

## スピン 1/2

角運動量演算子の例としてスピン 1/2 の場合を見ていきます。「角運動量演算子」と「角運動量の合成」の結果を使っています。

スピン 1/2 での基本的な関係を導出しているだけです。

角運動量演算子  $\mathbf{J} = (J_1, J_2, J_3)$  は

$$[J_a, J_b] = i\hbar\epsilon_{abc}J_c$$

という交換関係に従うエルミート演算子です。 $\epsilon_{abc}$  はレヴィ・チビタ記号です ( $\epsilon_{123} = +1$ )。このとき、 $\mathbf{J}$  の固有状態と固有値は

$$\begin{aligned} \mathbf{J}^2|j, m\rangle &= \hbar^2 j(j+1)|j, m\rangle, \quad J_3|j, m\rangle = \hbar m|j, m\rangle \\ \langle j, m|j', m'\rangle &= \delta_{jj'}\delta_{mm'} \\ j &= 0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, 2, \dots, \quad m = -j, -j+1, \dots, j-1, j \end{aligned}$$

と与えられます。 $J_3$  を  $\mathbf{J}^2$  と同時固有状態を持つとしています。 $J_1^2, J_2^2$  と  $J_3$  の交換関係は

$$\begin{aligned} [J_1^2, J_3] &= J_1[J_1, J_3] + [J_1, J_3]J_1 = -i\hbar J_1 J_2 - i\hbar J_2 J_1 \\ [J_2^2, J_3] &= J_2[J_2, J_3] + [J_2, J_3]J_2 = i\hbar J_2 J_1 + i\hbar J_1 J_2 \end{aligned}$$

なので、 $[J_1^2 + J_2^2, J_3] = 0$  です。

$j$  を 1/2 とした場合を見ていきます。 $j$  が半整数になるのはスピン角運動量演算子のときで、1/2 の粒子はスピン 1/2 を持つと言われます。スピン角運動量は単にスピン、スピン角運動量演算子はスピン演算子と言っています。 $j = 1/2$  とするので、 $m$  は

$$m = +\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$$

という 2 つだけになり、固有状態と固有値は

$$\begin{aligned} \mathbf{J}^2|j = \frac{1}{2}, m = \pm\frac{1}{2}\rangle &= \frac{3}{4}\hbar^2|j = \frac{1}{2}, m = \pm\frac{1}{2}\rangle \\ J_3|j = \frac{1}{2}, m = \frac{1}{2}\rangle &= \frac{\hbar}{2}|j = \frac{1}{2}, m = \frac{1}{2}\rangle, \quad J_3|j = \frac{1}{2}, m = -\frac{1}{2}\rangle = -\frac{\hbar}{2}|j = \frac{1}{2}, m = -\frac{1}{2}\rangle \end{aligned}$$

このようにスピン 1/2 と言った時、 $J_3$  の固有値は  $\pm\hbar/2$  となります。このときの状態は  $J_3$  の固有状態なので、スピンの向きが第 3 成分方向である状態と言われます（例えば、 $xyz$  平面で言えばスピンが  $z$  軸方向を向いている状態）。 $+\hbar/2$  ( $m = +1/2$ ) のときを上向きスピン、 $-\hbar/2$  ( $m = -1/2$ ) のときを下向きスピンと呼び、上向きの方が第 3 成分の方向を向き、下向きが逆向きと言われます。

固有状態が  $\pm\hbar/2$  の 2 つしかないことから (スピンが 2 つの向きしか取れない)

$$|j = \frac{1}{2}, m = \frac{1}{2}\rangle = |+\rangle, |j = \frac{1}{2}, m = -\frac{1}{2}\rangle = |-\rangle$$

や

$$|j = \frac{1}{2}, m = \frac{1}{2}\rangle = |\uparrow\rangle, |j = \frac{1}{2}, m = -\frac{1}{2}\rangle = |\downarrow\rangle$$

と表記されます。ここでは  $|\pm\rangle$  の表記を使っていきます ( $J_3$  の固有状態であることを強調させるために 3 の添え字を付けて書く場合もあります)。ついでに、固有値の  $\hbar$  を外すために  $\hbar S = J$  とします。こうすれば

$$S_3 = \frac{1}{2}|+\rangle, S_3 = -\frac{1}{2}|-\rangle \quad ([S_a, S_b] = i\epsilon_{abc}S_c) \quad (1)$$

となり、固有値から  $\hbar$  が省けます。ここからスピン演算子は  $S$  を指すことにします。

スピン演算子はエルミート演算子で、エルミート演算子の固有状態は正規直交系を作ります。なので、直交性

$$\langle +|+ \rangle = \langle -|- \rangle = 1, \langle -|+ \rangle = \langle +|- \rangle = 0$$

と、完全性

$$\sum_{m=\pm 1/2} |\frac{1}{2}, m\rangle \langle \frac{1}{2}, m| = |+\rangle \langle +| + |-\rangle \langle -| = 1$$

を持っています。

$|\pm\rangle$  を行列で書きます。固有状態が 2 個なので (2 次元ベクトル空間)、2 成分あればいいことから

$$|+\rangle \Rightarrow \begin{pmatrix} a_+ \\ b_+ \end{pmatrix}, |-\rangle \Rightarrow \begin{pmatrix} a_- \\ b_- \end{pmatrix}$$

矢印にしているのは 2 次元ベクトル空間での行列に対応させているという意味からです。ここから  $|\pm\rangle$  はこの  $2 \times 1$  行列を表すとします。直交性から  $a_{\pm}, b_{\pm}$  は

$$|a_+|^2 + |b_+|^2 = 1, |a_-|^2 + |b_-|^2 = 1, a_-^* a_+ + b_-^* b_+ = a_+^* a_- + b_+^* b_- = 0$$

また、完全性は行列のクロネッカー積の規則から

$$\begin{pmatrix} a_+ \\ b_+ \end{pmatrix} (a_+^* \ b_+^*) = \begin{pmatrix} |a_+|^2 & a_+ b_+^* \\ b_+ a_+^* & |b_+|^2 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} a_- \\ b_- \end{pmatrix} (a_-^* \ b_-^*) = \begin{pmatrix} |a_-|^2 & a_- b_-^* \\ b_- a_-^* & |b_-|^2 \end{pmatrix}$$

なので

$$a_+ b_+^* + a_- b_-^* = 0, b_+ a_+^* + b_- a_-^* = 0$$

ただし、 $|+\rangle\langle+| + |-\rangle\langle-| = 1$  の 1 は単位行列です。これ以降も単位行列があることは明確に書いていません。これらは例えば  $a_+ = b_- = 1, a_- = b_+ = 0$  で成立するので

$$|+\rangle \Rightarrow \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |-\rangle \Rightarrow \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

としてみます。

次にこれに作用させることで固有状態(固有ベクトル)、固有値の関係(1)を作れる行列  $S_a$ を作ります(「D行列の計算」でも別の方法で求めている)。 $|\pm\rangle$ での $2 \times 1$ 行列をを固有ベクトル、 $\pm 1/2$ を固有値とする行列は

$$S_3 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

であればいいことはすぐに分かります(転置して複素共役を取っても変わらないのでエルミート行列)。他の成分も求めます。

そのための関係を出します。 $S_a$ の交換関係  $[S_2, S_3] = iS_1$ に左から  $S_2$ をかけたものと、右から  $S_2$ をかけたもの足して

$$\begin{aligned} iS_2S_1 + iS_1S_2 &= S_2[S_2, S_3] + [S_2, S_3]S_2 \\ &= S_2(S_2S_3 - S_3S_2) + (S_2S_3 - S_3S_2)S_2 \\ &= S_2^2S_3 - S_2S_3S_2 + S_2S_3S_2 - S_3S_2^2 \\ &= S_2^2S_3 - S_3S_2^2 \end{aligned}$$

$S_3^2$ は単位行列の形で、 $(S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)|\pm\rangle = 3\hbar^2/4|\pm\rangle$ なので、 $S_1^2, S_2^2$ も単位行列の形になっているとします。単位行列は他の行列と交換するので

$$S_1S_2 + S_2S_1 = 0$$

同様に

$$S_1S_3 + S_3S_1 = 0, \quad S_2S_3 + S_3S_2 = 0$$

となり、 $a \neq b$ での反交換関係

$$\{S_a, S_b\} = 0 \quad (\{A, B\} = AB + BA)$$

が出てきます。 $a = b$ なら  $1/2$ なので、クロネッカーデルタを使えば  $\{S_a, S_b\} = \delta_{ab}/2$ です。交換関係と反交換関係を合わせると

$$\begin{aligned} iS_3 &= \{S_1, S_2\} + [S_1, S_2] \\ &= S_1S_2 + S_2S_1 + S_1S_2 - S_2S_1 \\ S_1S_2 &= \frac{i}{2}S_3 \end{aligned}$$

同様にすることで、 $S_a$  は

$$S_1 S_2 = \frac{i}{2} S_3, \quad S_3 S_1 = \frac{i}{2} S_2, \quad S_2 S_3 = \frac{i}{2} S_1 \quad (2)$$

という関係を持つこともあります。

これで  $S_1$  を求められます。 $S_1$  を

$$S_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} \\ c_{21} & c_{22} \end{pmatrix}$$

エルミート行列なので、 $c_{11} = c_{11}^*$ ,  $c_{22} = c_{22}^*$ ,  $c_{21} = c_{12}^*$  です。 $S_3$  との反交換関係を計算すれば

$$\begin{aligned} 0 &= S_1 S_3 + S_3 S_1 \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} \\ -c_{21} & -c_{22} \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} c_{11} & -c_{12} \\ c_{21} & -c_{22} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} c_{11} & 0 \\ 0 & -c_{22} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

から、 $c_{11} = c_{22} = 0$  が分かります。そして、 $c_{21} = c_{12}^*$  から

$$S_1^2 = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 0 & c_{12} \\ c_{12}^* & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & c_{12} \\ c_{12}^* & 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} |c_{12}|^2 & 0 \\ 0 & |c_{12}|^2 \end{pmatrix}$$

$S_1^2$  は単位行列の形になるとしているので、 $|c_{12}|^2 = 1$  です。このため、 $c_{12} = e^{i\phi}$  ( $\phi$  は実数) となります。 $S_2$  は (2) から

$$\begin{aligned} S_2 &= -2i S_1 S_3 \\ &= -\frac{i}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & e^{i\phi} \\ e^{-i\phi} & 0 \end{pmatrix} \\ &= \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & -e^{i\phi} \\ e^{-i\phi} & 0 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

これで、 $S_a$  の関係と (1) を満たす行列が求まりました。行列には任意の  $\phi$  がいますが、 $\phi = 0$  として

$$S_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \sigma_1, \quad S_2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \sigma_2, \quad S_3 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \sigma_3$$

$\sigma_a$  はパウリ行列です。 $S_a$  の関係からパウリ行列の関係は

$$[\sigma_a, \sigma_b] = 2i\epsilon_{abc}\sigma_c, \quad \{\sigma_a, \sigma_b\} = 2\delta_{ab}$$

$$\sigma_1^2 = \sigma_2^2 = \sigma_3^2 = 1$$

$$\sigma_1\sigma_2 = i\sigma_3, \quad \sigma_3\sigma_1 = i\sigma_2, \quad \sigma_2\sigma_3 = i\sigma_1 \quad (3)$$

となり、 $2 \times 1$  行列としての  $|\pm\rangle$  に対して

$$\sigma_1|\pm\rangle = |\mp\rangle, \sigma_2|\pm\rangle = \pm i|\mp\rangle, \sigma_3|\pm\rangle = \pm|\pm\rangle \quad (4)$$

パウリ行列だと  $1/2$  も省かれるので、余計な係数がなくなり便利です（スピンの符号だけが取り出される）。

今度は、一般的な方向を向いたスピンの固有状態を作ります。そのためにスピンに対する回転を作ります。ここで問題になるのがスピン（スピン上向き、下向きの状態  $|\pm\rangle$ ）に対する回転は何かという点です。例えば位置ベクトルならベクトルの回転を行えばいいですが、スピンは位置ベクトルではないですし、具体的なイメージを持てる対象ではないです。というわけで、ベクトルの回転をスピンの状況に合わせることでスピンの回転変換を与えます。

そのために、3次元ベクトルの回転を持ってきます。位置の状態の回転は

$$|x'\rangle = \exp\left[-\frac{i}{\hbar}\theta\mathbf{n} \cdot \mathbf{J}\right]|\mathbf{x}\rangle$$

と与えられます（時計回りの回転）。 $\mathbf{n}$  は任意の回転軸の単位ベクトル、 $\mathbf{J}$  は軌道角運動量演算子  $x \times p$  です。軌道角運動量演算子によって位置の回転が与えられるので、スピン演算子を使えばスピンの回転になると考えられます。よって、スピンの状態  $|\pm\rangle$  に対する任意の  $\mathbf{n}$  軸周りの回転演算子は

$$R_{\mathbf{n}}(\theta) = \exp[-i\theta\mathbf{n} \cdot \mathbf{S}] = \exp\left[-\frac{i}{2}\theta\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}\right] \quad (S = \frac{1}{\hbar}\mathbf{J})$$

となります。この回転行列を  $|\pm\rangle$  に作用させれば、任意の方向を向いたスピンになります。

$\exp$  内に行列がいると面倒なので、行列部分を外に出します。そのために、パウリ行列  $\sigma_a$  の関係

$$(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{V})(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{W}) = \mathbf{V} \cdot \mathbf{W} + i\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{V} \times \mathbf{W}) \Rightarrow (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n})(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}) = \mathbf{n} \cdot \mathbf{n} = 1$$

を使うことで、 $R_{\mathbf{n}}(\theta)$  は  $(\theta' = \theta/2)$

$$\begin{aligned} \exp[-i\theta'\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}] &= 1 - i\theta'\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} + \frac{1}{2!}(i\theta'\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma})^2 - \frac{1}{3!}(i\theta'\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma})^3 + \frac{1}{4!}(i\theta'\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma})^4 - \frac{1}{5!}(i\theta'\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma})^5 + \dots \\ &= 1 - i\theta'(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}) - \frac{1}{2!}\theta'^2 + \frac{1}{3!}i\theta'^3(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}) + \frac{1}{4!}\theta'^4 - \frac{1}{5!}i\theta'^5(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}) + \dots \\ &= \cos\theta' - i(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma})\sin\theta' \end{aligned}$$

となります。 $\cos\theta$  と  $\sin\theta$  のテーラー展開

$$\cos\theta = 1 - \frac{1}{2!}\theta^2 + \frac{1}{4!}\theta^4 - \dots$$

$$\sin\theta = \theta - \frac{1}{3!}\theta^3 + \frac{1}{5!}\theta^5 - \dots$$

を使っています。これで行列部分であるパウリ行列が外に出てきています。

$|\pm\rangle$  の任意の軸周りの回転は

$$|\pm'\rangle = R_{\mathbf{n}}(\theta)|\pm\rangle$$

$$R_{\mathbf{n}}(\theta) = \exp\left[-\frac{i}{2}\theta\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}\right] = \cos\frac{\theta}{2} - i(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma})\sin\frac{\theta}{2}$$

によって与えられます。ここで分かるのが  $2\pi$  回転させたとき

$$|\pm'\rangle = R_n(2\pi)|\pm\rangle = -|\pm\rangle$$

となって、元に戻らないことです。 $4\pi$  回転させれば

$$|\pm'\rangle = R_n(4\pi)|\pm\rangle = |\pm\rangle$$

となり、元に戻ります。これがスピン  $1/2$  のときの特徴で、回転によって元に戻すには  $4\pi$  回転させる必要があります。

$|\pm\rangle$  に  $R_n(\theta)$  を作用させて任意の方向に向けたときの  $|\pm'\rangle$  を求めます。向たい方向の単位ベクトルを  $e$  とします。 $|+\rangle$  は第三成分の方向なので、これは極座標  $(\alpha, \beta)$  (半径  $r$  は 1) を使えば、 $e$  は第二成分の方向周りに  $\alpha$  回転させて、第三成分の方向に  $\beta$  回転させた位置にいると出来ます ( $x, y, z$  軸で言えば、 $y$  軸周りに  $\alpha$  回転させて、 $z$  軸周りに  $\beta$  回転させる)。まず、 $\alpha$  回転は第二成分の軸周りの回転なので、 $\mathbf{n} = (0, 1, 0)$  として

$$R_2(\alpha) = \cos \alpha - i\sigma_2 \sin \alpha$$

$\beta$  回転は第三成分の軸周りなので  $\mathbf{n} = (0, 0, 1)$  から

$$R_3(\beta) = \cos \beta - i\sigma_3 \sin \beta$$

簡単のために  $\alpha/2, \beta/2$  を単に  $\alpha, \beta$  と書いて、最後に戻します。これらから

$$\begin{aligned} R_3(\beta)R_2(\alpha) &= (\cos \beta - i\sigma_3 \sin \beta)(\cos \alpha - i\sigma_2 \sin \alpha) \\ &= \cos \alpha \cos \beta - i\sigma_2 \sin \alpha \cos \beta - i\sigma_3 \cos \alpha \sin \beta - \sigma_3 \sigma_2 \sin \alpha \sin \beta \\ &= \cos \alpha \cos \beta - i \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \sin \alpha \cos \beta - i \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \cos \alpha \sin \beta - \begin{pmatrix} 0 & -i \\ -i & 0 \end{pmatrix} \sin \alpha \sin \beta \end{aligned}$$

各成分  $(a, b)$  は

$$(1, 1) : \cos \alpha \cos \beta - i \cos \alpha \sin \beta = e^{-i\beta} \cos \alpha$$

$$(1, 2) : -\sin \alpha \cos \beta + i \sin \alpha \sin \beta = -e^{-i\beta} \sin \alpha$$

$$(2, 1) : \sin \alpha \cos \beta + i \sin \alpha \sin \beta = e^{i\beta} \sin \alpha$$

$$(2, 2) : \cos \alpha \cos \beta + i \cos \alpha \sin \beta = e^{i\beta} \cos \alpha$$

となっているので、任意の方向  $e$  を向いている上向きスピンの状態は

$$\begin{aligned}
|+; \mathbf{e}\rangle &= R_3(\beta)R_2(\alpha)|+\rangle \\
&= \begin{pmatrix} e^{-i\beta} \cos \alpha & -e^{-i\beta} \sin \alpha \\ e^{i\beta} \sin \alpha & e^{i\beta} \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\
&= \begin{pmatrix} e^{-i\beta} \cos \alpha \\ e^{i\beta} \sin \alpha \end{pmatrix} \\
&\Rightarrow \begin{pmatrix} e^{-i\beta/2} \cos \frac{\alpha}{2} \\ e^{i\beta/2} \sin \frac{\alpha}{2} \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

最後の矢印は省いていた  $1/2$  を戻しているだけです。下向きでは

$$\begin{aligned}
|-; \mathbf{e}\rangle &= \begin{pmatrix} e^{-i\beta} \cos \alpha & -e^{-i\beta} \sin \alpha \\ e^{i\beta} \sin \alpha & e^{i\beta} \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \\
&\Rightarrow \begin{pmatrix} -e^{-i\beta/2} \sin \frac{\alpha}{2} \\ e^{i\beta/2} \cos \frac{\alpha}{2} \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

となります。状態は位相因子  $e^{ic}$  がいても物理を変更しないことから、 $e^{i\beta/2}$  ずらして

$$|+; \mathbf{e}\rangle = \begin{pmatrix} \cos \frac{\alpha}{2} \\ e^{i\beta} \sin \frac{\alpha}{2} \end{pmatrix}, \quad |-; \mathbf{e}\rangle = \begin{pmatrix} -\sin \frac{\alpha}{2} \\ e^{i\beta} \cos \frac{\alpha}{2} \end{pmatrix}$$

とする場合もあります。

これで正しいことを確かめるために固有値を求めます。スピン演算子も  $e$  の方向に向けるので  $e \cdot S$  として作用させます。 $e$  は極座標  $(\alpha, \beta)$  で

$$\mathbf{e} = (\sin \alpha \cos \beta, \sin \alpha \sin \beta, \cos \alpha) \quad (\mathbf{e} \cdot \mathbf{e} = 1)$$

と書けるので

$$\begin{aligned}
\mathbf{e} \cdot \mathbf{S} &= S_1 \sin \alpha \cos \beta + S_2 \sin \alpha \sin \beta + S_3 \cos \alpha \\
&= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \sin \alpha \cos \beta \\ \sin \alpha \cos \beta & 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i \sin \alpha \cos \beta \\ i \sin \alpha \cos \beta & 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \cos \alpha & 0 \\ 0 & -\cos \alpha \end{pmatrix} \\
&= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \sin \alpha \cos \beta - i \sin \alpha \sin \beta \\ \sin \alpha \cos \beta + i \sin \alpha \sin \beta & 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \cos \alpha & 0 \\ 0 & -\cos \alpha \end{pmatrix} \\
&= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & e^{-i\beta} \sin \alpha \\ e^{i\beta} \sin \alpha & 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \cos \alpha & 0 \\ 0 & -\cos \alpha \end{pmatrix} \\
&= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \cos \alpha & e^{-i\beta} \sin \alpha \\ e^{i\beta} \sin \alpha & -\cos \alpha \end{pmatrix}
\end{aligned}$$

よって

$$\begin{aligned}
\mathbf{e} \cdot \mathbf{S} |+; \mathbf{e}\rangle &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \cos \alpha & e^{-i\beta} \sin \alpha \\ e^{i\beta} \sin \alpha & -\cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-i\beta/2} \cos \frac{\alpha}{2} \\ e^{i\beta/2} \sin \frac{\alpha}{2} \end{pmatrix} \\
&= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} e^{-i\beta/2} (\cos \alpha \cos \frac{\alpha}{2} + \sin \alpha \sin \frac{\alpha}{2}) \\ e^{i\beta/2} (\sin \alpha \cos \frac{\alpha}{2} - \sin \frac{\alpha}{2} \cos \alpha) \end{pmatrix} \\
&= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} e^{-i\beta/2} \cos \frac{\alpha}{2} \\ e^{i\beta/2} \sin \frac{\alpha}{2} \end{pmatrix} \\
&= \frac{1}{2} |+; \mathbf{e}\rangle
\end{aligned}$$

となるので

$$\mathbf{e} \cdot \mathbf{S} |+; \mathbf{e}\rangle = \frac{1}{2} |+; \mathbf{e}\rangle$$

となり、任意の方向を向いたスピン演算子  $\mathbf{e} \cdot \mathbf{S}$  の固有値は  $1/2$  と確かめられます。下向きでも同様で

$$\mathbf{e} \cdot \mathbf{S} |-; \mathbf{e}\rangle = -\frac{1}{2} |-; \mathbf{e}\rangle$$

となります。

というわけで、例えば  $S_1$  の固有状態  $|+; \mathbf{e}_1\rangle$  は  $\alpha = \pi/2, \beta = 0$  から

$$|+; \mathbf{e}_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad |-; \mathbf{e}_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$$

となります。

スピン  $1/2$  を持った 2 つの系  $A, B$  を合成した場合は「クレブシュ・ゴルダン係数の符号」で求めているので、結果を今の表記に対応させます。2 つの角運動量演算子  $A, B$  から  $J = A + B$  とした角運動量での  $J_3$  の固有状態を  $|(j_A, j_B)j, m\rangle$  としたとき、この状態は

$$|(j_A, j_B)j, m\rangle = \sum_{m_A, m_B} C(j_A, j_B, j : m_A, m_B, m) |j_A, m_A; j_B, m_B\rangle$$

$$|j_A - j_B| \leq j \leq j_A + j_B, \quad -j \leq m \leq j$$

と展開されます。 $C(j_A, j_B, j : m_A, m_B, m)$  はクレブシュ・ゴルダン係数、 $A_3, B_3$  での固有状態は  $|j_A, m_A\rangle, |j_B, m_B\rangle$  とし

$$|j_A, m_A; j_B, m_B\rangle = |j_A, m_A\rangle \otimes |j_B, m_B\rangle$$

としています。テンソル積  $\otimes$  のことは気にしなくていいです。どちらもスピン  $1/2$  とするので、 $j_A = j_B = 1/2$  として

$$|(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})j, m\rangle = \sum_{m_A, m_B} C(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, j : m_A, m_B, m) |\frac{1}{2}, m_A; \frac{1}{2}, m_B\rangle \quad (5)$$

今の  $m_A, m_B, j, m$  は

$$m_A = -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \quad m_B = -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \quad j = 1, 0, \quad m = m_A + m_B, \quad -j \leq m \leq j$$

$|j_A, m_A\rangle, |j_B, m_B\rangle$  を  $|\pm\rangle_A, |\pm\rangle_B$  として

$$|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle = |+\rangle_A \otimes |+\rangle_B, \quad |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}; \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle = |-\rangle_A \otimes |-\rangle_B$$

$$|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle = |+\rangle_A \otimes |-\rangle_B, \quad |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}; \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle = |-\rangle_A \otimes |+\rangle_B$$

と書き、(5) から 2 つのスピン  $1/2$  で可能な  $|(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})j, m\rangle$  は 4 個あり

$$|1, 1\rangle = |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 1, 1\rangle, \quad |1, 0\rangle = |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 1, 0\rangle, \quad |1, -1\rangle = |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 1, -1\rangle, \quad |0, 0\rangle = |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 0, 0\rangle$$

と書くことにします。(5) を求めいくと

$$|1, 1\rangle = |+\rangle_A \otimes |+\rangle_B, \quad |1, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |-\rangle_A \otimes |+\rangle_B + \frac{1}{\sqrt{2}} |+\rangle_A \otimes |-\rangle_B, \quad |1, -1\rangle = |-\rangle_A \otimes |-\rangle_B$$

$$|0, 0\rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}} |-\rangle_A \otimes |+\rangle_B + \frac{1}{\sqrt{2}} |+\rangle_A \otimes |-\rangle_B$$

となります。このとき、上の 3 つは合成系のスピン  $j$  は 1 で、 $|0, 0\rangle$  は 0 です。加えて

$$J^2 |(j_A, j_B)j, m\rangle = \hbar^2 j(j+1) |(j_A, j_B)j, m\rangle$$

から、 $J^2$  の固有値は上の 3 つでは  $2\hbar^2$  で、 $|0, 0\rangle$  では 0 です。このため、 $|0, 0\rangle$  を 1 重項、他の 3 つを 3 重項と呼びます。 $J_3$  の固有値は

$$J_3 |(j_A, j_B)j, m\rangle = \hbar m |(j_A, j_B)j, m\rangle$$

から

$$|1, 1\rangle : \hbar, \quad |1, 0\rangle : 0, \quad |1, -1\rangle : -\hbar$$

$$|0, 0\rangle : 0$$

となっています。 $S_3$  では  $\hbar = 1$  にすればいいです。

固有状態と固有値が回転後も上で見たように

$$\mathbf{e} \cdot \mathbf{S} |\pm; \mathbf{e}\rangle = \pm \frac{1}{2} |\pm; \mathbf{e}\rangle$$

となっていること、 $S^2$  はスカラーなので回転の影響を受けないことを踏まえれば、任意の方向  $\mathbf{e}$  での  $A, B$  の状態によって合成系の状態は

$$|1, 1\rangle = |+; \mathbf{e}\rangle_A \otimes |+; \mathbf{e}\rangle_B, \quad |1, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |--; \mathbf{e}\rangle_A \otimes |+; \mathbf{e}\rangle_B + \frac{1}{\sqrt{2}} |+; \mathbf{e}\rangle_A \otimes |--; \mathbf{e}\rangle_B, \quad |1, -1\rangle = |--; \mathbf{e}\rangle_A \otimes |--; \mathbf{e}\rangle_B$$

$$|0, 0\rangle = -\frac{1}{\sqrt{2}} |--; \mathbf{e}\rangle_A \otimes |+; \mathbf{e}\rangle_B + \frac{1}{\sqrt{2}} |+; \mathbf{e}\rangle_A \otimes |--; \mathbf{e}\rangle_B$$

と書けることも分かります（回転不变性）。系  $A$  と系  $B$  を同じ角度で回転させれば、全体は単純に回転させられるだけなので、合成系はその回転で状況が変わらないと言いうことが出来ます。

最後に 1 重項における  $A, B$  のスピンの積の期待値を求めておきます。これは  $A, B$  でのスピン演算子  $S^{(A)}, S^{(B)}$  から

$$\mathbf{a} \cdot \mathbf{S}^{(A)} \otimes \mathbf{b} \cdot \mathbf{S}^{(B)}$$

と与えられます（ $(|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle j, m)$  に作用する演算子）。期待値では

$$\langle \mathbf{a} \cdot \mathbf{S}^{(A)} \otimes \mathbf{b} \cdot \mathbf{S}^{(B)} \rangle = \langle 0, 0 | \mathbf{a} \cdot \mathbf{S}^{(A)} \otimes \mathbf{b} \cdot \mathbf{S}^{(B)} | 0, 0 \rangle$$

となり、スピン相関と呼ばれたりします。相関（相関係数）は簡単に言えば、系  $A$  と系  $B$  の間に関係があることを表すものです。 $\mathbf{a}, \mathbf{b}$  は系  $A, B$  でのスピン方向の単位ベクトルです。なので、 $\mathbf{a}$  方向のスピンと  $\mathbf{b}$  方向のスピンの積の期待値を求めるということです。テンソル積の記号があると煩わしいので、ここから省いていきます。テンソル積の規則から求めることが出来ますが、素直に計算します。

一般化された状況だと面倒なので、系  $A$  の単位ベクトル  $\mathbf{a}$  は第三成分方向を向いているとし

$$\mathbf{a}_3 \cdot \mathbf{S}^{(A)} = S_3^{(A)}$$

とします。 $|0, 0\rangle$  は

$$|0, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} ( |--; \mathbf{b}\rangle_A |+; \mathbf{b}\rangle_B + |+; \mathbf{b}\rangle_A |--; \mathbf{b}\rangle_B )$$

$$\langle 0, 0 | = \frac{1}{\sqrt{2}} ( - {}_A \langle--; \mathbf{b} | {}_B \langle +; \mathbf{b} | + {}_A \langle +; \mathbf{b} | {}_B \langle--; \mathbf{b} | )$$

とします。そうすると

$$\langle 0, 0 | 0, 0 \rangle = \frac{1}{2} ( {}_A \langle--; \mathbf{b} | {}_B \langle +; \mathbf{b} | {}_A \langle +; \mathbf{b} | {}_B \langle--; \mathbf{b} | - {}_A \langle--; \mathbf{b} | {}_B \langle +; \mathbf{b} | {}_A \langle +; \mathbf{b} | {}_B \langle--; \mathbf{b} | )$$

$$- {}_A \langle +; \mathbf{b} | {}_B \langle--; \mathbf{b} | {}_A \langle +; \mathbf{b} | {}_B \langle--; \mathbf{b} | + {}_A \langle +; \mathbf{b} | {}_B \langle +; \mathbf{b} | {}_A \langle +; \mathbf{b} | {}_B \langle--; \mathbf{b} | )$$

今はこの各項は  $S_3^{(A)} \mathbf{b} \cdot \mathbf{S}^{(B)}$  を挟んでいます。なので

$$\langle 0, 0 | S_3^{(A)} \mathbf{b} \cdot \mathbf{S}^{(B)} | 0, 0 \rangle$$

は

$$\begin{aligned} {}_A \langle -; \mathbf{b} | S_3^{(A)} | -; \mathbf{b} \rangle_{A \cdot B} & \langle +; \mathbf{b} | \mathbf{b} \cdot \mathbf{S}^{(B)} | +; \mathbf{b} \rangle_B \\ {}_A \langle +; \mathbf{b} | S_3^{(A)} | +; \mathbf{b} \rangle_{A \cdot B} & \langle -; \mathbf{b} | \mathbf{b} \cdot \mathbf{S}^{(B)} | -; \mathbf{b} \rangle_B \\ - {}_A \langle -; \mathbf{b} | S_3^{(A)} | +; \mathbf{b} \rangle_{A \cdot B} & \langle +; \mathbf{b} | \mathbf{b} \cdot \mathbf{S}^{(B)} | -; \mathbf{b} \rangle_B \\ - {}_A \langle +; \mathbf{b} | S_3^{(A)} | -; \mathbf{b} \rangle_{A \cdot B} & \langle -; \mathbf{b} | \mathbf{b} \cdot \mathbf{S}^{(B)} | +; \mathbf{b} \rangle_B \end{aligned}$$

の和になっています。直交性から

$$\begin{aligned} {}_B \langle \pm; \mathbf{b} | \mathbf{b} \cdot \mathbf{S}^{(B)} | \pm; \mathbf{b} \rangle_B & = \pm \frac{1}{2} \\ {}_B \langle \pm; \mathbf{b} | \mathbf{b} \cdot \mathbf{S}^{(B)} | \mp; \mathbf{b} \rangle_B & = \mp \frac{1}{2} {}_B \langle \pm; \mathbf{b} | \mp; \mathbf{b} \rangle_B = 0 \end{aligned}$$

となり

$$\begin{aligned} {}_A \langle -; \mathbf{b} | S_3^{(A)} | -; \mathbf{b} \rangle_{A \cdot B} & \langle +; \mathbf{b} | \mathbf{b} \cdot \mathbf{S}^{(B)} | +; \mathbf{b} \rangle_B = \frac{1}{2} {}_A \langle -; \mathbf{b} | S_3^{(A)} | -; \mathbf{b} \rangle_A \\ {}_A \langle +; \mathbf{b} | S_3^{(A)} | +; \mathbf{b} \rangle_{A \cdot B} & \langle -; \mathbf{b} | \mathbf{b} \cdot \mathbf{S}^{(B)} | -; \mathbf{b} \rangle_B = -\frac{1}{2} {}_A \langle +; \mathbf{b} | S_3^{(A)} | +; \mathbf{b} \rangle_A \end{aligned}$$

よって

$$\langle 0, 0 | S_3 \mathbf{b} \cdot \mathbf{S}^{(B)} | 0, 0 \rangle = \frac{1}{4} ( - \langle +; \mathbf{b} | S_3^{(A)} | +; \mathbf{b} \rangle_A + {}_A \langle -; \mathbf{b} | S_3^{(A)} | -; \mathbf{b} \rangle_A ) \quad (6)$$

となります。ここからの計算では  $A$  しか出てこないので、(A) を省きます。

ちなみに、

$$\langle \mathbf{a} \cdot \mathbf{S}^{(A)} \rangle = \langle \mathbf{b} \cdot \mathbf{S}^{(B)} \rangle = 0$$

となっていることも分かります。

$r = 1$  の極座標を  $(\theta, \varphi)$  として、回転によって

$$\begin{aligned} \langle -; \mathbf{b} | S_3 | -; \mathbf{b} \rangle & = \langle - | R_2^\dagger(-\theta) R_3^\dagger(-\varphi) S_3 R_3(-\varphi) R_2(-\theta) | - \rangle \\ & = \langle - | R_2^\dagger(-\theta) R_3^\dagger(-\varphi) S_3 R_3(-\varphi) R_2(-\theta) | - \rangle \\ & = \langle - | R_2^\dagger(-\theta) S_3 R_2(-\theta) | - \rangle \end{aligned}$$

とすれば第三成分方向に戻ります。 $-\theta, -\varphi$  としているのは  $|-\rangle$  は第三成分のマイナス方向だからで、二行目から三行目へは  $\sigma_a$  同士は交換するからです。 $|+\rangle$  では

$$\langle +; \mathbf{b} | S_3 | +; \mathbf{b} \rangle = \langle + | R_2^\dagger(\theta) R_3^\dagger(\varphi) S_3 R_3(\varphi) R_2(\theta) | + \rangle = \langle + | R_2^\dagger(\theta) S_3 R_2(\theta) | + \rangle$$

となります。

挟んでいる部分は

$$\begin{aligned} R_2(-\theta) &= \exp\left[\frac{i}{2}\theta\sigma_2\right] = \cos\frac{\theta}{2} + i\sigma_2 \sin\frac{\theta}{2} = (\cos\alpha + i\sigma_2 \sin\alpha) \quad (\alpha = \theta/2) \\ R_2^\dagger(-\theta) &= (\cos\alpha - i\sigma_2 \sin\alpha) \quad (\sigma_2^\dagger = \sigma_2) \end{aligned}$$

から

$$R_2^\dagger(-\theta) \sigma_3 R_2(-\theta) = (\cos\alpha - i\sigma_2 \sin\alpha) \sigma_3 (\cos\alpha + i\sigma_2 \sin\alpha)$$

見やすくなるので、行列を直接計算せずにパウリ行列の関係 (3) を使って、 $\sigma_3$  を右側に持っていきます。そうすると

$$\begin{aligned} R_2^\dagger(-\theta) \sigma_3 R_2(-\theta) &= (\cos\alpha - i\sigma_2 \sin\alpha) (\sigma_3 \cos\alpha + i([\sigma_3, \sigma_2] + \sigma_2 \sigma_3) \sin\alpha) \\ &= (\cos\alpha - i\sigma_2 \sin\alpha) (\sigma_3 \cos\alpha + i(-2i\sigma_1 + \sigma_2 \sigma_3) \sin\alpha) \\ &= (\cos\alpha - i\sigma_2 \sin\alpha) (\sigma_3 \cos\alpha + 2\sigma_1 \sin\alpha + i\sigma_2 \sigma_3 \sin\alpha) \\ &= (\cos\alpha - i\sigma_2 \sin\alpha) (\sigma_3 \cos\alpha + i\sigma_2 \sigma_3 \sin\alpha + 2\sigma_1 \sin\alpha) \\ &= (\cos^2\alpha + \sigma_2^2 \sin^2\alpha) \sigma_3 + 2(\cos\alpha - i\sigma_2 \sin\alpha) \sigma_1 \sin\alpha \\ &= (\cos^2\alpha + \sin^2\alpha) \sigma_3 + 2\sin\alpha (\cos\alpha - i\sigma_2 \sin\alpha) \sigma_1 \end{aligned}$$

これを  $|-\rangle$  で挟んで (4) を使うことで

$$\begin{aligned}
\langle -|R_2^\dagger(-\theta)\sigma_3R_2(-\theta)|-\rangle &= \langle -|[(\cos^2\alpha + \sin^2\alpha)\sigma_3 + 2\sin\alpha(\cos\alpha - i\sigma_2\sin\alpha)\sigma_1]|-\rangle \\
&= \langle -|[(\cos^2\alpha + \sin^2\alpha)\sigma_3|-\rangle + 2\sin\alpha(\cos\alpha - i\sigma_2\sin\alpha)\sigma_1|-\rangle \\
&= \langle -|[-(\cos^2\alpha + \sin^2\alpha)|-\rangle + 2\sin\alpha(\cos\alpha - i\sigma_2\sin\alpha)|+\rangle \\
&= \langle -|[-(\cos^2\alpha + \sin^2\alpha)|-\rangle + 2\sin\alpha(\cos\alpha|+ - i\sigma_2|+ \sin\alpha) \\
&= \langle -|[-(\cos^2\alpha + \sin^2\alpha)|-\rangle + 2\sin\alpha(\cos\alpha|+ + \sin\alpha|-\rangle) \\
&= -(\cos^2\alpha + \sin^2\alpha)\langle -|-\rangle + 2\sin\alpha(\cos\alpha\langle -|+ + \sin\alpha\langle -|-\rangle) \\
&= -(\cos^2\alpha + \sin^2\alpha) + 2\sin^2\alpha \\
&= \sin^2\alpha - \cos^2\alpha \\
&= -\cos 2\alpha \\
&= -\cos\theta
\end{aligned}$$

$|+\rangle$  では  $\alpha$  の符号を反転させればいいだけなので、同様にしていくことで

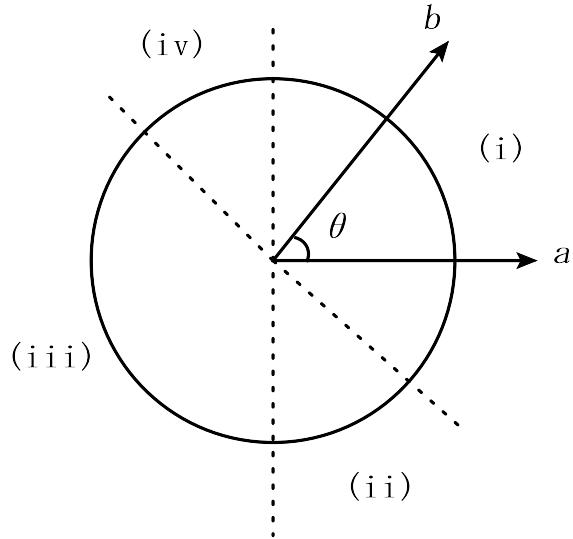
$$\begin{aligned}
\langle +|R_2^\dagger(-\theta)\sigma_3R_2(-\theta)|+\rangle &= \langle +|[(\cos^2\alpha + \sin^2\alpha)\sigma_3|+ - 2\sin\alpha(\cos\alpha + i\sigma_2\sin\alpha)\sigma_1]|+\rangle \\
&= \langle +|[(\cos^2\alpha + \sin^2\alpha)|+ - 2\sin\alpha(\cos\alpha + i\sigma_2\sin\alpha)]|-\rangle \\
&= \langle +|[(\cos^2\alpha + \sin^2\alpha)|+ - 2\sin\alpha(\cos\alpha| - i\sigma_2| - \sin\alpha)] \\
&= (\cos^2\alpha + \sin^2\alpha)\langle +|+ - 2\sin^2\alpha\langle +|+ \\
&= \cos^2\alpha + \sin^2\alpha - 2\sin^2\alpha \\
&= \cos\theta
\end{aligned}$$

となるので

$$\begin{aligned}
\langle +; \mathbf{b}|S_3|+; \mathbf{b}\rangle &= \langle +|R_2^\dagger(-\theta)S_3R_2(-\theta)|+\rangle = \frac{1}{2}\cos\theta \\
\langle -; \mathbf{b}|S_3|-; \mathbf{b}\rangle &= \langle -|R_2^\dagger(-\theta)S_3R_2(-\theta)|-\rangle = -\frac{1}{2}\cos\theta
\end{aligned}$$

よって、期待値 (6) は

$$\begin{aligned}
\langle S_3^{(A)}\mathbf{b} \cdot \mathbf{S}^{(B)} \rangle &= \langle 0, 0|S_3\mathbf{b} \cdot \mathbf{S}^{(B)}|0, 0\rangle = \frac{1}{2}(-\frac{1}{2}\langle +; \mathbf{b}|S_3|+; \mathbf{b}\rangle_A + \frac{1}{2}\langle -; \mathbf{b}|S_3|-; \mathbf{b}\rangle_A) \\
&= \frac{1}{2}(-\frac{1}{4}\cos\theta - \frac{1}{4}\cos\theta) \\
&= -\frac{1}{4}\cos\theta
\end{aligned}$$



期待値は系  $A$  と系  $B$  のスピン方向の間の角度に依存していて、 $e_3$  を第三成分方向の単位ベクトルとすれば

$$\langle S_3^{(A)} \mathbf{b} \cdot \mathbf{S}^{(B)} \rangle = -\frac{1}{4} e_3 \cdot \mathbf{b}$$

これは系  $A$  が第三成分を向いているときだけでなく、一般的な方向でも成立していて

$$\langle \mathbf{a} \cdot \mathbf{S}^{(A)} \mathbf{b} \cdot \mathbf{S}^{(B)} \rangle = -\frac{1}{4} \mathbf{a} \cdot \mathbf{b}$$

と書けます。

ついでに、古典的な取り扱いをしたときどうなるのかも見ておきます。スピンは古典的な対応物がないので、角運動量  $0$  の粒子が角運動量  $A, B$  を持った 2 つの粒子  $A, B$  に分離したとすることで同じような状況を作ります。これは当然  $A = -B$  です。運動量を観測するときは観測する方向があるので、それを単位ベクトル  $a, b$  で表します。そうすると、観測されるときは  $a \cdot A, b \cdot B$  として出てきます。この符号を観測するとして、その観測量  $a, b$  を

$$\mathbf{a} \cdot \mathbf{A} : a = \pm 1, \mathbf{b} \cdot \mathbf{B} : b = \pm 1$$

とします。このとき、 $a, b$  が  $\pm 1$  となる確率は  $a, b$  とは無関係で、全て等しいとします。よって、 $ab$  の期待値は

$$\langle ab \rangle = P_{++} + P_{--} - P_{+-} - P_{-+}$$

で与えられます。 $P_{ab}$  は  $a, b = \pm 1$  の組み合わせのそれぞれの確率です ( $A, B$  そのものでなく、観測する方向の符号も絡んでるので、 $a = +1, b = +1$  のような場合もある)。このようなときの確率は円を考えると分かります (正確には 3 次元なので球ですが円でも同じ)。

まず、円に  $a, b$  の間の角度を  $\theta$  として配置して、図のように点線をいれます。それぞれの点線は  $a, b$  に垂直です。このとき  $A$  が、 $a$  に垂直な点線で分けられている半円の  $a$  の側にいるなら、その間の角度は  $\pi/2$  を超えることはないので、 $a \cdot A > 0$  から  $a = +1$  です。点線の逆側にいるなら  $a = -1$  です。 $b$  でも同様です。そして、 $A = -B$  から、例えば図の領域 (iii) に  $A$  がいるなら、 $B$  は領域 (i) にいることになり、 $a = -1, b = +1$  となるので、 $ab = -1$  になります。

よって、2 つの点線で 4 分割された領域のどこに  $A$  がいるかで  $ab$  の符号が決まり

(i) :  $ab = -1, \pi - \theta$

(ii) :  $ab = +1, \theta$

(iii) :  $ab = -1, \pi - \theta$

(iv) :  $ab = +1, \theta$

$\theta, \pi - \theta$  はそれぞれの領域の角度です。そうすると、 $A, B$  が各領域に入る確率は等しいとしているので、 $2\pi$  で割ればそれぞれの領域にいる確率になり

$$P_{++} = P_{--} = \frac{\theta}{2\pi}, \quad P_{+-} = P_{-+} = \frac{\pi - \theta}{2\pi}$$

よって

$$\langle ab \rangle = \frac{\theta}{\pi} - \frac{\pi - \theta}{\pi} = \frac{-\pi + 2\theta}{\pi}$$

となります。これは  $A, B$  の間の角度  $\theta$  を変数にする  $-1$  から  $+1$  への 1 次関数です（同じ向きの  $\theta = 0$  で  $-1$ 、反対向きの  $\theta = \pi$  で  $+1$ 。）。

量子力学での結果を同じように観測結果が  $\pm 1$  とするには、 $S$  をパウリ行列にすればいいので

$$\langle \mathbf{a} \cdot \boldsymbol{\sigma}^{(A)} \mathbf{b} \cdot \boldsymbol{\sigma}^{(B)} \rangle = -\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} = -\cos \theta$$

絶対値を取って古典的な場合と比較すれば、量子力学での結果の方が大きいです（相関が強い）。これは量子力学での不確実さによるものだと考えられます。

・補足

$R_n(\theta)$  を  $n$  の極座標で書いたときの形を出します。 $n$  を半径  $r = 1$  とした極座標  $(\rho, \varphi)$  によって

$$\mathbf{n} = (\sin \rho \cos \varphi, \sin \rho \sin \varphi, \cos \rho) \quad (\mathbf{n} \cdot \mathbf{n} = 1)$$

と書けば

$$\exp[-i\theta' \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}] = \cos \theta' - i(\sigma_1 \sin \rho \cos \varphi + \sigma_2 \sin \rho \sin \varphi + \sigma_3 \cos \rho) \sin \theta'$$

第 2 項は

$$\begin{aligned}
& (\sigma_1 \sin \rho \cos \varphi + \sigma_2 \sin \rho \sin \varphi + \sigma_3 \cos \rho) \sin \theta' \\
&= (\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \sin \rho \cos \varphi + \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \sin \rho \sin \varphi + \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \cos \rho) \sin \theta' \\
&= \begin{pmatrix} \cos \rho & \sin \rho \cos \varphi - i \sin \rho \sin \varphi \\ \sin \rho \cos \varphi + i \sin \rho \sin \varphi & -\cos \rho \end{pmatrix} \sin \theta' \\
&= \begin{pmatrix} \cos \rho & e^{-i\varphi} \sin \rho \\ e^{i\varphi} \sin \rho & -\cos \rho \end{pmatrix} \sin \theta'
\end{aligned}$$

と書けるので

$$\exp[-i\theta \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}] = \begin{pmatrix} \cos \theta - i \cos \rho \sin \theta' & -i e^{-i\varphi} \sin \rho \sin \theta' \\ -i e^{i\varphi} \sin \rho \sin \theta' & \cos \theta + i \cos \rho \sin \theta' \end{pmatrix}$$

というように極座標を使った形で書けます。