

## Zusammenfassung der 16. Vorlesung (17.04.08)

### 1.4.8 Das "Entanglement of Formation":

Das Entanglement of Formation, das auf bipartite Systeme beschränkt ist, knüpft direkt an die Verschränktheit der partiellen Spur

$$E(\Psi) = S(\text{tr}_2 |\Psi\rangle\langle\Psi|) = - \sum_i c_i^2 \log_2 c_i^2,$$

wobei  $c_i$  die Schmidt Koeffizienten sind von  $\Psi$  sind, an. Es ist als das Infimum der mittleren Verschränktheit der partiellen Spur unter allen reinen Zerlegungen des gegebenen Dichteoperators  $\rho$  definiert:

$$E_f(\rho) = \inf \left\{ \sum_i p_i E(\Psi_i) \mid \rho = \sum_i p_i |\Psi_i\rangle\langle\Psi_i| \right\}.$$

Man folgert unmittelbar, dass die ersten zwei Forderungen,  $E_f(\rho) \geq 0$ ,  $E_f(\rho) = 0 \Leftrightarrow \rho \in \mathcal{D}$ , und  $E_f((U_1 \otimes U_2)\rho(U_1^\dagger \otimes U_2^\dagger)) = E_f(\rho)$  erfüllt sind. Dass die dritte Forderung,  $E_f((\mathcal{J}_1 \otimes \mathcal{J}_2)\rho) \leq E_f(\rho)$ , auch erfüllt ist, sieht man nicht unmittelbar, denn

$$\begin{aligned} (\mathcal{J}_1 \otimes \mathcal{J}_2) |\Psi_i\rangle\langle\Psi_i| &= \sum_{k,l} (A_k \otimes B_l) |\Psi_i\rangle\langle\Psi_i| (A_k^\dagger \otimes B_l^\dagger) \\ &= \sum_{k,l} q_{k,l}^{(i)} |\Phi_{k,l}^{(i)}\rangle\langle\Phi_{k,l}^{(i)}|, \end{aligned}$$

wobei  $\sum_k A_k^\dagger A_k = \mathbf{1}$ ,  $\sum_k B_k^\dagger B_k = \mathbf{1}$  und

$$q_{k,l}^{(i)} = \|(A_k \otimes B_l) |\Psi_i\rangle\|^2, \quad |\Phi_{k,l}^{(i)}\rangle = \frac{1}{\|(A_k \otimes B_l) |\Psi_i\rangle\|} (A_k \otimes B_l) |\Psi_i\rangle$$

sind, ist kein reiner Zustand. Es gilt jedoch das Nielsensche Theorem:

**Satz (Nielsen):** Eine Operation  $\mathcal{J}$  mit der Eigenschaft

$$\mathcal{J} |\psi\rangle\langle\psi| = \sum_j q_j |\varphi_j\rangle\langle\varphi_j|$$

existiert genau dann, wenn

$$E(\psi) \geq \sum_j q_j E(\varphi_j).$$

Wir werden dieses Theorem später beweisen. Hier folgern wir daraus, dass für jede reine Zerlegung von  $\rho$

$$(\mathcal{J}_1 \otimes \mathcal{J}_2)\rho = (\mathcal{J}_1 \otimes \mathcal{J}_2) \sum_i p_i |\Psi_i\rangle\langle\Psi_i| = \sum_i p_i \sum_{k,l} q_{k,l}^{(i)} |\Phi_{k,l}^{(i)}\rangle\langle\Phi_{k,l}^{(i)}|$$

eine reine Zerlegung von  $(\mathcal{J}_1 \otimes \mathcal{J}_2)\rho$  ist, für die

$$\sum_i p_i E(\Psi_i) \geq \sum_i p_i \sum_{k,l} q_{k,l}^{(i)} E(\Phi_{k,l}^{(i)})$$

gilt. Daraus folgt aber  $E_f(\rho) \geq E_f((\mathcal{J}_1 \otimes \mathcal{J}_2)\rho)$ , so dass die dritte Forderung auch erfüllt wird.

Die reinen Zerlegungen eines Zustandsgemisches werden durch das folgende Theorem charakterisiert:

**Satz:** (a) Sei  $\rho = \sum_{i=1}^n p_i |\psi_i\rangle\langle\psi_i|$  eine Zerlegung in (nicht notwendig orthogonale) reine Zustände,  $\|\psi_i\| = 1$ . Sind dann  $u_{ik} \in \mathbf{C}$ , ( $i = 1, 2, \dots, n; k = 1, 2, \dots, m \geq n$ ) mit

$$\sum_k \bar{u}_{ik} u_{jk} = \delta_{ij}, \quad \text{und ist} \quad \sqrt{q_k} \varphi_k := \sum_i u_{ik} \sqrt{p_i} \psi_i, \quad \|\varphi_k\| = 1,$$

dann gilt

$$\sum_k q_k |\varphi_k\rangle\langle\varphi_k| = \sum_{kij} u_{ik} \bar{u}_{jk} \sqrt{p_i p_j} |\psi_i\rangle\langle\psi_j| = \sum_i p_i |\psi_i\rangle\langle\psi_i| = \rho.$$

(b) Ist umgekehrt  $\rho = \sum_{i=1}^n p_i |\psi_i\rangle\langle\psi_i| = \sum_k^m q_k |\varphi_k\rangle\langle\varphi_k|$  und (o.B.d.A.)  $m \geq n$ , dann existieren Zahlen  $u_{ik} \in \mathbf{C}$ , ( $i = 1, 2, \dots, n; k = 1, 2, \dots, m$ ) mit

$$\sum_k \bar{u}_{ik} u_{jk} = \delta_{ij}, \quad \text{und} \quad \sqrt{q_k} \varphi_k = \sum_i u_{ik} \sqrt{p_i} \psi_i.$$

Der Beweis dieses Satzes wurde als Aufgabe 16 im Übungsblatt 6 gestellt.

Für bipartite Zustände von Qubits lässt sich die Berechnung des Entanglement of Formation auf die Bestimmung der Eigenwerte einer hermiteschen  $(4 \times 4)$ -Matrix zurückführen (Wootters-Formel), wie im Folgenden gezeigt wird.