

1P085 強レーザー場による空間分割を利用したデコヒーレンス制御

(慶大院・理工) ○菅原道彦

【序】原子・分子のレーザー量子状態制御を困難にしている要因として、①系と環境の相互作用に起因するデコヒーレンス（位相緩和）過程の存在、②系の動力学的時間スケールがフェムト秒領域に達するため超短時間領域における精密パルス制御技術を要する、などが挙げられる。②を回避するために単純にレーザー場の照射強度を落としてラビ振動の時間スケールを長くすると、①に起因するデコヒーレンス過程が避けられず、これらの問題を同時に解決することは容易ではない。本研究では、一般の多準位量子系が見かけ上相互作用しない部分系に分割されるような強レーザー場の照射条件を求め、孤立化された部分系の光学過程の時間スケールを自在に制御するとともに緩和過程の抑制も同時に可能にする方法を提案する。

【理論】制御対象である一般の多準位系の時間発展演算子を $\hat{U}(t)$ 、レーザー場を量子化した描像の下での全系のハミルトニアンを \hat{H} とすると、 $\hat{U}(t)$ は時間に依存するシュレディンガー方程式 $(d/dt + i\hat{H})\hat{U}(t) = 0$ を満たす。両辺をラプラス変換すると、 $\hat{U}(t)$ のラプラス変換として与えられるグリーン関数 $\hat{G}(z)$ の満たす方程式 $(z - \hat{H})\hat{G}(z) = 1$ が得られる。ここで、系を制御対象の P 空間とそれ以外の Q 空間に分割し、それぞれの空間に対する射影演算子を \hat{P} 、 \hat{Q} と定義し、射影演算子法を適用すると P 空間を記述するグリーン関数 $\tilde{G}(z) \equiv \hat{P}\hat{G}(z)\hat{P}$ を与える方程式、

$$(z - \tilde{H}(z))\tilde{G}(z) = 1 \quad (1)$$

が得られる。但し、

$$\tilde{H}(z) \equiv \hat{P}\hat{H}\hat{P} - \hat{P}\hat{H}\hat{Q}[\hat{Q}(z - \hat{H})\hat{Q}]^{-1}\hat{Q}\hat{H}\hat{P} \quad (2)$$

である。(1)式を解いて求めた $\tilde{G}(z)$ を逆ラプラス変換することによって P 空間内で定義される時間発展演算子 $\tilde{U}(t)$ を得ることが出来る。特に、 $\tilde{H}(z) \cong H^{(\text{eff})}$ の様に $\tilde{H}(z)$ の z 依存性を近似的に無視できる場合は、P, Q 空間が分割されそれぞれ見かけ上独立な空間として振舞う。この際、P 空間内の時間発展は有効ハミルトニアン $H^{(\text{eff})}$ が与えるシュレディンガー方程式に従う。

多準位系の一例として図 1 に示すような枝分かれ型 4 準位系について考察する。ここで、P 空間は準位 $|A_1\rangle$ と $|A_2\rangle$ 、Q 空間は準位 $|B_1\rangle$ と $|B_2\rangle$ で構成される。P 空間内の $|A_1\rangle$ と $|A_2\rangle$ の間には直接的な光学遷移が許されていない一方で、 $|B_1\rangle$ と共鳴からのずれが Δ であるレーザーと弱い相互作用 V_1 、 V_2 を通してそれぞれ結合している。また、Q 空間内の準位 $|B_1\rangle$ と $|B_2\rangle$ には緩和定数 Γ_1 、 Γ_2 で表される緩和過程が存在しており、強レーザー場による強い相互作用 Ω を通してお互いに結合している。

今、緩和過程による分布損失を最小限に抑えながら、初期状態 $|A_1\rangle$ から目標状態 $|A_2\rangle$ への準位分布を実現し、その動力学的時間スケールをも制御する手法を設計したい。

全系のハミルトニアン行列 \mathbf{H} はレーザー場を量子化した基底系の下で、

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} \Delta & 0 & V_1 & 0 \\ 0 & \Delta & V_2 & 0 \\ V_1 & V_2 & -i\Gamma_1 & \Omega \\ 0 & 0 & \Omega & -i\Gamma_2 \end{pmatrix} \quad (3)$$

と書ける。ここで、 Q 空間に強レーザー場を照射した場合、すなわち $\Omega \gg V_1, V_2$ の条件下で(2)式中の z は0次近似値 $z \cong \Delta$ で置き換えることができるため、有効ハミルトニアン(4)

$$\tilde{\mathbf{H}}^{(\text{eff})} = \begin{pmatrix} \Delta & 0 \\ 0 & \Delta \end{pmatrix} + \frac{(\Delta + i\Gamma_2)}{(\Delta + i\Gamma_1)(\Delta + i\Gamma_2) - \Omega^2} \begin{pmatrix} V_1^2 & V_1 V_2 \\ V_1 V_2 & V_2^2 \end{pmatrix} \quad (4)$$

が得られる。(4)式は P 空間が擬似2準位系として取り扱い可能であり、特に $\Omega \gg \Delta, \Gamma_1, \Gamma_2$ の条件の下では Γ_1 依存性が小さくなるため長寿命($\Gamma_2 \approx 0$)の状態を $|B_2\rangle$ として選択することによって $|B_1\rangle$ からの緩和過程に起因する分布損失が抑制可能であることを示唆している。

【結果】 図2は $V_1 = V_2 = 1 \hbar\omega$ 、 $\Omega = \Delta = 0$ と設定することにより全系を $|A_1\rangle$ 、 $|B_1\rangle$ 、 $|A_2\rangle$ からなる Λ 型3準位系として取り扱った場合の準位分布の時間発展である。分布移動の時間スケールは、 $|A_1\rangle - |A_2\rangle$

間の遷移振動数の逆数 ω^{-1} と同程度であるにも関わらず、34%の分布が $|B_1\rangle$ の緩和過程によって消失し収率は60%程度にとどまっている。一方で、図3に空間分離の条件 $\Omega \gg V_1, V_2, \Delta, \Gamma_1, \Gamma_2$ を満たすパラメータ値、 $V_1 = V_2 = 1 \hbar\omega$ 、 $\Omega = 10 \hbar\omega$ 、 $\Delta = 0.1 \hbar\omega$ における準位分布の動力学を示す。分布は $|A_1\rangle$ と $|A_2\rangle$ の間を移動し Q 空間へ遷移していないことから、強レーザー場を用いた多準位系の空間分割が上手く働いていることがわかる。また、 P 空間に生成する2準位系のラビ振動の時間スケールは図2の場合と比較して100倍近く長くなっており、レーザー操作に対する十分な時間が確保できている。一方で、ラビ振動の半周期に相当する $t = 320\omega^{-1}$ 付近で準位分布は $|A_2\rangle$ にほぼ100%移動している。これは、 Q 空間内で $|B_1\rangle$ と長寿命準位 $|B_2\rangle$ が強く結合することにより $|B_1\rangle$ からの緩和による分布の損失が抑制され、高収率な量子制御が実現されたことを示している。

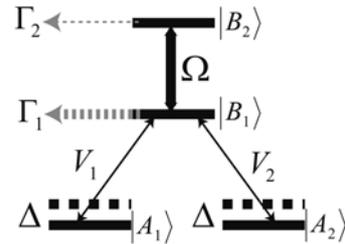


図1 枝分かれ型4準位系

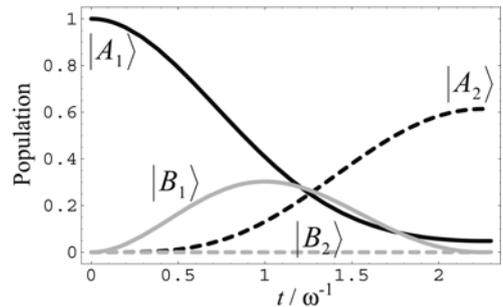


図2 系の分割が不十分な場合の準位分布の動力学

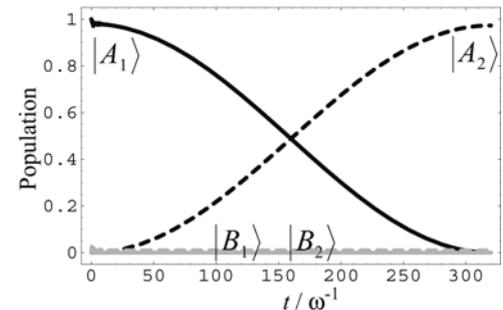


図3 系の分割が十分な場合の準位分布の動力学