

BCS 変分関数による BCS ハミルトニアンの期待値について

武藤 哲也

BCS 変分関数による BCS ハミルトニアンの期待値 $\langle \Psi_{\text{BCS}} | \mathcal{H} | \Psi_{\text{BCS}} \rangle$ を考える. BCS ハミルトニアン \mathcal{H} は, 次式で定義される.

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \sum_{k\sigma} \xi_k a_{k\sigma}^\dagger a_{k\sigma} - \sum_{k_1, k_2} V_{k_1 k_2} a_{k_1 \uparrow}^\dagger a_{-k_1 \downarrow}^\dagger a_{-k_2 \downarrow} a_{k_2 \uparrow} \\ &= \sum_k \xi_k (a_{k \uparrow}^\dagger a_{k \uparrow} + a_{-k \downarrow}^\dagger a_{-k \downarrow}) - V_0 \sum'_{k_1, k_2} a_{k_1 \uparrow}^\dagger a_{-k_1 \downarrow}^\dagger a_{-k_2 \downarrow} a_{k_2 \uparrow} \end{aligned} \quad (1)$$

ここで, $\xi_k = \varepsilon_k - \mu = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \mu$ で, μ は化学ポテンシャルであり, (1) の第 2 等号の第 1 項では, \downarrow スピンの項のみ, 波数についての和のダミー変数を $-\mathbf{k}$ としている ($\xi_{-\mathbf{k}} = \xi_{\mathbf{k}}$ に注意). 引力相互作用エネルギー $-V_{k_1 k_2}$ は

$$V_{k_1 k_2} \equiv \begin{cases} V_0 & (|\xi_{k_1}| \leq \hbar\omega_D, |\xi_{k_2}| \leq \hbar\omega_D) \\ 0 & (\text{それ以外}) \end{cases} \quad (2)$$

と定義される (ω_D は Debye 周波数). $V_0 (> 0)$ は BCS 相互作用定数である. 和記号 \sum'_{k_1, k_2} の意味は,

$$\sum'_{k_1, k_2} = \sum_{\substack{k_1, k_2 \\ |\xi_{k_1}| \leq \hbar\omega_D, |\xi_{k_2}| \leq \hbar\omega_D}} \quad (3)$$

である.

また, BCS 変分関数 $|\Psi_{\text{BCS}}\rangle$ は,

$$|\Psi_{\text{BCS}}\rangle = \prod_k (u_k + v_k a_{k \uparrow}^\dagger a_{-k \downarrow}^\dagger) |0\rangle \quad (4)$$

で定義される. $|\Psi_{\text{BCS}}\rangle$ は, 電子対の対非占有状態と対占有状態の重ね合わせ状態となっており, u_k と v_k は, 各々の状態の重みに相当する係数である. u_k と v_k の相対的な位相差の自由度を残せば, u_k は一般性を失うことなく実数ととれるので, $u_k \in \mathbb{R}$, $v_k \in \mathbb{C}$ とすると, $|\Psi_{\text{BCS}}\rangle$ の規格化条件は,

$$u_k^2 + |v_k|^2 = 1 \quad (5)$$

とすることで満たされる (後述の (iv) 付録参照). (5) の条件下で u_k と v_k を変分パラメータとして, $\langle \Psi_{\text{BCS}} | \mathcal{H} | \Psi_{\text{BCS}} \rangle$ について変分法を適用する. 以下では, (i)~(iii) の手順で $\langle \Psi_{\text{BCS}} | \mathcal{H} | \Psi_{\text{BCS}} \rangle$ を計算する.

(i) $\langle \Psi_{\text{BCS}} | a_{k \uparrow}^\dagger a_{k \uparrow} | \Psi_{\text{BCS}} \rangle$ について

$$\langle \Psi_{\text{BCS}} | a_{k \uparrow}^\dagger a_{k \uparrow} | \Psi_{\text{BCS}} \rangle = \langle 0 | \prod_{k'} (u_{k'} + v_{k'}^* a_{-k' \downarrow}^\dagger a_{k' \uparrow}^\dagger) a_{k \uparrow}^\dagger a_{k \uparrow} \prod_{k''} (u_{k''} + v_{k''} a_{k'' \uparrow}^\dagger a_{-k'' \downarrow}^\dagger) |0\rangle \quad (6)$$

今, $B_k^\dagger \equiv a_{k \uparrow}^\dagger a_{-k \downarrow}^\dagger$, $B_k \equiv a_{-k \downarrow} a_{k \uparrow}$ として, $A_k^\dagger \equiv u_k + v_k B_k^\dagger$, $A_k \equiv u_k + v_k^* B_k$ を定義する. B_k や B_k^\dagger が偶数個 (2 個) の Fermi 演算子の積なので, 異なる \mathbf{k} と \mathbf{k}' について $[A_k, A_{k'}] = [A_k^\dagger, A_{k'}^\dagger] = 0$ ($\mathbf{k} \neq \mathbf{k}'$) となるため, \mathbf{k}' 積や \mathbf{k}'' 積の内部の積の順序に意味はなく, 積の順序は自由に変えられることに注意する. さらに, 電子の反交換関係

$$\{a_{k\sigma}, a_{k'\sigma'}^\dagger\} = \delta_{kk'} \delta_{\sigma\sigma'} \quad (7)$$

に注意すると, 交換子と反交換子の公式

$$[AB, C] = A\{B, C\} - \{A, C\}B \quad (8)$$

を用いて,

$$\left[B_{\mathbf{k}}^\dagger, a_{\mathbf{k}'\uparrow} \right] \stackrel{(8)}{=} a_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger \left\{ a_{-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger, a_{\mathbf{k}'\uparrow} \right\} - \left\{ a_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger, a_{\mathbf{k}'\uparrow} \right\} a_{-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger \stackrel{(7)}{=} -a_{-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \quad (9)$$

となるので,

$$\left[a_{\mathbf{k}\uparrow}, A_{\mathbf{k}'}^\dagger \right] = v_{\mathbf{k}'} \left[a_{\mathbf{k}\uparrow}, B_{\mathbf{k}'}^\dagger \right] = -v_{\mathbf{k}'} \left[B_{\mathbf{k}'}^\dagger, a_{\mathbf{k}\uparrow} \right] \stackrel{(9)}{=} v_{\mathbf{k}'} a_{-\mathbf{k}'\downarrow}^\dagger \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \quad (10)$$

が成り立つ。さらに, Hermite 共役演算子の性質 $(AB)^\dagger = B^\dagger A^\dagger$ から導かれる Hermite 共役演算子の交換子の公式

$$\left[A^\dagger, B^\dagger \right] = A^\dagger B^\dagger - B^\dagger A^\dagger = (BA)^\dagger - (AB)^\dagger = (BA - AB)^\dagger = [B, A]^\dagger = -[A, B]^\dagger \quad (11)$$

を用いて,

$$\left[A_{\mathbf{k}'}^\dagger, a_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger \right] \stackrel{(11)}{=} - \left[A_{\mathbf{k}'}^\dagger, a_{\mathbf{k}\uparrow} \right]^\dagger = \left[a_{\mathbf{k}\uparrow}, A_{\mathbf{k}'}^\dagger \right]^\dagger \stackrel{(10)}{=} v_{\mathbf{k}'}^* a_{-\mathbf{k}'\downarrow} \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \quad (12)$$

が成り立つ。(10) や (12) より, $\mathbf{k} \neq \mathbf{k}'$ や $\mathbf{k} = \mathbf{k}'$ の時に, $[A_{\mathbf{k}'}^\dagger, a_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger] = 0$ や $[a_{\mathbf{k}\uparrow}, A_{\mathbf{k}'}^\dagger] = 0$ となるので, $a_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger$ を $\mathbf{k}' \neq \mathbf{k}$ となる $A_{\mathbf{k}'}$ と交換し, $a_{\mathbf{k}\uparrow}$ を $\mathbf{k}'' \neq \mathbf{k}$ となる $A_{\mathbf{k}''}^\dagger$ と交換することで, (6) は次のように書くことができる。

$$(6) = \langle 0 | A_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger \prod_{\mathbf{k}' \neq \mathbf{k}} A_{\mathbf{k}'} \prod_{\mathbf{k}'' \neq \mathbf{k}} A_{\mathbf{k}''}^\dagger a_{\mathbf{k}\uparrow} A_{\mathbf{k}}^\dagger | 0 \rangle \quad (13)$$

ここで, (10) から $a_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger A_{\mathbf{k}}^\dagger = v_{\mathbf{k}} a_{-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger + A_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}\uparrow}$, また, (12) から $A_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger = v_{\mathbf{k}}^* a_{-\mathbf{k}\downarrow} + a_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger A_{\mathbf{k}}$ を, 各々(13)に用いれば,

$$(13) = \langle 0 | (v_{\mathbf{k}}^* a_{-\mathbf{k}\downarrow} + a_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger A_{\mathbf{k}}) \prod_{\mathbf{k}' \neq \mathbf{k}} A_{\mathbf{k}'} \prod_{\mathbf{k}'' \neq \mathbf{k}} A_{\mathbf{k}''}^\dagger (v_{\mathbf{k}} a_{-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger + A_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}\uparrow}) | 0 \rangle \quad (14)$$

となる。ここで電子の真空の定義

$$a_{\mathbf{k}\sigma} | 0 \rangle = \langle 0 | a_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger = 0 \quad (15)$$

を用いれば,

$$(14) = |v_{\mathbf{k}}|^2 \langle 0 | a_{-\mathbf{k}\downarrow} \prod_{\mathbf{k}' \neq \mathbf{k}} A_{\mathbf{k}'} \prod_{\mathbf{k}'' \neq \mathbf{k}} A_{\mathbf{k}''}^\dagger a_{-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger | 0 \rangle \quad (16)$$

となる。さらに, $[a_{-\mathbf{k}\downarrow}, A_{\mathbf{k}'}] = 0$ であることから,

$$\left[a_{-\mathbf{k}\downarrow}, \prod_{\mathbf{k}' \neq \mathbf{k}} A_{\mathbf{k}'} \right] = 0$$

が成り立ち, $\mathbf{k}'' \neq \mathbf{k}$ となる \mathbf{k}'' については, $[a_{-\mathbf{k}\downarrow}, A_{\mathbf{k}''}^\dagger] = 0$ であることから,

$$\left[a_{-\mathbf{k}\downarrow}, \prod_{\mathbf{k}'' \neq \mathbf{k}} A_{\mathbf{k}''}^\dagger \right] = 0$$

が成り立つことを用いて, $a_{-\mathbf{k}\downarrow}$ を $\prod_{\mathbf{k}' \neq \mathbf{k}} A_{\mathbf{k}'}$ や $\prod_{\mathbf{k}'' \neq \mathbf{k}} A_{\mathbf{k}''}^\dagger$ と交換させて, 以下のような変形を行う。

$$\begin{aligned} (16) &= |v_{\mathbf{k}}|^2 \langle 0 | \prod_{\mathbf{k}' \neq \mathbf{k}} A_{\mathbf{k}'} \prod_{\mathbf{k}'' \neq \mathbf{k}} A_{\mathbf{k}''}^\dagger a_{-\mathbf{k}\downarrow} a_{-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger | 0 \rangle \\ &\stackrel{(7)}{=} |v_{\mathbf{k}}|^2 \langle 0 | \prod_{\mathbf{k}' \neq \mathbf{k}} A_{\mathbf{k}'} \prod_{\mathbf{k}'' \neq \mathbf{k}} A_{\mathbf{k}''}^\dagger (1 - a_{-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger a_{-\mathbf{k}\downarrow}) | 0 \rangle \\ &\stackrel{(15)}{=} |v_{\mathbf{k}}|^2 \langle 0 | \prod_{\mathbf{k}' \neq \mathbf{k}} A_{\mathbf{k}'} \prod_{\mathbf{k}'' \neq \mathbf{k}} A_{\mathbf{k}''}^\dagger | 0 \rangle \\ &= |v_{\mathbf{k}}|^2 \left\| \prod_{\mathbf{k}' \neq \mathbf{k}} A_{\mathbf{k}'}^\dagger | 0 \right\|^2 \\ &= |v_{\mathbf{k}}|^2 \end{aligned} \quad (17)$$

ここで、ケットのノルム $\|\psi\|$ の定義

$$\|\psi\| \equiv \sqrt{\langle \psi | \psi \rangle}$$

を用いた。(17)の最終等号で、 $\prod_{k' \neq k} A_{k'}^\dagger |0\rangle$ のノルムが1となるのは、BCS変分関数の規格化(後述の(iv)付録を参照)と同様に示される。この(i)での議論と同様にして、 $\langle \Psi_{\text{BCS}} | a_{-k\downarrow}^\dagger a_{-k\downarrow} | \Psi_{\text{BCS}} \rangle = |v_k|^2$ となることも容易に示される。

(ii) $\langle \Psi_{\text{BCS}} | a_{k_1\uparrow}^\dagger a_{-k_1\downarrow}^\dagger a_{-k_2\downarrow} a_{k_2\uparrow} | \Psi_{\text{BCS}} \rangle$ について

$|\Psi_{\text{BCS}}\rangle$ に、(4)を代入して、 $B_{k_1}^\dagger = a_{k_1\uparrow}^\dagger a_{-k_1\downarrow}^\dagger$, $B_{k_2} = a_{-k_2\downarrow} a_{k_2\uparrow}$ を用いれば、

$$\langle \Psi_{\text{BCS}} | a_{k_1\uparrow}^\dagger a_{-k_1\downarrow}^\dagger a_{-k_2\downarrow} a_{k_2\uparrow} | \Psi_{\text{BCS}} \rangle = \langle 0 | \prod_{k'} A_{k'} B_{k_1}^\dagger B_{k_2} \prod_{k''} A_{k''}^\dagger | 0 \rangle \quad (18)$$

となる。ここで、

$$\left[B_k, a_{-k'\downarrow}^\dagger \right] \stackrel{(8)}{=} a_{-k\downarrow} \left\{ a_{k\uparrow}, a_{-k'\downarrow}^\dagger \right\} - \left\{ a_{-k\downarrow}, a_{-k'\downarrow}^\dagger \right\} a_{k\uparrow} \stackrel{(7)}{=} -a_{k\uparrow} \delta_{kk'} \quad (19)$$

$$\left[B_k, a_{k'\uparrow} \right] \stackrel{(11)}{=} - \left[B_k^\dagger, a_{k'\uparrow} \right]^\dagger \stackrel{(9)}{=} a_{-k\downarrow} \delta_{kk'} \quad (20)$$

となることから、 B_k と $B_{k'}^\dagger$ の交換子は、

$$\begin{aligned} \left[B_k, B_{k'}^\dagger \right] &= a_{k'\uparrow}^\dagger \left[B_k, a_{-k'\downarrow}^\dagger \right] + \left[B_k, a_{k'\uparrow} \right] a_{-k'\downarrow}^\dagger \\ &\stackrel{(19),(20)}{=} -a_{k'\uparrow}^\dagger a_{k\uparrow} \delta_{kk'} + a_{-k\downarrow} a_{-k'\downarrow}^\dagger \delta_{kk'} \\ &\stackrel{(7)}{=} (1 - a_{k\uparrow}^\dagger a_{k\uparrow} - a_{-k\downarrow}^\dagger a_{-k\downarrow}) \delta_{kk'} \end{aligned} \quad (21)$$

と表され、 B_k と $A_{k'}^\dagger$ の交換子は、

$$\left[B_k, A_{k'}^\dagger \right] = v_{k'} \left[B_k, B_{k'}^\dagger \right] \stackrel{(21)}{=} v_k (1 - a_{k\uparrow}^\dagger a_{k\uparrow} - a_{-k\downarrow}^\dagger a_{-k\downarrow}) \delta_{kk'} \quad (22)$$

となる。つまり、 $k'' \neq k_2$ となる k'' については、 $\left[B_{k_2}, A_{k''}^\dagger \right] \stackrel{(22)}{=} 0$ であるので、(18)は次のように変形できる。

$$(18) = \langle 0 | \prod_{k'} A_{k'} B_{k_1}^\dagger \prod_{k'' \neq k_2} A_{k''}^\dagger B_{k_2} A_{k_2}^\dagger | 0 \rangle \quad (23)$$

ここで、(22)から、 $B_{k_2} A_{k_2}^\dagger = v_{k_2} (1 - a_{k_2\uparrow}^\dagger a_{k_2\uparrow} - a_{-k_2\downarrow}^\dagger a_{-k_2\downarrow}) + A_{k_2}^\dagger B_{k_2}$ と表されることを用いれば、(23)は、さらに次のように変形できる。

$$\begin{aligned} (23) &= v_{k_2} \langle 0 | \prod_{k'} A_{k'} B_{k_1}^\dagger \prod_{k'' \neq k_2} A_{k''}^\dagger (1 - a_{k_2\uparrow}^\dagger a_{k_2\uparrow} - a_{-k_2\downarrow}^\dagger a_{-k_2\downarrow}) | 0 \rangle + \langle 0 | \prod_{k'} A_{k'} B_{k_1}^\dagger \prod_{k'' \neq k_2} A_{k''}^\dagger A_{k_2}^\dagger B_{k_2} | 0 \rangle \\ &\stackrel{(15)}{=} v_{k_2} \langle 0 | \prod_{k'} A_{k'} B_{k_1}^\dagger \prod_{k'' \neq k_2} A_{k''}^\dagger | 0 \rangle \end{aligned} \quad (24)$$

また、(23)の変形と同様、 A_k と $B_{k'}^\dagger$ の交換子は、

$$\left[A_k, B_{k'}^\dagger \right] = v_k^* \left[B_k, B_{k'}^\dagger \right] \stackrel{(21)}{=} v_k^* (1 - a_{k\uparrow}^\dagger a_{k\uparrow} - a_{-k\downarrow}^\dagger a_{-k\downarrow}) \delta_{kk'} \quad (25)$$

となる。つまり、 $k' \neq k_1$ となる k' については、 $\left[A_{k'}, B_{k_1}^\dagger \right] \stackrel{(25)}{=} 0$ であるので、(24)は次のように変形できる。

$$(24) = v_{k_2} \langle 0 | A_{k_1} B_{k_1}^\dagger \prod_{k' \neq k_1} A_{k'} \prod_{k'' \neq k_2} A_{k''}^\dagger | 0 \rangle \quad (26)$$

ここで, (25) から, $A_{k_1} B_{k_1}^\dagger = v_{k_1}^* (1 - a_{k_1\uparrow}^\dagger a_{k_1\uparrow} - a_{-k_1\downarrow}^\dagger a_{-k_1\downarrow}) + B_{k_1}^\dagger A_{k_1}$ と表されることを用いれば, (26) は, さらに次のように変型できる.

$$(26) = v_{k_1}^* v_{k_2} \langle 0 | (1 - a_{k_1\uparrow}^\dagger a_{k_1\uparrow} - a_{-k_1\downarrow}^\dagger a_{-k_1\downarrow}) \prod_{k' \neq k_1} A_{k'} \prod_{k'' \neq k_2} A_{k''}^\dagger | 0 \rangle + v_{k_2} \langle 0 | B_{k_1}^\dagger A_{k_1} \prod_{k' \neq k_1} A_{k'} \prod_{k'' \neq k_2} A_{k''}^\dagger | 0 \rangle$$

$$\stackrel{(15)}{=} v_{k_1}^* v_{k_2} \langle 0 | \prod_{k' \neq k_1} A_{k'} \prod_{k'' \neq k_2} A_{k''}^\dagger | 0 \rangle \quad (27)$$

(27) の $k' = k_1$ を除く $A_{k'}$ の積について, さらに $k' = k_2$ も区別して, $\prod_{k' \neq k_1} A_{k'} = \prod_{k' \neq k_1, k_2} A_{k'} A_{k_2}$ と表せば, $\prod_{k'' \neq k_2} A_{k''}^\dagger$ の積には $k'' = k_2$ は含まれていないので,

$$\left[A_{k_2}, \prod_{k'' \neq k_2} A_{k''}^\dagger \right] = 0 \quad (28)$$

であり,

$$A_{k_2} | 0 \rangle \stackrel{(15)}{=} u_{k_2} | 0 \rangle \quad (29)$$

に注意すれば, (27) は

$$(27) = v_{k_1}^* v_{k_2} \langle 0 | \prod_{k' \neq k_1, k_2} A_{k'} A_{k_2} \prod_{k'' \neq k_2} A_{k''}^\dagger | 0 \rangle$$

$$\stackrel{(28)}{=} v_{k_1}^* v_{k_2} \langle 0 | \prod_{k' \neq k_1, k_2} A_{k'} \prod_{k'' \neq k_2} A_{k''}^\dagger A_{k_2} | 0 \rangle$$

$$\stackrel{(29)}{=} u_{k_2} v_{k_1}^* v_{k_2} \langle 0 | \prod_{k' \neq k_1, k_2} A_{k'} \prod_{k'' \neq k_2} A_{k''}^\dagger | 0 \rangle \quad (30)$$

となる. また, (30) の $k'' = k_2$ を除く $A_{k''}^\dagger$ の積について, さらに $k'' = k_1$ も区別して, $\prod_{k'' \neq k_2} A_{k''}^\dagger = A_{k_1}^\dagger \prod_{k'' \neq k_1, k_2} A_{k''}^\dagger$ と表せば, $\prod_{k' \neq k_1, k_2} A_{k'}$ の積には $k' = k_1$ は含まれていないので,

$$\left[\prod_{k' \neq k_1, k_2} A_{k'}, A_{k_1}^\dagger \right] = 0 \quad (31)$$

であり,

$$\langle 0 | A_{k_1}^\dagger \stackrel{(15)}{=} u_{k_1} \langle 0 | \quad (32)$$

に注意すれば, (30) は

$$(30) = u_{k_2} v_{k_1}^* v_{k_2} \langle 0 | \prod_{k' \neq k_1, k_2} A_{k'} A_{k_1}^\dagger \prod_{k'' \neq k_1, k_2} A_{k''}^\dagger | 0 \rangle$$

$$\stackrel{(31)}{=} u_{k_2} v_{k_1}^* v_{k_2} \langle 0 | A_{k_1}^\dagger \prod_{k' \neq k_1, k_2} A_{k'} \prod_{k'' \neq k_1, k_2} A_{k''}^\dagger | 0 \rangle$$

$$\stackrel{(32)}{=} u_{k_1} u_{k_2} v_{k_1}^* v_{k_2} \langle 0 | \prod_{k' \neq k_1, k_2} A_{k'} \prod_{k'' \neq k_1, k_2} A_{k''}^\dagger | 0 \rangle$$

$$= u_{k_1} u_{k_2} v_{k_1}^* v_{k_2} \left\| \prod_{k \neq k_1, k_2} A_k^\dagger | 0 \right\|^2$$

$$= u_{k_1} u_{k_2} v_{k_1}^* v_{k_2} \quad (33)$$

となる. (33) の最後の等号で, $\prod_{k \neq k_1, k_2} A_k^\dagger | 0 \rangle$ のノルムが1であることを用いている. これも, BCS 変分関数の規格化 (後述の (iv) 付録を参照) と同様に示せる.

(iii) 最終的な結果

以上の (i) と (ii) の結果をまとめると、求める期待値は次のようになる。

$$\langle \Psi_{\text{BCS}} | \mathcal{H} | \Psi_{\text{BCS}} \rangle = 2 \sum_{\mathbf{k}} \xi_{\mathbf{k}} |v_{\mathbf{k}}|^2 - \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2} V_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2} u_{\mathbf{k}_1} u_{\mathbf{k}_2} v_{\mathbf{k}_1}^* v_{\mathbf{k}_2} \quad (34)$$

(iv) 付録： $|\Psi_{\text{BCS}}\rangle = \prod_{\mathbf{k}} (u_{\mathbf{k}} + v_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger a_{-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger) |0\rangle = \prod_{\mathbf{k}} A_{\mathbf{k}}^\dagger |0\rangle$ が規格化されていることについて

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{\text{BCS}} | \Psi_{\text{BCS}} \rangle &= \langle 0 | \prod_{\mathbf{k}} A_{\mathbf{k}} \prod_{\mathbf{k}'} A_{\mathbf{k}'}^\dagger |0\rangle = \langle 0 | \prod_{\mathbf{k}} A_{\mathbf{k}} A_{\mathbf{k}}^\dagger |0\rangle \\ &= \langle 0 | \prod_{\mathbf{k}} (u_{\mathbf{k}} + v_{\mathbf{k}}^* B_{\mathbf{k}}) (u_{\mathbf{k}} + v_{\mathbf{k}} B_{\mathbf{k}}^\dagger) |0\rangle \\ &= \langle 0 | \prod_{\mathbf{k}} (u_{\mathbf{k}}^2 + u_{\mathbf{k}} v_{\mathbf{k}}^* B_{\mathbf{k}} + u_{\mathbf{k}} v_{\mathbf{k}} B_{\mathbf{k}}^\dagger + |v_{\mathbf{k}}|^2 B_{\mathbf{k}} B_{\mathbf{k}}^\dagger) |0\rangle \end{aligned} \quad (35)$$

ここでも、 \mathbf{k} 積の順番には意味がなく、内部の積の順序は自由であることを用いた。(21) から、

$$B_{\mathbf{k}} B_{\mathbf{k}}^\dagger \stackrel{(21)}{=} (1 - a_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger a_{\mathbf{k}\uparrow} - a_{-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger a_{-\mathbf{k}\downarrow}) + B_{\mathbf{k}}^\dagger B_{\mathbf{k}}$$

であり、真空の定義 (15)、および、同式から、任意の \mathbf{k} について $\langle 0 | B_{\mathbf{k}}^\dagger = 0$ や $B_{\mathbf{k}} |0\rangle = 0$ であることに注意すれば、

$$\begin{aligned} (35) &= \langle 0 | \prod_{\mathbf{k}} (u_{\mathbf{k}}^2 + |v_{\mathbf{k}}|^2) |0\rangle \\ &= \prod_{\mathbf{k}} (u_{\mathbf{k}}^2 + |v_{\mathbf{k}}|^2) \langle 0 | 0 \rangle \\ &= 1 \end{aligned} \quad (36)$$

となって、BCS 変分関数が規格化されていることが示される。ここで、真空が規格化されていること $\langle 0 | 0 \rangle = 1$ と、変分パラメータ $u_{\mathbf{k}}$ と $v_{\mathbf{k}}$ に課せられる条件、 $u_{\mathbf{k}}^2 + |v_{\mathbf{k}}|^2 = 1$ を用いた。

(i) の (17) における $\prod_{\mathbf{k}' \neq \mathbf{k}} A_{\mathbf{k}'}^\dagger |0\rangle$ や (ii) の (33) における $\prod_{\mathbf{k} \neq \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2} A_{\mathbf{k}}^\dagger |0\rangle$ のノルムについても、 $A_{\mathbf{k}}$ や $A_{\mathbf{k}}^\dagger$ の \mathbf{k} 積の順序に制限がないことに注意すれば、ここでの議論が同様に成り立つことがわかる。