

1 Introducción

Las guías ópticas no lineales presentan unas propiedades muy interesantes, que han sido investigadas intensamente durante los últimos años (para una revisión véase [1]-[2]), de aplicación potencial al diseño de dispositivos integrados destinados al procesado totalmente óptico de señal [3]. Conmutadores, limitadores de potencia, acopladores direccionales y solitónicos, entre otros dispositivos controlados ópticamente, han sido propuestos y en algunos casos demostrados. La clave de estos dispositivos es la inclusión en la estructura guiante de medios cuyo índice de refracción depende de la intensidad del haz luminoso.

En el diseño de los dispositivos anteriores resulta crucial determinar las propiedades de guiado de las guías no lineales involucradas. Este problema resulta mucho más complicado que su equivalente lineal, debido fundamentalmente a tres motivos: 1) el principio de superposición no se cumple; 2) las soluciones de la ecuación de onda no lineal son difíciles de encontrar y, en su caso, tediosas de manejar; 3) el número de parámetros que caracterizan la estructura guiante es mayor que en el caso lineal. Además, la naturaleza no lineal de las ecuaciones de dispersión de las soluciones guiadas hace difícil identificar reglas generales para las distintas propiedades de guiado. Nos referimos, por ejemplo, a condiciones de corte de los diferentes tipos de ondas no lineales guiadas, a criterios de estabilidad de las mismas o a valores críticos de las características de la guía que dividen el espacio de parámetros en regiones de comportamiento similar. El conocimiento de esta información es clave ya que establece las condiciones requeridas para que las guías sean capaces de realizar la función deseada: intensidad máxima o mínima de excitación, biestabilidad o emisión de ondas solitarias y solitones.

El objetivo de este trabajo es mostrar que las propiedades de las ondas no lineales con polarización TE guiadas por estructuras planas pueden ser descritas de forma muy compacta mediante la utilización de diagramas universales. Las no linealidades que se consideran corresponden a fenómenos de autofocalizado y autodesfocalizado y se suponen absorciones pequeñas y comportamientos locales. El análisis cubre los medios con respuestas ideales tipo Kerr ($n = n_0 + n_2 I$, siendo n el índice de refracción e I la intensidad del haz), contribuciones de orden superior y no linealidades saturables.

2 Diagramas $V - b$

Vamos a centrarnos en las ondas con polarización TE guiadas por una estructura plana asimétrica formada por una capa delgada de espesor D de un material lineal con índice de refracción n_f , depositada sobre un material no lineal cuyo índice de refracción es n_s . El conjunto se ha recubierto con un material con índice de refracción n_c . En el caso de polarización TE el campo eléctrico se escribe $\mathcal{E}(\vec{r}, t) = 1/2 [E(x, z) \exp[j(\omega t - Nk_0z)] + c.c.]$, donde $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, siendo λ_0 la longitud de onda de la radiación utilizada, y $N = \beta/k_0$ el índice efectivo modal. Las soluciones guiadas estacionarias no dependen de la coordenada longitudinal, de manera que $E(x, z) = E_0(x)$. Con propósitos ilustrativos vamos a considerar un medio autofocalizante cuya permitividad dieléctrica relativa no lineal se escribe

$$\epsilon^{\text{NL}} = \epsilon_{\text{sat}} \frac{u^2 + 2u}{(u + 1)^2} \quad (1)$$

donde ϵ_{sat} es el valor de saturación de la permitividad inducida ópticamente y $u = \alpha_s E^2 / 2\epsilon_{\text{sat}}$, siendo α_s el coeficiente no lineal del material.

El primer objetivo es el comportamiento estacionario del sistema. De acuerdo con [4]-[5] las propiedades estacionarias de guiado de la estructura que se analiza pueden ser completamente descritas en términos de cuatro variables independientes: el espesor normalizado (V) y el coeficiente de asimetría (a) de la guía

$$V = k_0 D \sqrt{n_f^2 - n_s^2} \quad a = \frac{n_s^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_s^2} \quad (2)$$

una medida de la potencia guiada (P), la razón de aspecto generalizada $\delta_n = n_f/n_s$ y el cociente

$$\gamma = \frac{\epsilon_{\text{sat}}}{n_f^2 - n_s^2} \quad (3)$$

Estos parámetros determinan los posibles valores del índice efectivo normalizado

$$b = \frac{N^2 - n_s^2}{n_f^2 - n_s^2} \quad (4)$$

a través de la ecuación de valores propios. Así pues, $b = \mathcal{B}(V, a, P, \delta_n)$. La clave del procedimiento radica en el hecho que al dibujar los posibles valores de b en un diagrama $V - b$,

este plano queda dividido en bandas permitidas y prohibidas. Además, para un muy amplio conjunto de respuestas no lineales, las regiones permitidas y las prohibidas para la existencia de soluciones estacionarias muestran una distribución universal. Las bandas permitidas se subdividen en tres regiones: *ondas guiadas puras* (PGW), *ondas con máximo fuera de la guía* (“*bulged*”) (BGW) y *ondas de superficie* (SW). Finalmente, las variedades marginales que separan las zonas permitidas de las prohibidas en el espacio de parámetros, resultan ser independientes de la potencia del haz que se propaga por la guía. La Figura 1 muestra las regiones permitidas y prohibidas para los tres primeros modos, en el caso de una estructura asimétrica ($a = 10$) con un parámetro de saturación moderado ($\gamma = 1.4$).

3 Potencia Guiada y Estabilidad

Con el fin de caracterizar una determinada estructura guiante, además del número y tipo de ondas no lineales estacionarias que la misma puede soportar para distintos valores de la potencia guiada, es preciso conocer la relación existente entre la intensidad luminosa y el índice efectivo de las distintas soluciones. A diferencia del número y tipo de modos, esta relación dependerá de la forma particular de ϵ^{NL} .

Por lo que respecta a las ondas TE_0 , la relación de dispersión $b - P$ presenta dos comportamientos, dependiendo del valor concreto de los parámetros de la guía. En una primera categoría la potencia guiada crece monótonamente con b (esto es: existe un único valor de b para cada valor de P). En cambio, en un segundo caso aparece una región de valores de b donde la potencia guiada decrece cuando el índice efectivo aumenta (en estas condiciones la función $b(P)$ se convierte en multivaluada). En el primer supuesto se tiene $dP(b)/db > 0$ siempre, mientras que en el segundo el signo de la derivada depende del valor de b para el que se calcula. Por consiguiente, se trata de dibujar en los diagramas $V - b$ el lugar geométrico de los puntos donde $dP(b)/db = 0$. La Figura 2 muestra el resultado para el modo fundamental en el caso de una guía asimétrica con un material autofocalizante con respuesta Kerr.

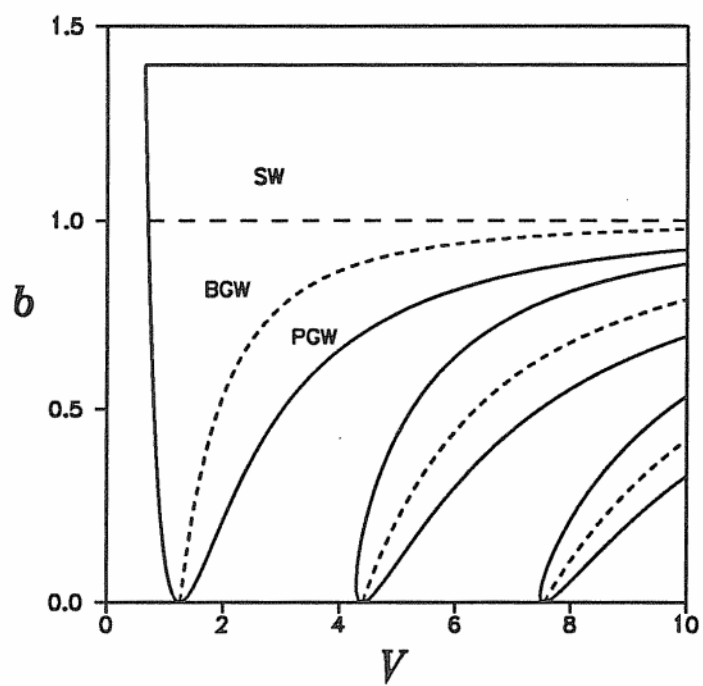


Figura 1

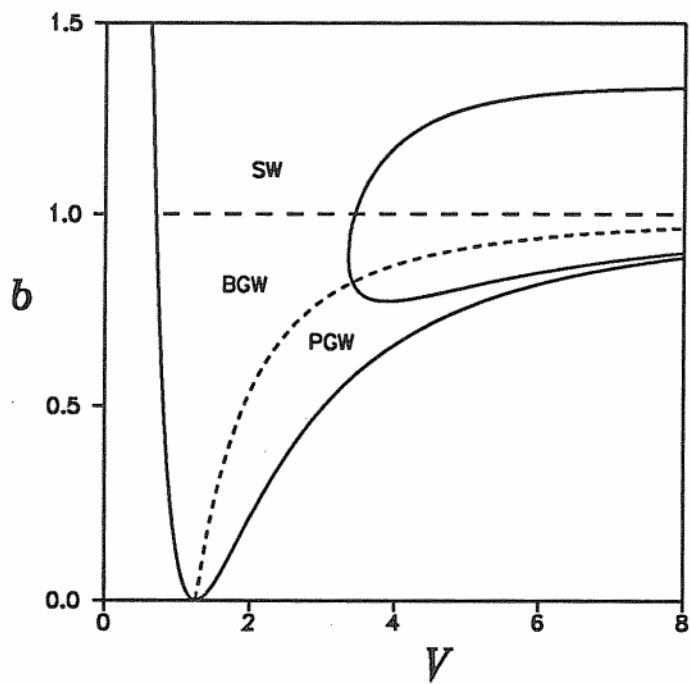


Figura 2

Respecto a la estabilidad de las soluciones estacionarias anteriores, las investigaciones analíticas y numéricas [2], [6]-[8] dan soporte a la afirmación que, en el caso del modo fundamental guiado por medios autofocalizantes, las regiones de las curvas de dispersión con

$$\frac{d}{d\beta} \int_{-\infty}^{\infty} E_0^2(x) dx \equiv \frac{dI(\beta)}{d\beta} > 0 \quad (5)$$

corresponden a soluciones estables, mientras que las ramas con pendiente negativa conducen a ondas inestables. En realidad, este es el criterio de Kolokolov [9] para ondas planas en medios infinitos, que cumplen también las ondas guiadas en interfases [2], [10]. Así pues, la ecuación

$$\left. \frac{dI(b)}{db} \right|_{b=b_{cr}} = 0 \quad (6)$$

que involucra sólo los parámetros b , V , a y γ , define la variedad de estabilidad marginal en el espacio de parámetros. Esta es la función, implícita, $b_{cr} = \mathcal{B}_{cr}(V, a, \gamma)$, que hay que dibujar en el diagrama $V - b$. Sin embargo, es inmediato comprobar [4] que en las estructuras realistas la condición (6) prácticamente coincide con $dP(b)/db = 0$. Esto nos permite concluir que en la Figura 2, la región encerrada por b_{cr} corresponde a las soluciones inestables, mientras que el resto de puntos conduciran a modos incondicionalmente estables.

En el caso autodesfocalizante ($\alpha_s < 0$), todas las ondas no lineales guiadas (PGW) son estables [11], por lo que todas las regiones permitidas en el diagrama $V - b$ correspondiente conducen a modos estacionarios estables.

4 Discusión

La existencia de bandas permitidas y prohibidas en los diagramas universales $V - b$ permite identificar valores umbrales del espesor normalizado V para la existencia de los distintos tipos de soluciones guiadas. El resultado importante es que estos valores críticos son independientes de la intensidad de la señal y, para la estructura que aquí se considera, dependen únicamente de la asimetría de la guía y del parámetro γ . Por ejemplo, de acuerdo con la Figura 1, la saturación que presentan los materiales autofocalizantes hace que exista un valor mínimo del

espesor V para que existan soluciones guiadas. Este valor resulta ser

$$V_{\text{corte}} = \frac{1}{\sqrt{\gamma-1}} \tanh^{-1} \frac{\sqrt{\gamma-1}(\sqrt{a+\gamma} - \sqrt{\gamma})}{\gamma-1 + \sqrt{a+\gamma}\sqrt{\gamma}}. \quad (7)$$

Cuando $\gamma \gg 1$ (respuesta ideal Kerr), $V_{\text{corte}} \rightarrow 0$. Asimismo, en estructuras simétricas ($a = 0$), V_{corte} se anula, de manera que todos los tipos de ondas guiadas (PGW, BGW y SW) son posibles para todo valor de V .

Por lo que respecta a la estabilidad de las soluciones, la Figura 2 muestra que hay un valor del espesor normalizado por debajo del cual b_{cr} no existe, de manera que todas las ondas TE_0 son estables en su propagación. Este valor crítico se obtiene a partir de la condición

$$\left. \frac{db_{cr}}{dV} \right|_{V=V_{cr}} \rightarrow \infty \quad (8)$$

Dado que b_{cr} sólo depende de V , a y γ , se puede concluir que $V_{cr} = \mathcal{V}_{cr}(a, \gamma)$. En el caso de guías asimétricas con $\gamma \gg 1$, se tiene $V_{cr} \approx V_{cr}(\infty) \equiv \mathcal{V}_{cr}(a \rightarrow \infty, \gamma \rightarrow \infty)$, que es un número universal. El cálculo numérico conduce a $V_{cr}(\infty) \simeq 3.65$. Asimismo, en el caso de estructuras simétricas se tiene $\mathcal{V}_{cr}(a = 0, \gamma \rightarrow \infty) \simeq 2.53$. Finalmente, conviene destacar que, de acuerdo con Hart y Wright [11], la estabilidad incondicional de las ondas TE_0 por debajo de V_{cr} es una consecuencia del teorema de Lyapunov aplicado a este caso.

La naturaleza de las ondas inestables precedidas en la Figura 2 debe ser investigada analizando la propagación de soluciones no estacionarias. Suponiendo variaciones suaves en la envolvente de las ondas, esto conduce a la ecuación no lineal de tipo Schrödinger

$$2j\beta \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} - k_0^2 [N^2 - n_\nu^2 - \alpha_\nu |E|^2] E = 0 \quad (9)$$

donde $E = E(x, z)$ y la etiqueta ν indica los parámetros relativos a los tres medios materiales involucrados. Esta ecuación tiene dos integrales del movimiento, el Hamiltoniano $H(\beta)$

$$H = \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[\left| \frac{\partial E}{\partial x} \right|^2 - k_0^2 n_\nu^2 |E|^2 - \frac{k_0^2}{2} \alpha_\nu |E|^4 \right] \quad (10)$$

y la integral $I(\beta)$. La ecuación (9) se resuelve numéricamente mediante un procedimiento preciso que conserva constantes los valores de $H(\beta)$ y $I(\beta)$. Las Figuras 3 y 4 son representativas de la propagación de las ondas no lineales inestables. Las ondas que se muestran corresponden

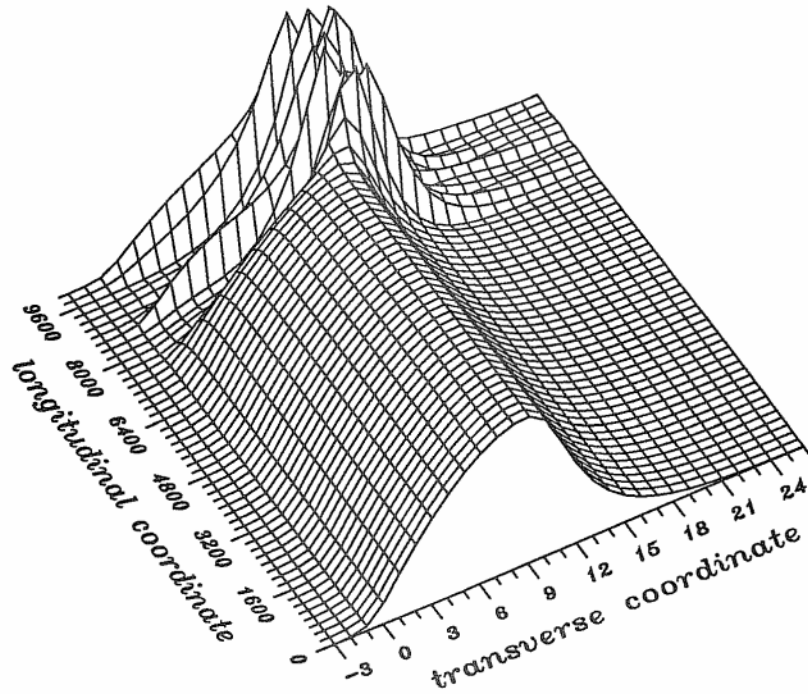


Figura 3

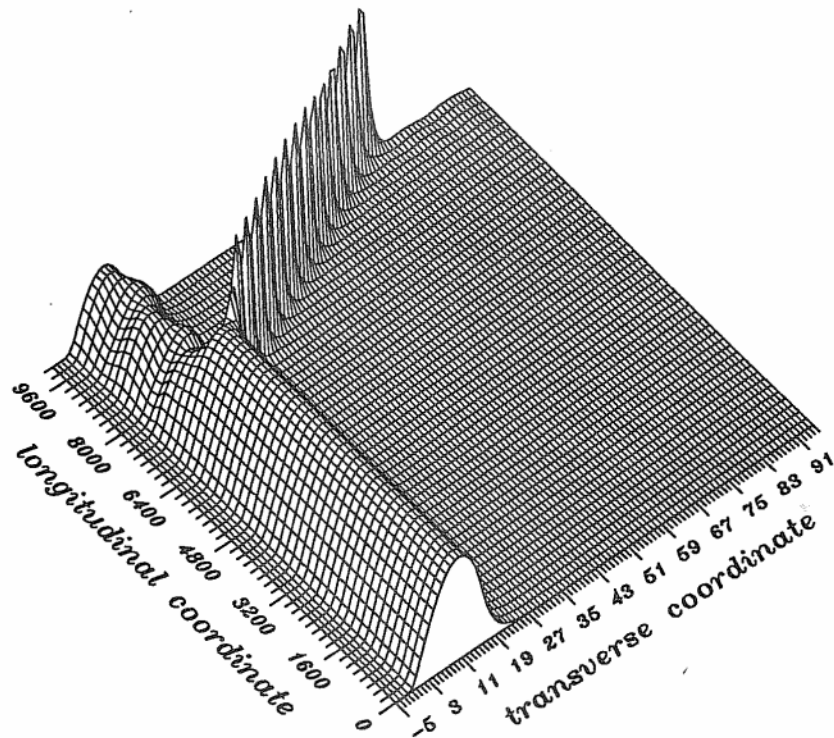


Figura 4

a $V = 4$, $b = 0.85$ (PGW) y $V = 6$, $b = 0.98$ (BGW), respectivamente, en la Figura 2. La onda de la Figura 3 muestra una inestabilidad débil, mientras que la de la Figura 4 presenta una inestabilidad muy fuerte, hasta el punto que una gran parte de la radiación inicialmente guiada es emitida a través de un solitón.

5 Consideraciones Finales

La conclusión principal de este trabajo es que los diagramas universales $V-b$ proporcionan una herramienta muy potente para analizar las propiedades de guiado de ondas no lineales en guías formadas por materiales ópticamente no lineales. Para una amplia clase de no linealidades, estos diagramas presentan bandas permitidas y prohibidas para la existencia de soluciones estacionarias, con una distribución universal. Las variedades marginales que separan las bandas resultan ser funciones del parámetro de asimetría de la guía y del valor de saturación del índice de refracción. Los diagramas incluyen información de la relación entre el índice efectivo y la potencia guiada, y de la variedad de estabilidad marginal de las ondas TE_0 .

Referencias

- [1] Boardman A D, Egan P, Lederer F, Langbein U and Mihalache D 1991 en *Nonlinear Surface Electromagnetic Phenomena*, Ponath H-E and Stegeman G I eds., MPCMS vol. 29, cap. II (Amsterdam: North-Holland)
- [2] Mihalache D, Bertolotti M and Sibilía C 1989 en *Progress in Optics*, vol. 27, cap. IV, Wolf E ed., (Amsterdam: North-Holland)
- [3] Stegeman G I, Wright E M, Finlayson N, Zanoni R and Seaton C T 1988 *IEEE/OSA J. Lightwave Technol.* **LT-6** 953-70
- [4] Torner L and Torres J P 1992 *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-28** 1571-81
- [5] Torres J P and Torner L 1992 *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-28** (en prensa)
- [6] Jones C K R T and Moloney J V 1986 *Phys. Lett. A* **117** 175-80
- [7] Akhmediev N N 1991 en [1], cap. III
- [8] Torner L, Torres J P, Mihalache D, Baboiu D M and Mazilu D 1992 *J. Europ. Opt. Soc. A*
- [9] Kolokolov A A 1973 *Zh. Prikl. Mekh. Tekh. Fiz.* **3** 152-5
- [10] Aceves A B, Moloney J V and Newell A C 1989 *Phys. Rev. A* **39** 1809-27; 1828-40
- [11] Hart D and Wright E M 1992 *Opt. Lett.* **17** 121-3