

(19) 日本国特許庁(JP)

(12) 特 許 公 報(B2)

(11) 特許番号

特許第5367663号
(P5367663)

(45) 発行日 平成25年12月11日(2013.12.11)

(24) 登録日 平成25年9月20日(2013.9.20)

(51) Int.Cl. F 1
G 0 2 F 3 / 0 0 (2006.01) G 0 2 F 3 / 0 0 5 0 1

請求項の数 5 (全 22 頁)

(21) 出願番号	特願2010-202449 (P2010-202449)	(73) 特許権者	000003078
(22) 出願日	平成22年9月9日(2010.9.9)		株式会社東芝
(65) 公開番号	特開2012-58547 (P2012-58547A)		東京都港区芝浦一丁目1番1号
(43) 公開日	平成24年3月22日(2012.3.22)	(74) 代理人	100108855
審査請求日	平成23年9月22日(2011.9.22)		弁理士 蔵田 昌俊
		(74) 代理人	100159651
			弁理士 高倉 成男
		(74) 代理人	100091351
			弁理士 河野 哲
		(74) 代理人	100088683
			弁理士 中村 誠
		(74) 代理人	100109830
			弁理士 福原 淑弘
		(74) 代理人	100075672
			弁理士 峰 隆司

最終頁に続く

(54) 【発明の名称】 量子情報処理方法及び量子情報処理装置

(57) 【特許請求の範囲】

【請求項1】

下2状態 $|0\rangle$ 、 $|1\rangle$ 、上1状態 $|2\rangle$ を有する物理系に対し、 $|0\rangle$ $|2\rangle$ 遷移、 $|1\rangle$ $|2\rangle$ 遷移に共鳴する2つのパルス(以下、それぞれパルス0、パルス1)を照射することによって、移動時間Tの間に前記物理系の状態を $|0\rangle$ から $|1\rangle$ へ変化させる量子情報処理方法であって、

【数 1】

前記パルス 0 とパルス 1 のラビ周波数 $\Omega_0(t)$ と $\Omega_1(t)$ を

$$\begin{cases} |\Omega_0(t)| = \Omega(t) \sin \theta(t) \\ |\Omega_1(t)| = \Omega(t) \cos \theta(t) \end{cases} \quad \left(0 \leq t \leq T, \Omega(t): \text{非負実数}, 0 \leq \theta(t) \leq \frac{\pi}{2} \right)$$
 と表したとき、 $\theta(t)$ と

$\Omega(t)$ が

$$\text{移動時間 } T \text{ の間、} \left(\frac{\dot{\theta}(t)}{\Omega(t)} \right)^2 < \frac{1}{10}, \quad 10$$

$$0 < \theta(0) < \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{4} < \theta(T) \leq \frac{\pi}{2},$$

移動時間 T のうち、最初の時間 $\Omega(0)^{-1}$ と最後の時間 $\Omega(T)^{-1}$ を除く時間 $T - \Omega(0)^{-1} - \Omega(T)^{-1}$ の間、 $\dot{\theta}(t) > 0$ 、

移動時間 T のうち、最初の時間 $\Omega(0)^{-1}$ の間のある時間において $\dot{\theta}(t) < 0$ 、

を満たすことを特徴とする量子情報処理方法。 20

【請求項 2】

【数 2】

前記 $\theta(t)$ と前記 $\Omega(t)$ が、

$$\theta(T) < \frac{\pi}{2},$$

移動時間 T のうち、最後の時間 $\Omega(T)^{-1}$ の間のある時間において $\dot{\theta}(t) < 0$ 、

を満たすことを特徴とする請求項 1 に記載の量子情報処理方法。 30

【請求項 3】

【数3】

前記 $\theta(t)$ と前記 $\Omega(t)$ が、

前記 $|0\rangle - |2\rangle$ 遷移、 $|1\rangle - |2\rangle$ 遷移の遷移双極子モーメントがそれぞれ μ_0, μ_1 のとき、

移動時間 T のうち、最初の時間 $2\Omega(0)^{-1}$ と最後の時間 $2\Omega(T)^{-1}$ を除く時間

$$0 < \mu'_0 \leq \mu_0, 0 < \mu'_1 \leq \mu_1$$

$T - 2\Omega(0)^{-1} - 2\Omega(T)^{-1}$ の間の前記 $\theta(t)$ が、 $\mu_0 \geq \mu_1 \Rightarrow \mu'_0 \geq \mu'_1$ を満たす μ'_0, μ'_1 を用
 $\mu_0 \leq \mu_1 \Rightarrow \mu'_0 \leq \mu'_1$

10

$$\mu_0 \geq \mu_1 \Rightarrow \theta(t) = E^{-1} \left(C_1 t + C_0, \frac{\sqrt{\mu_0'^2 - \mu_1'^2}}{\mu_0'} \right)$$

いて、 $\mu_0 \leq \mu_1 \Rightarrow \theta(t) = \frac{\pi}{2} - E^{-1} \left(-C_1 t + C_0', \frac{\sqrt{\mu_1'^2 - \mu_0'^2}}{\mu_1'} \right)$ と、第二種楕円積分 $E(x, k)$ を
 $(C_0, C_0', C_1 : \text{定数})$

20

用いて表され、

前記の時間 $T - 2\Omega(0)^{-1} - 2\Omega(T)^{-1}$ の間の前記 $\Omega(t)$ が $\dot{\theta}(t)$ に比例する

ことを特徴とする請求項1または2に記載の量子情報処理方法。

【請求項4】

【数4】

前記 $\theta(t)$ と前記 $\Omega(t)$ が、

移動時間 T のうち最初の時間 $\Omega(0)^{-1}$ における $\dot{\theta}(t)$ の関数形、および、移動時間 T のうち最後の時間 $\Omega(T)^{-1}$ における $\dot{\theta}(t)$ の関数形が、

30

時刻 t の指数関数に定数を加えた関数であることを特徴とする請求項1から3のいずれかに記載の量子情報処理方法。

【請求項5】

電気光学効果素子、偏光ビームスプリッター及び音響光学効果素子を備えたSTIRAP用の複数のパルス波形を生成する手段と、前記生成された複数のパルスが照射されるターゲットとを有する量子情報処理装置において、

下記条件を満たすよう前記複数のパルス波形の生成を制御することを特徴とする量子情報処理装置。

40

【数 5】

前記複数のパルスのラビ周波数 $\Omega_0(t)$ と $\Omega_1(t)$ を

$$\begin{cases} |\Omega_0(t)| = \Omega(t) \sin \theta(t) \\ |\Omega_1(t)| = \Omega(t) \cos \theta(t) \end{cases} \left(0 \leq t \leq T, \Omega(t): \text{非負実数}, 0 \leq \theta(t) \leq \frac{\pi}{2} \right) \text{と表したとき、} \theta(t) \text{ と}$$

$\Omega(t)$ が

$$\text{移動時間 } T \text{ の間、} \left(\frac{\dot{\theta}(t)}{\Omega(t)} \right)^2 < \frac{1}{10}, \quad 10$$

$$0 < \theta(0) < \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{4} < \theta(T) \leq \frac{\pi}{2},$$

移動時間 T のうち、最初の時間 $\Omega(0)^{-1}$ と最後の時間 $\Omega(T)^{-1}$ を除く時間 $T - \Omega(0)^{-1} - \Omega(T)^{-1}$ の間、 $\dot{\theta}(t) > 0$ 、

移動時間 T のうち、最初の時間 $\Omega(0)^{-1}$ の間のある時間において $\dot{\theta}(t) < 0$ 、
を満たす。

20

【発明の詳細な説明】

【技術分野】

【0001】

本発明の実施形態は、量子情報処理装置及び量子情報処理方法、特に光による物質の量子状態の操作方法に関する。

【背景技術】

【0002】

原子などの物理系の量子状態を光で操作する代表的な方法として、STIRAP (stimulated Raman adiabatic passage) と呼ばれる方法がある。

【0003】

STIRAPはアディアバティックパッセージという状態操作法に基づいているため、利用される光パルスの波形の詳細によらないという利点がある。また、励起状態を含まないエネルギー固有状態(ダーク状態と呼ばれる)を利用するため、励起状態の緩和によるデコヒーレンスの影響を受けにくいという利点も持っている。

30

【0004】

STIRAPでは、理想的には無限に長い時間をかければ、または、無限に強い光を用いれば、励起状態の存在確率をいくらでも小さくできる。しかし、実際には有限の時間内に有限のパワーの光を用いてポピュレーション移動を実行するため、励起状態の存在確率はゼロではなく、その緩和の影響を完全に無視することはできない。この励起状態の存在確率は光パルスの波形に依存する。よって、励起状態の緩和の影響を最小限に留めたいと思っ

40

【先行技術文献】

【特許文献】

【0005】

【特許文献1】特開2005-134761号公報

【非特許文献】

【0006】

【非特許文献1】K. Bergmann, H. Theuer, B. W. Shore, Rev. Mod. Phys. 70, 1003 (1998).

【非特許文献2】H. Goto, K. Ichimura, Phys. Rev. A 70, 012305 (2004).

50

【発明の概要】

【発明が解決しようとする課題】

【0007】

発明が解決しようとする課題は、STIRAPによるポピュレーション移動を実行するために最適な光パルスの波形を提供することにある。

【課題を解決するための手段】

【0008】

発明の一実施形態による量子情報処理方法及び装置は、下2状態 $|0\rangle$ 、 $|1\rangle$ 、上1状態 $|2\rangle$ を有する物理系に対し、 $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ 遷移、 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 遷移に共鳴する2つのパルス（以下、それぞれパルス0、パルス1）を照射することによって、移動時間 T の間に前記物理系の状態を $|0\rangle$ から $|1\rangle$ へ変化させる量子情報処理方法等であって

10

【数1】

前記パルス0とパルス1のラビ周波数 $\Omega_0(t)$ と $\Omega_1(t)$ を

$$\begin{cases} |\Omega_0(t)| = \Omega(t) \sin \theta(t) \\ |\Omega_1(t)| = \Omega(t) \cos \theta(t) \end{cases} \left(0 \leq t \leq T, \Omega(t): \text{非負実数}, 0 \leq \theta(t) \leq \frac{\pi}{2} \right) \text{と表したとき、} \theta(t) \text{ と}$$

$\Omega(t)$ が

20

$$\text{移動時間 } T \text{ の間、} \left(\frac{\dot{\theta}(t)}{\Omega(t)} \right)^2 < \frac{1}{10},$$

$$0 < \theta(0) < \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{4} < \theta(T) \leq \frac{\pi}{2},$$

移動時間 T のうち、最初の時間 $\Omega(0)^{-1}$ と最後の時間 $\Omega(T)^{-1}$ を除く時間 $T - \Omega(0)^{-1} - \Omega(T)^{-1}$ の間、 $\dot{\theta}(t) > 0$ 、

移動時間 T のうち、最初の時間 $\Omega(0)^{-1}$ の間のある時間において $\dot{\theta}(t) < 0$ 、

30

を満たすことを特徴とする。

【図面の簡単な説明】

【0009】

【図1】 STIRAPの概念図。

【図2】 STIRAPのための光パルスのラビ周波数の例を示す図。

【図3】 図2の光パルスを用いたSTIRAPにおける各状態の確率振幅の計算結果を示す図。

【図4】 $\mu_0 = \mu_1$ の場合の本発明と従来例の比較を表す図。

【図5】 $\mu_0 = \mu_1$ の場合の本発明の

【数2】

40

$$\theta(t)$$

の例を表す図。

【図6】 $\mu_0 = \mu_1$ の場合の本発明の

【数3】

$$\dot{\theta}(t)$$

の例を表す図。

50

【図7】 $\mu_0 = \mu_1$ の場合の本発明の励起状態の確率と非ダーク状態の確率の例を表す図。

【図8】 $\mu_0 \neq \mu_1$ の場合の本発明と従来例の比較を表す図。

【図9】 実施例1で用いられる実験系を説明する図。

【図10】 $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ の Pr^{3+} イオンのエネルギー準位とレーザーの周波数設定を説明する図。

【発明を実施するための形態】

【0010】

まず、STIRAPによるポピュレーション移動の原理を説明する。

【0011】

図1のような型の3準位系を考える。始状態は $|0\rangle$ であるとし、STIRAPによって状態を $|1\rangle$ へ移すことを考える。それには、 $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ 遷移および $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 遷移に共鳴する光パルス照射を照射する。これらの光パルスのラビ周波数は図2のように設定される。まず $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 遷移に共鳴する光パルスが照射され、その途中で $|0\rangle \rightarrow |2\rangle$ 遷移に共鳴する光パルスが照射される。(このように、初めポピュレーションがない状態に共鳴するパルスを先に照射するパルス順序を counterintuitive order と呼び、STIRAP の特徴の1つである。)

この系のハミルトニアンおよびその固有値・固有状態は次のようになる：

【数4】

Hamiltonian :

$$H(t) = i\hbar\Omega_0(t)(|2\rangle\langle 0| - |0\rangle\langle 2|) + i\hbar\Omega_1(t)(|2\rangle\langle 1| - |1\rangle\langle 2|)$$

$$\text{固有値 } 0 \rightarrow \text{固有状態 } : |D(t)\rangle = \frac{\Omega_1(t)|0\rangle - \Omega_0(t)|1\rangle}{\Omega(t)} \text{ (ダーク状態)}$$

$$\text{固有値 } \pm \Omega(t) \rightarrow \text{固有状態 } : |\phi_{\pm}(t)\rangle = \frac{|B(t)\rangle \pm i|2\rangle}{\sqrt{2}}$$

$$\Omega(t) \equiv \sqrt{\Omega_0(t)^2 + \Omega_1(t)^2}$$

$$\text{ブライト状態} : |B(t)\rangle \equiv \frac{\Omega_0(t)|0\rangle + \Omega_1(t)|1\rangle}{\Omega(t)}$$

【0012】

上記のような2つの光パルスを用いた過程(STIRAP)では、初めダーク状態は始状態 $|0\rangle$ に一致しており、その後ダーク状態は $|0\rangle$ から $|1\rangle$ へ変わる。光パルスの電場振幅の時間変化が十分遅ければ、系の状態は他の固有状態にほとんど移ることなく(断熱的過程)、ダーク状態に追従し、系の状態も $|0\rangle$ から $|1\rangle$ へ変わる(アディアバティックパッセージ)。これがSTIRAPによるポピュレーション移動である。

【0013】

STIRAPの1つの利点は、利用される光パルスの波形の詳細によらないことである。STIRAPが成功するための光パルスの条件は、ダーク状態が $|0\rangle$ から $|1\rangle$ に変わる事、また、振幅変化が十分遅いことであり、これらを満たせば基本的にはどんな波形の光パルスを用いてもよい。(図2はガウシアンパルスの例。)

STIRAPのもう1つの利点は、励起状態の緩和の影響を受けにくいことである。STIRAPの間、系の状態は常にダーク状態に非常に近い状態にある。ダーク状態は励起状態を含まないため、励起状態の緩和の影響が小さい。

【0014】

しかし、有限の時間・有限の光強度でSTIRAPを行う限り、実際にはある確率で励起状態が存在する。図3に図2のガウシアンパルスを用いた場合のSTIRAPのシミュレーション結果を示す(縦軸は確率振幅)。系の状態は期待通り $|0\rangle$ から $|1\rangle$ へ変わっているが、途中で

10

20

30

40

50

励起状態の存在確率が上がっていることがわかる。この励起状態の存在確率 $P_e(t)$ を移動時間で積分した値 I_e に緩和率をかけると、移動時間内に励起状態が緩和する確率となる。緩和が起こるとポピュレーション移動は失敗に終わるので、この緩和確率はポピュレーション移動の失敗確率と考えることができる。このように、STIRAPでは励起状態の緩和の影響が小さくできるが、緩和確率をゼロにすることはできず、その分移動効率が下がる。

【0015】

励起状態の存在確率 $P_e(t)$ は、利用する光パルスの波形に依存する。よって、励起状態の緩和確率を最小にし、ポピュレーション移動の効率を最大にするためには、光パルスの波形を工夫する必要がある。本発明は、この効率最大化に最も良い波形を提供する。

【0016】

問題を明確にするために、今考えている問題を次のような最適化問題で言い換える。

【0017】

STIRAPによるポピュレーション移動において、全光パワー I_{in} と移動時間 T と各遷移の遷移双極子モーメント μ_0, μ_1 が与えられたとき、励起状態の存在確率 $P_e(t)$ を移動時間で積分した値 I_e を最小にするパルス波形を求めよ。

【0018】

この最適化問題は、全光パワーと移動時間を拘束条件として励起状態の緩和確率（ポピュレーション移動のエラー確率）を最小にするものだが、見方を変え、全光パワーとエラー確率を拘束条件とすれば移動時間が最短、移動時間とエラー確率を拘束条件とすればパワー効率が最大、という最適化にもなっている。

【0019】

この最適化問題を数学的に扱うと以下ようになる。

【0020】

時刻 t での系の状態を、エネルギー固有状態を用いて

【数5】

$$|\psi(t)\rangle = \alpha_0(t)|D(t)\rangle + \alpha_+(t)|\phi_+(t)\rangle + \alpha_-(t)|\phi_-(t)\rangle$$

と表す。ダーク状態にいる確率は $|\alpha_0(t)|^2$ 、ブライト状態・励起状態にいる確率振幅は

$$\langle B(t)|\psi(t)\rangle = \frac{\alpha_+(t) + \alpha_-(t)}{\sqrt{2}}, \quad \langle 2|\psi(t)\rangle = i \frac{\alpha_+(t) - \alpha_-(t)}{\sqrt{2}}.$$

今のハミルトニアンに対するシュレディンガー方程式ではこれらは実数に取ることができるから、 $\alpha_+(t), \alpha_-(t)$ は互いに複素共役にとれる。そして、ブライト状態・励起状態にいる確率は、

$$|\langle B(t)|\psi(t)\rangle|^2 = 2[\operatorname{Re}\alpha_+(t)]^2, \quad |\langle 2|\psi(t)\rangle|^2 = 2[\operatorname{Im}\alpha_+(t)]^2 \cdots (1)$$

となり、それぞれ $\alpha_+(t)$ の実部と虚部で表せる。

ラビ周波数を

$$\begin{aligned} \Omega_0(t) &= \Omega(t) \sin \theta(t) \\ \Omega_1(t) &= \Omega(t) \cos \theta(t) \end{aligned} \quad \left(\Omega(t): \text{非負実数}, 0 \leq \theta(t) \leq \frac{\pi}{2} \right)$$

と表したとき、シュレディンガー方程式によって

$$\alpha_{\pm}(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^t dt' \alpha_0(t') \dot{\theta}(t') e^{\mp i \int_t^{t'} dt'' \Omega(t'')} e^{\mp i \int_t^{t'} dt'' \Omega(t'')}$$

10

20

30

40

50

を得る。

【 0 0 2 1 】

STIRAPでは始状態はダーク状態に等しいため、初期条件は
【数 6】

$$\alpha_0(0)=1, \alpha_{\pm}(0)=0. \dots (2)$$

STIRAPでは、ダーク状態の初めと終わりの状態が

$$|D(0)\rangle = |0\rangle, |D(T)\rangle \propto |1\rangle$$

となるようにするため、

$$\theta(0)=0, \theta(T)=\frac{\pi}{2} \dots (3)$$

とする。

STIRAPでは常にダーク状態に近い状態にあるので $\alpha_0(t) \approx 1$ が成り立つ。

【 0 0 2 2 】

また、STIRAPの最中、ダーク状態以外（以下、これを「非ダーク状態」と呼ぶ）にいる確率と励起状態にいる確率は（今の問題に適した条件下で）ほぼ等しくなるので（詳しくは後述）、励起状態の確率を非ダーク状態にいる確率で近似できる。以上の近似により、励起状態の存在確率 $P_e(t)$ は、

【数7】

$$P_e(t) \approx |\alpha_+(t)|^2 + |\alpha_-(t)|^2 \approx \left| \int_0^t dt' \dot{\theta}(t') e^{i \int_{t'}^t dt'' \Omega(t'')} \right|^2.$$

全光パワーが I_m であるという条件は次のように表せる（ラビ周波数は遷移双極子モーメントと光強度の平方根の積に比例するので、その比例定数を1とした）：

$$\frac{\Omega_0^2(t)}{\mu_0^2} + \frac{\Omega_1^2(t)}{\mu_1^2} = \Omega^2(t) \left(\frac{\sin^2 \theta(t)}{\mu_0^2} + \frac{\cos^2 \theta(t)}{\mu_1^2} \right) \leq I_m \dots (4)$$

さらに、移動効率を1にするため、

$$P_e(T) \approx \left| \int_0^T dt' \dot{\theta}(t') e^{i \int_{t'}^T dt'' \Omega(t'')} \right|^2 = 0 \dots (5)$$

という条件を課す。（緩和確率を最小にしても、緩和がない際の移動効率がそもそも低ければ意味がないため、この条件も必要。）

以上から、上記の最適化問題は、数学的に次のように言える。

不等式（4）および拘束条件（3）（5）の下で、積分

$$I_e = \int_0^T P_e(t) dt \approx \int_0^T dt \left| \int_0^t dt' \dot{\theta}(t') e^{i \int_{t'}^t dt'' \Omega(t'')} \right|^2$$

を最小にする $\theta(t)$ と $\Omega(t)$ を求めよ。

【0023】

この最適化問題の一般解を求めるのは難しい。そこで、 $\mu_0 = \mu_1$ という場合をまず考える。（実際 $\mu_0 \neq \mu_1$ であればここで求めた解をそのまま利用することができる。また、 $\mu_0 = \mu_1$ の場合の最適解は、ここで求める $\mu_0 = \mu_1$ の場合の最適解の特徴を拡張することで得られる。これについては後述。）

全光パワーを無駄なく利用したほうが良いので、不等式（4）において等号が成り立つ場合を考える。さらに $\mu_0 = \mu_1$ の場合、2つの光パルスのラビ周波数の2乗の和が一定となり、

【数8】

$$\Omega_0(t) = \Omega \sin \theta(t)$$

$$\Omega_1(t) = \Omega \cos \theta(t)$$

$$\Omega = \text{const.}$$

となる。この場合に上記の最適化問題を書き直すと、次のようになる。

10

20

30

40

【数 9】

$$\theta(0) = 0, \theta(T) = \frac{\pi}{2}, P_e(T) \approx \left| \int_0^T dt' \dot{\theta}(t') e^{-i\Omega t'} \right|^2 = 0$$

という拘束条件下で、積分

$$I_e \approx \int_0^T dt \left| \int_0^t dt' \dot{\theta}(t') e^{i\Omega(t-t')} \right|^2$$

を最小にする $\theta(t)$ を求めよ。

10

この最適化問題は、 $\theta(t)$ に関する変分を取る変分法によって解くことができ、その解は次のようになる。

$$\theta(0) = 0, \theta(T) = \frac{\pi}{2}, 0 < t < T \text{ のときは}$$

$$\theta(t) = at \cosh\left(\frac{\Omega T}{2}\right) - \frac{a}{\Omega} \sinh\left(\frac{\Omega T}{2}\right) - \frac{2a}{\Omega} \sinh\left[\Omega\left(t - \frac{T}{2}\right)\right] \cdots (6)$$

$$a \equiv \frac{\pi}{2} \frac{\Omega}{\Omega T \cosh\left(\frac{\Omega T}{2}\right) - 2 \sinh\left(\frac{\Omega T}{2}\right)}$$

20

【0024】

ここで得られた解は両端の2点で不連続であるが、シュレディンガー方程式にはこの不連続性の影響はないため、

【数10】

上記の $0 < t < T$ における関数形で全領域の $\theta(t)$ を定義してもよい。これが $\mu_0 = \mu_1$ の場合の最適解である。

$\Omega T \gg 1$ の場合 (普通 STIRAP ではこれが成り立つ)、

30

$$\theta(t) \approx \frac{\pi}{\Omega T - 2} \left(\frac{\Omega t - 1}{2} + e^{-\Omega t} - e^{-\Omega(T-t)} \right)$$

$$\dot{\theta}(t) \approx \frac{\pi}{T - \frac{2}{\Omega}} \left(\frac{1}{2} - e^{-\Omega t} - e^{-\Omega(T-t)} \right) \cdots (7)$$

【0025】

両端ではともに指数関数が加わった関数形となる。(指数関数は両端以外では無視できる。)

40

図4に $\mu_0 = \mu_1$ の場合の最適解の効果を示す。比較する従来例としては、幅とパルス間隔を最適な値に選んだ幅の等しい2つのガウシアンパルスを使った。(移動効率99.99%以上に限定し、その中で I_0 が最小になるものを選んだ。最適解の方の移動効率は

【数11】

$$T > 10\Omega^{-1}$$

では99.9999%以上。また、ガウシアンパルスはパワーの拘束条件である不等式(4)を満たしながら最適なパラメータを探すのが難しいため、2つのパルスのラビ周波数のピーク

50

値がともに最大パワーの場合の値であるとした。不等式(4)をきちんと考えると、従来例は図4の結果よりも悪くなる。)Tが十分長いとき、最適解の I_0 は従来例の約半分抑えられていることがわかる。これは速さにして2倍速くなることに相当する。

【0026】

ここで、 $\mu_0 = \mu_1$ の場合の最適解の特徴を説明する。

【数12】

最適解の $\theta(t)$ と $\dot{\theta}(t)$ の例をそれぞれ図5と図6に示す。最適解の $\theta(t)$ は、

中央では一定で、両端では大きく(指数関数的に)変化する。また、通常のSTIRAPでは、

【数13】

できるだけ無駄なく速く $\theta(t)$ が0から $\pi/2$ に変化するよう、 $\theta(t)$ は単調増加、 $\dot{\theta}(t)$ は常に正であることが望ましいと考えられるが、最適解では $\dot{\theta}(t)$ は両端で負になっている。

さらに、両端で通常のSTIRAPの条件である式(3) $\theta(0)=0, \theta(T)=\frac{\pi}{2}$ を満たしていない。

このように、最適解は、通常のSTIRAPからは到底予想できない特徴を持っている。

【0027】

以下、この最適解の奇妙な特徴が I_0 を最小にするのに巧妙に役立っていることを説明し、その物理的意味を明らかにする。

【0028】

図7に、図5の

【数14】

$\theta(t)$

の場合の励起状態にいる確率と非ダーク状態にいる確率の計算結果を示す。この初めの部分を見ると、非ダーク状態はブライト状態から励起状態へと素早く変化している。これは、初めの

【数15】

$\dot{\theta}(t)$

が負から正へと素早く変わる部分が、非ダーク状態をブライト状態から励起状態へと変化させる役割をしていることを意味する。これが I_0 を最小にするのに重要な役割を果たしていることを説明するために、前述の確率振幅の近似解を、始状態が非ダーク状態を含む場合に拡張したものを考察する。(以下の式では、STIRAPの開始時刻0と区別するため、初期時刻を t_0 とする。これは時刻0に近く、 $t_0 \ll T$ 。)その場合、

10

20

30

【数 16】

$$\alpha_{\pm}(t) \approx e^{\mp i\Omega(t-t_0)} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^t dt' \dot{\theta}(t') e^{\pm i\Omega(t'-t_0)} + \alpha_{\pm}(t_0) \right)$$

$$P_e(t) \approx |\alpha_+(t)|^2 + |\alpha_-(t)|^2 \approx \left| \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^t dt' \dot{\theta}(t') e^{i\Omega(t'-t_0)} + \alpha_+(t_0) \right|^2 + \left| \frac{1}{\sqrt{2}} \int_0^t dt' \dot{\theta}(t') e^{-i\Omega(t'-t_0)} + \alpha_-(t_0) \right|^2$$

ここで、 $\alpha_-(t) = \alpha_+(t)^*$ (*は複素共役を表す) が成り立つので、

$$P_e(t) \approx \left| \int_0^t dt' \dot{\theta}(t') e^{i\Omega(t'-t_0)} + \sqrt{2}\alpha_+(t_0) \right|^2.$$

10

ここで、積分を部分積分してその第1項で近似すると ($\theta(t)$, $\Omega(t)$ の時間微分に比べて $\Omega(t)$ が大きければ成り立つ)、

【数 17】

$$\alpha_{\pm}(t) \approx e^{\mp i\Omega(t-t_0)} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\dot{\theta}(t)e^{\pm i\Omega(t-t_0)} - \dot{\theta}(t_0)}{\pm i\Omega} + \alpha_{\pm}(t_0) \right)$$

$$P_e(t) \approx \left| \frac{\dot{\theta}(t)e^{i\Omega(t-t_0)} - \dot{\theta}(t_0)}{i\Omega} + \sqrt{2}\alpha_+(t_0) \right|^2.$$

20

さらに、 $\int_0^T e^{i\Omega t} dt \approx 0$, $\int_0^T \dot{\theta}(t)e^{i\Omega t} dt \approx 0$ と近似すると (断熱近似が成り立し、さらに $T \gg \Omega^{-1}$ の場合、これらは他の項に比べ小さい)、

$$I_e \approx \int_0^T P_e(t) dt \approx \int_0^T \left(\frac{\dot{\theta}(t)}{\Omega} \right)^2 dt + 2(T-t_0) [\text{Re}\alpha_+(t_0)]^2 + 2(T-t_0) \left[\text{Im}\alpha_+(t_0) + \frac{\dot{\theta}(t_0)}{\sqrt{2}\Omega} \right]^2$$

30

これは、

$$\text{Re}\alpha_+(t_0) = 0, \text{Im}\alpha_+(t_0) = -\frac{\dot{\theta}(t_0)}{\sqrt{2}\Omega} \dots (8)$$

のときに最小となる。これは、式(1)からわかるように、時刻 t_0 での状態の非ダーク状態が励起状態のみである場合である。このように、 I_e は初期状態に依存し、 I_e を最小にする初期状態は非ダーク状態がブライト状態を含まず励起状態のみで式(8)のようになる場合である。

【0029】

最適解の初めの部分で

【数 18】

$$\dot{\theta}(t)$$

40

が負から正へと素早く変わる部分は、初めの短い時間 t_0 で (非断熱的な過程によって) この適切な始状態 (確率振幅が式(8)となる状態) の準備しているである。これによって、通常のダーク状態が始状態である STIRAP に比べて I_e を小さくできる。この状態準備を成功させるために、通常の STIRAP とは異なり、

【数 19】

$\theta(0) \neq 0$ ($\alpha_+(0) \neq 0$)、 $\dot{\theta}(0) < 0$ となっている。このような適切な始状態を準備したときの I_e は、始状態がダーク状態の場合 ($\alpha_+(0) = 0$) の約半分となる。

この適切な始状態が準備された場合には、移動時間の中央では

$$\alpha_{\pm}(t) \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\dot{\theta}(t)}{\pm i\Omega}$$

となる。これは、式(1)からわかるように、非ダーク状態は常に励起状態であることを意味し、非ダーク状態と励起状態を同一視できることを意味する。これが前述の「非ダーク状態の確率と励起状態にいる確率はほぼ等しくなる」の根拠である。この前提条件は、始状態が式(8)の適切な状態に準備されていることであり、そうでなければこれは成り立たない。しかし、この状態準備をせず通常のように始状態がダーク状態の場合は、上記のように I_e がおよそ2倍になってしまうため、適切な始状態の場合よりも悪くなると予想される(良くなったとしても大きな改善は期待できない)。

10

【0030】

初めの短い時間 t_0 で適切な始状態が準備された場合、

【数 20】

$$P_e(t) \approx \left(\frac{\dot{\theta}(t)}{\Omega} \right)^2$$

20

$$I_e \approx \int_0^T P_e(t) dt \approx \int_0^T \left(\frac{\dot{\theta}(t)}{\Omega} \right)^2 dt$$

よって、いわゆる断熱条件は、

$$\left(\frac{\dot{\theta}(t)}{\Omega} \right)^2 \ll 1$$

30

となる。典型的な値としては、

$$\left(\frac{\dot{\theta}(t)}{\Omega} \right)^2 < \frac{1}{10}$$

拘束条件 $\int_0^T \dot{\theta}(t) dt \approx \frac{\pi}{2}$ の下で上記の I_e が最小になるのは、変分法からすぐわかるように、

$\dot{\theta}(t)$ が一定の場合である。こうして、最適解の $\dot{\theta}(t)$ が中央で一定である理由が明らかになった。

40

最後に、最適解の最後の部分で $\dot{\theta}(t)$ が正から負へ素早く(指数関数的に)変化する部分の役割であるが、

初めの部分と同様の非断熱的な過程によって効率を1にする(状態を完全に $|1\rangle$ にする)のが、この最後の部分の役割である。(時間が短いため、ここの部分の I_e への影響は無視できる。)この非断熱過程をうまく行うために、この最後の部分では、通常のSTIRAPとは異なり、

50

【数 2 1】

$$\theta(T) \neq \frac{\pi}{2}, \dot{\theta}(T) < 0$$

【0 0 3 1】

以上をまとめると、 $\mu_0 = \mu_1$ の場合の最適解の特徴とその役割は次のようになる。

【0 0 3 2】

初めの短い時間で、非断熱的な過程によって、適切な確率振幅で非ダーク状態をブライト状態から励起状態へと変化させる。そのために、通常のSTIRAPとは異なり

【数 2 2】

$\theta(0) \neq 0$ であり、また、 $\dot{\theta}(t)$ が負から正へ素早く（指数関数的に）変化する。

中央部分では、励起状態の確率の時間積分 I_e を最小にするために、 $\dot{\theta}(t)$ が一定である。

最後の短い時間で、非断熱的な過程によって、状態を完全に $|1\rangle$ へ変化させる。そのために、

通常の STIRAP とは異なり $\theta(T) \neq \frac{\pi}{2}$ であり、また、 $\dot{\theta}(t)$ が正から負へと素早く（指数関数的に）変化する。

【0 0 3 3】

このように、最適解は、通常のSTIRAPからは全く想像できない巧妙なパルス波形によって、完全な移動効率と最小の I_e を同時に実現する。

【0 0 3 4】

以下、 μ_0, μ_1 の場合を考える。上記の $\mu_0 = \mu_1$ の場合の最適解の特徴を、 μ_0, μ_1 の場合へ拡張する。

【0 0 3 5】

初めの短い時間 t_0 で適切な状態を準備して、その後の励起状態の確率（近似的に非ダーク状態の確率）の積分値を最小にする。その積分値は近似的に次のようになる。

【数 2 3】

$$I_e \approx \int_0^T dt \left| \frac{\dot{\theta}(t) e^{i \int_0^t \Omega(t') dt'}}{i\Omega(t)} - \frac{\dot{\theta}(t_0)}{i\Omega(t_0)} + \sqrt{2}\alpha_+(t_0) \right|^2$$

近似的にこれを最小にする条件は

$$\alpha_+(t_0) = -i \frac{\dot{\theta}(t_0)}{\sqrt{2}\Omega(t_0)} \dots \text{式 (9)}$$

である。これは、式 (8) の自然な拡張になっている。（ $\mu_0 = \mu_1$ の場合と同様、時刻 t_0 における非ダーク状態は、励起状態のみでブライト状態を含まない。）よって、 $\mu_0 = \mu_1$ の場合と同様の非断熱過程によって、初めの短い時間 t_0 で式 (9) を満たすように非ダーク状態をブライト状態から励起状態へ変化させればよい。

【数 2 4】

これは、 $0 \leq t \leq t_0$ で $\Omega(t)$ がほぼ一定であれば、 $\mu_0 = \mu_1$ の場合の関数形である式 (7) を利用して実現できる。この非断熱過程にかかる時間は、およそ $\Omega(0)^{-1} \sim 2\Omega(0)^{-1}$ である。

この状態準備をしたとき、

$$P_e(t) \approx \left(\frac{\dot{\theta}(t)}{\Omega(t)} \right)^2$$

$$I_e \approx \int_0^T dt \left(\frac{\dot{\theta}(t)}{\Omega(t)} \right)^2$$

10

よって、いわゆる断熱条件は、

$$\left(\frac{\dot{\theta}(t)}{\Omega(t)} \right)^2 \ll 1$$

となる。

20

【数 2 5】

典型的な値としては、

$$\left(\frac{\dot{\theta}(t)}{\Omega(t)} \right)^2 < \frac{1}{10}$$

拘束条件 $\int_0^T \dot{\theta}(t) dt \approx \frac{\pi}{2}$ の下で I_e を最小にすることを考える。全光パワーを無駄なく利用したほうが良いので、不等式 (4) において等号が成り立つ場合を考えると、 $\Omega(t)$ は $\theta(t)$ で次のように表せる。

30

$$\left(\frac{1}{\Omega(t)} \right)^2 = \frac{1}{I_m} \left\{ \left(\frac{\sin \theta(t)}{\mu_0} \right)^2 + \left(\frac{\cos \theta(t)}{\mu_1} \right)^2 \right\}$$

$\theta(t)$ の変分を取ると、 I_e を最小にする $\theta(t)$ は次式を満たす。

40

【数 2 6】

$$\left(\frac{\dot{\theta}(t)}{\Omega(t)}\right)^2 = \text{const.} \Rightarrow \dot{\theta}(t) = C_1 \Omega(t) \quad (C_1 : \text{定数}) \cdots (10)$$

このような $\theta(t)$ は第二種楕円積分 $E(x, k)$ を用いて次のように表すことができる。

$$\mu_0 \geq \mu_1 \Rightarrow \theta(t) = E^{-1} \left(\mu_1 C_1 \sqrt{I_m} t + C_0, \frac{\sqrt{\mu_0^2 - \mu_1^2}}{\mu_0} \right) \quad 10$$

$$\mu_0 \leq \mu_1 \Rightarrow \theta(t) = \frac{\pi}{2} - E^{-1} \left(-\mu_0 C_1 \sqrt{I_m} t + C'_0, \frac{\sqrt{\mu_1^2 - \mu_0^2}}{\mu_1} \right) \cdots (11)$$

$(C_0, C'_0, C_1 : \text{定数})$

定数 C_0, C'_0, C_1 はシミュレーションによって最適な値を見積もって決める。

【0036】

(例えば、移動効率99.99%以上となる中で I_0 が最小となるものを選ぶ。) こうして、移動時間の両端の短い時間を除いた中央部分での関数形が決まる。 20

【0037】

最後に、非断熱過程によって状態を完全に $|1\rangle$ へ変化させるために、最後の短い時間で最後の

【数 2 7】

$$\dot{\theta}(t)$$

を正から負へ変化させる。これも初めの非断熱過程と同様に、 $\mu_0 = \mu_1$ の場合の関数形である式 (7) を利用する。それが成功するように、

【数 2 8】

$$\Omega(t)$$

は最後のその非断熱過程を行う際にほぼ一定であるようにする。この最後の非断熱過程にかかる時間は、

【数 2 9】

およそ $\Omega(T)^{-1} \sim 2\Omega(T)^{-1}$ である。

以上の特徴を持つ $\theta(t)$ と $\Omega(t)$ の定義の仕方を説明する。

式 (11) の $\theta(t)$ を $\theta_E(t)$ と表す。ここで、式 (11) において、 μ_0, μ_1 を、

$$0 < \mu'_0 \leq \mu_0, 0 < \mu'_1 \leq \mu_1$$

$\mu_0 \geq \mu_1 \Rightarrow \mu'_0 \geq \mu'_1$ を満たす μ'_0, μ'_1 で置き換えた関数を用いることもできる。(強度

$$\mu_0 \leq \mu_1 \Rightarrow \mu'_0 \leq \mu'_1$$

を調整することでこのような関数の $\theta_E(t)$ も実現できるため。 μ_0, μ_1 を使うよりも少し性能が劣るが、他の関数形を使うよりは良いと期待される。) 移動時間の中央では、 $\theta(t)$ は近似的に $\theta_E(t)$ になる。 40

【数 3 0】

式 (10) より、 $\Omega(t)$ は中央部分では $\dot{\theta}(t)$ に比例、よって $\dot{\theta}_E(t)$ に比例するように定義する。また、両端では $\mu_0 = \mu_1$ の場合の指数関数による非断熱過程を行えるように $\Omega(t)$ がほぼ一定であるのが望ましい。ところが、 $\dot{\theta}_E(t)$ は、 $\mu_0 \geq \mu_1$ の場合は $t = T$ 付近で変化が大きく ($t = 0$ 付近ではほぼ一定)、 $\mu_0 \leq \mu_1$ の場合は $t = 0$ 付近で変化が大きく ($t = T$ 付近ではほぼ一定) ため、両端では $\Omega(t)$ が $\dot{\theta}_E(t)$ に比例するという定義は良くない。そこで、 $\theta_E(t)$ に適当な指数関数を加えて新たな関数 $\theta'_E(t)$ を定義し、両端で $\dot{\theta}'_E(t)$ が平らになるようにする：

10

【数 3 1】

$$\begin{aligned} \mu_0 \geq \mu_1 &\Rightarrow \theta'_E(t) = \theta_E(t) - \frac{\ddot{\theta}_E(T)^3}{\beta^2 \ddot{\theta}_E(T)^2} \exp\left[-\beta \frac{\ddot{\theta}_E(T)}{\ddot{\theta}_E(T)} (T-t)\right] \\ \mu_0 \leq \mu_1 &\Rightarrow \theta'_E(t) = \theta_E(t) - \frac{\ddot{\theta}_E(0)^3}{\beta^2 \ddot{\theta}_E(0)^2} \exp\left[\beta \frac{\ddot{\theta}_E(0)}{\ddot{\theta}_E(0)} t\right] \end{aligned}$$

ここで、 β は 1 以上の定数である。 $\mu_0 \geq \mu_1$ ならば $\ddot{\theta}'_E(T) = 0$ 、 $\mu_0 \leq \mu_1$ ならば $\ddot{\theta}'_E(0) = 0$ 、

20

さらに、 $\beta = 1$ のとき、 $\mu_0 \geq \mu_1$ ならば $\ddot{\theta}'_E(T) = \ddot{\theta}_E(T) = 0$ 、 $\mu_0 \leq \mu_1$ ならば

$\ddot{\theta}'_E(0) = \ddot{\theta}_E(0) = 0$ となる。 $(\beta$ はシミュレーションによって最適な値を見積もって決める。) そして、 $\Omega(t)$ を次のように定義する。

$$\begin{aligned} \mu_0 \geq \mu_1 &\Rightarrow \Omega(t) \equiv \frac{I_m}{\sqrt{\left(\frac{\sin \theta'_E(0)}{\mu_0}\right)^2 + \left(\frac{\cos \theta'_E(0)}{\mu_1}\right)^2}} \frac{\dot{\theta}'_E(t)}{\dot{\theta}'_E(0)} \\ \mu_0 \leq \mu_1 &\Rightarrow \Omega(t) \equiv \frac{I_m}{\sqrt{\left(\frac{\sin \theta'_E(T)}{\mu_0}\right)^2 + \left(\frac{\cos \theta'_E(T)}{\mu_1}\right)^2}} \frac{\dot{\theta}'_E(t)}{\dot{\theta}'_E(T)} \end{aligned}$$

30

【数 3 2】

こうして、 $\Omega(t)$ は中央で $\dot{\theta}(t)$ に比例し、両端でほぼ一定になる。これが最適な $\Omega(t)$ である。

40

さらに、式 (7) を利用して、移動時間の初めと最後の非断熱過程を適切に行えるようにする：

$$\theta(t) = \theta'_E(t) + \frac{2\dot{\theta}'_E(0)}{\Omega(0)} e^{-\Omega(0)t} - \frac{2\dot{\theta}'_E(T)}{\Omega(T)} e^{-\Omega(T)(T-t)}$$

最初と最後の非断熱過程にかかる時間は、それぞれおよそ $\Omega(0)^{-1} \sim 2\Omega(0)^{-1}$ と $\Omega(T)^{-1} \sim 2\Omega(T)^{-1}$ である。

こうして、 $\mu_0 \neq \mu_1$ の場合の最適な $\theta(t)$ が求まった。

50

【 0 0 3 8 】

この最適解の効果をシミュレーションで確認した。その結果を図 8 に示す。従来例としては、幅の等しいガウシアンパルスを使った。(図 4 と同様、移動効率 99.99% 以上に限定し、その中で I_0 が最小になる幅とパルス間隔を選んだ。また、ガウシアンパルスは 2 つのパルスのラビ周波数のピーク値がともに最大パワーの場合の値であるとした。不等式 (4) をきちんと考えると、従来例は図 8 の結果よりも悪くなる。) 図 8 からわかるように、最適解を用いることでガウシアンパルスに比べ約 4 倍の改善が得られた。

【 0 0 3 9 】

最後に、一般的な最適解の特徴をまとめる。

【 0 0 4 0 】

初めの短い時間で、非断熱的な過程によって、適切な確率振幅 (式 (9)) で非ダーク状態をブライト状態から励起状態へと変化させる。

【 数 3 3 】

そのために、通常の STIRAP とは異なり $\theta(0) \neq 0$ であり、また、 $\dot{\theta}(t)$ が負から正へ素早く (指数関数的に) 変化する。この非断熱過程にかかる時間はおよそ $\Omega(0)^{-1} \sim 2\Omega(0)^{-1}$ であり、 $\dot{\theta}(t)$ が負から正へ変わるのにかかる時間はおよそ $\Omega(0)^{-1}$ である。

【 数 3 4 】

中央部分では $\theta(t)$ が第二種楕円積分によって式 (11) のようになる。(式 (11) におい

$$0 < \mu'_0 \leq \mu_0, 0 < \mu'_1 \leq \mu_1$$

て μ_0, μ_1 を、 $\mu_0 \geq \mu_1 \Rightarrow \mu'_0 \geq \mu'_1$ を満たす μ'_0, μ'_1 で置き換えた関数を用いることもで

$$\mu_0 \leq \mu_1 \Rightarrow \mu'_0 \leq \mu'_1$$

きる。) また、この中央部分で、 $\Omega(t)$ が $\dot{\theta}(t)$ に比例する。

【 数 3 5 】

通常の STIRAP とは異なり $\theta(T) \neq \frac{\pi}{2}$ であり、また、 $\dot{\theta}(t)$ が正から負へと素早く (指数関数的に) 変化する。この非断熱過程にかかる時間はおよそ $\Omega(T)^{-1} \sim 2\Omega(T)^{-1}$ であり、 $\dot{\theta}(t)$ が正から負へ変わるのにかかる時間はおよそ $\Omega(T)^{-1}$ である。

以上が、本発明のパルス波形の特徴である。

【 0 0 4 1 】

各特徴の役割は以下のようにになっている。

【 0 0 4 2 】

1 番目の特徴は本発明の特徴の中でも最大の特徴と言える。この役割は、非断熱過程によって最初に適切な状態を準備することにより、ダーク状態から始める通常の STIRAP に比べて緩和確率を小さくすることである。この状態準備を行う非断熱過程を行うために、最初の部分で通常の STIRAP の条件を満たさない。よって、この特徴は通常の STIRAP からは全く想像できないものである。

【 0 0 4 3 】

2 番目の特徴の役割は、移動時間の両端を除く中央部分での励起状態の存在確率の時間積分を最小にし、その結果緩和確率を最小にすることである。

10

20

30

40

【数 3 6】

このために、中央部分で $\theta(t)$ が第二種楕円積分で表せる特殊な関数形を取り、同時に $\Omega(t)$ は $\theta(t)$ に比例する。

【0044】

3番目の特徴の役割は、最初の部分と似た非断熱過程によって、移動効率を1にする（状態を完全に $|1\rangle$ にする）ことである。このために、最初の部分と同様、最後の部分でも通常のSTIRAPの条件を満たさない。よって、この特徴も1番目と同様、通常のSTIRAPからは全く想像できないものである。

10

【0045】

なお、本発明において、関数形を指定することが効果にとって重要であるが、少し異なる関数形であっても、当業者から見て本発明の関数形に近い関数形であり、かつ、その効果が当業者から見て本発明と同程度である場合には、その関数形は本発明の関数形と本質的に同じであり、そのような関数形を用いても本発明の範疇に入るとする。

【0046】

以上、本発明の実施形態によれば、ある強度の光源を用いてある時間内に実行されるSTIRAPによるポピュレーション移動において、励起状態の緩和確率を最小にすることができる。

【実施例】

20

【0047】

以下、本発明の実施例について説明する。

【0048】

(実施例1)

固体中でのSTIRAPが $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ （以下、 $\text{Pr}:\text{YSO}$ ）の Pr^{3+} イオンの状態を用いて初めて実現された（H. Goto and K. Ichimura, Phys. Rev. A 74, 053410 (2006)参照）。本実施例でもターゲットとして $\text{Pr}:\text{YSO}$ を利用する。（レーザー冷却された原子やイオンに対しても同様に実現できる。）上記の論文ではガウシアンパルスが用いられたが、本実施例では本発明のパルス波形を使う。

【0049】

30

本実施例のための実験系を図9に示す。光源は周波数安定化されたCWリング色素レーザーである。上記の論文と同様、3つの周波数のレーザービームを用いる。 $\text{Pr}:\text{YSO}$ の Pr^{3+} イオンのエネルギー準位とレーザーの周波数設定を図10に示す。

【0050】

初めにビームスプリッター501で2つに分け、そのうちの1つは音響光学効果素子（AOM）102に通され、クライオスタット801中の結晶に照射され、これは Pr^{3+} イオンの $\pm 5/2 - \pm 5/2$ 遷移に共鳴し、リポンプの役割を果たす（図10および上記論文参照）。

【0051】

40

残りの1本のレーザービームは、STIRAP用の2つのパルスの生成に使われる。上記の論文では、これを2つに分け、それぞれ独立に音響光学効果素子（AOM）によって強度をガウシアンパルスに整形することで2つのパルスを得た。しかし、これではレーザーのパワーを一部切り捨てることになる。一方、本実施例のパルス波形では、2つのパルスのパワーの和は常にほぼ一定なので、分ける段階でパルス整形するのが望ましい。そうすることで、レーザーパワーを最大限に生かせる。

【0052】

そこで、電気光学効果素子（EOM）301を通して偏光を回し、偏光ビームスプリッター（PBS）401で2つに分ける。こうすれば好きな時刻に任意の比でパワーを分けることができ、パルス整形とレーザーの分割を同時にできる。本発明のパルスの基本構造はこうして得られる。端での微妙な波形を実現するために、偏光ビームスプリッター（P

50

BS) 401で分けられた2つのパルスをそれぞれAOM101と103に通す。これらのAOMは周波数差を図10のように設定するためにも用いられる。AOM102はリボン光の波形整形及び周波数設定のために用いられる。

【0053】

以上のEOMとAOMを用いた本発明のパルス整形およびその他の制御を実行するために、制御装置1101によってEOMとAOMを操作する。

【0054】

こうして得られた2つのパルスを、クライオスタット中で液体ヘリウム温度に冷やされたPr:YSOに照射し、本発明のSTIRAPを実行する。

【符号の説明】

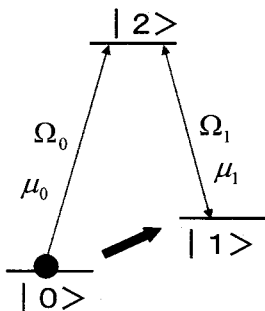
【0055】

- 101 ~ 103 . . . 音響光学効果素子 (AOM)
- 201 ~ 205 . . . 高反射ミラー
- 301 . . . 電気光学効果素子 (EOM)
- 401 . . . 偏光ビームスプリッター (PBS)
- 501 . . . ビームスプリッター
- 601 ~ 603 . . . 半波長板
- 701 . . . CWリング色素レーザー
- 801 . . . クライオスタット
- 901 . . . Pr³⁺:Y₂SiO₅結晶
- 1001, 1002 . . . 光検出器
- 1101 . . . 制御装置

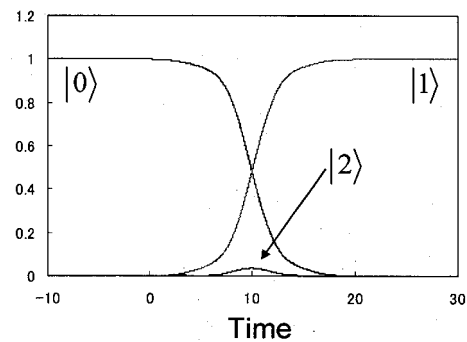
10

20

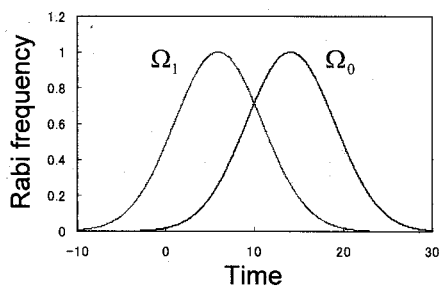
【図1】



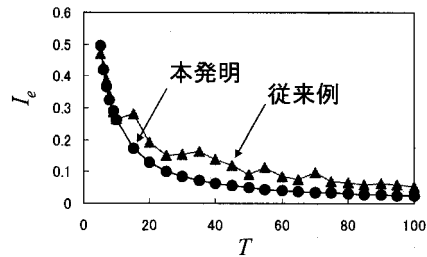
【図3】



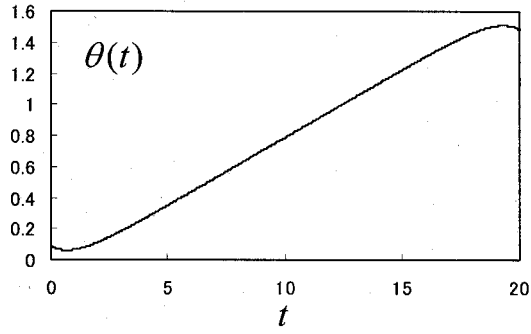
【図2】



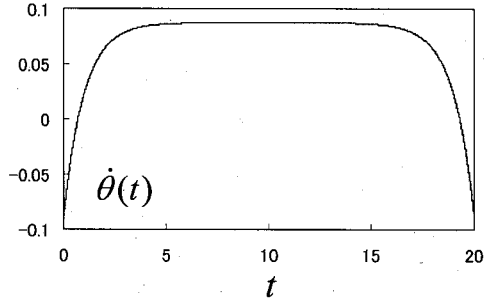
【図4】



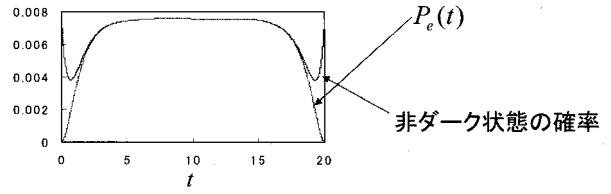
【図 5】



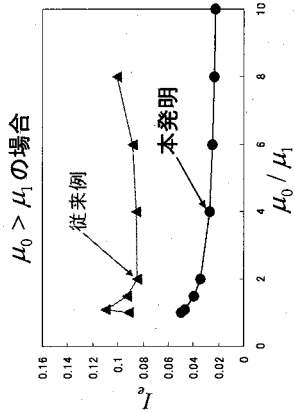
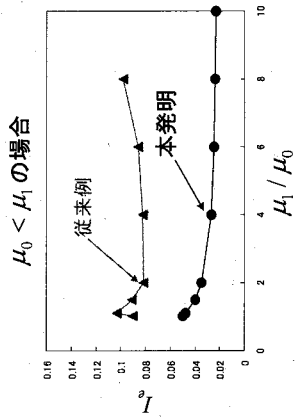
【図 6】



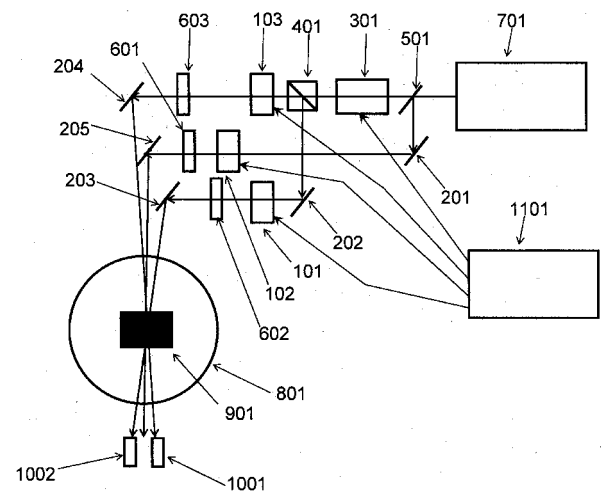
【図 7】



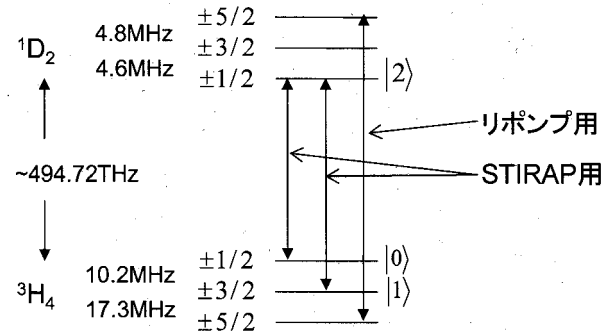
【図 8】



【図 9】



【図 10】



フロントページの続き

- (74)代理人 100095441
弁理士 白根 俊郎
- (74)代理人 100084618
弁理士 村松 貞男
- (74)代理人 100103034
弁理士 野河 信久
- (74)代理人 100119976
弁理士 幸長 保次郎
- (74)代理人 100153051
弁理士 河野 直樹
- (74)代理人 100140176
弁理士 砂川 克
- (74)代理人 100158805
弁理士 井関 守三
- (74)代理人 100124394
弁理士 佐藤 立志
- (74)代理人 100112807
弁理士 岡田 貴志
- (74)代理人 100111073
弁理士 堀内 美保子
- (74)代理人 100134290
弁理士 竹内 将訓
- (72)発明者 後藤 隼人
東京都港区芝浦一丁目1番1号 株式会社東芝内
- (72)発明者 中村 悟史
東京都港区芝浦一丁目1番1号 株式会社東芝内
- (72)発明者 市村 厚一
東京都港区芝浦一丁目1番1号 株式会社東芝内

審査官 佐藤 宙子

- (56)参考文献 特開2009-198829(JP,A)
特開2009-080310(JP,A)
特開2001-209083(JP,A)
特開2005-134761(JP,A)
特開平11-160661(JP,A)
特表2008-546043(JP,A)
特開2002-049063(JP,A)

- (58)調査した分野(Int.Cl., DB名)
G02F 3/00
JSTPlus(JDreamIII)