

**ESCOLA TÈCNICA SUPERIOR  
D'ENGINYERS DE TELECOMUNICACIÓ (UPC)**

**PROPAGACION DE ONDAS  
MONOCROMATICAS EN GUIAONDAS  
DIELECTRICAS PLANAS FORMADAS POR  
MEDIOS NO LINEALES TIPO KERR:  
APLICACION AL DISEÑO DE  
DISPOSITIVOS LOGICOS**

Autor: V. Federico Dios Otín  
Director: Fernando Canal Bienzobas

Barcelona, enero 1992

# Capítulo 1: Electromagnetismo en medios dieléctricos no lineales

## 1.1 Caracterización de los medios dieléctricos

### 1.1.1 Modelo microscópico

Un medio material puede considerarse a nivel microscópico como un conjunto disperso de partículas cargadas en el vacío, separadas entre sí por distancias grandes en comparación a sus propias dimensiones. Los campos vectoriales se denominan entonces campos locales, y los escribiremos con el subíndice 'L':  $\vec{E}_L, \vec{D}_L, \vec{H}_L, \vec{B}_L$ . Estos campos serán el resultado de la superposición de los campos producidos por las partículas cargadas constituyentes del medio más los posibles campos externos.

Los campos macroscópicos se derivarán de las ecuaciones de Maxwell aplicadas a los campos microscópicos, a partir de algún tipo de promediado.

La relación entre los campos locales y las cargas y corrientes microscópicas será [1]:

$$\nabla \cdot \vec{D}_L = \rho_L \quad (1.1 a)$$

$$\nabla \cdot \vec{B}_L = 0 \quad (1.1 b)$$

$$\nabla \times \vec{E}_L = - \frac{\partial \vec{B}_L}{\partial t} \quad (1.1 c)$$

$$\nabla \times \vec{H}_L = \frac{\partial \vec{D}_L}{\partial t} + \vec{J}_L \quad (1.1 d)$$

donde se cumple  $\vec{D}_L = \epsilon_0 \vec{E}_L$  y  $\vec{B}_L = \mu_0 \vec{H}_L$ , y donde cargas y corrientes se expresan como un sumatorio de contribuciones elementales:

$$\rho_L = \rho_L(\vec{r}, t) = \sum_i q_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \quad (1.2 a)$$

$$\vec{J}_L = \vec{J}_L(\vec{r}, t) = \sum_i q_i \frac{d\vec{r}_i}{dt} \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \quad (1.2 b)$$

Los campos dependerán de las posiciones y de las velocidades de las partículas, que a su vez sufren fuerzas producidas por los campos. El conocimiento de esas posiciones y velocidades no será posible. Podrá pensarse en situaciones sencillas en las que se tenga al menos un modelo de comportamiento simplificado.

### 1.1.2 Modelo macroscópico

Las longitudes de onda de las radiaciones ópticas son mucho mayores que el radio atómico, dentro del cual el campo microscópico sufrirá, en general, variaciones importantes. Se utilizarán entonces campos macroscópicos promediados. A lo largo de todo el trabajo se considerará que la radiación electromagnética interactuando con el medio no destruye su estructura. Eso permite considerar unidades estructurales estables. La consideración del efecto producido por esas unidades, más los posibles portadores libres, más los campos externos, y sus interrelaciones, serán el objeto del estudio macroscópico.

Los vectores macroscópicos  $\vec{P}$ , polarización, y  $\vec{M}$ , magnetización, representan la influencia conjunta de las unidades constituyentes del medio en cada punto (macroscópico). Tendremos:

$$\rho(\vec{r}) = \rho_F(\vec{r}) - \nabla \cdot \vec{P}(\vec{r}) \quad (1.3 a)$$

$$\vec{J}(\vec{r}) = \vec{J}_F(\vec{r}) + \frac{\partial}{\partial t} \vec{P}(\vec{r}) + \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \vec{M}(\vec{r}) \quad (1.3 b)$$

donde el subíndice 'F' indica cargas y corrientes libres en el medio.

En adelante nos centraremos en el estudio de medios no magnéticos, así como en situaciones en las que no aparecen portadores libres. Entonces las ecuaciones de Maxwell para los campos macroscópicos son:

$$\epsilon_0 \nabla \cdot \vec{E} = -\nabla \cdot \vec{P} \quad (1.4 a)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.4 b)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.4 c)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \quad (1.4 d)$$

## 1.2 Relaciones entre el vector polarización y el campo eléctrico local

Los campos externos aplicados sobre el medio alteran las propiedades eléctricas (y magnéticas) de las unidades estructurales. Consideremos un único tipo de estas unidades, con una densidad por unidad de volumen que denominamos  $\xi(\vec{r}, t)$ . La distancia media que separa a una unidad de otra es mucho menor que la dimensión de cualquier diferencial de volumen que podamos considerar en el medio. Y esa dimensión es, a su vez, mucho menor que la longitud de onda de la radiación óptica. El vector polarización establece una medida de la posible asimetría en la distribución de la carga elemental en un diferencial de volumen, y se escribe:

$$\vec{P} = \xi \langle \vec{p} \rangle - \langle \vec{Q} \rangle \nabla \xi \quad (1.5)$$

donde  $\langle \vec{p} \rangle$  y  $\langle \vec{Q} \rangle$  son, respectivamente, los valores medios estadísticos del momento dipolar y del momento cuadrupolar, asumiendo que los de orden superior son despreciables.

Las ecuaciones características del medio, que permiten expresar  $\vec{P}$  (y  $\vec{M}$ ) en función del campo macroscópico, se obtienen a partir de las ecuaciones que definen el comportamiento de los sistemas atómicos elementales cuando actúan campos sobre ellos. Prescindiendo de la formulación cuántica existe una aproximación clásica para el campo local (microscópico) que nos permite obtener éste en función del vector polarización y del campo macroscópico:

$$\vec{E}_L = \vec{E} + \frac{\vec{P}}{3\epsilon_0} \quad (1.6)$$

donde el último término recibe el nombre de campo de Lorentz. La ecuación (1.6) no presupone ninguna relación entre las dos magnitudes macroscópicas que aparecen, y es válida tanto en medios lineales como no lineales, siempre que se tenga simetría cúbica. Si consideramos dos contribuciones, lineal y no lineal, para la polarización, y donde la primera será dominante, se obtiene que el vector desplazamiento eléctrico puede ser escrito en la forma:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} + \frac{\epsilon_r + 2}{3} \vec{P}_{(NL)} \quad (1.7)$$

donde  $\epsilon_r$  es la constante dieléctrica lineal (no resonante) que es función de la susceptibilidad molecular  $\chi_{(L)}$ , que relaciona el término de polarización lineal con el campo local:

$$\epsilon_r = \frac{1 + \frac{2}{3} \xi \chi_{(L)}}{1 - \frac{1}{3} \xi \chi_{(L)}} \quad (1.8)$$

con las relaciones de los vectores de polarización lineal y no lineal en la forma:

$$\vec{P}_{(L)} = \epsilon_0 \xi \chi_{(L)} \vec{E}_L \quad (1.9)$$

y, en el dominio frecuencial:

$$\vec{P}_{(NL)}(\omega) = \epsilon_0 \chi^{(n)}(\omega; \omega_1, \dots, \omega_n) \vec{E}_L(\omega_1) \dots \vec{E}_L(\omega_n) \quad (1.10)$$

donde  $\chi^{(n)}(\omega; \omega_1, \dots, \omega_n)$  es la susceptibilidad de orden n del medio en el dominio de Fourier. Se utiliza la nomenclatura expresada arriba en el sentido de que

$$\omega = \sum_{i=1}^n \omega_i .$$

La ecuación (1.7) establece que la contribución no lineal de la polarización  $\vec{P}_{(NL)}$  se ve amplificada macroscópicamente en un factor  $(\epsilon_r + 2) / 3$ . A partir de su relación con el campo local podemos definir un término de polarización efectivo no lineal de orden  $n$ , que, considerando la posible dispersión óptica del medio, se expresa:

$$\vec{P}_{(NL) \text{ eff}}(\omega) = C \epsilon_0 \chi^{(n)}(\omega; \omega_1, \dots, \omega_n) \vec{E}(\omega_1) \dots \vec{E}(\omega_n) \quad (1.11)$$

con

$$C = \left( \frac{\epsilon_r(\omega) + 2}{3} \right) \left( \frac{\epsilon_r(\omega_1) + 2}{3} \right) \dots \left( \frac{\epsilon_r(\omega_n) + 2}{3} \right) \quad (1.12)$$

De esta manera la expresión (1.11) establece el efecto macroscópico no lineal de la polarización a partir de parámetros microscópicos, de forma aproximada. Estos últimos deberán ser medidos experimentalmente.

### 1.3 Desarrollo del vector polarización. Efectos no lineales.

En general cabe asumir que la polarización será una función complicada del campo eléctrico. Si consideramos una relación no lineal, no local y no instantánea, puede escribirse:

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon_0 \int \dots \int \chi^{(n)}(\vec{r}, t; \vec{r}_1, t_1; \dots; \vec{r}_n, t_n) \vec{E}(\vec{r}_1, t_1) \dots \vec{E}(\vec{r}_n, t_n) dv_1 dt_1 \dots dv_n dt_n \quad (1.13)$$

donde no se ha incluido un posible término de polarización permanente, porque no se ha observado en la práctica a frecuencias ópticas. La expresión (1.13) indica que la polarización en un punto  $\mathbf{r}$  y en un instante  $t$  en el medio dieléctrico es una función del valor que el campo eléctrico toma, no sólo en dicho punto y en ese instante, sino en un conjunto de puntos en la proximidad de  $\mathbf{r}$ , y a lo largo de un intervalo temporal

anterior a  $t$ . Siempre será posible en general reducir los intervalos de integración a intervalos físicamente significativos. Pueden definirse dos cantidades,  $t_1$  y  $\mathbf{r}_1$ , de forma que  $t-t_1$  y  $|\mathbf{r}-\mathbf{r}_1|$  abarquen los momentos anteriores a  $t$  y el volumen alrededor de  $\mathbf{r}$ , respectivamente, que deban ser tenidos en cuenta. A lo largo de este trabajo se considerará que el volumen alrededor de un punto en que se manifiestan los efectos no locales será siempre de dimensiones muy pequeñas comparadas con la longitud de onda de la radiación óptica.

### 1.3.1 Término lineal de la polarización

Si prescindimos, por tanto, de los efectos no locales, el primer término de la expresión general de la polarización será:

$$\vec{P}^{(1)}(t) = \epsilon_0 \int_0^{\infty} \chi^{(1)}(\tau_1) \vec{E}(t - \tau_1) d\tau_1 \quad (1.14)$$

donde se define  $\tau_1 = t - t_1$  con  $\tau_1 \geq 0$ , siendo  $\chi^{(1)}(\vec{r}, \tau_1)$  una función que caracteriza la respuesta lineal del medio (susceptibilidad lineal). En general, para modelar posibles anisotropías, será un tensor de orden dos. En el dominio frecuencial la expresión (1.14), que no es más que una convolución de funciones, se transforma en:

$$\vec{P}^{(1)}(\omega) = \epsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) \vec{E}(\omega) \quad (1.15)$$

y donde las magnitudes que intervienen son las transformadas de Fourier de las correspondientes funciones en el tiempo.

### 1.3.2 Términos no lineales

Utilizando la misma filosofía se obtiene, tras algunas manipulaciones, la expresión general del término de orden n de la polarización en el dominio frecuencial, que resulta:

$$\vec{P}^{(n)}(\omega) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(n)}(\omega; \omega_1, \dots, \omega_n) \vec{E}(\omega_1) \dots \vec{E}(\omega_n) d\omega_1 \dots d\omega_n \quad (1.16)$$

Se demuestra, en el caso habitual de que la radiación sea monocromática, o, más en general, expresable como un sumatorio discreto de ondas monocromáticas, que el término n-ésimo de la polarización puede escribirse en la forma:

$$\vec{P}^{(n)}(\omega) = \epsilon_0 C^{(n)} \chi^{(n)}(\omega; \omega_1, \dots, \omega_n) \vec{E}(\omega_1) \dots \vec{E}(\omega_n) \quad (1.17)$$

donde  $C^{(n)}$  es una constante que depende del número de 'repeticiones' para alguna frecuencia que se den entre los campos que intervienen en el proceso. En ocasiones se considera que dicha constante, para cada caso particular, ya esta incluida en la susceptibilidad. Cada onda monocromática se representa, en el dominio frecuencial, mediante la suma de dos deltas de Dirac, y aparecen entonces tanto términos de frecuencia positiva como términos con frecuencia negativa. Se escribe:

$$C^{(n)} = \frac{1}{2^n} \frac{n!}{m_1! m_{-1}! \dots m_L! m_{-L}!} \quad (1.18)$$

donde  $m_i$  ( $m_{-i}$ ) es el número de ondas a la frecuencia  $\omega_i$  ( $\omega_{-i}$ ) que existen en el medio, y L el número total de frecuencias distintas.

La susceptibilidad no lineal modela los efectos no lineales que suceden en el medio. Si desarrollamos la ecuación (1.17) para el primer orden no lineal considerando el caso sencillo de la interacción de dos ondas monocromáticas de frecuencias  $\omega_1$  y  $\omega_2$ , y atendiendo a que podemos escribir:

$$\vec{E}(-\omega_i) = \vec{E}^*(\omega_i) \quad (1.19)$$

se obtienen cinco componentes frecuenciales para el vector polarización, en la forma:

$$\begin{aligned} \vec{P}^{(2)}(0) = & \frac{1}{2}\epsilon_0\chi^{(2)}(0;\omega_1,-\omega_1)\vec{E}(\omega_1)\vec{E}^*(\omega_1) + \\ & + \frac{1}{2}\epsilon_0\chi^{(2)}(0;\omega_2,-\omega_2)\vec{E}(\omega_2)\vec{E}^*(\omega_2) \end{aligned} \quad (1.20 a)$$

(rectificación óptica no lineal)

$$\begin{aligned} \vec{P}^{(2)}(2\omega_1) = & \frac{1}{2}\epsilon_0\chi^{(2)}(2\omega_1;\omega_1,\omega_1)\vec{E}(\omega_1)\vec{E}(\omega_1) \\ \vec{P}^{(2)}(2\omega_2) = & \frac{1}{2}\epsilon_0\chi^{(2)}(2\omega_2;\omega_2,\omega_2)\vec{E}(\omega_2)\vec{E}(\omega_2) \end{aligned} \quad (1.20 b)$$

(segundo armónico)

$$\vec{P}^{(2)}(\omega_1 + \omega_2) = \epsilon_0\chi^{(2)}(\omega_1 + \omega_2;\omega_1,\omega_2)\vec{E}(\omega_1)\vec{E}(\omega_2) \quad (1.20 c)$$

(frecuencia suma)

$$\vec{P}^{(2)}(\omega_1 - \omega_2) = \epsilon_0\chi^{(2)}(\omega_1 - \omega_2;\omega_1,-\omega_2)\vec{E}(\omega_1)\vec{E}^*(\omega_2) \quad (1.20 d)$$

(frecuencia diferencia)

que, tal como se indica, son el origen de la aparición de nuevas frecuencias en el medio no lineal.

### 1.4 Efectos no lineales relacionados con $\chi^{(3)}$ .

En la expresión general del segundo término no lineal de polarización, para el caso particular de que sólo haya presentes ondas de una única frecuencia  $\omega$ , tendremos dos componentes frecuenciales en la polarización:

$$\vec{P}^{(3)}(\omega) = \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega) \vec{E}(\omega) \vec{E}(\omega) \vec{E}^*(\omega) \quad (1.21)$$

$$\vec{P}^{(3)}(3\omega) = \frac{1}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)}(3\omega; \omega, \omega, \omega) \vec{E}(\omega) \vec{E}(\omega) \vec{E}(\omega) \quad (1.22)$$

$\vec{P}^{(3)}(\omega)$  se manifiesta en un cambio en la permitividad dieléctrica del medio, dependiente del módulo del campo eléctrico, y da lugar al efecto Kerr y a otros efectos similares. Puede tener un sentido positivo, de aumento (*self-focusing*) o de disminución del índice de refracción (*self-defocusing*). Por otro lado la posible variación inducida en la parte imaginaria de la permitividad describe pérdidas en la potencia óptica transportada, originadas por procesos de absorción de dos fotones (*two photon absorption*).

Si se considera la interacción de dos ondas de frecuencias diferentes en el campo excitador aparecerán otras cuatro componentes espectrales en el vector polarización:

$$2\omega_1 + \omega_2, \quad 2\omega_1 - \omega_2, \quad 2\omega_2 + \omega_1, \quad 2\omega_2 - \omega_1$$

Además existiría una variación adicional en el índice de refracción que 've' la onda de frecuencia  $\omega_1$  inducida por la onda de frecuencia  $\omega_2$ , y al contrario, una variación adicional en el índice de refracción del medio a la frecuencia  $\omega_2$  inducida por la onda de frecuencia  $\omega_1$ .

Por fin, para un campo incidente formado por tres ondas monocromáticas de diferentes frecuencias, aparecerán nuevas componentes espectrales, combinación de las pulsaciones originales. Entre los efectos de interés que se encuentran en esta situación está el más conocido efecto de mezclado de cuatro ondas (*four wave mixing*).

En medios con simetría de inversión no aparecen términos de orden par en el desarrollo de la componente no lineal del vector polarización, de ahí que los efectos no lineales asociados a  $\vec{P}^{(3)}$  son los que deben ser tenidos en cuenta en primer lugar.

### 1.5 Ecuación de onda no lineal

El estudio de la propagación óptica en medios no lineales, donde no consideramos la influencia de cargas o corrientes libres, no magnéticas, se reduce a resolver el sistema que resulta de las ecuaciones de Maxwell, en la forma:

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1.23 a)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_L + \vec{P}_{NL}) \quad (1.23 b)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_L + \vec{P}_{NL}) = 0 \quad (1.23 c)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (1.23 d)$$

donde la polarización, como se ha visto en los apartados precedentes, se relaciona con el campo eléctrico a través de los tensores de susceptibilidad del medio.

Trataremos en lo sucesivo con ondas monocromáticas, lo que nos permite trabajar en régimen senoidal permanente con los fasores de  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  y de los vectores polarización,  $\vec{P}_L$  y  $\vec{P}_{NL}$ . Las ecuaciones (1.23 a) y (1.23 b) se escriben entonces:

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu_0 \vec{H} \quad (1.24 a)$$

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega\epsilon_0 \vec{E} + j\omega(\vec{P}_L + \vec{P}_{NL}) \quad (1.24 b)$$

La ecuación de onda que rige la propagación es:

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{E} = \omega^2 \mu_0 (\vec{P}_L + \vec{P}_{NL}) \quad (1.25)$$

Debe observarse que ya en la ecuación (1.24 b) establecemos la relación entre los fasores de pulsación  $\omega$  ( $e^{j\omega t}$ ), de donde la expresión del vector no lineal de polarización en esa ecuación y en (1.25) incluye únicamente las componentes espectrales a esa frecuencia.

### 1.6 Mecanismos físicos asociados a $\chi^{(3)}$ .

A lo largo de este trabajo vamos a considerar la influencia del término de tercer orden del vector polarización en la propagación óptica para ondas monocromáticas. El efecto no lineal que consideraremos será entonces el de variación del índice de refracción que presenta el medio a esa frecuencia, y que caracterizaremos a partir de los elementos no nulos del tensor de susceptibilidad  $\chi^{(3)}$ . Existe una diversidad de mecanismos físicos asociados a ese tensor, en el sentido de que se originan variaciones en el índice de refracción al interactuar en diferentes formas la onda luminosa con las partículas del medio. En general, e independientemente de la causa física que se considere, puede hablarse de una birrefringencia inducida por el propio campo eléctrico asociado a la onda. Los mecanismos físicos implicados en este tipo de fenómenos se distribuyen en dos grandes clases: los mecanismos que implican resonancia electrónica, y los mecanismos no resonantes. Las variaciones del índice de refracción inducidas ópticamente medidos en algunos vapores atómicos y en semiconductores son del tipo resonante. En estos casos las variaciones en el índice de refracción pueden llegar a ser muy considerables, pero van acompañadas de pérdidas por absorción importantes, y ello representa una limitación evidente a la hora de diseñar dispositivos ópticos. Dentro de los mecanismos físicos no resonantes suelen considerarse la redistribución molecular (efecto Kerr), que es el observado, por ejemplo, en cristales líquidos; la electrostricción, o variación local de la densidad del medio, y los efectos térmicos, donde el incremento de temperatura en el medio debido a la absorción de parte de la energía transportada por la onda da lugar a variaciones en el índice. Estos mecanismos no son excluyentes entre sí, y pueden darse simultáneamente.

Existe una amplia variedad de medios en los que se han observado efectos ópticos no lineales. Gran parte de la actividad investigadora de los últimos años, dentro de la Óptica no lineal, se ha dirigido hacia la obtención de mejores y más adecuadas características de las propiedades de estos materiales, de cara a su utilización en dispositivos reales. La investigación en esta línea incluye, de hecho, muchos aspectos a considerar, además de la propia característica no lineal: técnicas de fabricación viables industrialmente, estabilidad química, resistencia mecánica y termomecánica, periodo de vida útil suficientemente largo, además de otras propiedades puramente ópticas: alta transparencia (en la mayoría de aplicaciones), homogeneidad, efectos térmicos aceptables y baja dispersión.

Los materiales más prometedores en la actualidad pueden clasificarse en cuatro grandes grupos [2]:

- a) semiconductores, crecidos en forma convencional o formando pozos múltiples cuánticos;
- b) cristales inorgánicos que presentan efectos fotorrefractivos;
- c) cristales líquidos
- d) polímeros.

### 1.6.1 Semiconductores

Son conocidas las importantes propiedades no lineales de las heteroestructuras formadas por capas superfina de algunos compuestos, tales como GaAs/GaAlAs, GaInAs/GaAs o CdTe/HgCdTe, que dan lugar a los pozos múltiples cuánticos (MQW) [3]. El crecimiento alternado produce una modulación perpendicular a dichas capas de los niveles de energía en los semiconductores, de forma que, si la modulación es suficientemente profunda, los portadores quedan confinados en el medio de menor gap, y se ponen de manifiesto efectos cuánticos singulares. Las propiedades ópticas de estas estructuras difieren significativamente de las de los semiconductores discretos, y son prometedoras en las áreas de generación y procesado de señales ópticas. El tipo de no linealidad que aparece se debe a procesos de resonancia electrónica. Ello conlleva altos coeficientes de no linealidad, pero también pérdidas de absorción proporcionales. Cuando nos alejamos, en el espectro frecuencial, de las líneas de resonancia electrónica disminuyen ambas características, pero entonces no queda suficientemente demostrada

la ventaja de los MQW frente a las heteroestructuras convencionales en las aplicaciones que requieren pequeña absorción. En la actualidad, y a pesar de que conlleva una tecnología costosa, se realizan muchos trabajos de investigación en este área. Los dispositivos basados en procesos de electroabsorción (SEED) son quizá los que han despertado hasta ahora un mayor interés [4].

Los cristales dopados con microcristalitos de semiconductores (SDG), de dimensiones entre los 100 y los 1000 Å, representan la alternativa en la búsqueda de efectos no lineales para el diseño de dispositivos ópticos. Pueden conseguirse valores relativamente altos de no linealidad, el proceso de fabricación es sencillo y se obtienen guías de buena calidad. A la vez los tiempos típicos de respuesta son aceptables, del orden de picosegundos, o incluso menores. Se comercializan actualmente borosilicatos dopados con microcristales de  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$  [5].

Por fin, otros semiconductores (InP, GaAs, CdTe, ...) presentan efectos fotorrefractivos.

### 1.6.2 Cristales fotorrefractivos

Habitualmente se entiende por efecto fotorrefractivo un tipo particular de variación no lineal del índice de refracción con la intensidad luminosa, que se da en algunos semiconductores ya citados y en cristales como  $\text{BaTiO}_3$ ,  $\text{KNbO}_3$ ,  $\text{LiNbO}_3$ , etc... Brevemente, consiste en una absorción de fotones que provoca una migración de carga en el medio, la cual a su vez genera un campo eléctrico que modula el índice de refracción a través del efecto electro-óptico (efecto no lineal de primer orden) [6].

Un factor limitador del empleo de estos materiales, además de las dificultades para crecerlos en capas de buena calidad, es la baja sensibilidad, que mide la variación del índice de refracción por cada fotón absorbido. Como consecuencia el empleo de potencias moderadas conlleva tiempos de respuesta altos.

### 1.6.3 Cristales líquidos

La variación del índice de refracción se debe a la reorientación de las moléculas que componen el medio (efecto Kerr). Mecanismos térmicos y campos inducidos ópticamente son los responsables de dicha reordenación. Los cristales líquidos no se

contemplan hasta ahora como candidatos para ser empleados en el procesado de señales ópticas, puesto que el tiempo de respuesta típico es del orden de milisegundos, pero pueden originar variaciones muy apreciables en el índice de refracción ( $\Delta n=0.1$ ), y son objeto de investigación para otras aplicaciones de interés [7-9].

#### 1.6.4 Materiales orgánicos

Ciertos compuestos orgánicos del tipo de los polímeros conjugados y polímeros líquido-cristalinos presentan unos relativamente altos efectos no lineales, asociados al tensor  $\chi^{(3)}$ . Las características de no linealidad se han medido en ocasiones a través de la propia variación del índice de refracción, o por medio del fenómeno de mezclado degenerado de cuatro ondas. Actualmente no se conocen bien los mecanismos físicos que rigen el comportamiento no lineal de segundo orden en estos compuestos, aunque existen algunos modelos atómicos que han venido utilizándose, como la teoría de los pi-electrones. Los polímeros presentan notables ventajas para su utilización en Óptica Integrada no lineal, debido a la baja absorción, y al bajo valor de su índice de refracción, que conlleva pequeñas pérdidas por reflexión o 'scattering' en las posibles imperfecciones de las guías. Por otra parte los procesos de fabricación son sencillos y bien conocidos, y se puede pensar en una verdadera ingeniería molecular en busca de las propiedades más adecuadas para cada aplicación. Los polidiacetilenos (PDA, PTS,...) son los más prometedores en este área [10], si bien todavía los materiales disponibles presentan una baja no linealidad en términos absolutos, y no puede pensarse en utilizar estos efectos de forma similar, en dispositivos ópticos, a como pueden aprovecharse los efectos asociados al tensor  $\chi^{(2)}$  [11].

Se define una cifra de mérito para los materiales no lineales, en la forma [12]:

$$F = \frac{\text{incremento de índice (rapido) necesario para producir la conmutacion}}{\text{incremento de índice debido a efectos termicos}}$$

Para alguno de los materiales más representativos esa cifra se muestra a continuación:

<u>Medio</u>	<u>Cifra de mérito</u>
GaAs	$3 \times 10^3$
GaAs/GaAlAs (MQW)	$3 \times 10^2$
PTS	$3 \times 10^4$
SDG	$7 \times 10^4$
SF-59 glass	$5 \times 10^5$

Este no es un valor que deba ser tomado como absoluto, por cuanto que no considera la longitud necesaria que debe tener el dispositivo (así el SF-59 es útil sólo para dispositivos en fibra, y no en guía de onda, debido a su pequeña no linealidad).

## REFERENCIAS

- [1] La teoría electromagnética recogida al principio de este capítulo puede encontrarse ampliamente desarrollada en M.Schubert & B.Wilhelmi, "Nonlinear Optics and Quantum Electronics", John Wiley and sons. Wiley Interscience publ. New York 1986.
- [2] D.H.Auston *et al.* "Research on nonlinear optical materials: an assessment". *Appl. Opt.* **26**, 2 (1987) 211.
- [3] *IEEE J. Quantum Electron.*, sept. 1986. N° especial dedicado a los MQW.
- [4] D.A.B. Miller. "Quantum-well self-electro-optic effect devices" *Opt. Quantum Electron.* **22** (1990) S61.
- [5] L.H. Acioli, A.S.L. Gomes, J.R.Rios Leite, Cid B. de Araujo. "Ultrafast  $\chi^{(3)}$ -related processes in semiconductor doped glasses". *IEEE J. Quantum Electron.* **26**, 7 (1990) 1277. (Y las referencias citadas en él).
- [6] Un buen resumen del efecto fotorrefractivo y de otros efectos ópticos no lineales en los que intervienen desplazamientos de carga eléctrica en el medio puede encontrarse en *Optical and Quantum Electronics* **22** (1990) iii, volumen especial dedicado a no linealidades de transporte de carga.
- [7] P.Aubourg, J.P.Huignard, M.Hareng, R.A.Mullen. "Liquid crystal light valve using bulk monocrystalline  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  as the photoconductive material". *Appl. Opt.* **21**, 20 (1982) 3706.
- [8] S.-T.Wu, D.M.Pepper. "Liquid-crystal-based optical power limiter". (Patente asignada a Hughes Aircraft Co.) *Appl. Opt.* **28**, 13 (1989) 2441. I.C.Khoo, P.Zhou, R.R.Michael, R.G.Lindquist, R.Mansfield. "Optical switching by a dielectric-cladded nematic film". *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 8 (1990) 1755.

[9] L.R.McAdams, R.N.McRuer, J.W.Goodman. "Liquid crystal optical routing switch". *Appl. Opt.* **29**, 9 (1990) 1304.

[10] M. Thakur, Y. Shani, G.C. Chi, K. O'Brien. " Thin single crystal films of organics; waveguiding in PTS films". *Synthetic Metals* **28** (1989) D595.

[11] B.K. Nayar, C.G. Winter. "Organic second-order non-linear optical materials and devices". *Opt. Quantum Electron.* **22** (1990) 297.

[12] S.R.Friberg, P.W.Smith. "Nonlinear optical glasses for ultrafast optical switches". *IEEE J. Quantum Electron.* **23** , 12 (1987) 2089.