

SECCION TECNICA
REGISTRACION I. P. C.
CLASE G02
SUBCLASE F

P.- 41.597

LZ 9-67-011

367428

Memoria descriptiva



24 JUN 1959

para solicitar PATENTE DE INVENCION por 20 años

a nombre de INTERNATIONAL BUSINESS MACHINES CORPORATION

entidad / ~~de nacionalidad~~ norteamericana

con domicilio en Armonk, Nueva York, Estados Unidos de América

por: "UN METODO PARA MODULAR LUZ UTILIZANDO EL EFECTO FA
RADAY" (Clase Internacional G02g)




Este invento se refiere a un método para -
la modulación de la luz utilizando el efecto Faraday.

5 Se sabe que el efecto Faraday consiste en
hacer girar magnéticamente el plano de polarización de la
luz linealmente polarizada, aplicando un campo magnético
axial, es decir, un campo magnético que actúa en la di- -
rección de propagación de la luz. Para formar el campo -
de conmutación, normalmente han de aplicarse campos mag- -
néticos de intensidad considerable para crear un efecto -
10 perceptible. Por tanto, los moduladores de luz diseñados
según este principio necesitan en general, una cantidad -
considerable de potencia para su control. Si se trata de
aprovechar los efectos de soporte de las propiedades de -
los materiales usados, por ejemplo, formar el campo inter-
15 no del modulador de luz parcialmente de un material ferro-
magnético, por el contrario, el tiempo de conmutación de
tal modulador de luz aumenta de forma notable. Así, se -
hace demasiado lento para una aplicación útil en sistemas
de transmisión de información de elevada capacidad de ca-
20 nal.

Por tanto, un objeto de este invento es --
mostrar un método para la modulación de luz usando el - -
efecto Faraday, que es suficientemente rápido y al que le
bastarán campos magnéticos de control más débiles que los
25 usuales hasta ahora.

El método de acuerdo con el invento para -
la modulación de la luz usando el efecto Faraday, se ca- -
racteriza porque, con el fin de hacer girar el plano de -
polarización de luz linealmente polarizada, se hace ac- -
30 tuar un campo magnético axial sobre impulsos de luz cohe-

21 408

rente en un medio ópticamente resonante, en condiciones
tales que ocurra transparencia autoinducida.

El invento se muestra con más detalle en -
lo que sigue con referencia al dibujo.

5 La Figura 1 es un diagrama esquemático de
una realización del método de modulación, por el que los
impulsos de laser polarizados linealmente son convertidos
en impulsos ópticos codificados por señales de micro-on-
das de modulación.

10 La Figura 2 muestra el esquema de valores
de energía de por ejemplo, un vapor de álcali excitado --
con términos separados por un campo magnético y las tran-
siciones de radiación posibles.

15 La figura 3 muestra los vectores de las --
componentes izquierda o derecha polarizadas circularmen-
te, respectivamente, de la luz según la figura 2 en sus --
cuadros de rotación y, su relación con la polarización --
del sistema excitado.

20 La figura 4 indica cualitativamente la du-
ración de un impulso luminoso comparado con una señal de
micro-ondas de modulación en una estructura de onda lenta
helicoidal.

25 La figura 5 es el esquema del valor de - -
energía de un sistema de estado sólido excitado, como por
ejemplo un rubí.

30 El efecto electrónico cuántico de "trans-
parencia auto-inducida" es un efecto de propagación ópti-
ca no lineal por el que un medio normalmente opaco se ha-
ce transparente para impulsos de luz coherente con una --
intensidad de campo eléctrico superior a un valor de um--



bral.

Los impulsos de luz incidente son absorbi-
 dos y re-emitidos continuamente por el sistema que está -
 siendo excitado en su frecuencia de resonancia óptica. -
 Por tanto, la forma y la intensidad de los impulsos perma-
 5 necen esencialmente invariadas. De esta forma, el medio
 se hace casi transparente a la luz del laser que penetra
 prácticamente sin ninguna atenuación. Acerca de este - -
 efecto se informó en la bibliografía, por ejemplo, por ---
 10 S.L.McCall y E.L.Hahn en su artículo "Transparencia au-
 to-inducida por luz coherente en forma de impulsos" en ---
 Physical Review Letters, vol 18, Nº 21 del 22 de mayo de
 1967 en las páginas 908-911, y por C.K.N. Patel y R.E. ---
 Slusher en su artículo "Transparencia auto-inducida en -
 15 gases" en Physical Review Letters, vl. 19, Nº 18 del 30 -
 de octubre de 1967, páginas 1019-1022.

En la bibliografía se habla de los denomi-
 nados impulsos 2π , en vista del modelo de vector de ---
 Feynman que se refiere a la ecuación especial de - - -
 20 Schrödinger en la que se basa el problema. En este mode-
 lo, el vector respectivo corre por todo el círculo cuando
 se excita un sistema del nivel, 2, desde su estado básico
 hasta el nivel superior y vuelve de nuevo a su estado bá-
 sico. (Journal of Applied Physics, vol 28, Nº 1, enero -
 25 1957, páginas 49-52).

Una propiedad de tales impulsos 2π es el
 hecho de que, dentro del medio resonante, la velocidad ---
 de propagación de la luz, es decir, la velocidad de la ---
 señal, disminuye fuertemente en condiciones de transparen-
 30 cia auto-inducida. Sin embargo, no se ha informado aún -

24 JUN 1969



en la bibliografía de que, con respecto a los impulsos .

5 2π se asocia un fuerte efecto Faraday con la transparencia auto-inducida, cuyo efecto da medios para conseguir una gran rotación de Faraday de la luz polarizada con campos magnéticos axiales relativamente débiles.

10 La figura 1 muestra esquemáticamente en un diagrama, una realización del método de modulación. El campo magnético axial, que modula los impulsos de luz, es producido por señales de micro-ondas coincidentes de igual velocidad de propagación. Un oscilador principal 1 se ocupa de la coincidencia en el tiempo y en el espacio cuando se consideran las velocidades de propagación de las señales de micro-ondas generadas por el generador 2 de impulsos de micro-ondas con los impulsos de luz coherente y polarizada generados por el transmisor óptico 3. El transmisor óptico 3 puede ser cualquier clase de transmisor que produzca luz polarizada de una frecuencia óptica que corresponda a la frecuencia resonante del medio usado para transparencia auto-inducida. Puede ser, por ejemplo, un laser de estado sólido o un laser de gas de intensidad adecuada. También, el transmisor óptico puede ser un oscilador de luz paramétrico o cualquier otra fuente adecuada de dichos impulsos de radiación. O puede usarse un denominado laser de impulsos gigantes.

25 En el transmisor óptico 3, un modulador de luz 4 de diseño común, sirve para controlar la frecuencia de repetición de los impulsos de luz generados de acuerdo con la frecuencia de un oscilador principal 1. Como este modulador de luz 4 es explorado sólo por señales periódicas puras, todos los problemas relacionados con la trans-

30

24 JUN



misión a alta velocidad de señales fortuitas semejantes a información, están ausentes aquí. Por tanto, pueden usarse en este caso, células de Pockels, bien conocidas. Efectivamente, la modulación por señales periódicas puras hasta las elevadas frecuencias de micro-ondas, puede efectuarse por medio de circuitos resonantes de alta calidad Q con relativamente poca potencia. Sin embargo, no pueden usarse de ningún modo circuitos de esta clase para señales de modulación fortuitas como las codificadas con información a transmitir. En el dibujo, el transmisor óptico 3 se muestra esquemáticamente como un laser de estado sólido. En el lado derecho, el rectángulo que incluye una flecha indica un polarizador, que puede ser sustituido por otros medios de polarización. Por ejemplo, un laser provisto de unas ventanillas Brewster, genera efectivamente impulsos de luz coherente, linealmente polarizados, sin ningún otro medio de polarización.

En el eje óptico del laser 3, hay prevista una estructura 5 de onda lenta que incluye el material resonante, sobre el que inciden los impulsos de luz, provocando así el efecto de transparencia auto-inducida. El dispositivo de retardo 5 actúa también como una línea de retardo para las micro-ondas cuya velocidad de fase se hace igual a la velocidad de propagación de los impulsos luminosos.

Por ejemplo, en un sistema de transmisión de información por Modulación en Código de Impulsos, las señales que llevan información, son alimentadas a la entrada 6 de señales. Así, el generador 2 de impulsos de micro-ondas es modulado en tal forma, que su línea de se-



lida 7 lleva señales digitales en sincronismo con los impulsos luminosos generados por el transmisor óptico 3. - Estas señales de micro-ondas son las señales de modulación para modular la luz generada por el transmisor óptico 3 y estas señales son alimentadas a la estructura de onda lenta 5. Los impulsos luminosos 8 acoplados rígidamente en fase y equidistantes, procedentes del transmisor óptico 3 inciden sobre el dispositivo 5 de retardo, donde son retardados mucho por el medio resonante óptico, debido a la absorción resonante y a la re-emisión. Esto se indica en el dibujo por la fila de impulsos con distancias más cortas. La componente axial del campo magnético de los impulsos de micro-ondas que se desplazan junto con los impulsos luminosos, controla la polarización de los impulsos luminosos por la rotación respectiva de su plano de polarización, de acuerdo con el código de las señales de modulación 7. Por tanto, las señales de salida 9 son impulsos ópticos codificados con respecto a la dirección de su plano de polarización. Para usar estos impulsos, se puede prever un analizador (no mostrado) en la salida de la estructura 5 de onda lenta, de tal forma que la luz linealmente polarizada que no está siendo modulada sea justamente extinguida. Por tanto, cada impulso luminoso que es modulado por una señal de micro-ondas provoca un brillantamiento por la rotación de su plano de polarización y será hecho pasar a través del analizador.

Para comprender mejor el invento, en lo que sigue se mostrará una teoría simplificada de transparencia auto-inducida para explicar algunas propiedades de los impulsos 2π . Un primer resultado de estas ex--



plicaciones será demostrar una fuerte retardo de dichos impulsos luminosos como se muestra en forma similar por el primer trabajo antes citado.

5 Sin embargo, un segundo resultado mostrado, será la comprobación del intenso efecto Faraday a esperar, que no ha sido todavía descrito en la bibliografía.

10 Este fuerte efecto Faraday a resonancia óptica, por el que en las condiciones de transparencia auto-inducida, los impulsos luminosos experimentan sólo una atenuación despreciable, es la base del método descrito para la modulación de la luz.

15 La propagación de los impulsos 2π , es decir, la absorción y la re-emisión de luz linealmente polarizada en un sistema atómico de 2 niveles, de un medio resonante óptico está relacionada con una disminución de la velocidad de la señal. Este resultado puede derivarse, simplemente, de consideraciones de energía. El flujo de energía por unidad de superficie de sección transversal, puede computarse de dos maneras. La primera es integrar la densidad de energía sobre la longitud de los impulsos en un instante de tiempo. Parte de la densidad de energía ha de encontrarse en la onda electromagnética y, parte, en la excitación de los centros resonantes del medio. Designemos con U_{em} la parte debida al campo electromagnético y con U_c la parte debida al sistema de dos niveles excitado. Como la extensión espacial del impulso 2π es $V\tau$, el contenido de energía por unidad de superficie es:

30



$$E = v \gamma (U_{em} + U_c) \quad (1)$$

5 La segunda manera es integrar en el tiempo la energía que pasa a través de una sección transversal - unidad. Como el flujo ha de encontrarse todo, en la onda electromagnética y tiene lugar con la velocidad de fase - de dicha onda, se obtiene una segunda expresión para el - contenido de energía por unidad de superficie

$$10 \quad E = \frac{c}{n} \cdot \gamma U_{em} \quad (2)$$

Aquí, c significa la velocidad de la luz en el vacío y n designa el índice de refracción del medio sin considerar los centros resonantes, es decir, el índice de refracción del huésped. Igualando (1) y (2) obtenemos:

$$15 \quad v = \frac{c}{n} \cdot \frac{U_{em}}{U_{em} + U_c} \quad \text{ó} \quad \frac{1}{v} = \frac{n}{c} + \frac{n}{c} \cdot \frac{U_c}{U_{em}} \quad (3)$$

20 Los valores medios exactos a usar para U_c y U_{em} pueden -- calcularse sólo a partir de la forma exacta de los impulsos. Sin embargo, de los resultados de McCall y Hahn en el primer trabajo citado, resulta que las dependencias -- respecto al tiempo de \mathcal{E}^2 y de la inversión de ocupación del sistema excitado, son idénticas. Por tanto, la relación U_{em} / U_c puede calcularse a partir de los valores de cresta de U_{em} y U_c .

25 Para la onda circularmente polarizada, en caso de resonancia, se tiene:

30



$$(U_{em})_{\text{cresta}} = \frac{n^2}{4\pi} \quad \epsilon_{\text{max}}^2 = \frac{n^2}{\pi r^2 x^2} \quad (4)$$

es un valor que indica la intensidad de la interacción entre la onda electromagnética de la luz y del sistema de 2 niveles excitado. $= \frac{2p}{\hbar}$; $\hbar = \frac{h}{2\pi}$. p es la componente X o Y del momento del dipolo eléctrico macroscópico de la transición excitada. $h = 2\pi\hbar$ es la constante de Planck.

En caso de resonancia exacta, se tiene

$$(U_c)_{\text{cresta}} = N \hbar \omega \quad (5)$$

N es el número de centros de excitación y la frecuencia angular de la luz $\omega = 2\pi\nu$.

Insertando los valores de cresta de U_{em} y U_c en la ecuación (3) se obtiene la velocidad de grupos recíproca de la luz en el caso de resonancia exacta:

$$\frac{1}{v} = \frac{n}{c} + \frac{\pi N \hbar \omega r^2 x^2}{nc} \quad (6)$$

Este es el mismo resultado que han encontrado McCall y Hahn para el caso de resonancia.

En lo que sigue, se mostrará con ayuda de las figuras 2 y 3, que aparte de la conocida reducción de la velocidad de propagación de la luz en el caso de resonancia, ha de esperarse también un efecto Faraday gigante cuando está presente un campo magnético axial H.

Para estimar la intensidad de esa rotación

5 del plano de polarización, consideremos un simple esquema de 2 niveles de los estados de energía de un micro-sistema, como se representa en la figura 2. Tal diagrama de niveles de energía es, por ejemplo, típico para un vapor de álcali atómico estimulado con transiciones desde el estado básico $^2S_{1/2}$ hasta el primer estado excitado $^2P_{1/2}$.

10 Ambos estados están separados por una diferencia de energía $\hbar\omega$. ω es la frecuencia angular de la luz y $\hbar = h/2\pi$ es la constante de Planck dividida por 2π , o el momento angular elemental, respectivamente. La aplicación de un campo magnético axial H separa los niveles en dobletes con una diferencia de frecuencia $\Delta\omega$. Los números cuánticos magnéticos M_j asignados se indican en el dibujo. La frecuencia de expresión más corta, significa aquí la frecuencia angular. Un impulso luminoso linealmente polarizado, centrado a una frecuencia ω puede ser descompuesto en sus componentes izquierda y derecha polarizadas, correspondientes a las transiciones del diagrama de niveles indicadas con L ó R, respectivamente.

20 En la figura 3, ambas componentes de la luz se muestran como vectores en sus sistemas de coordenadas de rotación respectivos. La dirección de rotación se indica por una flecha designada con L ó R, respectivamente, en la parte inferior de los círculos.

25 En ausencia de un campo magnético, el comportamiento de un impulso 2π puede describirse de la siguiente forma. En la región de absorción, es decir, el borde delantero del impulso 2π , el dipolo macroscópico P_{iL}^0 ó P_{iR}^0 está 90° por detrás del campo, es de--



cir, con respecto al vector E_L ó E_R respectivamente en
 la figura. En el máximo del impulso 2π , es decir, en
 la inversión de ocupación completa del nivel superior, -
 el momento del dipolo se hace cero. En la región de emi-
 5 sión, es decir, el borde trasero del impulso 2π , el -
 dipolo macroscópico P_{fL}^0 ó P_{fR}^0 , respectivamente, está
 90° por delante del campo. El índice superior 0 en el -
 símbolo P para el dipolo, indica la ausencia de un campo
 magnético. El índice inferior i indica el principio y f
 10 el final del impulso 2π .

Estas condiciones cambian, al aplicar un -
 campo magnético axial en la dirección Z , la dirección de
 propagación de la luz. El índice superior H es aplica-
 ble en este caso. Ahora, el dipolo P_R gira ligeramen-
 15 te más deprisa que el campo eléctrico E_R de la compo-
 nente polarizada circular derecha del impulso luminoso -
 y, P_L ligeramente más despacio que E_L . La diferencia
 corresponde a la diferencia de la frecuencia angular - -
 $\pm \Delta\omega$ de la escisión magnética del nivel en la figura 2.
 20 Esto da como resultado el que P_f^H sea hecha girar sepa-
 rándose de P_f^0 en un ángulo $\gamma = \Delta\omega \cdot \tau$, en donde -
 τ es la duración del impulso medida aproximadamente --
 a la mitad del máximo. Como la polarización P_f^H puede
 considerarse como el origen del campo eléctrico, también
 25 tiene lugar una rotación del plano de polarización del -
 campo eléctrico asignado. Los vectores E del campo emiti-
 do del impulso 2π son también hechos girar en el mismo
 ángulo γ .

Es importante observar que estos campos -
 30 emitidos no son los de la sección transversal z , a los -



que se aplica la figura 3, sino que son los campos que -- predominan en algún otro lugar más alejado del material, -- en una sección transversal $z \pm \Delta z$. Para estimar esta -- longitud Δz , se supone que la energía electromagnética -- que atraviesa la unidad de superficie en z , es absorbida del todo y re-emitida por el material en toda la longitud Δz . Usando las definiciones dadas anteriormente, puede escribirse:

5

$$\frac{c}{n} \cdot U_{em} \cdot \tau = \Delta z \cdot U_c \tag{7}$$

La división de Zeeman de los niveles de -- energía, debida a las cantidades aplicadas de campo magnético para $\Delta W = \frac{g H}{h}$ g , es el factor g y β el magneton de Bohr.

15

La rotación de Faraday específica (H) en radianes por unidad de longitud y unidad de campo magnético se calcula como sigue:

20

$$(H) = \frac{\varphi}{\Delta z H} = \frac{n}{c} \cdot \frac{\Delta W}{H} \cdot \frac{U_c}{U_{em}} = \frac{n}{c} \left(\frac{g \beta}{h} \right) \frac{U_c}{U_{em}} \tag{8}$$

De esta ecuación se desprende que lo mismo que la disminución de velocidad de la señal, también la rotación de Faraday es proporcional a la relación U_c/U_{em} . Comparando -- la ecuación (8) con la (3) antes obtenida, puede verse -- que la gran rotación de Faraday y la gran reducción de velocidad están ligadas ambas a grandes valores de la rela-

25

30



ción U_c / U_{em} .

En el caso de divisiones $\Delta \omega$ del nivel magnético, cumpliéndose la condición $\Delta \omega \tau \ll 1$, pueden tomarse los valores de cresta de U_{em} y U_c según las ecuaciones (4) y (5), de modo que finalmente, la rotación de Faraday específica dé como resultado:

$$H = \frac{Ng \beta \omega \pi x^2 \tau^2}{nc} \quad (9)$$

10

De la misma, se desprende que esta rotación del plano de polarización no sólo depende de los parámetros físicos del sistema, sino también del cuadrado de la duración del impulso. Para sistemas típicos, el efecto es muy grande, incluso para impulsos cortos.

15

Este efecto de resonancia óptica extraordinariamente intenso de la rotación de Faraday, se usa en el método para modular la luz, del cual describese un ejemplo en la vista de la figura 1. La estructura de onda lenta puede realizarse de diferentes formas. En una estructura de tipo helicoidal, las velocidades de fase y de grupos de los impulsos de micro-ondas pueden hacerse iguales y mucho menores que la velocidad de la luz en el vacío. Esta velocidad de fase se equipara entonces a la velocidad de propagación del impulso luminoso, que es mucho más corto que un período de la micro-onda. Cuando las dos ondas se desplazan juntas, se hace girar la polarización de la luz. El modo apropiado de la estructura helicoidal es el modo H de orden mínimo.

20

25

30



Puede construirse otro dispositivo de retardo con un juego de cavidades casi resonantes, acopladas entre sí.

5 En un dispositivo de retardo con una línea de retardo helicoidal que rodea un núcleo de material resonante óptico, podemos dirigir los impulsos luminosos axialmente sobre ese núcleo y alimentar la señal de micro-ondas a la hélice. El emparejamiento ha de ser tal que 10 ambas ondas electromagnéticas estén desplazándose juntas en el dispositivo de retardo.

15 La parte superior de la figura 4 muestra la componente H_z de tal impulso de micro-ondas en función del tiempo. La forma del impulso viene dada por la envolvente de trazos, que comprende unos pocos períodos de las frecuencia portadora. La parte inferior de la figura -- muestra un impulso luminoso o, mejor dicho, la envolvente de un impulso óptico. Este dibujo compara cualitativamente la duración de un impulso luminoso con la de la señal de micro-ondas de modulación. En vista del hecho de que 20 dentro del dispositivo de retardo, la velocidad de fase de las micro-ondas es igual a la velocidad de propagación de la luz en el medio resonante, podemos leer la coordenada t del tiempo también, como coordenada z de longitud. -- Entonces, el dibujo quiere decir que dentro del dispositivo de retardo, el impulso luminoso notablemente más corto, está desplazándose en la región máxima de amplitud -- del campo magnético axial del impulso de micro-ondas de modulación.

30 Como la generación de impulsos de luz linealmente polarizados y coherentes es acoplada rígidamen-



te en fase con las señales de micro-ondas de modulación -
 por medio del oscilador principal, el tiempo de llegada -
 de ambas clases de impulsos puede llevarse eficazmente --
 a coincidencia en el dispositivo de retardo. De acuerdo
 5 con la modulación o codificación deseadas, el impulso de
 micro-ondas provoca, cuando está presente, un campo magné-
 tico axial dentro del dispositivo de retardo, que está --
 formado con una línea de retardo para micro-ondas y que --
 está lleno del material óptico resonante. Cuando se des-
 10 plazan juntos por el dispositivo de retardo, el campo mag-
 nético axial actúa sobre el impulso óptico y hace girar -
 su plano de polarización.

Deben satisfacerse varias condiciones en re-
 lación con el ancho de línea para el funcionamiento del -
 16 modulador. El ancho T de línea óptica está compuesto de
 dos partes. La primera parte es la contribución T' del -
 denominado ensanchamiento de línea homogéneo y la segunda
 parte es la contribución T'' del denominado ensanchamiento
 de línea no homogéneo. En ambos casos, el ancho de línea
 20 T' ó T'' se mide en frecuencia angular como medio ancho --
 del impulso luminoso a media intensidad. El recíproco --
 $T_2 = \frac{1}{T}$ se denomina tiempo de relajación, que está com-
 puesto en forma similar de dos partes T_2' y T_2'' . El tiempo
 de relajación, T_2' de ensanchamiento de línea homogéneo --
 25 de la transición resonante, debe ser mayor que T . Esto -
 es una condición necesaria para el funcionamiento del mo-
 dulador de luz.

Son posibles muchas combinaciones de luz -
 y de material, que pueden usarse en el método de modula-
 30 ción descrito.



Por ejemplo, pueden usarse gases como sistema resonante. Aquí, el tiempo de relajación es relativamente largo, usualmente del orden del tiempo de emisión espontánea. Pueden usarse entonces transiciones muy fuertes y trabajar a temperaturas elevadas. Un ejemplo de --
5 una coincidencia utilizable para transparencia auto-inducida con gases es el sistema usado en el segundo trabajo citado, que consiste en un laser de CO_2 y un absorbedor -- de fluoruro de azufre (SF_6). La frecuencia de salida --
10 del laser coincide por tanto con una frecuencia de absorción del gas SF_6 .

Un punto esencial es que el tiempo de relajación homogéneo T_2^1 del material absorbente usado, debe ser mayor que la duración de los impulsos ópticos del --
15 transmisor. Los materiales de estado sólido a estimular para transparencia auto-inducida por lasers de impulsos -- gigantes bloqueados en modo, de diseño común, deben ser -- enfriados normalmente, con el fin de que el tiempo de relajación homogéneo sea realmente más largo que la duración
20 de los impulsos de laser gigante utilizados. Pueden conseguirse impulsos ópticos de una duración del orden de -- 10^{-9} a 10^{-8} segundos mediante el mando en Q de un laser de impulsos gigantes. Como se describe después, en un -- sistema laser de rubí-absorbedor de rubí, el cristal de --
25 rubí del dispositivo de retardo de tiempo debe ser enfriado por tanto hasta la temperatura del helio líquido. -- Sin embargo, si el transmisor óptico consiste en un laser especial bloqueado en modo y mandado en Q, entonces pue--
30 den conseguirse duraciones de los impulsos del orden de -- 10^{-12} segundos. Como muchos materiales de estado sólido



muestran tiempos de relajación transversales mayores que 10^{-12} segundos, son posibles sistemas que puedan ser hechos funcionar a temperaturas elevadas, incluso a temperatura ambiente.

5 Se conoce un número creciente de las denominadas coincidencias entre líneas de laser y transiciones excitables atómicas o moleculares, que pueden usarse para transparencia auto-inducida, y por tanto, para el método de modulación descrito. Estas posibilidades se multiplican por la aplicación de estructuras de laser sintonizables en una gama de espectro más amplia, o por aplicación de la conversión paramétrica para la generación de luz coherente. Así, la luz del transmisor óptico puede sintonizarse y adaptarse a las necesidades del material absorbedor.

10

15

La figura 5 se usa para para la explicación de un sistema especial de laser de rubí-cristal de rubí, por el que el laser opera a la temperatura del nitrógeno y el cristal de rubí a la temperatura del helio. Además de las razones antes dadas con respecto al tiempo de relajación homogéneo suficientemente grande, por esto es por lo que la frecuencia de salida de un laser de rubí a la temperatura del nitrógeno debida a la transición ${}^4A_2(\pm 3/2) \longleftrightarrow {}^2E(E)$, coincide entonces con una frecuencia de absorción del cristal de rubí a la temperatura del helio debida a la transición ${}^4A_2(\pm 1/2) \longleftrightarrow {}^2E(E)$.

15

20

La división de niveles según Zeeman se efectúa por un campo magnético axial que actúa en la dirección de propagación de la luz. Con L' y R' ó L y R, respectivamente, se designan las transiciones permitidas

30



con que está conectada la emisión de luz polarizada circularmente a la izquierda o a la derecha, respectivamente.

Ahora sigue una estimación cuantitativa -- de la rotación de Faraday en este sistema. Esta puede -- describirse de la siguiente forma. Un impulso óptico linealmente polarizado que se propaga en la dirección Z, -- puede tener un vector \vec{E} de campo eléctrico en la dirección X y puede incidir sobre el medio resonante óptico en Z=0. El impulso puede descomponerse en sus componentes -- polarizadas circularmente a la derecha y a la izquierda.

$$E(z,t) = \mathcal{E}(z,t) \left\{ \left[\vec{x} \cos(\omega t - kz + \psi) - \vec{y} \sin(\omega t - kz + \psi) \right] + \left[\vec{x} \cos(\omega t - kz - \psi) + \vec{y} \sin(\omega t - kz - \psi) \right] \right\} = 2\mathcal{E}(z,t) \cos(\omega t - kz) (\vec{x} \cos \psi - \vec{y} \sin \psi) \quad (10)$$

Los vectores unitarios de las direcciones coordenadas están designados con \vec{x} e \vec{y} . ω es la frecuencia central o, mejor dicho, la frecuencia angular central de la luz. El número de onda $k = n \cdot \omega / c$ corresponde al vector de propagación de la luz cuando no están presentes centros resonantes. Al incidir la onda, la cantidad ψ es cero. Cuando se extienden dentro del medio activo de Faraday, ψ aumenta proporcionalmente con la coordenada de longitud y determina el ángulo de rotación de Faraday.

Como se mencionó antes al definir la cantidad x, p designa la componente X ó Y del momento del dipolo eléctrico macroscópico de la transición resonante. -- Puede conseguirse transparencia auto-inducida cuando la --



envolvente del impulso óptico viene dada por la siguiente función de la secante hiperbólica. (La secante hiperbólica es el recíproco del coseno hiperbólico).

$$\xi(z, t) = \frac{\hbar}{r\tau} \sec \left[\frac{1}{\tau} \left(t - \frac{z}{v} \right) \right] \quad (11)$$

La velocidad de señal recíproca puede expresarse de la siguiente forma:

$$\frac{1}{v} = \frac{n}{c} + \frac{4\pi p^2 N_{\text{eff}} \cdot \tau^2}{n \cdot \hbar \cdot c} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{g(\bar{w}) d\bar{w}}{1 + (\bar{w} + w)^2 \tau^2} \quad (12)$$

La energía integrada del impulso luminoso por unidad de superficie de sección transversal se obtiene de la siguiente forma:

$$E = \frac{n \cdot c \cdot \hbar^2}{\pi \cdot p^2 \cdot \tau} \quad (13)$$

τ es el parámetro que determina la duración del impulso óptico. v es la velocidad de propagación del impulso luminoso en el medio resonante. N_{eff} es la densidad eficaz de los centros resonantes. $g(\bar{w})$ es la función de distribución normalizada que explica el ensanchamiento de línea no homogéneo producido por los centros resonantes. \bar{w} es el incremento de frecuencia angular de la luz, medido desde la frecuencia central w . w es



la frecuencia angular proporcional al campo magnético - - axial eficaz H, que corresponde a la mitad de la división de niveles según Zeeman, de la transición estimulada.

5 En la realización de acuerdo con la figura 5, existe coincidencia entre las energías de transición ${}^2E(\bar{E}) \longleftrightarrow {}^4A_2(\pm 3/2)$ del laser de rubí a la temperatura del nitrógeno, con la de la transición - - - - ${}^2E(\bar{E}) \longleftrightarrow {}^4A_2(\pm 1/2)$ del cristal de rubí a la temperatura del helio. El ancho de línea de la transición a -
10 la temperatura del nitrógeno está determinado por el ensanchamiento de línea no homogéneo y asciende hasta aproximadamente $0,1 \text{ cm}^{-1}$. Tal ancho de línea permite el funcionamiento del laser de rubí bloqueado en modo con una duración de impulso τ del orden de 100 psecs (10^{-10} - -
15 segs).

Por tanto, pueden darse las siguientes estimaciones. El espectro del impulso luminoso se centra a aproximadamente $14.421,7 \text{ cm}^{-1}$. En vista del pequeño -- ancho de línea del laser de rubí, las transiciones desde
20 el nivel ${}^4A_2(\pm 3/2)$ a los niveles ${}^2E(\bar{E})$ del cristal de rubí, son despreciables en relación con el efecto Faraday. Su frecuencia está demasiado separada de la transición considerada ${}^4A_2(\pm 1/2) \longleftrightarrow {}^2E(\bar{E})$. La densidad eficaz de centros resonantes puede suponerse igual a la -
25 diferencia de densidades de estado desde uno de los niveles inferiores, menos el nivel superior. Como en el estado no excitado del rubí, los niveles ${}^2E(\bar{E})$ no están ocupados, puede suponerse igual densidad para la ocupación -
30 de los cuatro niveles básicos a $4,2^\circ\text{K}$. El valor para la densidad eficaz de centros resonantes puede suponerse en-



tonces la cuarta parte de la densidad de los iones Cr^{3+} en el cristal de rubí.

La rotación de Faraday del plano de polarización puede calcularse del siguiente modo, a partir de las diferencias de energía entre las transiciones que provocan las componentes circularmente polarizadas del impulso luminoso. Los factores g ascienden a $g_{11}(^2E) = 2,445$ y $g_{11}(^4A_2) = 1,984$. De aquí, la frecuencia angular, en función del campo magnético puede determinarse como:

10

$$w = \frac{1}{2} [g_{11}(^2E) - g_{11}(^4A_2)] \frac{B \cdot H}{\hbar} = 0,23 \cdot \frac{B \cdot H}{\hbar} \quad (14)$$

15

El ángulo de rotación de Faraday viene dado por:

20

$$\psi = \textcircled{H} \text{ Hz} = z \frac{4\pi p^2 \cdot w \cdot N_{\text{eff}} \cdot \tau^2 \cdot w}{n \cdot h \cdot c} \cdot \int \frac{g(\bar{w}) d\bar{w}}{1 + (w + \bar{w})^2 \tau^2} \quad (15)$$

25

Por ejemplo, el cristal de rubí a la temperatura del helio puede tener una concentración de iones Cr^{3+} de aproximadamente 0,1 %. Con la baja temperatura de 4,2°K, se garantiza que el tiempo de relajación homogéneo T_2' sea mucho mayor que la duración τ del impulso. - Entonces, los parámetros toman los siguientes valores:

30



$$\begin{aligned}\tau &= 10^{-10} \text{ segs.} \\ N_{\text{eff}} &\approx 10^{19} \text{ cm}^{-3} \\ p^2 &\approx 5 \cdot 10^{-41} \text{ erg. cm}^3. \\ n &= 1,76 \\ \omega &= 2,72 \cdot 10^{15} \text{ seg.}^{-1}\end{aligned}$$

5

10

15

En el caso de campos magnéticos débiles, - es decir, pequeños valores de w , la integral de las ecuaciones (12) y (15) se hace prácticamente independiente de w y toma el valor $1/2$ para dichas magnitudes de ancho de línea y de duración τ del impulso. A partir de estos valores, puede calcularse la energía del impulso en aproximadamente $3,7$ milijulios/ mm^2 . de área de sección transversal y la velocidad de propagación en $3,3 \times 10^8$ cm/seg. Con respecto a la longitud z la rotación de Faraday específica se calculará como $\Theta = \psi/zH = 0,35$ grados/Gauss.cm.

20

25

Podría hacerse un modulador típico que utiliza rubí en esta forma, usando una estructura de onda lenta helicoidal. Una pequeña varilla de rubí de 0° , de unos pocos milímetros de diámetro, serviría como núcleo para la hélice, que debe tener una relación de longitud de alambre a longitud de hélice, de aproximadamente 30. Esta relación, junto con la constante dieléctrica del rubí para las microondas (9,5 para la onda TE) da el retardo total requerido de la onda de 90 aproximadamente.

30

La potencia de microondas requerida en el modo H de orden inferior con el fin de conseguir un campo magnético axial de 1 Gauss, puede hacerse menor de un ---



watio, manteniendo pequeño el diámetro del rubí, por ejemplo, menor de aproximadamente 2 mm. El haz óptico estaría enfocado dentro del rubí. La longitud de la varilla de rubí podría ser de 1 a unos pocos centímetros, dependiendo de la cantidad de rotación requerida y de las pérdidas por difracción del haz.

Usando típicamente una frecuencia de portadora del orden de 2GHz podría construirse de esta forma - un sistema por modulación en código de impulsos, con un ancho de banda eficaz de varios 100 MHz. Con una potencia de micro-ondas de aproximadamente 10 vatios, en el modo de hélice propiamente dicho y un rubí de 2 cm de longitud y 1,5 mm de diámetro, la cantidad de rotación sería entonces del orden de 5-10%. Esto quiere decir que una buena fracción de la energía de luz incidente podría emerger desde un analizador colocado detrás del rotador de Faraday y esta luz podría usarse para transportar información.

El rubí no es, probablemente, el mejor material desde varios puntos de vista y especialmente en vista de su pequeño valor eficaz g de 0,23. Se esperaría que otros materiales tuvieran un valor g de 2 ó más y éstos reducirían la intensidad del campo magnético requerido en la misma proporción. Se conseguiría entonces una gran reducción de la potencia de micro-ondas necesaria, ya que la potencia es proporcional al cuadrado de la intensidad de campo requerida. Asimismo, puede disminuirse la potencia de modulación aplicando un material que exhiba una transición más fuerte, ya que la rotación de Faraday aumenta con la magnitud del denominado elemento -



matriz de transición.

5 Por estas razones, se recomienda la aplicación de materiales que tengan grandes factores g y elementos - matrices de transición más fuertes. Pueden combinarse ma-
5 teriales diferentes para el laser y el absorbedor. Los - impulsos luminosos más cortos permiten también una fre- -
cuencia de repetición más elevada, lo que significa un au-
mento del ancho de banda eficaz en un sistema para la - -
transmisión de información.

10 Esta solicitud que corresponde a la presen-
tada en Suiza, el 22 de mayo de 1.968, bajo el número - -
7633/68, se acoge a los beneficios del artículo 51 del vi-
gente Estatuto sobre Propiedad Industrial.

15

- R E I V I N D I C A C I O N E S -

20

25 Los puntos de Invención propia y nueva, --
que se presentan para que sean objeto de esta solicitud -
de Patente de Invención, en España, por VEINTE años, son
los siguientes:

30

1.- Un método para modular luz utilizando
do el efecto Faraday, caracterizado porque, con el fin de
hacer girar el plano de polarización de la luz linealmen-
te polarizada, se hace actuar un campo magnético axial so

24 JUN



bre impulsos de luz coherente en un medio ópticamente resonante en condiciones tales que ocurra transparencia auto-inducida del medio.

5 2.- Un método para modular luz utilizando el efecto Faraday.

Tal y como se ha descrito en la Memoria -- que antecede, representado en los dibujos que se acompañan y para los fines que se han especificado.

10 Esta Memoria consta de veintiseis hojas escritas a máquina por una sola cara.

Madrid, 24 JUN 1959

P.A.

15

Alberto de Ezaburo
Por Fedor

20

25

30

