

Introduction to Quantum Information Science  
학습일지

김태원

최초 작성 : 2023년 8월 29일

최근 편집 : 2023년 8월 30일

# 차 례

차 례	2
제 1 장 양자역학	3

## 제 1 장

# 양자역학

파인만Richard Feynman이 말하길 이중슬릿double slit 실험은 양자역학 전체를 요약한다.

광자photons를 두 개의 슬릿slit을 지닌 벽에 하나씩 쏜다고 하자. 두 개의 슬릿 모두 개방될 때 광자가 특정 구간에 부딪히는 확률을  $P$ , 1번 슬릿만 개방될 때 광자가 특정 구간에 부딪히는 확률을  $P_1$ , 2번 슬릿만 개방될 때 광자가 특정 구간에 부딪히는 확률을  $P_2$ 라고 하자. 확률론에 따르면 당연히  $P = P_1 + P_2$ 다. 그런데 실험 결과에 따르면  $P \neq P_1 + P_2$ 다. 다시 말해 자연스러운 확률론은 자연의 현상을 설명하지 못한다.

고전적인 확률론이 자연을 충분하게 설명하지 못하는데도 자연스러워 보이는 이유는 **결어긋남decoherence**이라는 현상에서 비롯한다. 이를테면 상자를 열었을 때 슈뢰딩거의 고양이와 생과 사의 중첩superposition으로 나타나지 않는다. 고양이가 제 환경과 끊임없이 상호작용하기 때문이다. 고양이와 환경 간의 상호작용은 고양이 계system의 정보를 누설한다. 반면 양자 중첩은 입자나 입자들의 군이 환경과 고립isolated될 때 일어난다.

똑똑한 물리학자들이 이중슬릿 같은 실험을 통해 관찰한 바, 자연은 고전적인 확률  $P \in [0, 1]$ 이 아니라 어떤 파동함수를 따른다. 그리고 이런 파동함수를 포착하는 개념이 바로 **진폭amplitude**  $\alpha \in \mathbb{C}$ 다. 양자역학에서 확률은 진폭을 사용해 **보른 규칙Born Rule**으로 정의된다. 보른 규칙은 보른Max Born이 양자계의 파동함수를 아우르는 슈뢰딩거 방정식의 해를 해석할 수 있는 유일한 방법으로 1926년에 제시한 공리다.

$$P = |\alpha|^2 = \text{Real}(\alpha)^2 + \text{Imaginary}(\alpha)^2 \quad (1.1)$$

진폭으로 이중슬릿 실험의 결과를 다시 확인하겠다. 두 슬릿 모두 개방될 때 광자가 특정 구간에 부딪히는 진폭을  $\alpha$ , 1번 슬릿만 개방될 때 광자가 특정 구간에 부딪히는 진폭을  $\alpha_1$ , 2번 슬릿만 개방될 때 광자가 특정 구간에 부딪히는 진폭을  $\alpha_2$ 라고 하자. 이때 등식

$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ 는 모순을 유도하는가?  $\alpha_1 = a_1 + b_1 i, \alpha_2 = a_2 + b_2 i$ 에 대해

$$\begin{aligned}
\alpha &= \alpha_1 + \alpha_2 \\
\Rightarrow P &= |\alpha|^2 \quad [\text{보른 규칙}] \\
&= |\alpha_1 + \alpha_2|^2 \\
&= \text{Re}(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + \text{Im}(\alpha_1 + \alpha_2)^2 \\
&= (a_1 + a_2)^2 + (b_1 + b_2)^2 \\
&= (a_1^2 + 2a_1 a_2 + a_2^2) + (b_1^2 + 2b_1 b_2 + b_2^2) \\
&= (a_1^2 + b_1^2) + (a_2^2 + b_2^2) + 2(a_1 a_2 + b_1 b_2) \\
&= \text{Re}(\alpha_1)^2 + \text{Im}(\alpha_1)^2 + \text{Re}(\alpha_2)^2 + \text{Im}(\alpha_2)^2 + \overline{\alpha_1} \alpha_2 + \alpha_1 \overline{\alpha_2} \\
&= |\alpha_1|^2 + |\alpha_2|^2 + \overline{\alpha_1} \alpha_2 + \alpha_1 \overline{\alpha_2}
\end{aligned}$$

이때 진폭이 복소수로 정의되기에  $\alpha$ 가 음수일 수 있으므로 모순이 유도되지 않는다는 사실을 아래처럼 나타낼 수 있다.

$$\alpha_1 := \frac{1}{2}, \alpha_2 := -\frac{1}{2} \Rightarrow \begin{cases} |\alpha_1|^2 = \frac{1}{4}, |\alpha_2|^2 = \frac{1}{4} \\ |\alpha = \alpha_1 + \alpha_2|^2 = 0 \end{cases}$$

이처럼 두 상태의 진폭이 서로 소거할 수도 있다. **간섭**interference이라는 현상이다. 간섭은 간단한 선형대수학으로 설명될 수 있다. 우선 2-노름 $_{\text{norm}}$   $\alpha^2 + \beta^2 = 1$ 을 충족하는 벡터  $(\alpha, \beta)$ 가 아래와 같은 원을 형성한다는 사실에 주목한다. 2-노름을 유클리드 노

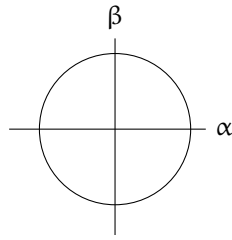


그림 1.1: 유클리드 노름

름Euclidean norm이라고 부르기도 한다. 임의의  $\alpha, \beta$ 에 대해 위와 같은 원이 형성되기에 한 유클리드 노름 단위 벡터를 다른 유클리드 노름 단위 벡터로 사상하는maps to 행렬 혹은 변환이 존재할 수 있다. 이를 **유니타리 행렬**unitary matrix이라고 부른다. 또한 여기서 ‘유클리드 노름 단위 벡터’가 바로 **큐비트**qubit다.

물리학자들은 디랙Paul Dirac이 도입한 브라-켓bra-ket 표기법으로 큐비트를 나타낸다.

아래 같은 켓ket  $|\psi\rangle$ 에 대해

$$|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = \alpha \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \beta \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$\alpha$ 는  $|0\rangle$ 이라는 결과에 대한 진폭이고  $\beta$ 는  $|1\rangle$ 이라는 결과에 대한 진폭이다. 브라bra  $\langle\psi|$ 는 아래와 같다.

$$\langle\psi| = \bar{\alpha}\langle 0| + \bar{\beta}\langle 1| = \begin{pmatrix} \bar{\alpha} & \bar{\beta} \end{pmatrix}$$

이에 노름  $\|\psi\|^2$ 가 자연스럽게 정의될 수 있다.

$$\|\psi\|^2 = \begin{pmatrix} \bar{\alpha} & \bar{\beta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = |\alpha|^2 + |\beta|^2$$

내적  $\langle\psi|\phi\rangle$ 는 아래 성질을 만족한다.

$$\begin{aligned} \langle\psi|\phi\rangle &= \begin{pmatrix} \bar{\alpha}_1 & \bar{\beta}_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_2 \\ \beta_2 \end{pmatrix} \\ &= \bar{\alpha}_1\alpha_2 + \bar{\beta}_1\beta_2 \\ &= \bar{\alpha}_1\overline{\alpha_2} + \bar{\beta}_1\overline{\beta_2} \\ &= \begin{pmatrix} \bar{\alpha}_2 & \bar{\beta}_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{\alpha}_1 \\ \bar{\beta}_1 \end{pmatrix} = \overline{\langle\phi|\psi\rangle} \end{aligned}$$

이에 행렬을  $45^\circ$  즉  $\frac{\pi}{4}$ 만큼 회전하며 노름을 보존하는 아래 같은 유니타리 행렬이 있다.

$$\begin{pmatrix} \cos \frac{\pi}{4} & -\sin \frac{\pi}{4} \\ \sin \frac{\pi}{4} & \cos \frac{\pi}{4} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

$|0\rangle$ 를 위 유니타리 행렬로 변환한다.

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

$\frac{1}{\sqrt{2}}|0\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|1\rangle$ 을 다시 위 유니타리 행렬로 변환한다.

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = |1\rangle$$

즉 무작위 상태  $\frac{1}{\sqrt{2}}|0\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|1\rangle$ 에 위 유니타리 행렬과 같은 무작위 연산을 적용하면  $|1\rangle$ 이라는 결과가 결정론적(deterministic)으로 나온다. 여기 무작위 연산을 다시 적용하여 나타난 무작위 상태  $-\frac{1}{\sqrt{2}}|0\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|1\rangle$ 에 무작위 연산을 또다시 적용하면  $|0\rangle$ 이라는 결과가 결정론적으로 나온다. 이것이 앞서 언급한 **간섭** 개념의 선형대수학적 바탕이다.

위 유니타리 행렬에 대해  $|0\rangle$ 이라는 결과를 결정론적으로 도출하는 행렬은  $\frac{1}{\sqrt{2}}|0\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}}|1\rangle$ 이다. 이를 **경로**path가 두 개 존재하여 한 경로는 음의 진폭  $-\frac{1}{\sqrt{2}}$ 를 지니고 다른 경로는 양의 진폭  $\frac{1}{\sqrt{2}}$ 을 지닌다고 표현한다. 그리고 이 경우 두 경로는 **파괴적 간섭**destructive interference 관계에 놓인다. 반면  $|1\rangle$ 이라는 결과를 결정론적으로 도출하는 경로는 모두 양의 진폭  $\frac{1}{\sqrt{2}}$ 을 지니 **구성적 간섭**constructive interference 관계다.

이제 그림 1.1상의 원을 다시 그린다.  $\{|+\rangle, |-\rangle\}$ 는 아다마르 기저Hadamard basis라고 부

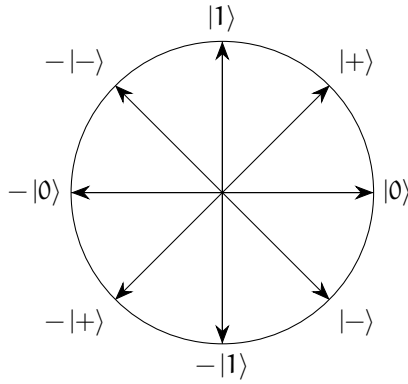


그림 1.2: 직교 행렬

르는데 앞서 예로 든  $45^\circ$  회전 유니타리 변환 과정 1.2에서 이미 확인한 것들이다.

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = |+\rangle = \frac{|0\rangle + |1\rangle}{\sqrt{2}}, \quad \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = |-\rangle = \frac{|0\rangle - |1\rangle}{\sqrt{2}}$$

그림 1.2에서 확인할 수 있는 사실은  $\frac{\pi}{4}$  회전과 반사만으로 여덟 가지 상태를 나타낼 수 있다는 것이다. 이는 **직교행렬**orthoogonal matrix이 지니는 성질이다. 이외에도 대표적인 유니타리 행렬로는 아래 같은 것들이 있다.

$$\begin{array}{lll} \text{항등변환} & \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} & \text{NOT게이트} \quad \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\ \text{상대위상조정} & \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} & \text{2차원 회전} \quad \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \end{array}$$

또한 그림 1.2상의 원은 유클리드 노름을 보존한다. 따라서 임의의 유니타리 행렬  $U$ 의 복소전치행렬  $U^\dagger$ 에  $U$ 로 변환하면 항등행렬  $I$ 가 나온다.

$$\langle \psi | \psi \rangle = (|\psi\rangle)^\dagger |\psi\rangle = (U|\psi\rangle)^\dagger U|\psi\rangle = \langle \psi | U^\dagger U | \psi \rangle \iff \forall |\psi\rangle, U^\dagger U = I$$

유니타리 변환은 결국 선형변환이다. 그래서  $U(c|0\rangle) = cU|0\rangle$ 이 임의의 상수  $c$ 에 대해 성립할 수 있다. 여기서  $c$ 가 어떤  $\theta$ 에 대해 오일러 공식  $e^{i\theta} = \cos \theta + i \sin \theta$ <sup>1</sup>를 만족하면 **전역위상**<sub>global phase</sub>이라고 한다. 요점은  $|\psi\rangle$ 와  $e^{i\theta}|\psi\rangle$ 가 물리적으로 구분될 수 없으므로 전역위상이 관찰불가능하다는 것이다. 전역위상이 관찰가능하다는 말은 큐비트와 같은 양자계에 어떤 스칼라를 곱해서 우주 전체를 살짝 옮길 수 있다는 소리와 같다.

이에 반해 관찰 가능한 것은 바로 **상대위상**<sub>relative phase</sub>이다. 이를테면  $|+\rangle$ 와  $|-\rangle$ 라는 두 상태 간에는 상대위상차이가 관측될 수 있다.  $|-\rangle$ 에서  $|+\rangle$ 에 이르는 일련의 유니타리 연산들이 존재하기 때문이다.

---

<sup>1</sup>오일러 공식은 슈뢰딩거 방정식을 비롯해 양자역학에서 중요한 파동-삼각함수를 지수함수로 변환할 수 있도록 하는, 복소평면에서 일정한 속도로 원운동하는 물체의 위치 방정식이다.