

ESTUDIO TEORICO DE UNA UNION Y ACTIVA PARA APLICACIONES EN
DISPOSITIVOS DE OPTICA INTEGRADA

J. Reolons, Ll. Torner, F. Canal (*)

ABSTRACT

A switching device based on an electrically-controlled Y-Junction is analyzed theoretically. The junction is considered like a discontinuity and theoretical results are obtained using a mode matching technique when coupling between output branches is small.

INTRODUCCION

La unión Y monomodo es un dispositivo fundamental para la división y combinación de haces guiados en óptica integrada. Su comportamiento como divisor y combinador de potencia ha sido estudiado tanto teórica como experimentalmente [1]-[3]. Más recientemente, la unión Y activa ha sido objeto de creciente interés [4]-[6], ya que su comportamiento como conmutador presenta importantes ventajas frente a otros dispositivos moduladores, tales como acopladores direccionales e interferómetros [7],[8], puesto que éstos exigen un control más estricto de los parámetros de fabricación.

La unión Y activa, en el caso considerado aquí, está formada por guías monomodo compuestas de material electroóptico, tal como el $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}$, en el que se consigue inducir una variación de índice mediante la aplicación de una tensión externa a través de electrodos (Fig. 2); de este modo, la relación de potencias entre las dos guías de salida puede ser controlada eléctricamente. El comportamiento de la unión Y activa puede ser apreciado de modo cualitativo a partir de las figs. 1, 2 y 3: en ausencia de tensión externa, el dispositivo se comporta de modo análogo a una unión Y pasiva simétrica, en la que el modo fundamental de la guía de entrada excita el modo fundamental con la misma intensidad en cada una de las guías de salida (Fig. 1). El índice del sustrato es el correspondiente al LiNbO_3 ($n_o = 2.2$) y el de la capa guiante es $n_o + \Delta n'$, siendo $\Delta n'$ el incremento debido a la difusión de iones Ti (en nuestro caso hemos considerado $\Delta n' = 6 \cdot 10^{-4}$). La anchura de la guía incidente es $2d$ y el de las guías de salida es $d \cos \theta \approx d$. Al aplicar una tensión V_o en los electrodos externos manteniendo el electrodo central a tierra aparece un campo eléctrico E_o , que podemos suponer uniforme en la dirección X, el cual produce una variación del índice de la capa guiante $\Delta n \propto V_o$ positiva en la parte superior y negativa en la inferior o viceversa, dependiendo de cual sea la orientación del eje electroóptico del material (que suponemos paralelo al eje X). El dispositivo resultante puede ser modelizado mediante guías planares, considerando una guía de cuatro capas en la entrada y

(*) Departamento de Teoría del señal y de la Comunicación

E.T.S.E. de Telecomunicació. Universitat Politècnica de Catalunya

dos guías tricapa en la salida, de perfil homogéneo [5] (Fig. 2). A partir de aquí se puede adivinar intuitivamente cuál es el comportamiento de la unión Y activa: al aumentar V_0 , n_1 aumenta y n_2 disminuye, con lo que el campo electromagnético tiende a confinarse en la capa n_1 (Fig. 3). Para valores de $\beta \geq n_2/k$, el campo en la capa n_2 es evanescente, con lo que sólo hay propagación en la capa n_1 . En el caso límite $\Delta n = \Delta n'$ tendremos: $n_1 = n_0 + 2\Delta n'$ y $n_2 = n_0$, con lo que la capa n_2 desaparece y la unión Y se transforma en un codo. De esta forma se consigue que la mayor parte de la potencia transportada por el modo guiado se transmita a través de la rama superior. Análogamente, intercambiando la polaridad de los electrodos, se consigue transmitir la potencia por la rama inferior.

TEORIA

El cálculo del coeficiente de transmisión de la unión Y y de la potencia transmitida por cada una de las ramas ha sido realizado mediante el método de acuerdo modal ("mode matching") [5] aplicando la condición de continuidad de las componentes transversales del campo electromagnético en el plano de bifurcación ($x = 0$). Para ello suponemos que en cada una de las guías únicamente se propaga el modo TE_0 . En la región $x \leq 0$ inmediata a la unión se toma como aproximación para el campo electromagnético el correspondiente a una guía de cuatro capas. En la zona $x \geq 0$ aproximamos el modo transmitido guiado por la superposición de los modos correspondientes a cada una de las guías de salida tomadas por separado [9]

$$E_y^t(x, z) = A_1(x) e_{1y}(x, z) + A_2(x) e_{2y}(x, z) \quad (1)$$

$$H_z^t(x, z) = A_1(x) h_{1z}(x, z) + A_2(x) h_{2z}(x, z) \quad (2)$$

siendo E_y^t , H_z^t los componentes transversales del modo transmitido y e_{1y}, h_{1z} , e_{2y}, h_{2z} los correspondientes a cada una de las dos ramas de salida aisladas.

Si despreciamos la transferencia de potencia entre las dos guías de salida (lo cual es válido para ángulos relativamente pequeños [5]), la relación entre A_1 y A_2 es constante [1]. Por tanto, (1) y (2) se reducen a

$$E_y^t(x, z) = A(x) [e_{1y}(x, z) + \mu e_{2y}(x, z)] \quad (3)$$

$$H_z^t(x, z) = A(x) [h_{1z}(x, z) + \mu h_{2z}(x, z)] \quad (4)$$

Normalizando e_1 y e_2 e imponiendo que la potencia propagada por el modo guiado en $z \geq 0$ a través de cualquier plano paralelo al plano $z = 0$ sea la unidad obtenemos $A(z)$, a partir de la expresión:

$$-\frac{1}{2} A(z)^2 \operatorname{Re} \left\{ \int [e_{1y}(x,z) + \mu e_{2y}(x,z)] [h_{1z}^*(x,z) + \mu h_{2z}^*(x,z)] dz \right\} = 1 \quad (5)$$

Aplicando la condición de continuidad en el plano $x = 0$ obtenemos:

$$(1+\rho)E_y^i(0,z) + E_y^-(0,z) = \tau A(0) [e_{1y}(0,z) + \mu e_{2y}(0,z)] + E_y^+(0,z) \quad (6)$$

$$(1-\rho)H_z^i(0,z) + H_z^-(0,z) = \tau A(0) [h_{1z}(0,z) + \mu h_{2z}(0,z)] + H_z^+(0,z) \quad (7)$$

donde el superíndice i hace referencia al modo guiado incidente (normalizado a la unidad), los superíndices $-$ y $+$ indican, respectivamente, los modos radiados reflejados y transmitidos a través de la discontinuidad, ρ es el coeficiente de reflexión para el modo guiado y τ es el coeficiente de transmisión. Una ulterior aproximación, válida en transiciones de tipo similar [10], consiste en despreciar $E_y^-(0,z)$ y $H_z^-(0,z)$. Multiplicando (6) y (7) por $e_{1y}^*(0,z)$ y por $h_{1z}^*(0,z)$ e integrando respecto a z obtenemos, considerando la quasi ortogonalidad de los modos radiados en $x > 0$:

$$\left. \begin{aligned} (1-\rho)I_1 &= \tau A(0) (I_2 + \mu I_3) \\ (1+\rho)Y_0^{-1}I_1 &= \tau A(0) (Y_1 I_2^{-1} + \mu Y_2^{-1}I_3) \\ (1-\rho)I_4 &= \tau A(0) (I_3 + \mu I_5) \\ (1+\rho)Y_0^{-1}I_4 &= \tau A(0) (Y_1^{-1}I_3 + \mu Y_2^{-1}I_5) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

donde

$$I_1 = \int_{-\infty}^{\infty} H_z^i(0,z) h_{1z}^*(0,z) dz, \quad I_2 = \int_{-\infty}^{\infty} |h_{1z}(0,z)|^2 dz$$

$$I_3 = \int_{-\infty}^{\infty} h_{1z}^*(0,z) h_{2z}(0,z) dz, \quad I_4 = \int_{-\infty}^{\infty} H_z^i(0,z) h_{2z}^*(0,z) dz$$

$$I_5 = \int_{-\infty}^{\infty} |h_{2z}(0,z)|^2 dz$$

Al ser $n_0 \approx n_1 \approx n_2$, se cumple para las constantes de propagación: $\beta_0 \approx \beta_1 \approx \beta_2$, y, para las impedancias de onda: $Y_0 \approx Y_1 \approx Y_2$, donde los subíndices 0, 1 y 2 hacen referencia a la guía de entrada y a las dos de salida, respectivamente. Según esto, resolviendo el sistema (8) obtenemos:

$$\rho \approx 0 \quad (9)$$

$$\tau \approx \frac{1}{A(\infty)} \frac{I_1 I_5 - I_3 I_4}{I_2 I_5 - |I_3|^2} \quad (10)$$

$$\mu \approx \frac{I_2 I_4 - I_2 I_3^*}{I_1 I_5 - I_3 I_4} \quad (11)$$

La potencia transmitida es, pues:

$$P(x) = \frac{1}{2} |\tau|^2 A^2(x) \operatorname{Re} \left[\int_{-\infty}^{\infty} E_y^t(x, z) H_z^{t*}(x, z) dz \right] = |\tau|^2 \quad (12)$$

En el límite $x \rightarrow \infty$

$$|\tau|^2 \approx \frac{1}{2} Y_0 |\tau|^2 A^2(\infty) \int_{-\infty}^{\infty} |e_{1y}^{(\infty, z)}|^2 + |\mu|^2 |e_{2y}^{(\infty, z)}|^2 dz \quad (13)$$

con lo que la fracción de potencia transmitida por cada una de las guías de salida, al estar normalizados e_1 y e_2 ambos a la unidad, es, substituyendo $A(\infty)$:

$$P_1 = \frac{|\tau|^2}{1 + |\mu|^2} \quad (14) \quad P_2 = \frac{|\mu\tau|^2}{1 + |\mu|^2} \quad (15)$$

En el caso $\Delta n = 0$, que corresponde a una unión Y pasiva, tenemos $\mu = 1$, recuperando los resultados obtenidos en [1].

RESULTADOS

Los resultados han sido obtenidos para una longitud de onda $\lambda = 632.8\text{nm}$. En la fig. 4 aparece la potencia total transmitida por una unión Y pasiva ($V_0 = 0$), tomando d como parámetro. En $\theta = 0$ la potencia transmitida no es la unidad, debido a las aproximaciones realizadas para el modo transmitido; de hecho, los resultados obtenidos constituyen una cota inferior del valor real de P [1]. Sin embargo, en el caso más desfavorable el error cometido es siempre inferior al 10%, disminuyendo a medida que el ángulo de apertura aumenta. También se observa una fuerte disminución de la potencia transmitida en función de θ , debida al giro del frente de ondas en $x = 0$. La transmisión máxima se produce cuando la onda incidente y la transmitida coinciden en fase [1]. Al ser $P_{\max} > 97\%$ en los tres casos, el error cometido no supera el 3% para ángulos mayores.

En la fig. 5 aparece el resultado obtenido para una unión Y activa. Puede verse que para $\Delta n = 0$ la potencia se reparte por igual entre las dos ramas. A medida que Δn aumenta crece la potencia transmitida por la rama de índice superior, mientras que disminuye la transmitida por la rama de índice inferior. También

se observa que intercambiando la polaridad de los electrodos se puede conseguir una conmutación del 100%.

CONCLUSIONES

Se ha analizado teóricamente el comportamiento de la unión Y activa, mediante el método de acuerdo modal y utilizando guías equivalentes planares homogéneas. Los resultados obtenidos muestran la alta eficacia de modulación de este dispositivo (del orden del 100%). El comportamiento casi lineal observado para este dispositivo permite su utilización como modulador de intensidad.

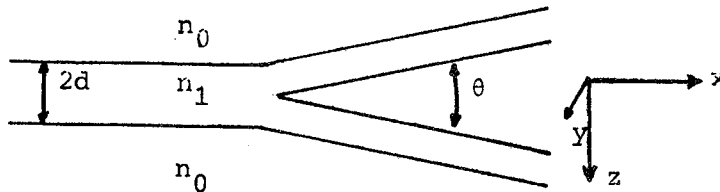


Figura 1. Unión Y pasiva

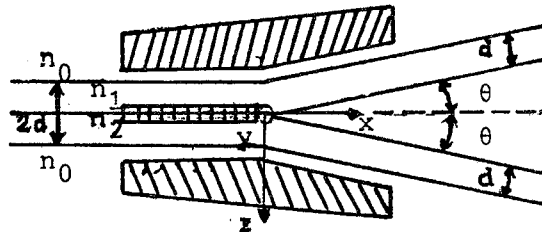


Figura 2. Unión Y activa

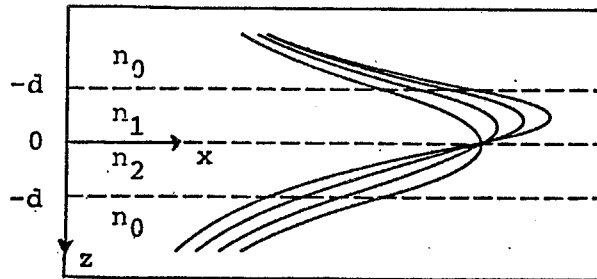


Figura 3. Distribución del campo en la guía de entrada en función de Δn . Al aumentar Δn el campo tiende a concentrarse en la capa de índice mayor.

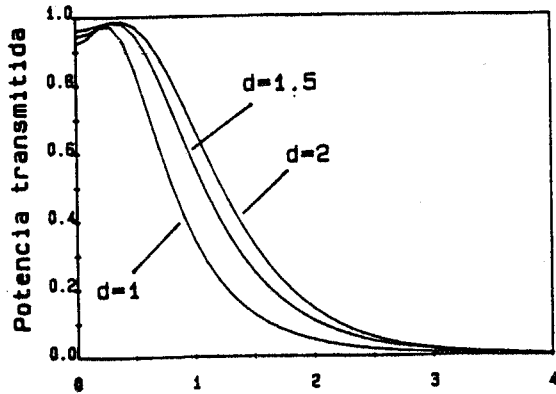


Figura 4. Transmisión de una unión Y pasiva ($\mu=1$)

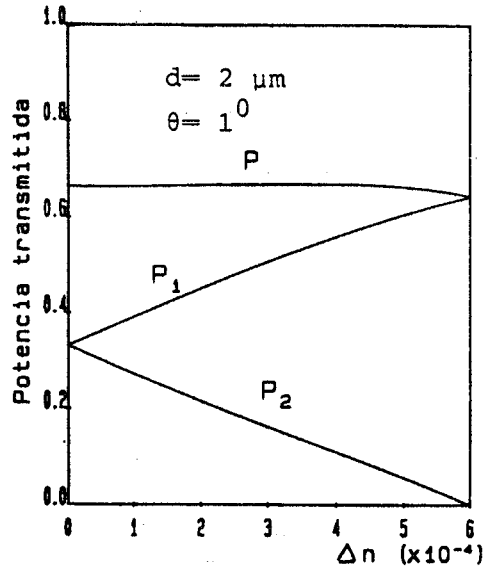
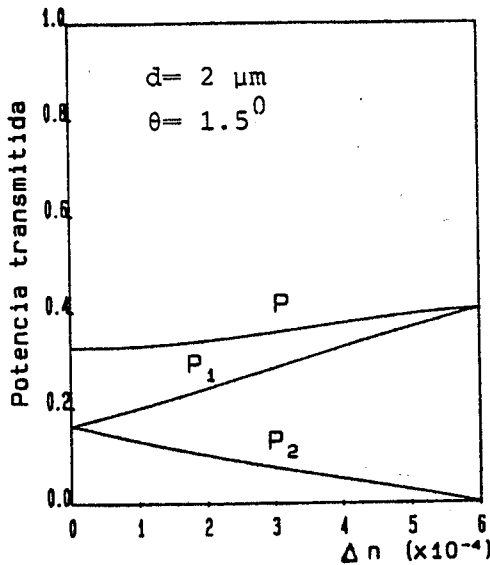


Figura 5. Transmisión de una unión Y activa en función de Δn . (P = potencia total transmitida por la unión, P_i = potencia transmitida por la rama i)

REFERENCIAS

- [1] I. Anderson, IEE Mic. Opt. Acoust. 2,7-12, (1978)
- [2] M.A. Solano, J. Rodríguez, A. Prieto, Anales de Física-B 82, 183-188, (1986)
- [3] K. Tsutumi et al., J. Lightwave Technol. LT-6, 590-600, (1988)
- [4] W.K. Burns et al., Appl. Phys. Lett. 29, 790-792, (1976)
- [5] H. Sasaki, I. Anderson, J. Quantum Electron. QE-14, 883-892, (1978)
- [6] M. Haruna et al., Opt. Lett. 88, 534-536, (1983)
- [7] M. Papuchon et al., Appl. Phys. Lett. 26, 562-564, (1975)
- [8] W.E. Martin, Appl. Phys. Lett. 27, 289-291 (1975)
- [9] D. Marcuse Light transmission optics (Van Nostrand R.C., New York), pp. 409-417
- [10] G.H. Brooke, M.M.Z. Kharadly, Electron Lett. 12, pp. 473-475, (1976)