

# 無反置雷射簡介

周祥順

國立臺灣海洋大學光電科學研究所

e-mail: hschou@mail.ntou.edu.tw

## 摘要

無反置雷射(lasing without inversion)是近年來雷射物理最重要的進展之一。利用量子干涉(quantum interference)效應，原子不需反置分佈(population inversion)即可產生雷射光。科學家可利用無反置雷射機制製作真空紫外光雷射及 X 射線雷射。本文介紹無反置雷射的最新發展及其工作原理。

## 一、楔子

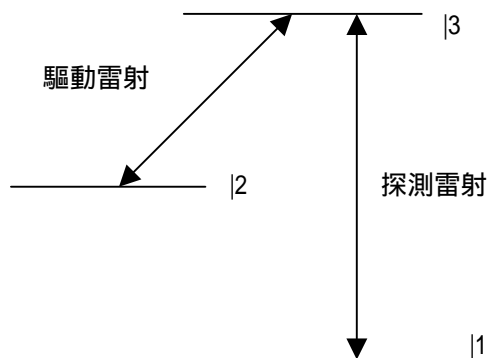
所有雷射物理的教科書都告訴讀者：原子吸光率等於放光率（愛因斯坦係數  $B_{12}=B_{21}$ ），因此惟有使大部份原子處於激發態( $N_2>N_1$ )，原子釋放光子的數目才會大於其吸收光子的數目。也就是說：原子必需呈反置分佈才可產生放大(amplification)或雷射(lasing)。這幾乎已成為雷射物理的公設。反置分佈真的是放大與雷射的必要條件嗎？有沒有可能不需反置分佈即產生放大與雷射呢？在過去數十年中製作真空紫外光雷射及 X 射線雷射一直是雷射科技的極大挑戰。主要的困難即在於：產生真空紫外光雷射或 X 射線雷射必需使原子在高激發態呈反置分佈。然而高激發態生命期極短暫(愛因斯坦 A 係數與釋放光子能量的三次方成正比)，反置分佈不易實現。如果物理學家能設計出不需反置分佈的雷射機

制，便可克服製作真空紫外光雷射及 X 射線雷射的困難。

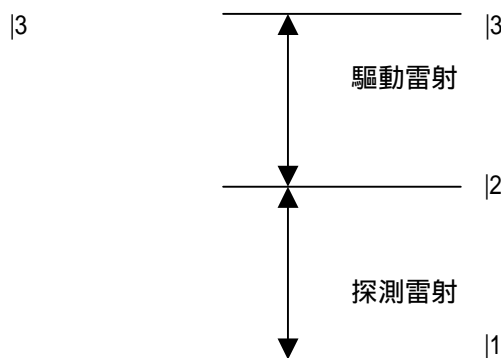
## 二、電磁誘發透明

實現無反置雷射的關鍵在於破壞原子吸光率與放光率間的對稱性。如果我們可使原子吸光率小於放光率，那麼原子不需反置分佈即可產生雷射。在過去數十年中，物理學家提出了許多實現無反置雷射的構想<sup>[1-4]</sup>，其中最可行的就是電磁誘發透明(electromagnetically induced transparency)<sup>[5]</sup>。在電磁誘發透明現象中，原子與驅動雷射(driving laser, 或稱耦合雷射 coupling laser)作用，可大幅度降低原本會被原子吸收的探測雷射的吸收率。1991 年，史丹佛大學(Stanford University)由 S. E. Harris 教授領導的研究群首次在銻原子中實現了電磁誘發透明<sup>[6]</sup>。銻原子主要的能階如圖一所示。其中|1> |2> |3> 能階分

別為 $|1\rangle = |5s5p^1P_1\rangle$  ,  $|2\rangle = |4d5p^1D_2\rangle$  ,  $|3\rangle = |4d5d^1D_2\rangle$  。



圖一 鋇原子電磁誘發透明示意圖。驅動雷射可降低探測雷射的吸收率(改繪自參考資料<sup>[6]</sup>)。



圖二 鉛原子電磁誘發透明示意圖。驅動雷射可降低探測雷射的吸收率(改繪自參考資料<sup>[7]</sup>)。

史丹佛大學的研究群將波長為 337.1nm 的探測雷射射入鋇原子蒸氣中。探測雷射為強度 (intensity) $10^4\text{W/cm}^2$  頻寬 (linewidth) $0.15\text{cm}^{-1}$  的同調 (coherent) 光束, 可以造成能階 $|1\rangle$  與 $|3\rangle$  之間的躍遷。研究人員測得探測雷射的穿透率 (transmittance) 為  $\exp(-20)$ 。接著研究人員將波長為 570.3nm 的驅動雷射沿著與探測雷射相同方向射入鋇原子蒸氣中。驅動雷射為強度  $1.5 \times 10^7\text{W/cm}^2$ , 頻寬  $0.2\text{cm}^{-1}$  的同調光束, 可以造成能階 $|2\rangle$  與 $|3\rangle$  之間的躍遷。驅動雷射的參與使探測雷射的穿透率增為  $\exp(-1)$ 。驅動雷射大幅降低了探測雷射的吸收率。其中的物理機制將在第四節中探討。在圖一中, 探測雷射與驅動雷射示意線成  $\Lambda$  型交會。因此這種過程稱為  $\Lambda$  型態電磁誘發透明。同年, 史丹佛大學的研究群也在鉛原子中觀察到電磁誘發透明的現象<sup>[7]</sup>。鉛原子主要能階如圖二所示。其中 $|1\rangle = |6s^26p^2^3P_0\rangle$  是基態,  $|2\rangle = |6s^26p7s^3P_1\rangle$ ,  $|3\rangle = |6s^26p7p^3D_1\rangle$ 。

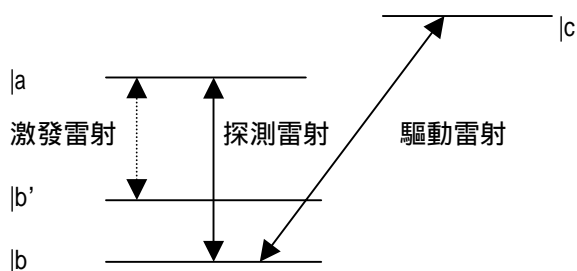
研究人員將波長為 283nm 的探測雷射射入鉛原子蒸氣中。探測雷射可以造成能階 $|1\rangle$  與 $|2\rangle$  之間的躍遷。研究人員測得探測雷射的吸收率為  $\exp(-14)$ 。然後研究人員將波長為 1064nm 的驅動雷射沿著同方向射入鉛原子蒸氣中。驅動雷射可造成能階 $|3\rangle$  與 $|2\rangle$  之間的躍遷。驅動雷射的參與使探測雷射的吸收率增為  $\exp(-1)$ 。圖二中的電磁誘發透明過程被稱為  $\Lambda$  型態或階梯 (ladder) 型態電磁誘發透明。

電磁誘發透明可被用於提高物質的非線性光學性質<sup>[8-10]</sup>或製造高折射率材料<sup>[11]</sup>。此外, 電磁誘發透明可被用於同位素分離<sup>[12]</sup>, 雷射脈衝對似孤立子傳遞 (solitonlike propagation of laser pulse pairs)<sup>[13,14]</sup>, 擠壓態光子 (squeezed light)<sup>[15]</sup>, 電磁誘發聚焦<sup>[16]</sup>, 原子速度選擇<sup>[17]</sup>等研究。清華大學余怡德教授領導的研究群近年來研究電磁誘發透明, 也得到許多重要有趣的結果<sup>[18,19]</sup>。

### 三、無反置雷射

無反置雷射的研究在 1995 年有了重大突破。美

國國家標準及技術研究院(National Institute of Standards and Technology)由 L. Hollberg 博士領導的實驗群與德州農工大學(Texas A&M University)由 M. O. Scully 教授領導的理論群合作,首次成功地利用電磁誘發透明在銣原子中實現了無反置雷射<sup>[20]</sup>。銣原子主要的能階如圖三所示。其中 $|a\rangle = |5p^2P_{1/2}, F=2\rangle$ ,  $|c\rangle = |5p^2P_{3/2}, F=2\rangle$ 。能階 $|b\rangle = |5s^2S_{1/2}, F=1\rangle$  及 $|b'\rangle = |5s^2S_{1/2}, F=2\rangle$  是基態的超精細結構(hyperfine structure), 其間的超精細裂(hyperfine splitting)為 6.8GHz。無反置放大或雷射發生於 $|a\rangle$  與 $|b\rangle$  二能階之間, 產生波長為 794nm 的紅外線雷射光束。



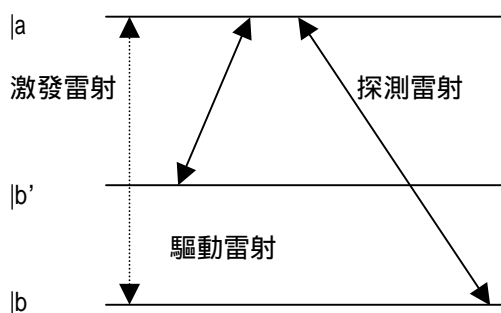
圖三 銣原子中無反置放大與無反置雷射示意圖。驅動雷射可降低原子由基態 $|b\rangle$  至激發態 $|a\rangle$  的吸光率。但不會改變原子由激發態 $|a\rangle$  至基態 $|b\rangle$  的放光率。因此原子不需反置分佈即可使探測雷射產生放大。激發雷射可將處於 $|b\rangle$  的原子激發至激發態 $|a\rangle$  參與受激放光過程。(改繪自參考資料<sup>[20]</sup>)。

L.Hollberg 博士領導的研究群首先進行無反置放大實驗。研究人員將銣原子蒸氣放在長 4cm 的密閉容器中加熱至 60 , 然後將波長為 794nm 的探測雷射射入銣原子蒸氣中。探測雷射為光束直徑 0.7mm, 功率 0.5 至 50uW, 頻寬 100kHz 的同調光束, 可造成 $|b\rangle$  與 $|a\rangle$  能階間的躍遷。為了實現無反置放

大, 研究人員必需破壞 $|b\rangle$  與 $|a\rangle$  能階間吸光率與放光率的對稱性。也就是說, 研究人員必需設法降低原子由 $|b\rangle$  能階躍遷至 $|a\rangle$  能階的機率, 但是不改變原子由 $|a\rangle$  能階掉落至 $|b\rangle$  能階的機率。為了達到此目的, 研究人員將波長為 780nm 的驅動雷射沿著與探測雷射相同方向射入銣原子蒸氣中。驅動雷射為光束直徑 0.9mm, 功率 1 至 20mW, 頻寬 100KHz 的同調光束, 可造成 $|b\rangle$  與 $|c\rangle$  能階間的躍遷。驅動雷射具高功率, 可使許多原子由基態 $|b\rangle$  躍遷至激發態 $|c\rangle$ , 再掉落至能階 $|b'\rangle$ 。為了將掉落至 $|b'\rangle$  能階的原子激發至 $|a\rangle$  能階參與受激放光(stimulated emission)過程, 研究人員將一束激發雷射(pump laser) 沿著與探測雷射及驅動雷射相同方向射入銣原子蒸氣。激發雷射為具極大頻寬(50 至 200MHz.) 的非同調(incoherent) 光束, 其光束直徑為 8mm, 功率為 10mW。值得注意的是: 雖然激發雷射將原子激發至激發態 $|a\rangle$ , 但是處於激發態 $|a\rangle$  的原子仍然較處於基態 $|b\rangle$  的原子少。也就是說, 原子並未呈反置分佈。研究人員測量探測雷射的穿透率, 發現穿透光較入射光強 也就是說, 探測雷射有放大現象。增益(gain) 約為 8% 至 16%。為了證實探測雷射的放大現象並非由反置分佈造成, 研究人員調制探測雷射的頻寬並研究增益與頻寬的關係。探測雷射功率很低, 對原子能階分佈沒有影響。調制探測雷射頻寬不會改變原子能階分佈。如果探測雷射的放大現象是由反置分佈造成, 那麼調制探測雷射的頻寬應該不會改變增益。然而研究人員發現: 增益會隨著頻寬增加而減少。當頻寬增至 10MHz 時, 放大現象完全消失。這證明探測雷射的放大現象並非由反置分佈造成, 而是與原子的同調效應(coherence effect)有關。研究群接著進行無反置雷射實驗。研究人員關閉探測雷

射，並將鈷原子蒸氣置於共振波長為 794nm 的環狀空腔中。研究人員調制驅動雷射波長，研究驅動雷射吸收率與波長的關係。實驗結果顯示：當驅動雷射波長接近 780nm (其能量對應到基態|b)與激發態|c 的能量差)時，會出現吸收峰。同時空腔會射出波長為 794nm，功率為 30uW 的紅外光。如果所觀察到的雷射現象是由反置分佈造成的，雷射功率不應與驅動雷射波長有關。因此研究群觀察到的雷射現象是無反置雷射現象。在圖三中探測雷射及驅動雷射的示意線成 V 字型交會。因此這種無反置雷射被稱為 V 型態無反置雷射。

1996 年，M. O. Scully 教授領導的研究團隊在鈉原子束中觀察到無反置雷射現象<sup>[21]</sup>。鈉原子主要能階如圖四所示。其中  $|b\rangle = |3s^2S_{1/2}, F=1\rangle$  及  $|b'\rangle = |3s^2S_{1/2}, F=2\rangle$  是基態的超精細結構。其間的超精細裂為 1770MHz。激發態  $|a\rangle = |3p^2P_{1/2}, F=1\rangle$ 。

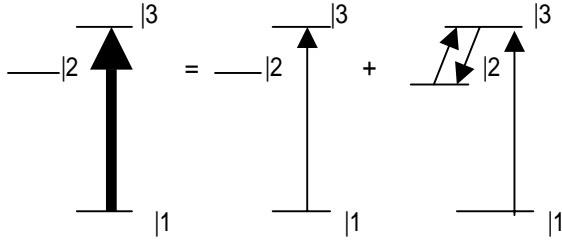


圖四 鈉原子無反置放大與無反置雷射示意圖。驅動雷射可降低原子由基態|b 至激發態|a 的吸光率，但不會改變原子由激發態|a 至基態|b 的放光率。因此原子不需反置分佈即可使探測雷射放大。激發雷射可將部份處於基態|b 的原子激發至激發態|a 參與受激放光過程。(改繪自參考資料<sup>[21]</sup>)。

無反置放大或雷射發生於|a 與|b 二能階之間，產生波長為 589.76nm 的黃橙光。鈉原子束自溫度 280-320 的熱爐中噴出。雷射光束前進方向與鈉原子束前進方向垂直。探測雷射為波長 589.76nm，頻寬 1MHz，光束直徑 1mm，功率 0.3uW 的同調光束，可造成基態|b 與激發態|a 之間的躍遷。驅動雷射為頻寬 1MHz，光束直徑 3.5mm，功率 10mW 的同調光束，可造成|b' 與激發態|a 之間的躍遷。激發雷射為頻寬 40MHz，光束直徑 3.5mm，功率 1mW 的非同調光束，可將部份處於基態|b 的原子激發至激發態|a 參與受激放光過程。雖然激發雷射將部份處於基態|b 的原子激發至激發態|a，但是處於激發態|a 的原子仍較處於基態|b 的原子少。也就是說原子並未呈反置分佈。研究群首先進行無反置放大實驗。首先研究人員打開探測雷射(驅動雷射及激發雷射關閉)，探測雷射光束穿透率為 84%。也就是說，約有 16%探測雷射光束被吸收。接著研究人員將驅動雷射打開，此時探測雷射光束的穿透率接近 100%。很明顯地，驅動雷射大幅度降低了原子吸光率。研究人員再將激發雷射打開，探測雷射光束的穿透率達到 110%。也就是說，探測雷射光束產生了 10% 的增益。接著研究人員進行無反置雷射實驗。研究人員使鈉原子束通過環狀空腔，並關閉探測雷射。環狀空腔射出波長為 589.76nm 的黃橙光。圖四中的無反置雷射過程被稱為 V 型態無反置雷射。

#### 四、無反置雷射工作原理

在電磁誘發透明及無反置雷射過程中，原子與驅動雷射作用大幅降低原子吸光率。其中的物理機制可以 V 型態電磁誘發透明為例說明。在圖五中，處於基態|1 的原子吸光躍遷至激發態|3。



圖五 處於基態 $|1$ 的原子經由不同管道躍遷至 $|3$ 。不同管道間的破壞性干涉降低了原子吸光率。

原子有兩個躍遷管道。第一個管道是單光子過程：處於基態 $|1$ 的原子吸收一個探測雷射光子躍遷至 $|3$ ，其躍遷幅度(transition amplitude)為 $T_{31}^{(1)}$ 。由於驅動雷射功率極高，原子亦可經由三光子過程躍遷至 $|3$ ：原子由 $|1$ 吸收一個探測雷射光子躍遷至 $|2$ ，之後與驅動雷射作用產生受激放光躍遷至 $|2$ ，再吸收一個驅動雷射光子躍遷至 $|3$ ，其躍遷幅度為 $T_{31}^{(3)}$ 。所以原子由 $|1$ 躍遷至 $|3$ 的總躍遷幅度為 $T_{31} = T_{31}^{(1)} + T_{31}^{(3)}$ 。總躍遷機率為 $|T_{31}|^2 = |T_{31}^{(1)} + T_{31}^{(3)}|^2$ 。因此兩個躍遷管道之間存在量子干涉(quantum interference)現象。非常奇妙地， $T_{31}^{(1)}$ 與 $T_{31}^{(3)}$ 正好異號！因此兩個躍遷管道之間存在破壞性干涉(destructive interference)。兩個管道之間的破壞性干涉降低了原子吸光率。為了證實 $T_{31}^{(1)}$ 與 $T_{31}^{(3)}$ 異號，許多理論工作者進行了複雜的密度矩陣(density matrix)計算。儘管密度矩陣計算與實驗結果相當吻合，但是造成 $T_{31}^{(1)}$ 與 $T_{31}^{(3)}$ 異號的最終物理機制仍然並未明朗。

究竟是什麼因素使 $T_{31}^{(1)}$ 與 $T_{31}^{(3)}$ 異號呢？電磁誘

發透明及無反置雷射現象可於不同原子(鋇,鉛,銩,鈉)及不同型態躍遷(V 型態, 型態, 型態)中實現。這強烈暗示我們：電磁誘發透明及無反置雷射的最終物理機制是與原子的動力學性質無關的(也就是說與原子的電子結構無關)！我們曾經探討過原子內的量子干涉效應<sup>[22,23]</sup>，發現不同管道間的量子干涉與時間倒轉對稱(time-reversal symmetry)有密切關係。讓我們來看看電磁誘發透明及無反置雷射的最終物理機制是否也與時間倒轉對稱有關<sup>[24]</sup>。

原子遵循薛丁格方程式

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(t)}{\partial t} = H\Psi(t), \quad (1)$$

其中

$$H = H_0 + V(t) \quad (2)$$

是能量算符(Hamiltonian)。在(2)式中， $H_0$ 是原子自身的能量算符， $V(t)$ 是原子與光子的交互作用能量算符(interaction Hamiltonian)。原子同時與探測雷射與驅動雷射作用，因此

$$V(t) = V(\omega_p, t) + V(\omega_d, t), \quad (3)$$

其中 $\omega_p$ 及 $\omega_d$ 分別為探測雷射與驅動雷射的頻率。交互作用能量算符可被寫為

$$V(\omega_p, t) = V_{abs}(\omega_p, t) + V_{ems}(\omega_p, t), \quad (4)$$

$$V(\omega_d, t) = V_{abs}(\omega_d, t) + V_{ems}(\omega_d, t), \quad (5)$$

其中 $V_{abs}(\omega_p, t)$ 及 $V_{abs}(\omega_d, t)$ 描述原子吸光過程，而 $V_{ems}(\omega_p, t)$ 及 $V_{ems}(\omega_d, t)$ 描述原子放光過程。

在第一個躍遷管道中，原子由基態 $|1$ 吸收一個探測雷射光子躍遷至 $|3$ 的躍遷幅度為

$$T_{31}^{(1)} = \langle 3 | V_{abs}(\omega_p, t) | 1 \rangle. \quad (6)$$

在第二個躍遷管道中，原子由基態 $|1$ 吸收一個探測雷射光子躍遷至 $|3$ ，與驅動雷射作用放光躍遷至

|2, 再吸收一個驅動雷射光子躍遷至|3, 其躍遷幅度為

$$T_{31}^{(3)} = \frac{\langle 3|V_{abs}(\omega_d, t)|2\rangle\langle 2|V_{ems}(\omega_d, t)|3\rangle\langle 3|V_{abs}(\omega_p, t)|1\rangle}{(\omega_{21} - \omega_p + \omega_d + i\Gamma_{21})(\omega_{31} - \omega_p + i\Gamma_{31})}, \quad (7)$$

其中  $\omega_{ab} = (E_a - E_b)/\hbar$ ,  $\Gamma_{ab}$  是譜線線寬。當探測

雷射能量等於|3 與|1 能量差 ( $\omega_p = \omega_{31}$ ) 且驅動雷射能量等於|3 與|2 能量差 ( $\omega_d = \omega_{32}$ ) 時,

$$T_{31}^{(3)} = \frac{\langle 3|V_{abs}(\omega_d, t)|2\rangle\langle 2|V_{ems}(\omega_d, t)|3\rangle\langle 3|V_{abs}(\omega_p, t)|1\rangle}{\Gamma_{21}\Gamma_{31}} \quad (8)$$

由(6)式及(8)式可得到

$$\frac{T_{31}^{(3)}}{T_{31}^{(1)}} = -\frac{\langle 3|V_{abs}(\omega_d, t)|2\rangle\langle 2|V_{ems}(\omega_d, t)|3\rangle}{\Gamma_{21}\Gamma_{31}}. \quad (9)$$

為了研究  $T_{31}^{(1)}$  與  $T_{31}^{(3)}$  的相對相位 (relative phase), 我們必需探討  $V_{abs}(\omega_d, t)$  與  $V_{ems}(\omega_d, t)$  的關係。原子吸光過程與放光過程互為時間倒轉過程 (time-reversed process), 因此我們可從時間倒轉對稱的觀點探討  $V_{abs}(\omega_d, t)$  與  $V_{ems}(\omega_d, t)$  的關係。在時間倒轉作用下, 時空座標轉換如下:

$$t \rightarrow t' = -t, \quad \vec{r} \rightarrow \vec{r}' = \vec{r}. \quad (10)$$

如果原子與光子的交互作用具時間倒轉對稱, 那麼(1)式中的薛丁格方程式在新的時空座標系中仍然成立:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi'(t')}{\partial t'} = H' \Psi'(t'), \quad (11)$$

其中  $\Psi'(t')$  及  $H'$  是在新的時空座標系中的波函數及能量算符。在時間倒轉作用下, 波函數轉換如下:

$$\Psi'(t') = T\Psi(t), \quad (12)$$

其中  $T$  為時間倒轉算符 (time-reversal operator)。所有

對稱算符皆為么正 (unitary) 或反么正 (antiunitary) 算符<sup>[25]</sup>, 因此

$$T^\dagger T = TT^\dagger = 1. \quad (13)$$

在時間倒轉作用下, 能量算符的期望值應該不變, 因此

$$\langle \Psi(t) | H | \Psi(t) \rangle = \langle \Psi'(t') | H' | \Psi'(t') \rangle. \quad (14)$$

如果  $T$  為么正算符, 則由(14)式可得

$$H' = THT^\dagger. \quad (15)$$

將(12)式及(15)式代入(11)式得

$$-i\hbar \frac{\partial T\Psi(t)}{\partial t} = TH\Psi(t). \quad (16)$$

函數  $\Psi'(-t)$  對  $t$  可微分, 因此其左導數等於右導數。所以

$$\begin{aligned} T \frac{\partial \Psi(t)}{\partial t} &= T \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Psi(t + \Delta t) - \Psi(t)}{t + \Delta t - t} \\ &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Psi'(-t - \Delta t) - \Psi'(-t)}{-t - \Delta t + t} \\ &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Psi'(-t + \Delta t) - \Psi'(-t)}{\Delta t} \\ &= \frac{\partial \Psi'(-t)}{\partial t} \\ &= \frac{\partial T\Psi(t)}{\partial t} \end{aligned} \quad (17)$$

因此(16)式可被寫為

$$-i\hbar T \frac{\partial \Psi(t)}{\partial t} = TH\Psi(t). \quad (18)$$

在(18)式等號兩邊均以  $T^\dagger$  作用, 可得

$$-i\hbar \frac{\partial \Psi(t)}{\partial t} = H\Psi(t). \quad (19)$$

很明顯地, (19)式與(1)式中的薛丁格方程式不合, 因此  $T$  不可能為么正算符。如果  $T$  為反么正算符, 則由(14)式可得

$$\begin{aligned}\langle \Psi(t) | H | \Psi(t) \rangle &= \langle T\Psi(t) | H' | T\Psi(t) \rangle \\ &= \langle \Psi(t) | T^\dagger H T | \Psi(t) \rangle^* \quad (20) \\ &= \langle \Psi(t) | T^\dagger (H')^\dagger T | \Psi(t) \rangle\end{aligned}$$

因此

$$T^\dagger (H')^\dagger T = H \quad (21)$$

由(21)式得到

$$H' = T H T^\dagger \quad (22)$$

將(12)式(22)式代入(11)式，得到

$$-i\hbar \frac{\partial T\Psi(t)}{\partial t} = T H T^\dagger \Psi(t) \quad (23)$$

在(23)式等號兩邊均以  $T^\dagger$  作用，得到

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(t)}{\partial t} = H^\dagger \Psi(t) \quad (24)$$

比較(1)式(24)式，可得

$$H^\dagger = H \quad (25)$$

由(2)-(5)式及(25)式可知

$$V_{abs}(\omega_d, t) = V_{ems}^\dagger(\omega_d, t) \quad (26)$$

將(26)式代入(9)式，得到

$$\frac{T_{31}^{(3)}}{T_{31}^{(1)}} = -\frac{|\langle 2 | V_{em}(\omega_d, t) | 3 \rangle|^2}{\Gamma_{21}\Gamma_{31}} \quad (27)$$

由(27)式可知  $T_{31}^{(1)}$  與  $T_{31}^{(3)}$  正好異號，因此二個躍遷管道之間存在破壞性干涉。這是時間倒轉對稱的結果，與原子的電子結構完全無關。

## 五、結語

無反置雷射是近年來雷射物理最重要的發展之一，具有無窮的潛力。在實際應用上，無反置雷射機制可被用來製做真空紫外光雷射及 X 射線雷射。在理論基礎上，無反置雷射內藏著自然界最深層的

奧秘。無反置雷射利用量子干涉效應降低原子吸光率。費因曼(R. P. Feynman) 如此描述量子干涉的神秘：「原子的行為與日常生活經驗迥然不同。無論初學者或資深物理學家均對原子的奇特行徑感覺困惑。在原子的奇特行徑中，最吊詭的就是量子干涉。事實上，量子干涉內藏著唯一的奧秘。」我們可以說，量子干涉就是量子物理的最主要特質。在本文中，我們指出造成無反置雷射的破壞性量子干涉是時間倒轉對稱的必然結果。這表示 無反置雷射及電磁誘發透明應該也可以在分子及凝態系統中實現。令人訝異的是，複雜物理現象的機制竟然與基本交互作用的對稱性有關！楊振寧教授在諾貝爾獎領獎致詞時如此描述對稱性的奧妙：「自然界似乎擅於利用對稱原理簡單的數學表象。當我們細心體會數學推理的精緻優美，並與複雜的物理現象比較。我們必會對對稱原理的深邃奧妙驚訝讚嘆。」無反置雷射為對稱原理的深邃奧妙提供了新的例證。

參考資料：

- [1] D. Marcuse, Proc. IEEE 51,849 (1963).
- [2] T. Hänsch and P. Toschek, Z. Physik 236, 213 (1970)
- [3] G. Arkhipkin and Yu. I. Heller, Phys. Lett. A98,12 (1983).
- [4] O. Kochorovskaya and Ya. I. Khanin, JETP Lett. 48, 581 (1988).
- [5] 對電磁誘發透明有興趣的讀者可參考以下兩篇通俗性的介紹文章: B. G. Levi, Phys. Today 17 (May 1992); S. E. Harris, Phys. Today 36 (July 1997).
- [6] K. J. Boller, A. Imamoglu, and S. E. Harris, Phys. Rev. Lett. 66, 2593 (1991).
- [7] J. E. Field, K. H. Hahn, and S. E. Harris, Phys. Rev.

- Lett. 67, 3062 (1991).
- [8] M. O. Scully and M. Fleischhauer, Phys. Rev. Lett. 69, 1360 (1992).
- [9] M. O. Scully, Phys. Rev. Lett. 67, 1855 (1991).
- [10] B. Lu, W. H. Burkett, and M. Xiao, Phys. Rev. A56, 976 (1997).
- [11] Markus Löffler *et al.*, Phys. Rev. A56, 5014 (1997).
- [12] A. Kasapi, Phys. Rev. Lett. 77, 1035 (1996).
- [13] R. Grobe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 73, 3183 (1994).
- [14] A. Kasapi *et al.*, Phys. Rev. Lett. 74, 2447 (1995).
- [15] M. K. Olsen, K. M. Ghern, D. F. Walls, Phys. Rev. A50, 5289 (1994).
- [16] R. R. Moseley *et al.*, Phys. Rev. A53, 408 (1996).
- [17] D. Wilkowski *et al.*, Phys. Rev. A54, 4249 (1996).
- [18] Y. C. Chen, Y. A. Liao, and I. A. Yu, Phys. Rev. A64, 031401(R) (2001).
- [19] Y. C. Chen, Y. W. Chen, J. J. Su, J. Y. Huang, and I. A. Yu, Phys. Rev. A63, 043808(2001).
- [20] A. S. Zibrov *et al.*, Phys. Rev. Lett. 75, 1499 (1995).
- [21] G. G. Padmabandu *et al.*, Phys. Rev. Lett. 76, 2053 (1996).
- [22] H.-S. Chou and K.-N. Huang, Chin. J. Phys. 32, 171 (1994).
- [23] H.-S. Chou, Nucl. Phys. A684, 716c (2001).
- [24] H.-S. Chou, Abstracts of the Annual Meeting of the Physical Society of the Republic of China, Taipei, Taiwan, 2001, edited by Minn-Tsong Lin. (The Physical Society of the Republic of China, Taipei, 2001), p.136.
- [25] E. Merzbacher, *Quantum Mechanics* (John Wiley, New York 1973).



物理系(所)暨光電工程技研究所

## 誠 徵

助理教授、副教授或教授級職之教學研究人才數名

學 經 歷：擁有物理、光電或相關領域之博士學位且具有一年以上之博士後研究資歷者。

☞請將

1. 履歷表(含著作論文清單)
2. 教學研究計劃

