

Propagación de pulsos en gases atómicos con transiciones dipolares degeneradas

O. Barbosa-García, G.E. Torres-Cisneros y J.J. Sánchez-Mondragón

*Centro de Investigaciones en Optica, A.C.
Apartado postal 948, 37000 León, Gto., México*

(Recibido el 7 de diciembre de 1988; aceptado el 23 de febrero de 1989)

Resumen. En este artículo realizamos un estudio numérico sistemático de la propagación coherente de pulsos láser en medios atómicos gaseosos resonantes, en donde las transiciones dipolares (eléctricas o magnéticas) poseen degeneración espacial. El estudio lo realizamos tomando como base el fenómeno de transparencia auto-inducida en la propagación de pulsos en sistemas de dos niveles de energía y pone en evidencia que la extensión de este fenómeno a sistemas degenerados ha sido mal interpretada, debido fundamentalmente a las limitaciones experimentales que han provocado justificaciones erróneas con la teoría.

PACS: 42.50.Qg

1. Introducción

La relativa facilidad experimental de poder variar el coeficiente de absorción y los tiempos de decaimiento mediante cambios en la temperatura y en la presión, ha convertido a los gases en sistemas altamente convenientes para el estudio de la interacción de la luz con la materia. La propagación coherente de un pulso láser en un medio material resonante, a la que llamaremos simplemente Propagación Resonante de Pulsos (PRP), es un buen ejemplo de esta aseveración ya que casi la totalidad de los trabajos experimentales se han desarrollado en gases.

Una de las características más importantes de la PRP en sistemas atómicos de dos niveles de energía (sistema TLA por sus siglas en inglés) es el fenómeno de transparencia auto-inducida [1] (SIT por sus siglas en inglés), el cual se reportó por primera vez en 1967 y desde entonces ha sido corroborado en diferentes materiales, teniéndose actualmente un amplio conocimiento de sus manifestaciones. Sin embargo, cuando se quiso emplear este fenómeno como técnica para caracterizar la PRP en sistemas atómicos degenerados los resultados experimentales no mostraron la misma contundencia. En este artículo hacemos un extenso análisis numérico de los resultados experimentales sobre la PRP en sistemas degenerados, usando como referencia SIT en sistemas TLA. El análisis numérico esclarece la manera en que se debe asociar SIT a la PRP en sistemas atómicos de baja degeneración, ya que con anterioridad los reportes experimentales realizaban tal asociación en forma confusa.

El fenómeno de SIT se estableció para sistemas con transiciones dipolares no degeneradas [1]. Sin embargo, los gases atómicos o moleculares son en general degenerados debido a que poseen más de una transición sobrepuesta con diferente valor dipolar. Por ejemplo, en ausencia de perturbaciones Zeeman o Stark, los elementos de matriz dipolar de un átomo efectuando una transición $J \rightarrow J'$, donde J es el número cuántico que identifica al momento angular, dependen de los números cuánticos m_j y $m_{j'}$, por lo que existirán subtransiciones sobrepuestas con diferentes valores dipolares asociados.

Rhodes *et al.* [2] fueron los primeros en considerar la PRP en un sistema degenerado y su estudio teórico establece que SIT sólo puede ocurrir en transiciones $Q(J)$, aunque con manifestaciones diferentes a las asociadas a SIT en un sistema TLA. Sin embargo, a pesar de esta restricción, existen trabajos experimentales que reportan fenómenos asociados a SIT en sistemas con transiciones $R(J)$ y $P(J)$ [3-5], los cuales contradicen la teoría y han creado confusión sobre la caracterización del proceso de la PRP en sistemas degenerados, retrasando su posible utilidad práctica.

Dos de las más importantes causas de la controversia ocasionada por los resultados experimentales son las siguientes. La primera es que gran parte de ellos fueron obtenidos haciendo propagar pulsos de láseres de CO_2 en sistemas gaseosos moleculares de alta degeneración como el SF_6 [2-3] y el BCl_3 [6], de los cuales sólo se conocían los espectros de absorción de las moléculas, desconociéndose con exactitud la transición y el tipo de degeneración que ocurría. La segunda razón es que, aún cuando se ha trabajado con sistemas atómicos de baja degeneración, como el neón [4], el sodio [7] y el yodo [8], cuyas transiciones particulares son bien conocidas, se han utilizado condiciones experimentales muy particulares en cada observación. Por ejemplo, en el estudio sobre el sodio se probaron exclusivamente pulsos de intensidades altas (grandes áreas), mientras que en los experimentos en yodo se hizo énfasis en intensidades moderadas y pocas distancias de penetración efectiva.

Nuestra intención en este artículo es la de usar los conceptos básicos de SIT con la finalidad de unificar y esclarecer los resultados experimentales reportados sobre la PRP en sistemas degenerados, de tal forma que nos permita caracterizar el proceso y decidir su posible aplicación práctica. Para lograr estos objetivos ampliamos con experimentos numéricos las condiciones experimentales logradas en el laboratorio en trabajos reportados en gases atómicos con baja degeneración. La Sec. 2 está dedicada a la exposición de la teoría fundamental, en la cual se presentan las ecuaciones que describen la PRP en sistemas degenerados y no degenerados. En la Sec. 3 se discuten las principales características de la PRP en sistemas no degenerados, haciendo énfasis en el fenómeno de SIT. Este fenómeno se discute en la Sec. 4.a para la PRP en sistemas degenerados, mientras que en las secciones 4b y 4c se presentan experimentos numéricos para los casos en que se tengan transiciones dipolares con dos y tres grupos distintos de subtransiciones.

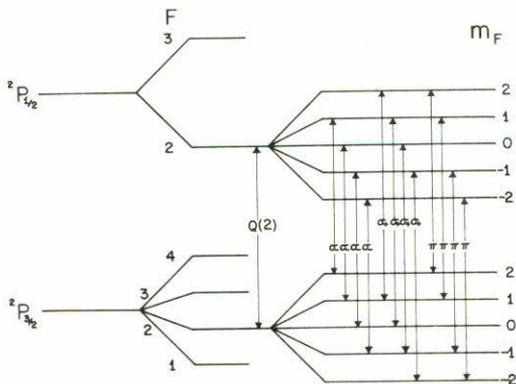


FIGURA 1. Estructura hiperfina de la transición magnética ${}^2P_{3/2} \leftrightarrow {}^2P_{1/2}$ en el iodo atómico, sistema $Q(2)$, que muestra además las subtransiciones π y σ_{\pm} , excitadas por luz linealmente polarizada (LP) y circularmente polarizada (CP), respectivamente.

2. Teoría básica

Para la PRP en sistemas degenerados y no degenerados se considera un pulso electromagnético proveniente de un láser que se propaga en la dirección $+z$, y que en $z = 0$ incide sobre un medio material, el cual consiste en una celda de longitud L que contiene átomos en estado gaseoso. En cualquier instante de tiempo y en cualquier posición dentro de la celda, el campo eléctrico (o magnético) del pulso puede expresarse como la onda plana

$$\mathbf{E}(t, z) = \hat{\mathbf{e}}E(t, z) \exp^{-i(\omega_L t - kz)} + c.c., \quad (1)$$

en donde $\hat{\mathbf{e}}$ es el vector unitario de polarización; $E(t, z)$ es la envolvente del pulso; ω_L es la frecuencia portadora del pulso y $k = \omega_L/c$, siendo c la velocidad de la luz en el medio. En la práctica, la onda plana descrita en la Ec. (1) se obtiene tomando sólo la parte central suficientemente uniforme de la sección transversal del haz del láser [9]. Además, si se escoge el eje de cuantización del momento angular de los átomos sobre el eje x , una polarización del pulso $\hat{\mathbf{e}} = \hat{\mathbf{i}}$ nos permitirá considerar transiciones dipolares sujetas a la regla de selección $\Delta m = 0$, o transiciones π ; mientras que una polarización $\hat{\mathbf{e}} = (\hat{\mathbf{i}} \pm \hat{\mathbf{j}})/\sqrt{2}$ excitará las subtransiciones dipolares que satisfagan la regla $\Delta m = \pm 1$, o subtransiciones σ_{\pm} [10], Fig. 1.

Cuando los átomos del medio no son degenerados, la evolución de la envolvente del pulso, así como del estado de polarización y de energía de los átomos, están regidos por el acoplamiento de las ecuaciones de Bloch-Maxwell [11]. En el caso de que los dos niveles atómicos resonantes posean degeneración espacial en su momento angular que los define, el pulso interactuará con los átomos del gas y provocará transiciones dipolares en ellos que sólo ocurrirán entre pares de estados que corresponden a las diferentes subtransiciones dipolares. Por ejemplo, si los niveles

superior e inferior de la transición resonante están definidos mediante los números de momento angular total $F' = 2$ y $F = 2$, respectivamente, un pulso linealmente polarizado excitará cuatro subtransiciones: $m_F = 2 \rightarrow m_{F'} = 2$, $m_F = 1 \rightarrow m_{F'} = 1$, $m_F = -1 \rightarrow m_{F'} = -1$ y $m_F = -2 \rightarrow m_{F'} = -2$, véase la Fig 1. En consecuencia, el sistema gaseoso degenerado puede visualizarse como un medio que contiene un cierto número de grupos de TLA, uno por cada subtransición dipolar presente, que son independientes uno del otro excepto por su interacción con el pulso luminoso [2]. De esta forma, la evolución del sistema degenerado en presencia del pulso incidente estará dado por un conjunto de ecuaciones de Bloch para cada grupo de átomos, mientras que la evolución del pulso a través de este sistema atómico se verá afectado por la suma de cada una de las polarizaciones inducidas en cada uno de ellos. Suponiendo que existen $N + 1$ grupos de subtransiciones, podemos ordenarlos en base a la intensidad de su dipolo, $|\mathbf{d}_i|$, de forma que el subíndice "0" corresponda al mayor. Con esta notación se pueden definir los cocientes dipolares $\lambda_i = |\mathbf{d}_i|/|\mathbf{d}_0| \leq 1$, y las ecuaciones de Bloch-Maxwell para un sistema degenerado pueden entonces escribirse en la forma [2,12],

$$\dot{p}_i = i\Delta p_i - \frac{p_i}{T_{2i}} + i\lambda_i\Omega W_i, \tag{2a}$$

$$\dot{W}_i = -\text{Im}(\lambda_i\Omega p_i^*) - \frac{(W_i + 1)}{T_{1i}}, \tag{2b}$$

$$\frac{\partial\Omega}{\partial z'} = -iB' \sum_{i=0}^N \langle \lambda_i p_i \rangle. \tag{2c}$$

Las Ecs. (2a) y (2b) proporcionan la dinámica atómica, mientras que la Ec. (2c) describe la propagación del pulso a través del medio. En las Ecs. (2), $p_i(t, z', \Delta) = u_i + iv_i$ es la envolvente compleja de la polarización atómica y $W_i(t, z', \Delta)$ es la inversión atómica que está relacionada con el grado de excitación de los átomos [11]. Δ es el desafinamiento de la frecuencia de transición con respecto a la frecuencia portadora del pulso. El punto sobre las variables representa diferenciación con respecto al tiempo local t , y z' es la distancia de penetración efectiva en el medio material, medida en unidades del coeficiente de absorción lineal de Beer α . Por su parte $\langle p_i \rangle = \int p_i(t, z', \Delta)g(\Delta)d\Delta$ es la envolvente de la polarización macroscópica inducida en el i -ésimo grupo dipolar y $g(\Delta)$ es la distribución de frecuencias de transición, que en los gases es denominada usualmente como línea Doppler, cuya anchura media es denotada como $1/T_2^*$. $B' = B/(\sum_{i=0}^N \lambda_i^2)$, con $B = 1/2\pi\bar{g}(0)$. La frecuencia de Rabi está definida como $\Omega(t, z') = (2|\mathbf{d}_0|E(t, z'))/\hbar$.

En las Ecs. (2a) y (2b) T_{2i} y T_{1i} son los tiempos de decaimiento de la polarización inducida por el pulso y de decaimiento de inversión atómica, respectivamente. T_{2i} es determinante en la PRP pues pone un límite superior a la duración del pulso, definida como su anchura media y denotada como τ , para que la interacción entre éste y el medio sea coherente. Si τ fuese mayor que T_{2i} los átomos sólo responderían coherentemente durante un tiempo T_{2i} y la otra parte del pulso comenzaría a mos-

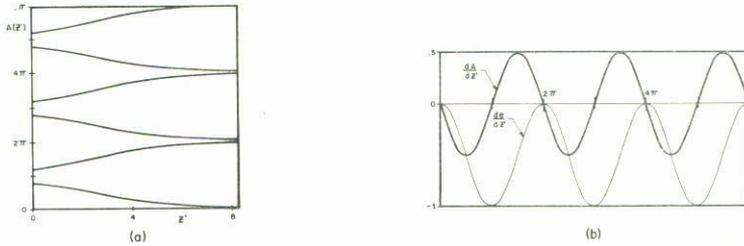


FIGURA 2. En (a) se presenta el teorema del área, nombre que recibe la solución de la Ec. (3.a) con $N = 0$, que da la evolución espacial, $z' = \alpha z$, del área del pulso para diferentes valores iniciales del área. En (b) se grafican las llamadas curvas de área-energía para un sistema no degenerado, que no son más que las derivadas espaciales del área y de la energía dadas en las Ecs. (3) con $N = 0$. El eje horizontal es el área del pulso y nótese que ambas derivadas son nulas en $2n\pi$, con n entero, lo que da lugar al fenómeno de SIT.

trar efectos incoherentes. En la práctica, el control sobre el tiempo de decaimiento del dipolo atómico se logra mediante el control de la temperatura y de la presión del gas.

Conforme el pulso se propaga en el medio atómico degenerado, el área, $A(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Omega(t', z) dt'$, y la energía, $\epsilon(z) \approx \int |\Omega|^2 dt'$, del pulso evolucionan de acuerdo a las ecuaciones [2,12]

$$\frac{dA(z)}{dz'} = - \frac{\sum_{i=0}^N \lambda_i \text{sen } \lambda_i A}{2 \sum_{i=0}^N \lambda_i^2}, \tag{3.a}$$

$$\frac{d\epsilon(z)}{dz'} = \sum_{i=0}^N (\cos \lambda_i A - 1). \tag{3.b}$$

3. PRP en sistemas atómicos no degenerados

En el caso en que $N = 0$, las Ecs. (2) y (3) se reducen a las ecuaciones que describen la interacción de un pulso con un sistema TLA no degenerado. Para este caso, la solución de la Ec. (3.a) recibe el nombre de teorema cuántico del área y establece que el área de un pulso inicial evolucionará en el medio hacia los valores estables

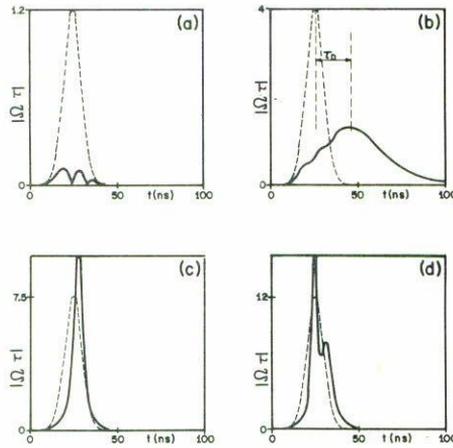


FIGURA 3. Solución numérica de las Ecs. (2) para el caso no degenerado, $N = 0$. El pulso inicial, representado por la línea punteada, tiene perfil gaussiano con anchura $\tau = 13$ ns, mientras que el medio gaseoso fue caracterizado por los tiempos $1/T_2^* = 450$ MHz, $T_2 = 52$ ns y $T_1 = \infty$. Los pulsos finales, con línea continua, son obtenidos después de una distancia efectiva de propagación de $z' = 8$. En (a) el pulso inicial encierra una área de 0.4π , en (b) de 1.4π , en (c) de 2.5π y en (d) de 4.1π .

dados por la relación $A(z) = 2n\pi$, con n entero, como se muestra en la Fig. 2a. Por su parte, la Fig. 2b muestra la llamada gráfica de área-energía, que no son más que las gráficas del lado derecho de las Ecs. (3), con $N = 0$, y en ellas se observa que los ceros de ambas coinciden en múltiplos enteros de 2π . Por consiguiente, un pulso cuya área satisfaga la relación $A(z) = 2n\pi$ no será alterado, ni en su área ni en su energía por los TLA resonantes del medio, por lo que se generan pulsos estables y constituyen la base del fenómeno SIT. En forma complementaria, McCall y Hahn [1] mostraron que no cualquier forma de pulso con área de 2π constituía SIT, sino sólo aquellos con perfil de secante hiperbólica, que fue llamado tiempo después “solitón óptico”. Cualquier otro pulso de forma arbitraria pero con área de 2π evolucionará eventualmente en un solitón óptico al propagarse en el sistema de TLA.

Es claro que las gráficas del teorema del área y del área-energía sólo proporcionan información parcial sobre el comportamiento del pulso, y que si se desea caracterizar correctamente la PRP es necesario resolver numéricamente el sistema de Ecs. (2), con $N = 0$. En la Fig. 3 mostramos los resultados de simular numéricamente la propagación de un mismo pulso de perfil Gaussiano con anchura media, τ , de 13 ns, pero con diferentes intensidades (áreas) iniciales que cubren las principales ramas de la Fig. 2a, y que dan un buen resumen de la caracterización que se tiene hasta ahora del proceso. Para cada uno de estos casos, la Fig. 3 muestra el pulso de entrada (línea punteada) y el pulso de salida (línea continua) obtenido a una distancia de propagación $z' = \alpha L = 8.0$, que está dentro de lo prácticamente obtenible en el laboratorio. En las simulaciones numéricas el sistema de TLA fue imaginado como un gas caracterizado por un tiempo de decaimiento dipolar $T_2 = 52$ ns y una

anchura de línea Doppler de $1/T_2^* = 450$ MHz; estos datos experimentales son los mismos considerados en la PRP en sistemas degenerados en el yodo, Sec. 4.b.

En la Fig. 3a se observa que la PRP de un pulso con área menor a π está caracterizada por una absorción, aunada a un comportamiento oscilatorio del pulso. La absorción está justificada por el comportamiento de la primera rama del teorema del área, Fig. 2a, mientras que las oscilaciones corresponden al llamado proceso de absorción anómala [11], y son resultado de la relación existente entre la anchura de la línea Doppler y la anchura espectral del pulso $1/\tau$. Para $T_2^* \ll \tau$, las oscilaciones no se presentarán y la absorción del pulso será uniforme de acuerdo a la ley de Beer, pero para T_2^* y τ comparables la absorción depende de la frecuencia.

Para pulsos con áreas iniciales en el intervalo $(\pi, 2\pi)$ la PRP está caracterizada fundamentalmente por la formación de un pulso estable de área 2π , ya que según la Fig. 2a el área tenderá hacia 2π , punto en donde la Fig. 2b muestra que tanto la derivada del área como la de la energía se anulan. La Fig. 3b muestra que un pulso inicial de área ligeramente mayor a π exhibirá a su salida un notable ensanchamiento y un retraso, τ_D , en la aparición de su máximo que es el preámbulo de la formación del pulso estable con perfil de una secante hiperbólica, mientras que en su parte frontal va quedando un pequeño remanente del pulso original que no se atrasa y que es absorbido gradualmente por el medio [12]. La presencia de este remanente se asocia con la relación entre τ y T_2^* , perdiéndose para áreas cercanas a 2π y $\tau > 10T_2^*$. Además, otras simulaciones numéricas realizadas en la región $(\pi, 2\pi)$ muestran que la anchura del correspondiente pulso estable que se forma es menor conforme el pulso incidente se acerca a un área 2π , pero que nunca llega a ser menor que la anchura del pulso inicial. Como la velocidad del pulso estable varía en forma inversa al cuadrado de su anchura, la característica descrita para la anchura del pulso de salida puede también visualizarse en el mayor atraso, τ_D , del pulso estable resultante para pulsos de áreas iniciales cercanos a π [9].

Con pulsos incidentes con áreas en el intervalo $(2\pi, 3\pi)$ la Fig. 2 muestra que el efecto fundamental es de nuevo la formación de un pulso estable de área 2π . Sin embargo, contrario a lo que sucede en la región $(\pi, 2\pi)$, el pulso de salida es más corto en duración y con una mayor amplitud que el pulso de entrada, lo que ocasiona que el atraso en el pulso de salida, τ_D , no sea tan notorio; esto se muestra en la Fig. 3c. Cabe mencionar que el remanente del pulso inicial que se observa en el pulso de salida en la región $(\pi, 2\pi)$ no se presenta en el intervalo $(2\pi, 3\pi)$.

Para áreas mayores que 3π , la Fig. 2 establece que la PRP estará caracterizada fundamentalmente por la evolución hacia pulsos estables de áreas 4π , 6π , etc.. Sin embargo, los pulsos estables de estas áreas consisten no en un único pulso sino en una serie de pulsos estables de área 2π , por lo que un pulso inicial con área entre 3π y 5π , por ejemplo, se romperá en dos secantes hiperbólicas de diferente duración [1], que se irán separando conforme se sigan propagando en el medio. La Fig. 3d muestra en el pulso de salida de un pulso inicial de área 4.1π la aparición de dos máximos de diferente amplitud que es el preámbulo del fenómeno de rompimiento. Desde luego, para poder estar seguro de que tal rompimiento está ocurriendo en realidad es necesario propagar el pulso mayores distancias en el medio resonante, como lo muestra la Fig. 8 de la Ref. [11]. Es importante aclarar que esto no siempre puede hacerse en

el laboratorio porque al aumentar el tamaño de la celda puede provocar la aparición de efectos transversales que han sido ignorados en las ecuaciones fundamentales de la Sec. 2.

De la discusión anterior se desprende que en la PRP en sistemas no degenerados el fenómeno de SIT se presenta cuando el área y la energía del pulso incidente no cambian conforme la propagación se lleva a cabo; con este hecho identificamos, además, pulsos estables. Debemos también agregar que asociado a la formación de pulsos estables se encuentra una gran transmisión de energía. Así, por ejemplo, un pulso de área inicial de 1.2π evolucionará hacia un pulso estable, induciendo una transmisión aproximada del 70% de la energía inicial [13].

4. Experimentos numéricos

a) SIT en sistemas atómicos degenerados

En el caso de la PRP en sistemas degenerados, el fenómeno de SIT quedará también determinado mediante los ceros simultáneos de las derivadas del área y de la energía en las Ecs. (3), los cuales dependen de los cocientes dipolares λ_i de los diferentes grupos atómicos, quienes a su vez dependen de los números cuánticos de momento angular de los estados superior e inferior en que la transición resonante ocurre. A partir de los valores dipolares de las subtransiciones que se involucran en las transiciones $P(J)$, $Q(J)$ y $R(J)$, se puede demostrar que sólo las transiciones $Q(J)$ con luz Linealmente Polarizada, $Q(J) - LP$, aceptan en general valores de área que anulan simultáneamente las Ecs. (3) [2]. Para estas transiciones existen J grupos de subtransiciones cuyos cocientes dipolares siguen la relación simple $\lambda_{j-i} = i/J$, para $i = J, J-1, \dots, 1$, por lo que cualquier área múltiplo entero de $2\pi J$ hace cero el lado derecho de las Ecs. (3). Para las demás transiciones, $Q(J)$ con luz Circularmente Polarizada, $Q(J) - CP$, o bien $P(J)$ y $R(J)$ con cualquier tipo de polarización, también se puede demostrar que los valores que toman los cocientes dipolares de los grupos de subtransiciones involucrados hacen imposible la existencia de pulsos estables [2].

De esta discusión se desprende que sólo existirá SIT en sistemas con transiciones $Q(J) - LP$. Sin embargo, cuando se ha considerado en diversas condiciones experimentales la PRP en varios sistemas degenerados, tanto atómicos como moleculares, y con alta o baja degeneración, se ha llegado a concluir que SIT puede ocurrir también en otro tipo de transiciones. Esta confusa contradicción proviene del hecho de que al tratar de encontrar diferencias entre la PRP en sistemas degenerados y no degenerados los experimentalistas han visto sus experimentos restringidos, fundamentalmente en cuanto a distancias de propagación se refiere, y han tenido entonces que justificar sus resultados en base a comparaciones cualitativas de las correspondientes gráficas de área-energía, o en base a la cantidad de energía transmitida en el sistema resonante. Uno de nuestros objetivos es caracterizar la PRP en gases atómicos degenerados reportados experimentalmente, de la misma manera en

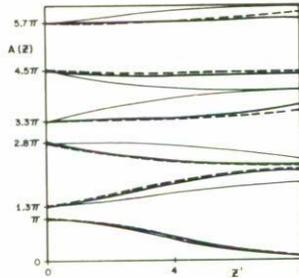


FIGURA 4. Soluciones numéricas de la Ec. (3.a) para diferentes valores del área inicial en los casos de los sistemas $Q(2) - LP$, línea delgada continua, $Q(2) - CP$, línea gruesa continua y $R(1) - LP$, línea punteada. Las diferencias entre ellas no son susceptibles a distinguirse en un experimento.

que se ha hecho en un TLA, puesto que con ello podremos esclarecer la confusión reportada por diversos autores. En particular, consideraremos sistemas gaseosos atómicos de baja degeneración con dos y tres grupos dipolares superpuestos, como se ha reportado en el yodo, neón y sodio.

b) PRP en gases con dos grupos de transiciones dipolares

La degeneración más simple es la formada por dos grupos dipolares distintos y experimentalmente ha sido reportada en los sistemas atómicos del neón [4] y del yodo [8] gaseosos. En el caso del yodo se empleó la transición magnética ${}^2P_{1/2}(F' = 2) \rightarrow {}^2P_{3/2}(F' = 2)$, Fig. 1, en la que luz LP excita cuatro subtransiciones que forman dos grupos dipolares con dipolos relativos 1:0.5 y con número relativo de subtransiciones de 2:2. Este caso constituye el único sistema $Q(2)$ ideal experimentalmente reportado [8] y lo llamaremos $Q(2) - LP$. En la misma transición magnética del yodo, pero con luz CP, que denotamos como $Q(2) - CP$, se excitan cuatro subtransiciones que también forman dos grupos dipolares con número relativo 2:2, pero con dipolos relativos $1:\sqrt{2/3}$ [8]. Por su parte, en el neón se utilizó la transición dipolar eléctrica $2s^2(J = 1) \rightarrow 2p^4(J' = 2)$, que se denota como $R(1) - LP$, en la cual la luz LP excita tres subtransiciones que forman sólo dos grupos dipolares con dipolo relativo de $1:\sqrt{3/4}$ y con número relativo de 1:2.

En la Fig. 4 se muestran algunas ramas del teorema del área para los sistemas $Q(2) - LP$, $Q(2) - CP$ y $R(1) - LP$. Una primera comparación de la Fig. 4 con el caso no degenerado de la Fig. 2a nos indica que el área del pulso evoluciona en forma similar, puesto que existen también valores de área estable; la diferencia en las gráficas es que estos valores son ligeramente distintos en cada caso, así como las pendientes de las ramas. Si sólo comparamos entre sí las gráficas de los tres casos

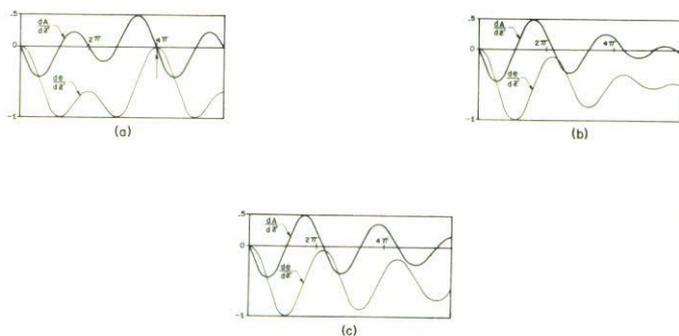


FIGURA 5. Gráficas de área-energía para los sistemas (a) $Q(2)-LP$, (b) $Q(2)-CP$ y (c) $R(1)-LP$. La coordenada horizontal representa el área del pulso. Nótese que sólo en el sistema $Q(2)-LP$ existen valores del área que anulan simultáneamente las derivadas espaciales del área y de la energía, y que por consiguiente admiten SIT.

degenerados observamos que casi coinciden a áreas menores a π y que diferencias apreciables sólo se dan en ramas correspondientes a áreas mayores. Desafortunadamente, ninguna de estas diferencias es susceptible a identificarse en el laboratorio, puesto que implican un conocimiento previo del valor exacto del dipolo y de las transiciones involucradas.

Distinciones más contundentes pueden notarse si se grafican las curvas de área-energía, Ecs. (3), para los tres casos degenerados y se comparan con la correspondiente al caso no degenerado de la Fig. 2.b. Las Figs. 5.a-5.c muestran esas curvas en los casos $Q(2)-LP$, $Q(2)-CP$ y $R(1)-LP$, respectivamente, donde se observa que sólo la primera puede dar origen a SIT, aunque no necesariamente con las mismas manifestaciones de SIT del caso no degenerado. Este hecho marca la diferencia más notoria entre los sistemas degenerados que se están comparando y está de acuerdo con la teoría explicada en la Sec. 4.a; pero debe notarse además que las gráficas de la Fig. 5 ponen de manifiesto, en ciertas regiones del área del pulso incidente, una gran similitud cualitativa entre ellas mismas y entre el caso no degenerado de la Fig. 2.b. Por ejemplo, puede notarse que las Figs. 2.b y 5.a prácticamente coinciden en las regiones $(0, \pi)$ y $(3\pi, 5\pi)$, mientras que las Figs. 5.b y 5.c, que son muy similares entre ellas, tienen un comportamiento casi idéntico al de la Fig. 2.b en la región $(0, 3\pi)$.

Ha sido en esas regiones de similitud, entre la PRP en sistemas degenerados y no degenerados, que algunos autores han reportado "casi-SIT" [4,8], debido a que en ellas han encontrado experimentalmente una gran transmisión de energía. Sin embargo, debemos hacer notar que estos resultados reportados de esta forma han creado confusión y ha habido, por ejemplo, una mala interpretación con el

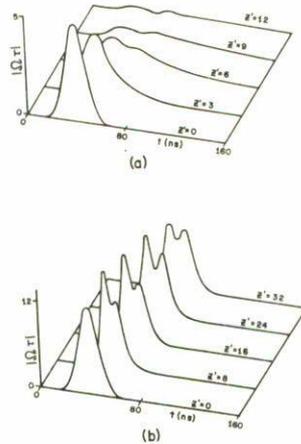


FIGURA 6. Solución numérica de las Ecs. (2) en el caso de un sistema $Q(2) - LP$ para pulsos de áreas iniciales de (a) 1.5π y (b) 4.1π . Los parámetros que caracterizan al pulso y al medio son idénticos a los de la Fig. 3. El comportamiento diferente en (a) y (b) de los pulsos con respecto al caso no degenerado de las Figs. 3.b y 3.d, sólo puede apreciarse a distancias de propagación suficientemente grandes.

fenómeno de SIT en la PRP en sistemas degenerados. La existencia de pulsos estables conduce a afirmar la existencia de SIT, pero no así el hecho de encontrar, cualitativamente, ciertas similitudes en las gráficas de área-energía. De esta manera, de los tres sistemas degenerados sólo el $Q(2) - LP$ presentará pulsos estables y SIT deberá observarse con pulsos incidentes de áreas mayores que 2.8π , Fig. 5a; mientras que en los dos sistemas restantes SIT no se observará, aunque será posible encontrar una alta transmisión de energía para regiones específicas de cada sistema (regiones de similitud). Sin embargo, esta alta transmisión de energía sólo debe ser posible a cortas distancias de propagación, puesto que la inexistencia de pulsos estables terminará por destruir eventualmente los pulsos incidentes.

La Fig. 6 muestra las características que adquieren dos pulsos con áreas iniciales de 1.5π , Fig. 6a, y de 4.1π , Fig. 6b, conforme se propagan en un medio con transiciones $Q(2) - LP$. Las gráficas se obtuvieron resolviendo numéricamente las Ecs. (2) con $N = 1$ y $\lambda_1 = 0.5$; los parámetros del pulso y del medio son idénticos a los reportados experimentalmente en el iodo [8], y la única diferencia con el experimento es que la propagación en las Figs. 6 se ha realizado a mayores distancias para apoyar nuestras aseveraciones. De la Fig. 6a se desprende que un pulso incidente de 1.5π se ensancha y aumenta su área hacia 2π , pero finalmente es absorbido por el sistema $Q(2) - LP$. Esta figura muestra que la identificación del proceso de absorción requiere de una distancia de penetración efectiva de $\alpha L = 10$, que es más de dos veces mayor a la reportada experimentalmente. En el laboratorio, la corta distancia de penetración efectiva del iodo obedeció a que la magnitud de los dipolos involucrados en la transición magnética tienen un coeficiente de absorción

lineal, α , bastante bajo, y a que la longitud total de la celda, L , no podía ser aumentada por problemas de estabilidad. En consecuencia, los experimentalistas han visto un pulso parecido al mostrado a una distancia $\alpha L = 4.0$ en la Fig. 6a, y lo han asociado erróneamente como SIT.

Por su parte, el pulso con área inicial de 4.1π evoluciona hacia un pulso estable en un medio $Q(2) - LP$, Fig. 6b; sin embargo, el perfil asociado al pulso estable no son dos solitones ópticos como en el caso no degenerado y su solución analítica no ha sido encontrada más que en el caso en que todos los átomos estén en exacta resonancia con el pulso; es decir, cuando $T_2^* = \infty$ [14]. En este caso la solución muestra dos máximos simétricos y sigue la ecuación $\Omega \approx [\text{sech}(\zeta/\tau)] / [1 + 4 \text{sech}^2(\zeta/\tau)]$, en donde $\zeta = t - z/v$ con v la velocidad del pulso y τ su anchura. Tiempo después, Bullough obtuvo una expresión diferente [7] al aplicar un método perturbativo a la ecuación doble de Sine-Gordon en que se convierte la Ec. (3.a) cuando $T_2^* \rightarrow \infty$. En circunstancias reales, como las que estamos simulando, T_2^* es finito y el único trabajo reportado sobre SIT en el sistema $Q(2) - LP$ duda de la estabilidad de los pulsos con dos máximos al mostrar numéricamente que la energía y la simetría del pulso se van perdiendo conforme la propagación se realiza [15]. Por lo tanto, la estabilidad aparente de la solución presentada en la Fig. 6b es significativa, y su estudio detallado, que será reportado próximamente, traerá sin duda aplicaciones tanto en el campo de soluciones de ecuaciones no lineales como de la PRP misma.

Lo importante por ahora es notar que el pulso de área inicial 4.1π en un $Q(2) - LP$ sigue un comportamiento completamente distinto al caso no degenerado, Fig. 3d; mientras que en el último se caracteriza por el rompimiento del pulso inicial en dos solitones, el primero se caracteriza por la presencia de un único pulso con dos máximos que no se separan. Desafortunadamente, esta clara distinción se hará notoria sólo a distancias de penetración de aproximadamente $\alpha L \approx 25$ y a cualquier otra distancia menor a ella se podrá confundir el pulso estable de dos máximos con los dos máximos observados en el rompimiento de pulsos en la PRP en sistemas no degenerados, Fig. 3d.

Los autores de la Ref. [8] también consideraron experimentalmente la PRP en la transición $Q(2) - CP$ y reportan que la propagación es similar a la observada en un sistema no degenerado. Esto lo justifican en base a la "gran similitud" de las gráficas de área-energía, Fig. 5b, con las correspondientes a un TLA, Fig. 2b; con lo cual justifican la alta transmisión de energía medida para pulsos incidentes con área de 2π , observando también el retraso correspondiente.

Bajo las mismas condiciones experimentales, pero considerando grandes distancias de propagación, simulamos numéricamente el experimento reportado por esos autores en el sistema $Q(2) - CP$ en la Fig. 7. La Fig. 7a muestra la PRP para un pulso incidente de 1.5π y observamos que a cortas distancias de propagación sí podemos pensar en una alta transmisión de energía; pero como lo señala la Fig. 5b no existirá pulso estable, por lo cual el pulso incidente finalmente es absorbido por el sistema $Q(2) - CP$. Este último hecho no fue observado por los experimentalistas debido nuevamente a las distancias cortas de propagación consideradas en el laboratorio. Por su parte, la Fig. 7b muestra la PRP con un pulso incidente de 4.1π . A cortas distancias de propagación se puede llegar a afirmar que se observa el fenómeno de

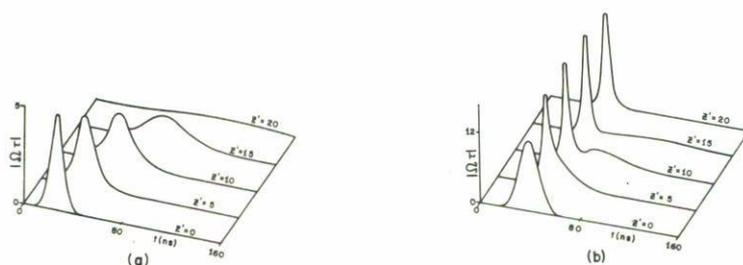


FIGURA 7. Solución numérica de la Ec. (2) en el caso de un sistema $Q(2) - CP$, para pulsos de áreas iniciales de (a) 1.5π y (b) 4.1π . Los parámetros que caracterizan al pulso y al medio son idénticos a los de las Figs. 3 y 6. Nótese que al no existir pulsos estables, Fig. 5.b, el pulso de la Fig. 7.a se ensancha conforme se propaga hasta desvanecerse. En el caso de la Fig. 7.b sucede algo semejante con la parte que se desprende en la parte posterior del pulso, $z' \approx 10$, mientras que el pulso principal requerirá una mayor distancia de propagación para que logre desvanecerse. Pese a la gran distancia requerida para que el pulso se absorba por completo, la distinción entre la PRP en un sistema $Q(2) - CP$ y otro $Q(2) - LP$, Fig. 6, es clara a suficientes distancias de penetración.

rompimiento asociado al caso de un TLA, $z' \approx 10$, como de hecho fue interpretado [8], o también puede pensarse que corresponde a la formación de un pulso estable con dos máximos, como en el caso de un $Q(2) - LP$; sin embargo, nada de esto es posible porque no existe pulso estable en la Fig. 5b y el pulso de la Fig. 7b será eventualmente absorbido. Con este resultado mostramos que la naturaleza de la aparición de dos máximos a cortas distancias de propagación en pulsos incidentes con áreas mayores a 4π en el sistema $Q(2) - CP$ es muy diferente a la de los sistemas TLA y $Q(2) - LP$.

Consideremos ahora la PRP en la transición $R(1) - CP$ del neón. Este sistema ha sido también tratado experimentalmente [7], donde se ha reportado que existe SIT idéntico al que ocurre en un sistema no degenerado. Sin embargo, las Figs. 4 y 5c nos muestran que este sistema es muy semejante al $Q(2) - CP$ del yodo; las diferencias entre estos dos sistemas degenerados se encuentra fundamentalmente en el número relativo de dipolos en los grupos de subtransiciones dipolares. La Fig. 5c muestra claramente que no existen pulsos estables, por lo cual, al realizar la PRP será posible observar alta transmisión de energía e interpretar el rompimiento de pulsos, pero sólo a cortas distancias de propagación.

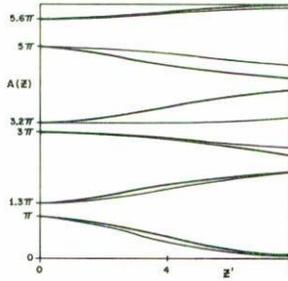


FIGURA 8. Soluciones numéricas de la Ec. (3.a) para varias áreas iniciales correspondientes a los casos degenerados en las líneas D_1 y D_2 del sodio, curvas gruesa y delgada respectivamente.

c) Simulaciones en gases con tres grupos de transiciones dipolares

Experimentalmente se ha reportado la PRP en sistemas atómicos gaseosos con tres grupos dipolares en las líneas D_1 y D_2 del sodio, en donde también se ha incurrido en el error de asociar el fenómeno SIT en un sistema no degenerado. Con la finalidad de resolver las transiciones $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ con $F(2) \rightarrow F'(1,2)$ de la línea D_1 , Salamo *et al.* [6] y Bullough *et al.* [6], independientemente, utilizaron un pulso con anchura de 5 ns, mientras que la anchura Doppler fue de 1700 MHz y los tiempos T'_2 y T_1 fueron de 48 ns y 24 ns, respectivamente. Con estos parámetros experimentales consideramos la PRP en los sistemas formados por las líneas D_1 y D_2 del sodio, las cuales se caracterizan por tener cocientes dipolares relativos de 1:0.866:0.5 y 1:0.817:0.5776, y número relativo de dipolos de 1:0.66:0.66 y de 1:1:1, respectivamente [6].

En la Fig. 8 mostramos las gráficas del teorema del área para las dos líneas del sodio, observando que las diferencias entre ellas son mínimas en la primera rama y que aumentan conforme el área del pulso incidente crece. Este resultado es predecible si observamos con cuidado sus cocientes dipolares relativos y sus números relativos de dipolos. Al obtener las gráficas de área-energía correspondientes, Figs. 9, observamos la ausencia de puntos en donde los valores de las derivadas, Ecs. (3), son simultáneamente cero; esto es, no existen pulsos estables y por lo tanto el fenómeno de SIT no se hace presente en la PRP en las líneas D del sodio. Sin embargo, Salamo *et al.* [6] afirman que debido a la cercanía de los grupos dipolares mayores en la línea D_1 , $\lambda_0 = 1$ y $\lambda_1 = 0.866$, actúan conjuntamente y modulan al pulso incidente, mientras que el grupo dipolar más pequeño, $\lambda_2 = .5$, realmente no afecta la modulación del pulso. De forma adicional, afirman que el efecto de rompimiento se observa en los sistemas degenerados para pulsos incidentes con áreas de 4π . Sin embargo, no es posible distinguir una diferencia tan radical en

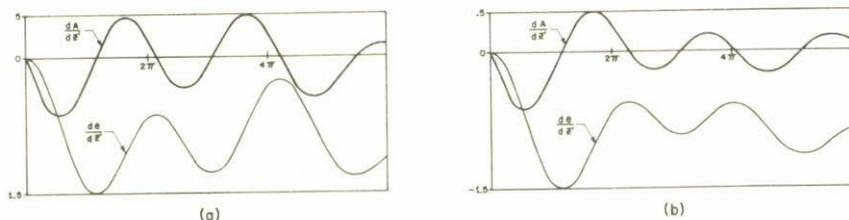


FIGURA 9. Gráficas de área-energía para los sistemas degenerados involucrados en las líneas (a) D_1 y (b) D_2 del sodio. El eje horizontal corresponde al valor del área del pulso. La ausencia de valores de área que anulen simultáneamente las derivadas espaciales del área y de la energía, indican la imposibilidad de obtener el fenómeno de SIT en esos sistemas.

los grupos dipolares involucrados, y el análisis realizado por estos autores es más bien apreciativo, además de que en realidad no obtuvieron dos pulsos estables en lo que ellos llamaron rompimiento de pulsos. Creemos que los máximos que observaron tienen más bien una naturaleza semejante a la observada en sistemas degenerados con dos grupos dipolares, Sec. 4.b, la cual es muy diferente a la observada en un sistema no degenerado, lo que nuevamente puede demostrarse considerando mayores distancias de propagación.

En la Fig. 10 mostramos la PRP en la línea D_1 de sodio para pulsos incidentes con áreas mayores a 1.5π y 4.1π , donde en base a la Fig. 9, se espera una alta trasmisión de energía para cortas distancias de propagación. La Fig. 10.b muestra el rompimiento reportado por Salamo *et al.* [6], el cual a cortas distancias de propagación es indistinguible de los máximos observados para un pulso estable en el sistema $Q(2) - LP$, Fig. 6b, o de los máximos observados en el sistema TLA, Fig. 3d, pero también muestra la eventual absorción del pulso. La simulación de la Fig. 10 concuerda con el resultado experimental de Bullough *et al.* [6], aunque sus intereses estaban orientados hacia conceptos diferentes a los de nosotros en este artículo.

Cuando Salamo *et al.* [6] consideran la PRP en la línea D_2 del sodio, reportan que en este sistema degenerado el fenómeno de SIT es inhibido debido a la competencia de los tres grupos dipolares, $\lambda_0 = 1$, $\lambda_1 = .817$ y $\lambda_2 = .577$, excitados por el pulso incidente. Sin embargo, una diferencia radical entre esos grupos no se aprecia, ni tampoco una clara distinción cuantitativa con la línea D_1 puesto que el número relativo de los dipolos en las respectivas subtransiciones no es el mismo. Al igual que en la línea D_1 , reportan la presencia del rompimiento de pulsos para pulsos

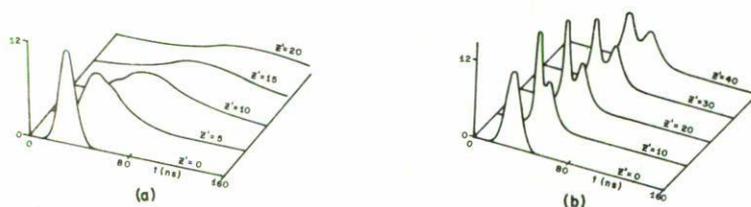


FIGURA 10. Soluciones numéricas de las Ecs. (2) en el caso del sistema degenerado formado por la línea D_1 del sodio para el caso de un pulso de área inicial de (a) 1.5π y (b) 4.1π . En ambos casos el pulso inicial tiene un perfil gaussiano y una anchura de 5ns. Los parámetros asociados al sistema gaseoso son $1/T_2^* = 1700$ MHz, $T_2^* = 48$ ns y $T = 24$ ns. Nuevamente, la mayor distancia de propagación considerada en éste trabajo numérico, pone de manifiesto la errónea interpretación experimental sobre la existencia del fenómeno de SIT.

incidentes con áreas $\geq 4\pi$, lo que interpretan como semejante al rompimiento en la PRP en sistemas no degenerados.

5. Conclusiones

Mediante simulaciones numéricas hemos considerado la PRP en gases atómicos que poseen degeneración espacial en su momento angular y se han clarificado los puntos más confusos y contradictorios encontrados en la literatura. En particular, se ha demostrado que el análisis realizado por diversos autores con las gráficas de área-energía y los experimentos realizados a cortas distancias de propagación, los ha conducido a asociar erróneamente el fenómeno de SIT en la PRP en sistemas degenerados. También se ha demostrado que los máximos observados a cortas distancias de propagación no son en general el preámbulo para la presentación del rompimiento del pulso en los términos de la PRP en sistemas no degenerados. Estos dos puntos son los que más confusión han creado en el estudio de la PRP en sistemas degenerados. Nuestro trabajo numérico, desarrollado en base a los datos experimentales reportados por diversos autores, proporciona un criterio sólido, sin ambigüedades y acorde a la teoría, con el cual pueden plantearse futuros trabajos experimentales enfocados hacia la aplicación directa del fenómeno de la PRP en sistemas degenerados.

Referencias

1. S.M. McCall and Hahn, *Phys. Rev. Lett.* **18** (1967) 908.
2. C.K. Rhodes, A. Szoke and A. Javan, *Phys. Rev. Lett.* **21** (1968) 1151.
3. A. Zembrod and Th. Gruhl, *Phys. Rev. Lett.* **27** (1971) 287.
4. W. Krieger and P.E. Toschek, *Phys. Rev.* **A11** (1975) 276.
5. L. M. Peterson, *Appl. Phys. Lett.* **31** (1977) 86. J.J. Bannister, H.J. Baker, T.A. King and W.G. McNaught, *Phys. Rev. Lett.* **44** (1980) 1062.
6. S.S. Alimpiev and N.V. Karlov, *Sov. Phys. JETP.* **34** (1972) 947.
7. G.J. Salamo, H.M. Gibbs and G.G. Churchill, *Phys. Rev. Lett.* **33** (1974) 273. R.K. Bullough, P.J. Caudrey, J.D. Gibbon, S. Duckworth, H.H. Gibbs, B. Bolger and L. Baede, *Optics Comm.* **18** (1976) 200.
8. G. Xu and T.A. King, *Phys. Rev.* **A30** (1984) 354. G. Xu, T.A. King and J.J. Bannister, *Opt. Act.* **32** (1985) 7.
9. L. Allen and J.H. Eberly, *Optical Resonance and Two-Level Atoms*, John Wiley & Sons (1974). Cap. V.
10. G. W. King, *Spectroscopy and Molecular Structure*, Holt, Rinehart and Winston, Inc. (1964). Cap. III. A. Corney, *Atomic and Laser Spectroscopy*, Clarendon, Oxford (1977).
11. L. Matulic, J.J. Sánchez Mondragón, G. E. Torres Cisneros y E. Chávez Cortés, *Rev. Mex. Fis.* **31** (1985) 259.
12. O. Barbosa García, G.E. Torres Cisneros and J.J. Sánchez Mondragón, *Opt. Lett.* **43** (1988) 999.
13. R.E. Slusher and H.M. Gibbs, *Phys. Rev.* **A5** (1972) 1634.
14. G.L. Lamb, Jr., *Rev. Mod. Phys.* **43** (1971) 99.
15. F.A. Hopf, C.K. Rhodes and A. Szoke, *Phys. Rev.* **B1** (1970) 2833.

Abstract. We present a numerical study of the resonant pulse propagation in gaseous atomic media with spatially degenerate dipole transitions. Our analysis is based on the self induced transparency phenomenon in two level atoms, and show that its extension in some experimental reports has been incorrectly interpreted.