

量子消去・遅延選択から量子情報まで

量子物理学班（文責：山本航輝）

2021年5月13日

1 はじめに

量子力学の世界では、粒子と波動の二重性があります。光の粒子性、波動性については古くニュートンの時代から議論になっていました。波動性は光の干渉などを上手く説明し、一方で粒子性は反射などの現象を簡単に説明しました。光が粒子なのか、波動なのかという議論は、量子力学においては両方の性質を持つという形で終結します。これは光に限った話ではなく、すべての物質が粒子性と波動性を持つのです。本記事では光の「粒」、光子について話を進めていきます。

2 光の粒子性、波動性

まず、光の二重スリット実験を考えましょう。これは高校物理でもおなじみの実験かと思います。光は二重スリットを通して、背後にあるスクリーンに到達します。二つのスリットからスクリーンまでの光路差により、それぞれのスリットを通過してきた光の位相がずれ、スクリーン上で強め合ったり弱め合ったりして干渉縞を残します。

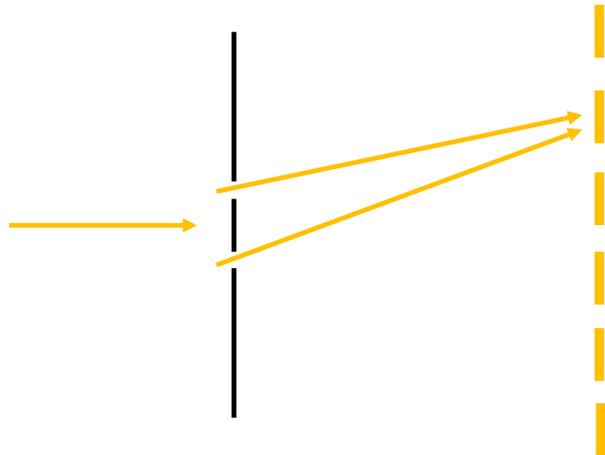


図 1: 二重スリット。位相差により強め合いや弱め合いが起こり干渉縞ができる。

次に、光子を一粒一粒撃ち出す装置（光子銃）を考えます。光子銃を二重スリットに向け、光子を撃ちます。一粒の光子を撃ち出したとき、この光子は二重スリットのどちらかを通りスクリーンに到達し、一点の痕を残します。次々に光子銃を撃つと、スクリーン上には痕が次々に残っていきます。これを十分多い回数繰り返すとスクリーン上にはどのような痕が残るのでしょうか。実は、最初に考えた光の二重スリット実験のように、スクリーン上には濃淡のある痕が残ります。つまり、スクリーン上には光子が到達しやすい位置と到達しにくい位置というものが存在します。これは光子の波動性に起因する現象です。一粒の光子が波として二重スリットを通過し、自分自身と干渉を起こした結果このような干渉縞を

起こします。ところで、いま光子が二重スリットのどちらを通過してスクリーンに達したのかということ
は分かりません（観測していません）。それでは、どちらのスリットを通過してきたかを観測したとき、
スクリーン上の縞模様はどのようになるのでしょうか。実は、どちらのスリットを通過してきたかを観測
すると、干渉縞は消えます。どちらのスリットを通過したかを観測することで光子は波動性を失い粒子と
してふるまうようになり、結果として干渉は起こらなくなるのです。このように、波動性と粒子性はど
ちらかを確定させるともう一方の性質が失われるという性質（相補性）を持ちます。最後に、二重スリッ
トのどちらのスリットを通過してきたかを観測したうえで、スクリーンの手前で再びどちらの経路を通っ
てきたかを分からなくする操作を行うことにしましょう。すると、やはり干渉縞は復活します。このよ
うに、光子一粒一粒を撃ち込んでスクリーンに干渉縞が発生するのは、スクリーンまでの経路の情報
が分からないときであると言えます。最後の実験で干渉縞が復活したのは、スクリーン手前で経路につい
ての情報を消去（量子消去）したからです。

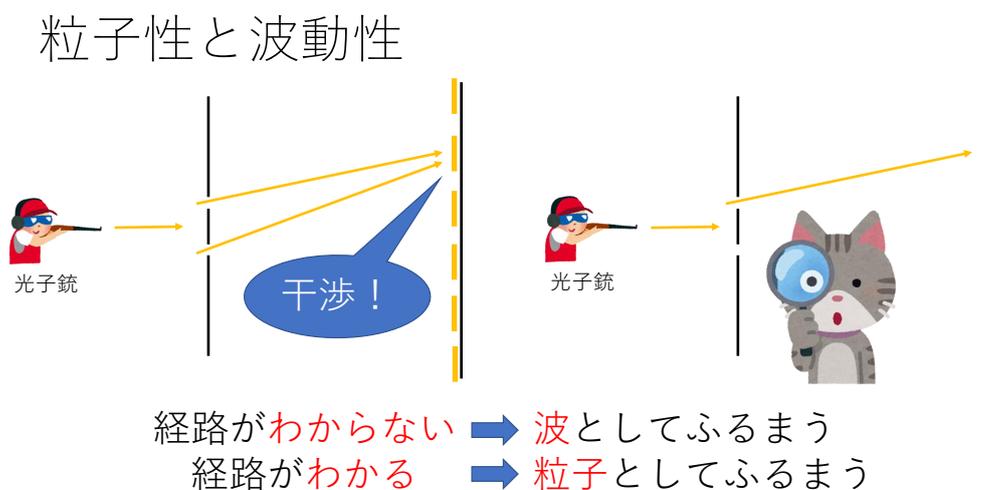


図 2: 光の粒子性と波動性

3 お手軽量子消しゴム実験

量子消去の実験を実際にやってみましょう。用意するのは、レーザーポインタ、シャーペンの芯、偏光板（特定の方向の成分の光のみを取り出す装置）だけ。しかし、ここで注意をしておきます。ここで述べる「お手軽量子消しゴム実験」は量子力学は必要なく、古典的な考え方で説明できてしまいます。したがって、純粋な量子力学の実験ではなく、あくまで「量子風」実験です。きちんと量子力学の実験をするのであれば光子一つ一つを用いる必要があり、そのためにはしっかりとした光学系を準備する必要があります。これはまったくもって「お手軽」ではなくなってしまう。量子風実験で量子っぽさを少し感じてみましょう。

まず、レーザー光をシャーペンの芯に当ててスクリーンに当てます。スクリーン上の模様はどうなっているのでしょうか。このとき、干渉が起こるのでスクリーン上には干渉縞ができます。

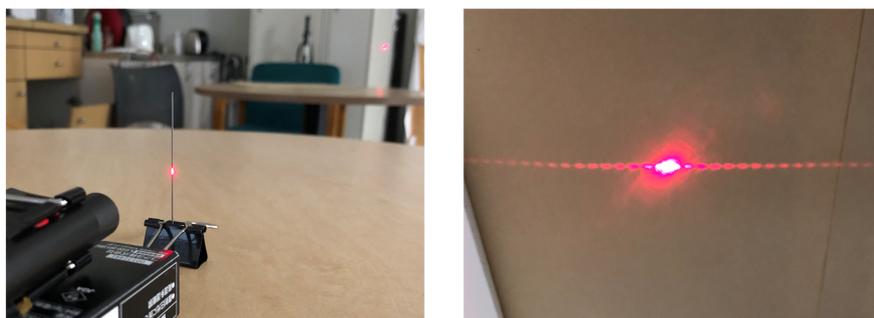


図 3: (左) レーザー光をシャーペンの芯に向けて照射している様子。(右) レーザー光をシャーペンの芯に当てたときのスクリーン上の様子。干渉縞が確認できる。

次に、シャーペンの芯の両側に偏光板を右と左で向きが90度ずれるように貼り付けます。これで、針金の両側にそれぞれ0°偏光の光と90°偏光の光ができます。この装置に向かって針金部分に光が当たるようにレーザー光を当てると、スクリーン上の模様はどうなるでしょうか。このとき、シャーペンの芯の左右から出てくる光の振動方向は直交していて干渉を起こしません。したがって、スクリーン上には縞模様はできません。

では、この後ろに45度傾けて偏光板を設置するとどうなるでしょうか。このとき、経路情報は消去され干渉縞が復活します。これが量子消去（風なもの）です。

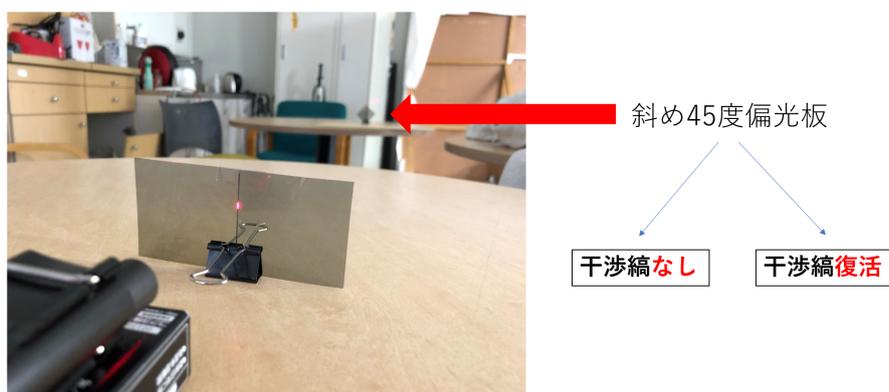


図 4: 量子消去が起こらないときと起こるとき。スクリーン手前に45°偏光板があるかないかで決まる。

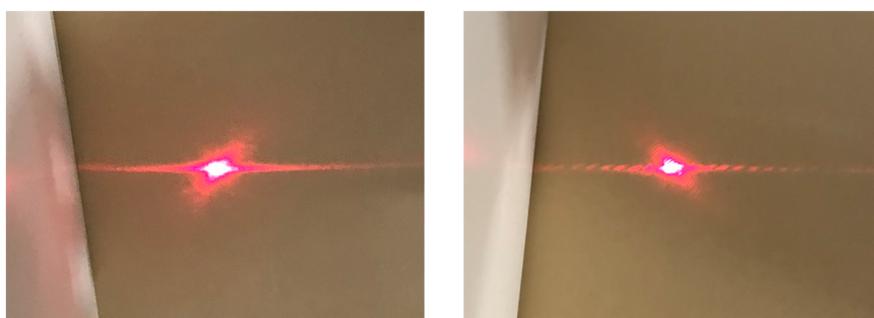


図 5: (左) 量子消去をしない、つまりスクリーン手前に45°偏光板がない場合。スクリーン上に干渉縞は見えない。(右) 量子消去をする、つまりスクリーン手前に45°偏光板がある場合。スクリーン上に干渉縞が復活する。

4 説明

光の偏光成分の分解を考えます。上のお手軽量子消しゴム実験では、シャーペンの芯の右側と左側に90度ずらして偏光板を貼ったものを用いました。こうすることで、シャーペンの芯の両側にそれぞれ0°偏光と90°偏光を作ることができます。これら0°偏光と90°偏光は直交しているのですが、どちらの経路を通過してきたのか完全に区別することが可能です。ここで、図6を見ると分かる通り、0°偏光と90°偏光の光を45°方向と-45°方向に分解すると、ともに45°偏光成分を持つことが分かります。上の実験では、経路情報を消すために45°偏光板を用いました。この偏光板は45°偏光の光しか通しません。したがって、スクリーン手前に45°偏光板を置くと、スクリーンに到達する光は45°偏光のみとなり、スクリーン上で干渉縞が復活します。これは、0°偏光と90°偏光で完全に区別できていたものが区別できなくなった（経路情報が消えた）とすることができます。

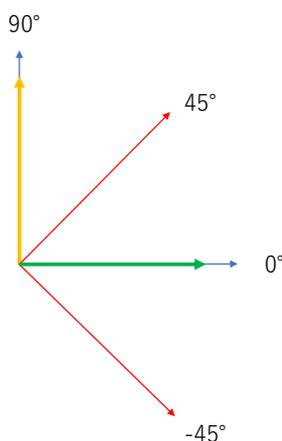


図 6: 緑色が0°偏光、黄色が90°偏光を表す。これらを-45°, 45°方向に分解することを考えると、ともに45°方向に成分を持つことがわかる。

以上の説明は完全に古典論であり、量子力学の話ではありません。しかし、お手軽量子消しゴム実験の結果と量子力学の世界での結果は、(説明の方法が全く違いますが)同様なものです。このように、お手軽量子消しゴム実験は量子の世界を体感できる実験と言えます。

5 量子論的な説明

ここまでの説明は古典的なものでした。では、光子一粒一粒を用いた量子的な場合は、どのように説明されるのでしょうか。量子的に考える場合は、電磁波での偏光を「状態」として捉え直し、その重ね合わせを考えて説明されます。例えば、古典電磁気学での垂直偏光を|垂直偏光>という状態として捉え直し、この状態を45°偏光と-45°偏光という状態の重ね合わせ、つまり、 $|垂直偏光\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|45^\circ偏光\rangle - |-45^\circ偏光\rangle)$ と考えます。このように、状態と重ね合わせという考え方で考え直すことで、古典的な場合と同様に量子的な場合を説明することができます。

6 量子消去、遅延選択

いままでは1粒子系で考えていました。次に、2粒子系で考えてみましょう。量子消去に加え、遅延選択というものも加えた、きちんと「量子的な」実験について考えます。この実験での装置の概略は以下のとおりです：

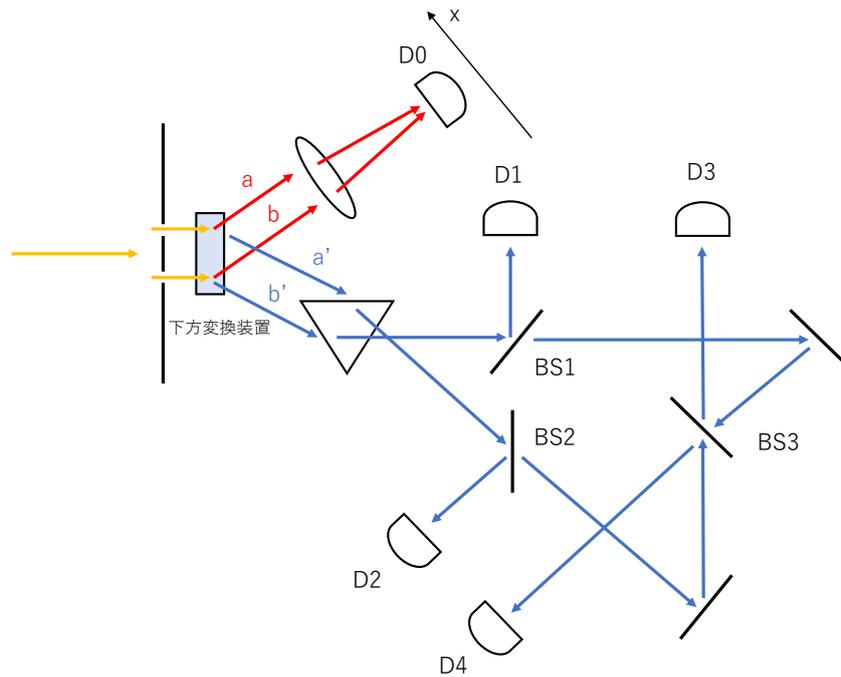


図 7: 量子消去、遅延選択の実験

下方変換装置は、入射した光子をエネルギーの等しい二つの光子に変換して放出する、特別な装置です。BSはビームスプリッターを表します。ビームスプリッターでは、光子は50%の確率で透過し、50%の確率で反射します。また、Dは検出器を表します。下方変換で上の方に飛んだ光子（図中では赤い矢印）をシグナル光子と呼び、それぞれの経路をa,bと呼ぶことにします。また、下方変換で下の方に飛んだ光子（図中では青い矢印）をアイドラー光子と呼び、それぞれの経路をa',b'と呼ぶことにします。また、D0は図中のx方向に動かせるものとし、D0を動かして観測することで、どの位置xで干渉縞の濃淡が現れているかを測定します。

図7より、もし光子がD1もしくはD2で観測されれば、それぞれa',b'の経路を通ってきた光子であることがわかります。つまり、光子の経路は確定しています。一方で、光子がD3もしくはD4で観測された場合は、経路がわからなくなる（量子消去）ように装置が配置されています。いま、装置を調整（a',b'の経路をa,bの経路よりも長くするなど）すれば、D1~D4の検出をD0での検出よりも遅くすることができます。すると、量子消去の有無はD0の測定の後に分かることになります（遅延選択）。

この実験の結果は次のようになります：

結果

1. D1もしくはD2で光子が検出されたとき、D0では干渉しない。
2. D3もしくはD4で光子が検出されたとき、D0で干渉縞が発生する。この干渉縞はD3とD4で検出されたときで濃淡が逆であり、これらを合わせると、1.と同じ滑らかな分布となる。

以上の結果を解釈しましょう。まず、1.については、D1もしくはD2で光子が検出されたとき、光子の経路は確定しているから干渉が起こらないということになります。また、2.については、D3もしくはD4の検出では経路情報が消去されているので干渉が起こると解釈できます。しかし、先ほど述べた通り、D1~D4の検出はD0の検出の後に行うことができ、つまり量子消去はD0の測定の後に行うことができます。これは一見、D1~D4の測定結果によりそれより過去の結果が決定するように思えます。以下では、以上の結果を数式を用いて考えてみましょう。

いま考えている系は2粒子系なので、全体系は積状態で表すことにします。積状態について簡単に説明しましょう。ここで、系Aの状態を $|A\rangle^1$ 、系Bの状態を $|B\rangle$ とします。このとき、系A,Bを合わせ

¹ |·) はブラケット記法と呼ばれる状態の記法です。ここでは、単に状態を表す記法であるという認識で十分です。

て一つの系とみなしたとき、その全体系 AB の状態は $|A\rangle \otimes |B\rangle$ と書きます。これを積状態と言います。積状態を表すとき、 \otimes は省略されて単に $|A\rangle |B\rangle$ と書かれることがあります。以下ではこの記法を用います。

まず、シグナル光子の状態について考えましょう。検出器 0 が位置 x でシグナル光子を検出したとき、その光子の状態を通ってきた経路 a, b それぞれに対して $|x\rangle_a, |x\rangle_b$ と表すことにします。ただし、 $|x\rangle_a$ と $|x\rangle_b$ は区別できないので、 $|x\rangle_a = |x\rangle_b = |x\rangle$ と表すことにします。また、検出器 0 を次々動かして測定することを考えているので、 $|x\rangle$ は離散的であるとして考えます。次に、アイドラー光子について考えましょう。検出器 $D_i (i = 1, 2, 3, 4)$ で検出されたアイドラー光子をそれぞれ $|D_i\rangle$ と表すことにします（例えば D_1 で検出される状態は $|D_1\rangle$ と表す）。

ここで、 $f_a(x), f_b(x)$ を経路ごとの位相の違いを表す関数であるとし、ミラーやビームスプリッターで反射すると位相が $\pi/2$ ずれることに注意すると、シグナル光子を D_0 で、アイドラー光子を $D_1 \sim D_4$ で検出した状態は次のようになります：

$$\sum_x f_a(x) |x\rangle \left(|D_1\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(i |D_3\rangle + |D_4\rangle) \right) + \sum_x f_b(x) |x\rangle \left(|D_2\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}(|D_3\rangle + i |D_4\rangle) \right) \quad (1)$$

上式で $|D_1\rangle, |D_2\rangle$ は片方の項にしかないので干渉は起こしません。ここで、 f_a, f_b は絶対値がほぼ等しいことから

$$\frac{f_b(x)}{f_a(x)} \approx e^{i\phi(x)} \quad (2)$$

と表すことにします。このとき、(1) 式は (D_1, D_2 で検出された場合を省略して)

$$\sum_x f_a(x) |x\rangle \frac{1}{\sqrt{2}}(i |D_3\rangle + |D_4\rangle) + \sum_x f_a(x) e^{i\phi(x)} |x\rangle \frac{1}{\sqrt{2}}(|D_3\rangle + i |D_4\rangle) \quad (3)$$

$$= \sum_x \frac{1}{\sqrt{2}} i f_a(x) (1 - i e^{i\phi(x)}) |x\rangle |D_3\rangle + \sum_x \frac{1}{\sqrt{2}} f_a(x) (1 + i e^{i\phi(x)}) |x\rangle |D_4\rangle \quad (4)$$

となります。ボルンの確率規則に従って考えると、(4) 式より、 D_3 で光子を検出したとき、 D_0 で位置 x で検出する確率は

$$|1 - i e^{i\phi}|^2 = |1 + \sin \phi - i \cos \phi|^2 \quad (5)$$

$$= (1 + \sin \phi)^2 + \cos^2 \phi \quad (6)$$

$$= 2(1 + \sin \phi) \quad (7)$$

に比例することがわかります。同様にして、 D_4 で光子を検出したとき、 D_0 で位置 x で検出する確率は

$$|1 + i e^{i\phi}|^2 = 2(1 - \sin \phi) \quad (8)$$

に比例することがわかります。したがって、 D_3 もしくは D_4 で検出されたときは D_0 で干渉縞をつくり、その濃淡は D_3 と D_4 では逆になっていることが分かります。つまり結果 2. を説明できます。

7 古典情報と量子情報

二つの光子をセットにして考え計算していくと、遅延選択は特段（というより全く）不思議な現象ではないということがわかれると思います。結局、上記の量子消去、遅延選択の実験では、アイドラー光子の結果を見て、そのアイドラー光子と対応したシグナル光子のスクリーン上での振る舞いを見ているということです。つまり、測定結果のリストが存在し、その中から例えばアイドラー光子の結果が D_3 になったものを選び出して、対応するシグナル光子の結果を見ているということです。では、アイドラー光子の結果を見ずにシグナル光子のみ観測した場合、スクリーン上の模様はどうなるのでしょうか。この

ときは、干渉縞のない様子が見えるはずですが、アイドラー光子の結果を見ていないので、全ての場合を足し合わせた様子がスクリーンに現れるということです (図8)。アイドラー光子がどの検出器で検出されたかという古典情報を得ることによって、量子状態から情報を引き出し、干渉縞の起きる状態や干渉縞の起きない状態を選ぶことができるのです。この「古典情報を送り、それにより量子情報 (量子状態) を送る」操作を上手く行うことで実現できるが量子テレポーテーションです。

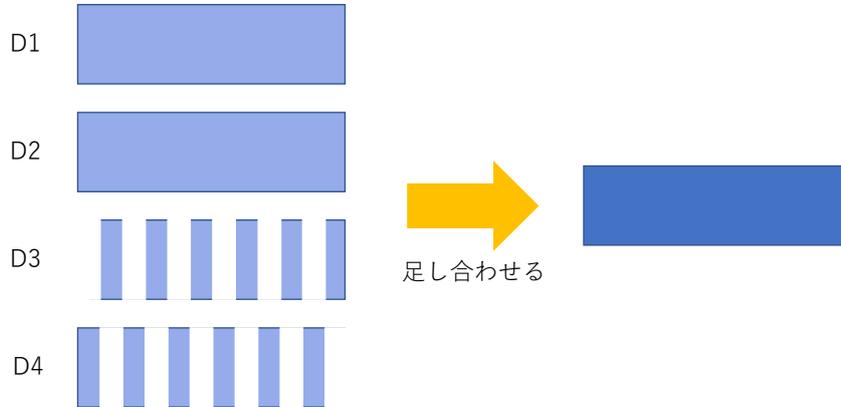


図 8: アイドラー光子についての情報とシグナル光子のつくるスクリーン上での模様について

8 量子テレポーテーション

量子テレポーテーションを考える際によく Alice と Bob という二者を考えます。ここでもこの二人を考えましょう。二人は次式で定義する $|EPR\rangle$ を持って遠く離れ離れになります：

$$|EPR\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle + |11\rangle) \quad (9)$$

この $|EPR\rangle$ は積状態で記述することができません。このように積状態で記述不可能な状態をエンタングル状態と呼びます。エンタングル状態には、その測定結果が既定の取り方に依らず一致するという強い相関があります。これは量子相関と呼ばれます。量子テレポーテーションとは、このエンタングルメントの性質を利用して Alice がある 1 量子状態 $|\psi\rangle = a|0\rangle + b|1\rangle$ ($a, b \in \mathbb{C}$) を古典通信のみを用いて Bob に伝える操作のことです。ここで次の量子回路を考えましょう：

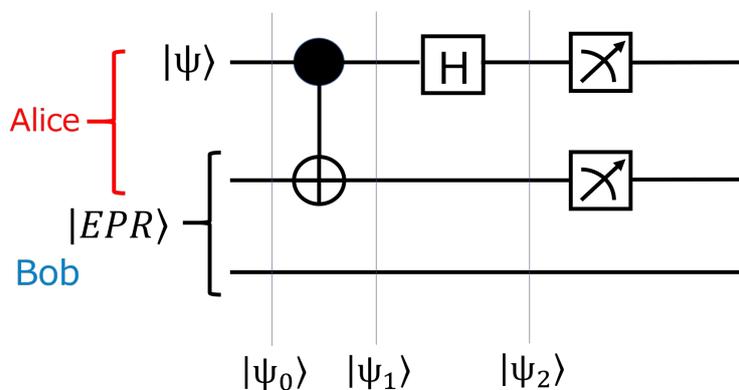


図 9: 量子テレポーテーションをする量子回路

●と⊕が線で結ばれた形をしたゲートは CNOT²ゲート³と呼ばれ、●の状態が1のとき⊕の状態を

²controlled-not の略。

³CNOT ゲートはじめ、いくつかの量子ゲートについては Appendix を参照。

反転させます ($|0\rangle$ を $|1\rangle$ に、 $|1\rangle$ を $|0\rangle$ にします)。例えば $|10\rangle$ に CNOT ゲートを作用させれば $|11\rangle$ となります。また H が四角で囲まれたゲートは Hadmard (アダマール) ゲートと呼ばれ、 $|0\rangle$ を $\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle)$ に、 $|1\rangle$ を $\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - |1\rangle)$ にします。矢印が見える最後の四角のものは測定を表します。これらを踏まえると $|\psi_0\rangle, |\psi_1\rangle, |\psi_2\rangle$ は次のようになります：

$$|\psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(a|0\rangle(|00\rangle + |11\rangle) + b|1\rangle(|00\rangle + |11\rangle)) \quad (10)$$

$$|\psi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(a|0\rangle(|00\rangle + |11\rangle) + b|1\rangle(|10\rangle + |01\rangle)) \quad (11)$$

$$|\psi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(a\left(\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle)\right)(|00\rangle + |11\rangle) + b\left(\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - |1\rangle)\right)(|10\rangle + |01\rangle)\right) \quad (12)$$

$$= \frac{1}{2}(|00\rangle(a|0\rangle + b|1\rangle) + |01\rangle(a|1\rangle + b|0\rangle) + |10\rangle(a|0\rangle - b|1\rangle) + |11\rangle(a|1\rangle - b|0\rangle)) \quad (13)$$

ここで Alice は $|\psi_2\rangle$ に対して測定を行います。Alice の測定は 1 つ目と 2 つ目の部分系に対して行われますから、この測定で 00 という結果を得たならば Bob の状態は $a|0\rangle + b|1\rangle$ に収縮します。これは Alice が Bob に伝えたかった状態 $|\psi\rangle$ そのものです。またもし Alice が測定の結果 01 を得たならば Bob の状態は $a|1\rangle + b|0\rangle$ となります。これは Alice が伝えたかった状態 $|\psi\rangle$ ではありません。ではこの場合は Alice は Bob に上手く情報を伝達できないということになるのでしょうか。そんなことはありません。この状態に Bob が X ゲートというものを作用させればよいのです。X ゲートは $|0\rangle$ を $|1\rangle$ に、 $|1\rangle$ を $|0\rangle$ に変換するゲートです。したがって Alice は自分の結果が 01 だったときは、Bob に対して X ゲートを作用させるように指示すれば最終的に Bob に確実に状態 $|\psi\rangle$ を伝達することができます。次に Alice の結果が 10 のときを考えれば Bob の状態は $a|0\rangle - b|1\rangle$ となります。このときもまた Bob の状態は $|\psi\rangle$ ではありませんが、Z ゲートを作用させればうまくいきます。Z ゲートは $|0\rangle$ はそのまま、 $|1\rangle$ を $-|1\rangle$ と変換するゲートです。したがってこのときは Alice は Bob に対して Z ゲートを作用させるように指示すればよいのです。最後に Alice の結果が 11 だった場合を考えましょう。このとき Bob の状態は $a|1\rangle - b|0\rangle$ となります。これに対しては X ゲートを作用させた後に Z ゲートを作用させれば $|\psi\rangle$ と一致することがわかるかと思います。このように Alice は自分が得た結果をもとに適切な指示を Bob に与えることで、Bob に伝えたい状態 $|\psi\rangle$ を確実に伝達することができるのです（以上のことは表 1 にまとめました）。Alice と Bob が遠く離れ離れであっても、Alice の測定によって Bob が（測定することなく）情報を受け取ることができます。

表 1: Alice の測定結果、Bob の状態、Bob が作用させるべきゲート

Alice の測定結果	Bob の状態	Bob が作用させるべきゲート
00	$a 0\rangle + b 1\rangle$	なし
01	$a 1\rangle + b 0\rangle$	X ゲート
10	$a 0\rangle - b 1\rangle$	Z ゲート
11	$a 1\rangle - b 0\rangle$	X ゲートの後に Z ゲート

以上のように、Alice が測定により得た古典情報を Bob に伝えることで、Bob に量子情報（状態） $|\psi\rangle = a|0\rangle + b|1\rangle$ を伝えられるというわけです。このとき、Alice にとって彼女が Bob に送る量子状態は未知で構いません。まとめると、量子テレポーテーションはエンタングルメントを利用することで、2bit の古典情報を送ることで 1qubit の未知の量子情報（状態）を送ることができる操作とすることができます。最後に、量子テレポーテーションでは古典通信を用いているため、超光速の通信を実現するわけではないということに注意しましょう。瞬間移動という意味のテレポーテーションを実現するわけではありません。

9 Appendix

9.1 解釈問題

量子力学の観測には様々な解釈が存在し、そのどれが正しいかということについては決着はついていません⁴（観測問題）。観測に対する態度によって、コペンハーゲン解釈、（非局所的）隠れた変数理論、多世界解釈などがあります。

現在広く受け入れられている解釈がコペンハーゲン解釈です。この解説記事もコペンハーゲン解釈で書かれています。この解釈は、ボーアとハイゼンベルクを中心にコペンハーゲンにあるニールスボーア研究所で誕生したため、コペンハーゲン解釈と呼ばれると思われます。現在のところ、コペンハーゲン解釈は実験事実と矛盾していません。

隠れた変数理論は決定論的な考え方です。1980年代にベルの不等式の破れが実験的に検証され、量子力学における局所实在論が否定されると、隠れた変数理論の支持者は減少したとされています。

多世界解釈は1950年代にエヴェレットにより提唱されました。ボーアはこの解釈をまったく受け入れませんでした。一方で、量子計算の創始者であるドイチュは多世界解釈の考え方から量子計算の着想を得たとされています。しかし、量子計算は多世界解釈でなくとも解釈することが可能です。また、多世界解釈はその名前からSF作品に影響を与えたとされています。

9.2 量子ゲート

まず量子ビットを次のようにベクトルで表すことにします：

$$|0\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (14)$$

$$|1\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (15)$$

次のX,Y,Zはパウリ行列⁵と呼ばれ、特にXゲートはNOTゲートとも呼ばれます：

$$X = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (16)$$

$$Y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad (17)$$

$$Z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (18)$$

また Hadmard ゲートは

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \quad (19)$$

と表されます。これらのゲートが量子ビットどのように変化させるかは簡単な行列計算によりすぐにわかります。計算してみてください。

次に、Kronecker 積を導入します。 $m \times n$ 行列 A 、 $p \times q$ 行列 B について

$$A \otimes B \equiv \begin{pmatrix} a_{11}B & \dots & a_{1n}B \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{m1}B & \dots & a_{mn}B \end{pmatrix} \quad (20)$$

⁴そもそもどの解釈が正しいかという議論の意味があるかはわかりません。これら解釈の違いはただただ流儀の違いである場合があります。自然科学たる物理学においては、実験事実と矛盾しない解釈であればどのような解釈であれ正当性があると考えます。

⁵これらに恒等演算子 I を加えてパウリ行列と呼ぶこともあります。

と定義し、得られる行列は $mp \times nq$ となります。例えば $|10\rangle$ は

$$|1\rangle \otimes |0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (21)$$

$$= \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (22)$$

となります。ここで、次の CNOT ゲートというものを考えましょう：

$$C = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (23)$$

簡単な計算により、 $C|10\rangle = |11\rangle$ などを確かめることができます。CNOT ゲートは 2 量子系に作用し、1 つ目の量子ビットが 1 のときに、2 つ目の量子ビットを反転させる作用を持ちます。他にもスワップゲート S やトフォリゲート⁶ T などがあります。これらの行列形式を以下に与えるので、どのような変換をするゲートなのかを実際に計算して考えてみてください：

$$S = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (24)$$

$$T = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (25)$$

参考文献

- [1] Yoon-Ho Kim, Rong Yu, Sergei P. Kulik, Yanhua Shih, and Marlan O. Scully (2000), "Delayed 'Choice' Quantum Eraser", Physical Review Letters, vol.84, 1
- [2] 日経サイエンス編集部 (2008), 「別冊日経サイエンス 161 不思議な量子をあやつる」, 東京：日経サイエンス
- [3] 清水明, "Modern Theory of Quantum Measurement and its Applications", <https://as2.c.u-tokyo.ac.jp/archive/handai2009.pdf>
- [4] Michael A. Nielsen and Issac L. Chuang (2010), "Quantum Computation and Quantum Information: 10th Anniversary Edition", Cambridge: Cambridge University Press
- [5] 和田純夫 (2020), 「量子力学の解釈問題 多世界解釈を中心として (SGC ライブラリ 161)」, 東京：サイエンス社

⁶CCNOT(controlled-controlled-not) ゲートとも呼ばれます。

- [6] 山本航輝 (2020), 「エンタングルメント」, 東京大学理学部物理学科学生有志 Physics Lab. 2020 量子情報班解説記事
- [7] 中田芳史 (2021), 「量子の情報理論 -エンタングルメントから通信限界まで-」, 量子情報春の学校 2021 講義資料