right)^{3/2} \int \mathrm{d}^3 k \sum_{\sigma=1}^{2} \sqrt{\frac{\hbar}{2\varepsilon_0\omega_{\boldsymbol{k}}}} \boldsymbol{k} \times \boldsymbol{e}_{\boldsymbol{k}\sigma} \left[\hat{a}_{\boldsymbol{k}\sigma} \exp\left\{\mathrm{i}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega_{\boldsymbol{k}} t)\right\} - \hat{a}^\dagger_{\boldsymbol{k}\sigma} \exp\left\{-\mathrm{i}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega_{\boldsymbol{k}} t)\right\}\right] \tag{1.3.4}$$

と書ける．

1.4 ビームスプリッタ

1.4.1 電磁場のハミルトニアン

前節での議論により，系のハミルトニアンは,

$$\hat{H}_{\mathrm{sys}} = \int \mathrm{d}^3 k \sum_{\sigma=1}^{2} \frac{\hbar\omega_{\boldsymbol{k}}}{2} \left(\hat{a}^\dagger_{\boldsymbol{k}\boldsymbol{\sigma}} \hat{a}_{\boldsymbol{k}\sigma} + \hat{a}_{\boldsymbol{k}\sigma} \hat{a}^\dagger_{\boldsymbol{k}\sigma}\right) \tag{1.4.1}$$

と書けるのであった．以下では，簡単のために，1 方向成分・シングルモードの波を考える．

$$\hat{H}_{\mathrm{sys}} = \frac{\hbar\omega}{2} \left(\hat{a}^\dagger \hat{a} + \hat{a}\hat{a}^\dagger\right) \tag{1.4.2}$$

$$= \hbar\omega\left(\hat{a}^\dagger\hat{a} + \frac{1}{2}\right) \tag{1.4.3}$$

と書ける．屈折率が n の物質中では[3],

$$\hat{H}_{n,\mathrm{sys}} = \frac{\hbar\omega}{n}\left(\hat{a}^\dagger\hat{a} + \frac{1}{2}\right) \tag{1.4.4}$$

と書ける．

1.4.2 ユニタリ行列の分解

ユニタリ行列は一般に,

$$U = \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Lambda/2}\begin{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Psi/2} & 0 \\ 0 & \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Psi/2} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \cos(\Theta/2) & \sin(\Theta/2) \\ -\sin(\Theta/2) & \cos(\Theta/2) \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Phi/2} & 0 \\ 0 & \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Phi/2} \end{pmatrix} \tag{1.4.5}$$

と分解できる．具体的に U を計算すると,

$$\begin{aligned} U &= \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Lambda/2}\begin{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Psi/2} & 0 \\ 0 & \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Psi/2} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \cos(\Theta/2) & \sin(\Theta/2) \\ -\sin(\Theta/2) & \cos(\Theta/2) \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Phi/2} & 0 \\ 0 & \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Phi/2} \end{pmatrix} && (1.4.6) \\ &= \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Lambda/2}\begin{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Psi/2}\cos(\Theta/2) & \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Psi/2}\sin(\Theta/2) \\ -\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Psi/2}\sin(\Theta/2) & \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Psi/2}\cos(\Theta/2) \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Phi/2} & 0 \\ 0 & \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Phi/2} \end{pmatrix} && (1.4.7) \\ &= \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Lambda/2}\begin{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\Psi+\Phi)/2}\cos(\Theta/2) & \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\Psi-\Phi)/2}\sin(\Theta/2) \\ -\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\Psi-\Phi)/2}\sin(\Theta/2) & \mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\Psi+\Phi)/2}\cos(\Theta/2) \end{pmatrix} && (1.4.8) \end{aligned}$$

であり，$\alpha = \Psi + \Phi$，$\beta = \Psi - \Phi$ とすると,

$$\begin{aligned} U &= \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Lambda/2}\begin{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\alpha/2}\cos(\Theta/2) & \mathrm{e}^{\mathrm{i}\beta/2}\sin(\Theta/2) \\ -\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\beta/2}\sin(\Theta/2) & \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\alpha/2}\cos(\Theta/2) \end{pmatrix} && (1.4.9) \\ &= \begin{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\Lambda+\alpha)/2}\cos(\Theta/2) & \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\Lambda+\beta)/2}\sin(\Theta/2) \\ -\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\Lambda-\beta)/2}\sin(\Theta/2) & \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\Lambda-\alpha)/2}\cos(\Theta/2) \end{pmatrix} && (1.4.10) \end{aligned}$$

と書ける．

Proof. 任意 2×2 の行列は，実数 r_{ij} と θ_{ij} を用いて,

$$M = \begin{pmatrix} r_{11}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta_{11}} & r_{12}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta_{12}} \\ r_{21}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta_{21}} & r_{22}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta_{22}} \end{pmatrix} \tag{1.4.11}$$

と書けて,

$$\begin{aligned} M^\dagger M &= \begin{pmatrix} r_{11}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\theta_{11}} & r_{21}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\theta_{21}} \\ r_{12}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\theta_{12}} & r_{22}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\theta_{22}} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} r_{11}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta_{11}} & r_{12}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta_{12}} \\ r_{21}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta_{21}} & r_{22}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta_{22}} \end{pmatrix} && (1.4.12) \\ &= \begin{pmatrix} r_{11}^2 + r_{21}^2 & r_{11}r_{12}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\theta_{11}-\theta_{12})} + r_{21}r_{22}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\theta_{21}-\theta_{22})} \\ r_{11}r_{12}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\theta_{11}-\theta_{12})} + r_{21}r_{22}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\theta_{21}-\theta_{22})} & r_{12}^2 + r_{22}^2 \end{pmatrix} && (1.4.13) \\ MM^\dagger &= \begin{pmatrix} r_{11}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta_{11}} & r_{12}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta_{12}} \\ r_{21}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta_{21}} & r_{22}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta_{22}} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} r_{11}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\theta_{11}} & r_{21}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\theta_{21}} \\ r_{12}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\theta_{12}} & r_{22}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\theta_{22}} \end{pmatrix} && (1.4.14) \\ &= \begin{pmatrix} r_{11}^2 + r_{12}^2 & r_{11}r_{21}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\theta_{11}-\theta_{21})} + r_{11}r_{22}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\theta_{12}-\theta_{22})} \\ r_{11}r_{21}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\theta_{11}-\theta_{21})} + r_{12}r_{22}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\theta_{12}-\theta_{22})} & r_{21}^2 + r_{22}^2 \end{pmatrix} && (1.4.15) \end{aligned}$$

となる．M がユニタリ行列であることの必要十分条件は,

$$\begin{aligned} r_{11}^2 + r_{21}^2 &= 1 && (1.4.16) \\ r_{12}^2 + r_{22}^2 &= 1 && (1.4.17) \end{aligned}$$

[3] 謎である．屈折率により波動は変化しないはずである．

$$r_{11}^2 + r_{12}^2 = 1 \tag{1.4.18}$$
$$r_{21}^2 + r_{22}^2 = 1 \tag{1.4.19}$$
$$r_{11}r_{12}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\theta_{11}-\theta_{12})} + r_{21}r_{22}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\theta_{21}-\theta_{22})} = 0 \tag{1.4.20}$$
$$r_{11}r_{21}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\theta_{11}-\theta_{21})} + r_{11}r_{22}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\theta_{12}-\theta_{22})} = 0 \tag{1.4.21}$$

である．$M^\dagger M$ や $MM^\dagger$ の非対角成分は複素共役になっていることに注意する．**式** (1.4.16) から**式** (1.4.19) を満たすような r_{ij} の組は，実数 Θ を用いて，

$$r_{11} = r_{22} = \cos(\Theta/2) \tag{1.4.22}$$
$$r_{12} = -r_{21} = \sin(\Theta/2) \tag{1.4.23}$$

なるものである．また，これらの r_{ij} の値を**式** (1.4.20) と**式** (1.4.21) に代入すると，

$$\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\theta_{11}-\theta_{12})} - \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\theta_{21}-\theta_{22})} = 0 \tag{1.4.24}$$
$$-\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\theta_{11}-\theta_{21})} + \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\theta_{12}-\theta_{22})} = 0 \tag{1.4.25}$$

が成立する．

$$\Phi = \theta_{11} - \theta_{12} = \theta_{21} - \theta_{22} \tag{1.4.26}$$
$$\Psi = \theta_{11} - \theta_{21} = \theta_{12} - \theta_{22} \tag{1.4.27}$$
$$\tag{1.4.28}$$

とすると，

$$\theta_{11} = \frac{\Lambda + \Psi + \Phi}{2} \tag{1.4.29}$$
$$\theta_{12} = \frac{\Lambda + \Psi - \Phi}{2} \tag{1.4.30}$$
$$\theta_{21} = \frac{\Lambda - \Psi + \Phi}{2} \tag{1.4.31}$$
$$\theta_{22} = \frac{\Lambda - \Psi - \Phi}{2} \tag{1.4.32}$$

となり，**式** (1.4.8) を得る．つまり，任意のユニタリ行列は**式** (1.4.8) で書けることが示された． □

実際に**式** (1.4.8) がユニタリ行列であることを確かめる．

$$U^\dagger U = \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Lambda/2}\begin{pmatrix} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\alpha/2}\cos(\Theta/2) & -\mathrm{e}^{\mathrm{i}\beta/2}\sin(\Theta/2) \\ \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\beta/2}\sin(\Theta/2) & \mathrm{e}^{\mathrm{i}\alpha/2}\cos(\Theta/2) \end{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Lambda/2}\begin{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\alpha/2}\cos(\Theta/2) & \mathrm{e}^{\mathrm{i}\beta/2}\sin(\Theta/2) \\ -\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\beta/2}\sin(\Theta/2) & \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\alpha/2}\cos(\Theta/2) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.4.33}$$
$$UU^\dagger = \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Lambda/2}\begin{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\alpha/2}\cos(\Theta/2) & \mathrm{e}^{\mathrm{i}\beta/2}\sin(\Theta/2) \\ -\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\beta/2}\sin(\Theta/2) & \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\alpha/2}\cos(\Theta/2) \end{pmatrix} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Lambda/2}\begin{pmatrix} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\alpha/2}\cos(\Theta/2) & -\mathrm{e}^{\mathrm{i}\beta/2}\sin(\Theta/2) \\ \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\beta/2}\sin(\Theta/2) & \mathrm{e}^{\mathrm{i}\alpha/2}\cos(\Theta/2) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.4.34}$$

となり，U はユニタリ行列であることが分かる．

1.4.3 ビームスプリッタ行列

2 入力 2 出力のビームスプリッタを考える．E_1 と E_2 の電場が入射して，E_1' と E_2' が出力されるとする．古典的に考えると，

$$\begin{pmatrix} E_1' \\ E_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{21} & B_{22} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} \tag{1.4.35}$$

と書ける．このまま電場演算子を中心に議論を進めることはいささか冗長である．なぜならば，$\hat{a}_1$ と $\hat{a}_1^\dagger$ は複素共役の関係にあるのだから，片方が定まれば自然ともう片方が定まるからだ．よって**式** (1.4.35) を量子化して，消滅演算子 $\hat{a}_1$，$\hat{a}_2$ を用いて表せば，

$$\begin{pmatrix} \hat{a}_1' \\ \hat{a}_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{21} & B_{22} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \hat{a}_1 \\ \hat{a}_2 \end{pmatrix} \tag{1.4.36}$$

と書ける．2 つの消滅演算子の交換関係は，

$$\left[\hat{a}_i, \hat{a}_j^\dagger\right] = \delta_j^i \tag{1.4.37}$$

$$[\hat{a}_i, \hat{a}_j] = 0 \tag{1.4.38}$$

である．B はビームスプリッタ行列という．光子数が保存することから，

$$\begin{aligned}
\hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 + \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2 &= \hat{a}_1'^\dagger \hat{a}_1' + \hat{a}_2'^\dagger \hat{a}_2' && (1.4.39)\\
&= \left(B_{11}\hat{a}_1 + B_{12}\hat{a}_2\right)^\dagger \left(B_{11}\hat{a}_1 + B_{12}\hat{a}_2\right) + \left(B_{21}\hat{a}_1 + B_{22}\hat{a}_2\right)^\dagger \left(B_{21}\hat{a}_1 + B_{22}\hat{a}_2\right) && (1.4.40)\\
&= \left(B_{11}^*\hat{a}_1^\dagger + B_{12}^*\hat{a}_2^\dagger\right)\left(B_{11}\hat{a}_1 + B_{12}\hat{a}_2\right) + \left(B_{21}^*\hat{a}_1^\dagger + B_{22}^*\hat{a}_2^\dagger\right)\left(B_{21}\hat{a}_1 + B_{22}\hat{a}_2\right) && (1.4.41)\\
&= \left(|B_{11}|^2 + |B_{21}|^2\right)\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1 + \left(|B_{12}|^2 + |B_{22}|^2\right)\hat{a}_2^\dagger\hat{a}_2 + \left(B_{11}^*B_{12} + B_{21}^*B_{22}\right)\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_2 + \left(B_{12}^*B_{11} + B_{21}^*B_{21}\right)\hat{a}_2^\dagger\hat{a}_1 && (1.4.42)\\
&= \left(|B_{11}|^2 + |B_{21}|^2\right)\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1 + \left(|B_{12}|^2 + |B_{22}|^2\right)\hat{a}_2^\dagger\hat{a}_2 + \left(B_{11}^*B_{12} + B_{21}^*B_{22}\right)\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_2 + \left(B_{11}^*B_{12} + B_{21}^*B_{22}\right)^*\hat{a}_2^\dagger\hat{a}_1 && (1.4.43)
\end{aligned}$$

となり，

$$\begin{cases} |B_{11}|^2 + |B_{21}|^2 = |B_{12}|^2 + |B_{22}|^2 = 1 \\ B_{11}^*B_{12} + B_{21}^*B_{22} = 0 \end{cases} \tag{1.4.44}$$

$$\Leftrightarrow B^\dagger B = \begin{pmatrix} B_{11}^* & B_{21}^* \\ B_{12}^* & B_{22}^* \end{pmatrix}\begin{pmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{21} & B_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.4.45}$$

となればよい．つまり，ビームスプリッタ行列 B がユニタリ行列であれば良い．1.4.2 での議論によりビームスプリッタ演算子は，

$$B = \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Lambda/2}\begin{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Psi/2} & 0 \\ 0 & \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Psi/2} \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \cos(\Theta/2) & \sin(\Theta/2) \\ -\sin(\Theta/2) & \cos(\Theta/2) \end{pmatrix}\begin{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Phi/2} & 0 \\ 0 & \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Phi/2} \end{pmatrix} \tag{1.4.46}$$

と書ける．ところが，

$$\begin{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Psi/2} & 0 \\ 0 & \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Psi/2} \end{pmatrix} \tag{1.4.47}$$

は 2 つの入力電場 E_1，E_2 に位相差をかけること，

$$\begin{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Phi/2} & 0 \\ 0 & \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Phi/2} \end{pmatrix} \tag{1.4.48}$$

は 2 つの出力電場 E_1'，E_2' に位相差をかけること，

$$\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Lambda/2} \tag{1.4.49}$$

は 2 つの出力電場場 E_1'，E_2' に共通するグローバル位相を書けることに対応するから，実験のセットアップとして，

$$\Lambda = \Psi = \Phi = 0 \tag{1.4.50}$$

とすることができる．また，透過率 T と反射率 R を，

$$\sqrt{T} \coloneqq \cos(\Theta/2) \tag{1.4.51}$$

$$\sqrt{R} \coloneqq -\sin(\Theta/2) \tag{1.4.52}$$

と定義すれば，ビームスプリッタ行列 B は，

$$\begin{aligned}
B &= \begin{pmatrix} \cos(\Theta/2) & \sin(\Theta/2) \\ -\sin(\Theta/2) & \cos(\Theta/2) \end{pmatrix} && (1.4.53)\\
&= \begin{pmatrix} \sqrt{T} & -\sqrt{R} \\ \sqrt{R} & \sqrt{T} \end{pmatrix} && (1.4.54)
\end{aligned}$$

と書ける．

$$T + R = 1 \tag{1.4.55}$$

が成立することに注意する．

1.4.4 Baker-Campbell-Hausdorff の公式

次小節以降で頻出する Baker-Campbell-Hausdorff の公式を示しておこう．Baker-Campbell-Hausdorff の公式は,

$$\mathrm{e}^{\hat{A}}\hat{B}\mathrm{e}^{-\hat{A}} = \hat{B} + \left[\hat{A}, \hat{B}\right] + \frac{1}{2!}\left[\hat{A}, \left[\hat{A}, \hat{B}\right]\right] + \cdots \tag{1.4.56}$$

なる式である．

Proof. 函数 $f(t)$ を,

$$f(t) \coloneqq \mathrm{e}^{t\hat{A}}\hat{B}\mathrm{e}^{-t\hat{A}} \tag{1.4.57}$$

と定義する．$f(t)$ を $t=0$ の周りで展開することを考えると,

$$f(t) = f(0) + \left.\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}x}\right|_{t=0} t + \frac{1}{2!}\left.\frac{\mathrm{d}^2 f}{\mathrm{d}x^2}\right|_{t=0} t^2 + \cdots \tag{1.4.58}$$

と書ける．さて,

$$\begin{aligned}
\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}x} &= \hat{A}\mathrm{e}^{t\hat{A}}\hat{B}\mathrm{e}^{-t\hat{A}} - \mathrm{e}^{t\hat{A}}\hat{B}\hat{A}\mathrm{e}^{-t\hat{A}} && (1.4.59)\\
&= \mathrm{e}^{t\hat{A}}\hat{A}\hat{B}\mathrm{e}^{-t\hat{A}} - \mathrm{e}^{t\hat{A}}\hat{B}\hat{A}\mathrm{e}^{-t\hat{A}} && (1.4.60)\\
&= \mathrm{e}^{t\hat{A}}\left(\hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A}\right)\mathrm{e}^{-t\hat{A}} && (1.4.61)\\
&= \mathrm{e}^{t\hat{A}}\left[\hat{A}, \hat{B}\right]\mathrm{e}^{-t\hat{A}} && (1.4.62)
\end{aligned}$$

である．よって,

$$\left.\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}x}\right|_{t=0} = \left[\hat{A}, \hat{B}\right] \tag{1.4.63}$$

である．2 階以上の微分では，**式** (1.4.62) において，$\hat{B} \to \left[\hat{A}, \hat{B}\right]$ とすればよい．よって，**式** (1.4.58) に**式** (1.4.62) を代入すると,

$$f(t) = B + \left[\hat{A}, \hat{B}\right]t + \frac{1}{2!}\left[\hat{A}, \left[\hat{A}, \hat{B}\right]\right]t^2 + \cdots \tag{1.4.64}$$

である．$t=1$ とすれば,

$$\mathrm{e}^{\hat{A}}\hat{B}\mathrm{e}^{\hat{A}} = \hat{B} + \left[\hat{A}, \hat{B}\right] + \frac{1}{2!}\left[\hat{A}, \left[\hat{A}, \hat{B}\right]\right] + \cdots \tag{1.4.65}$$

となる． □

また，WIP

$$\mathrm{e}^{\hat{A}}\hat{B} \tag{1.4.66}$$

1.4.5 ビームスプリッタハミルトニアン

ビームスプリッタ行列を再び考えよう．今度は入力電場と出力電場の位相差が存在することにして，$\Lambda = 0$ のみ課しておく．するとビームスプリッタ行列は,

$$B = \begin{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\Psi+\Phi)/2}\cos(\Theta/2) & \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\Psi-\Phi)/2}\sin(\Theta/2) \\ -\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\Psi-\Phi)/2}\sin(\Theta/2) & \mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\Psi+\Phi)/2}\cos(\Theta/2) \end{pmatrix} \tag{1.4.67}$$

と書ける．ビームスプリッタ行列を用いて,

$$\begin{pmatrix} \hat{a}_1' \\ \hat{a}_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\Psi+\Phi)/2}\cos(\Theta/2) & \mathrm{e}^{\mathrm{i}(\Psi-\Phi)/2}\sin(\Theta/2) \\ -\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\Psi-\Phi)/2}\sin(\Theta/2) & \mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\Psi+\Phi)/2}\cos(\Theta/2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{a}_1 \\ \hat{a}_2 \end{pmatrix} \tag{1.4.68}$$

$$
= \begin{pmatrix} e^{i(\Psi+\Phi)/2}\cos(\Theta/2)\hat{a}_1 + e^{i(\Psi-\Phi)/2}\sin(\Theta/2)\hat{a}_2 \\ -e^{-i(\Psi-\Phi)/2}\sin(\Theta/2)\hat{a}_1 + e^{-i(\Psi+\Phi)/2}\cos(\Theta/2)\hat{a}_2 \end{pmatrix} \tag{1.4.69}
$$

$$
= \begin{pmatrix} e^{i(\Psi+\Phi)/2}\sqrt{T}\hat{a}_1 - e^{i(\Psi-\Phi)/2}\sqrt{R}\hat{a}_2 \\ e^{-i(\Psi-\Phi)/2}\sqrt{R}\hat{a}_1 + e^{-i(\Psi+\Phi)/2}\sqrt{T}\hat{a}_2 \end{pmatrix} \tag{1.4.70}
$$

と書ける．出力それぞれでの光の強度は，$\hat{a}_1$ と $\hat{a}_2^\dagger$ や $\hat{a}_1^\dagger$ と $\hat{a}_2$ が交換することを思い出せば，

$$
\hat{a}_1'^\dagger\hat{a}_1' = \left(e^{i(\Psi+\Phi)/2}\sqrt{T}\hat{a}_1 - e^{i(\Psi-\Phi)/2}\sqrt{R}\hat{a}_2\right)^\dagger\left(e^{i(\Psi+\Phi)/2}\sqrt{T}\hat{a}_1 - e^{i(\Psi-\Phi)/2}\sqrt{R}\hat{a}_2\right) \tag{1.4.71}
$$

$$
= T\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1 + R\hat{a}_2^\dagger\hat{a}_2 - \sqrt{T}\sqrt{R}\left(e^{i\Phi}\hat{a}_1\hat{a}_2^\dagger + e^{-i\Phi}\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_2\right) \tag{1.4.72}
$$

$$
\hat{a}_2'^\dagger\hat{a}_2' = \left(e^{-i(\Psi-\Phi)/2}\sqrt{R}\hat{a}_1 + e^{-i(\Psi+\Phi)/2}\sqrt{T}\hat{a}_2\right)^\dagger\left(e^{-i(\Psi-\Phi)/2}\sqrt{R}\hat{a}_1 + e^{-i(\Psi+\Phi)/2}\sqrt{T}\hat{a}_2\right) \tag{1.4.73}
$$

$$
= R\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1 + T\hat{a}_2^\dagger\hat{a}_2 + \sqrt{T}\sqrt{R}\left(e^{i\Phi}\hat{a}_1\hat{a}_2^\dagger + e^{-i\Phi}\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_2\right) \tag{1.4.74}
$$

となる．**式** (1.4.72) と**式** (1.4.74) について，第 1 項と第 2 項はそれぞれモード 1 の入力光子数，モード 2 の入力光子数に対応する．これらの重ね合わせに依って位相が変化して，そのパラメータは T である．相互作用を表す項は第 3 項であるから，ビームスプリッタによる相互作用ハミルトニアン $\hat{H}_{\mathrm{int}}$ を，

$$
\hat{H}_{\mathrm{int}} \coloneqq \frac{1}{2}\left(e^{i\Phi}\hat{a}_1\hat{a}_2^\dagger + e^{-i\Phi}\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_2\right) \tag{1.4.75}
$$

と定義する．

　また，以下の演算子を定義する．

$$
\hat{L}_0 \coloneqq \frac{1}{2}\left(\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1 + \hat{a}_2^\dagger\hat{a}_2\right) \tag{1.4.76}
$$

$$
\hat{L}_1 \coloneqq \frac{1}{2}\left(\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_2 + \hat{a}_1\hat{a}_2^\dagger\right) \tag{1.4.77}
$$

$$
\hat{L}_2 \coloneqq \frac{1}{2i}\left(\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_2 - \hat{a}_1\hat{a}_2^\dagger\right) \tag{1.4.78}
$$

$$
\hat{L}_3 \coloneqq \frac{1}{2}\left(\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_1 - \hat{a}_2^\dagger\hat{a}_2\right) \tag{1.4.79}
$$

$\hat{L}_2$ と $\hat{H}_{\mathrm{int}}$ の関係を調べよう．唐突だが，

$$
e^{-i\Theta\hat{L}_2}\begin{pmatrix}\hat{a}_1 \\ \hat{a}_2\end{pmatrix}e^{i\Theta\hat{L}_2} \tag{1.4.80}
$$

考える．**式** (1.4.80) の第 1 成分について，Baker-Campbell-Hausdorff の公式より，

$$
\begin{aligned}
e^{-i\Theta\hat{L}_2}\hat{a}_1e^{i\Theta\hat{L}_2} &= \hat{a}_1 + \left[-i\Theta\hat{L}_2, \hat{a}_1\right] + \frac{1}{2!}\left[-i\Theta\hat{L}_2, \left[-i\Theta\hat{L}_2, \hat{a}_1\right]\right] \\
&\quad + \frac{1}{3!}\left[-i\Theta\hat{L}_2, \left[-i\Theta\hat{L}_2, \left[-i\Theta\hat{L}_2, \hat{a}_1\right]\right]\right] + \frac{1}{4!}\left[-i\Theta\hat{L}_2, \left[-i\Theta\hat{L}_2, \left[-i\Theta\hat{L}_2, \left[-i\Theta\hat{L}_2, \hat{a}_1\right]\right]\right]\right] + \cdots
\end{aligned} \tag{1.4.81}
$$

$$
\begin{aligned}
&= \hat{a}_1 + (-i\Theta)\left[\hat{L}_2, \hat{a}_1\right] + \frac{(-i\Theta)^2}{2!}\left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \hat{a}_1\right]\right] \\
&\quad + \frac{(-i\Theta)^3}{3!}\left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \hat{a}_1\right]\right]\right] + \frac{(-i\Theta)^4}{4!}\left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \hat{a}_1\right]\right]\right]\right] + \cdots
\end{aligned} \tag{1.4.82}
$$

となる．$\hat{L}_2$ と $\hat{a}_1$，$\hat{L}_2$ と $\hat{a}_2$ との交換関係についてそれぞれ，

$$
\left[\hat{L}_2, \hat{a}_1\right] = \left[\frac{1}{2i}\left(\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_2 - \hat{a}_1\hat{a}_2^\dagger\right), \hat{a}_1\right] \tag{1.4.83}
$$

$$
= \frac{1}{2i}\left(\hat{a}_2\left[\hat{a}_1^\dagger, \hat{a}_1\right] - \hat{a}_2^\dagger[\hat{a}_1, \hat{a}_1]\right) \tag{1.4.84}
$$

$$
= -\frac{1}{2i}\hat{a}_2 \tag{1.4.85}
$$

$$\left[\hat{L}_2, \hat{a}_2\right] = \left[\frac{1}{2\mathrm{i}}\left(\hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2 - \hat{a}_1 \hat{a}_2^\dagger\right), \hat{a}_2\right] \tag{1.4.86}$$

$$= \frac{1}{2\mathrm{i}}\left(\hat{a}_1^\dagger [\hat{a}_2, \hat{a}_2] - \hat{a}_1 \left[\hat{a}_2^\dagger, \hat{a}_2\right]\right) \tag{1.4.87}$$

$$= \frac{1}{2\mathrm{i}}\hat{a}_1 \tag{1.4.88}$$

となる．ただし，$\hat{a}_1$ と $\hat{a}_2$ が交換することを用いた．よって，

$$\left[\hat{L}_2, \hat{a}_1\right] = -\left(\frac{1}{2\mathrm{i}}\right)^1 \hat{a}_2 \tag{1.4.89}$$

$$\left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \hat{a}_1\right]\right] = -\frac{1}{2\mathrm{i}}\left[\hat{L}_2, \hat{a}_2\right] = -\left(\frac{1}{2\mathrm{i}}\right)^2 \hat{a}_1 \tag{1.4.90}$$

$$\left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \hat{a}_1\right]\right]\right] = -\left(\frac{1}{2\mathrm{i}}\right)^2 \left[\hat{L}_2, \hat{a}_1\right] = \left(\frac{1}{2\mathrm{i}}\right)^3 \hat{a}_2 \tag{1.4.91}$$

$$\left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \hat{a}_1\right]\right]\right]\right] = \left(\frac{1}{2\mathrm{i}}\right)^3 \left[\hat{L}_2, \hat{a}_2\right] = \left(\frac{1}{2\mathrm{i}}\right)^4 \hat{a}_1 \tag{1.4.92}$$

であるから**式** (1.4.82) は，

$$\begin{aligned}
\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Theta\hat{L}_2}\hat{a}_1\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Theta\hat{L}_2} &= \hat{a}_1 + (-\mathrm{i}\Theta)\left[\hat{L}_2, \hat{a}_1\right] + \frac{(-\mathrm{i}\Theta)^2}{2!}\left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \hat{a}_1\right]\right] \\
&+ \frac{(-\mathrm{i}\Theta)^3}{3!}\left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \hat{a}_1\right]\right]\right] + \frac{(-\mathrm{i}\Theta)^4}{4!}\left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \hat{a}_1\right]\right]\right]\right] + \cdots && (1.4.93) \\
&= \hat{a}_1 + (-\mathrm{i}\Theta)(-1)\left(\frac{1}{2\mathrm{i}}\right)^1 \hat{a}_2 + \frac{(-\mathrm{i}\Theta)^2}{2!}(-1)\left(\frac{1}{2\mathrm{i}}\right)^2 \hat{a}_1 + \frac{(-\mathrm{i}\Theta)^3}{3!}\left(\frac{1}{2\mathrm{i}}\right)^3 \hat{a}_2 + \frac{(-\mathrm{i}\Theta)^4}{4!}\left(\frac{1}{2\mathrm{i}}\right)^4 \hat{a}_1 + \cdots && (1.4.94) \\
&= \hat{a}_1 + \left(\frac{\Theta}{2}\right)^1 \hat{a}_2 - \frac{1}{2!}\left(\frac{\Theta}{2}\right)^2 \hat{a}_1 - \frac{1}{3!}\left(\frac{\Theta}{2}\right)^3 \hat{a}_2 + \frac{1}{4!}\left(\frac{\Theta}{2}\right)^4 \hat{a}_1 + \cdots && (1.4.95) \\
&= \left[1 - \frac{1}{2!}\left(\frac{\Theta}{2}\right)^2 + \frac{1}{4!}\left(\frac{\Theta}{2}\right)^4 - \cdots\right]\hat{a}_1 + \left[\left(\frac{\Theta}{2}\right)^1 - \frac{1}{3!}\left(\frac{\Theta}{2}\right)^3 + \cdots\right]\hat{a}_2 && (1.4.96) \\
&= \cos(\Theta/2)\hat{a}_1 + \sin(\Theta/2)\hat{a}_2 && (1.4.97)
\end{aligned}$$

となる．同様に，**式** (1.4.80) の第 2 成分について，

$$\left[\hat{L}_2, \hat{a}_2\right] = \left(\frac{1}{2\mathrm{i}}\right)^1 \hat{a}_1 \tag{1.4.98}$$

$$\left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \hat{a}_2\right]\right] = \frac{1}{2\mathrm{i}}\left[\hat{L}_2, \hat{a}_1\right] = -\left(\frac{1}{2\mathrm{i}}\right)^2 \hat{a}_2 \tag{1.4.99}$$

$$\left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \hat{a}_2\right]\right]\right] = -\left(\frac{1}{2\mathrm{i}}\right)^2 \left[\hat{L}_2, \hat{a}_2\right] = -\left(\frac{1}{2\mathrm{i}}\right)^3 \hat{a}_1 \tag{1.4.100}$$

$$\left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \hat{a}_2\right]\right]\right]\right] = -\left(\frac{1}{2\mathrm{i}}\right)^3 \left[\hat{L}_2, \hat{a}_1\right] = \left(\frac{1}{2\mathrm{i}}\right)^4 \hat{a}_2 \tag{1.4.101}$$

なる関係を用いると，

$$\begin{aligned}
\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Theta\hat{L}_2}\hat{a}_2\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Theta\hat{L}_2} &= \hat{a}_2 + (-\mathrm{i}\Theta)\left[\hat{L}_2, \hat{a}_2\right] + \frac{(-\mathrm{i}\Theta)^2}{2!}\left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \hat{a}_2\right]\right] \\
&+ \frac{(-\mathrm{i}\Theta)^3}{3!}\left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \hat{a}_2\right]\right]\right] + \frac{(-\mathrm{i}\Theta)^4}{4!}\left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \left[\hat{L}_2, \hat{a}_2\right]\right]\right]\right] + \cdots && (1.4.102) \\
&= \hat{a}_2 + (-\mathrm{i}\Theta)\left(\frac{1}{2\mathrm{i}}\right)^1 \hat{a}_1 + \frac{(-\mathrm{i}\Theta)^2}{2!}(-1)\left(\frac{1}{2\mathrm{i}}\right)^2 \hat{a}_2 + \frac{(-\mathrm{i}\Theta)^3}{3!}(-1)\left(\frac{1}{2\mathrm{i}}\right)^3 \hat{a}_1 + \frac{(-\mathrm{i}\Theta)^4}{4!}\left(\frac{1}{2\mathrm{i}}\right)^4 \hat{a}_2 + \cdots && (1.4.103)
\end{aligned}$$

$$= \hat{a}_2 - \left(\frac{\Theta}{2}\right)^1 \hat{a}_1 - \frac{1}{2!}\left(\frac{\Theta}{2}\right)^2 \hat{a}_2 + \frac{1}{3!}\left(\frac{\Theta}{2}\right)^3 \hat{a}_1 + \frac{1}{4!}\left(\frac{\Theta}{2}\right)^4 \hat{a}_2 + \cdots \tag{1.4.104}$$

$$= -\left[\left(\frac{\Theta}{2}\right)^1 - \frac{1}{3!}\left(\frac{\Theta}{2}\right)^3 + \cdots\right]\hat{a}_1 + \left[1 - \frac{1}{2!}\left(\frac{\Theta}{2}\right)^2 + \frac{1}{4!}\left(\frac{\Theta}{2}\right)^4 - \cdots\right]\hat{a}_2 \tag{1.4.105}$$

$$= -\sin(\Theta/2)\hat{a}_1 + \cos(\Theta/2)\hat{a}_2 \tag{1.4.106}$$

である．よって，**式** (1.4.80) は,

$$\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Theta\hat{L}_2}\begin{pmatrix}\hat{a}_1\\ \hat{a}_2\end{pmatrix}\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Theta\hat{L}_2} = \begin{pmatrix}\cos(\Theta/2) & \sin(\Theta/2)\\ -\sin(\Theta/2) & \cos(\Theta/2)\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\hat{a}_1\\ \hat{a}_2\end{pmatrix} \tag{1.4.107}$$

と書ける．**式** (1.4.107) の解釈を考えよう．相互作用ハミルトニアン $\hat{H}_{\mathrm{int}}$ の定義は,

$$\hat{H}_{\mathrm{int}} \coloneqq \frac{1}{2}\left(\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Phi}\hat{a}_1\hat{a}_2^\dagger + \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Phi}\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_2\right) \tag{1.4.108}$$

であった．$\Phi = \pi/2$ とすると,

$$\hat{H}_{\mathrm{int}} = \frac{1}{2}\left(\mathrm{e}^{\mathrm{i}\pi/2}\hat{a}_1\hat{a}_2^\dagger + \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\pi/2}\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_2\right) \tag{1.4.109}$$

$$= \frac{1}{2}\left(\mathrm{i}\hat{a}_1\hat{a}_2^\dagger - \mathrm{i}\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_2\right) \tag{1.4.110}$$

$$= \frac{1}{2\mathrm{i}}\left(\hat{a}_1^\dagger - \hat{a}_1\hat{a}_2^\dagger\right) \tag{1.4.111}$$

$$= \hat{L}_2 \tag{1.4.112}$$

と書ける．さらに，**式** (1.4.107) において，$\Theta = -t/\hbar$ とすれば,

$$\exp\left(-\mathrm{i}\frac{\hat{H}_{\mathrm{int}}}{\hbar}t\right)\begin{pmatrix}\hat{a}_1\\ \hat{a}_2\end{pmatrix}\exp\left(\mathrm{i}\frac{\hat{H}_{\mathrm{int}}}{\hbar}t\right) = \begin{pmatrix}\cos(-t/2\hbar) & \sin(-t/2\hbar)\\ -\sin(-t/2\hbar) & \cos(-t/2\hbar)\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\hat{a}_1\\ \hat{a}_2\end{pmatrix} \tag{1.4.113}$$

となる．左辺は,

$$\begin{pmatrix}\hat{a}_1\\ \hat{a}_2\end{pmatrix} \tag{1.4.114}$$

なる消滅演算子のペアを時間発展演算子で挟んでいる格好である．となれば，右辺は Heisenberg 描像で表した消滅演算子であろう[4].

1.5 コヒーレント状態

本節ではコヒーレント状態について議論する．コヒーレント状態 $|\alpha\rangle$ は,

$$\hat{a}\,|\alpha\rangle = \alpha\,|\alpha\rangle \tag{1.5.1}$$

なる状態である．また，$\alpha = |\alpha|\mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta}$ となるように θ を定義しておく.

1.5.1 物理量の平均値・分散

具体的な $|\alpha\rangle$ の形を知らなくても，いくつかの物理量の平均値と分散については調べることができる．まず，電場の期待値を調べる．電場演算子 $\hat{\boldsymbol{E}}(\boldsymbol{r}, t)$ を自然単位系を用いて書くと,

$$\frac{\mathrm{i}}{2}\boldsymbol{e}\left(\hat{a}\exp\left\{\mathrm{i}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega t)\right\} - \hat{a}^\dagger\exp\left\{-\mathrm{i}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r} - \omega t)\right\}\right) \tag{1.5.2}$$

[4]右辺に出てくる行列はビームスプリッタ行列でないことに注意する．確かに 2 つの入力電場間の位相ずれや，2 つの出力電場間の位相ずれがないと仮定したとき，ビームスプリッタ演算子は**式** (1.4.54) と書ける．しかし，$\Phi = \pi/2$ なる仮定のもと議論している．このような入力電場の位相ずれ Φ に対して，出力電場の位相ずれ Ψ をうまく定めれば**式** (1.4.54) の形を実現することができると思うかもしれないが，その試みははかなく終わる．そのような Ψ は，$\pi/2 + \Psi = 2n\pi$ かつ $\pi/2 - \Psi = 2m\pi$，$n, m \in \mathbb{Z}$ としなければいけないが，2 式を足して，$\pi = 2(n+m)\pi$ となり，そのような n，m は存在しない．要するに，**式** (1.4.107) の右辺の行列はビームスプリッタ行列ではないのだ．なお，テキストでの (1.106) は何を言いたいのかわからない.

であるから，

$$\langle \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)\rangle = \langle\alpha|\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t)|\alpha\rangle \tag{1.5.3}$$
$$= \frac{\mathrm{i}}{2}\boldsymbol{e}\big(\langle\alpha|\hat{a}|\alpha\rangle \exp\{\mathrm{i}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}-\omega t)\} - \langle\alpha|\hat{a}^\dagger|\alpha\rangle \exp\{-\mathrm{i}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}-\omega t)\}\big) \tag{1.5.4}$$
$$= -\frac{1}{2\mathrm{i}}\boldsymbol{e}(\alpha \exp\{\mathrm{i}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}-\omega t)\} - \alpha^* \exp\{-\mathrm{i}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}-\omega t)\}) \tag{1.5.5}$$
$$= -\frac{1}{2\mathrm{i}}\boldsymbol{e}\big(|\alpha|\mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta} \exp\{\mathrm{i}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}-\omega t)\} - |\alpha|\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\theta} \exp\{-\mathrm{i}(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}-\omega t)\}\big) \tag{1.5.6}$$
$$= -|\alpha|\boldsymbol{e}\sin(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}-\omega t+\theta) \tag{1.5.7}$$

である．

次に，位置と運動量の平均値と分散について議論する．位置演算子と運動量演算子は生成演算子と消滅演算子を用いて，

$$\hat{x} \coloneqq \frac{1}{2}\big(\hat{a}+\hat{a}^\dagger\big) \tag{1.5.8}$$
$$\hat{p} \coloneqq \frac{1}{2\mathrm{i}}\big(\hat{a}-\hat{a}^\dagger\big) \tag{1.5.9}$$

と書けるから，

$$\langle x\rangle = \left\langle \alpha\middle|\frac{1}{2}\big(\hat{a}+\hat{a}^\dagger\big)\middle|\alpha\right\rangle \tag{1.5.10}$$
$$= \frac{1}{2}(\alpha+\alpha^*) \tag{1.5.11}$$
$$\langle x^2\rangle = \left\langle \alpha\middle|\frac{1}{4}\big(\hat{a}+\hat{a}^\dagger\big)^2\middle|\alpha\right\rangle \tag{1.5.12}$$
$$= \frac{1}{4}\langle\alpha|\hat{a}^2|\alpha\rangle + \frac{1}{4}\langle\alpha|\hat{a}\hat{a}^\dagger|\alpha\rangle + \frac{1}{4}\langle\alpha|\hat{a}^\dagger\hat{a}|\alpha\rangle + \frac{1}{4}\left\langle\alpha\middle|\big(\hat{a}^\dagger\big)^2\middle|\alpha\right\rangle \tag{1.5.13}$$
$$= \frac{1}{4}\alpha^2 + \frac{1}{4}\langle\alpha|\hat{a}^\dagger\hat{a}+1|\alpha\rangle + \frac{1}{4}|\alpha|^2 + \frac{1}{4}(\alpha^*)^2 \tag{1.5.14}$$
$$= \frac{1}{4}(\alpha+\alpha^*)^2 + \frac{1}{4} \tag{1.5.15}$$
$$\langle p\rangle = \left\langle \alpha\middle|\frac{1}{2\mathrm{i}}\big(\hat{a}-\hat{a}^\dagger\big)\middle|\alpha\right\rangle \tag{1.5.16}$$
$$= \frac{1}{2\mathrm{i}}(\alpha-\alpha^*) \tag{1.5.17}$$
$$\langle p^2\rangle = \left\langle \alpha\middle|-\frac{1}{4}\big(\hat{a}-\hat{a}^\dagger\big)^2\middle|\alpha\right\rangle \tag{1.5.18}$$
$$= -\frac{1}{4}\langle\alpha|\hat{a}^2|\alpha\rangle + \frac{1}{4}\langle\alpha|\hat{a}\hat{a}^\dagger|\alpha\rangle + \frac{1}{4}\langle\alpha|\hat{a}^\dagger\hat{a}|\alpha\rangle - \frac{1}{4}\left\langle\alpha\middle|\big(\hat{a}^\dagger\big)^2\middle|\alpha\right\rangle \tag{1.5.19}$$
$$= -\frac{1}{4}\alpha^2 + \frac{1}{4}\langle\alpha|\hat{a}^\dagger\hat{a}+1|\alpha\rangle + \frac{1}{4}|\alpha|^2 - \frac{1}{4}\big(|\alpha|^*\big)^2 \tag{1.5.20}$$
$$= -\frac{1}{4}\big(\alpha^2+\alpha^*\big)^2 + \frac{1}{4} \tag{1.5.21}$$

より，

$$\Delta x_{\mathrm{coh}} \coloneqq \sqrt{\langle x^2\rangle - \langle x\rangle^2} = \frac{1}{4} \tag{1.5.22}$$
$$\Delta p_{\mathrm{coh}} \coloneqq \sqrt{\langle p^2\rangle - \langle p\rangle^2} = \frac{1}{4} \tag{1.5.23}$$

となる．

1.5.2　個数状態での展開

コヒーレント状態 $|\alpha\rangle$ を，Hermite 演算子である $\hat{n}$ の固有状態である個数状態 $|n\rangle$ で展開することを考える．

$$|\alpha\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} w_n |n\rangle \tag{1.5.24}$$

である．**式** (1.5.1) に**式** (1.5.24) を代入して，**式** (1.2.47) の関係式を用いると，

$$\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle \tag{1.5.25}$$

$$\iff \hat{a}\sum_{n=0}^{\infty} w_n |n\rangle = \alpha\sum_{n=0}^{\infty} w_n |n\rangle \tag{1.5.26}$$

$$\iff \sum_{n=1}^{\infty} \sqrt{n} w_n |n-1\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha w_n |n\rangle \tag{1.5.27}$$

$$\iff \sum_{n=0}^{\infty} \sqrt{n+1} w_{n+1} |n\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha w_n |n\rangle \tag{1.5.28}$$

であるから，

$$\sqrt{n+1} w_{n+1} = \alpha w_n \tag{1.5.29}$$

$$\iff w_n = \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} C \tag{1.5.30}$$

である．$C \coloneqq w_0$ と定義した．$|\alpha\rangle$ の規格化条件より，

$$1 = \langle\alpha|\alpha\rangle = \left(\sum_n w_n |n\rangle\right)^\dagger \left(\sum_m w_m |m\rangle\right) \tag{1.5.31}$$

$$= \left(\sum_n \frac{(\alpha^*)^n}{\sqrt{n!}} C^* \langle n|\right)\left(\sum_m \frac{\alpha^m}{\sqrt{m!}} C |m\rangle\right) \tag{1.5.32}$$

$$= |C|^2 \sum_{n,m} \frac{(\alpha^*)^n \alpha^m}{\sqrt{n!}\sqrt{m!}} \langle n|m\rangle \tag{1.5.33}$$

$$= |C|^2 \sum_n \frac{\left(|\alpha|^2\right)^n}{n!} \tag{1.5.34}$$

$$= |C|^2 \mathrm{e}^{|\alpha|^2} \tag{1.5.35}$$

であるから，

$$C = \exp\left(\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \tag{1.5.36}$$

とすればよい．よって，コヒーレント状態は，

$$|\alpha\rangle = \sum_n \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} \exp\left(\frac{|\alpha|^2}{2}\right) |n\rangle \tag{1.5.37}$$

と書ける．**式** (1.5.37) より，コヒーレント状態とは，個数状態を $|n\rangle$ を Poisson 分布に従って重ね合わせたものだと分かる．

1.5.3　調和振動子ハミルトニアンでの時間発展

まず，コヒーレント状態 $|\alpha\rangle$ が調和振動子ハミルトニアン $\hat{H}$ があるときにどのように時間発展発展するか調べる．系のハミルトニアンは，

$$\hat{H} = \hbar\omega\left(\hat{n} + \frac{1}{2}\right) \tag{1.5.38}$$

と書けるから,

$$
\begin{aligned}
|\alpha(t)\rangle &= \exp\left(-\mathrm{i}\frac{\hat{H}}{\hbar}t\right)|\alpha\rangle && (1.5.39)\\
&= \exp\left(-\mathrm{i}\frac{\omega}{2}t\right)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t\hat{n}}|\alpha\rangle && (1.5.40)\\
&= \exp\left(-\mathrm{i}\frac{\omega}{2}t\right)\sum_m \frac{(-\mathrm{i}\omega t)^m}{m!}\hat{n}^m \sum_n \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}}\exp\left(\frac{|\alpha|^2}{2}\right)|n\rangle && (1.5.41)\\
&= \exp\left(-\mathrm{i}\frac{\omega}{2}t\right)\exp\left(\frac{|\alpha|^2}{2}\right)\sum_n \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}}\sum_m \frac{(-\mathrm{i}\omega t)^m}{m!}\hat{n}^m|n\rangle && (1.5.42)\\
&= \exp\left(-\mathrm{i}\frac{\omega}{2}t\right)\exp\left(\frac{|\alpha|^2}{2}\right)\sum_n \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}}\sum_m \frac{(-\mathrm{i}n\omega t)^m}{m!}|n\rangle && (1.5.43)\\
&= \exp\left(-\mathrm{i}\frac{\omega}{2}t\right)\exp\left(\frac{|\alpha|^2}{2}\right)\sum_n \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}n\omega t}|n\rangle && (1.5.44)\\
&= \exp\left(-\mathrm{i}\frac{\omega}{2}t\right)\sum_n \frac{\left(\alpha\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}\right)^n}{\sqrt{n!}}\exp\left(\frac{|\alpha|^2}{2}\right)|n\rangle && (1.5.45)\\
&= \exp\left(-\mathrm{i}\frac{\omega}{2}t\right)\sum_n \frac{\left(\alpha\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}\right)^n}{\sqrt{n!}}\exp\left(\frac{\left|\alpha\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}\right|^2}{2}\right)|n\rangle && (1.5.46)\\
&= \exp\left(-\mathrm{i}\frac{\omega}{2}t\right)\left|\alpha\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}\right\rangle && (1.5.47)
\end{aligned}
$$

グローバル位相は無視してよいので,

$$
|\alpha(t)\rangle = \left|\alpha\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}\right\rangle \qquad (1.5.48)
$$

と分かる.

次に個数状態の時間発展を調べる.

$$
\begin{aligned}
|n(t)\rangle &= \exp\left(-\mathrm{i}\frac{\hat{H}}{\hbar}t\right)|n\rangle && (1.5.49)\\
&= \exp\left(-\mathrm{i}\frac{\omega}{2}t\right)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t\hat{n}}|n\rangle && (1.5.50)\\
&= \exp\left(-\mathrm{i}\frac{\omega}{2}t\right)\sum_m \frac{(-\mathrm{i}\omega t)^m}{m!}\hat{n}^m|n\rangle && (1.5.51)\\
&= \exp\left(-\mathrm{i}\frac{\omega}{2}t\right)\sum_m \frac{(-\mathrm{i}n\omega t)^m}{m!}|n\rangle && (1.5.52)\\
&= \exp\left(-\mathrm{i}\frac{\omega}{2}t\right)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}n\omega t}|n\rangle && (1.5.53)
\end{aligned}
$$

1.5.4 レーザのハミルトニアン