

## 観測操作と強レーザー場を利用した量子系の準位分布制御

(慶大院・理工) 菅原道彦

【序】レーザーを用いた量子制御として、これまで断熱通過・パルスなどを利用した準位分布動力学の制御描像が提示されてきた。さらに、近年のレーザーパルス成形・位相制御における精度は、波動関数の位相関係をも制御可能にするレベルに達し、コヒーレント量子制御についての研究が実験・理論の両面から盛んに行われている。これらの理論の多くは、レーザー場による波動関数の位相関係の構築に重きを置いており、その逆の過程である位相関係の破壊、すなわちデコヒーレンスは単にコヒーレント制御の障害としてのみ認識されていた。その様なデコヒーレンスは主に系と環境との相互作用によってもたらされる不可避なもの指しているが、本研究ではデコヒーレンスを能動的に起こさせる手段としての量子系における観測操作に注目する。すなわち、レーザー場によって導入される「位相をそろえる」というコヒーレント制御的な操作と「位相を破壊する」という観測操作をうまく組み合わせることによって、これまで提示されていない新たな量子制御の可能性を探ることを目的としたい。その過程で観測操作という非ユニタリーな系の状態変化を記述する量子力学的演算子を導入し、観測過程が組み込まれた量子系の時間発展を計算する手法を開発する。また、得られた頻繁な観測下における方程式の性質を解析することにより、観測過程が量子系の時間発展にどのような影響を及ぼすかを理論的に明らかにする。

【理論】ここでは、観測問題の詳細には立ち入らずノイマン型の射影操作によって量子系の観測が表現されるとする立場を採用する。さらに、系を観測対象となる部分系 P とその補空間である Q に分割する。任意の物理量演算子  $\hat{A}$  に対応する観測操作による系の状態遷移は、物理量  $\hat{A}$  の固有状態で表現された系の密度行列  $\rho$  を用いて以下の様に表される。

$$\hat{O}\rho = \hat{O} \begin{pmatrix} \rho_{p_1 p_1} & \cdots & \rho_{p_1 p_n} & \rho_{p_1 q_1} & \cdots & \rho_{p_1 q_n} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \rho_{p_n p_1} & \cdots & \rho_{p_n p_n} & \rho_{p_n q_1} & \cdots & \rho_{p_n q_n} \\ \rho_{q_1 p_1} & \cdots & \rho_{q_1 p_n} & \rho_{q_1 q_1} & \cdots & \rho_{q_1 q_n} \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \rho_{q_n p_1} & \cdots & \rho_{q_n p_n} & \rho_{q_n q_1} & \cdots & \rho_{q_n q_n} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{p_1 p_1} & 0 & 0 & \mathbf{0} \\ 0 & \ddots & 0 & \\ 0 & 0 & \rho_{p_n p_n} & \\ \mathbf{0} & & & \rho_{q_1 q_1} & \cdots & \rho_{q_1 q_n} \\ \vdots & & & \vdots & \ddots & \vdots \\ \rho_{q_n q_1} & \cdots & \rho_{q_n q_n} \end{pmatrix} \quad (1)$$

ここで、添え字  $p_i$  は P 空間、 $q_i$  は Q 空間の状態を表している。この操作は、P 空間内のコヒーレンス及び P と Q 空間の間のコヒーレンスが消去されている一方で、Q 空間内のコヒーレンスが保持されていることを示している。断続的に観測が施される場合は、リウビル方程式を用いて系の密度行列の時間発展を求める際に観測が行われる度に観測演算子  $\hat{O}$  を施せばよい。また、観測操作が頻繁に行われる極限において、観測対象となる P 空間の時間発展が凍結され Q 空間との相互作用も見かけ上消失することが明らかになった。さらに、観測操作が微小時間  $\tau$  で繰り返し系に施されるとし、観測間の時間発展演算子中の  $\tau$  に関して 2 次までの摂動展開を施すことにより、頻繁な観測下における量子系の時間発展を記述する実効リウヴィリアン  $L_{eff} \equiv L_0 + L' + i\Gamma(\tau)$  を得る

ことが出来る。ここで、 $L_0 = [H_0, \ ]$ 、 $L' = [H', \ ]$ 、但し  $H_0, H'$  はそれぞれ系の 0 次のハミルトニアン ( $\hat{A}$  と交換可能な成分) 及び相互作用ハミルトニアンである。また、観測操作によるインコヒーレントな準位間遷移を表す演算子である  $\Gamma(\tau)$  は演算子方程式

$$\int_0^\tau ds e^{-iL_0 s} \Gamma(\tau) e^{+iL_0 s} = \hat{O} \left\{ \int_0^\tau ds \int_0^s ds_1 L'(s) L'(s_1) \right\} \hat{O} \quad (2)$$

を解くことによって得られる。但し、ここで  $L'(s) = e^{-iL_0 s} L' e^{+iL_0 s}$  である。さらに、 $\Gamma(\tau)$  の表現行列の固有値 0 に対応する固有ベクトル (=ヌルベクトル) が初期条件にどの程度含まれているかを解析することにより、 $t \rightarrow \infty$  における定常状態の準位分布を求めることが出来る。

【結果】図 1 に示すような 型 3 準位系を考える。準位  $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  間に角振動数  $\omega_1$ 、 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  に  $\omega_2$  の定常レーザーを照射し、 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 、 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  間の相互作用が等しくなる様な強度の定常レーザー光を照射した。なお、 $\omega_1$  と  $\omega_2$  には共鳴条件 ( $\Delta=0$ ) を課している。初期状態を  $|1\rangle$  に取り、観測が施されない場合の準位分布の時間発展を図 2 に示す。(実線  $|1\rangle$ 、破線  $|2\rangle$ 、一点鎖線  $|3\rangle$ )  $|1\rangle$  と  $|3\rangle$  の間を分布は振動するが  $|2\rangle$  に 50% 以上分布することはない。次に、 $|2\rangle$  に対して極端に頻繁な観測を施した場合 (P 空間=準位  $|1\rangle$  及び  $|3\rangle$ 、Q 空間 =  $|2\rangle$ ) の結果を図 3 に示す。観測間隔  $\tau$  はそれぞれ、(a)  $\pi/200$ 、(b)  $\pi/20$ 、(c)  $\pi/5$  である。図 3 a に示すように頻繁な観測によって  $|2\rangle$  への遷移が著しく妨げられていることがわかる (量子ゼノン効果)。観測頻度が少なくなるにつれて、P 空間と Q 空間との間のインコヒーレント遷移が顕著になる (図 3 b 参照)。その準位分布の移動の様子は実効リウヴィリアンを用いて計算した結果 (図中の実線) とよく一致し、この条件下では実効リウヴィリアンによる記述が適当であることを示している。さらに、観測頻度を小さくすると準位分布は急速に定常状態分布に収束する (図 3 c 参照)。この場合の最終分布 ( $|1\rangle=3/8$ 、 $|2\rangle=1/4$ 、 $|3\rangle=3/8$ ) は、上述のヌルベクトルを用いた解析によって説明される。

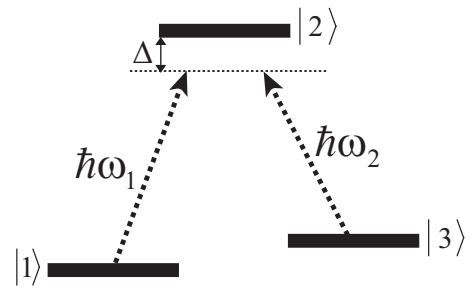


図 1 型 3 準位系

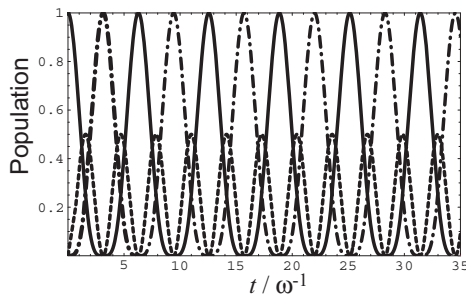


図 2 観測なしの場合の分布の時間変化

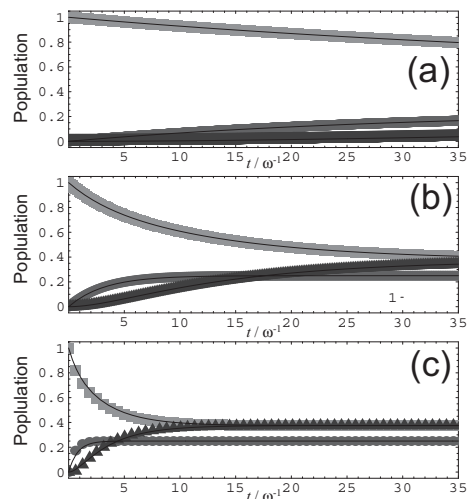


図 3 準位 2 を観測した場合の準位分布の時間変化 (準位 1、準位 2、準位 3)