

Dispositivos ópticos integrados no lineales biestables, lógicos y de enrutado por acoplamiento modal transversal para redes totalmente ópticas

Eduardo Fabián Mateo Rodríguez

ÁREA DE ÓPTICA. DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA



Dispositivos ópticos integrados no lineales
biestables, lógicos y de enrutado por
acoplamiento modal transversal para redes
totalmente ópticas

Eduardo Fabián Mateo Rodríguez

Santiago de Compostela, 5 de septiembre de 2005

ÁREA DE ÓPTICA. DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA



Informe dos Directores

D. Jesús Liñares Beiras, Catedrático de Universidade e D. Vicente Moreno de las Cuevas, Catedrático de Escola Universitaria da Área de Óptica do Departamento de Física Aplicada da Universidade de Santiago de Compostela, informan pola presente:

Que baixo a dirección de ámbolos dous na Área de Óptica do Departamento de Física Aplicada da Universidade de Santiago de Compostela, foi realizada por D. Eduardo Fabián Mateo Rodríguez a memoria titulada “*Dispositivos ópticos integrados no lineales biestables, lógicos y de enrutado por acoplamiento modal transversal para redes totalmente ópticas*”, e que constitúe o traballo de Tese que presenta para optar ao Grao de Doutor en Ciencias Físicas.

En Santiago de Compostela, a 5 de septiembre de 2005

Prof. Dr. D. Jesús
Liñares Beiras

Prof. Dr. D. Vicente
Moreno de las Cuevas

Eduardo Fabián Mateo Rodríguez
(o Doutorando)

Agradecimientos

Al profesor Liñares por toda la física que me ha enseñado, por las reveladoras discusiones científicas mantenidas y por las muchas contribuciones y sugerencias realizadas a esta memoria. Al profesor Moreno por su sabiduría y por su constante ilusión por demostrar que todo esto merece la pena.

A los profesores José Ramón Salgueiro, Carlos Montero y Xesús Prieto por innumerables razones, pero sobre todo, por su compañía diaria.

A mis padres y a mi hermana por su paciencia, su confianza y por ser el apoyo que todo lo soporta.

En definitiva, a aquellos y aquellas que, sin querer, han trazado pinceladas coloreando lo que este trabajo representa.

Finalmente a la Xunta de Galicia por la financiación económica en forma de beca predoctoral.

A mis padres y a mi hermana

*Otra vida que estalla,
en mil pedazos sin sombra*

Pere Gimferrer

Sumario

Introducción	1
1 Dispositivos ópticos integrados no lineales	7
1.1 Comunicaciones y computación óptica	8
1.1.1 Comunicaciones ópticas: estado actual	8
1.1.2 Computación óptica: estado actual	10
1.2 Óptica integrada y óptica no lineal	12
1.2.1 Óptica integrada. Conceptos y tecnologías	12
1.2.2 Óptica no lineal. Conceptos y procesos ópticos	14
1.3 AOIDs (<i>All-Optical Integrated Devices</i>): Clasificación, aplicaciones y análisis	16
1.3.1 AOIDs basados en procesos de segundo orden	17
1.3.2 AOIDs basados en procesos de tercer orden	19
1.4 Nuevos AOIDs: Objetivos y fundamentos	26
1.4.1 Objetivos de los AOIDs para redes totalmente ópticas . . .	26
1.4.2 Guías de coeficiente Kerr gradual (CKG) y propagación óptica	31
1.4.3 AOIDs para biestabilidad, lógica y enrutado por acoplamiento modal transversal (AMT)	34

2	Propagación no lineal en guías monomodo CKG	43
2.1	Introducción a la teoría y formalismo de la óptica no lineal	44
2.2	Ecuación de ondas no lineal en medios Kerr (EONL)	47
2.3	EONL en guías monomodo CKG conservativas	49
2.3.1	Ecuación paraxial de propagación no lineal	50
2.3.2	Análisis modal perturbativo de guías CKG	53
2.4	EONL en guías monomodo CKG no conservativas	62
2.5	EONLs de contra y copropagación en guías CKG no conservativas	66
2.5.1	Contrapropagación no lineal en guías CKG	67
2.5.2	Copropagación no lineal en guías CKG	69
2.5.3	Contra y copropagación no lineal en guías CKG no conser- vativas	71
3	Resolución variacional de las ecuaciones de propagación	73
3.1	Formulación variacional de la propagación	75
3.1.1	Método variacional conservativo	76
3.1.2	Método variacional disipativo	78
3.2	Ecuaciones de evolución refractivas y disipativas CKG	81
3.2.1	Ecuaciones de evolución refractivas	85
3.2.2	Ecuaciones de evolución disipativas	89
3.3	Resultados numéricos y discusión	91
3.3.1	Propagación en guías CKG disipativas.	93
3.3.2	Contrapropagación en guías CKG disipativas	108
3.3.3	Copropagación en guías CKG disipativas	108

4	Biestabilidad óptica por acoplamiento modal transversal	113
4.1	Introducción a la biestabilidad por AMT	114
4.1.1	El fenómeno de la biestabilidad óptica	114
4.1.2	AOIDs biestables por modulación no lineal de fase	117
4.1.3	AOIDs biestables por AMT	120
P1	Intrinsic bistability achieved by transverse modal coupling in a non-linear integrated optical device	127
P1.1	<i>Introduction</i>	129
P1.2	<i>Counterpropagation in a nonlinear planar guide.</i>	131
P1.3	<i>Feedback mechanism by transverse modal coupling.</i>	137
P1.4	<i>Integrated-optic bistable device</i>	141
P1.5	<i>Conclusions</i>	145
P2	Third order nonlinear integrated device based on an effective graded-index waveguide for all-optical multistability	149
P2.1	<i>Introduction</i>	151
P2.2	<i>Nonlinear counterpropagation in planar guides with a variable width film</i>	152
P2.3	<i>All-optical multistability based on transverse modal coupling</i>	155
P2.4	<i>Applications of multistable integrated devices in smart sensing</i>	162
P2.5	<i>Conclusions</i>	164
P3	Analysis of dissipative effects on intrinsic optical bistability	169
P3.1	<i>Introduction</i>	171
P3.2	<i>Nonlinear Kerr counterpropagation under linear and nonlinear dissipative/active effects.</i>	173
P3.3	<i>Intrinsic bistability based on transverse modal coupling</i>	180
P3.4	<i>Numerical results and discussion</i>	183
P3.5	<i>Conclusions</i>	186
P4	Design of an intrinsic bistable optical device fabricated by hybrid integration on glass	189
P4.1	<i>Introduction</i>	191
P4.2	<i>Nonlinear counterpropagation in planar waveguides</i>	192
P4.3	<i>Transverse modal coupling</i>	194
P4.4	<i>Feedback mechanism and bistability</i>	197
P4.5	<i>Design of the waveguiding regions. Monolithic configuration</i>	199
P4.6	<i>Design of the waveguiding regions. Modular configuration</i>	203
P4.7	<i>Conclusions</i>	206

5	Lógica y enrutado por acoplamiento modal transversal	207
5.1	Introducción a la lógica y enrutado totalmente ópticos por AMT .	208
5.1.1	Lógica totalmente óptica por AMT	208
5.1.2	Enrutado totalmente óptico por AMT	211
P5	All-optical integrated logic gates based on intensity-dependent transverse modal coupling	219
P5.1	<i>Introduction.</i>	221
P5.2	<i>Model and basic equations.</i>	222
P5.3	<i>Modal solution. Perturbative analysis.</i>	224
P5.4	<i>Variational approach to the nonlinear propagation.</i>	226
P5.5	<i>Solutions of the propagation equations</i>	228
P5.6	<i>All-optical logic gates by intensity-dependent transverse modal coupling.</i>	232
P5.7	<i>Conclusions.</i>	239
P6	All-optical integrated device for self-routing applications	243
P6.1	<i>Introduction</i>	245
P6.2	<i>Nonlinear propagation of a Gaussian beam in waveguides with a parabolic film width.</i>	245
P6.3	<i>Design of an intensity dependent self-routing device.</i>	249
P6.4	<i>Conclusion</i>	252
P7	A phase insensitive all-optical router based on nonlinear lenslike planar guides	255
P7.1	<i>Introduction</i>	257
P7.2	<i>Phase-insensitive router: principles of operation</i>	258
P7.3	<i>Propagation and interaction of Gaussian beams in nonlinear lenslike waveguides</i>	259
P7.4	<i>Design of the header extraction device</i>	263
P7.5	<i>Design of the optical bistable device</i>	266
P7.6	<i>Design of the data routing device</i>	269
P7.7	<i>Cascaded configuration for N-port routing.</i>	274
P7.8	<i>Conclusions</i>	275
	Conclusiones	277

oOo

Introducción

El trabajo de investigación recogido en la presente memoria se inscribe dentro del campo dedicado a la teoría y diseño de dispositivos ópticos integrados no lineales. Destinados a operar de forma totalmente óptica, su funcionamiento estará orientado a la realización de operaciones fundamentales en el marco de las comunicaciones y la computación en el dominio totalmente óptico.

El diccionario de la Real Academia Española define Internet como: la red informática mundial, descentralizada, formada por la conexión directa entre computadoras u ordenadores mediante un protocolo especial de comunicación. Si adjuntásemos el término Óptica a la definición anterior y extrajésemos su parte final, diríamos que una *Internet Óptica* sería la *conexión óptica* entre *computadores ópticos* mediante un protocolo especial de *comunicación óptica*. La utilización, sin duda tendenciosa, en esta introducción del concepto de Internet y su extensión al dominio óptico nos permite, sin embargo, explicitar de forma concisa el contexto global en el que se encuentra el presente trabajo. Actualmente, las tecnologías de la información y de las comunicaciones así como el desarrollo de la computación, constituyen en conjunto (Internet) y por separado, dos de las áreas más activas en lo que al universo científico-tecnológico se refiere. Por otra parte, la irrupción de la óptica en las áreas mencionadas, ha aportado desde el nacimiento del láser, las fibras ópticas y la óptica integrada, una ingente cantidad de soluciones, innovaciones y alternativas al desarrollo de sistemas de comunicaciones de alta capacidad así como a la futura implementación de computadores de gran potencia de cálculo. En la actualidad, y volviendo a la recreación de una Internet Óptica como pretexto expositivo, podemos afirmar que la *conexión óptica*, realizada mediante fibras ópticas capaces de transportar datos por encima de la barrera del Tbit/s, es ya un

hecho en el marco actual de las comunicaciones. Por otra parte, los *computadores ópticos* suscitan un gran interés teórico y tecnológico en la medida en que su elevada rapidez de procesamiento permitiría avanzar más allá de las limitaciones que ya se otean en el horizonte de la computación microelectrónica; a este respecto, el desarrollo de dispositivos ópticos integrados capaces de implementar operaciones lógicas y de biestabilidad de forma eficaz, ultrarrápida y en el dominio totalmente óptico, nos acercan a las expectativas puestas en una computación óptica eficiente y en un futuro no muy lejano. Finalmente la *comunicación óptica* constituye una de las áreas más prometedoras en lo que concierne a la transmisión, procesamiento y enrutado de la información en las arquitecturas actuales de comunicación punto-a-punto; de hecho, el vertiginoso aumento de las necesidades de ancho de banda ha motivado la investigación sobre dispositivos capaces de realizar tareas, tales como el procesamiento y enrutado de la información, en el dominio totalmente óptico, lo cual resuelve las limitaciones en la capacidad de transmisión derivadas de las conversiones optoelectrónicas y del procesamiento electrónico.

En definitiva, la realidad de Internet, la cual pone de manifiesto de forma muy gráfica, por una parte, la innegable repercusión en el mundo actual de las tecnologías de la información, de las comunicaciones y de la computación, y por otra parte, el contexto científico-tecnológico de esta memoria, nos ha permitido también constatar como la óptica (y en general la fotónica) aporta soluciones concretas al desarrollo de áreas tan relevantes como las que nos sitúan en la denominada *Era de la Información y de las Comunicaciones*.

En el presente trabajo se realizará un estudio y diseño de nuevos dispositivos ópticos integrados no lineales, cuya tarea será la de realizar operaciones de biestabilidad, multiestabilidad, lógica y enrutado en el dominio totalmente óptico y en el contexto anteriormente descrito. Los dispositivos sustentarán su funcionamiento en dos grandes mecanismos ópticos: por una parte, en la propagación, contra-propagación y copropagación no lineal de luz en guías de onda planas con una distribución gradual del material no lineal, y por otra parte, en el acoplamiento modal transversal a fibras ópticas y guías de canal asistido por elementos focalizadores integrados. Como contribución fundamental dentro del marco científico-tecnológico anteriormente descrito, se han propuesto y diseñado dispositivos integrados totalmente ópticos, compatibles con redes de fibra óptica, con completitud lógica e insensibles a fase y frecuencia; asimismo, se ha realizado un estudio con medios absorbentes y se han considerado limitaciones en cuanto a la coherencia de las señales ópticas.

La presente memoria se ha estructurado en cuatro capítulos. En el capítulo 1 se repasarán brevemente los marcos científico-tecnológicos del trabajo de investigación presentado y se introducirán los objetivos y contribuciones del mismo. De

este modo, se repasará brevemente la actualidad de las áreas de las comunicaciones y la computación ópticas y también se introducirán los conceptos, tecnologías y procesos propios de la óptica integrada no lineal. A continuación se realizará una clasificación y análisis de los diferentes dispositivos ópticos integrados no lineales que operan de forma totalmente óptica; en dicho análisis, se detectarán y evaluarán las limitaciones o inconvenientes que dichos dispositivos presentan en relación con su aplicación específica dentro de los marcos científico-tecnológicos mencionados. Finalmente se establecerán los objetivos generales de la presente memoria y se introducirán brevemente las contribuciones y soluciones que se aportan a las limitaciones anteriormente mencionadas.

Los capítulos 2 y 3 están dedicados al desarrollo de los aspectos teóricos que sustentarán el diseño de los nuevos dispositivos integrados no lineales. En particular, en el capítulo 2 se obtendrán las ecuaciones generales de propagación que gobiernan la propagación, contra- y copropagación de haces luminosos en guías planas no lineales. Dichas guías se caracterizarán por una distribución de Coeficiente Kerr Gradual (CKG), el cual vendrá determinado por la geometría de la guía así como por la ubicación del material no lineal. Asimismo, se incorporarán a dichas ecuaciones los términos correspondientes a los efectos disipativos (o amplificativos) tanto lineales como no lineales. El capítulo 3 concierne a la resolución de las ecuaciones deducidas en el capítulo 2; para ello se comenzará con la formulación de un método variacional disipativo basado en la resolución secuencial del problema de propagación desacoplado refractivo-disipativo en tramos de longitud reducida. A continuación, se expondrán y discutirán algunos de los resultados más relevantes en cuanto a mono, contra- y copropagación, haciendo hincapié en las propiedades que confieren a la propagación no lineal tanto las guías monomodo CKG, como los efectos disipativos lineales y no lineales.

Finalmente en los capítulos 4 y 5 se presentarán los trabajos de investigación que engloban el diseño y análisis de dispositivos ópticos integrados biestables, multiestables, lógicos y de enrutado. En el capítulo 4 se abordará en profundidad el fenómeno de la biestabilidad óptica en dispositivos ópticos integrados; dicho capítulo comenzará dando una descripción general de los dispositivos integrados biestables, estableciéndose las limitaciones y/o deficiencias en cuanto a la operatividad de los mismos en redes de procesado totalmente óptico; asimismo, se introducirán los conceptos básicos de los dispositivos propuestos y diseñados en la presente memoria, que servirán para realizar un análisis de las soluciones que se aportan a la biestabilidad óptica para aplicaciones en computación, sensores y comunicaciones ópticas. Finalmente, se presentarán los trabajos de investigación originales, en forma de artículo científico, correspondientes al diseño de dispositivos biestables y multiestables basados, por una parte, en las características de contra-propagación en guías no lineales CKG, y por otra parte en el Acoplamiento Modal

Transversal (AMT) en guías integradas de canal y/o en fibras ópticas monomodo. En el capítulo 5 se abordará el estudio de dispositivos integrados no lineales para la lógica y enrutado totalmente ópticos. De nuevo, se comenzará con una primera sección donde se hará un breve repaso a la actualidad sobre la lógica y el enrutado en dominio totalmente óptico para finalmente concluir con la presentación de los artículos científicos originales correspondientes al diseño de dispositivos lógicos y de enrutado por AMT en estructuras integradas CKG.

oOo

Relación de publicaciones vinculadas a esta memoria

1. Mateo, E. F., Liñares, J., Montero, C., “Intrinsic bistability achieved by transverse modal coupling in a nonlinear integrated optical device”, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, Vol. 4, pp. 562-570, (2002).
2. Mateo, E. F., Liñares, J., “All-optical integrated logic gates based on intensity-dependent transverse modal coupling”, *Opt. Quantum Electron.*, Vol. 35, pp. 1221-1244, (2003).
3. Mateo, E. F., Montero, C., Moreno, V., Liñares, J., “Design of an intrinsic bistable optical device fabricated by hybrid integration on glass”, en *Proceedings of SPIE Vol. 4944 Integrated Optical Devices: Fabrication and Testing*, editado por Giancarlo C. Righini, (SPIE, Bellingham, WA) pp.159-170, (2003).
4. Mateo, E. F., Liñares, J., “Analysis of dissipative effects on intrinsic optical bistability in a Kerr integrated device”, *Opt. Comm.*, Vol. 246/1-3, pp. 173-184, (2005).
5. Mateo, E. F., Liñares, J., “A phase insensitive all-optical router based on nonlinear lenslike planar guides”, *Opt. Express*, Vol. 13/9, pp. 3355-3370, (2005).
6. Mateo, E. F., Liñares, J., “Third order nonlinear integrated device based on an effective graded-index waveguide for all-optical multistability”, *Fiber and Integrated Opt.*, Aceptado para su publicación en el Vol. 24(5). (Septiembre 2005) (Fecha de aceptación: 30 de enero de 2004)
7. Mateo, E. F., Liñares, J., “All-optical integrated device for self-routing applications”, *Phys. Scripta*, Aceptado para su publicación en el Vol. T118, (2005). (Fecha de aceptación: 6 de julio de 2004)

oOo

CAPÍTULO 1

Dispositivos ópticos integrados no lineales

En este capítulo introduciremos los conceptos y tecnologías relacionados con el desarrollo actual de los dispositivos ópticos integrados no lineales. Su interés y operatividad se analizará en el marco de las tecnologías de las comunicaciones y de la computación en el dominio totalmente óptico. Tras un breve repaso a este tipo de tecnologías (sección 1.1), se introducirán, en la sección 1.2, algunos de los conceptos y aspectos fundamentales referentes a la óptica integrada no lineal. En la sección 1.3 se realizará una clasificación y un breve análisis sobre los diferentes tipos de dispositivos integrados no lineales propuestos actualmente para operar en el dominio totalmente óptico; respecto de este análisis, se hará un especial énfasis en las limitaciones y/o desventajas que cada dispositivo presenta en el marco científico-tecnológico en el que nos encontramos. Finalmente la última sección (1.4) se dividirá en tres apartados: en la primera (1.4.1), se realizará un detallado repaso a algunos de los requerimientos fundamentales de los dispositivos destinados al procesamiento totalmente óptico; asimismo, se expondrán las limitaciones que presentan los dispositivos descritos en la sección anterior así como las ventajas y/o soluciones que presentan los dispositivos que se proponen en el presente trabajo. En el segundo apartado (1.4.2) se presentará, de forma introductoria, uno de los aspectos fundamentales que sustentan los dispositivos propuestos, esto es, la propagación no lineal en un nuevo tipo de guías integradas denominadas guías CKG (Coeficiente Kerr Gradual). La específica modulación no lineal de amplitud que presenta este tipo de guías, será uno de los mecanismos esenciales del funcionamiento de los dispositivos propuestos en la presente memoria. Finalmente, en el

apartado (1.4.3) se describirán los dispositivos originales propuestos en este trabajo, los cuales, mediante la mencionada modulación no lineal de amplitud y su influencia sobre el acoplamiento modal transversal a fibras monomodo, consiguen operar como dispositivos ópticos biestables, lógicos y de enrutado.

1.1. Comunicaciones y computación óptica

En el año 2002 se estimaba que el tráfico promedio de datos en Internet era de 180 Pbits/día (1.8×10^{17} bits/día), cifra que ha crecido de forma progresiva hacia valores estimados de 5000 Petabits/día a finales de 2007*. Por otra parte, en Rochester (EEUU) opera el IBM-*BlueGene/L*, nombre del supercomputador más potente del mundo, con una capacidad de cálculo de más de 135 TeraFlops (135 billones de operaciones de variable flotante por segundo).

La dimensión de estas cifras pone de manifiesto el vertiginoso avance tanto en el ámbito de las telecomunicaciones, motivado por la continua demanda de ancho de banda, así como en el de la computación, donde por ejemplo, la resolución y simulación de problemas y procesos, cada vez más complejos, requieren de una incesante progresión en la capacidad de cálculo computacional.

En los últimos años, la óptica ha contribuido de forma relevante a las perspectivas que los campos de las comunicaciones y computación han suscitado, aportando soluciones y nuevas estrategias cuya actualidad se repasa brevemente a continuación.

1.1.1. Comunicaciones ópticas: estado actual

En lo referente al campo de las comunicaciones, la óptica ha contribuido notablemente, con el desarrollo de la fibra óptica, al avance anteriormente mencionado, abriendo un nuevo medio de transmisión por el que transita, hoy en día, gran parte de la señal de voz, video y datos. Por otra parte, la difusión generalizada de medios como Internet, han suscitado una incesante demanda de ancho de banda, motivando notables esfuerzos en lo que a la investigación en comunicaciones ópticas se refiere. De este modo, se han incorporado mecanismos tales como el multiplexado de la señal óptica en longitud de onda (DWDM) *Dense Wavelength Division Multiplexing* y en tiempo (OTDM) *Optical Time Division Multiplexing* [McC01], la amplificación de la señal por medio de fibras ópticas activas dopadas con tierras raras [Bou01], o el control y manipulación de la dispersión de la señal óptica [Bra01]; todos estos mecanismos han contribuido notablemente al desarrollo

*Dato extraído de Internet y dado por la compañía IDC en 2003.

de grandes sistemas de transmisión por fibra óptica capaces de transferir datos a velocidades que superan las decenas de Terabits por segundo.

No obstante, y a pesar de que la generalización de las redes de fibra óptica en la actualidad es un hecho constatable, la progresión y avance de las mismas presenta todavía deficiencias en lo referente al procesado, conmutación, conectividad y enrutado de la información, procesos que actualmente se realizan, en su mayor medida, en el dominio electrónico. Es en dicho dominio donde se encuentra unos de los mayores obstáculos a la hora de incrementar la velocidad y capacidad de transmisión; en este sentido, y dado que el procesado electrónico de la señal requiere de una conversión optoelectrónica, la velocidad de transmisión se ve afectada debido a la limitación física del transporte de portadores de carga, incapaces de seguir la señal óptica más allá de los 10 Gb/s, limitándose, en consecuencia, el aumento de ancho de banda que ya aportan las modernas tecnologías de fibra óptica.

Como respuesta a esta limitación ha surgido recientemente la investigación en Redes Totalmente Ópticas o AONs (*All-Optical Networks*)[†], centrada en el desarrollo de mecanismos de procesado totalmente óptico de la información con el fin de eliminar la citada conversión optoelectrónica.

El desarrollo de dispositivos capaces de operar íntegramente en el dominio óptico (en lo sucesivo nos referiremos a ellos con el acrónimo inglés AODs: *All-Optical Devices*), ha suscitado, asimismo, nuevas propuestas en lo que respecta a las arquitecturas de las redes de comunicaciones. De este modo, las arquitecturas actuales, condicionadas por la pérdida de velocidad de procesado debida a la conversión optoelectrónica, se configuran en anillos de corta, media y larga escala donde las interconexiones, basadas en el multiplexado en el dominio optoelectrónico, permiten el redireccionamiento e incorporación de datos a la red; sin embargo, el desarrollo futuro de conmutadores, interruptores y dispositivos lógicos en el dominio totalmente óptico, ha motivado el estudio de nuevas arquitecturas para comunicaciones punto-a-punto basadas en estructuras reticulares como la que se muestra en la figura 1.1, donde los nodos de intersección, ya operando en el dominio totalmente óptico, permitan la existencia de múltiples alternativas de enrutado de los paquetes de datos, dotando a la red de una mayor robustez y flexibilidad ante la más que previsible ingente cantidad de tráfico que se espera circule por la líneas de comunicaciones en los próximos años.

Así pues, protocolos de transmisión punto-a-punto como el TCP/IP *Transmission Control Protocol/Internet Protocol*[‡], requieren de AODs capaces de realizar,

[†]Otro de los acrónimos habituales en la bibliografía es el de DOD-Ns (*Data in the optical domain-Networks*).

[‡]Protocolo donde la información fluye en paquetes de bits precedidos por una cabecera que contiene información sobre el origen y destino de los mismos.

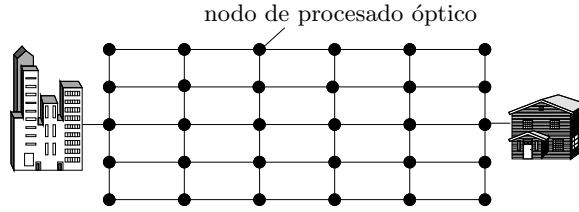


FIGURA 1.1: Arquitectura reticular para redes de comunicaciones ópticas compuesta por nodos de procesado en el dominio totalmente óptico.

en el dominio óptico, operaciones de detección e interpretación de la cabecera así como el direccionado o enrutado (*routing*) de la carga de datos.

En conclusión, el desarrollo de AODs orientados al enrutado ultrarrápido en el dominio totalmente óptico, en arquitecturas tales como la mostrada en la figura 1.1, constituye una tarea esencial para la consecución de las redes de comunicación de próxima generación.

1.1.2. Computación óptica: estado actual

La investigación en AODs también ha abierto nuevos caminos, quizá con una perspectiva más lejana en el tiempo, en lo que a computación óptica se refiere [Liñ02]. La vertiginosa progresión de la potencia de cálculo computacional, citada anteriormente, está directamente relacionada con la integración y encapsulación de componentes electrónicos en escala micrométrica, de tal forma que los portadores de información, en este caso electrones, operan en distancias y tiempos muy cortos. No obstante, esta tecnología de integración a muy larga escala o VLSI (*Very Large Scale Integration*), se acerca de forma progresiva a límites físicos de miniaturización sub-micrométrica; cabe mencionar que se han llegado a dimensiones de VLSI del orden del nanómetro [§], lo cual ha posibilitado la integración en un solo chip de silicio, de centenas de millones de transistores (duplicándose dicha cantidad cada 18 meses tal y como predice la ley de Moore).

Estos datos confirman que a pesar del sofisticado y profundo desarrollo de la microelectrónica, la excesiva y progresiva baja dimensionalidad que experimenta la VLSI no está lejos de alcanzar los límites físicos que impedirán su avance. De hecho, limitaciones tales como el ruido por interferencia en la señal (*crosstalk*) o el deterioro de las interconexiones electrónicas, debidas a la electromigración

[§]Dato extraído de Internet correspondiente al anuncio en el año 2003 y por parte de la compañía NEC del *transistor más pequeño del mundo* con una longitud de 5 nm.

(desplazamiento de átomos provocado por el paso de una elevada corriente eléctrica), ya son problemas a resolver en las actuales transmisiones por conductores de dimensiones sub-micrométricas. No obstante, ha surgido recientemente y con notable ímpetu, el desarrollo de la nanotecnología, la cual trata de aportar soluciones a estas y otras cuestiones en las que la miniaturización juega un papel tecnológicamente clave; asimismo, horizontes como la computación cuántica, se han abierto paso ante los retos y perspectivas que presentan futuras aplicaciones computacionales.

Por otra parte y paralelamente, las interconexiones ópticas, circuitos ópticos integrados, y AODs en general, han supuesto una línea de investigación aplicada a solventar las limitaciones inherentes a la integración de la microelectrónica convencional; de esta forma, la utilización de señales ópticas en lugar de corriente eléctrica resulta ventajosa en cuestiones como la reducción de requerimientos de potencia, aumento de la velocidad de procesado, reducción del ruido por *crosstalk* o mayor robustez y compacidad; todo ello, sin considerar las consabidas mejoras tecnológicas en lo relativo al almacenamiento óptico de datos [Whe85]. En este sentido, y por todo lo anteriormente mencionado, el desarrollo de la óptica integrada y la óptica no lineal parecen desempeñar un papel decisivo en la tecnología de AODs, ahora Integrados (AOIDs, *All-Optical Integrated Devices*), capaces de realizar operaciones análogas a aquellas realizadas en el dominio electrónico [Liñ02]. Por tanto y como se verá más adelante, haciendo uso de la tecnología de integración óptica así como de la amplia variedad de efectos no lineales, capaces de alterar las propiedades del campo óptico de forma autoinducida, se tratará de emular los componentes fundamentales del procesado electrónico, mediante el uso de AOIDs, para implementar arquitecturas más complejas en el dominio óptico. Es importante señalar en este punto, que es el concepto de automodificación de la señal óptica por medio de efectos no lineales la que confiere el carácter *totalmente óptico* (*all-optical*) a los dispositivos a los que nos referiremos en lo sucesivo.

Finalmente es importante subrayar, la implementación de dispositivos lógicos, amplificadores, limitadores, conversores analógico-digitales o dispositivos biestables han sido objeto de investigación en los últimos años; no obstante, cuestiones como la conectividad, requerimientos de potencia, robustez óptica intrínseca (ante perturbaciones termo-mecánicas o de fabricación), anidamiento de componentes o completitud lógica, presentan todavía retos a los que se tratará de dar respuesta a lo largo de esta memoria.

1.2. Óptica integrada y óptica no lineal

A continuación, se introducirán aspectos ópticos generales presentes en el estudio, diseño y fabricación de AOIDS, basados por una parte en las tecnologías y procedimientos de integración óptica, y por otra parte, en los procesos ópticos propios de la interacción no lineal luz-materia.

1.2.1. Óptica integrada. Conceptos y tecnologías

El concepto de óptica integrada o circuitos ópticos integrados ha suscitado, desde su introducción a finales de los años 60, y en paralelo con el desarrollo de la fibra óptica y el láser, un gran interés tecnológico, análogo al experimentado en su día por la electrónica y orientado a la investigación y desarrollo de dispositivos pasivos, electro-ópticos, acusto-ópticos, activos y no lineales para múltiples y variadas aplicaciones.

El fundamento físico de la óptica integrada es el confinamiento (en regiones del orden de la longitud de onda) del campo óptico en una o varias dimensiones (modos ópticos) mediante cambios selectivos del índice de refracción de un sustrato. Ventajas como la inmunidad electromagnética, gran ancho de banda, elevada compacidad, alta robustez y bajo coste, hacen que el diseño y fabricación de dispositivos integrados esté presente en el desarrollo de aplicaciones que van desde las comunicaciones ópticas, hasta aplicaciones biológicas pasando por la computación óptica, el desarrollo de nuevos láseres, sensores, etc.

Desde el punto de vista de los materiales utilizados como sustrato de integración, cabe destacar la integración óptica en vidrio, en cristales inorgánicos, en polímeros, en semiconductores y en estructuras híbridas; a continuación, comentaremos brevemente el ámbito de aplicación de cada una de ellas.

La óptica integrada en vidrio, que está orientada principalmente al desarrollo de circuitos y componentes ópticos pasivos, utiliza técnicas de procesamiento de vidrio tales como el intercambio iónico, implantación iónica, deposición química en fase vapor, pulverización, crecimiento epitaxial etc., las cuales, en combinación con procesos de litografía, constituyen los fundamentos de la fabricación de guías de onda integradas y componentes integrados. Por tanto, dispositivos integrados compuestos por lentes, prismas, redes de difracción, espejos, acopladores, divisores de haz y muchos otros (ver figura 1.2), se utilizan como elementos pasivos en circuitos ópticos integrados de mayor complejidad para aplicaciones de interferometría, conmutación, multiplexado, medición y detección, etc.

Por otra parte, los cristales inorgánicos ferroeléctricos como el Niobato de Litio (LiNbO_3) o Tantalato de litio (LiTaO_3), entre otros, han sido objeto de estudio

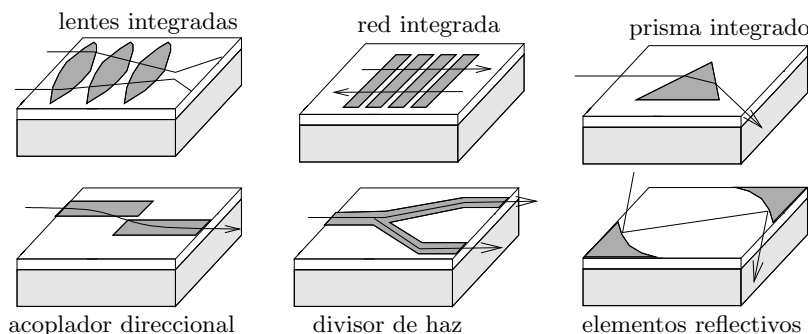


FIGURA 1.2: Ejemplos de diferentes elementos ópticos integrados en vidrio, donde las regiones oscuras representan los cambios selectivos del índice de refracción.

en el ámbito de la óptica integrada por sus propiedades electro-ópticas (EO) y acusto-ópticas (AO). Las técnicas utilizadas para su procesamiento son la implantación y difusión iónicas, o el intercambio protónico. Algunas de las aplicaciones más relevantes de los cristales ferroeléctricos son la implementación de dispositivos moduladores EO y AO de intensidad, basados en interferómetros Mach-Zehnder o redes de Bragg, así como multiplexores o dispositivos biestables basados en resonadores. Más adelante volveremos a hacer referencia a estos materiales en el marco de los dispositivos integrados no lineales de segundo orden.

La utilización de sustratos activos, en los que la propagación induce la amplificación de la emisión estimulada de luz por parte del material, han servido para desarrollar osciladores, láseres integrados o SOAs (*Semiconductor Optical Amplifiers*). Materiales semiconductores como el arseniuro de galio (AsGa) y sus derivados por técnicas de crecimiento epitaxial, son los más utilizados para la integración óptica de los dispositivos mencionados.

Finalmente, es preciso hablar de los dispositivos integrados híbridos, definidos como aquellos en los que la estructura guíante está compuesta por varios materiales. En este sentido, destacaremos aquellos dispositivos híbridos formados por sustratos de vidrio y materiales orgánicos, en los que los materiales pueden ser combinados de diversas formas en función de los propósitos específicos del dispositivo. Esta clase de dispositivos presentan una gran potencialidad tecnológica dado el amplísimo conjunto de líneas de investigación dedicadas al desarrollo de materiales orgánicos para múltiples y diversas aplicaciones. Una de las líneas de investigación que ha experimentado un mayor auge en los últimos años es la dedicada al estudio de compuestos orgánicos no lineales, los cuales, por sus propiedades de

integración óptica así como por sus propiedades ópticas no lineales, se convierten en una alternativa de gran versatilidad para su utilización en AOIDs.

1.2.2. Óptica no lineal. Conceptos y procesos ópticos

La óptica no lineal tiene como objeto el estudio de los fenómenos y procesos ópticos derivados de la interacción entre la radiación óptica intensa y la materia. Desde la confirmación experimental del primer proceso óptico no lineal realizado por Franken *et al.* en 1961, donde se evidenciaba la generación del segundo armónico en un cristal de cuarzo, han sido muchos los procesos y fenómenos no lineales investigados. La óptica no lineal, o lo que es lo mismo, la respuesta no lineal del medio de propagación ante la radiación óptica, se describe mediante los efectos inducidos por un campo óptico intenso en la polarización eléctrica del medio en el cual se propaga. Dicha radiación, de ser suficientemente intensa, puede producir fenómenos como distorsiones en la nube electrónica, movimiento intramolecular, reorientación molecular así como cambios relevantes de población en estados excitados de energía, etc., y cuyos efectos conducen a una dependencia no lineal de la polarización eléctrica del medio con la radiación óptica.

Podemos así establecer una primera gran clasificación de la fenomenología no lineal en función de la contribución del campo óptico sobre la polarización eléctrica, a saber, procesos ópticos de segundo orden o cuadráticos, donde la polarización no lineal es proporcional al cuadrado de la amplitud del campo óptico, y procesos de tercer orden, donde la proporcionalidad es de orden cúbico.

Algunos de los fenómenos ópticos resultantes de la interacción no lineal luz-materia, son la generación de suma y diferencia de frecuencias, amplificación y oscilación paramétricas, efecto fotorrefractivo, efectos electro- magneto- y acusto-ópticos, difusión Raman y Brillouin estimuladas, autofocalización y autoatrapamiento (solitones espaciales y temporales), biestabilidad y un largo etcétera. Asimismo, el estudio de la óptica no lineal bajo el marco de la óptica cuántica ha descrito efectos transitorios coherentes en situaciones resonantes explicando así fenómenos no lineales como el eco fotónico, la transparencia auto-inducida o el efecto de nutación óptico [Scu97].

La gama de efectos y fenómenos anteriormente enumerados, se fundamentan en la automodulación del campo óptico en el transcurso de la propagación no lineal; de esta forma, no es de extrañar que el control no lineal de propiedades como la divergencia del campo, estado de polarización, anchuras espectral y temporal, longitud de onda o intensidad, haya suscitado, a partir de los años 80, un gran interés para el desarrollo de dispositivos ópticos no lineales orientados hacia la implementación de múltiples tareas en el dominio óptico y optoelectrónico.

Simultáneamente, han sido muchos los esfuerzos puestos en la investigación y desarrollo de materiales no lineales eficientes, es decir capaces de inducir efectos no lineales, tanto de segundo como de tercer orden, con niveles de intensidad óptica no excesivamente elevados. Respecto de los procesos no lineales de segundo orden, cabe destacar que requieren de materiales no centrosimétricos dando lugar a fenómenos fuertemente dependientes de la fase y polarización del campo óptico; dispositivos basados en procesos de segundo orden como el efecto Pockels electro-óptico, generación del segundo armónico o el efecto fotorrefractivo, se han realizado tradicionalmente en cristales ferroeléctricos como el niobato de litio, tantalato de litio, niobato de potasio, titanato de bario o en semiconductores como GaAs, InP, CdSe o ZnS; no obstante, la investigación y obtención de polímeros para aplicaciones de segundo orden ha arrojado recientemente alternativas a los tradicionales cristales inorgánicos mediante el procesado de cristales orgánicos, capas Langmuir-Blodgett, polímeros polarizados, matrices poliméricas dopadas, sistemas auto-ensamblados o cristales líquidos.

En cuanto a los procesos de tercer orden, dado que no presentan limitaciones en cuanto a la simetría del medio, se manifiestan en todo tipo de material cuando la radiación es suficientemente intensa. Sin embargo, los elevados niveles de intensidad necesarios para observar efectos no lineales de tercer orden, hacen necesario el desarrollo de nuevos materiales de elevada no linealidad, baja absorción y fácilmente procesables (modificables) para su utilización en dispositivos eficientes. Esta es una cuestión de enorme interés y actualidad en los últimos años, como demuestra el elevado número de trabajos y publicaciones basados en el estudio de las propiedades no lineales de una gran cantidad y diversidad de materiales ópticos y que brevemente citamos a continuación.

Análogamente a como se hizo con los materiales de segundo orden, podemos hacer una división entre materiales de tercer orden inorgánicos y orgánicos. Respecto de los primeros, se han investigado las propiedades no lineales de tercer orden de vidrios dopados con calcógenos (As, S, Se) [Har02], vidrios dopados con nanocristales de semiconductor [Dow99], vidrios dopados con nanoestructuras metálicas [Uch94, Kyo00], metales coloidales [Gan01] o materiales semiconductores como AsGa [Mar00b] o InSb [Wea00], etcétera. Por otra parte, investigaciones más recientes sobre estructuras fotónicas *bandgap* compuestas por metal-dieléctrico [Ben99], nanopartículas metálicas en matrices de semiconductor [Zha01b] o cristales fotónicos basados en redes de pozos e hilos cuánticos en GaAs, CdS y CuCl han presentado propiedades ópticas no lineales de gran interés. No obstante, los materiales inorgánicos de elevada no linealidad a menudo poseen tiempos de respuesta relativamente bajos, lo que los convierte en poco idóneos para aplicaciones de procesado ultrarrápido; en este sentido, la investigación alternativa en materiales orgánicos, moleculares o poliméricos de tercer orden ha surgido con fuerza recientemente;

estos materiales presentan notables ventajas sobre los anteriores con respecto a su procesamiento mediante ingeniería molecular, lo que permite a su vez la modificación de propiedades específicas del material, ampliando así el desarrollo de múltiples aplicaciones. Por otra parte, los materiales orgánicos no resonantes presentan elevadas figuras de mérito[¶], alta resistencia al deterioro y tiempos de respuesta ultrarrápidos.

Dentro de la gran variedad de materiales investigados, se incluyen también líquidos orgánicos (disulfuro de carbono [SB90], benceno, tolueno, cloroformo...), sólidos moleculares (colorantes [Mur98], complejos de transferencia de carga, fullerenos...), polímeros conjugados (poliacetilenos [Mol99], poli p-fenileno vinilenos [Ueb99, Bar97], politiofenos [Sch98],...), compuestos organometálicos (metaloftalocianinas, metaloporfirinas...), mezclas (colorante-polímero [Yam98], nanocristal-polímero [Kit98], vidrio-polímero [Geh98]...), cristales líquidos o biomateriales (clorofila, bacteriodopsina ...).

1.3. AOIDS (*All-Optical Integrated Devices*): Clasificación, aplicaciones y análisis

Los procesos no lineales anteriormente citados, así como sus efectos sobre la propagación de la radiación óptica, han sido ampliamente utilizados para el desarrollo de diversas aplicaciones en el dominio totalmente óptico. En la presente sección trataremos de mostrar una perspectiva global de los AOIDS resultantes de la fusión de la óptica integrada y los procesos ópticos no lineales (óptica integrada no lineal), haciendo hincapié en aquellos dispositivos enmarcados en el contexto de las comunicaciones y la computación óptica.

Parece claro, por lo ya expuesto, el papel determinante de la óptica no lineal en el procesamiento de la señal óptica en aplicaciones tales como: amplificación, conmutación, lógica o enrutado en el dominio totalmente óptico. La capacidad de la luz, propagándose en régimen no lineal, de automodificar propiedades como la frecuencia, divergencia de haz, polarización o intensidad constituyen el pilar en el que se apoya el diseño de AOIDS aplicados a la resolución de algunas de las cuestiones señaladas en la primera sección del presente capítulo. A continuación haremos una revisión descriptiva del estado actual de la investigación en AOIDS, clasificando los mismos en dos grandes grupos: aquellos basados en efectos no lineales de segundo orden y aquellos que se basan en efectos de tercer orden.

[¶]Parámetros que relacionan la no linealidad del material con la absorción tanto lineal como no lineal, dando así un criterio de calidad del material para su utilización en AOIDS.

1.3.1. AOIDs basados en procesos de segundo orden

Dentro de los AOIDs basados en procesos de segundo orden destacaremos aquellos que operan por generación del segundo armónico (SHG) *Second Harmonic Generation*, por generación de diferencia de frecuencias DFG *Difference Frequency Generation* y dispositivos que operan por efectos de mezcla de ondas en cascada, analizando muy brevemente sus mecanismos de operación y algunas de sus aplicaciones.

En general, la mezcla de frecuencias es un fenómeno no lineal que, en medios de segundo orden, da lugar a fenómenos tales como SHG o DFG. En la figura 1.3 se ilustra dicho efecto de forma esquemática.

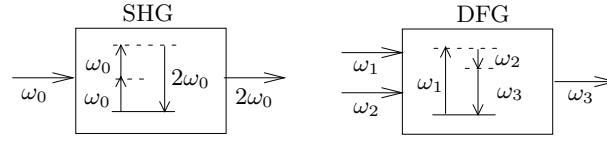


FIGURA 1.3: Representación esquemática de los efectos SHG y DFG.

Ambos procesos, que dependen fuertemente de las fases de la onda incidente (fundamental) y de la onda generada en el material, poseen una eficiencia que depende críticamente del ajuste de sus respectivos vectores de onda. Por lo tanto, y como es bien sabido en los procesos de mezclado de frecuencias, la consecución de un mecanismo de ajuste de fase entre la onda fundamental y la onda generada por efecto no lineal, es consustancial a cualquier dispositivo basado en la mezcla de frecuencias. En este sentido, a mecanismos como el ajuste de fase por birrefringencia, se unen otro tipo de mecanismos, de mayor versatilidad en dispositivos integrados, como el denominado ajuste de fase por red de difracción, también conocido como QPM (*Quasi-Phase Matching*) [Suh01]. Un dispositivo integrado típico basado en QPM-SHG se muestra en la figura 1.4.

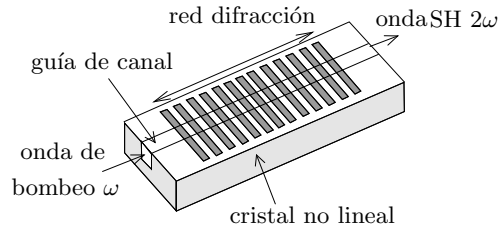


FIGURA 1.4: Dispositivo para la consecución de SHG.

En este tipo de dispositivos, la distribución periódica del índice de refracción y del coeficiente no lineal cuadrático, permite un acoplamiento óptimo (ajuste de fase), entre la onda fundamental (ω) y el segundo armónico (2ω), bajo la condición de Bragg para los módulos del vector de ondas (o constantes de propagación) de los modos asociados a cada frecuencia, es decir: $(2\beta_\omega + 2\pi/\Lambda = \beta_{2\omega})$, siendo Λ el periodo de la red. Los dispositivos QPM-SHG presentan la ventaja, frente a aquellos con ajuste de fase por birrefringencia, de no imponer restricciones sobre la polarización de las ondas fundamental y de segundo armónico, permitiendo un mayor aprovechamiento de las propiedades no lineales del material; no obstante, la necesidad de implementar una distribución periódica de la no linealidad, hace que la fabricación de estos dispositivos sea notablemente costosa.

Dispositivos integrados similares al anterior aunque algo más sofisticados, se aplican a la conversión de longitud de onda mediante la generación de una diferencia de frecuencias (DFG-AOIDS), tal y como se muestra en la figura 1.5. En

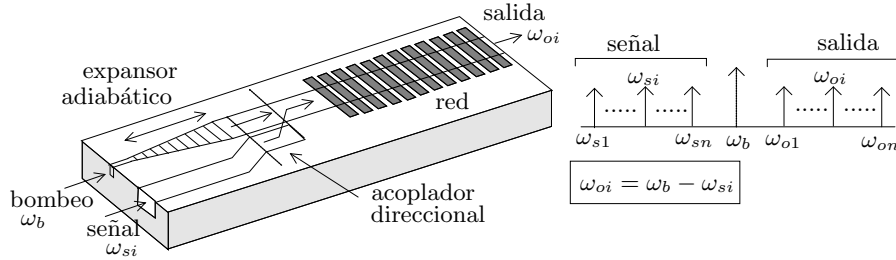


FIGURA 1.5: DFG-AOID para aplicaciones de conversión de longitud de onda.

este caso, una onda de bombeo (ω_b) genera a partir de una señal de entrada (ω_{si}) una onda de salida ω_{oi} (*out*), de frecuencia diferencia $\omega_{oi} = \omega_b - \omega_{si}$. Dado que los modos propagantes poseen diferentes frecuencias, las amplitudes modales en régimen monomodo serán diferentes, por tanto, es necesario integrar un elemento expansor adiabático, de forma que se minimice la transición a modos superiores y se consiga un acoplamiento óptimo entre la señal de bombeo y la señal de entrada (vía acoplador direccional); de nuevo, la red integrada actúa como elemento para el ajuste de fase bajo la condición de Bragg.

Este tipo de AOIDS se utilizan para operaciones de conversión de longitudes de onda en AONs, donde un conjunto de frecuencias (canales) de entrada, son convertidos en un conjunto de canales de salida mediante una onda de bombeo, cuya frecuencia, determina la magnitud de la conversión. Por otra parte, los DFG-AOIDS también se utilizan como dispositivos para la compensación de la dispersión

de señales transmitidas por fibra óptica; dicha compensación se hace posible ya que la conversión no lineal en frecuencias conlleva una conjugación de fase y por tanto una inversión del espectro, permitiendo así la recuperación temporal de una señal cuyos pulsos han sido dispersados en la propagación de larga distancia a través de una fibra óptica.

Finalmente, en este breve repaso a los AOIDs de segundo orden cabe mencionar aquellos basados en los efectos no lineales de segundo orden en cascada, los cuales consisten en la generación de armónicos o mezcla de frecuencias de forma secuencial. Para explicar dichos efectos tomemos como ejemplo el dispositivo mostrado en la figura 1.5; en dicho dispositivo y para un proceso totalmente ajustado en fase, la eficiencia de SHG será máxima para una determinada distancia de propagación, obteniéndose una conversión total $\omega_0 \rightarrow 2\omega_0$, no obstante, esta conversión se invierte si la propagación se prolonga en el espacio, volviéndose a obtener la frecuencia original. Este tipo de efectos (considerados de forma sucesiva) se denominan efectos de segundo orden en cascada, y se caracterizan por generar una fase no lineal como consecuencia de las múltiples conversiones de la frecuencia [Ste96].

Por otra parte, dado que los dispositivos basados en modulación no lineal de fase serán tratados a continuación en el ámbito de los procesos de tercer orden, obviaremos el estudio de AOIDs basados en efectos cuadráticos en cascada en el presente apartado; no obstante, cabe indicar que si bien su funcionamiento sería del todo análogo a los que se describirán en la sección 1.3.2.1, los requerimientos de ajuste de fase así como las dificultades tecnológicas para su consecución, constituyen una gran desventaja de este tipo de dispositivos.

1.3.2. AOIDs basados en procesos de tercer orden

Los dispositivos integrados totalmente ópticos basados en procesos de tercer orden cubren gran parte de las aplicaciones orientadas al procesado, control y computación ultrarrápida de la señal óptica. Los AOIDs basados en automodulación no lineal de fase o amplitud, se fundamentan en la dependencia del índice de refracción con la intensidad de la radiación óptica (fenómeno denominado como efecto Kerr de tercer orden) utilizándose tanto en el campo de las comunicaciones como en el campo del procesado y de la computación ópticas. Restringiremos este breve repaso a los dispositivos tipo Kerr, obviando aquellos basados en el mezclado de ondas en medios cúbicos, cuyos principios de funcionamiento son análogos a los ya expuestos en la sección anterior. Por tanto, la dependencia del índice de refracción con la intensidad nos permitirá establecer una primera clasificación de estos dispositivos, esto es: AOIDs basados en modulación no lineal de la fase y AOIDs basados en modulación no lineal de la amplitud.

1.3.2.1. AOIDs por modulación no lineal de fase

Este tipo de dispositivos se basan en la modificación del índice de refracción con la intensidad del campo o efecto Kerr. En primera instancia, este fenómeno afecta a la fase de las ondas propagantes generando así fenómenos de automodulación de fase, cuando la fase acumulada del campo depende de la intensidad del mismo, y modulación de fase cruzada, cuando la fase acumulada de una onda depende de la intensidad de otras ondas que a su vez modifican el índice de refracción por efecto Kerr. Dentro de este tipo de dispositivos no lineales, describiremos brevemente los interferómetros Mach-Zehnder integrados MZIs, los resonadores Fabry-Perot integrados, las redes integradas DFB (*Distributed feedback*) y los acopladores direccionales integrados, comentando a su vez, algunas de sus aplicaciones más relevantes.

En dispositivos MZI no lineales, el funcionamiento se basa en el control de la interferencia, y en consecuencia de la transmisión, por medio de la fase no lineal autoinducida por el campo óptico en cada uno de los brazos del interferómetro, sobre los cuales se ha depositado una cubierta de material no lineal Kerr [Tol00]. En la figura 1.6 se muestran los esquemas de tres operadores lógicos basados en este efecto.

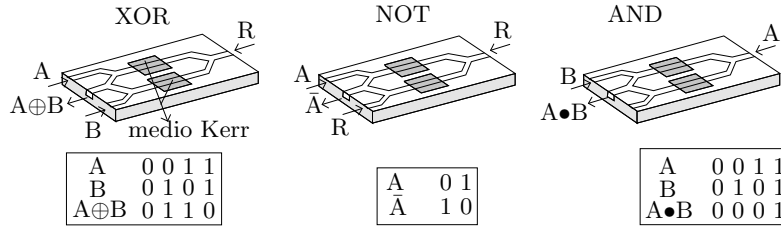


FIGURA 1.6: Diversas operaciones lógicas basadas en MZIs no lineales de tercer orden.

Las señales A y B y una señal de referencia R actúan bajo el efecto de modulación de fase cruzada, consiguiéndose desfases entre las ramas del interferómetro que dan lugar a las operaciones mostradas en la figura 1.6. A modo de ejemplo, describamos el funcionamiento de la puerta lógica XOR donde el MZI se diseña de tal forma que en ausencia de señales A y B, se genera, por interferencia destructiva, una salida $A \oplus B$ nula del dispositivo; sin embargo, cuando una de las señales está presente, la interacción cruzada no lineal en cualquiera de las ramas induce una fase π provocando una salida binaria no nula. Es importante señalar que este tipo de dispositivos presentan una elevada sensibilidad a la fase de las ondas que los hace ópticamente poco robustos para configuraciones complejas que

requieran, por ejemplo, del anidamiento de varias puertas lógicas. Por otra parte, configuraciones más complejas basadas en MZI no lineales, han sido utilizadas para el diseño de dispositivos direccionadores de señal (*routers*) en el dominio óptico; estos AOIDS, que veremos en detalle más adelante, se basan (dado un formato de transmisión como el protocolo IP) en la extracción y posterior lectura de una cabecera, a partir de la cual la carga de datos es direccionada convenientemente; en la figura 1.7 se muestra un breve esquema del funcionamiento de un router. Asimismo, interferómetros tipo Michelson o Sagnac [Dor88] han sido utilizados para aplicaciones en AONs.

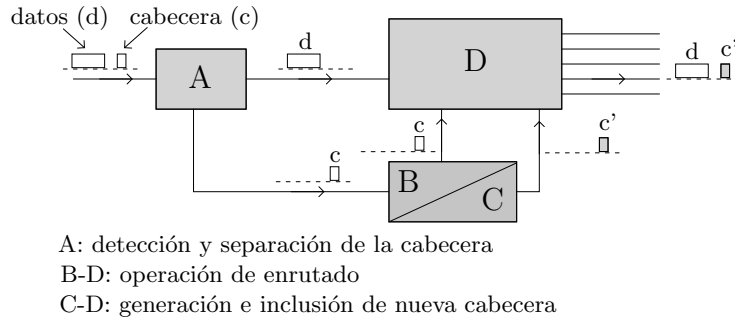


FIGURA 1.7: Esquema operacional simplificado de un router donde los módulos A,B,C y D operan en el dominio óptico.

Otro tipo de dispositivos utilizados para el procesado de señal en el dominio óptico son aquellos basados en el acoplamiento modal direccional no lineal. Dispositivos como el mostrado en la figura 1.8 fundamentan su operación en la dependencia del índice de refracción con la intensidad del campo, la cual, a su vez, modula la constante de propagación de los modos propagantes en un acoplador direccional. Dicha dependencia se traduce en un acoplamiento modal dependiente de la potencia, el cual, en función de las características del acoplador, permite la obtención de curvas tipo amplificador diferencial como la mostrada en la figura 1.8.

Asimismo, AOIDS basados en el acoplamiento direccional modal no lineal, han sido aplicados al multiplexado y demultiplexado ultrarrápido temporal de señal óptica (OTDM) [Kan95, Ste89].

Por otra parte, un tipo de dispositivos de extrema importancia en computación óptica son los dispositivos ópticos biestables. Un dispositivo biestable se caracteriza por el carácter bivaluado o multivaluado (dispositivos multiestables) de la intensidad de salida en función de la intensidad de entrada al dispositivo.

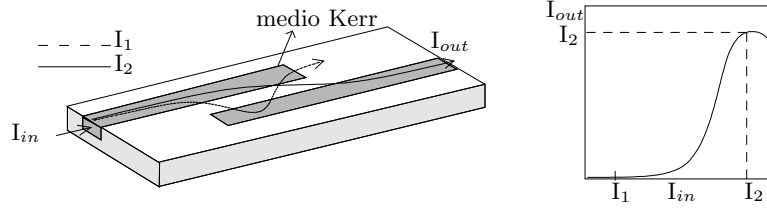


FIGURA 1.8: Acoplador direccional no lineal.

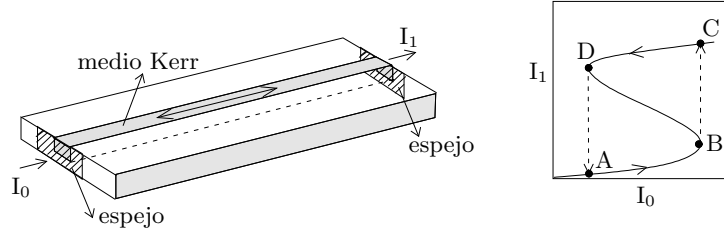


FIGURA 1.9: Resonador Fabry-Perot no lineal integrado para biestabilidad óptica.

En la figura 1.9 se muestra un dispositivo biestable tipo cavidad resonante Fabry-Perot integrada [Vit92]. El diseño de la cavidad se realiza de tal forma que las ondas incidente y reflejada (realimentación) presenten, a baja potencia (régimen lineal), un desajuste de fase. Este desajuste sitúa la cavidad en un régimen no resonante presentando, por tanto, una baja transmisión (punto A en Fig.1.9). A medida que la potencia aumenta se autoinduce una variación del índice en la cavidad por efecto Kerr produciéndose una automodulación y modulación de fase cruzada entre los campos incidente y reflejado, lo que genera un reajuste de las fases y consecuentemente un acercamiento a la condición de resonancia; una vez alcanzada ésta, la intensidad de salida experimenta una transición abrupta al régimen de alta transmisión (punto B a punto C), la cual, dada la condición resonante de la cavidad, intensifica la presencia del haz reflejado (realimentación) aumentando, consecuentemente, la automodificación del índice por efecto Kerr necesaria para la conservación de la condición de resonancia, aún cuando la potencia disminuye (tramo CD). Finalmente, si la potencia de entrada disminuye suficientemente, se produce la transición inversa, es decir, se descompensa la condición resonante y se alcanza de nuevo un régimen de baja transmisión (punto D a punto A). De esta forma, dependiendo de la trayectoria o *historia* que haya seguido la señal de entrada (ciclo de histéresis), el dispositivo biestable presentará un valor

de salida correspondiente a un tramo de baja transmisión (tramo AB) o un valor correspondiente al tramo de alta transmisión (tramo CD).

Este tipo de dispositivos son de gran aplicación en lógica secuencial, es decir, operaciones entre bits que corresponden a una secuencia, y que por tanto, no operan de forma instantánea (ver figura 1.10); por ello, los dispositivos biestables o *flip-flops* aportan un mecanismo de memoria indispensable para computaciones de bits de entrada presentes y pasados.

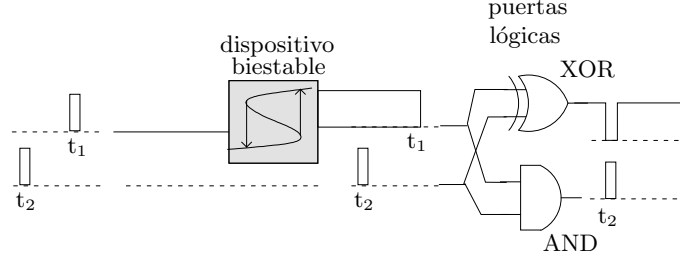


FIGURA 1.10: Ejemplo de computación secuencial donde dos bits no instantáneos ($t_1 < t_2$) se computan *en presente* (t_2) según la operaciones AND y XOR gracias a la *memorización* biestable del bit anterior t_1 mediante un dispositivo biestable.

Asimismo, AOIDs basados en redes integradas [Win79, Ber96], también presentan biestabilidad siendo los principios de la misma análogos a los de las cavidades resonantes Fabry-Perot. Estos y otros dispositivos volverán a ser tratados, en mayor profundidad, en el capítulo 4.

1.3.2.2. AOIDs por modulación no lineal de amplitud

En este apartado trataremos, como en el anterior, de exponer de forma esquemática los fundamentos físicos y algunas estrategias de procesado totalmente óptico, pero en este caso con AOIDs basados en modulación no lineal de la amplitud. Si bien es cierto que formalmente, la modulación no lineal de la fase y de la amplitud del campo óptico son fenómenos interrelacionados, hablaremos de AOIDs basados en automodulación o modulación cruzada de amplitud espacial, cuando la dependencia del índice de refracción con la intensidad del campo óptico es suficientemente elevada como para inducir cambios relevantes en la amplitud del campo y donde los cambios de la fase puedan ser ignorados; así pues, fenómenos como la reducción de la divergencia del campo por difracción, y la autofocalización o autoatrapamiento (solitones espaciales) (ver figura 1.11), serán los efectos a considerar en este tipo de dispositivos, siendo el estudio de los solitones ópticos,

en particular, el que mayor atención ha suscitado en los últimos tiempos, especialmente en aplicaciones de transporte y procesado ultrarrápido de la información.

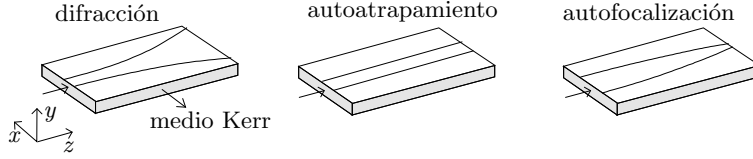


FIGURA 1.11: Modulación no lineal de la amplitud en una guía plana Kerr.

Desde la primera evidencia de su existencia en un canal de agua observada por el ingeniero escocés John Scott Russell en 1834, y su primera descripción matemática rigurosa realizada por Korteweg y DeVries en 1895, los solitones en general y los espaciales en particular, han motivado un gran interés debido al amplísimo elenco de propiedades, fenomenología y aplicaciones que desembocan de su estudio en diversos campos de la física. En el caso óptico, los solitones espaciales son aquellas ondas que mediante la automodificación del índice del medio en el que se propagan, son capaces de autoconfinarse a la manera de los modos de una guía, presentando por tanto una amplitud z -invariante, siendo z la dirección de propagación.

Análogamente a lo que ocurre con la propagación espacial, existen los denominados solitones temporales, los cuales compensan la dispersión o ensanchamiento temporal de los pulsos ópticos bajo propagación no lineal; dicho efecto de compensación de la dispersión abrió paso a uno de los avances más rotundos con respecto a las comunicaciones ópticas puesto que, y como se avanzó previamente, la dispersión temporal conlleva la necesidad de espaciar temporalmente los pulsos luminosos lo suficiente como para evitar su indistinguibilidad por solapamiento, siendo este requisito uno de los mayores obstáculos en el aumento del ancho de banda en las tecnologías actuales de comunicación por fibra óptica.

Volviendo al dominio espacial, la interacción entre solitones espaciales, la cual posee curiosas semejanzas con interacciones mecánicas entre partículas [Ste99], ha motivado el diseño de AOIDs ultrarrápidos capaces de realizar diversas operaciones en el dominio totalmente óptico [Kiv02, Rey92, Bla94]. A modo de ejemplo ilustrativo, en la figura 1.12 se muestra el esquema de propagación e interacción de dos campos autoatrapados propagándose en una guía plana Kerr. En las figuras 1.12-(a) y (b), se muestra la propagación de señales ópticas en régimen de autoatrapamiento (en ausencia de señal en el canal contiguo), donde se observa

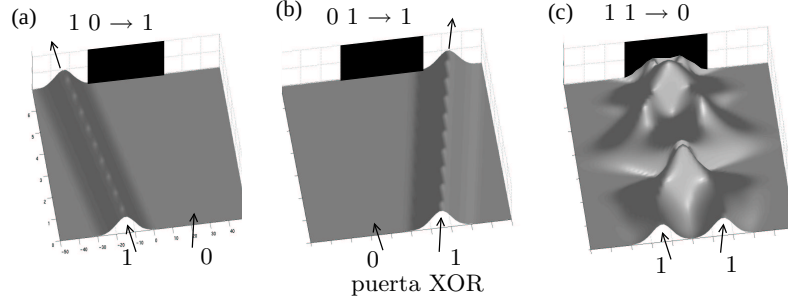


FIGURA 1.12: Puerta lógica XOR basada en la interacción de campos autoatrapados (el cálculo de dichos campos se presentará en detalle en sucesivos capítulos)

la invarianza tanto de la anchura espacial del haz como de su dirección de propagación. Sin embargo, cuando introducimos ambas señales de forma simultánea, el solapamiento de intensidades modifica tanto sus anchuras como sus trayectorias debido al aumento del índice inducido en la región de solapamiento, tal y como se observa en la figura 1.12-(c); esta perturbación mutua, genera una *fuerza* atractiva en medios Kerr positivos la cual permite la implementación de la operación lógica XOR.

Es importante señalar que dentro de la gran fenomenología relativa a la interacción entre campos autoatrapados, se considera tanto en el ejemplo expuesto como en lo sucesivo, sólo interacción incoherente, es decir, debida exclusivamente a solapamiento en la intensidad de los campos interaccionantes [And85], por tanto, obviamos así efectos relativos a la polarización y fases de los campos, los cuales presentan otro tipo de interacciones así como algunas desventajas que veremos más adelante. En este sentido, el problema de la coherencia de la interacción no lineal es una cuestión a destacar, puesto que gran parte de los dispositivos descritos hasta ahora dependen fuertemente tanto de la fase de las ondas incidentes como de su polarización, (lo que es sustancial en dispositivos de segundo orden integrados en cristales birrefringentes); no obstante, la fase o la polarización son propiedades sensibles a múltiples factores externos, con lo que su valor o estado tras una propagación de larga distancia es a menudo incierto, haciendo necesaria una reconfiguración de las mismas a la entrada de aquellos dispositivos cuyo funcionamiento requiera que tanto fase como polarización se encuentren estrictamente bien definidas. Estas y otras cuestiones serán abordadas con más detenimiento a continuación.

1.4. Nuevos AOIDS: Objetivos y fundamentos

Trataremos a continuación de establecer los objetivos y fundamentos que, en el marco de la investigación de AOIDS aplicados a las tecnologías de la computación y comunicaciones ópticas, justifican el presente trabajo.

1.4.1. Objetivos de los AOIDS para redes totalmente ópticas

Tras la descripción realizada en la sección anterior, podemos afirmar que son múltiples y variadas las estrategias de desarrollo de AOIDS orientadas a diversas aplicaciones en el dominio totalmente óptico; no obstante, y como se relató brevemente en la descripción de cada dispositivo, existen factores que restringen la funcionalidad de dichos dispositivos en virtud de los requerimientos específicos establecidos por las tecnologías de la computación y las comunicaciones ópticas. Por tanto, uno de los objetivos primordiales del presente trabajo de investigación será el estudio y diseño de AOIDS (biestables, multiestables, lógicos y de enrutado), los cuales, basados en nuevas estructuras integradas y en nuevas estrategias de funcionamiento, traten de solventar, en mayor o menor medida, algunas de las limitaciones que muestran los dispositivos propuestos en la actualidad.

Para ello, repasaremos brevemente algunos de los requerimientos fundamentales en lo que respecta al diseño de AOIDS para aplicaciones de computación y/o comunicaciones en el dominio totalmente óptico, evaluando en cada caso, las limitaciones que presentan los dispositivos descritos en la sección anterior así como las ventajas y/o soluciones que presentan los dispositivos aquí propuestos.

Insensibilidad a la fase. La necesidad de operar en sistemas de computación y/o comunicaciones ópticas, donde ciertas condiciones para la señal óptica se hallan preestablecidas, requiere a su vez de un cierto grado de estabilidad y robustez óptica de los AOIDS utilizados en entornos donde son susceptibles de ser afectados por diversos factores externos. En consecuencia, una de las tareas a realizar, en lo que al diseño de AOIDS se refiere, es la de tratar de minimizar aquellos efectos que, de forma externa, pudieran perturbar o distorsionar la operación para la cual se diseñan dichos dispositivos. En este punto, cabe indicar que si bien el desarrollo de AOIDS comienza con la implementación de un prototipo en el laboratorio, a nivel de diseño han de considerarse las posibles alteraciones que puedan influir sobre la operatividad del dispositivo; de este modo, los AOIDS basados en modulación no lineal de fase presentan, por su naturaleza interferométrica, una notable sensibilidad frente a perturbaciones térmicas y/o mecánicas, que los convierten en poco robustos para su utilización en entornos reales, donde dichas perturbaciones están, en general, al margen de nuestro control. A modo de ejemplo ilustrativo, recordemos los dispositivos lógicos ilustrados en la figura 1.6. En tales dispositivos, los

brazos del interferómetro se diseñaban de forma que, en régimen lineal, los campos interfieren de forma constructiva; no obstante, la realización de los dispositivos en el laboratorio, presenta la particularidad de incorporar adicionalmente un cristal electroóptico en alguno de los brazos, el cual permite modular de forma externa, vía campo eléctrico, la fase acumulada en dicho brazo del interferómetro [Lat83]; el porqué de dicho elemento adicional es que en los diseños del dispositivo se expone claramente la necesidad de modular externamente el desfase entre los brazos debido a la profunda sensibilidad térmica del dispositivo, ya que factores como la dilatación de los materiales sometidos a elevadas intensidades ópticas, o ligeros cambios en los índices de refracción, introducen fases adicionales indeseables en dispositivos donde la modulación no lineal de la fase de las ondas y el fenómeno interferencial, constituyen los principios fundamentales de funcionamiento.

A este respecto, uno de los objetivos fundamentales del presente trabajo es el diseño de AOIDS insensibles a la fase, de tal forma que la eficiencia se mantenga frente a cambios de parámetros susceptibles de ser modificados por efectos térmicos y/o mecánicos. Para ello, en el presente trabajo se propone un principio de funcionamiento diferente, el cual, mediante la modulación no lineal de amplitud de haces mono, contra y copropagantes (cuyo estudio y resolución se abordará en los capítulos 2 y 3) en combinación con un mecanismo de acoplamiento modal transversal a guías de canal o fibras ópticas monomodo, constituye, todo ello, una estrategia insensible a la fase; de esta forma, es posible la implementación de múltiples tareas en el dominio totalmente óptico de elevada robustez óptica frente a influencias termo-mecánicas o tolerancias en la fabricación de componentes.

Coherencia, incoherencia y redes totalmente ópticas. Como ya se comentó, uno de los avances más relevantes, en lo que al futuro de las redes de comunicaciones totalmente ópticas (AONs) se refiere, es la utilización de solitones como unidad mínima de información. Por esta y otras razones, en los últimos años se han desarrollado múltiples estrategias para el diseño de AOIDS basados en la interacción y manipulación de este tipo de campos no lineales. No obstante, en muchos de los dispositivos presentes en la bibliografía, basados en el procesamiento de solitones espaciales, la interacción entre haces no lineales se considera sujeta a niveles máximos de coherencia, es decir, los campos ópticos han de poseer atributos tales como la polarización, frecuencia y fase en niveles de elevada correlación e invarianza. Esta presunción dista mucho de ser realista cuando de aplicaciones en AONs se trata; así, factores como la despolarización inherente en fibras ópticas monomodo, tiempos de coherencia finitos de las fuentes ópticas, efectos dispersivos de órdenes superiores, o las etapas de amplificación, son, en conjunto con las largas distancias de propagación, una limitación severa a la hora de considerar AOIDS cuyos mecanismos físicos de funcionamiento precisen de una interacción totalmente coherente de haces no lineales. En este sentido, una de las reflexiones que se derivan del

estudio realizado en esta memoria sobre AOIDS y AONs, es la que guarda relación con la naturaleza de los mecanismos físicos utilizados para la consecución de operaciones de elevado nivel funcional, es decir, sistemas como, por ejemplo, los de enrutado totalmente óptico de la información, que realizan diversas operaciones en cada nodo de la red, podrán utilizar AOIDS *coherentes* siempre y cuando el mecanismo físico de funcionamiento no requiera de un conocimiento estricto de los valores de la fase y frecuencia y del estado de polarización de los campos procedentes de la red de fibra óptica. Por otra parte, aquellos dispositivos destinados a procesar directamente la señal modulada, bien sea de forma individual o mediante la interacción con otras ondas, han de tener en cuenta las restricciones de incoherencia anteriormente mencionadas, siendo necesarios mecanismos físicos de funcionamiento donde la máxima coherencia no sea una condición necesaria.

A este respecto, la reflexión anterior ha motivado el diseño de un *router* totalmente óptico, cuyos mecanismos físicos, que se explicitarán de modo introductorio en las siguientes secciones del presente capítulo, consideran una interacción estrictamente incoherente entre campos no lineales de alta y baja intensidad. En conclusión, la influencia de la coherencia mutua en la interacción de haces contra y copropagantes (capítulo 2), constituye un aspecto fundamental a tener en cuenta en el diseño de dispositivos biestables *coherentes* o dispositivos *incoherentes* de enrutado de una señal óptica.

Medios disipativos y pérdidas por acoplamiento modal. Otra de las cuestiones fundamentales en lo referente al estudio y diseño de dispositivos basados en efectos no lineales, donde la potencia del campo óptico es un parámetro fundamental, es el establecimiento de los límites de los mismos en función de las pérdidas, ya sean éstas debidas a la propia absorción óptica del medio de propagación, o bien derivadas de la eficiencia de acoplamiento modal entre diferentes regiones del dispositivo integrado. Respecto de las primeras, cabe destacar que la investigación sobre materiales no lineales eficientes para su utilización como medio de propagación en AOIDS, se encuentra todavía en profundo desarrollo, por ello, nos encontramos todavía en una etapa donde los materiales no lineales capaces de inducir efectos sobre el campo óptico, en niveles de potencia razonables, presentan una absorción no despreciable tanto de carácter lineal como no lineal; por lo tanto, un estudio realista sobre AOIDS, dentro del marco actual de la investigación en materiales no lineales, conlleva la incorporación de efectos disipativos y la evaluación de los límites en lo que a niveles de absorción se refiere. No obstante, esta cuestión a menudo es obviada en la bibliografía consultada por el autor, donde sólo aparecen estudios sobre figuras de mérito relacionadas con la absorción para materiales no lineales en algunos AOIDS basados en la modulación no lineal de fase [Ste89], cuyo funcionamiento específico, no permite extrapolar dichas figuras de mérito a AOIDS basados en modulación no lineal de amplitud.

En consecuencia, otro de los objetivos fundamentales del presente trabajo, ha sido la evaluación de los efectos disipativos en dispositivos cuyo principio físico de funcionamiento se basa en la modulación no lineal de amplitud de campos mono, contra y copropagantes y su influencia sobre el acoplamiento transversal. Por tanto, en el capítulo 3 se desarrollará un método de cálculo variacional no conservativo, que permite la obtención de soluciones al problema de propagación no lineal en guías integradas bajo efectos disipativos/amplificativos tanto lineales como no lineales. Dichos resultados han servido para evaluar los límites disipativos en dispositivos biestables, obteniéndose, por primera vez y hasta donde conoce el autor, la dependencia explícita del ancho del ciclo de histéresis con la absorción, tanto lineal como no lineal, en dispositivos biestables no basados en modulación no lineal de fase.

Por otra parte, se ha realizado un estudio exhaustivo sobre diferentes alternativas de fabricación de los AOIDS propuestos; en este sentido, cuestiones como la ubicación del material no lineal, la naturaleza del perfil de índice de la guía (salto de índice o índice gradual) o el carácter monolítico o modular del dispositivo integrado, han sido evaluados en función de los niveles de potencia requeridos para el campo óptico así como de las pérdidas por acoplamiento modal transversal entre los diferentes elementos ópticos del dispositivo integrado.

Conectividad y compatibilidad. Dos de las tareas fundamentales en el estudio y diseño de AOIDS para aplicaciones específicas en el campo de la computación y comunicaciones ópticas son, por una parte, garantizar la conectividad necesaria de dichos dispositivos en redes convencionales de fibra óptica y por otra parte, compatibilizar el funcionamiento de tales AOIDS con las características de la señal óptica que se pretende procesar. Respecto de la primera tarea, se observa como a menudo dispositivos biestables basados en la modulación no lineal de fase, tales como resonadores [Vit92] y redes DFB [Ber96], obvian el comportamiento de la amplitud a lo largo de la propagación; no obstante, a pesar de que el comportamiento biestable se consigue en virtud de la automodulación y modulación cruzada de la constante de propagación con la intensidad, los efectos sobre la amplitud, aunque leves, pueden generar efectos de acoplamiento entre los modos de la guía (tanto en guías planas como en guías de canal), que dificultan o restringen notablemente el acoplamiento posterior de la señal a fibras ópticas. En esta misma línea, algunos dispositivos basados en efectos transversales en solitones espaciales 1D+1 [Gar97], no explicitan la propagación tridimensional de la amplitud del campo, obviando su compatibilidad con sistemas de canalización por fibra óptica. Otra de las cuestiones a tener en cuenta a la hora de diseñar AOIDS para computación óptica, es la compatibilidad de los mismos con los requerimientos básicos de la computación en general; así pues, factores esenciales como la posibilidad de ani-

damiento, completitud lógica, paralelismo o *fan-in/fan-out* ^{||} requieren, además de la conectividad anteriormente citada, de una estricta compatibilidad entre las señales de entrada y salida. A modo de ejemplo, es preciso destacar como en dispositivos lógicos basados en modulación cruzada de fase, como los mostrados en la figura 1.6, la señal de salida, resultado de la operación lógica realizada, se obtiene a partir de la señal de referencia utilizada para la inducción de la fase no lineal cruzada, la cual es de mayor intensidad que las señales a computar (A y B en Fig. 1.6); en consecuencia, la incompatibilidad, en este caso entre potencia de las señales, hace que estos dispositivos sean difícilmente anidables a dispositivos lógicos análogos, lo que resulta imprescindible para la realización de operaciones de mayor complejidad computacional.

Por todo lo anteriormente mencionado, otro de los objetivos primordiales de la presente memoria, ha sido el diseño de AOIDS donde la entrada y salida de la señal óptica a procesar se realice mediante fibras ópticas convencionales. Para ello, partiendo de un estudio y análisis del campo óptico en todas sus dimensiones (capítulos 2 y 3), se ha hecho hincapié en el estudio de conectividad por acoplamiento modal transversal a fibras ópticas monomodo mediante elementos focalizadores integrados (como multilentes integradas), realizándose, asimismo, un notable esfuerzo de diseño respecto a la compatibilidad de los dispositivos propuestos, con las dimensiones y características generales de las fibras ópticas (capítulos 4 y 5). Finalmente, los AOIDS basados en estructuras integradas 1D+1 y propuestos en esta memoria, además de carecer de análogo en estructuras 2D+1 tal y como se constatará más adelante, garantizan el paralelismo necesario en computación óptica, hecho que contrarresta el interés de diseños de AOIDS basados, por ejemplo, en solitones temporales, cuya naturaleza, aun siendo de carácter integrado, exige el duplicado del *hardware* para operaciones en paralelo.

En virtud del contexto descrito anteriormente, en cuanto a diseño y desarrollo de AOIDS y su compatibilidad con redes totalmente ópticas, es conveniente introducir en las secciones siguientes las contribuciones que, dentro de dicho contexto, constituyen los principios de operación de los AOIDS aquí propuestos. Por una parte, en la sección 1.4.2 se describirán los fundamentos de un nuevo tipo de guías planas, a las que denotaremos como guías monomodo CKG (Coeficiente Kerr Gradual), cuyas propiedades refractivas, tanto lineales como no lineales, permiten la consecución de una serie de regímenes específicos de propagación, dependientes de la intensidad óptica. El estudio de estos regímenes se realizará mediante un nuevo método de cálculo de la propagación no lineal, a saber, un método variacional disipativo. Dicho estudio constata la versatilidad de los distintos regímenes

^{||}Capacidad para dirigir la salida a varios dispositivos y capacidad para recibir multiples entradas desde varios dispositivos.

de propagación para el diseño de la mayoría de los AOIDs propuestos en esta memoria y basados en la modulación no lineal de amplitud. Dicha modulación, que será objeto de un estudio pormenorizado en los capítulos 2 y 3, aporta un mecanismo robusto y eficaz para el procesado totalmente óptico de la información dentro de los objetivos descritos anteriormente. Por otra parte, en la última sección del presente capítulo, se describirán los dispositivos originales propuestos en este trabajo los cuales, mediante la mencionada modulación no lineal de amplitud y su influencia sobre el acoplamiento modal transversal a fibras monomodo asistido por multilentes integradas, consiguen operar como AOIDs biestables, lógicos y de enrutado, insensibles a la fase e interconectables mediante fibras ópticas. Esta última contribución será explicitada en detalle en los capítulos 4 y 5 donde se incorporarán de forma íntegra y literal los artículos científicos relacionados con el presente trabajo de investigación.

1.4.2. Guías de coeficiente Kerr gradual (CKG) y propagación óptica

Los dispositivos que en esta memoria se presentan se fundamentan en la propagación no lineal en guías planas monomodo, las cuales, se caracterizan por poseer una discontinuidad núcleo-sustrato con un perfil inhomogéneo y por presentar una distribución del material no lineal específica, correspondiendo ésta, o bien a un perfil núcleo lineal-sustrato no lineal o bien a un perfil núcleo no lineal/sustrato lineal. Dicha distribución se muestra esquemáticamente en la figura 1.13, donde la dirección y corresponde a la dirección de confinamiento modal, y la dirección x es la dirección en la que la envolvente de campo presenta la modulación no lineal de amplitud (propagación efectiva en 1D+1).

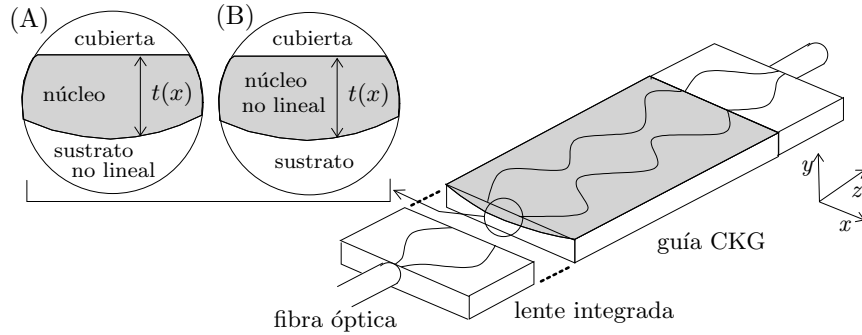


FIGURA 1.13: Ejemplo esquemático de una guía plana monomodo de coeficiente Kerr gradual, mostrándose las oscilaciones (dependientes de la intensidad) en la anchura del campo óptico en la dirección x .

Cuando hablamos de propagación 1D+1 se supone que los efectos no lineales se consideran en una dirección (en nuestro caso según la dirección x), considerando por tanto, la aproximación de amplitud modal invariante frente a los efectos no lineales, en la bibliografía esta aproximación suele denominarse suposición de no linealidad débil (*Weakly nonlinear assumption*). En consecuencia, dicha aproximación requiere de unas condiciones particulares de propagación, según las cuales las dimensiones del campo óptico justifican la ausencia de efectos no lineales en la amplitud modal; es por ello que la incorporación de elementos focalizadores integrados, tanto expansores como colectores, destinados a la asimetrización en las dimensiones del campo (ver figura 1.13), constituye una parte fundamental del modelo de propagación propuesto.

Por otra parte, la distribución x -dependiente del material no lineal debida al espesor variable del núcleo de la guía, tanto si éste es no lineal como si lo es el sustrato, dota a este tipo de guías de una distribución gradual (efectiva) del coeficiente Kerr y cuyo efecto sobre el campo óptico será fundamental para el diseño de los dispositivos que se presentan**. Dicho efecto, por su relevancia, caracteriza a las nuevas guías propuestas a las que denominaremos como guías de Coeficiente Kerr Gradual (CKG). La deducción de dicho coeficiente, y su dependencia con la coordenada transversal x , será una de las contribuciones principales de la presente memoria, donde el cálculo explícito de la amplitud modal será fundamental en la deducción del CKG a partir de los parámetros de diseño de la guía. Así pues, partiendo del campo óptico 3D se deducirán las ecuaciones de propagación 1D+1 no lineales en guías CKG, cuyos parámetros serán obtenidos a partir de los parámetros de diseño de la guía, es decir, índices de refracción de los materiales, coeficientes de absorción lineal y no lineal, y geometría de la discontinuidad núcleo-sustrato; este es un hecho a destacar, puesto que a menudo, las ecuaciones de propagación 1D+1 excluyen del estudio el comportamiento modal obviándose factores esenciales en las AONs tales como la conectividad o anidamiento.

Finalmente, es preciso reseñar que estructuras planas como multilentes integradas no lineales, o estructuras bidimensionales (guías de canal, lentes de fibra óptica, etc.), aún presentando una distribución gradual de índice y operando en régimen no lineal, no presentan una distribución gradual de los efectos no lineales, esto es un coeficiente (efectivo) Kerr gradual.

En el segundo capítulo del presente trabajo, se obtendrán las ecuaciones paraxiales de propagación, contra y copropagación de haces Gaussianos en las estructuras mencionadas, y cuyas propiedades, presentan una gran versatilidad en

**Debe puntualizarse que los conceptos de sustrato y cubierta son en general intercambiables; por tanto, si bien en lo sucesivo se hablará de discontinuidades núcleo-sustrato inhomogéneas, las propiedades refractivas de este tipo de guías serían totalmente análogas a aquellas donde las características del sustrato fuesen debidamente aplicadas a la cubierta.

lo que respecta al diseño de dispositivos por modulación no lineal de amplitud. El cálculo de dicha propagación se basa en la aproximación variacional Lagrangiana, la cual permite la obtención de la evolución del campo óptico en función de la potencia y la distancia de propagación. En este sentido, la deducción y resolución de las ecuaciones de propagación de haces Gaussianos, bajo interacción contra y copropagante tanto coherente como incoherente, en guías CKG y bajo efectos disipativos tanto lineales como no lineales, constituye (como se expondrá a lo largo de los capítulos 2 y 3) otra de las contribuciones del presente trabajo.

Es preciso destacar que el estudio va mucho más allá de la propagación e interacción de campos autoatrapados (solitones espaciales), los cuales evolucionan bajo un único y estricto valor de potencia; de este modo, el estudio de dispositivos ópticos biestables basados en la interacción de campos contrapropagantes hace indispensable un estudio de la evolución global del campo en función de la potencia del mismo, haciendo, por tanto, enormemente costoso el cálculo de biestabilidad mediante una resolución numérica de las ecuaciones no lineales diferenciales acopladas. Consecuentemente, el método variacional se convierte en un método de gran potencia para la simulación del funcionamiento de dispositivos basados en modulación no lineal de amplitud, aportando una óptima relación precisión-velocidad de cálculo; por estas y otras razones, el método variacional, desde su primera aplicación óptica desarrollada por Witham [Wit74], ha sido ampliamente utilizado para el estudio de solitones espaciales y temporales [And01], acopladores direccionales no lineales [Cap94], etc.

Por otra parte, la simulación del funcionamiento de dispositivos ópticos no lineales en un escenario realista, hace necesaria la incorporación de efectos disipativos, tal y como se puntualizó en la sección anterior. En este sentido, se ha desarrollado un cálculo variacional generalizado y que denominaremos método variacional disipativo, el cual, combinando la aproximación variacional para la evolución de los parámetros refractivos, i.e. anchura, curvatura y desplazamiento del haz, con las ecuaciones disipativas que determinan la evolución de la intensidad del campo, aporta de una forma simple y computacionalmente rápida, resultados para la mono, contra y copropagación en medios disipativos/amplificativos; dichos resultados serán finalmente utilizados para la simulación del funcionamiento realista de dispositivos biestables, lógicos y de enrutado en guías CKG bajo efectos disipativos/amplificativos. En definitiva, la obtención y análisis de los resultados de la propagación de haces Gaussianos, donde se observan de forma conjunta efectos debidos al carácter CKG de las guías, a la disipación/amplificación tanto lineal como lineal y a la interacción entre ondas contra y copropagantes, constituyen otra de las contribuciones del presente trabajo.

1.4.3. AOIDs para biestabilidad, lógica y enrutado por acoplamiento modal transversal (AMT)

La propagación en estructuras integradas CKG, como hemos comentado, conforma el pilar básico de los dispositivos que se han investigado en esta memoria. La combinación de los efectos de automodulación y modulación cruzada no lineal de amplitud en conexión con los efectos refractivos sobre el campo, inducidos por la gradualidad del índice tanto lineal como no lineal (CKG), proporcionan las características de propagación idóneas para el diseño de AOIDs biestables y multiestables, puertas lógicas, o dispositivos de autoenrutado, basados en diseños de modulación de intensidad mediante el denominado Acoplamiento Modal Transversal (AMT). El AMT entre estructuras guías monomodo, i.e. el filtrado de la intensidad de un campo óptico cuando se acopla de una estructura guía monomodo a otra estructura guía monomodo con amplitud modal diferente (por ejemplo una fibra óptica o una guía de canal), constituye un mecanismo insensible a la fase global del campo, capaz de modular la intensidad de forma no lineal y totalmente óptica. En la figura 1.14 se recoge un esquema del mecanismo de modulación de intensidad mediante el AMT, donde la envolvente del campo sujeta a la modulación no lineal de amplitud (según la dirección x), se acopla transversalmente a una fibra óptica monomodo. En dicha figura, se muestra tanto el AMT ineficiente para un campo difractivo de baja intensidad I_1 como el AMT óptimo para un campo autoatrapado de elevada intensidad I_2 .

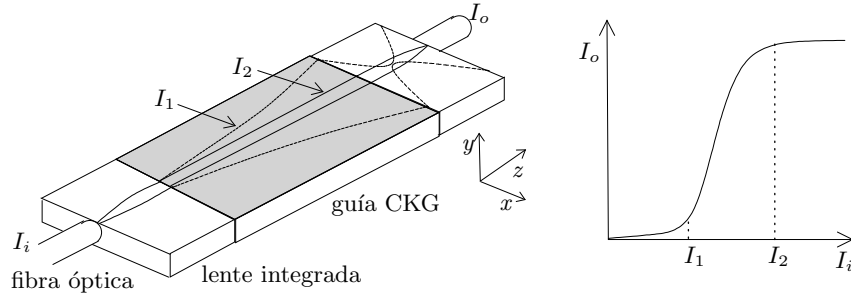


FIGURA 1.14: Representación esquemática del mecanismo de acoplamiento modal transversal según el eje x entre una guía plana no lineal y una fibra óptica monomodo.

Así pues, basándonos en la estrategia de combinar la modulación no lineal de amplitud en guías CKG con el mecanismo de AMT, se han diseñado dispositivos integrados para lógica, biestabilidad y enrutado totalmente ópticos, los cuales, por su sencillez, insensibilidad a la fase, conectividad y versatilidad se convierten

en candidatos para su incorporación en redes de computación y comunicaciones totalmente ópticas.

A continuación, introduciremos brevemente los fundamentos de diseño de los dispositivos mencionados. Es preciso subrayar que no se profundizará en su funcionamiento y diseño pormenorizado, dado que éste se explicitará en capítulos posteriores; por tanto, simplemente describiremos los aspectos y características fundamentales que nos permitan situarlos en el contexto científico-tecnológico previamente descrito.

1.4.3.1. Puertas lógicas

El diseño de puertas lógicas insensibles a frecuencia y fase se fundamenta en la propagación de haces Gaussianos en estructuras como la mostrada en la figura 1.13, así como en la comentada modulación de potencia por AMT a una fibra óptica. En la figura 1.15 se muestra el esquema de una puerta XOR integrada donde se explicitan los regímenes de propagación que generan la respuesta lógica correspondiente; como se observa, el acoplamiento modal transversal se asiste con lentes integradas (refractivas, difractivas, GRIN, etc), cuyas propiedades refractivas, en combinación con las propiedades refractivas de la propagación no lineal en una guía CKG con núcleo no lineal, modulan la amplitud del campo en función de la intensidad del mismo. De esta forma, y tras el AMT con el modo de la fibra de salida, se obtienen los valores lógicos correspondientes a una puerta XOR, donde el diseño específico de los componentes ópticos del AOID se realiza de forma que los valores de potencia, correspondientes al valor binario tanto a la entrada como a la salida del dispositivo, sean compatibles. Basándose en esta misma estrate-

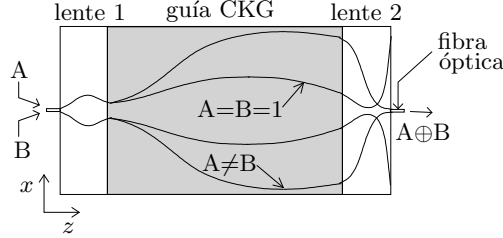


FIGURA 1.15: Puertas lógicas en guías CKG por AMT asistido por elementos refractivos integrados. Ilustración de la operación XOR.

gia, se han diseñado dispositivos completamente análogos al mostrado en la figura 1.15, en los que se implementan las funciones lógicas AND y OR, consiguiéndose así, la completitud lógica necesaria sin necesidad de anidamiento de múltiples dispositivos.

En definitiva, y como se verá más adelante, es el cálculo de la propagación de luz en estructuras CKG, el mecanismo de filtrado de amplitud insensible a la fase y frecuencia como el AMT y el diseño óptimo de un sistema refractivo de acoplamiento fibra-guía CKG, los que permiten la consecución de un sistema de lógica completo mediante dispositivos sencillos, ultrarrápidos, insensibles a fase y frecuencia y estables (robustos) frente a perturbaciones en los parámetros característicos de diseño.

1.4.3.2. Biestabilidad óptica

Como ya hemos comentado, los dispositivos ópticos biestables desempeñan un papel fundamental en la implementación de arquitecturas lógicas secuenciales. El diseño de este tipo de AOIDS con los requerimientos propios de las redes totalmente ópticas, ha motivado gran parte de los esfuerzos plasmados en esta memoria, donde se han diseñado dispositivos biestables y multiestables por AMT y basados en la contrapropagación de haces Gaussianos en guías planas no lineales. El estudio variacional de dicha contrapropagación tanto en guías planas homogéneas ($t(x) = cte$ en fig.1.13) como inhomogéneas ($t(x) \neq cte$), ha sido utilizado como fundamento físico para la consecución de biestabilidad óptica mediante la interacción no lineal de haces contrapropagantes. Los esquemas de contrapropagación bajo los cuales se manifiesta el fenómeno de biestabilidad óptica por AMT se muestran en la figura 1.16. Como vemos, el dispositivo es análogo al utilizado para la

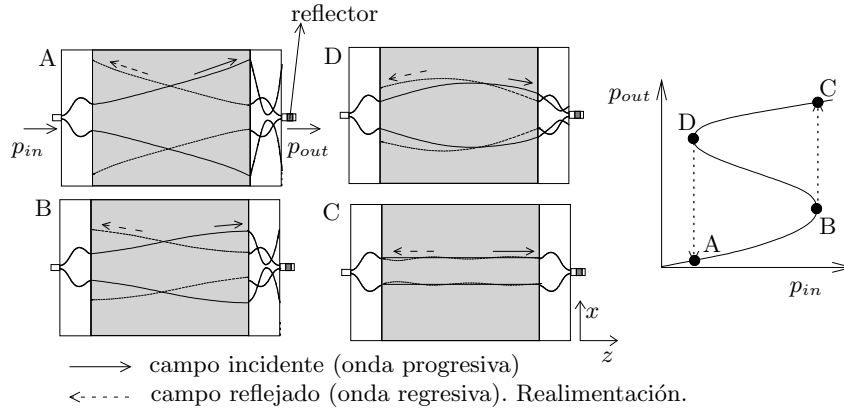


FIGURA 1.16: Esquemas de propagación y gráfico de biestabilidad por contrapropagación no lineal en guías planas y AMT.

implementación de las puertas lógicas anteriormente descritas, incorporándose, en

este caso, un elemento reflectivo que genera la presencia de una onda regresiva y por tanto la contrapropagación de luz. Así pues, cuando la potencia incidente (onda progresiva) toma valores muy por debajo de los valores donde el efecto no lineal es significativo, ésta se propaga en régimen lineal y en consecuencia bajo un régimen difractivo; de esta forma, el acoplamiento en la fibra de salida es deficiente y la onda reflejada apenas tiene presencia (punto A); a medida que la intensidad incidente aumenta, el campo tiende a autoconfinarse elevando la eficiencia del acoplamiento y a su vez la potencia reflejada (punto B); en este estado, los campos incidente y reflejado presentan una notable interacción no lineal mutua, la cual depende de la sección de solapamiento entre ambas ondas; es en este punto donde introducimos el concepto de realimentación óptica, básico en el fenómeno de biestabilidad y según el cual, la intensidad del campo reflejado depende de la propagación del campo incidente a través de la eficiencia de acoplamiento, de éste último, a la fibra de salida; por tanto, cuando la realimentación es suficientemente intensa, se produce la conmutación a un régimen de alta transmisión donde una pequeña variación en la intensidad del campo de entrada provoca la transición a un estado de contrapropagación autoconfinada, y donde el AMT es óptimo (punto C); la fuerte realimentación adquirida en estas circunstancias, o lo que es lo mismo, la notable modificación del índice inducida por el campo reflejado, permite que se mantenga un fuerte confinamiento del campo incidente aún cuando la intensidad de éste disminuye, obteniéndose así un ciclo de histéresis que se prolonga hasta un valor de intensidad crítico (punto D), a partir del cual el campo se conmuta hacia el régimen de baja transmisión.

El diseño y análisis de dispositivos integrados biestables serán amplia y profundamente abordados en el transcurso de esta memoria. En este sentido, se ha desarrollado el diseño de dispositivos biestables con realimentación externa, en los que la potencia de realimentación no depende de la potencia incidente, incorporándose así un grado de libertad más en el fenómeno biestable y dotando así a los dispositivos de una mayor versatilidad al eliminar la limitación intrínseca que supone la realimentación obtenida exclusivamente por onda reflejada; de esta forma se incorpora la posibilidad de controlar el ciclo de histéresis, de manera dinámica, mediante el valor de la intensidad de realimentación externa (transistor óptico), de forma similar a como opera un transistor en el dominio electrónico.

Finalmente, se incorpora en este estudio y por primera vez hasta donde conoce el autor, el estudio de la biestabilidad óptica por modulación no lineal de amplitud bajo la presencia de efectos disipativos. Como consecuencia de dicho estudio, se mostrarán las limitaciones que sobre ella ejercen los fenómenos de absorción tanto lineal como no lineal, consustanciales a la simulación realista de dispositivos basados en materiales de tercer orden. Estas y otras cuestiones serán tratadas en profundidad en la introducción al capítulo 4.

1.4.3.3. Multiestabilidad y sensores

Basándonos en la estrategia introducida anteriormente, la incorporación de una guía monomodo CKG en la configuración integrada de la figura 1.16, permite la obtención de múltiples ciclos de histéresis dando lugar así a fenómenos de multiestabilidad. Además del estudio y análisis de la multiestabilidad por AMT y su determinante relación con el índice efectivo gradual y el CKG, se propone además en esta memoria, un nuevo procedimiento de procesamiento de una señal sensora orientado hacia el campo de la denominada sensorización inteligente en el dominio totalmente óptico (*All-optical smart sensing*) [Mar00a], y que pasamos a describir brevemente.

Los sistemas de fibra óptica han sido utilizados de forma generalizada para la medida, control y/o detección de múltiples y diversas magnitudes físicas y/o químicas. Técnicas como la interferometría, la microtorsión, el acoplamiento modal evanescente o la amplificación Raman, se han utilizado, en combinación con las ventajas inherentes a la propagación en fibra óptica (robustez, inmunidad electromagnética, ancho de banda, bajo coste etc.), para el diseño de sensores ópticos. Por otra parte, factores como la conectividad y sensibilidad de dichos sensores y su capacidad para operar sobre largas distancias, convierten este tipo de sensores en firmes candidatos para su utilización en estructuras inteligentes y domótica. Por tanto, el diseño de un dispositivo multiestable, compatible con redes de fibra óptica y acoplado a un sensor óptico, proporcionaría un mecanismo de sensorización/actuación basado en las transiciones abruptas de la señal óptica propias de un comportamiento multiestable. De este modo, se consigue simplificar sobremedida el proceso de control sobre el sistema mediante la eliminación de etapas de procesamiento, como son las conversiones analógico-digitales o el filtrado de datos, las cuales, implementadas en el dominio electrónico, pueden suponer una desventaja en operaciones de detección y actuación ultrarrápidas.

En la figura 1.17 se ilustra de forma simplificada el procedimiento propuesto, donde un sistema sometido a la acción de una determinada magnitud S , es controlado por dos actuadores que responden con arreglo a las variaciones de la misma. Por tanto, la salida analógica de un sensor óptico, es *digitalizada* por un AOID multiestable, el cual, en virtud de los valores límite asignados a la magnitud S , esto es, A, B, C y D, genera una salida abrupta capaz de activar de forma totalmente óptica, la operación de tantos actuadores como ciclos de histéresis posea el AOID multiestable. Finalmente, conviene destacar que el sistema propuesto es fácilmente implementable en configuraciones *all-optical* donde, por ejemplo, ambos actuadores sean fuentes luminosas, lo cual suele ser habitual en aplicaciones donde se requiere de inmunidad electromagnética.

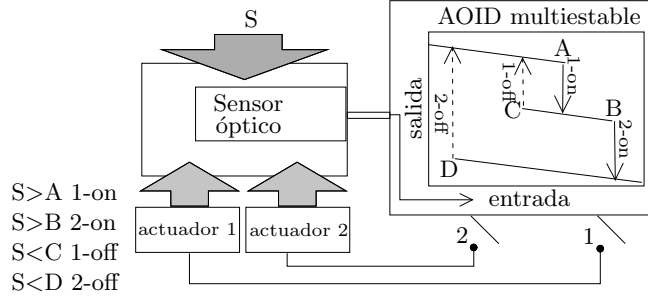


FIGURA 1.17: Control y actuación sobre una magnitud S mediante un sensor óptico y un AOID multiestable.

1.4.3.4. Autoenrutado

Como se comentó anteriormente, el desarrollo de dispositivos de procesamiento, conmutado y enrutado de la información forma parte de los objetivos primordiales en el desarrollo de las comunicaciones ópticas modernas. Como también se adelantó, las redes de comunicaciones, tales como las basadas en el protocolo IP, basan su enrutado en la identificación y posterior procesamiento de una cabecera, la cual contiene la información sobre el origen, destino y ruta que han de tomar los datos. Es importante reseñar la diferencia existente entre el proceso de enrutado y multiplexado tanto en tiempo como en longitud de onda, ya que si bien el segundo consiste en un mecanismo de diferenciación de canales cromáticos para optimizar la capacidad de transmisión de las fibras ópticas, no contiene, en sí mismo, ninguna información sobre la ruta que han de tomar los datos de dicho canal; por tanto, los procesos de multiplexado y demultiplexado serán siempre posteriores y anteriores respectivamente, al proceso de enrutado de datos llevado a cabo en los nodos de las redes de comunicaciones ópticas.

En esta memoria, se ha tratado de sentar las bases de un dispositivo de autoenrutado totalmente óptico partiendo de una nueva estrategia de identificación y reconocimiento de la cabecera. El mecanismo físico de operación se basa en el denominado efecto *swing* (oscilación) no lineal en guías CKG. En dicho tipo de guías (figura 1.13) un campo con desplazamiento inicial respecto al plano de simetría de la curva que describe el espesor del sustrato (curva $t(x)$ en Fig.1.13), experimenta una oscilación en su trayectoria que depende de la intensidad del mismo. Esta dependencia se fundamenta en la existencia del denominado CKG, cuya gradualidad efectiva (dependiente de la ubicación del material no lineal, la curvatura de $t(x)$ y la amplitud modal) dota al efecto *swing* de un período de oscilación variable con la potencia óptica.

Para ilustrar tal efecto, en la figura 1.18-(a) se muestra un esquema del AOID correspondiente a la primera etapa de enrutado, esto es, la separación de datos y cabecera. En dicho dispositivo, el diseño específico de los parámetros de la guía permite el acoplamiento a sendas fibras ópticas de salida de los bits correspondientes a datos y cabecera en función de la intensidad de los mismos; asimismo, en las figuras 1.18-(b) y (c), respectivamente, se muestra la propagación del campo para cada uno de los regímenes de propagación: régimen de baja intensidad para los bits de datos y en régimen de pseudo-autoatrapamiento (alta intensidad) ^{††} para la cabecera.

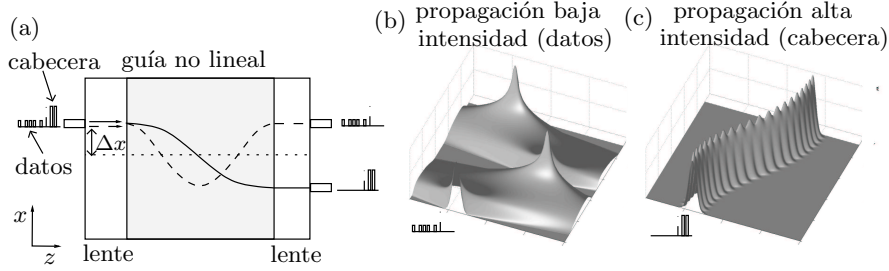


FIGURA 1.18: Efecto *swing* dependiente de la intensidad en guías CKG para la separación de datos y cabecera (primera etapa de enrutado).

Por lo tanto, la primera tarea hacia el proceso completo de enrutado totalmente óptico, ha sido el diseño de un AOID capaz de separar, de forma totalmente óptica y estrictamente compatible con fibras ópticas, los datos y la cabecera de un paquete de información transmitido en el dominio óptico; este es un aspecto a destacar ya que el diseño respeta por completo las dimensiones de las fibras ópticas convencionales, así como las eficiencias de acoplamiento (hecho que a menudo se soslaya en la bibliografía consultada), haciéndolo totalmente compatible con las redes de comunicación actuales. Asimismo, el dispositivo presenta una buena tolerancia frente a perturbaciones de diseño, lo que le confiere una gran robustez frente a dispositivos interferométricos o acopladores direccionales. Esta nueva estrategia, donde los efectos de propagación en guías planas CKG constituyen el principio fundamental de funcionamiento, supone el primer paso hacia un enrutado de señal insensible a la frecuencia, y bajo el cual, los canales sometidos al multiplexado en longitud de onda pueden ser enrutados mediante un mismo dispositivo independientemente de la frecuencia del canal correspondiente; en este sentido, dispositivos de conmutación o biestables sensibles a la frecuencia tendrían que ser diseñados

^{††}Más adelante se explicitará este concepto, que concierne a un régimen de propagación con pequeñas oscilaciones respecto a la solución autoatrapada estricta (solitón espacial).

específicamente para procesar el enrutado de cada canal multiplexado en longitud de onda.

De esta forma, la interconexión por fibra óptica del dispositivo anteriormente descrito a un AOID biestable por AMT y éste a su vez, a un AOID basado en la interacción incoherente de haces no lineales copropagantes en guías CKG, concluirán el diseño de un router totalmente óptico capaz de dirigir un tren de datos a un canal u otro, en función del valor binario de los bits de cabecera. A modo introductorio, en la figura 1.19 se muestra un esquema de la operación de enrutado para una cabecera de un solo bit, el cual mediante una disposición secuencial junto con la amplificación diferencial sincronizada de los bits correspondientes a la cabecera, permite la operación de enrutado a N -canales de salida, manteniendo una modulación idéntica de datos y cabecera.

La operación de enrutado se ilustra en la figura 1.19, y como ya hemos adelantado, el sistema está compuesto de tres sub-módulos los cuales hemos denotado como HE-D (*Header Extraction Device*), OB-D (*Optical Bistable device*) y DR-D (*Data Routing Device*)^{‡‡}. La cabecera se compone de un único bit de elevada

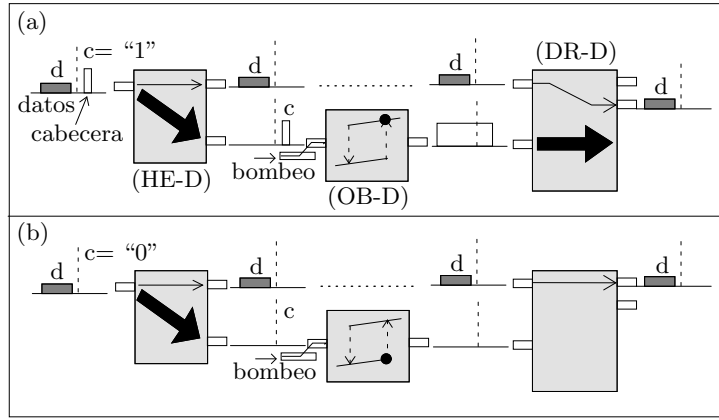


FIGURA 1.19: Representación esquemática del proceso de enrutado totalmente óptico de un tren de datos mediante la lectura e interpretación de una cabecera de bit único.

intensidad, cuyo valor binario (1=presencia de luz, 0=ausencia de luz) *enruta* el tren de datos a un canal de salida u otro. Así pues, en presencia de bit de cabecera (fig. 1.19-(a)), éste se separa del tren de datos mediante el HE-D (mostrado en la figura 1.18); tras la separación, el bit de cabecera dispara un dispositivo biestable

^{‡‡}Utilizamos los acrónimos en lengua inglesa por consistencia con el trabajo correspondiente al diseño del dispositivo presentado en la sección P7 del capítulo 5.

OB-D, asistido por una señal de bombeo, la cual estará sincronizada con la duración de cada paquete de datos. Disparado el OB-D, éste mantendrá una señal de alta intensidad (bombeo), la cual se incorpora al DR-D en combinación con los datos procedentes del HE-D. EL DR-D se diseña de tal forma que la interacción incoherente del haz óptico correspondiente a los datos (baja intensidad) y el haz de alta intensidad procedente del OB-D, interaccionen de forma no lineal. Dicha interacción provoca una deflexión atractiva sobre los datos, la cual, mediante un diseño específico del dispositivo, permite el acoplamiento a la fibra de salida correspondiente. Por otra parte (fig. 1.19-(b)), cuando la cabecera presenta un bit nulo, el dispositivo biestable no cambia su transmisión, generando una salida despreciable frente a efectos no lineales, por tanto, la onda de bombeo será de baja intensidad, y no provocará cambios en la trayectoria del haz de datos en el DR-D, acoplándose éstos a una fibra co-lineal con la de entrada y, en consecuencia, diferente de la correspondiente a la de salida con cabecera no nula.

oOo

CAPÍTULO 2

Propagación no lineal en guías monomodo CKG

En el presente capítulo se obtendrán las ecuaciones que gobiernan la propagación de haces luminosos en guías planas monomodo de índice efectivo gradual y CKG incluyéndose efectos disipativos/amplificativos tanto lineales como no lineales. Partiendo de una descripción general del formalismo matemático de la óptica no lineal, se obtendrán las contribuciones no lineales a la polarización eléctrica del medio (sección 2.1), incorporándose éstas a la ecuación general de ondas (sección 2.2). Posteriormente, en la sección 2.3 se particularizará la propagación no lineal para el caso de estructuras guías planas con discontinuidades núcleo-sustrato curvas. Bajo la aproximación modal perturbativa, y tras un promedio espacial, se hallará la ecuación de propagación no lineal 1D+1, obteniéndose los parámetros que caracterizan tanto la acción del índice efectivo gradual (inducido por la curvatura de la discontinuidad), como la acción del CKG (inducido por dicha curvatura y la localización específica del material no lineal en la guía plana). En la sección 2.4, se introducirán en el estudio las propiedades disipativas/amplificativas, incorporándose, a las ecuaciones de propagación, aquellos términos correspondientes a la absorción de un fotón (absorción lineal) y a la absorción de dos fotones (absorción no lineal). Finalmente, en la sección 2.5, se extenderá el estudio a la propagación de múltiples haces, obteniéndose finalmente las ecuaciones de ondas acopladas que gobiernan la evolución e interacción de campos ópticos co- y contrapropagantes.

2.1. Introducción a la teoría y formalismo de la óptica no lineal

En el capítulo anterior se mencionaron algunos de los fenómenos ópticos no lineales más relevantes, haciendo hincapié en aquellos, que por su naturaleza, conforman el pilar en el que se sustenta el estudio de los dispositivos integrados totalmente ópticos descritos en esta memoria. Como ya se introdujo anteriormente, el mecanismo físico que da lugar a dicha fenomenología es la inducción, por parte de un campo óptico incidente, de un momento dipolar eléctrico que, a su vez, podrá actuar como nueva fuente de reemisión de nuevas ondas y cuya interacción con la onda incidente, dan lugar a los fenómenos no lineales descritos anteriormente. Por tanto, la polarización eléctrica de un medio vendrá descrita por la suma de los momentos dipolares eléctricos inducidos por la onda incidente, esto es,

$$\vec{\mathcal{P}}(t) = \sum_{i=1}^N \vec{p}_i(t), \quad (2.1)$$

donde N es el número de átomos o moléculas por unidad de volumen y $\vec{p}_i(t)$ es el momento dipolar inducido. De este modo, la respuesta de un medio ante la radiación incidente dependerá tanto del momento dipolar inducido en cada átomo o molécula de forma individual (polarización microscópica), como del promedio estadístico de dichas contribuciones sobre una gran número de individualidades (polarización macroscópica). Comencemos por detallar brevemente el formalismo matemático que describe los procesos ópticos no lineales.

Dado que la polarización de un medio se induce mediante la aplicación de un campo externo, supondremos que la dependencia de dicha polarización con el campo eléctrico viene dada por una serie, donde cada n -término depende de la n -ésima potencia del campo eléctrico, es decir,

$$\vec{\mathcal{P}}(\vec{r}, t) = \vec{\mathcal{P}}^{(1)}(\vec{r}, t) + \vec{\mathcal{P}}^{(2)}(\vec{r}, t) + \vec{\mathcal{P}}^{(3)}(\vec{r}, t) + \dots + \vec{\mathcal{P}}^{(n)}(\vec{r}, t) + \dots \quad (2.2)$$

Analizaremos los tres primeros términos de la serie (por ser los más relevantes) por separado. Para ello, y tomando la representación de Fourier para campos y polarización, la aproximación de primer orden a la polarización a una frecuencia ω se define como

$$\vec{\mathcal{P}}^{(1)}(\vec{r}, \omega) = \epsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) \cdot \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, \omega) \quad (2.3)$$

siendo la polarización proporcional al campo eléctrico y vibrando a la misma frecuencia. Para medios anisótropos la susceptibilidad $\chi^{(1)}(\omega)$ es un tensor de segundo orden de 3×3 elementos, de forma que la expresión para $\mathcal{P}^{(1)}$, según las

coordenadas cartesianas, viene dada por:

$$\mathcal{P}_i^{(1)}(\omega) = \epsilon_0 \sum_j \chi_{ij}^{(1)} \mathcal{E}_j(\omega), \quad (i, j = x, y, z), \quad (2.4)$$

donde las componentes no nulas de la susceptibilidad lineal dependen de las propiedades de simetría del material en cuestión. En particular, para medios isótropos existe una sola componente no nula, siendo la susceptibilidad de carácter escalar. Así pues, la descripción cuantitativa de fenómenos como la reflexión, refracción, difracción, birrefringencia o difusión lineales derivan de la anterior relación.

La polarización de segundo orden para dos frecuencias ω_1, ω_2 , viene descrita por el siguiente producto tensorial,

$$\vec{\mathcal{P}}^{(2)}(\vec{r}, \omega) = \epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega_i, \omega_j) : \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, \omega_i) \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, \omega_j), \quad (2.5)$$

con $\omega = \omega_1 + \omega_2$. En este caso, la expresión (2.5) justifica los fenómenos de mezclado de frecuencias, según los cuales, la interacción de ondas monocromáticas de frecuencias ω_1 y ω_2 , inducen, bajo interacción no lineal cuadrática, una onda de frecuencia suma. La susceptibilidad de segundo orden es un tensor de tercer orden de 3×9 componentes, con lo que la relación (2.5) se expresa para cada componente, como sigue,

$$\mathcal{P}_i^{(2)}(\omega) = \epsilon_0 \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_1, \omega_2) \mathcal{E}_j(\omega_1) \mathcal{E}_k(\omega_2). \quad (i, j = x, y, z). \quad (2.6)$$

Los procesos derivados de la interacción cuadrática, tales como la generación del segundo armónico o los efectos electro-ópticos, entre otros, se estudian a partir de las expresiones anteriores. Por otra parte, estos efectos están sujetos a las propiedades de simetría de la interacción no lineal; en este sentido, la polarización eléctrica, bajo la aproximación de momento dipolar eléctrico*, ha de poseer simetría por inversión, es decir, un cambio de signo del campo eléctrico ha de corresponderse con un cambio de signo de la polarización que induce. En consecuencia, se evidencia que en los materiales que presenten simetría por inversión, tales como materiales centrosimétricos o isótropos, los órdenes pares de la polarización no lineal ($\mathcal{P}^{(2)}, \mathcal{P}^{(4)}, \dots$) habrán de ser nulos, siendo nulas todas las componentes del tensor susceptibilidad de dicho orden dado que, según la expresión (2.5), mantendrían el signo de la polarización invariante ante cambios de signo en el campo. En consecuencia, los procesos derivados de la interacción no lineal cuadrática no se observan en materiales centrosimétricos o isótropos.

*En términos generales, es la aproximación que supone las dimensiones atómicas despreciables frente a la longitud de onda de la radiación.

Finalmente, la susceptibilidad de tercer orden define la componente cúbica de la polarización no lineal para tres frecuencias, mediante el siguiente producto tensorial,

$$\vec{\mathcal{P}}^{(3)}(\vec{r}, \omega) = \epsilon_0 \chi^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) : \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, \omega_1) \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, \omega_2) \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, \omega_3), \quad (2.7)$$

donde ahora, $\omega = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$ y $\chi^{(3)}$ es un tensor de cuarto orden con 3×27 componentes, cuya forma tensorial explícita convierte la expresión (2.7) en,

$$\mathcal{P}_i^{(3)}(\omega) = \epsilon_0 \sum_{jkl} \chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) \mathcal{E}_j(\omega_1) \mathcal{E}_k(\omega_2) \mathcal{E}_l(\omega_3), \quad (i, j = x, y, z), \quad (2.8)$$

finalmente, procesos como el mezclado de cuatro ondas o la variación del índice de refracción con la intensidad se explican en virtud de la expresión anterior.

En principio, y de forma simplificada, un medio puede responder de dos posibles formas (aunque interrelacionadas) frente a la radiación incidente, esto es: experimentando transiciones entre niveles cuánticos de energía en un número considerable de átomos o moléculas, o experimentando una perturbación en la distribución o movimiento de la carga interna en dichos átomos o moléculas. De este modo, cuando la primera de las respuestas no lineales es dominante, hablamos de procesos resonantes, donde la frecuencia de la luz incidente se encuentra próxima a la frecuencia de resonancia del medio, dando lugar así a fenómenos como la absorción multifotónica o la emisión estimulada eficiente. Por otra parte, si la frecuencia de la onda incidente no se encuentra en las cercanías de la frecuencia de resonancia del medio, la segunda de las respuestas del medio es la dominante, siendo la causa de fenómenos como la mezcla de frecuencias o la autofocalización, los cuales son producto de procesos no lineales no resonantes. En términos de la susceptibilidad no lineal, las diferencias en la respuesta del medio, anteriormente citadas, se describen mediante el carácter complejo de la misma, teniendo para el caso de interacción lejos de la resonancia, una preponderancia de la parte real del tensor $\chi^{(n)}$, y para fenómenos resonantes una mayor relevancia de la parte imaginaria.

Muchos han sido los esfuerzos por describir de forma rigurosa la respuesta de un medio ante la incidencia de radiación intensa; en este sentido, los tensores anteriormente descritos, han de contener todos y aquellos efectos que la luz induce sobre átomos y moléculas, tanto de forma individual como de forma colectiva. El modelo de Lorenz-Drude, dentro de la teoría clásica, y obviando efectos cuánticos resonantes, modelaba el tensor susceptibilidad suponiendo los electrones bajo la acción de un potencial anarmónico debido al carácter intenso de la radiación incidente. Por otra parte, una descripción semiclásica de la polarización no lineal

permite, ya de forma mas rigurosa, obtener expresiones más exactas de los tensores susceptibilidad. En la misma línea, la teoría cuántica de la radiación, que trata tanto el medio como la radiación conforme a un sistema cuántico, explica de forma natural los procesos de emisión espontánea así como sus propiedades cuánticas, dando así una justificación formal y conceptual de los resultados obtenidos mediante la teoría semiclásica.

No obstante, la descripción cuántica en lo que a la materia se refiere, no formaliza de manera simple todos los fenómenos que contribuyen a la susceptibilidad no lineal; así, fenómenos como la electrostricción (o la modificación de la densidad con la radiación óptica), la reorientación molecular o los efectos termo-ópticos, precisan de tratamientos macroscópicos de la materia, que permitan determinar, de una forma sencilla, el valor de la susceptibilidad.

2.2. Ecuación de ondas no lineal en medios Kerr (EONL)

Una vez descrito el contexto en el que se desenvuelve la óptica no lineal, particularizaremos su formalismo para el caso que ocupa la presenta memoria. Para ello, comenzaremos por la obtención de la ecuación general de propagación de ondas en un medio no lineal isótropo, donde la contribución no lineal de segundo orden es nula. Por otra parte, consideraremos procesos en los que el momento dipolar eléctrico inducido, genera una variación del índice de refracción con la intensidad óptica incidente. Este tipo de procesos, dominados generalmente por la electrostricción o el movimiento intramolecular, son el fundamento físico que permiten la automodulación de amplitud, que es en definitiva, el fundamento de operación de los dispositivos que se diseñaran más adelante.

Supongamos un material no magnético y no conductor así como la aproximación dipolar eléctrica. En estas condiciones y denotando como $\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t)$ el vector campo eléctrico, $\vec{\mathcal{B}}(\vec{r}, t)$ el vector inducción magnética y $\vec{\mathcal{P}}(\vec{r}, t)$ el vector polarización eléctrica podemos escribir las ecuaciones de evolución para ambos campos, es decir:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{\mathcal{B}}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2.9)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{B}}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \mu_0 \frac{\partial \vec{\mathcal{P}}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2.10)$$

Las ecuaciones de ligadura vienen dadas por:

$$\vec{\nabla}(\epsilon_0 \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) + \vec{\mathcal{P}}(\vec{r}, t)) = 0, \quad (2.11)$$

$$\vec{\nabla} \vec{\mathcal{B}}(\vec{r}, t) = 0. \quad (2.12)$$

tomando el rotacional en la ecuación (2.9) y sustituyendo en (2.10) se obtiene que:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{P}}(\vec{r}, t)}{\partial t^2} \quad (2.13)$$

donde $\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t)$ y $\vec{\mathcal{P}}(\vec{r}, t)$ pueden reescribirse en el espacio de Fourier de frecuencias como:

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad (2.14)$$

$$\vec{\mathcal{P}}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{\mathcal{P}}(\vec{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (2.15)$$

A continuación, supondremos una propagación no lineal en medios isotrópicos (por tanto $\mathcal{P}^{(2)} = 0$), así como procesos no ajustados en fase, con lo que no se considerarán procesos de mezcla de ondas. Tomando el campo linealmente polarizado según, por ejemplo, la dirección x , la componente escalar del vector polarización eléctrica según dicha dirección vendrá dada por $\mathcal{P}(\vec{r}, \omega) = \mathcal{P}^{(1)}(\vec{r}, \omega) + \mathcal{P}^{(3)}(\vec{r}, \omega)$ donde,

$$\mathcal{P}^{(1)}(\vec{r}, \omega) = \epsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) \mathcal{E}(\vec{r}, \omega), \quad (2.16)$$

$$\mathcal{P}^{(3)}(\vec{r}, \omega) = 3\epsilon_0 \chi_{xxxx}^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega) |\mathcal{E}(\vec{r}, \omega)|^2 \mathcal{E}(\vec{r}, \omega). \quad (2.17)$$

El factor 3 introducido en la expresión (2.17), es consecuencia de la propiedad de simetría de permutación intrínseca del tensor susceptibilidad, por la cual, $\chi_{xxxx}^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega) = \chi_{xxxx}^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega) = \chi_{xxxx}^{(3)}(\omega; -\omega, \omega, \omega)$ [Boy92, She84]. La polarización no lineal dada por la ecuación (2.17) corresponde a los medios materiales no lineales de tercer orden denominados habitualmente medios Kerr.

Por otra parte, definiendo el índice de refracción lineal como $n_l^2(\omega) = 1 + \chi^{(1)}(\omega)$, e introduciendo el desplazamiento eléctrico lineal como

$$\mathcal{D}_l(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon_0 n_l^2(\omega) \mathcal{E}(\vec{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad (2.18)$$

y la componente real de polarización no lineal de tercer orden (donde por simplicidad denotaremos $\chi_{xxxx}^{(3)}(\omega; \omega, \omega, -\omega) \equiv \chi_{\text{Re}}^{(3)\dagger}$) como,

$$\mathcal{P}_{nl}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} 3\chi_{\text{Re}}^{(3)} |\mathcal{E}(\vec{r}, \omega)|^2 \mathcal{E}(\vec{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad (2.19)$$

[†]Subindicamos con Re, puesto que en próximos apartados se hará referencia al carácter complejo de la susceptibilidad en el marco de medios con absorción no lineal.

podemos reescribir la ecuación (2.13) de la siguiente forma

$$\nabla^2 \mathcal{E}(\vec{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{D}_l(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{P}_{nl}(\vec{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (2.20)$$

donde se ha despreciado el término $\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{E}})$. Dicho término es idénticamente nulo para una onda plana y se puede demostrar que es despreciable bajo la aproximación de amplitud lentamente variable [Boy92, Liñ90].

2.3. EONL en guías monomodo CKG conservativas

Deducida la ecuación general de ondas en medios no lineales Kerr, particularizaremos ahora nuestro estudio a la propagación conservativa en guías de onda planas no lineales, donde el campo óptico se encuentra confinado en una dirección (modo óptico). Introducimos, por tanto, el concepto de propagación 1D+1, donde se supone invariante la amplitud del campo a lo largo de la dirección de confinamiento (amplitud modal invariante según, por ejemplo, la coordenada y), y por tanto libre de efectos no lineales (tal y como se justificará *a posteriori*). De esta forma, se considera una propagación bidimensional efectiva 1D+1 donde será el índice efectivo el que actúe como índice de refracción.

Esta aproximación, denominada usualmente como aproximación de no linealidad débil, se verifica considerando la dimensión de la amplitud modal suficientemente inferior a la dimensión transversal (a lo largo de la coordenada x) de la amplitud de propagación efectiva 1D+1, o envolvente del campo, la cual sí se verá afectada por los efectos no lineales; físicamente, dicha aproximación se sostiene en virtud de la potencia necesaria para autoconfinar un campo por efecto Kerr en función de su extensión espacial; de este modo, un campo con extensión espacial próxima a las dimensiones de la longitud de onda, requiere de un valor de potencia de autoconfinamiento muy superior al de un campo con mayor extensión espacial, cuya difracción libre presenta una menor divergencia; por tanto, es razonable suponer que los valores de potencia que inducen efectos no lineales sobre el campo en la dirección x , apenas afectarán al modo óptico siempre y cuando la extensión de éste sea suficientemente inferior a la de la envolvente.

Por otra parte, y como se muestra en la figura 2.1, consideraremos, en general, guías con perfiles de índice inhomogéneos, es decir, dependientes de las coordenadas x e y , suponiendo siempre una variación lenta de la inhomogeneidad según la dirección x .

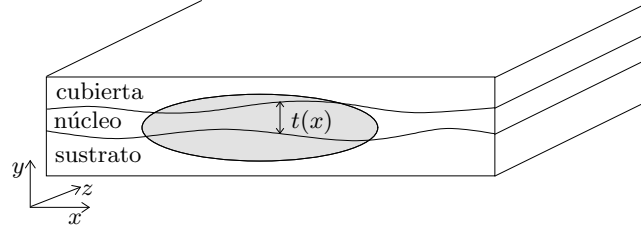


FIGURA 2.1: Perfil de la guía y dimensiones del campo en la aproximación de no linealidad débil.

2.3.1. Ecuación paraxial de propagación no lineal

Comencemos por describir el campo óptico mediante el producto de una amplitud modal lineal z -invariante $\varphi(x, y)$ y una envolvente $\psi(x, z)$ 1D+1, sujeta a los efectos no lineales, es decir,

$$\mathcal{E}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \varphi(x, y) e^{i\beta_0 z} \psi(x, z) e^{-i\omega_0 t} + cc, \quad (2.21)$$

donde $\beta_0 = kN$ es la constante de propagación, siendo N el índice efectivo del modo, ω_0 es la frecuencia de la onda, supuesta monocromática y cc representa el complejo conjugado que obviaremos en sucesivos cálculos. La factorización del campo expresada en la expresión (2.21) es formalmente idéntica a la que se efectúa en la resolución aproximada en guías de onda bidimensionales mediante el Método del Índice Efectivo (MIE) [Kno70, Chi90, Chi97, Liñ00b]. A pesar de que el problema que nos ocupa trata de resolver el problema de propagación no lineal 1D+1 en estructuras como la mostrada en la figura 2.1, la cual no constituye estrictamente una guía bidimensional, es conveniente introducir de forma breve los fundamentos del MIE, cuyas implicaciones tanto a efectos de cálculo como desde el punto de vista físico, son aplicables a la deducción que se realizará de las ecuaciones de propagación.

El método de índice efectivo (figura 2.2) se basa en la reducción del problema bidimensional, a dos problemas unidimensionales, de tal modo que para cada valor de x resolvemos el problema unidimensional local (guía plana) en la dirección y , obteniéndose tanto una amplitud modal local $\varphi(x, y)$ como una constante de propagación local $\beta(x)$. Dicha distribución de índices efectivos locales induce una guía efectiva según la dirección x , cuya resolución fijaría tanto la constante de propagación final como la amplitud $\psi(x)$ (en este caso z -independiente).

La factorización del campo usada en el MIE, requiere de una variación lenta de la función $\varphi(x, y)$ respecto de x , lo que permite el desacoplamiento de la ecuación

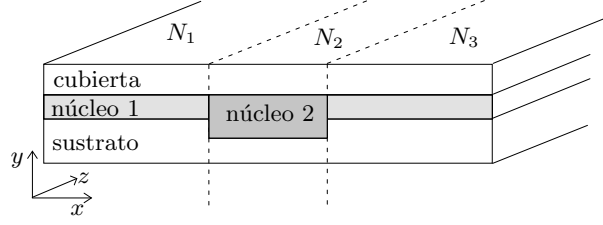


FIGURA 2.2: Esquema de resolución de guías de onda bidimensionales mediante el método de índice efectivo.

bidimensional en dos ecuaciones unidimensionales, si se desprecian las derivadas primera y segunda de $\varphi(x, y)$ respecto de x [Liñ00b, Sal01]. Dicha variación lenta implica que el confinamiento en la dirección y ha de ser más intenso que en la dirección x , de forma que el perfil de índice efectivo inducido en dicha dirección es más suave que el perfil de índice en la dirección y .

Volviendo al caso que nos ocupa, la variación de espesor del núcleo $t(x)$ ha de ser suficientemente lenta, de forma que sea válida, como ocurre en el método de índice efectivo, la factorización expresada en la expresión (2.21). Es importante subrayar que en nuestro caso, se formula un MIE algo más general en la medida en que se considera la z -dependencia en la amplitud ψ y se incorporan efectos no lineales cuya influencia sobre la amplitud modal también ha de ser considerada bajo las aproximaciones del MIE.

Finalmente suponiendo un perfil de índice lineal $n_l(x, y)$ y una distribución de la susceptibilidad de tercer orden $\chi_{\text{Re}}^{(3)}(x, y)$, la ecuación (2.20), teniendo en cuenta las expresiones (2.14), (2.18) y (2.19), se puede reescribir de la forma,

$$\nabla^2 \mathcal{E} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\epsilon_0 n_l^2(x, y) + 3\epsilon_0 \chi_{\text{Re}}^{(3)}(x, y) |\mathcal{E}|^2 \right] \mathcal{E}. \quad (2.22)$$

Por otra parte y respecto de la variación temporal del campo, consideraremos la aproximación de onda monocromática, la cual se justifica en virtud de la ausencia de efectos dispersivos relevantes en las distancias de propagación típicas de la óptica integrada. No obstante, es preciso señalar que más adelante, cuando se deduzcan las ecuaciones no lineales acopladas de contra y copropagación, se abordarán aspectos temporales relativos a la coherencia temporal, y que serán tratados *ab initio* a partir de la ecuación (2.22).

Así pues, factorizando el campo óptico de la forma,

$$\mathcal{E}(x, y, z) = E(x, y, z) e^{-i\omega_0 t}, \quad (2.23)$$

e introduciendo dicha expresión en la ecuación (2.22) se obtiene, tras desarrollar la derivada temporal y definir el módulo del vector de ondas como $k = \omega_0/c$, la siguiente ecuación de ondas escalar espacial, es decir,

$$\nabla^2 E + k^2 n_l^2(x, y) E + 3k^2 \chi_{\text{Re}}^{(3)}(x, y) |E|^2 E = 0. \quad (2.24)$$

A continuación desarrollemos las derivadas espaciales por separado teniendo en cuenta que $E(x, y, z) = (1/2)\varphi(x, y)\psi(x, z)\exp(i\beta_0 z)$. Respecto de la coordenada x , se obtiene,

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \frac{1}{2}e^{i\beta_0 z} \left(\psi \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial x} + \varphi \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) \simeq \frac{1}{2}e^{i\beta_0 z} \varphi \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}, \quad (2.25)$$

donde se han despreciado la primera y segunda derivadas de la amplitud modal φ , supuesta de variación lenta, tal y como se considera en el método de índice efectivo. Por otra parte, respecto de la coordenada z , se obtiene,

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{1}{2}e^{i\beta_0 z} \varphi \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + 2i\beta_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} - \beta_0^2 \psi \right) \simeq \frac{1}{2}e^{i\beta_0 z} \varphi \left(2i\beta_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} - \beta_0^2 \psi \right). \quad (2.26)$$

En la expresión anterior se considera la aproximación de envolvente lentamente variable, lo que nos permite despreciar la derivada segunda de la envolvente no lineal respecto de la coordenada de propagación z . Finalmente la derivada respecto a y no presenta modificación alguna, por tanto

$$\frac{\partial^2 E}{\partial y^2} = \frac{1}{2}e^{i\beta_0 z} \psi \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \quad (2.27)$$

Bajo estas aproximaciones, factorizando y reordenado términos, la ecuación (2.24), adquiere la siguiente forma:

$$\psi \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + k^2 n_l^2 \varphi \right) + \varphi \left(2i\beta_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \beta_0^2 \psi + \frac{3}{4} k^2 \chi_{\text{Re}}^{(3)} |\psi|^2 |\varphi|^2 \psi \right) = 0. \quad (2.28)$$

Dado que consideraremos que la amplitud modal no está sujeta a efectos no lineales (se justificará tal aproximación de forma cuantitativa *a posteriori*), la expresión contenida en el primer paréntesis de la ecuación anterior, verificará, bajo las hipótesis del MIE, la ecuación de ondas para la amplitud modal local en la dirección y , esto es,

$$\frac{\partial^2 \varphi(x, y)}{\partial y^2} + k^2 n_l^2(x, y) \varphi(x, y) = \beta^2(x) \varphi(x, y), \quad (2.29)$$

donde $\beta(x) = kN(x)$ es la constante de propagación, siendo $N(x)$ el índice efectivo gradual según la dirección x . Finalmente, haciendo uso de la expresión anterior en la ecuación (2.28), multiplicando la misma por φ^* e integrando según la dirección y , obtenemos, tras dividir por $\int |\varphi|^2 dy$, la ecuación que describe la evolución de la envolvente no lineal $\psi(x, z)$, esto es,

$$2i\beta_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + (\beta^2(x) - \beta_0^2)\psi + k^2 n_k(x) |\psi|^2 \psi = 0. \quad (2.30)$$

En la expresión anterior, $n_k(x)$ se define como el ya mencionado Coeficiente Kerr Gradual (CKG) [‡] y viene dado por la expresión,

$$n_k(x) = \frac{3}{4} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \chi_{\text{Re}}^{(3)}(x, y) \varphi^4(x, y) dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \varphi^2(x, y) dy}. \quad (2.31)$$

En conclusión, la ecuación de propagación de la envolvente no lineal dependerá del confinamiento modal mediante el índice efectivo lineal gradual $\beta(x) = kN(x)$ y el CKG $n_k(x)$. Explicitaremos dichos parámetros a continuación resolviendo la ecuación modal (2.29) mediante la aproximación perturbativa.

2.3.2. Análisis modal perturbativo de guías CKG

Comenzaremos por el cálculo de la amplitud modal, así como de la constante de propagación lineal gradual, en una guía plana de salto de índice con una discontinuidad curva núcleo-sustrato[§]; en principio y suponiendo la amplitud modal lineal, tal y como se consideró en la deducción previa, introduciremos los índices lineales de los materiales constituyentes de la guía, n_s , n_f , n_c , correspondientes a sustrato, núcleo y cubierta respectivamente, siendo t_0 el espesor máximo del núcleo y $f(x)$ la función que describe la discontinuidad curva núcleo-sustrato. En la figura 2.3 se muestran los parámetros anteriormente citados así como la geometría de la guía.

[‡]Por simplicidad, obviamos en la denominación de este parámetro el término *efectivo*, aunque de forma rigurosa dicho parámetro representa un coeficiente Kerr efectivo gradual

[§]Como ya se comentó, los conceptos de sustrato y cubierta son intercambiables, no obstante y por facilitar la notación, delimitaremos el estudio a discontinuidades curvas núcleo-sustrato. Más adelante, cuando se trate la ubicación del material no lineal, se volverá a incidir en esta cuestión.

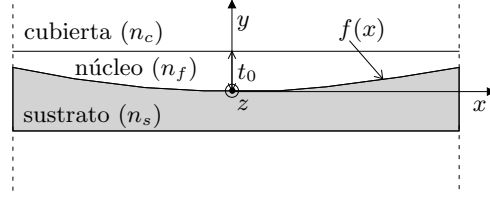


FIGURA 2.3: Índices de refracción y geometría de la guía plana monomodo de salto de índice con discontinuidad curva núcleo-sustrato.

Bajo esta geometría, el perfil de índice lineal de la guía, $n_l^2(x, y)$, vendrá dado por la expresión,

$$n_l^2(x, y) = \begin{cases} n_s^2 & -\infty < y < f(x) \\ n_f^2 & f(x) \leq y \leq t_0 \\ n_c^2 & t_0 < y < \infty. \end{cases} \quad (2.32)$$

Suponiendo que la función $f(x)$ es lentamente variable, podemos considerar la dependencia espacial según la dirección x , como una perturbación de una guía plana de salto de índice, es decir $n_l^2(x, y) = n_0^2(y) + \Delta n^2(x, y)$, tal y como se muestra en la figura 2.4, donde el perfil de índice de la guía sin perturbar así como

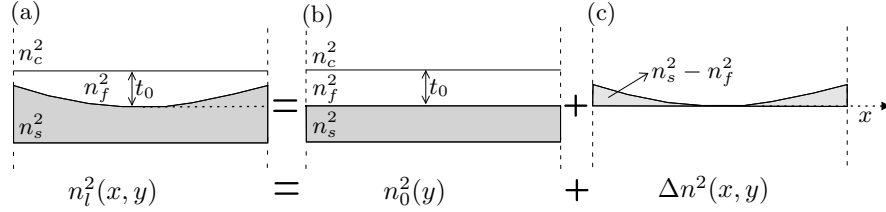


FIGURA 2.4: Descomposición del perfil de índice. (a) Guía CKG; (b) Guía no perturbada; (c) Perturbación del índice de refracción.

el perfil de la perturbación, vendrán dados por las siguientes expresiones,

$$n_0^2(y) = \begin{cases} n_s^2 & -\infty < y < 0; \\ n_f^2 & 0 \leq y \leq t_0; \\ n_c^2 & t_0 < y < \infty; \end{cases} \quad \Delta n^2(x, y) = \begin{cases} n_s^2 - n_f^2 & 0 \leq y \leq f(x) \\ 0 & \text{resto.} \end{cases} \quad (2.33)$$

Conforme a la perturbación de índice indicada, la ecuación modal (2.29) puede resolverse mediante la aproximación perturbativa, es decir, en primera aproximación

podemos suponer que la amplitud $\varphi(x, y)$ es independiente de la coordenada x , i.e. $\varphi_0(y)$, solución de la ecuación modal correspondiente a la guía no perturbada (Fig.2.4-b),

$$\frac{\partial^2 \varphi_0(y)}{\partial y^2} + k^2 n_0^2(y) \varphi_0(y) = \beta_0 \varphi_0(y). \quad (2.34)$$

La solución a la ecuación no perturbada dada por (2.34), con índices n_s^2 , n_f^2 y n_c^2 para el sustrato, núcleo y cubierta respectivamente, viene dada por la expresión [Hun91]:

$$\varphi_0(y) = C \begin{cases} A_\varphi \exp(\xi_s y) & -\infty < y \leq 0 \\ \cos[\xi_f(y - t_0)] - (\xi_c/\xi_f) \sin[\xi_f(y - t_0)] & 0 \leq y \leq t_0 \\ \exp[-\xi_c(y - t_0)] & t_0 \leq y < \infty, \end{cases} \quad (2.35)$$

donde $\xi_c = (\beta_0^2 - k^2 n_c^2)^{1/2}$, $\xi_f = (k^2 n_f^2 - \beta_0^2)^{1/2}$, $\xi_s = (\beta_0^2 - k^2 n_s^2)^{1/2}$ y $A_\varphi = \cos(\xi_f t_0) + (\xi_c/\xi_f) \sin(\xi_f t_0)$; β_0 es la constante de propagación no perturbada, y viene dada por la siguiente ecuación de dispersión,

$$\tan(\xi_f t_0) = \frac{\xi_s + \xi_c}{\xi_f (1 - \xi_s \xi_c / \xi_f^2)}. \quad (2.36)$$

Finalmente, C es una constante de normalización que garantiza $\int \varphi_0^2(y) dy = 1$, tomando el valor,

$$C = \left[\frac{2\xi_f^2}{(t_0 + 1/\xi_c + 1/\xi_s)(\xi_f^2 + \xi_c^2)} \right]^{1/2}. \quad (2.37)$$

Una vez obtenidas la amplitud y constante de propagación no perturbadas, y aplicando el método perturbativo [Tam90, Sny83], se obtiene la siguiente expresión para la constante de propagación a primer orden perturbativo,

$$\beta_1^2(x) = \beta_0^2 + k^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta n^2(x, y) \varphi_0^2(y, \beta_0) dy. \quad (2.38)$$

Suponiendo una variación lenta de la discontinuidad sustrato-núcleo, la constante de propagación dada por la expresión (2.38), tras sustituir la perturbación de índice mostrada en (2.33), adquiere la siguiente forma,

$$\beta^2(x) \simeq \beta_0^2 [1 - \delta(x)], \quad (2.39)$$

donde

$$\delta(x) = k^2(n_f^2 - n_s^2)A_\varphi^2 C^2 f(x)/\beta_0^2, \quad (2.40)$$

define la dependencia transversal de la constante de propagación y por tanto el gradiente de índice efectivo (recordemos que $\beta(x) = kN(x)$). En definitiva, se ha considerado el primer orden de la teoría perturbativa sobre la constante de propagación, manteniendo la amplitud modal no perturbada (aproximación a orden cero en la amplitud modal), en virtud de la variación lenta de la función $f(x)$. Es preciso notar que la solución exacta para la amplitud modal $\varphi(x, y)$, bajo la aproximación de MIE, vendría dada por la solución de la ecuación (2.29) para cada valor de la variable x . No obstante, la aproximación perturbativa nos permite obtener una solución analítica y explícita para $\beta(x)$, lo que facilita sobremanera el análisis de la propagación no lineal que se detallará en sucesivas secciones, y garantiza, si $f(x)$ es lentamente variable, un error totalmente asumible.

Una vez deducida la expresión para el índice efectivo lineal gradual, procedamos a la obtención del CKG. Para ello, diferenciaremos los casos en los que los efectos no lineales relevantes estén presentes o bien en el núcleo de la guía, o bien en el sustrato.

2.3.2.1. Guías monomodo CKG con núcleo no lineal

Si la guía esta compuesta por un núcleo no lineal, como se muestra en la figura 2.5, la susceptibilidad de tercer orden vendrá descrita por,

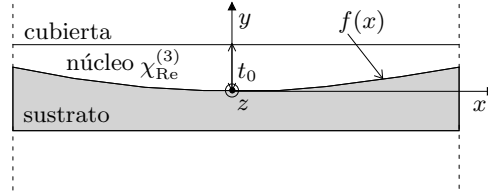


FIGURA 2.5: Ilustración transversal de la guía CKG con núcleo no lineal.

$$\chi_{Re}^{(3)}(x, y) = \begin{cases} \chi_{Re}^{(3)}, & f(x) \leq y \leq t_0 \\ 0, & \text{resto,} \end{cases} \quad (2.41)$$

la cual, tras ser sustituida en la ecuación (2.31), produce el resultado

$$n_k(x) = \frac{3}{4}\chi_{Re}^{(3)} \int_{f(x)}^{t_0} \varphi_0^4(y) dy. \quad (2.42)$$

De nuevo, bajo la hipótesis de una variación lenta de la discontinuidad núcleo-sustrato, esto es $df(x)/dx \ll 1$, podemos aproximar la expresión anterior, tras manipular los límites de integración convenientemente, de la forma:

$$n_k(x) = \frac{3}{4}\chi_{Re}^{(3)} \left[\int_0^{t_0} \varphi_0^4(y)dy - \varphi_0^4(0)f(x) \right]. \quad (2.43)$$

Finalmente, introduciendo la expresión para la amplitud modal dada por la ecuación (2.35) en la expresión anterior, se obtiene la siguiente expresión para el CKG:

$$n_k(x) \simeq \tilde{n}_{k0}[1 + \gamma_{nuc}(x)], \quad (2.44)$$

donde n_{k0} y $\gamma_{nuc}(x)$ se definen como,

$$n_{k0} = \frac{3}{4}\chi_{Re}^{(3)} \int_0^{t_0} \varphi_0^4(y)dy, \quad \gamma_{nuc}(x) = -f(x) \frac{\varphi_0^4(0)}{\int_0^{t_0} \varphi_0^4(y)dy}. \quad (2.45)$$

dejando sin explicitar, por simplicidad, el resultado de la integral anterior.

2.3.2.2. Guías monomodo CKG con sustrato no lineal

Procediendo de manera análoga al caso anterior, la distribución de la susceptibilidad no lineal vendrá dada, para el caso mostrado en la figura 2.6, por la siguiente expresión,

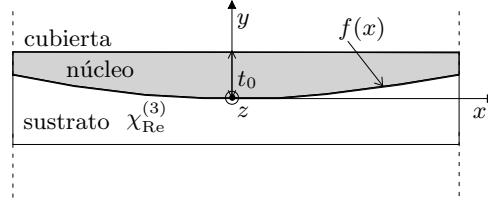


FIGURA 2.6: Ilustración transversal de la guía CKG con sustrato no lineal.

$$\chi_{Re}^{(3)}(x, y) = \begin{cases} \chi_{Re}^{(3)}, & -\infty \leq y \leq f(x) \\ 0, & \text{resto.} \end{cases} \quad (2.46)$$

Aplicando la misma estrategia de cálculo que en el caso anterior, es fácil demostrar que ahora, el CKG vendrá dado por:

$$n_k(x) = \frac{3}{4}\chi_{Re}^{(3)} \left[\int_{-\infty}^0 \varphi_0^4(y)dy + \varphi_0^4(0)f(x) \right]. \quad (2.47)$$

Así pues, introduciendo de nuevo la expresión para la amplitud modal dada por la ecuación (2.35), en la expresión anterior, se obtiene

$$n_k(x) \simeq \tilde{n}_{k0}[1 + \gamma_{sus}(x)], \quad (2.48)$$

donde ahora n_{k0} y $\gamma(x)$ vienen dados por:

$$n_{k0} = \frac{3}{4}\chi_{Re}^{(3)} \int_{-\infty}^0 \varphi_0^4(y) dy, \quad \gamma_{sus}(x) = f(x) \frac{\varphi_0^4(0)}{\int_{-\infty}^0 \varphi_0^4(y) dy}. \quad (2.49)$$

Se observa, a partir de las expresiones (2.45) y (2.49) como la *gradualidad* del CKG, o lo que es lo mismo, la dependencia transversal del promedio de la susceptibilidad no lineal, está ponderada por la amplitud modal mediante los cocientes,

$$\zeta_{nuc} = \frac{\varphi_0^4(0)}{\int_0^{t_0} \varphi_0^4(y) dy}; \quad \zeta_{sus} = \frac{\varphi_0^4(0)}{\int_{-\infty}^0 \varphi_0^4(y) dy}. \quad (2.50)$$

Dado que la utilización del CKG será parte fundamental del diseño de un router óptico, es preciso realizar algunos comentarios sobre los resultados obtenidos, y que serán esenciales en el diseño del mencionado dispositivo.

Para observar el efecto que ejerce la amplitud modal sobre dichos coeficientes, supongamos dos casos extremos de confinamiento modal. Por una parte, modos altamente confinados, con una fuerte presencia de energía en el núcleo, y por otra parte, modos menos confinados, con índices efectivos cercanos al sustrato y con mayor presencia en dicha región de la guía. En la figura 2.7 se muestra un ejemplo de dos modos bajo las especificaciones anteriores, es decir, se representa un modo altamente confinado en la región del núcleo (línea continua), y un modo con mayor presencia en el sustrato (línea discontinua).

Exploremos ahora de forma cuantitativa el valor de las funciones que ponderan los CKGs, (ζ_{nuc} y ζ_{sus}) en función de los parámetros característicos de la guía plana utilizados para los casos mostrados en la figura 2.7. Para ello, en la figura 2.8 se representan los valores de ζ_{nuc} y ζ_{sus} en función de la anchura efectiva de la guía, definida por $t_m = t_0 + 1/\xi_s + 1/\xi_c$, y cuya variación se ha generado mediante la variación del índice del sustrato, esto es, manteniendo constantes los valores de t_0 , n_f y n_c .

En primer lugar, observamos en la figura 2.8 como cuantitativamente la gradualidad del CKG es superior para guías con sustrato no lineal frente a las guías con núcleo no lineal. Respecto de estas últimas, observamos que su valor crece a

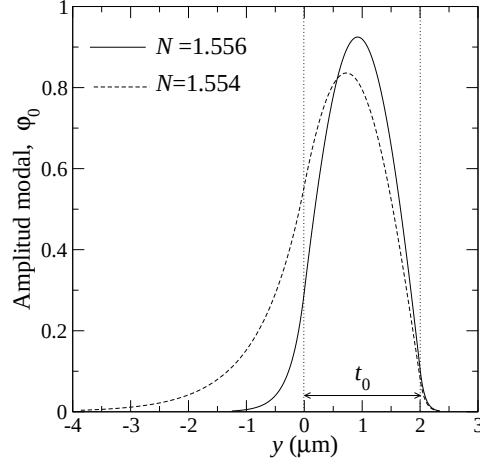


FIGURA 2.7: Amplitudes modales e índices efectivos para una guía de salto de índice donde: $n_f = 1,560, n_c = 1,000, t_0 = 2,0 \mu\text{m}$, siendo $n_s = 1,500$ para la amplitud en línea continua y $n_s = 1,550$ para la amplitud en línea discontinua.

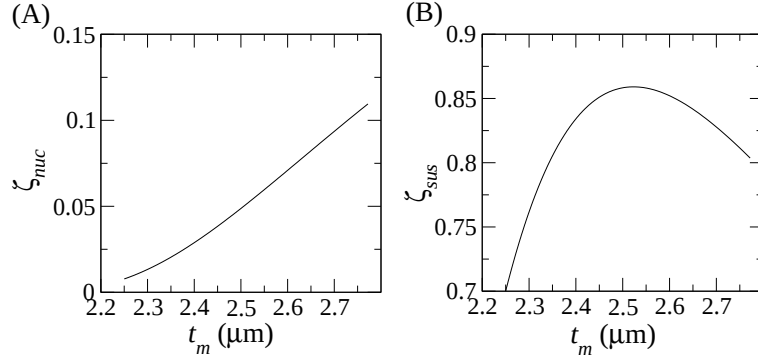


FIGURA 2.8: Dependencia de los gradientes de índice efectivo no lineal en función de la anchura efectiva de una guía de salto de índice con (A) núcleo no lineal y (B) sustrato no lineal. Los valores de t_m han sido obtenidos con idénticos parámetros que los citados en la figura 2.7 variando el valor del índice del sustrato desde 1.500 hasta 1.550.

medida que la anchura efectiva del modo t_m aumenta puesto que, observando la figura 2.7, vemos que el valor del modo en la frontera núcleo-sustrato incrementa su valor mientras que la cantidad de luz confinada en la región del núcleo disminuye a medida que el modo está menos confinado, quedando así justificado el

comportamiento del valor del cociente ζ_{nuc} . Para el caso de guías con sustrato no lineal, las evoluciones de numerador y denominador en la expresión para ζ_{sus} son ahora contrapuestas, ya que el crecimiento del valor del modo en la discontinuidad se ve compensado por el aumento de la cantidad de luz en el sustrato, a medida que la anchura efectiva de la guía se incrementa; de esta forma, observamos un máximo en dicha evolución a partir del cual, el valor del gradiente comienza a decrecer debido al aumento de la cantidad de energía presente en dicho sustrato. En definitiva, el análisis de la relación entre los parámetros característicos de la guía plana y los coeficientes CKG constituye una tarea esencial ya que, de la adecuada elección de los primeros, dependerá la eficiencia de algunos de los dispositivos que se estudiarán posteriormente.

2.3.2.3. Fabricación de guías CKG con núcleo o sustrato/cubierta no lineales

Finalizaremos esta sección con una breve descripción de posibles procesos de fabricación de las guías CKG anteriormente descritas. Como ya se introdujo en el primer capítulo, las investigaciones más recientes sobre materiales no lineales eficientes apuntan, de forma notable, hacia el estudio de polímeros con elevados coeficientes no lineales y de fácil procesado y manipulación para su uso en dispositivos ópticos integrados. Asimismo, el desarrollo de técnicas de procesado de vidrio para la óptica integrada, tales como el intercambio o difusión iónicos, constituyen alternativas amplia y satisfactoriamente utilizadas en dicho contexto. Por tanto, trataremos aquí de exponer brevemente dos alternativas que, combinando tanto la utilización de polímeros no lineales como el procesado de vidrio por intercambio iónico, permiten la obtención de estructuras integradas CKG con núcleo o sustrato/cubierta no lineal.

La alternativa más directa para la fabricación de guías con núcleo no lineal es la utilización de un sustrato de vidrio curvo y posterior deposición de un polímero no lineal (ver figura 2.9).

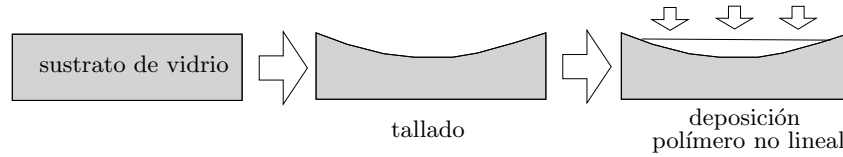


FIGURA 2.9: Implementación de una guía CKG con núcleo no lineal por tallado de sustrato y deposición de polímero.

La utilización de un sustrato inorgánico como el vidrio permite la deposición de polímeros de forma eficaz mediante ultracentrifugado, donde parámetros como el

espesor y la calidad de superficie son fácilmente controlables [Mat01a]. Por otra parte, la alternativa anterior se podría aplicar, de forma directa, al caso de guías CKG con sustrato no lineal y núcleo lineal siempre y cuando el sustrato vítreo aportase un coeficiente Kerr suficientemente elevado; en este sentido, investigaciones sobre vidrios dopados con calcógenos o con estructuras nanometálicas, podrían ser utilizadas como sustrato no lineal en conjunto con un polímero depositado de índice superior y de no linealidad despreciable.

No obstante, y dado que desde el punto de vista formal los conceptos de sustrato y cubierta son indistinguibles, otra de las alternativas a la fabricación de guías CKG sería la fabricación de una guía lineal por intercambio iónico en vidrio y posterior deposición de una cubierta no lineal, tal y como se muestra en la figura 2.10.

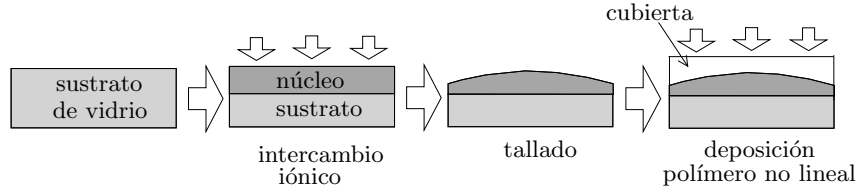


FIGURA 2.10: Implementación de una guía CKG con cubierta no lineal por intercambio iónico y deposición de una cubierta de polímero.

En este caso, se dispone un sustrato de vidrio sobre el cual se realiza un proceso de intercambio iónico; bajo determinadas condiciones, dicho proceso puede generar un perfil lo suficientemente abrupto dando lugar a una guía de cuasi salto de índice [Sot97], evitando así efectos de curvatura en la discontinuidad núcleo-sustrato que, al margen de otras consideraciones, invalidarían los resultados perturbativos obtenidos previamente. A continuación, y tras el tallado de la discontinuidad núcleo-cubierta (nótese que en este caso la curvatura ha de ser inversa a la discontinuidad núcleo-sustrato), se deposita, mediante una técnica análoga a casos anteriores, una cubierta formada por un polímero no lineal. Esta alternativa permite combinar las propiedades no lineales de los materiales orgánicos con las excelentes propiedades guías de los vidrios procesados por intercambio iónico. En lo sucesivo, y a efectos de simplificar la exposición, se hará referencia a las estructuras mostradas en la figura 2.9, subrayando de nuevo, que la configuración de la figura 2.10 aportaría resultados totalmente análogos a los aquí presentados.

2.4. EONL en guías monomodo CKG no conservativas

Extenderemos, a continuación, la deducción de las ecuaciones de onda a la propagación no lineal en guías CKG a medios que presentan absorción y/o ganancia, así como a medios con efectos disipativos no lineales. Como ya se introdujo en el capítulo anterior, la investigación en materiales no lineales, en general, y materiales de tercer orden, en particular, se muestra como una de las áreas más activas en el campo de la óptica no lineal y más concretamente en el campo de los dispositivos no lineales totalmente ópticos. Por otra parte, la consecución de materiales eficientes para el desarrollo de dispositivos totalmente ópticos, requiere de elevados coeficientes no lineales, lo cual a menudo precisa de situaciones cercanas a las resonantes, tanto a las resonancias de un fotón (absorción lineal) como a las resonancias de dos fotones (TPA ie. *Two Photon Absorption*); esta última (ver figura 2.11) proviene de la absorción simultánea o quasi-simultánea de dos fotones de energía $h\nu_1$ generando una transición entre niveles de energía 1 y 2, donde $\Delta E_{1-2} > h\nu_1$. Habida cuenta de que la probabilidad de producirse una absorción simultánea de dos fotones depende de la cantidad de ellos que inciden sobre el material, la absorción de dos fotones, en términos macroscópicos, dependerá de la intensidad del haz incidente; dicha absorción, viene representada por la parte imaginaria del tensor $\chi^{(3)}$ de forma análoga a la absorción o ganancia lineal, la cual se representa por la parte imaginaria del índice de refracción lineal.

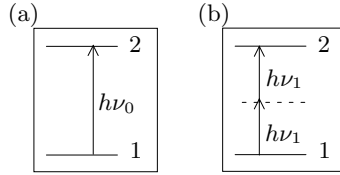


FIGURA 2.11: Representación esquemática de la absorción de (a) un fotón y (b) dos fotones.

La parte lineal, correspondiente al tensor susceptibilidad de primer orden, del índice complejo $n_{lc}^2(x, y)$, generalizado a medios absorbentes y/o amplificativos vendrá dado por $n_{lc}^2(x, y) = 1 + \chi_{\text{Re}}^{(1)}(x, y) + i\chi_{\text{Im}}^{(1)}(x, y) = n_l^2(x, y) + i\chi_{\text{Im}}^{(1)}(x, y)$; por otra parte y de forma análoga, la susceptibilidad no lineal vendrá dada por $\chi^{(3)}(x, y) = \chi_{\text{Re}}^{(3)}(x, y) + i\chi_{\text{Im}}^{(3)}(x, y)$. Por consiguiente, la ecuación (2.24) ahora se transforma en,

$$\nabla^2 E + k^2 n_{lc}^2(x, y) E + 3k^2 \chi^{(3)}(x, y) |E|^2 E = 0. \quad (2.51)$$

A continuación, factoricemos el campo de forma análoga al caso conservativo, es decir,

$$E(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \varphi(y) \psi(x, z, t) \exp(i\beta_c z) + cc, \quad (2.52)$$

y donde ahora β_c representa la constante de propagación compleja, que dará cuenta de los efectos disipativos lineales. Procediendo de forma análoga a lo realizado para la deducción de la ecuación (2.30) obtenemos la siguiente ecuación paraxial no lineal de ondas para medios disipativos.

$$\begin{aligned} & 2i\beta_c \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + [\beta^2(x) - \beta_c^2] \psi \\ & + e^{-2\text{Im}(\beta_c)z} k^2 [n_k(x) + i n_{tpa}(x)] |\psi|^2 \psi = 0, \end{aligned} \quad (2.53)$$

donde, de forma análoga a lo descrito en secciones anteriores, $n_k(x)$ y $n_{tpa}(x)$ representan el promedio modal en la dirección y de la parte real e imaginaria de la susceptibilidad cúbica, es decir,

$$n_k(x) = \frac{3}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{\text{Re}}^{(3)}(x, y) \varphi^4(x, y) dy \quad n_{tpa}(x) = \frac{3}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{\text{Im}}^{(3)}(x, y) \varphi^4(x, y) dy, \quad (2.54)$$

cuya dependencia explícita con la geometría y materiales de la guía viene dada por las expresiones (2.44) y (2.48), según consideremos núcleo o sustrato no lineal, respectivamente. Obsérvese, por lo tanto, que las expresiones para $n_{tpa}(x)$ son formalmente idénticas a aquellas obtenidas en la sección anterior para $n_k(x)$ sustituyendo la constante n_{k0} por una constante n_{tpa0} relacionada con la parte imaginaria de la susceptibilidad cúbica.

Asimismo, los términos no lineales aparecen ahora precedidos por el decaimiento exponencial de la intensidad inducido por la parte imaginaria de la constante de propagación. Por otra parte y en primera aproximación, la parte imaginaria del índice de refracción lineal puede considerarse como una perturbación al índice lineal total, de forma que, aplicando de nuevo la teoría perturbativa para la ecuación de ondas modal podemos reescribir la constante de propagación, a primer orden perturbativo, como:

$$\beta_1^2(x) = \beta_0^2 + k^2 \int_{-\infty}^{+\infty} [\Delta n^2(x, y) + i \chi_{\text{Im}}^{(1)}(x, y)] \varphi_0^2(y, \beta_0) dy. \quad (2.55)$$

De forma análoga a lo realizado para el promedio del coeficiente Kerr, la absorción lineal dependerá, por lo ya expuesto, de la situación del material no lineal en

la guía, puesto que cabe considerar despreciables, en un marco realista, los efectos de absorción, tanto lineales como no lineales, del material lineal respecto de aquellos inducidos por el material no lineal. Por tanto, procediendo de forma idéntica al caso anteriormente mencionado, y reescribiendo la constante de propagación como,

$$\beta^2(x) \simeq \beta_0^2[1 - \delta(x)] + i\beta_0\alpha(x), \quad (2.56)$$

tenemos que el coeficiente de absorción/ganancia lineal promediado $\alpha(x)$ vendrá dado para un material no lineal situado en el núcleo ($\alpha(x) \equiv \alpha_{nuc}(x)$), por la expresión,

$$\alpha_{nuc}(x) = \alpha_0[1 + \eta_{nuc}(x)], \quad (2.57)$$

donde

$$\alpha_0 = \frac{k^2 \chi_{Im}^{(1)}}{\beta_0} \int_0^{t_0} \varphi_0^2(y) dy \quad (2.58)$$

y

$$\eta_{nuc}(x) = -f(x)\vartheta_{nuc} \quad \text{donde} \quad \vartheta_{nuc} = \frac{\varphi_0^2(0)}{\int_0^{t_0} \varphi_0^2(y) dy}. \quad (2.59)$$

Análogamente, para el caso en el que el material no lineal se disponga en el sustrato ($\alpha(x) \equiv \alpha_{sus}(x)$), tendremos que,

$$\alpha_{sus}(x) = \alpha_0[1 + \eta_{sus}(x)], \quad (2.60)$$

donde

$$\alpha_0 = \frac{k^2 \chi_{Im}^{(1)}}{\beta_0} \int_{-\infty}^0 \varphi_0^2(y) dy \quad (2.61)$$

y

$$\eta_{sus}(x) = f(x)\vartheta_{sus} \quad \text{donde} \quad \vartheta_{sus} = \frac{\varphi_0^2(0)}{\int_{-\infty}^0 \varphi_0^2(y) dy}. \quad (2.62)$$

A continuación, separemos las partes x -dependientes de la constante de propagación dada por la expresión (2.56), de forma que, definiendo la constante de propagación compleja para un guía homogénea como $\beta_c^2 = \beta_0^2 + i\beta_0\alpha_0$, tenemos que,

$$\beta^2(x) \simeq \beta_c^2 - \beta_0^2\delta(x) + i\beta_0\alpha_0\eta(x), \quad (2.63)$$

donde de nuevo debemos recordar que tanto α_0 como $\eta(x)$ dependen de la situación del material no lineal en la guía. Finalmente, desarrollando la raíz cuadrada de la

constante de propagación β_c^2 a primer orden, $\beta_c \simeq \beta_0 + i\alpha_0/2$, e introduciendo la expresión (2.63) en la ecuación (2.53), obtenemos la ecuación de ondas en guías monomodo CKG disipativas/amplificativas,

$$2i\beta_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} - \alpha_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \beta_0^2 \delta(x) \psi + i\beta_0 \alpha_0 \eta(x) \psi + e^{-\alpha_0 z} k^2 [n_k(x) + i n_{tpa}(x)] |\psi|^2 \psi = 0, \quad (2.64)$$

Como análisis preliminar de la ecuación anterior, digamos que la deducción presentada supone una mayor generalización de la contribución disipativa a la propagación tanto en régimen de alta potencia como en régimen lineal. En este sentido observamos que la consideración de una constante de propagación compleja en la factorización del campo dado por la expresión (2.52), genera nuevos términos en la ecuación de propagación respecto de las ecuaciones usualmente presentadas en la bibliografía [Che94, Lis91], las cuales consideran la absorción lineal como un término lineal imaginario en la ecuación anterior [Tri01, p.316]. De hecho, despreciando el segundo término de la ecuación (2.64) y factorizando el campo de la forma $\psi = \psi_p \exp(-\alpha_0 z/2)$, obtendríamos la ecuación,

$$2i\beta_0 \frac{\partial \psi_p}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi_p}{\partial x^2} - \beta_0^2 \delta(x) \psi_p + i\beta_0 \alpha_0 [1 + \eta(x)] \psi_p + k^2 [n_k(x) + i n_{tpa}(x)] |\psi_p|^2 \psi_p = 0, \quad (2.65)$$

que corresponde a la ecuación no lineal de Schrödinger perturbada por el término de absorción lineal[¶].

Por tanto, es preciso mencionar que la aproximación perturbativa, si bien es válida para niveles de absorción razonables, desprecia el acoplamiento entre la refracción del campo y la disipación de energía (reflejada en el segundo término de la ecuación (2.65)), la cual en casos de elevada absorción o ganancia, así como en situaciones de intensa no linealidad podría tener una contribución no despreciable. Más adelante se explicitará, mediante el cálculo variacional Lagrangiano, dicha contribución así como el mencionado acoplamiento. No obstante, es preciso adelantar que, a efectos de diseño de dispositivos totalmente ópticos no amplificativos, los límites en cuanto a absorción se refiere otorgan total validez a la aproximación perturbativa descrita por la ecuación (2.65).

[¶]Es preciso notar, en lo referente a la nomenclatura existente, que la ecuación 2.65 representa una generalización de la ecuación cúbica compleja de Ginzburg-Landau [Con95, Tri01] para medios sin dispersión de absorción/ganancia (medios donde la luz no genera portadores de cargas libres), ya que en este caso los coeficientes Kerr complejo y absorción lineal dependen de la coordenada transversal.

2.5. EONLs de contra y copropagación en guías CKG no conservativas

Estudiaremos, a continuación, las ecuaciones básicas que describen la propagación de varios campos en guías CKG no lineales de tercer orden. Como se introdujo en el capítulo anterior, la naturaleza de los fenómenos no lineales de tercer orden, y en particular aquellos relacionados con la variación del índice de refracción con la intensidad del campo óptico, dan lugar a una variada serie de fenómenos vinculados a la propagación e interacción de ondas en medios no lineales. La variación del índice de refracción con la intensidad óptica produce fenómenos como la autofocalización o el autoconfinamiento de la luz, en la medida en que dicha variación del índice es capaz de superar o compensar, según el caso, la difracción libre. Por consiguiente, si consideramos la propagación simultánea de dos o más haces luminosos en un medio Kerr, la variación del índice inducida por cada uno de los campos genera tanto una automodificación como una modificación mutua de los estados de propagación.

Como caso particular de esta interacción cabe destacar, como se introdujo en la sección 1.3.2, la interacción de solitones espaciales multipropagantes. En este sentido, la automodificación como la modificación cruzada del índice de refracción genera efectos muy parecidos a los experimentados en la colisión de partículas, presentándose fenómenos como la colisión, atracción o arrastre (*dragging*) entre solitones espaciales [Ste99, Tri01]. Las propiedades de dichas interacciones dependen, fundamentalmente, de las condiciones iniciales de los campos, de tal modo que la polarización, fases iniciales o posición y ángulos relativos influirán de forma decisiva en el comportamiento de las ondas durante su propagación espacial y temporal. El estado de polarización inicial de las ondas establece, a través las componentes del tensor $\chi^{(3)}$, una fuerte dependencia entre la propagación e interacción de los campos y la polarización eléctrica del medio [Boa95]; de esta forma, los campos que presentan estados copolarizados, por ejemplo según el eje x , conservan para medios no lineales isótropos de tercer orden, la componente $\chi_{xxx}^{(3)}$ del tensor $\chi^{(3)}$ como única componente no nula, justificando la teoría escalar presentada en la sección anterior; por tanto, si el estado de polarización y las fases iniciales de los campos están bien definidas para el caso de dos haces copolarizados, el patrón de interferencia generado por la interacción coherente de ambas ondas repercute en el efecto que estas inducen sobre el medio por el que se propagan; así, cuando la interferencia es constructiva, el índice experimenta un aumento de valor en la región de solapamiento generándose un efecto atractivo entre los campos, por el contrario, si los campos están en oposición de fase, la interferencia destructiva en la región de interacción provocará un efecto repulsivo entre las ondas [Kar81, Ait91].

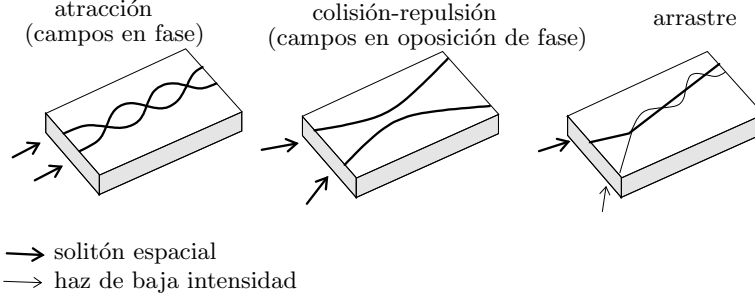


FIGURA 2.12: Comparación entre la atracción, repulsión y arrastre de ondas en medios no lineales cúbicos positivos.

Todos estos efectos se producen bajo una interacción coherente, es decir, los estados de polarización así como la fase y frecuencia de los campos interaccionantes están perfectamente definidos en el transcurso de la interacción. No obstante, se puede demostrar que bajo estados de polarización ortogonal entre los campos incidentes, la interacción mutua depende exclusivamente de las intensidades de los campos, anulando la posible dependencia con las fases iniciales y tornando la interacción, de forma efectiva, en *incoherente*; a pesar de ello, es preciso subrayar que los estados de polarización así como la frecuencia han de conservarse inalterados durante la propagación.

En el presente estudio y en cuanto al diseño de dispositivos se refiere, trataremos dos tipos de interacción no lineal, a saber, estudiaremos la interacción coherente de campos contrapropagantes linealmente polarizados según la misma dirección, y campos copropagantes mutuamente incoherentes.

2.5.1. Contrapropagación no lineal en guías CKG

Deduciremos en este apartado las ecuaciones generales de contrapropagación no lineal en guías CKG, las cuales constituyen parte fundamental en el estudio de la biestabilidad óptica así como en el diseño de AOIDS dedicados a tal efecto. No obstante y previo cálculo de las ecuaciones de contrapropagación, es preciso retomar algunas de las cuestiones sobre coherencia tratadas en secciones anteriores. En este sentido, recordemos que el grado de coherencia mutua exigido para los campos ópticos en un dispositivo para redes totalmente ópticas, viene determinado por la operación de dicho dispositivo dentro de la red; así, un dispositivo que opere con campos procedentes de fuentes lejanas y por tanto sometidos a largas distancias de propagación, habrá de considerar los campos como mutuamente incoherentes. Por otra parte, dispositivos cuya operación requiera de coherencia óptica, habrán

de garantizar dicha coherencia mediante la utilización de fuentes propias para su funcionamiento. Este último caso corresponde a los AOIDS biestables propuestos en la presente memoria, los cuales, tanto en aplicaciones de lógica secuencial, procesado en sensores o enrutado óptico, fundamentan su funcionamiento en la utilización de una señal de bombeo, propia del dispositivo y de elevada coherencia, la cual sitúa el dispositivo en el punto adecuado de operación. De este modo, la condición de coherencia mutua para los campos contrapropagantes habrá de verificar la condición, $L \ll L_c$, donde L es la distancia de contrapropagación y L_c es la distancia de coherencia propia de la fuente óptica utilizada. Dicha distancia de coherencia está directamente relacionada con el ancho de línea espectral ($\Delta\nu$) de la fuente óptica mediante, $L_c = c/\Delta\nu$; por tanto, para dispositivos biestables como los propuestos en la presente memoria, donde las distancias de contrapropagación son del orden del centímetro, el ancho de línea máximo que garantice la correcta operación del dispositivo habrá de ser del orden de unidades de GHz^{||}.

Así pues, considerando tanto el campo progresivo ψ_{+1} (según la dirección $+z$) y regresivo ψ_{-1} (según la dirección $-z$), como linealmente polarizados según la dirección x , vibrando a la misma frecuencia ω_0 y mutuamente coherentes, podemos reescribir la expresión escalar del campo independiente del tiempo en la forma,

$$E(x, y, z) = \frac{1}{2} \varphi(x, y) [\psi_{+1}(x, z) e^{+i\beta_0 z} + \psi_{-1}(x, z) e^{-i\beta_0 z}] + cc. \quad (2.66)$$

Introduzcamos la expresión anterior en la ecuación de propagación escalar (2.24) para obtener las ecuaciones que describen la evolución de las envolventes ψ_{+1} y ψ_{-1} en guías CKG. Para ello, comencemos por evaluar el término no lineal en dicha ecuación ($|E|^2 E$) bajo la interacción contrapropagante; si introducimos la expresión (2.66) en dicho término se obtiene,

$$\begin{aligned} |E|^2 E = & \frac{1}{8} \varphi(x, y) \{ |\psi_{+1}|^2 + 2|\psi_{-1}|^2 \} \psi_{+1} e^{+i\beta_0 z} \\ & + \frac{1}{8} \varphi(x, y) \{ |\psi_{-1}|^2 + 2|\psi_{+1}|^2 \} \psi_{-1} e^{-i\beta_0 z} \\ & + \frac{1}{8} \varphi(x, y) \psi_{+1} \psi_{-1}^* \psi_{+1} e^{+3i\beta_0 z} \\ & + \frac{1}{8} \varphi(x, y) \psi_{-1} \psi_{+1}^* \psi_{-1} e^{-3i\beta_0 z} + cc. \end{aligned} \quad (2.67)$$

Si ahora consideramos las componentes sincronizadas con $+i\beta_0$ y $-i\beta_0$ y despreciamos los términos rápidamente oscilantes modulados por $+3i\beta_0$ y $-3i\beta_0$ (es obvio que su contribución es prácticamente nula en promedio espacial [Mar78]), las

^{||}El ancho espectral de un láser He-Ne común es de aproximadamente 1.5 GHz, con una longitud de coherencia de 20 cm.

ecuaciones de contrapropagación vienen dadas por el siguiente sistema no lineal acoplado,

$$\begin{aligned} 2i\beta_0 \frac{\partial \psi_{+1}}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi_{+1}}{\partial x^2} - \beta_0^2 \delta(x) \psi_{+1} + k^2 n_k(x) (|\psi_{+1}|^2 + 2|\psi_{-1}|^2) \psi_{+1} &= 0, \\ -2i\beta_0 \frac{\partial \psi_{-1}}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi_{-1}}{\partial x^2} - \beta_0^2 \delta(x) \psi_{-1} + k^2 n_k(x) (|\psi_{-1}|^2 + 2|\psi_{+1}|^2) \psi_{-1} &= 0, \end{aligned} \quad (2.68)$$

La deducción de las ecuaciones anteriores supone una interacción coherente de los haces contrapropagantes en el sentido de que la suma de los campos no considera nulo el término cruzado en el cálculo de la intensidad, es decir, si suponemos un desfase entre los campos contrapropagantes Δ , la superposición coherente hace que $|E|^2$ mantenga los términos cruzados entre ψ_{+1} , ψ_{-1} y sus conjugados, pero anulándose, en la deducción anterior tras un promedio espacial; de este modo, las ecuaciones anteriores permanecen invariantes ante la fase relativa de las ondas progresiva y regresiva, siendo esta invarianza producto del carácter contrapropagante de la propagación no lineal. No obstante, cabe subrayar que el factor 2 que pondera la interacción cruzada de los campos, es consecuencia de la coherencia temporal supuesta [Coh02].

2.5.2. Copropagación no lineal en guías CKG

Caso distinto al anterior es el que concierne al estudio de la copropagación no lineal y su implicación en los dispositivos aquí propuestos. A este respecto, aquellos dispositivos que operan de forma totalmente óptica sobre señales procedentes de fuentes ópticas lejanas (o incoherentes), como el módulo de enrutado DR-D de la figura 1.19, requiere de un estudio incoherente de la interacción no lineal. Bajo dicha hipótesis, cabe suponer que los términos interferenciales resultado de una superposición coherente de ondas, no contribuyan al cambio del índice de refracción por efecto Kerr. Para visualizar dicho efecto de manera formal, consideremos la siguiente expresión para el campo copropagante de frecuencia central ω_0 ,

$$\mathcal{E}(x, y, z) = \frac{1}{2} \varphi(x, y) [\psi_a(x, z) e^{+i\beta_0 z} + \psi_b(x, z) e^{+i\beta_0 z} e^{i\delta(t)}] e^{-i\omega_0 t} + cc, \quad (2.69)$$

donde $\psi_{a,b}$ son las envolventes espaciales de cada onda, y $\delta(t)$ representa una variación aleatoria de la fase temporal propia de la incoherencia presente entre ambas ondas. Para tratar los aspectos vinculados con la coherencia temporal, es preciso retornar a la ecuación general de ondas espacio-temporal, que recordemos, venía dada por la expresión (2.22); no obstante, evaluemos primero el término no

lineal $|\mathcal{E}|^2$ considerando ahora la dependencia temporal del campo, es decir,

$$\begin{aligned} |\mathcal{E}|^2 \mathcal{E} = & \frac{1}{8} \varphi(x, y) [|\psi_a|^2 + |\psi_b|^2 + 2\text{Re}(\psi_a \psi_b) \cos(\delta)] \psi_a e^{+i\beta_0 z - i\omega_0 t} \\ & + \frac{1}{8} \varphi(x, y) [|\psi_a|^2 + |\psi_b|^2 + 2\text{Re}(\psi_a \psi_b) \cos(\delta)] \psi_b e^{+i\beta_0 z - i\omega_0 t + i\delta(t)} + \text{cc}. \end{aligned} \quad (2.70)$$

Teniendo en cuenta la expresión anterior y su sustitución en la ecuación (2.22), la derivada temporal generará términos oscilatorios ($\cos(\delta)$, $\sin(\delta)$, δ_t y δ_{tt}) multiplicando, en particular, al tercer término entre corchetes de la ecuación (2.70) (término interferencial); en términos de coherencia temporal $\delta(t)$ puede considerarse como la fase temporal aleatoria producto de los diversos efectos que modifican la fase óptica de las ondas propagándose en largas distancias; por consiguiente, cabe esperar que en promedio temporal, dicha aleatoriedad atenúe drásticamente el término interferencial, convirtiendo la interacción en estrictamente incoherente.

En consecuencia, realizando la derivada temporal y posterior promedio y tomando las componentes sincronizadas con $i\beta_0 z$ y $i\beta_0 z + \delta(t)$, podemos reescribir las ecuaciones de propagación, tal y como se hizo para el caso contrapropagante, de la forma

$$\begin{aligned} 2i\beta_0 \frac{\partial \psi_a}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi_a}{\partial x^2} - \beta_0^2 \delta(x) \psi_a + k^2 n_k(x) (|\psi_a|^2 + |\psi_b|^2) \psi_a &= 0, \\ 2i\beta_0 \frac{\partial \psi_b}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi_b}{\partial x^2} - \beta_0^2 \delta(x) \psi_b + k^2 n_k(x) (|\psi_b|^2 + |\psi_a|^2) \psi_b &= 0, \end{aligned} \quad (2.71)$$

Llegados a este punto, es preciso matizar alguna de las consideraciones físicas realizadas para la obtención de las ecuaciones anteriores. En primer lugar, no se ha hecho referencia alguna a la velocidad de respuesta del material no lineal y a su relación con la coherencia de los campos copropagantes; a este respecto, es preciso subrayar que estamos considerando una interacción no lineal de campos que son mutuamente incoherentes entre sí, siendo esta incoherencia, independiente del medio en el que se propagan; de hecho, la implementación de estos dispositivos como procesadores ópticos de señales que se propagan por redes de fibras ópticas, hace prever, en el caso que nos ocupa, una incoherencia mutua suficientemente elevada e independiente de la velocidad de respuesta del medio. Caso diferente es la propagación de varios campos en medios no lineales cuya susceptibilidad posee tiempos de respuesta elevados (medios fotorrefractivos o no linealidades térmicas [Nal97]); en dichos materiales, el medio no es capaz de seguir *coherentemente* las variaciones del campo, respondiendo exclusivamente al promedio de la intensidad de los campos. En definitiva, dos causas pueden conducir a una interacción incoherente

no lineal; o bien los campos son mutuamente incoherentes, independientemente del medio no lineal por el que se propagan, o bien dicho medio induce una incoherencia en la interacción debido a la lentitud de respuesta del mismo [Mit97].

2.5.3. Contra y copropagación no lineal en guías CKG no conservativas

Finalmente usaremos las ecuaciones obtenidas hasta ahora para obtener las ecuaciones generales de contra y copropagación en medios CKG no conservativos. Comenzando con las ecuaciones para contrapropagación coherente, y considerando la expresión obtenida para la propagación en medios disipativos/amplificativos (2.64), obtendremos, por generalización directa y denotando como ψ_m las amplitudes progresiva ($m = +1$) y regresiva ($m = -1$) respectivamente, la siguiente expresión,

$$2mi\beta_0 \frac{\partial \psi_m}{\partial z} - m\alpha_0 \frac{\partial \psi_m}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi_m}{\partial x^2} - \beta_0^2 \delta(x) \psi_m + i\beta_0 \alpha_0 \eta(x) \psi_m + e^{-m\alpha_0 z} k^2 [n_k(x) + in_{tpa}(x)] (|\psi_m|^2 + 2|\psi_{-m}|^2) \psi_m = 0, \quad (2.72)$$

donde se aprecia el cambio de signo, debido al caracter contrapropagante, en los términos con dependencia explícita de la variable de propagación z y sus derivadas.

Para el caso de copropagación incoherente actuamos de forma análoga, obteniéndose

$$2i\beta_0 \frac{\partial \psi_{a,b}}{\partial z} - \alpha_0 \frac{\partial \psi_{a,b}}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi_{a,b}}{\partial x^2} - \beta_0^2 \delta(x) \psi_{a,b} + i\beta_0 \alpha_0 \eta(x) \psi_{a,b} + e^{-\alpha_0 z} k^2 [n_k(x) + in_{tpa}(x)] (|\psi_{a,b}|^2 + |\psi_{b,a}|^2) \psi_{a,b} = 0, \quad (2.73)$$

Una vez obtenidas las ecuaciones generales de co- y contrapropagación en medios CKG en presencia de efectos disipativos/amplificativos tanto lineales como no lineales, procederemos en el siguiente capítulo a su resolución, mediante el método variacional Lagrangiano, y posterior análisis de resultados.

oOo

CAPÍTULO 3

Resolución variacional de las ecuaciones de propagación

El fenómeno ondulatorio se encuentra presente en múltiples y diversas áreas de la física, tanto en el marco científico como tecnológico. Desde la aparición de la primera ecuación de ondas formalizada por D'Alembert en 1747, describiendo el comportamiento de una cuerda vibrante, el estudio y resolución de ecuaciones que gobiernan comportamientos ondulatorios en áreas como el electromagnetismo, hidrodinámica, acústica o la mecánica cuántica ha constituido un amplio marco de investigación por parte de la comunidad científica.

En la actualidad, el incremento del número de aplicaciones que requieren de la resolución de este tipo de ecuaciones ha suscitado el desarrollo de potentes herramientas matemáticas tanto desde el punto de vista analítico como numérico-computacional. En el contexto de fenómenos ondulatorios en régimen lineal, herramientas como el desarrollo en series de Fourier o las técnicas mediante transformadas o funciones de Green han sido utilizadas de forma satisfactoria en muchos de los campos anteriormente citados; no obstante, cuando los fenómenos estudiados se encuentran en el régimen no lineal, las ecuaciones de propagación, no sujetas al principio de superposición, requieren de otras estrategias de resolución analítica.

Por otra parte, el continuo desarrollo de las técnicas computacionales ha contribuido notablemente a la obtención de soluciones numéricas a la propagación de ondas, lo cual ha servido en muchos casos como guía y técnica de evaluación de métodos analíticos de resolución de problemas de propagación no lineal como es el caso del Método de Scattering Inverso (ISM) [Gar67, Zak72]. Este método

consiste en la transformación de ecuaciones no lineales en una secuencia de procesos de resolución de ecuaciones lineales; no obstante, el ISM presenta limitaciones en cuanto al número de ecuaciones no lineales susceptibles de ser resueltas por dicho método, destacando entre ellas, la ecuación no lineal de Korteweg-De Vries y la ecuación no lineal de Schrödinger. Asimismo, la dificultad en el tratamiento matemático de las soluciones obtenidas mediante el ISM, limita sobremanera la extracción de información explícita sobre el estado del sistema no lineal bajo diferentes condiciones iniciales y de contorno, lo cual es esencial para estudios de diseño y simulación basados en las propiedades generales de las soluciones del problema de propagación no lineal correspondiente, tal y como es el caso de la presente memoria. Esta limitación es en parte atribuible también a los métodos numéricos en la resolución de problemas de propagación no lineal (basados en estrategias iterativas [Che05], métodos espectrales [Jin04, CP01], diferencias finitas [Ism01] etc.), ya que la resolución numérica si bien establece de forma muy precisa la exactitud de las soluciones obtenidas, éstas son a menudo difícilmente manejables en las circunstancias a las que hacíamos referencia.

La decisión, en cuanto a la utilización de un determinado método de resolución depende, en gran medida, de los objetivos que se pretenden alcanzar mediante la obtención de dicha solución. Así pues, ecuaciones no lineales de un elevado nivel de complejidad, donde el objetivo primordial es la obtención de soluciones cuasi-exactas que permitan la extracción de información acerca de nuevos efectos o fenómenos físicos, a menudo hacen uso de métodos de resolución estrictamente numéricos capaces de obtener soluciones con una gran precisión; sin embargo, es habitual que la resolución de problemas de propagación no lineal constituya un paso previo al diseño de dispositivos donde las características generales de dicha propagación forman parte esencial de su funcionamiento. En este caso, la utilización de un método de resolución aproximado que aporte una información más explícita y manejable acerca de la solución a la propagación no lineal, es más conveniente para aplicaciones de diseño de dispositivos donde la desviación de la solución aproximada respecto de la exacta no sea un factor que distorsione, de forma apreciable, el funcionamiento real de los mismos.

En consecuencia, existen métodos aproximados numéricos y analíticos tales como el cálculo Variacional Lagrangiano, que permiten la obtención de soluciones aproximadas al problema de propagación no lineal, donde la inexactitud de las soluciones obtenidas, se ve compensada con la obtención de conjuntos de soluciones aproximadas que, por una parte, proporcionan una visión clara de los procesos físicos que describen y que, por otra parte, aportan resultados explícitos y matemáticamente manejables de gran utilidad en el diseño y simulación del funcionamiento de dispositivos basados en la propagación óptica no lineal.

Finalmente y en cuanto a los contenidos del presente capítulo se refiere, comenzaremos con la formulación del método general de resolución de las ecuaciones deducidas en el capítulo anterior; de este modo, en las secciones 3.1 y 3.2, se introducirá y aplicará respectivamente, un método variacional Lagrangiano disipativo* basado en la resolución secuencial del problema de propagación desacoplado refractivo-disipativo en tramos de longitud reducida. Finalmente, en la sección 3.3 se expondrán y discutirán algunos de los resultados más relevantes en cuanto a mono, contra y copropagación, haciendo hincapié en las propiedades que confieren a la propagación no lineal tanto las guías monomodo CKG, aquí propuestas, como los efectos disipativos.

3.1. Formulación variacional de la propagación

Uno de los métodos analíticos aproximados que más satisfactoriamente ha sido utilizado para la resolución de ecuaciones de propagación no lineal es el método variacional. Introducido por Gerald B. Witham en 1974 y basado en la formulación variacional Lagrangiana de las ecuaciones de propagación y una resolución mediante el procedimiento de optimización Rayleigh-Ritz, el método variacional Lagrangiano ha sido utilizado en múltiples y variados trabajos relacionados con el estudio del comportamiento de ondas propagándose en régimen no lineal.

En el contexto de la óptica no lineal, el método variacional fue formalizado de forma explícita para la resolución de la Ecuación No Lineal de Schrödinger (NLSE) por Dan Anderson (1983) en el artículo *Variational approach to nonlinear propagation in optical fibers*, a partir del cual, dicho método ha contribuido, de una forma concisa y elegante, a la obtención de soluciones aproximadas al problema de propagación no lineal en múltiples trabajos, tanto de investigación básica como aplicada.

Una de las áreas donde dicho método ha aportado una mayor contribución es la que concierne al estudio de solitones ópticos; a este respecto cabe destacar, entre otras, la contribución del método variacional al estudio de propagación de solitones 1D+1 [And83, Afa98], interacción y dinámica de solitones 1D+1 [Ued90, Boa95, Par90], dinámica, propagación y estabilidad de campos autoatrapados en 2D+1 [Des91, Des98, Pie99], solitones vectoriales [Mal94], solitones magnetoópticos [Boa97] o solitones oscuros (*dark solitons*) [Kiv95]. Asimismo, estudios comparados entre los resultados variacionales y numérico-exactos (elementos finitos Ritz-Galerkin, BPM) han sido realizados para casos de propagación descritos

*Por simplicidad y en lo sucesivo, se denotará el método como disipativo aunque sus resultados son también aplicables a medios amplificativos.

por la NLSE, mostrándose la validez del método variacional tanto para la propagación de solitones en medios de índice gradual [Rag00] así como para la interacción de solitones (NLSEs acopladas)[Ako98].

El método variacional ha sido aplicado en la resolución de diversos problemas no lineales de propagación conservativa; no obstante, en el caso de ecuaciones no conservativas, es decir, ecuaciones de propagación en medios disipativos/amplificativos, dicho método no ha sido utilizado con frecuencia. Además, en los casos donde se ha aplicado, el método variacional se formaliza mediante la utilización de términos perturbativos de la absorción (recuérdese la generalización de la ecuación (2.64) respecto de la ecuación perturbativa (2.65)) para el estudio de estabilidad de campos autoatrapados, y nunca, hasta donde conoce el autor de esta memoria, y tal vez por lo tedioso de la formulación, se aplicó y formalizó de forma no perturbativa al estudio dinámico de haces ópticos no lineales contra y copropagantes como los que se tratarán más adelante en este trabajo.

Consecuentemente, se generalizará el cálculo variacional convencional, citado en anteriores referencias, con el objeto de obtener soluciones aproximadas de las ecuaciones de propagación no lineal en medios disipativos/amplificativos. Dicha generalización, o reformulación del método variacional, que se explicitará más adelante, se basa en la separación local (es decir en intervalos de corta distancia de propagación) de las contribuciones refractivas y disipativas/amplificativas de las ecuaciones generales de propagación y su resolución secuencial iterativa.

3.1.1. Método variacional conservativo

Consideremos una ecuación no lineal de ondas que en notación simbólica expresamos de la forma,

$$EO(\psi) = i\psi_z + \mathcal{F}[x, z, \psi] = 0, \quad (3.1)$$

donde la coordenada subindicada z representa la derivada parcial de ψ respecto de z y $\mathcal{F}[x, z, \psi] \equiv \mathcal{F}[\psi]$ denota el operador con los términos lineales y no lineales de evolución espacial.

Según el principio de Hamilton, un sistema físico, en nuestro caso descrito por la evolución espacial 1D+1 de la envolvente de campo óptico ψ , puede ser caracterizado por una funcional denominada Lagrangiana, $L(\psi, \psi_z, \psi_{xx}, x, \dots)$, la cual lleva asociada una *acción* S ,

$$S(\psi) = \int_{z_0}^{z_1} L(\psi, \psi_z, \psi_{xx}, x, \dots) dz, \quad (3.2)$$

que alcanza un valor extremal para una evolución determinada de $\bar{\psi}$ con z , es decir, la acción S encuentra para $\bar{\psi}$ una extremal siempre y cuando una variación virtual de $\bar{\psi}$, compatible con las condiciones de contorno, $\psi = \bar{\psi} + \delta\psi$ produzca (por analogía con el comportamiento de una función alrededor de un extremo) $S[\psi] = S[\bar{\psi}] + O[(\delta\psi)^2]$; de este modo, el valor extremal de la acción será aquel que verifique $\delta S(\psi = \bar{\psi}) = 0$, es decir,

$$\begin{aligned}
 \delta S[\psi] &\equiv S[\psi + \delta\psi] - S[\psi] \\
 &= \int_{z_0}^{z_1} \int_{x_0}^{x_1} [L(\psi + \delta\psi, \psi_z + \delta\psi_z, \psi_x + \delta\psi_x \dots) - L(\psi, \psi_z, \psi_x \dots)] dx dz \\
 &= \int_{z_0}^{z_1} \int_{x_0}^{x_1} \left[\left(\frac{\partial L}{\partial \psi} \right) \delta\psi + \left(\frac{\partial L}{\partial \psi_z} \right) \delta\psi_z + \left(\frac{\partial L}{\partial \psi_x} \right) \delta\psi_x \right] dx dz \\
 &= \int_{z_0}^{z_1} \int_{x_0}^{x_1} \left[\left(\frac{\partial L}{\partial \psi} \right) \delta\psi + \left(\frac{\partial L}{\partial \psi_z} \right) \frac{d\delta\psi}{dz} + \left(\frac{\partial L}{\partial \psi_x} \right) \frac{d\delta\psi}{dx} \right] dx dz \\
 &= \int_{x_0}^{x_1} \left[\left(\frac{\partial L}{\partial \psi_z} \right) \delta\psi \right]_{z_0}^{z_1} dx + \int_{z_0}^{z_1} \left[\left(\frac{\partial L}{\partial \psi_x} \right) \delta\psi \right]_{x_0}^{x_1} dz \\
 &+ \int_{z_0}^{z_1} \int_{x_0}^{x_1} \left[\left(\frac{\partial L}{\partial \psi} \right) - \frac{d}{dz} \left(\frac{\partial L}{\partial \psi_z} \right) - \frac{d}{dx} \left(\frac{\partial L}{\partial \psi_x} \right) \right] \delta\psi dx dz \quad (3.3)
 \end{aligned}$$

donde se ha integrado por partes el segundo término del integrando. Dado que las perturbaciones a la solución extremal han de verificar las condiciones de contorno en z_0, z_1, x_0 y x_1 , los dos primeros términos de la expresión (3.3) son nulos puesto que $\delta\psi(z_0) = \delta\psi(z_1) = \delta\psi(x_0) = \delta\psi(x_1) = 0$. Por tanto, de la expresión anterior se deducen las ecuaciones de evolución para ψ , es decir,

$$\left[\frac{\partial L}{\partial \psi} - \frac{d}{dz} \left(\frac{\partial L}{\partial \psi_z} \right) - \frac{d}{dx} \left(\frac{\partial L}{\partial \psi_x} \right) \right]_{\psi=\bar{\psi}} = 0. \quad (3.4)$$

que son las conocidas ecuaciones del movimiento de Euler-Lagrange. Estas ecuaciones, sin embargo, son el punto de partida en el método variacional Lagrangiano, es decir, dada una ecuación de evolución (3.1) (ecuaciones de Euler-Lagrange), obtenemos a partir de ella la funcional Lagrangiana, y por lo tanto, una formulación variacional del problema.

Una segunda parte del método variacional es la aplicación del procedimiento de optimización de Ritz a la acción S . Este procedimiento consiste en restringir el conjunto de las posibles soluciones al problema de evolución, a un subconjunto de funciones ψ_p ,

$$\psi = \psi_p(x, z, a_1(z), a_2(z), a_3(z), \dots), \quad (3.5)$$

donde la función ψ_p ha de modelarse *a priori* respecto de las variables x, y, z y de un conjunto finito de p parámetros de evolución ($a_i(z)$, $i = 1, 2, \dots$), los cuales caracterizan la solución prueba, es decir, parámetros relevantes del campo óptico que serán objeto de estudio bajo diferentes condiciones iniciales y de contorno; así pues, en el caso que nos ocupa, la evolución de la envolvente no lineal de campo óptico ψ , puede describirse mediante la información obtenida acerca de la evolución de su amplitud máxima, anchura espacial, fase transversal, radio de curvatura, fase plana longitudinal, etc.

El conjunto de posibles parámetros de evolución $a_i(z)$, generan un subconjunto de funciones prueba, todas ellas compatibles con las condiciones de contorno; por tanto, aplicando el principio de Hamilton al subconjunto de funciones prueba, es decir haciendo extremal la acción respecto de los parámetros de evolución $a_i(z)$, obtendremos la mejor función prueba dentro de dicho subconjunto. Así pues, sustituyamos la función prueba ψ_p en la funcional Lagrangiana e integremos según la dirección x , para obtener la denominada funcional Lagrangiana reducida, es decir,

$$\langle L \rangle(z, a_1, a_2, \dots) = \int_{-\infty}^{+\infty} L[\psi_p(x, z, a_1, a_2, \dots)] dx. \quad (3.6)$$

Esta funcional Lagrangiana reducida corresponde a un problema variacional reducido de optimización de los parámetros de evolución $a_i(z)$, los cuales, vendrán dados por las siguientes ecuaciones de Euler-Lagrange reducidas, es decir,

$$\frac{\delta \langle L \rangle}{\delta a_i} = \frac{\partial \langle L \rangle}{\partial a_i} - \frac{d}{dz} \frac{\partial \langle L \rangle}{\partial a_{iz}} = 0, \quad i = 1, 2, \dots \quad (3.7)$$

Las ecuaciones anteriores constituyen un sistema de ecuaciones diferenciales para los parámetros de evolución ópticos a_i que una vez resueltas, proporcionan la mejor solución al problema variacional reducido para la función prueba ψ_p .

3.1.2. Método variacional disipativo

En la sección anterior hemos partido de una ecuación de propagación conservativa (3.1) es decir, donde la intensidad $|\psi|^2$ se conserva a lo largo de la dirección z . Si ahora operamos sobre la ecuación (3.1) de la forma, $\psi^* EO[\psi] - \psi EO^*[\psi] = 0$, se obtiene,

$$i \frac{\partial |\psi|^2}{\partial z} + \psi^* \mathcal{F}[\psi] - \psi \mathcal{F}^*[\psi^*] = 0, \quad (3.8)$$

de modo que bajo propagación conservativa, la derivada de la intensidad es nula y el operador espacial $\mathcal{F}[\psi]$ ha de verificar que,

$$\psi^* \mathcal{F}[\psi] - \psi \mathcal{F}^*[\psi^*] = 0. \quad (3.9)$$

En el caso de propagación no conservativa (disipativa/amplificativa), la intensidad variará con la propagación de forma que el operador $\mathcal{F}[\psi]$ poseerá contribuciones que violan la igualdad anterior. En dichos casos, podemos separar, sin pérdida de generalidad, las contribuciones conservativas y no conservativas de la forma $\mathcal{F}[\psi] = \mathcal{R}[\psi] + \mathcal{D}[\psi]$, donde hemos denotado $\mathcal{R}[\psi]$ como el operador conservativo o *refractivo* y $\mathcal{D}[\psi]$ como el operador no conservativo o *disipativo*.[†] La notación utilizada denota implícitamente el carácter físico de ambos operadores; por una parte, $\mathcal{R}[\psi]$ engloba todos aquellos términos en las ecuaciones de propagación que caracterizan las propiedades refractivas de la envolvente de campo óptico, i.e. difracción, efectos CKG o autofocalización, todos ellos de índole conservativa; análogamente, $\mathcal{D}[\psi]$ engloba aquellos términos que contribuyen a la evolución de la intensidad (energía) del campo óptico, i.e. absorción/ganancia tanto lineales como no lineales.

Con el fin de encontrar soluciones a la propagación no conservativa, factoricemos la envolvente de campo óptico de la forma,

$$\psi(x, z) = A(z)\phi(x, z), \quad (3.10)$$

donde la amplitud $A(z)$ se asociará a cambios en la evolución de la intensidad mientras que $\phi(x, z)$ a cambios refractivos. Por otra parte y como se desprende de la Ec. (3.10), es preciso indicar que la evolución de ambas funciones estará interrelacionada y por tanto, su común dependencia con z establece un acoplamiento entre A y ϕ ; de este modo, se subraya que dicha factorización no incorpora de momento, ninguna aproximación al modelo así como ninguna referencia al método variacional.

Teniendo en cuenta las definiciones descritas tanto para operadores como para la envolvente, podemos reescribir la ecuación de ondas de la forma,

$$iA \frac{\partial \phi}{\partial z} + i\phi \frac{\partial A}{\partial z} + \mathcal{R}(A, \phi)[\phi] + \mathcal{D}(A, \phi)[A] = 0. \quad (3.11)$$

A continuación, describiremos el método de resolución de la ecuación (3.11), o equivalentemente la ecuación de partida (3.1); para ello, supongamos que el campo se propaga en un medio delgado, es decir en un tramo $|z_f - z_i|$ suficientemente reducido y que denotaremos como TS (*Thin Slice*); bajo esta hipótesis, podemos suponer que los cambios refractivos que experimenta el campo en un TS son independientes de la evolución de la intensidad y viceversa; esto es, la evolución de la intensidad de las ondas debido a pérdidas por absorción o amplificación por

[†]Denotamos $\mathcal{D}[\psi]$ como disipativo por simplicidad aunque también podría dar cuenta de efectos de ganancia, convirtiéndose por tanto en un operador *amplificativo*.

ganancia, es suficientemente lenta como para, sin ser despreciables en el TS, hacer despreciable su influencia sobre los efectos refractivos y viceversa. De esta forma, podemos suponer que a efectos de propagación refractiva a lo largo de un TS, la intensidad del campo se mantiene constante ($A(z) \simeq A_0$), y por tanto, dicha propagación refractiva se describirá por la ecuación de ondas conservativa, es decir,

$$iA_0 \frac{\partial \phi}{\partial z} + \mathcal{R}(A_0, \phi)[\phi] \simeq 0. \quad (3.12)$$

No obstante, es preciso subrayar que el operador $\mathcal{R}(A_0, \phi)$ puede contener constantes o parámetros relativos a los efectos disipativos pero, en lo que a la evolución de la intensidad se refiere, la solución a la ecuación (3.12) para ϕ en un TS es conservativa, verificándose que $d|\phi|^2/dz = 0$ y cumpliéndose, en consecuencia, la siguiente igualdad:

$$\phi^* \mathcal{R}(A_0, \phi)[\phi] - \phi \mathcal{R}^*(A_0, \phi^*)[\phi^*] = 0. \quad (3.13)$$

Con respecto a la evolución de la intensidad en un TS, el razonamiento es análogo al anterior, concluyéndose que los cambios refractivos del campo son suficientemente pequeños como para no afectar a la evolución de la intensidad. Por tanto, partiendo de la ecuación (3.11) y operando de forma análoga a como se hizo para la obtención de la ecuación (3.8), obtenemos la siguiente expresión,

$$\begin{aligned} & \left[i|A|^2 \frac{\partial |\phi|^2}{\partial z} + A^* \phi^* \mathcal{R}(A, \phi)[A] - A \phi \mathcal{R}^*(A^*, \phi^*)[A^*] \right] + \\ & \left[i|\phi|^2 \frac{\partial |A|^2}{\partial z} + A^* \phi^* \mathcal{D}(A, \phi)[A] - A \phi \mathcal{D}^*(A^*, \phi^*)[A^*] \right] = 0. \end{aligned} \quad (3.14)$$

En virtud de lo dicho anteriormente para un TS, los términos entre el primer corchete son nulos, considerándose $A(z) \simeq A_0$; análogamente, $\phi(x, z)$ se considera z -invariante en los términos entre el segundo corchete, esto es $\phi(x, z) \simeq \phi_0(x)$, consecuentemente, podemos obtener una expresión para la evolución $A(z)$ en un TS si promediamos la contribución espacial transversal, (de forma análoga a lo realizado para obtener la funcional Lagrangiana reducida) y por tanto, totalmente consistente con el método variacional, es decir,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left[i|\phi_0|^2 \frac{d|A|^2}{dz} + A^* \phi_0^* \mathcal{D}(A, \phi_0)[A] - A \phi_0 \mathcal{D}^*(A^*, \phi_0^*)[A^*] \right] dx = 0. \quad (3.15)$$

En resumen, las ecuaciones (3.12) y (3.15) describen respectivamente, y en un TS, una evolución *refractiva* y *disipativa* desacopladas en función de las condiciones iniciales ϕ_0 y A_0 a la entrada del TS. El método variacional disipativo, descrito

en la sección anterior, es aplicable por tanto a la resolución de la ecuación (3.12) mediante el modelado de una función prueba ($\phi_0(x, z)$) debidamente parametrizada; dicha función prueba, debe ser posteriormente introducida en la expresión (3.15) deduciéndose así la ecuación diferencial para la amplitud $A(z)$.

Una vez deducidas la expresiones para un TS, el método de cálculo para medios no delgados consistirá en la división de la distancia de propagación en tramos delgados (TSs), y en una resolución iterativa y secuencial de las ecuaciones (3.12) y (3.15) variando recursivamente las condiciones iniciales en cada tramo. En la figura 3.1 se muestra un esquema de flujo del procedimiento variacional iterativo.

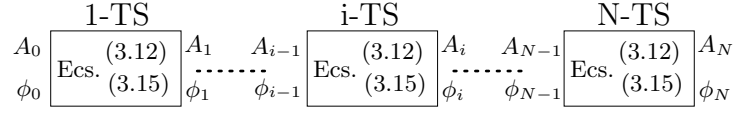


FIGURA 3.1: Esquema de flujo del cálculo variacional secuencial para la propagación disipativa.

3.2. Ecuaciones de evolución refractivas y disipativas CKG

A continuación aplicaremos el procedimiento variacional iterativo introducido anteriormente para la resolución de las ecuaciones (2.72-2.73) y en particular, las ecuaciones de contra y copropagación no conservativas en guías CKG no lineales que describen los casos de propagación de mayor interés en esta memoria y a partir de los cuales se obtendrán los resultados que se utilizarán para el diseño de dispositivos biestables, lógicos y de enrutado totalmente ópticos que se abordarán en los capítulos 4 y 5.

En primer lugar, y dada la similitud de las ecuaciones de contra y copropagación, trataremos de expresar los sistemas (2.72-2.73) de forma compacta a fin de que el cálculo variacional contenga ambos casos de propagación. Como se puede observar en los sistemas de ecuaciones diferenciales acopladas de contra y copropagación, dos son las diferencias formales entre ellos; en primer lugar el factor que modula la interacción no lineal cruzada entre ambas ondas y en segundo lugar, el cambio de signo en las derivadas con respecto a z (ondas progresiva y regresiva) que presentan las ecuaciones acopladas contrapropagantes; por tanto, definiendo el subíndice $m = 1, 2$ para las ondas contrapropagantes (progresiva y regresiva respectivamente) y $m = 1, 2$ para las ondas copropagantes (indistinguibles), los

sistemas (2.72-2.73) pueden reescribirse de forma compacta como sigue,

$$2b_m i \beta_0 \frac{\partial \psi_m}{\partial z} - b_m \alpha_0 \frac{\partial \psi_m}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi_m}{\partial x^2} - \beta_0^2 \delta(x) \psi_m + i \beta_0 \alpha_0 \eta(x) \psi_m + e^{-b_m \alpha_0 z} k^2 [n_k(x) + i n_{tpa}(x)] (|\psi_m|^2 + J |\psi_{3-m}|^2) \psi_m = 0, \quad (3.16)$$

donde $J = 2$ si el sistema representa la contrapropagación de los campos progresivo ψ_1 y regresivo ψ_2 mientras que $J = 1$ si el sistema representa la copropagación de los campos ψ_1 y ψ_2 . Finalmente, el factor b_m da cuenta del cambio de signo citado anteriormente para el caso de contrapropagación, y que es definido como

$$b_m = (-1)^{(J-1)(m+1)}. \quad (3.17)$$

A continuación explicitaremos las expresiones de los parámetros de guía de onda CKG, deducidos en la sección 2.3.2 y que dan cuenta del índice lineal gradual efectivo así como del CKG propios de la geometría y materiales de dicho tipo de guías. Debido al carácter perturbativo de la deducción realizada, que supone una variación suave de la discontinuidad núcleo-sustrato tanto para la obtención de la constante de propagación gradual como del CKG, propondremos una forma genérica para $f(x)$ la cual, habida cuenta de las dimensiones del campo óptico y en concordancia con la aproximación perturbativa, podrá aproximarse en las cercanías de $x = 0$ por su desarrollo de Taylor truncado a segundo orden, esto es, mediante una aproximación parabólica tal y como se muestra en la figura (3.2).

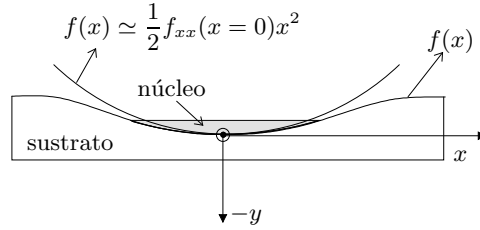


FIGURA 3.2: Representación de la curvatura núcleo-sustrato y aproximación parabólica.

Formalmente, el desarrollo de Taylor en las proximidades de $x = 0$ para la curvatura de una función, en este caso la función discontinuidad núcleo-sustrato, podría extenderse hasta términos de cuarto orden, no obstante, la elección de una función estrictamente parabólica, además de ser razonable desde el punto de vista de la fabricación de sustratos curvos, presenta una ventaja fundamental, como se verá más adelante, en cuanto a la exactitud de la solución variacional al problema de propagación no lineal en la aproximación de onda con fase cuadrática; por otra

parte, dicha aproximación es del todo razonable para curvaturas cuya dependencia, en general desconocida, presenten una variación lenta con la coordenada x .

En consencuencia, la disposición mostrada en la figura (3.2), permite escribir la función que modela la discontinuidad núcleo-sustrato en las proximidades de $x = 0$, de la forma,

$$f(x) \simeq \frac{x^2}{l^2} \quad (3.18)$$

donde l representa la curvatura de la parábola y donde, bajo la aproximación perturbativa, se verifica que $l \gg x$ en el intervalo de puntos x donde el campo óptico toma valores representativos.

A continuación reescribiremos las expresiones que ponderan, teniendo en cuenta la aproximación parabólica (3.18), la variación gradual tanto de la constante de propagación como del CKG; de esta forma las expresiones para $\delta(x)$, $\eta(x)$, $n_k(x)$ y $n_{tpa}(x)$, recordando las fórmulas (2.40, 2.59, 2.62, 2.44 y 2.48), se reescriben como:

$$\delta(x) = \frac{G^2 x^2}{\beta_0^2}; \quad \text{donde} \quad G^2 = k^2(n_f^2 - n_s^2) \frac{A_\varphi^2 C^2}{l^2} \quad (3.19)$$

$$\eta(x) = H^2 x^2; \quad \text{donde} \quad H^2 = \begin{cases} H_{nuc}^2 = -\vartheta_{nuc}/l^2 \\ H_{sus}^2 = \vartheta_{sus}/l^2 \end{cases} \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} n_k(x) &= n_{k0}(1 + Q^2 x^2); \\ n_{tpa}(x) &= n_{tpa0}(1 + Q^2 x^2); \end{aligned} \quad \text{donde} \quad Q^2 = \begin{cases} Q_{nuc}^2 = -\zeta_{nuc}/l^2 \\ Q_{sus}^2 = \zeta_{sus}/l^2 \end{cases} \quad (3.21)$$

Finalmente, sustituyendo las expresiones anteriores en la ecuación (3.16) obtenemos la siguiente ecuación de ondas en la aproximación parabólica para el índice efectivo lineal gradual y el CKG,

$$\begin{aligned} &2b_m i \beta_0 \frac{\partial \psi_m}{\partial z} - b_m \alpha_0 \frac{\partial \psi_m}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi_m}{\partial x^2} - G^2 x^2 \psi_m + i \beta_0 \alpha_0 H^2 x^2 \psi_m \\ &+ e^{-b_m \alpha_0 z} k^2 (n_{k0} + i n_{tpa0}) (1 + Q^2 x^2) (|\psi_m|^2 + J |\psi_{3-m}|^2) \psi_m = 0, \end{aligned} \quad (3.22)$$

Procediendo según lo establecido por el método variacional disipativo descrito en la sección 3.1.2, la propagación de los campos en un TS permite la separación de las contribuciones refractiva y disipativa de la ecuación (3.22); comenzando por la factorización del campo ψ_m ,

$$\psi_m(x, z) = A_m(z) \phi_m(x, z), \quad (3.23)$$

podemos reescribir la ecuación (3.22) de la siguiente forma,

$$2b_m i \beta_0 \left(A_m \frac{\partial \phi_m}{\partial z} + \phi_m \frac{\partial A_m}{\partial z} \right) + \mathcal{R}_m(A_m, \phi_m)[\phi_m] + \mathcal{D}_m(A_m, \phi_m)[A_m] = 0 \quad (3.24)$$

donde los operadores refractivo $\mathcal{R}_m$ y disipativo $\mathcal{D}_m$ vienen dados por las expresiones siguientes:

$$\mathcal{R}(A_m, \phi_m) = A_m \frac{\partial^2}{\partial x^2} - G^2 x^2 A_m + e^{-b_m \alpha_0 z} k^2 n_{k0} (1 + Q^2 x^2) (|A_m \phi_m|^2 + J |A_{3-m} \phi_{3-m}|^2) A_m, \quad (3.25)$$

$$\mathcal{D}(A_m, \phi_m) = -b_m \alpha_0 \left(\frac{\partial \phi_m}{\partial z} + \phi_m \frac{\partial}{\partial z} \right) + i \beta_0 \alpha_0 H^2 x^2 \phi_m + e^{-b_m \alpha_0 z} i k^2 n_{tpa0} (1 + Q^2 x^2) (|A_m \phi_m|^2 + J |A_{m-3} \phi_{3-m}|^2) \phi_m. \quad (3.26)$$

Una vez identificados los operadores correspondientes a las contribuciones refractiva y disipativa de la propagación, estableceremos las ecuaciones de propagación en un TS, dentro del cual, las contribuciones refractiva y disipativa están desacopladas; por lo tanto, la parte refractiva de la propagación vendrá dada, para una amplitud $A_m(z) \simeq A_{m0}$, supuesta z -invariante en un TS, por la siguiente expresión,

$$2b_m i \beta_0 A_{m0} \frac{\partial \phi_m}{\partial z} + \mathcal{R}_m(A_{m0}, \phi_m)[\phi_m] = 0. \quad (3.27)$$

Del mismo modo, considerando $\phi_m(x, z) \simeq \phi_{m0}(x)$ en un TS, las ecuaciones disipativas (ver ecuaciones (3.13)-(3.15)) vienen dadas por,

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left[2b_m i \beta_0 |\phi_{m0}|^2 \frac{d|A_m|^2}{dz} + A_m^* \phi_{m0}^* \mathcal{D}_m(A_m, \phi_{m0})[A_m] - A_m \phi_{m0} \mathcal{D}_m^*(A_m^*, \phi_{m0}^*)[A_m^*] \right] dx = 0 \quad (3.28)$$

Finalmente, considerando las expresiones particulares (3.25-3.26) para los operadores $\mathcal{R}$ y $\mathcal{D}$, las ecuaciones para la parte refractiva (3.27) y disipativa (3.28), adquieren, respectivamente, la siguiente forma,

$$2b_m i \beta_0 \frac{\partial \phi_m}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi_m}{\partial x^2} - G^2 x^2 \phi_m + e^{-b_m \alpha_0 z} k^2 n_{k0} (1 + Q^2 x^2) (|A_{m0} \phi_m|^2 + J |A_{(3-m)0} \psi_{3-m}|^2) \phi_m = 0, \quad (3.29)$$

$$\begin{aligned}
 & 2b_m i \beta_0 I_{m0}^a \frac{dA_m^2}{dz} - b_m \alpha_0 I_{m0}^b A_m^2 + 2i \beta_0 \alpha_0 H^2 I_{m0}^c A_m^2 + \\
 & 2e^{-b_m \alpha_0 z} i k^2 n_{tpa0} \left[A_m^4 (I_{m0}^d + Q^2 I_{m0}^e) + J A_m^2 A_{3-m}^2 (I_{m0}^f + Q^2 I_{m0}^g) \right] = 0
 \end{aligned} \tag{3.30}$$

donde las integrales transversales de la función prueba vienen dadas por las siguientes expresiones,

$$\begin{aligned}
 I_m^a &= \int_{-\infty}^{+\infty} |\phi_m|^2 dx & I_m^b &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\phi_m \frac{\partial \phi_m^*}{\partial z} - \phi_m^* \frac{\partial \phi_m}{\partial z} \right] dx \\
 I_m^c &= \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 |\phi_m|^2 dx & I_m^d &= \int_{-\infty}^{+\infty} |\phi_m|^4 dx \\
 I_m^e &= \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 |\phi_m|^4 dx & I_m^f &= \int_{-\infty}^{+\infty} |\phi_m|^2 |\phi_{3-m}|^2 dx \\
 I_m^g &= \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 |\phi_m|^2 |\phi_{3-m}|^2 dx
 \end{aligned} \tag{3.31}$$

3.2.1. Ecuaciones de evolución refractivas

Una vez deducidas las ecuaciones que describen la propagación de las partes refractivas y disipativas de los campos contra y copropagantes, comenzaremos por la resolución variacional refractiva en un TS, dada por la ecuación (3.29). Para ello comenzamos por definir la forma funcional de la función prueba $\phi_m(x, z)$; en nuestro caso utilizaremos una función Gaussiana dada por la siguiente expresión,

$$\begin{aligned}
 \phi_m(x, z) &= \frac{1}{w_m^{1/2}} \exp \left[-\frac{(x - x_m)^2}{a^2 w_m^2} \right] \times \\
 &\exp [i b_m \beta_0 \rho_m (x - x_m)^2 + i b_m V_m (x - x_m)],
 \end{aligned} \tag{3.32}$$

donde los parámetros de evolución ópticos z -dependientes son: la anchura del haz normalizada $w(z)$ (donde $aw(z=0) = a$, siendo a la anchura inicial), el inverso del radio de curvatura $\rho(z)$, el desplazamiento (o posición en el plano XZ) del pico de la amplitud Gaussiana $x_m(x)$ y la componente x del vector de ondas $V_m(z)$.

Tal y como se indicó en la descripción del método variacional, la elección de la forma funcional de la función prueba constituye una de las tareas fundamentales del procedimiento de optimización de Ritz asociado al problema variacional reducido. Es por ello, que la elección de dicha función ha de efectuarse en virtud de criterios físicos y matemáticos, a fin de que los resultados sean próximos a los exactos y a su vez proporcionen una descripción física clara y concisa. A este

respecto, el método variacional, aplicado a la resolución aproximada de ecuaciones tipo NLSE, ha utilizado fundamentalmente funciones prueba del tipo secante hiperbólica (SH)[Afa98] y del tipo Gaussiano (G)[And83]. La solución variacional con funciones tipo SH, presenta la ventaja de contener la solución exacta al problema estacionario, donde la solución analítica para la amplitud del solitón espacial de la NLSE unidimensional viene descrita por una función SH [Con95]; como consecuencia de esto último, la utilización de esta función ha sido extendida a la resolución de problemas dinámicos (no estacionarios) donde se precisa incorporar a la amplitud tipo SH un término de fase cuadrática [Ued90, Mal94]. Por otra parte, formas funcionales de tipo G, presentan la ventaja de adquirir un término de fase cuadrática de forma natural en problemas de propagación lineal resueltos mediante la aproximación paraxial de Fresnel; asimismo, en problemas de propagación en medios de índice gradual parabólico, la solución G con fase cuadrática describe con gran exactitud la evolución del campo óptico. En definitiva, ambas alternativas son válidas para el problema dinámico de propagación no lineal, siendo la función SH más exacta en problemas cercanos al autoatrapamiento en guías homogéneas, y la función G en guías de perfil parabólico en regímenes difractivo-oscilatorios. No obstante es preciso indicar que, tras el cálculo variacional, ambas aproximaciones no presentan diferencias relevantes en cuanto a la evolución espacial longitudinal de los parámetros ópticos [Sam93]. Finalmente, y en lo que concierne a esta memoria, los campos ópticos sujetos al estudio variacional procederán, en su totalidad, de fibras ópticas monomodo cuya amplitud modal en general se aproxima a formas funcionales de tipo G, hecho que también justifica la elección de la representación Gaussiana para el campo óptico.

Volviendo ahora al formalismo introducido en la sección 3.1.1, es fácil comprobar que la ecuación (3.29) procede de la siguiente funcional Lagrangiana,

$$L(x, z) = \sum_m b_m i \beta_0 \left(\phi_m \frac{\partial \phi_m^*}{\partial z} - \phi_m^* \frac{\partial \phi_m}{\partial z} \right) + \left| \frac{\partial \phi_m}{\partial x} \right|^2 + G^2 x^2 |\phi_m|^2 - \frac{1}{2} e^{-b_m \alpha_0 z} k^2 n_{k0} (1 - Q^2 x^2) (|A_{m0} \phi_m|^2 + J |A_{(3-m)0} \phi_{3-m}|^2) |\phi_m|^2. \quad (3.33)$$

es decir, las ecuaciones de propagación refractiva (3.29) se deducen a partir de la funcional Lagrangiana anterior, mediante las ecuaciones de Euler-Lagrange (3.4) para ϕ_1 y ϕ_2 .

Siguiendo el procedimiento de optimización de Ritz, el siguiente paso es la obtención de la funcional Lagrangiana reducida para lo cual debemos introducir la función prueba ϕ_m en la expresión (3.33) e integrar sobre la dimensión x ,

obteniéndose:

$$\begin{aligned} \langle L \rangle = & \sum_m 2b_m \beta_0^2 \tilde{I}_m^c \left(\frac{d\rho_m}{dz} + 2\rho_m^2 \right) + \frac{4}{a^3 w_m^4} \tilde{I}_m^c + G^2 I_m^c - \\ & \frac{1}{2} k^2 n_{k0} e^{-b_m \alpha_0 z} [A_{m0}^2 (I_m^d + Q^2 I_m^e) + J A_{(3-m)0}^2 (I_m^f + Q^2 I_m^g)], \end{aligned} \quad (3.34)$$

donde se han eliminado los términos producto de integrales impares y se ha definido la nueva integral,

$$\tilde{I}_m^c = \int_{-\infty}^{+\infty} (x - x_m)^2 |\phi_m|^2 dx \quad (3.35)$$

La funcional Lagrangiana reducida dada por la expresión (3.34), es una función de los parámetros ópticos z -dependientes que determinan la propagación de la función prueba dada por la expresión (3.32). Por ello, el siguiente paso del cálculo variacional será la obtención de las ecuaciones de evolución para dichos parámetros, las cuales se derivan a partir de las ecuaciones de Euler-Lagrange (Ecs. 3.7). Para ello será útil introducir los siguientes parámetros de cálculo:

$$\begin{aligned} \tau = \frac{z}{L_d}; \quad L_d = \frac{1}{2} \beta_0 a^2; \quad g = \frac{1}{4} G^2 a^4 \\ p_m = \frac{1}{2\sqrt{2}} k^2 n_{k0} A_m^2; \quad q = \frac{1}{8} Q^2 a^2, \end{aligned} \quad (3.36)$$

donde L_d representa la longitud característica de difracción (o *Rango de Rayleigh*), g y q son parámetros que determinan las contribuciones de índice gradual lineal y no lineal (CKG) respectivamente, y p_m es un parámetro proporcional a la potencia del m -haz Gaussiano.

3.2.1.1. Ecuación de evolución del radio de curvatura

A partir de la ecuación de Euler-Lagrange para el inverso del radio de curvatura $\rho_m(z)$, es decir,

$$\frac{\delta \langle L \rangle}{\delta \rho_m} = \frac{\partial \langle L \rangle}{\partial \rho_m} - \frac{d}{dz} \frac{\partial \langle L \rangle}{\partial \left(\frac{d\rho_m}{dz} \right)} = 0, \quad (3.37)$$

se deduce la ecuación de evolución para el inverso de los radios de curvatura,

$$\rho_m(\tau) = \frac{1}{2L_d} \frac{1}{w_m} \frac{dw_m}{d\tau} \quad (3.38)$$

3.2.1.2. Ecuación de evolución de la anchura de haz

Análogamente, a partir de la ecuación de Euler-Lagrange para las anchuras de haz $w(z)$, es decir,

$$\frac{\delta\langle L \rangle}{\delta w_m} = \frac{\partial\langle L \rangle}{\partial w_m} - \frac{d}{dz} \frac{\partial\langle L \rangle}{\partial \left(\frac{dw_m}{dz} \right)} = 0, \quad (3.39)$$

se obtienen las ecuaciones acopladas de evolución de las anchuras del m -haz Gaussiano:

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 w_m}{d\tau^2} - \frac{1}{w_m^3} + g w_m + \frac{1}{2} p_{m0} e^{-b_m L_d \alpha_0 \tau} \frac{1}{w_m^2} (1 - q w_m^2 + Q^2 x_m^2) + \\ & \sqrt{2} J p_{(3-m)0} e^{-b_m L_d \alpha_0 \tau} \frac{1}{w_m^2} \left(1 + \frac{w_{3-m}^2}{w_m^2} \right)^{-3/2} (K_m^{(a)} - q K_m^{(b)} + Q^2 K_m^{(c)}) E_{m0} = 0, \end{aligned} \quad (3.40)$$

donde se han introducido las siguientes funciones,

$$\begin{aligned} K_m^{(a)} &= 1 - \frac{4(x_m - x_{3-m})^2}{a^2 w_m^2 + a^2 w_{3-m}^2}; \\ K_m^{(b)} &= 2w_{3-m}^2 - 3 \frac{w_m^2 w_{3-m}^2}{w_m^2 + w_{3-m}^2}; \\ K_m^{(c)} &= -4 \frac{x_{3-m}(w_m^2 x_{3-m} + w_{3-m}^2 x_m)}{w_m^2 + w_{3-m}^2} + 4 \frac{(w_m^2 x_{3-m} + w_{3-m}^2 x_m)^2 (x_m - x_{3-m})^2}{a^2 (w_m^2 + w_{3-m}^2)^3} \\ &+ 5 \frac{(w_m^2 x_{3-m} + w_{3-m}^2 x_m) + w_m^2 w_{3-m}^2 (x_m - x_{3-m})^2}{(w_m^2 + w_{3-m}^2)^2} \\ E_m &= \exp \left[\frac{-2(x_m - x_{3-m})^2}{a^2 w_m^2 + a^2 w_{3-m}^2} \right]. \end{aligned} \quad (3.41)$$

De nuevo es importante señalar que se han indicado con el subíndice $m0$ los parámetros de potencia p , denotando así que su valor se considera z -invariante en un TS.

3.2.1.3. Ecuación de evolución del vector de ondas

Siguiendo el mismo proceso para la componente x del vector de ondas $V_m(z)$, es decir,

$$\frac{\delta\langle L \rangle}{\delta V_m} = \frac{\partial\langle L \rangle}{\partial V_m} - \frac{d}{dz} \frac{\partial\langle L \rangle}{\partial \left(\frac{dV_m}{dz} \right)} = 0, \quad (3.42)$$

se deduce la siguiente ecuación para la evolución de los parámetros $V_m(z)$:

$$V_m(\tau) = \frac{\beta_0}{L_d} \frac{dx_m}{d\tau} \quad (3.43)$$

3.2.1.4. Ecuación de evolución del desplazamiento del haz

Finalmente, usando las ecuaciones de Euler-Lagrange para el desplazamiento del haz $x_m(z)$, es decir,

$$\frac{\delta \langle L \rangle}{\delta x_m} = \frac{\partial \langle L \rangle}{\partial x_m} - \frac{d}{dz} \frac{\partial \langle L \rangle}{\partial \left(\frac{dx_m}{dz} \right)} = 0, \quad (3.44)$$

obtenemos las siguientes ecuaciones acopladas de evolución para los desplazamientos $x_m(z)$,

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x_m}{d\tau^2} + g x_m - 2p_{m0} e^{-b_m L_d \alpha_0 \tau} q x_m \frac{1}{w_m} + \\ \frac{J}{\sqrt{2}} p_{(3-m)0} e^{-b_m L_d \alpha_0 \tau} (D_m^{(a)} - q D_m^{(b)}) E_m = 0, \end{aligned} \quad (3.45)$$

donde se han introducido las siguientes expresiones,

$$\begin{aligned} D_m^{(a)} &= \frac{(x_m - x_{3-m})}{(w_m^2 + w_{3-m}^2)^{3/2}}; \\ D_m^{(b)} &= 8 \frac{w_{3-m}^2 (w_m^2 x_{3-m} + w_{3-m}^2 x_m)}{(w_m^2 + w_{3-m}^2)^{5/2}} - 4 \frac{(x_m - x_{3-m})}{(w_m^2 + w_{3-m}^2)^{5/2}} - \\ &4 \frac{(w_m^2 x_{3-m} + w_{3-m}^2 x_m)^2 (x_m - x_{3-m})}{a^2 (w_m^2 + w_{3-m}^2)^{7/2}}. \end{aligned} \quad (3.46)$$

3.2.2. Ecuaciones de evolución disipativas

Una vez obtenidas las ecuaciones de evolución para los parámetros refractivos, resolveremos a continuación la ecuación que describe la evolución de la potencia de los haces Gaussianos. Para ello introducimos la función prueba (3.32) en la ecuación (3.30), teniendo en cuenta las integrales definidas en las expresiones (3.31); nótese que en este caso han de indicarse los parámetros refractivos con el subíndice $m0$ ya que dichos parámetros se suponen constantes (z -invariantes) en un TS.

Por tanto, utilizando además de los parámetros de cálculo introducidos en la expresión (3.36), los nuevos parámetros

$$h = \frac{1}{2}aH, \quad \Gamma = \frac{n_{tpa0}}{n_{k0}}, \quad (3.47)$$

las ecuaciones para las potencias (representadas por los parámetros p_m), vienen dadas por,

$$\begin{aligned} & b_m \frac{dp_m}{d\tau} + \frac{1}{4}b_m \left(\frac{\alpha_0}{\beta_0} \right) p_m \left(L_d \frac{d\rho_{m0}}{d\tau} w_{m0}^2 + 2V_{m0} \frac{dx_{m0}}{d\tau} \right) + \\ & L_d \alpha_0 p_m (h^2 w_{m0}^2 + H^2 x_{m0}^2) + \Gamma p_m^2 \frac{1}{w_{m0}^2} (1 + q w_{m0}^2 + Q^2 x_{m0}^2) e^{-b_m L_d \alpha_0 \tau} + \\ & \sqrt{2} \Gamma p_m p_{3-m} \frac{e^{-b_m L_d \alpha_0 \tau}}{w_{m0}^2 + w_{(3-m)0}^2} (1 + q S_{m0}^{(a)} + Q^2 S_{m0}^{(b)}) E_{m0} = 0 \end{aligned} \quad (3.48)$$

donde se han introducido las siguientes funciones (z -invariantes en un TS),

$$S_m^{(a)} = \frac{w_m^2 w_{3-m}^2}{w_m^2 + w_{3-m}^2}; \quad S_m^{(b)} = \frac{(w_m^2 x_{3-m} + w_{3-m}^2 x_m)^2}{(w_m^2 + w_{3-m}^2)^2} \quad (3.49)$$

Las ecuaciones de evolución obtenidas, esto es, Ecs. (3.38, 3.40, 3.43, 3.45 y 3.48), han sido deducidas bajo la condición de propagación a lo largo de un TS, según la cual se puede obtener una solución aproximada de ambas contribuciones, es decir, de la refractiva y de la disipativa, considerando invariantes la potencia para el primer caso, y la variación espacial transversal del campo para el segundo.

A continuación y desde un punto de vista físico, argumentaremos de forma descriptiva el carácter desacoplado de las contribuciones refractiva y disipativa. En primer lugar, recordemos que la elección de un tramo TS suficientemente pequeño garantiza, en régimen paraxial, una variación moderada tanto de la parte refractiva como de la parte disipativa del campo óptico; en consecuencia, y en primera aproximación, podemos suponer una evolución independiente de ambas contribuciones, es decir, podemos despreciar la influencia mutua de las partes refractiva y disipativa.

Por otra parte, desde un punto de vista más formal, dicho argumento se sustenta en las diferentes escalas de intervalos espaciales en las que actúan ambos efectos de forma significativa. Para visualizar esta diferencia, tomemos como ejemplo una onda plana, la cual podríamos expresar de la forma

$$\psi = C e^{ik_0 n z} \quad (3.50)$$

donde n representa un índice de refracción complejo no lineal es decir $n = n_0 + n_2 I + i(\alpha_0 + \alpha_2 I)$. Sustituyendo la expresión del índice en (3.50), obtenemos que:

$$\psi = C e^{-k_0(\alpha_0 + \alpha_2 I)z} e^{ik_0(n_0 + n_2 I)z}, \quad (3.51)$$

es decir, una parte oscilante gobernada por la parte real del índice, y una amplitud exponencial real decreciente gobernada, en este caso, por la absorción. Este resultado trivial evidencia no obstante, las diferentes escalas mencionadas anteriormente para las contribuciones refractiva y disipativa, es decir, en los materiales de interés para los propósitos de este trabajo, las partes imaginarias del índice han de ser mucho menores, en valor absoluto, que las partes reales, de tal forma que la exponencial decreciente no agote la energía del haz en distancias demasiado cortas.

La anterior argumentación se reproduce nuevamente en la función prueba (3.23), es decir en la factorización del campo en la amplitud $A(z)$ y la envolvente Gaussiana $\phi(x, z)$. Dicha factorización, tomada en un TS, permite el desacoplamiento de las contribuciones refractiva y disipativa en la ecuación general de ondas en la medida en que podemos suponer que la variación de la potencia, debida a efectos disipativos, es suficientemente lenta como para desprestigiar su influencia local sobre los efectos refractivos.

3.3. Resultados numéricos y discusión

Una vez deducidas las ecuaciones de evolución para un TS, utilizaremos el procedimiento iterativo de resolución (ilustrado en la figura (3.1)), que nos permitirá obtener el resultado general de propagación no lineal disipativa. Para ello, dadas las condiciones iniciales para los parámetros refractivos y para la potencia, dividiremos la distancia de propagación en tramos (TSs) de tal forma que las condiciones iniciales al inicio de cada TS se obtienen mediante la resolución de las ecuaciones del TS precedente.

La resolución de las ecuaciones desacopladas refractiva y disipativa en cada TS puede llevarse a cabo de varias formas. En nuestro caso dichas ecuaciones no admiten un tratamiento analítico por lo que ha de aplicarse un método numérico para obtener su solución. Por tanto, se deberá utilizar un método de resolución apropiado que sea compatible con el método variacional disipativo, a partir del cual se han deducido las ecuaciones a resolver numéricamente. Un método apropiado para nuestros fines es el método Runge-Kutta de cuarto orden [Pre92], el cual, basándose en una discretización del espacio, construye una solución a partir de la aproximación de Taylor hasta cuarto orden, donde las derivadas i -ésimas

($i \leq 4$) de la función se sustituyen por valores de la función evaluada en determinados puntos del intervalo de discretización. Por tanto, considerando que el intervalo de discretización del método Runge-Kutta es igual o menor que el TS, dicho método permite la resolución iterativa del problema desacoplado, donde, como establece el método variacional disipativo, se mantienen constantes los parámetros correspondientes refractivos/disipativos en cada caso.

Por otra parte, es preciso subrayar que los parámetros p_m , si bien se introdujeron como parámetros proporcionales a la potencia, no dan cuenta de las pérdidas por decaimiento exponencial $\exp(-b_m \alpha_0 z)^\dagger$, cuya contribución aparece explícitamente en las ecuaciones refractivas acompañando a los factores no lineales; por tanto, en aras de una descripción física más intuitiva, definimos el parámetro $P_m(\tau) = p_m(\tau) \exp(-b_m L_d \alpha_0 \tau)$, cuya sustitución en las ecuaciones Ecs. (3.40, 3.45 y 3.48), da lugar a las tres ecuaciones para la evolución de los parámetros más relevantes, esto es, anchura del haz ($w_m(z)$), posición del pico ($x_m(z)$) y potencia (P_m):

$$\begin{aligned} \frac{d^2 w_m}{d\tau^2} - \frac{1}{w_m^3} + g w_m + \frac{1}{2} P_m \frac{1}{w_m^2} (1 - q w_m^2 + Q^2 x_m^2) + \\ \sqrt{2} J P_{3-m} \frac{1}{w_m^2} \left(1 + \frac{w_{3-m}^2}{w_m^2} \right)^{-3/2} (K_m^{(a)} - q K_m^{(b)} + Q^2 K_m^{(c)}) E_m = 0. \end{aligned} \quad (3.52)$$

$$\frac{d^2 x_m}{d\tau^2} + g x_m - 2 P_m q x_m \frac{1}{w_m} + \frac{J}{\sqrt{2}} P_{3-m} (D_m^{(a)} - q D_m^{(b)}) E_m = 0. \quad (3.53)$$

$$\begin{aligned} b_m \frac{dP_m}{d\tau} + \frac{1}{4} b_m \left(\frac{\alpha_0}{\beta_0} \right) P_m \left(L_d \frac{d\rho_m}{d\tau} w_m^2 + 2 V_m \frac{dx_m}{d\tau} \right) + \\ L_d \alpha_0 P_m (1 + h^2 w_m^2 + H^2 x_m^2) + \Gamma P_m^2 \frac{1}{w_m^2} (1 + q w_m^2 + Q^2 x_m^2) + \\ \sqrt{2} \Gamma P_m P_{3-m} \frac{1}{w_m^2 + w_{3-m}^2} (1 + q S_m^{(a)} + Q^2 S_m^{(b)}) E_m = 0. \end{aligned} \quad (3.54)$$

En definitiva, la resolución del sistema dado por (3.52, 3.53, 3.54) mediante el algoritmo Runge-Kutta, donde el intervalo de discretización es menor o igual que la longitud del TS, es equivalente al problema desacoplado para un TS.

[†]Recuérdese que dicha exponencial surge de la introducción de la constante de propagación compleja en la definición del campo óptico (ver Ecs. (2.52) y (2.53)).

Una vez deducidas las ecuaciones de evolución de los parámetros característicos de las amplitudes Gaussianas y descrito el método numérico de resolución, obtendremos y discutiremos en esta sección algunos resultados relevantes de propagación, contra y copropagación disipativa en guías monomodo CKG. Como ya se ha comentado, los dispositivos diseñados en la presente memoria hacen uso de características específicas de propagación, contra y copropagación, las cuales serán explicitadas y estudiadas conforme se introduzca el diseño de dichos dispositivos; no obstante, será interesante e ilustrativo realizar y discutir algunas simulaciones de la evolución de los campos, bajo la acción de efectos de interacción no lineal mutua, índice efectivo gradual, coeficiente Kerr gradual o efectos disipativos, destacando aquellos fenómenos que no han sido ni predichos ni descritos anteriormente en la bibliografía consultada por el autor.

3.3.1. Propagación en guías CKG disipativas.

Comenzaremos nuestro estudio con la propagación de un haz Gaussiano en una guía CKG sin absorción ni ganancia. Para ello, debemos especificar las características de la guía plana que utilizaremos para nuestras simulaciones. En la figura 3.3 se muestra el esquema de la guía utilizada con los valores de los parámetros de diseño correspondientes a nuestras simulaciones, donde hemos tomado un valor para la longitud de onda de $\lambda = 0,523 \mu\text{m}$, correspondiente al valor de la longitud de onda tomada para la medida de la no linealidad cúbica realizada en la referencia [Geh98].

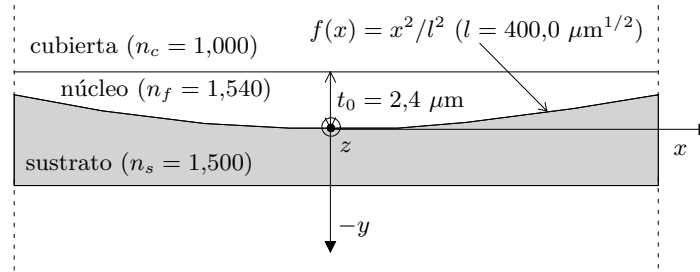


FIGURA 3.3: Esquema de la guía plana utilizada en nuestras simulaciones con los correspondientes parámetros de diseño.

Con estos datos la amplitud modal no perturbada dada por la expresión (2.35) adquiere la forma mostrada en la figura 3.4 y con el correspondiente valor para el índice efectivo obtenido de la resolución de la ecuación de dispersión (2.36).

Finalmente, los valores de los parámetros relacionados con el índice efectivo gradual y el CKG han sido calculados para los casos de núcleo o sustrato no lineal.

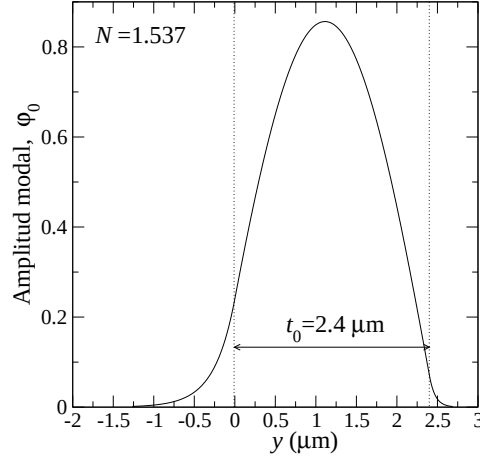


FIGURA 3.4: Amplitud modal de la guía no perturbada (dada por la expresión (2.35)) escogida para nuestras simulaciones.

En la tabla 3.1 se muestran los resultados obtenidos, donde se ha hecho uso de las expresiones (3.19, 3.20 y 3.21).

	G^2	Q^2	H^2
Sustrato no lineal	$6,1204 \times 10^{-6}$	$9,8825 \times 10^{-5}$	$4,9412 \times 10^{-5}$
Núcleo no lineal	$6,1204 \times 10^{-6}$	$-3,8019 \times 10^{-8}$	$-3,6383 \times 10^{-7}$

TABLA 3.1: Valores obtenidos para los parámetros de índice efectivo gradual y CKG en la configuración guíanate de la figura 3.3.

Los parámetros de diseño que se han escogido para la guía corresponden a aquellos utilizados para el diseño de un dispositivo de autoenrutado que se presentará en el capítulo 5 y donde se justificará su elección específica en función de los requerimientos de diseño del dispositivo. Para el caso que nos ocupa, dicha elección supone un ejemplo ilustrativo de las diferencias existentes entre la propagación con núcleo o sustrato no lineal y permite visualizar, notablemente, los efectos generados por el CKG.

3.3.1.1. Propagación conservativa

Comenzaremos con el estudio de la propagación de haces Gaussianos en estructuras CKG de perfil parabólico. Para ello, y denotando como $w_0(z)$, $x_0(z)$ y $p_0(z)$

los parámetros ópticos de evolución del haz Gaussiano, las ecuaciones generales de evolución (3.52, 3.53, 3.54) toman la siguiente forma para el caso monopropagante y en medios conservativos, esto es $p_0 = \text{cte}$:

$$\frac{d^2 w_0}{d\tau^2} - \frac{1}{w_0^3} + (g - \frac{1}{2}p_0 q)w_0 + \frac{1}{2}p_0 \frac{1}{w_0^2} (1 + Q^2 x_0^2) = 0. \quad (3.55)$$

$$\frac{d^2 x_0}{d\tau^2} + (g - 2p_0 q \frac{1}{w_0})x_0 = 0. \quad (3.56)$$

En la figura 3.5, se muestran los resultados de la resolución del sistema de ecuaciones anterior llevada a cabo mediante el algoritmo Runge-Kutta de cuarto orden[§].

Fijada la distancia de propagación, se han obtenido curvas para distintos valores del parámetro de potencia p_0 , mostrándose en cada caso la propagación en guías con sustrato no lineal (curvas de trazo continuo) y en guías con núcleo no lineal (trazo discontinuo). El haz Gaussiano presenta una anchura inicial de $a = 6,87 \mu\text{m}$, un desplazamiento inicial $x_0(z = 0) \equiv \delta = 40 \mu\text{m}$ y la distancia de propagación es $d = 69,3 \text{ mm}$. Finalmente, el valor de los parámetros g y q se obtiene a partir de las expresiones (3.36) usando los valores mostrados en la tabla 3.1.

La figura 3.5 muestra el comportamiento característico de la propagación de un haz Gaussiano en una estructura CKG, cuyos perfiles de índice efectivo gradual y de coeficiente Kerr gradual, inducen un comportamiento oscilatorio tanto en la anchura Gaussiana como en el desplazamiento del haz [Cas85].

Restringiendo, por el momento, el análisis al comportamiento de la anchura Gaussiana, observamos a medida que la potencia aumenta, como las oscilaciones propias de una estructura de índice gradual disminuyen su amplitud y aumentan su frecuencia por el efecto global de autofocalización Kerr. Por otra parte, en la figura 3.5-(b) se aprecian las diferencias debidas a la localización del material no lineal, observándose una mayor amplitud de oscilación para el caso que corresponde a un núcleo no lineal. Por otra parte, podemos observar como la anchura Gaussiana alcanza un valor cuasi-estacionario para $p_0 = 2$; este valor de la potencia, se corresponde con el valor exacto de la potencia de autoatrapamiento ($w_0 = 1$,

[§]La resolución Runge-Kutta ha sido testada en la sección P1.2 con las soluciones analíticas de la ecuación (3.55) para haces en guías homogéneas ($g = q = Q = 0$) y en la sección P5.7, para haces no desplazados en guías inhomogéneas ($x_0(z) = 0$) donde, en este último caso, la solución se obtiene mediante el formalismo de Carlson para cálculo de integrales elípticas de primera, segunda y tercera especie.

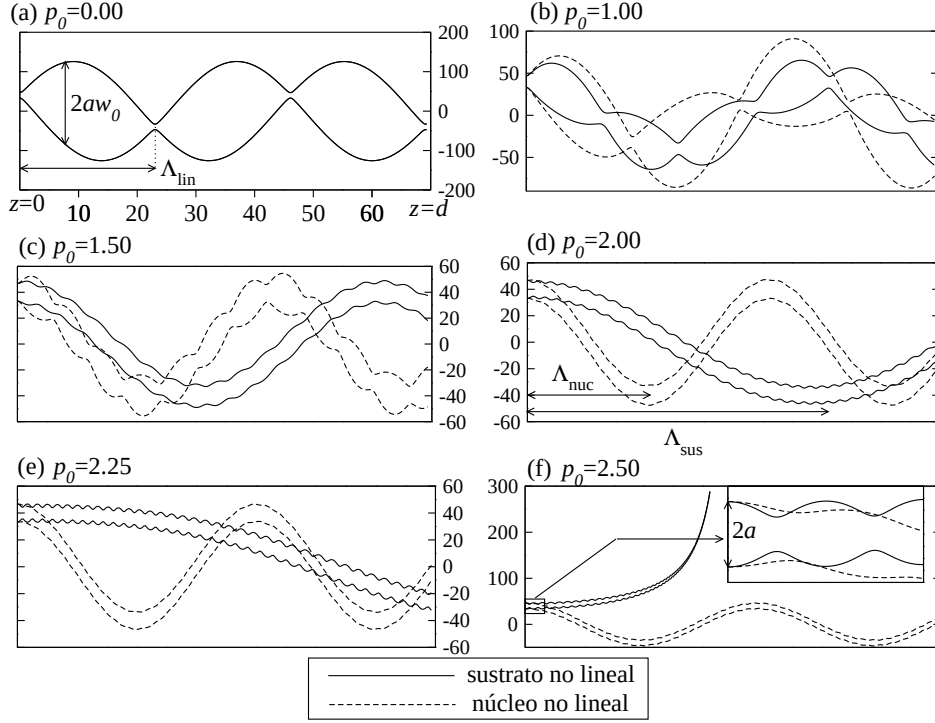


FIGURA 3.5: Propagación variacional de un haz Gaussiano en una guía CKG no lineal conservativa.

$\forall z$) para el caso de propagación en guías planas homogéneas, es decir con discontinuidad núcleo-sustrato plana [And83, Des91]. Dicho valor de potencia, puede ser extendido al caso de guías CKG, cuando el campo se propaga a lo largo del eje de simetría de la discontinuidad, es decir con $\delta = 0$. En este caso, operando sobre la ecuación (3.55), es fácil obtener el valor de la potencia crítica de autoatrapamiento integrando, igualando a cero y considerando $w_0 = 1$ y $x_0 = 0$ [And83, Mat01b]; tras dicho cálculo, el valor obtenido para la potencia crítica de autoatrapamiento viene dado por la expresión,

$$p_{cr} = \frac{2(1-g)}{1-q}. \quad (3.57)$$

Para el caso de haces desplazados, como el que se muestra en la figura 3.5-(d), dicho valor se corresponde con un estado de cuasi-autoatrapamiento ya que el desplazamiento del haz induce una asimetría entre la amplitud del haz Gaussiano

y la distribución de la no linealidad, generando pequeñas oscilaciones de la anchura Gaussiana tal y como se observa en la figura 3.5-(d). Por otra parte, para valores de p_0 por encima de la potencia crítica de autoatrapamiento, la anchura Gaussiana autofocaliza, de forma que las oscilaciones presentan una amplitud por debajo de la anchura inicial tal y como se ilustra en la parte superior derecha de la gráfica 3.5-(f).

En lo que respecta al desplazamiento del haz, el efecto lente generado por el índice efectivo gradual influye en la trayectoria de un haz desplazado respecto del eje de simetría de la discontinuidad curva núcleo-sustrato (figura 3.5-(a)) provocando un comportamiento oscilatorio de amplitud δ . Por otra parte el periodo de oscilación de la trayectoria del campo (definido como 2Λ y mostrado en las figuras 3.5-(a) y 3.5-(d) para los casos lineal y de cuasi-autoatrapamiento) depende, para el caso lineal, de la *focal*[¶] de la lente, siendo Λ menor a medida que dicha *focal* aumenta. Cuando los valores de potencia inducen efectos no lineales, el factor de interacción espacial de la amplitud Gaussiana con el material no lineal afectará también al periodo de la trayectoria de los campos en función de la potencia del haz; de este modo, en la figura 3.5-(d) se observa como el periodo de oscilación disminuye, respecto del periodo a baja potencia, para el caso de guías con núcleo no lineal mientras que dicho periodo aumenta cuando la no linealidad se encuentra en el sustrato.

Dado que el efecto de oscilación del haz es consecuencia exclusiva de la distribución gradual de los índices efectivos, tanto lineal como no lineal, es en la trayectoria del haz donde se apreciarán de forma más notable las diferencias según la localización del material no lineal. Desde un punto de vista matemático, dichas diferencias vienen dadas por la diferencia de signo del factor Q (y en consecuencia q), el cual, para el caso de un núcleo no lineal, contribuye de forma aditiva al término de gradiente lineal en la ecuación (3.56) aumentando el poder focalizador de la lente y por tanto, disminuyendo el periodo de oscilación; de manera contraria, dicho periodo aumenta si el material no lineal se localiza en el sustrato de la guía. Físicamente, dichos efectos se justifican por la contribución del efecto Kerr al aumento de los índices de refracción de núcleo y sustrato; de hecho, para el caso de núcleo no lineal, la diferencia entre los índices de refracción de núcleo y sustrato aumenta con la intensidad, aumentando la focal efectiva de la guía y en consecuencia provocando una reducción del periodo de oscilación. Por el contrario, la localización del material no lineal en el sustrato, ejerce de forma cualitativa, el efecto opuesto.

[¶]Para el caso de guías de índice gradual, la focal de la lente en régimen lineal depende del parámetro g y por tanto del grado de curvatura de la discontinuidad así como de la diferencia entre los índices de núcleo y sustrato.

Por otra parte, en la figura 3.5-(f) se muestra el caso límite para el cual el efecto no lineal sobre el índice del sustrato es suficientemente intenso como para compensar el gradiente de índice lineal, provocando una *trayectoria de escape* hacia regiones de mayor índice refracción. Es preciso señalar que para estos casos, la teoría perturbativa de la constante de propagación pierde validez en la medida en que nos alejamos de las regiones que verifican la condición $x \ll l$; no obstante, dicho efecto ilustra de forma clara las diferencias entre el comportamiento del haz en función de la localización del material no lineal en la estructura guiante. En la figura 3.6 se muestra la dependencia de los periodos de oscilación de la trayectoria del haz con la potencia, poniéndose de manifiesto las diferencias anteriormente descritas así como la tendencia asintótica para el caso del sustrato no lineal. Esta tendencia, concuerda con el valor aproximado obtenido para la potencia límite (p_{lim}) a partir de la cual cesa el comportamiento oscilatorio; dicha potencia, se obtiene a partir de la ecuación (3.56) realizando $g = 2p_{lim}q/\bar{w}_0$, donde se considera el valor medio de w_0 para la potencia límite extrapolada de los resultados gráficos, obteniéndose un valor de $p_{lim} = 2,27$.

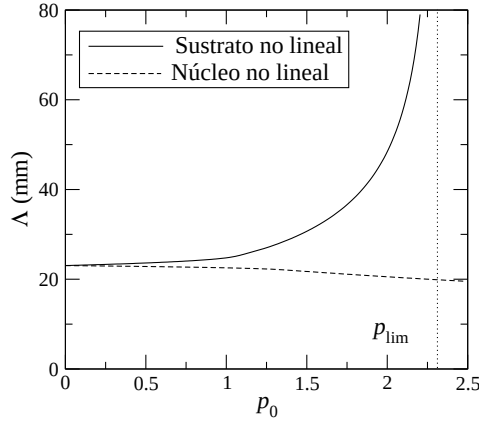


FIGURA 3.6: Dependencia de los periodos de oscilación con la potencia para el caso de guías con sustrato no lineal (línea continua) y núcleo no lineal (línea discontinua).

En definitiva y como se detallará más adelante, la dependencia de la trayectoria de un haz Gaussiano con la potencia del haz constituye uno de los resultados más relevantes en cuanto a su posterior aplicación al diseño de dispositivos de enrutado totalmente óptico independientes de la fase.

Finalmente en la figura 3.7 se muestra la representación tridimensional de la

intensidad Gaussiana normalizada, dada por la expresión,

$$I_0(x, z) = \frac{A_0(z)^2}{A_0^2(z=0)} |\phi_0(x, z)|^2 = \frac{P_0(z)}{P_{00}} \frac{1}{w_0} \exp \left[-\frac{2(x-x_0)^2}{a^2 w_0^2} \right], \quad (3.58)$$

donde hemos definido la potencia inicial como, $P_0(z=0) = P_{00}$. Recordemos que para el caso conservativo tenemos que $P_0(z) = P_{00} \forall z$.

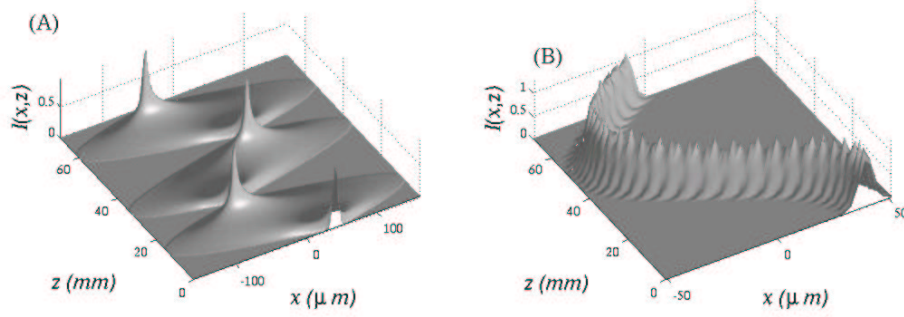


FIGURA 3.7: Representación tridimensional de la evolución de la intensidad del haz Gaussiano donde: (A) $P_{00} \simeq 0,0$; (B) $P_{00} = p_{cr}$.

3.3.1.2. Propagación disipativa. Absorción lineal

A continuación se incorporará la contribución disipativa a las ecuaciones de evolución en guías CKG. Para ello, las ecuaciones (3.55) y (3.56) se completan ahora con la ecuación para la evolución de la potencia que denotaremos como $P_0(z)$, es decir,

$$\frac{d^2 w_0}{d\tau^2} - \frac{1}{w_0^3} + (g - \frac{1}{2} P_0 q) w_0 + \frac{1}{2} P_0 \frac{1}{w_0^2} (1 + Q^2 x_0^2) = 0, \quad (3.59)$$

$$\frac{d^2 x_0}{d\tau^2} + (g - 2P_0 q \frac{1}{w_0}) x_0 = 0, \quad (3.60)$$

$$\begin{aligned} \frac{dP_0}{d\tau} + \frac{1}{4} \left(\frac{\alpha_0}{\beta_0} \right) P_0 \left(L_d \frac{d\rho_0}{d\tau} w_0^2 + 2V_0 \frac{dx_0}{d\tau} \right) + \\ L_d \alpha_0 P_0 (1 + h^2 w_0^2 + H^2 x_0^2) + \Gamma P_0^2 \frac{1}{w_0^2} (1 + q w_0^2 + Q^2 x_0^2) = 0, \end{aligned} \quad (3.61)$$

donde ρ_0 y V_0 vienen dados por las expresiones (3.38) y (3.43) respectivamente. Para una mejor comprensión de la influencia de los efectos disipativos sobre la propagación separaremos, por conveniencia expositiva, el análisis de la influencia de la absorción lineal y de la absorción no lineal.

Comenzando por los efectos disipativos lineales (relativos al coeficiente α_0) y considerando nulo el efecto de la absorción no lineal ($\Gamma = 0,0$), se muestran, en la figura (3.8), los resultados de la resolución del sistema formado por las ecuaciones (3.59-3.61), para distintos valores de la potencia inicial ($P_0(z=0) = P_{00}$) y para un valor de la absorción de $\alpha_0 = 0,4 \text{ cm}^{-1}$.

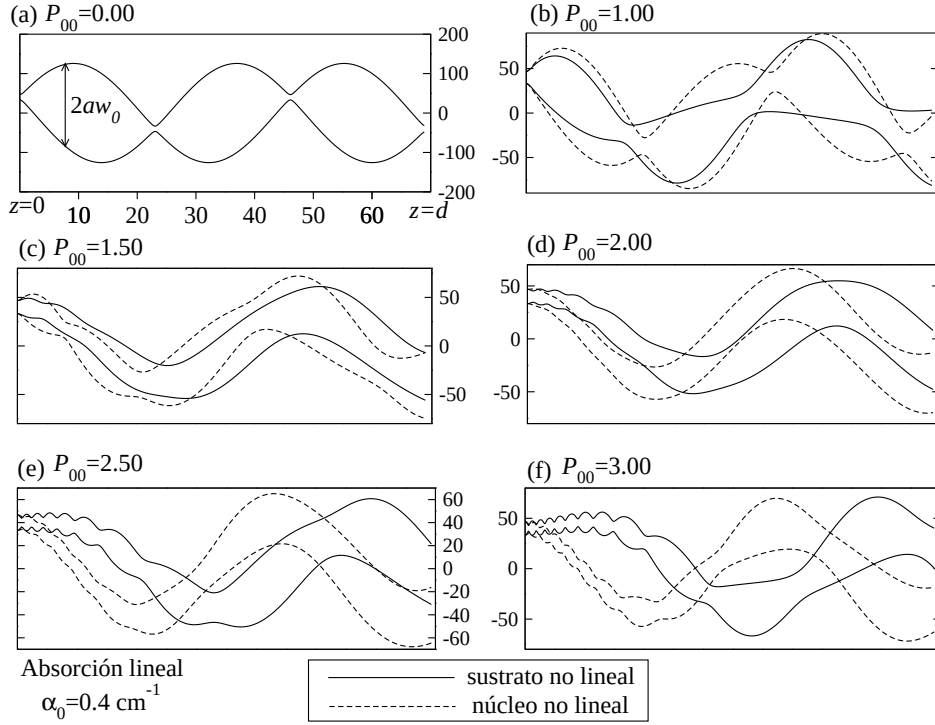


FIGURA 3.8: Propagación variacional de un haz Gaussiano en una guía CKG no lineal con absorción lineal donde los valores para la anchura inicial del haz, desplazamiento inicial y distancia de propagación coinciden con los tomados para el caso conservativo.

A tenor de los resultados, se comprueba en la figura 3.8-(a) como la propagación en régimen lineal apenas se ve afectada por efecto de la absorción (compárese la curva con la figura 3.5-(a)). Este hecho evidencia la escasa influencia del segundo

término de la ecuación (3.61), el cual solo ejerce una influencia relevante para valores elevados de la absorción, valores que por otra parte, están lejos de aquellos que son asumibles en el contexto de aplicación de esta memoria. Es por tanto, y como cabía esperar, el régimen no lineal el que modifica su comportamiento de forma más acentuada por causa de la disipación de energía. En las figuras 3.5-(b,c y d) se observa la atenuación de las oscilaciones de la anchura Gaussiana con respecto al caso conservativo, tendiéndose a una propagación cuasi-estacionaria ($w_0 \sim \text{cte}$) correspondiente a un régimen estacionario lineal, es decir, un estado donde el gradiente de índice lineal autoatrapa el campo para un valor particular de la anchura inicial del campo^{||}. De este modo, se observa como la absorción incrementa paulatinamente la anchura del campo, debido a la pérdida de energía, y asintóticamente tiende a un estado lineal cuasi-estacionario para una anchura del haz que viene determinada por la potencia inicial del campo, los valores de absorción y la ubicación de la no linealidad. Este régimen de propagación se observa con más nitidez en la figura 3.9, donde se amplía la distancia de propagación para el caso mostrado en la figura 3.8-(f).

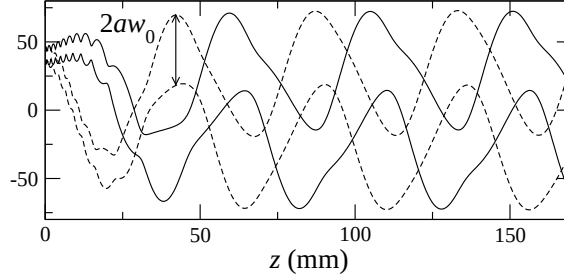


FIGURA 3.9: Ampliación de la representación gráfica (3.8)-(f) para una distancia 2.5 veces mayor. Sustrato no lineal (línea continua) y núcleo no lineal (línea discontinua).

Respecto a la trayectoria del haz, se observa en la figura 3.8-(f) como la absorción impide la *trayectoria de escape* del haz en estructuras con sustrato no lineal puesto que, en este caso, el efecto CKG no es lo suficientemente intenso como para compensar las oscilaciones del campo. Por otra parte, la figura 3.10 se muestra la evolución de la potencia con la distancia de propagación para los casos mostrados en las figuras 3.8-(b, d y f). Como se puede apreciar, la evolución de la potencia apenas se ve afectada por la ubicación de la no linealidad; este hecho se debe a la escasa influencia que ejerce la evolución refractiva sobre la evolución de la po-

^{||}La anchura inicial del estado lineal estacionario ($w(z, p \simeq 0) = \text{cte}$) se obtiene operando de forma análoga que para la obtención de la expresión para p_{cr} , dando como resultado la siguiente relación para la anchura inicial crítica $a_{cr}^4 = 4/G^2$.

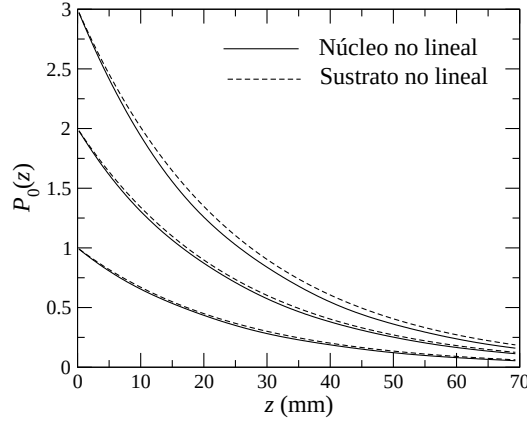


FIGURA 3.10: Evolución del parámetro de potencia para distintas potencias iniciales contenidas en la figura 3.8 y para los casos de sustrato o núcleo no lineal.

tencia para el caso de absorción lineal, de esta forma, los términos $h^2 w_0^2 + H^2 x_0^2$ (responsables de la gradualidad de la absorción y dependientes de la ubicación del material no lineal), son despreciables frente a la unidad en la expresión (3.61).

Finalmente en la figura 3.11 se muestra una representación tridimensional de la intensidad Gaussiana normalizada, mostrándose los efectos refractivos y disipativos en conjunto.

3.3.1.3. Propagación disipativa. Absorción no lineal

Trataremos a continuación los efectos disipativos producto de la absorción no lineal (TPA). Para ello, supondremos nula la contribución de la absorción lineal ($\alpha_0 = 0,0$) y tomaremos un valor de $\Gamma = 0,05$ para el factor de absorción no lineal. El valor de Γ ha sido escogido de forma que el decaimiento global de la potencia sea comparable, en términos cuantitativos, al producido por el valor tomado para la absorción lineal.

A continuación, considerando parámetros idénticos para la amplitud Gaussiana que los tomados para el caso anterior, se muestran en la figura 3.12, los resultados de la propagación variacional para diferentes valores de la potencia inicial.

En la figura 3.12 se muestra como la influencia de la absorción no lineal sobre la propagación del campo presenta algunas diferencias respecto al caso de absorción lineal. En primer lugar, observamos como los efectos disipativos ejercen una mayor influencia a medida que la potencia inicial aumenta, ilustrando el carácter no lineal

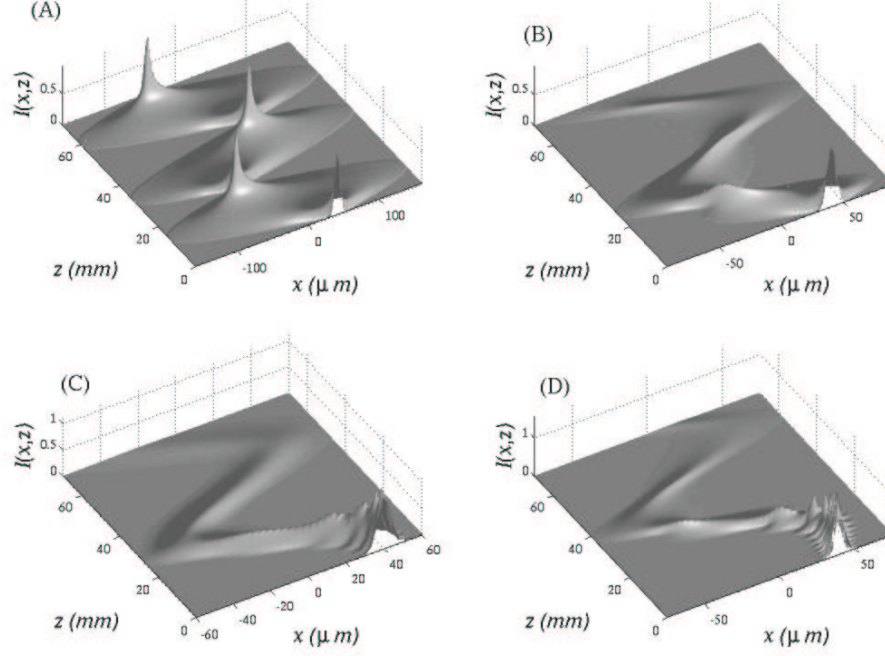


FIGURA 3.11: Representación tridimensional de la evolución de la intensidad del haz Gaussiano bajo la acción de la absorción lineal, donde: (A) $P_{00} \simeq 0,0$; (B) $P_{00} = 1,0$; (C) $P_{00} = 2,0$; (D) $P_{00} = 3,0$.

de la disipación de la energía. De este modo, observamos como lo mostrado en la figura 3.12-(b) presenta sólo leves modificaciones con respecto a la figura 3.8-(b). Por otra parte, observamos en este caso y para distancias de propagación largas, como se recuperan de forma cualitativa las oscilaciones características del régimen lineal (Figs. 3.12-(e y f)); este es un hecho que diferencia claramente las influencias lineal y no lineal de la absorción. Por otra parte, la figura 3.13, muestra la evolución de la potencia para los valores de potencia inicial mostrados en la figuras 3.12-(b, d y f).

Como podemos apreciar en dicha figura, para valores elevados de la potencias, la evolución de la energía sufre una caída muy brusca a corta distancia, acelerando el tránsito al régimen oscilatorio lineal. Por otra parte, y a diferencia del caso disipativo lineal, las evolución de la potencia muestra una clara dependencia con la evolución refractiva del campo, manifestada en el decaimiento escalonado de la

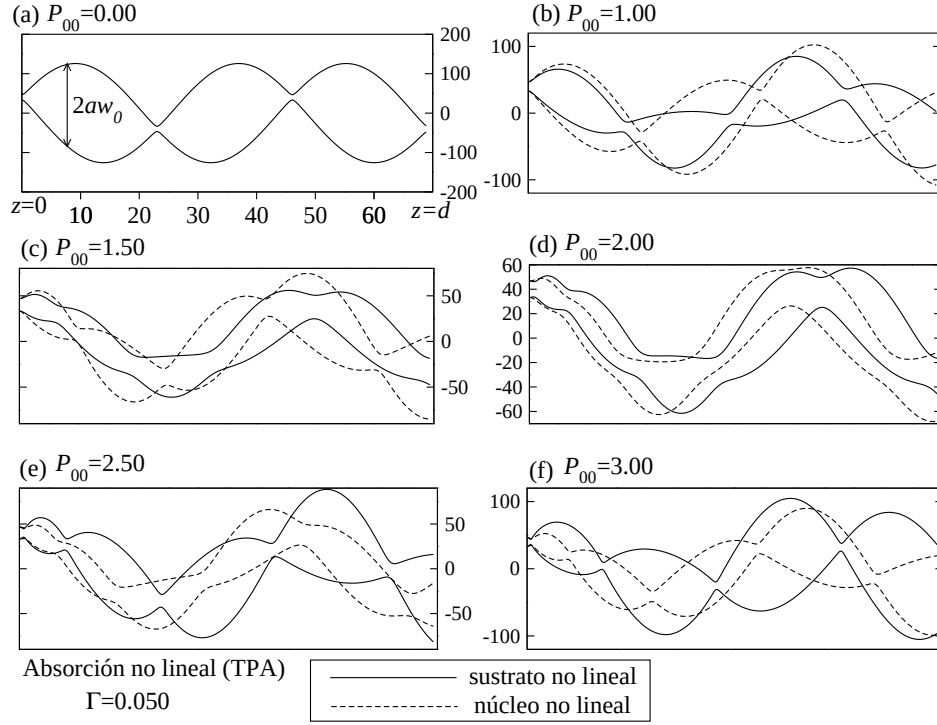


FIGURA 3.12: Propagación variacional de un haz Gaussiano en una guía CKG no lineal con absorción no lineal (TPA) donde los valores para la anchura inicial del haz, desplazamiento inicial y distancia de propagación coinciden con los tomados para el caso conservativo.

potencia correspondiente con los mínimos de la anchura Gaussiana (zonas de mayor irradiancia); de igual modo, y como consecuencia de esto último, se manifiesta en este caso una diferencia apreciable en la evolución de la potencia con respecto a la localización de la no linealidad, hecho inducido por las propias diferencias que dicha localización genera en el comportamiento refractivo del campo. Por tanto, es importante subrayar como la forma en que evoluciona el decaimiento de la potencia afecta de forma diferente a la evolución refractiva del campo para los casos de absorción lineal y no lineal, donde en el primer caso, la atenuación exponencial del campo induce una tendencia a un estado lineal estacionario para la anchura Gaussiana, mientras que el decaimiento abrupto y escalonado de la potencia vía TPA, recupera el carácter oscilatorio característico para la anchura Gaussiana a baja potencia (mostrado en la figura 3.12-(a)). Este efecto, se observa con mayor

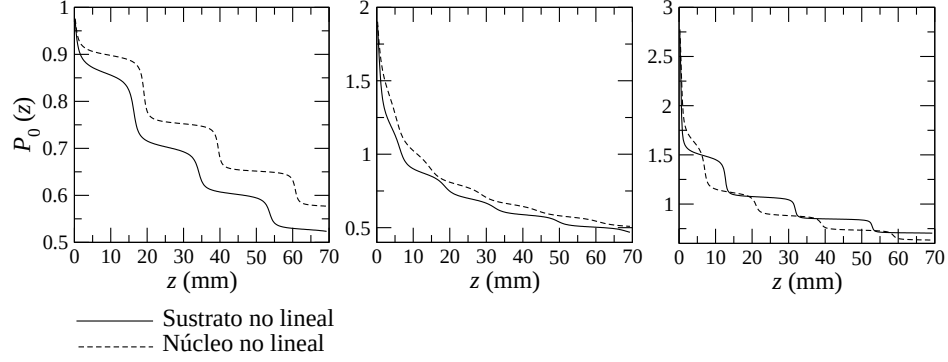


FIGURA 3.13: Evolución del parámetro de potencia para distintas potencias iniciales contenidas en la figura 3.12 para los casos de sustrato o núcleo no lineal.

claridad en la figura 3.14 donde de nuevo, se muestra la propagación del campo para una distancia superior, ilustrando el comportamiento comentado.

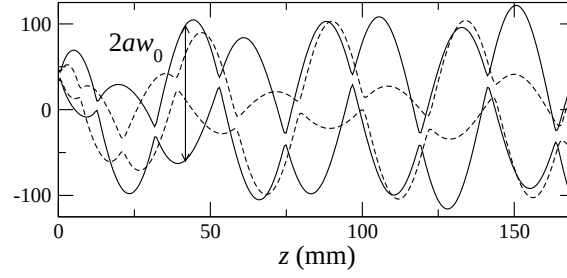


FIGURA 3.14: Extensión del resultado de la representación gráfica (3.12)-(f) para una distancia 2.5 veces mayor. Sustrato no lineal (línea continua) y núcleo no lineal (línea discontinua).

Finalmente, en la figura 3.15 se muestra la representación tridimensional de la evolución de la intensidad Gaussiana para el caso de propagación bajo efectos disipativos no lineales.

3.3.1.4. Estudio numérico de la validez del método variacional iterativo.

A continuación trataremos de obtener un criterio de validez para el tamaño del TS en el método de resolución de las ecuaciones generales de propagación, el cual se fundamenta en el desacoplamiento de las ecuaciones refractivas y disipativas en tramos de longitud reducida (TSs). Para ello realizaremos el siguiente cálculo: en

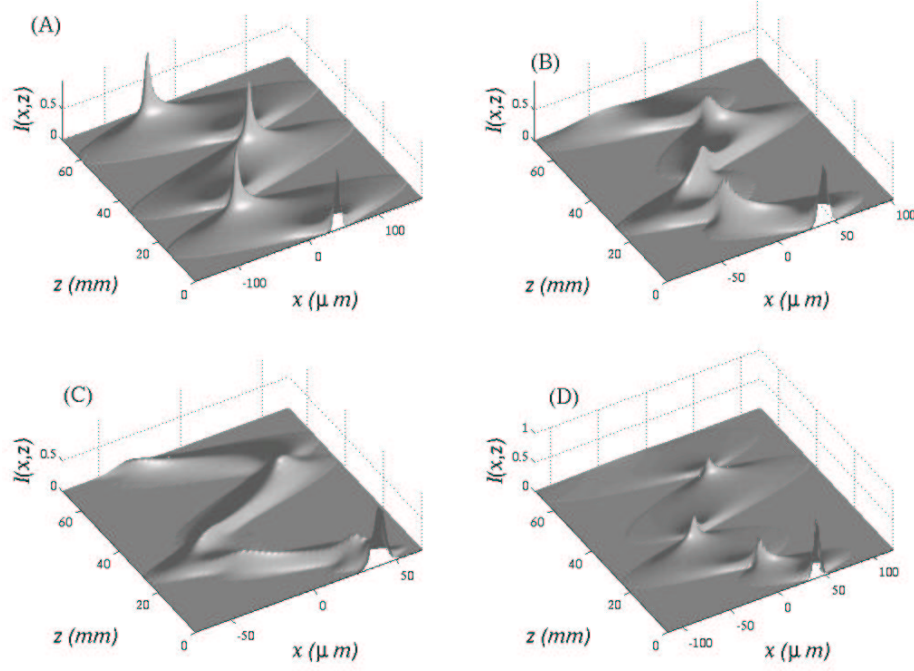


FIGURA 3.15: Representación tridimensional de la evolución de la intensidad del haz Gaussiano bajo la acción de la absorción no lineal (TPA), donde: (A) $P_{00} \simeq 0,0$; (B) $P_{00} = 1,0$; (C) $P_{00} = 2,0$; (D) $P_{00} = 3,0$.

primer lugar, calcularemos la evolución de la potencia en un primer TS (para el que conocemos las condiciones iniciales de potencia y parámetros refractivos), por tanto, resolveremos el sistema dado por las ecuaciones (3.59-3.61) obteniendo el valor de la potencia al final del primer TS (de tamaño L), a la que denotaremos como $P_f = P_0(L)$. Una vez obtenido dicho valor de potencia, obtendremos mediante dicho sistema, dos valores para la anchura Gaussiana; el primero para la condición inicial de potencia $w_i = w_0(P_{00}, L)$ y el segundo para el valor de potencia obtenido al final del TS, es decir $w_f = w_0(P_f, L)$. A continuación definimos un parámetro de separación,

$$\Sigma = \frac{|w_f - w_i|}{w_i} \quad (3.62)$$

que nos permita estimar las diferencias entre los valores w_f y w_i en función del tamaño del TS, denotado por L . Por tanto, dado que estamos calculando la evolución de la anchura Gaussiana para los dos casos extremos que puede tomar la potencia en un TS, dichos valores deberán converger a partir de un valor de L suficientemente pequeño, poniendo de manifiesto así, la validez del procedimiento variacional iterativo basado en el desacoplamiento de la propagación refractiva y disipativa en una distancia de propagación L . En la figura 3.16 se muestra la dependencia del parámetro Σ con respecto de L para diferentes valores de la potencia inicial; asimismo, se han considerado los efectos disipativos lineal y no lineal en conjunto a fin de contemplar una rango más amplio de validez.

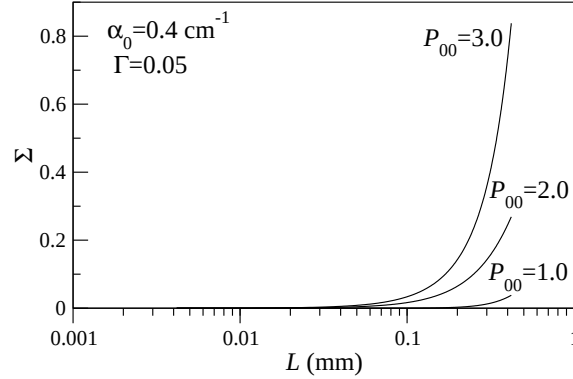


FIGURA 3.16: Dependencia del factor Σ con el tamaño del TS en mm (escala logarítmica).

Como podemos observar en la figura (3.16), el factor Σ tiende a cero para tamaños del TS inferiores a los 0.01 mm, dando por tanto un valor límite para L por debajo del cual el método variacional disipativo propuesto puede ser utilizado

con total validez. Por otra parte, observamos como el factor Σ se incrementa significativamente a medida que la potencia aumenta debido a la acción de la absorción no lineal. Este hecho, ilustra de nuevo, que es este factor el que actúa de forma más relevante en distancias cortas.

Por otra parte, cabe subrayar que se ha supuesto el caso más extremo que se puede dar en cuanto a propagación disipativa, puesto que, como se observa en la figura 3.13, es al inicio de la propagación, caso que correspondería al primer TS, donde con mayor rapidez decrece la potencia. De este modo, estamos considerando el TS donde de forma más relevante puede verse modificado el factor Σ debido a la mayor diferencia entre los valores P_{00} y P_f (y en consecuencia w_i y w_f).

En definitiva, hemos obtenido un valor límite que nos permite garantizar desde el punto de vista numérico, la validez de nuestras ecuaciones y en consecuencia, escoger el intervalo de discretización adecuado para el algoritmo Runge-Kutta.

3.3.2. Contrapropagación en guías CKG disipativas

Como se introdujo al comienzo de la sección 3.3, la presente sección trataría de exponer algunos de los resultados más relevantes de propagación, contra y copropagación en guías CKG con absorción lineal y no lineal, obtenidos mediante el método variacional disipativo. Por otra parte, dichos resultados serán aplicados al diseño de los AOIDS que se presentan en los capítulos 4 y 5; en particular, el capítulo 4 expone, mediante la introducción de los artículos correspondientes, diversos estudios sobre biestabilidad óptica basados en la contrapropagación de haces Gausianos en estructuras integradas. En dichos artículos se presentan los resultados de contrapropagación variacional para cada caso, incluyendo dispositivos biestables en guías de índice gradual y biestabilidad óptica bajo efectos disipativos; por tanto, y a fin de no repetir tanto el cálculo como los resultados y la discusión de los mismos, remitiremos esta sección a las secciones P2.2 y P3.2, donde se tratan respectivamente, la contrapropagación en guías CKG** y la contrapropagación en guías homogéneas bajo efectos disipativos/amplificativos lineales y no lineales.

3.3.3. Copropagación en guías CKG disipativas

Trataremos a continuación el problema de la copropagación analizando algunos de los resultados que, a juicio del autor, son de mayor relevancia por su originalidad o interés para implementar funciones en el dominio totalmente óptico.

En este caso, las ecuaciones de evolución variacionales para los parámetros de evolución vienen dadas por las expresiones (3.52-3.54), las cuales forman un

**En este caso con una discontinuidad núcleo-sustrato de perfil Gaussiano.

sistema de 6 ecuaciones diferenciales para w_m , x_m y P_m , con $m = 1, 2$ para cada una de las ondas copropagantes.

Tomando los parámetros de diseño de la guía de ondas idénticos a los casos anteriores, comenzamos el estudio con la propagación e interacción de campos cuasi-autoatrapados en medios conservativos. Para ello, definamos como x_{10} , x_{20} y $P_{10} = P_{20} = 2$, los desplazamientos y potencias iniciales de los campos $m = 1$ y $m = 2$ respectivamente. En la figura 3.17 se muestran los resultados de dicho cálculo para los casos de guías con sustrato no lineal y núcleo no lineal.

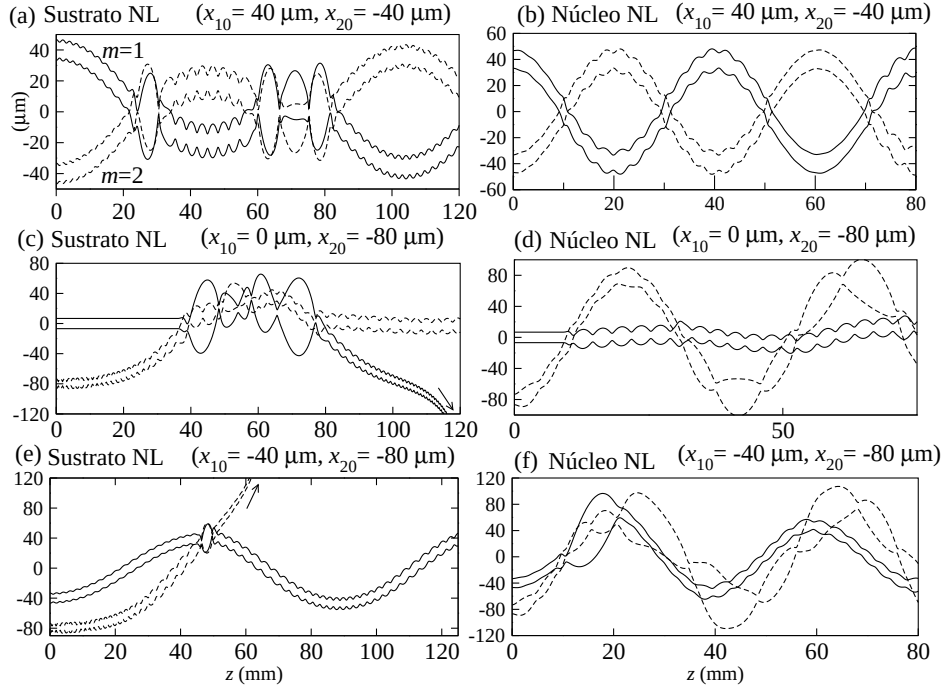


FIGURA 3.17: Copropagación conservativa de campos cuasi-autoatrapados en medios CKG con sustrato no lineal (Figs. (a), (c) y (e)) y núcleo no lineal (Figs. (b), (d) y (f)).

En principio, tres son los efectos presentes en las interacciones mostradas; por una parte, los efectos tipo lente tanto lineales como no lineales, ya estudiados en secciones anteriores, y que afectan individualmente a cada una de las ondas; y por otra parte, la interacción mutua de los campos copropagantes. Dicha interacción mutua se debe al efecto que induce sobre uno de los campos el cambio de índice

no lineal generado por el otro y que por tanto, depende del solapamiento espacial de las amplitudes copropagantes.

En las figuras 3.17 se muestra la interacción atractiva de los campos copropagantes para diferentes condiciones iniciales de los mismos. En dichas figuras se aprecia como el punto de colisión entre los haces genera un nuevo estado de propagación modificando, en algunos casos de forma muy pronunciada, la trayectoria de los mismos. Ciñéndonos, de momento, a los resultados para el sustrato no lineal, observamos en la figura 3.17-(a) como el comportamiento oscilatorio de los haces Gaussianos, propio de la propagación en una estructura tipo-lente, se modifica tras cada uno de los puntos de colisión, cambiando la amplitud y periodos de oscilación de las trayectorias. Dicho efecto se muestra de forma más destacada en las figuras 3.17-(c y e), donde la colisión de los campos, para el caso de sustratos no lineales, induce una trayectoria de escape hacia regiones de mayor índice; este es uno de los casos donde la propagación e interacción de campos en estructuras CKG presenta una mayor diferencia con respecto de los estudios relativos a colisiones entre solitones en estructuras homogéneas^{††} [Ste99], de hecho, las colisiones entre solitones espaciales en guías homogéneas no ven alterada su trayectoria por efectos autoinducidos ya que el efecto del medio es independiente de la posición del campo y consecuentemente, la interacción se limita a un cambio en los ángulos de propagación de los haces; sin embargo, en estructuras CKG la trayectoria del campo influye, de forma autoinducida, en la interacción no lineal copropagante, dando lugar a casos especialmente llamativos como el mostrado en la figura 3.17-(c), donde la colisión de los haces copropagantes induce el escape del campo inicialmente no desplazado y *atrapa* en el eje de simetría al campo inicialmente desplazado.

Por otra parte, observamos como la colisión entre haces copropagantes en guías con núcleo no lineal, figuras 3.17-(b, d y f), presentan una interacción más débil y atenuada que en el caso de sustrato no lineal. Para el caso de guías con núcleo no lineal, el incremento de índice y sus efectos autoinducidos son mayores en la región próxima al eje de simetría, por tanto, el incremento del índice provocado por la colisión de los campos, compite en este caso tanto con un elevado incremento de índice autoinducido como con un gradiente de índice más intenso, provocando en consecuencia, una menor influencia sobre la propagación de los campos.

Otro de los casos donde la copropagación no lineal presenta un elevado interés, es la propagación de un campo de elevada intensidad (en régimen de autoatrapamiento) y un campo de baja intensidad (en régimen de propagación lineal). En la figura 3.18 se muestra la interacción entre ambas ondas, observándose la influencia del campo autoatrapado en la propagación del haz de baja potencia para distintas condiciones iniciales.

^{††}Recuérdese la figura 1.12.

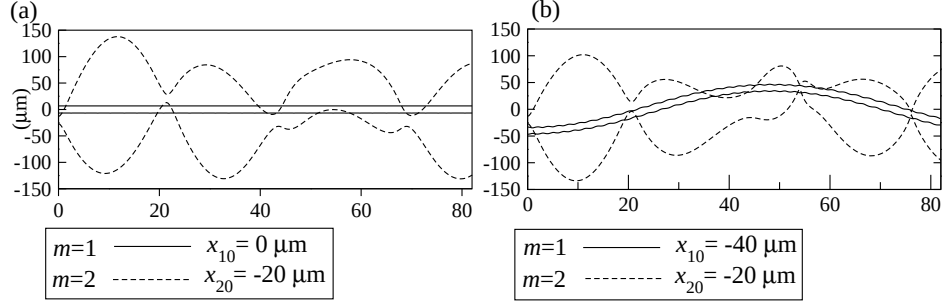


FIGURA 3.18: Copropagación conservativa, en una guía con sustrato no lineal, de campos en distintos regímenes de potencia. Línea continua (campo autatrapado P_{20}) y línea discontinua (campo régimen lineal $P_{10} \simeq 0$).

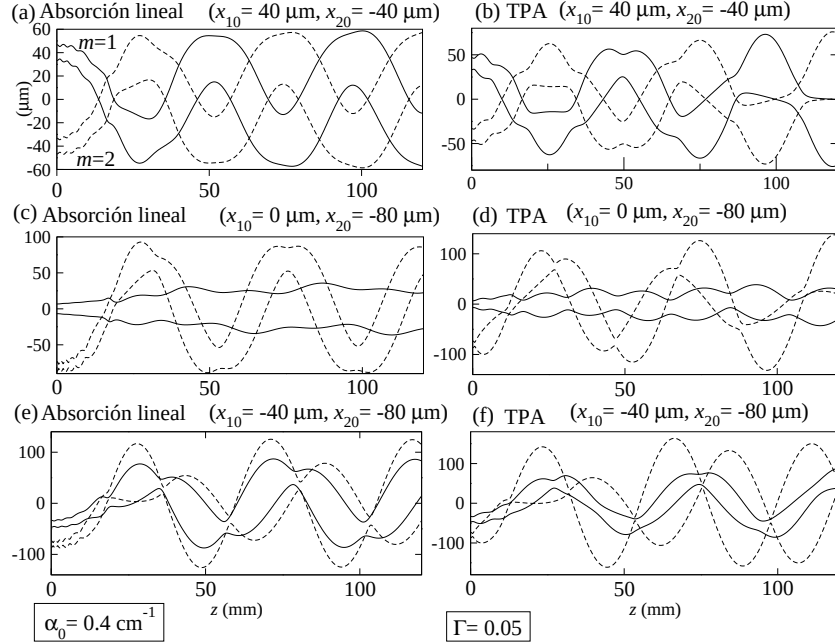


FIGURA 3.19: Copropagación disipativa de campos cuasi-autoatrapados ($P_1 = P_2 = 2,0$), en medios CKG con absorción lineal (Figs. (a), (c) y (e)) y absorción no lineal (Figs. (b), (d) y (f)). La línea continua corresponde al campo $m = 1$ mientras que el campo $m = 2$ se muestra con línea discontinua.

Finalmente, incorporamos al estudio de la copropagación, efectos disipativos lineales y no lineales, mostrándose en la figura 3.19, la interacción de campos autoatrapados en una guía con sustrato no lineal, para el caso de medios con absorción lineal (Figs. 3.19-(a, c y e)) y absorción no lineal TPA (Figs. 3.19-(b, d y f)). Como se observa en dichas figuras, los efectos disipativos, ya relevantes de por sí en la monopropagación, alcanzan una mayor trascendencia en casos de interacción copropagante, haciendo prácticamente inapreciable la interacción cruzada debido a la inhibición de los cambios de índice inducidos por la pérdida de potencia.

oOo

CAPÍTULO 4

Biestabilidad óptica por acoplamiento modal transversal

En el presente capítulo se presentarán los trabajos de investigación que engloban la teoría, diseño y análisis de dispositivos integrados biestables y multiestables, basados, por una parte, en las características de contrapropagación en guías no lineales CKG, y por otra parte en el Acoplamiento Modal Transversal (AMT) en guías integradas de canal y/o en fibras ópticas monomodo. Dicho acoplamiento, cuyas propiedades constituyen una parte fundamental en la obtención de biestabilidad óptica, se realizará mediante dispositivos expansores/compresores integrados, en particular multilentes integradas, cuyo diseño específico será abordado en detalle. Estructuraremos los contenidos de este capítulo de la siguiente forma: en una primera sección, profundizaremos sobre los fundamentos del fenómeno de biestabilidad óptica, exponiendo la actualidad sobre las diferentes alternativas existentes para su consecución así como las propuestas al respecto, presentadas en esta memoria. A continuación y en sucesivas secciones, se introducirán los artículos científicos publicados y/o aceptados para su publicación, donde se detallan de forma rigurosa, la teoría, diseño y análisis de AOIDS biestables por AMT, los cuales integran gran parte del trabajo de investigación desarrollado en esta memoria y donde se muestran las innovaciones y propuestas originales en el contexto del diseño de dispositivos ópticos biestables. Así, en el artículo (sección P1) *Intrinsic bistability achieved by transverse modal coupling in a nonlinear integrated optical device*, se presenta el diseño de un AOID biestable en una configuración de realimentación externa, lo que permite obtener un dispositivo reconfigurable, es decir, para su utilización o bien como biestable o bien como amplificador diferencial. En el artículo

(sección P2) *Third order nonlinear integrated device based on an effective graded-index waveguide for all-optical multistability* se hace uso de la contrapropagación no lineal en estructuras CKG, obteniéndose un comportamiento multiestable, y de aplicación en el procesado de la señal procedente de sistemas sensores y/o actuadores. En el artículo (sección P3) *Analysis of dissipative effects on intrinsic optical bistability in a Kerr integrated device*, se analizan, mediante el método variacional disipativo propuesto en la sección (3.1.2), los efectos inducidos por la absorción lineal y no lineal en el comportamiento biestable, determinándose de esta forma, los límites de la respuesta biestable de AOIDS basados en la modulación no lineal de amplitud en medios disipativos. Finalmente, en el artículo (sección P4) *Design of an intrinsic bistable optical device fabricated by hybrid integration on glass* se estudian, en detalle, AOIDS biestables con diferentes configuraciones integradas, analizando aspectos de su posible fabricación y haciendo hincapié tanto en los acoplamientos modales entre las guías que sustentan la contrapropagación no lineal como en las multilentes guías que asisten el mecanismo de acoplamiento modal transversal.

4.1. Introducción a la biestabilidad por AMT

4.1.1. El fenómeno de la biestabilidad óptica

La biestabilidad óptica es quizá uno de los fenómenos que de forma más intuitiva, pone de manifiesto la respuesta no lineal de un medio sobre la radiación óptica. Esta apreciación se sustenta en que si bien es condición *sine qua non* la presencia de una interacción no lineal luz-materia para la consecución de biestabilidad óptica, la propia respuesta biestable, caracterizada por la existencia de un ciclo de histéresis en el plano de potencias entrada/salida (p_{in}/p_{out}), es a su vez profundamente no lineal (figura 4.1).

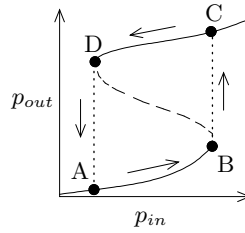


FIGURA 4.1: Curva de biestabilidad y ciclo de histéresis en el plano de potencia entrada/salida.

El primer estudio teórico sobre biestabilidad óptica data del año 1969, donde Szöke *et al.* [Szö69] estudiaron el comportamiento de una cavidad resonante Fabry-Perot (FP) dentro de la cual se situaba un medio de absorción saturable. En 1976, H. Gibbs *et al.* [Gib69] evidenciaban la existencia experimental de biestabilidad óptica en un interferómetro FP entre cuyos espejos se dispensó vapor de sodio. Tras la observación experimental del fenómeno biestable, se justificó el proceso en virtud del cambio de índice de refracción que experimentaba el vapor de sodio cuando el bombeo óptico excitaba las transiciones del espectro hiperfino; por tanto, dos haces contrapropagantes inicialmente desajustados en fase adquirirían, tras aumentar la potencia, la condición de resonancia de interferencia constructiva, tras lo cual, el sistema experimentaba una transición a un estado de alta transmisión y realizaba el subsiguiente ciclo de histéresis. De este modo, se concluyó que el efecto biestable no se explicaba según la argumentación de Szöke *et al.*, esto es, por un comportamiento saturable de la ganancia/absorción, si no que se explicaba mediante el carácter no lineal del índice de refracción (parte real). Tal vez debido a esta controversia, se estableció una primera diferenciación entre el origen del comportamiento biestable, procediéndose a la clasificación del fenómeno en virtud de si este era debido a un comportamiento refractivo no lineal o a un comportamiento disipativo no lineal; en definitiva, dispositivos biestables refractivos o disipativos [Bow84].

Dentro de los primeros, y siempre bajo la acción de una cavidad resonante, se estableció una segunda diferenciación en virtud del carácter de la no linealidad. De este modo, se denominan dispositivos biestables extrínsecos o *híbridos* [Smi81], a aquellos donde la modificación del índice de refracción del material situado en la cavidad se realiza de forma externa (extrínseca), por ejemplo, mediante la acción de un campo eléctrico sobre un material electroóptico (proceso de segundo orden)*. Por otra parte, se denominaron dispositivos biestables intrínsecos, a aquellos dispositivos donde las ondas contrapropagantes de la cavidad modificaban de forma autónoma, generalmente mediante procesos de tercer orden, el índice de refracción de la misma. En la medida en que las aplicaciones de la biestabilidad óptica se enmarcan en el campo del procesado ultrarrápido de la señal en el dominio totalmente óptico, centraremos esta introducción en la biestabilidad de índole intrínseca obviando el estudio de dispositivos híbridos, basados en una transducción optoelectrónica, y por tanto fuera del ámbito de esta memoria.

Desde una perspectiva más actual, el estudio de la biestabilidad óptica ha evolucionado, bajo el criterio del autor, según dos vertientes diferenciadas. Por una

*No obstante, cabe reseñar que el primer dispositivo biestable híbrido fué desarrollado por Kastal'skii en 1973, donde una señal eléctrica procedente de un detector se utilizaba como realimentación para la fuente óptica emisora generando un ciclo de histerésis.

parte, el estudio de ciertas propiedades de la interacción luz-materia y sus derivaciones hacia el fenómeno biestable y, por otra parte, el estudio, diseño y desarrollo de dispositivos biestables basados en procesos no lineales estándar, esto es, donde la no linealidad, tratada desde un punto de vista clásico y macroscópico, se utiliza como mecanismo inductor del comportamiento biestable. De este modo, se establece una diferenciación entre una investigación de carácter básico (no funcional) sobre *biestabilidad óptica* y una investigación con carácter más aplicado (funcional) sobre la teoría y diseño de *dispositivos ópticos biestables*.

A continuación comentaremos de forma breve algunos de los estudios de carácter básico sobre biestabilidad óptica. Comenzaremos destacando los estudios sobre el comportamiento del campo local de un material determinado en función de un campo óptico externo. En dichos estudios [Neu96, Yoo00, Gao05] se observa como el campo local, en materiales de diversa índole y dispuestos en diversas configuraciones, presenta un comportamiento biestable, bajo la acción de un campo externo, en virtud de una determinada relación entre las susceptibilidades $\chi^{(1)}$ y $\chi^{(3)}$ propias del material; dicha relación requiere, a menudo, de la combinación de diversas estructuras (metal-dieléctrico, nanocristales semiconductores o cristales fotónicos etc.) las cuales proporcionan valores específicos de las partes reales e imaginarias del tensor $\chi^{(3)}$ que posibilitan la existencia de biestabilidad óptica. Es preciso notar que a menudo se considera a estos fenómenos como fenómenos de biestabilidad intrínseca o *mirrorless* en contraposición a aquellos fundamentados en configuraciones contrapropagantes como las que describiremos a continuación; no obstante y a juicio del autor, el término intrínseco ha de contraponerse a aquellos fenómenos de biestabilidad que no se producen de forma totalmente óptica.

Otra de las grandes líneas de investigación que tratan el estudio de la biestabilidad desde un punto de vista básico no funcional, es aquella que introduce el carácter cuántico de la interacción luz materia. A este respecto, estudios basados en las transiciones atómicas y su relación con la radiación coherente, conducen a resultados donde efectos cuánticos tales como la interferencia de estados cuánticos o generación espontánea de coherencia [Fic02], influyen notablemente sobre el comportamiento biestable en cavidades resonantes. Uno de los efectos más interesantes es la influencia de la coherencia cuántica sobre la biestabilidad óptica en un resonador, donde la acción de un campo externo modifica las curvas de biestabilidad por medio de fenómenos cuánticos interferenciales tales como la retención o atrapamiento de estados excitados (*coherent population trapping*), los cuales ejercen una influencia sobre la biestabilidad óptica sólo explicables en el contexto de la mecánica cuántica [Har97, Jos03].

Otra de las vertientes del estudio del fenómeno de la biestabilidad, es aquella dedicada al diseño de dispositivos ópticos biestables desde un punto de vista funcional; esto es, para su aplicación, por ejemplo, en redes de procesamiento ultrarrápido

de la información en el dominio totalmente óptico. A continuación introduciremos algunas de las estrategias existentes a este respecto y comentaremos el lugar que ocupan las propuestas de esta memoria en dicho contexto.

4.1.2. AOIDs biestables por modulación no lineal de fase

La predicción de fenómenos de biestabilidad mediante el diseño de dispositivos específicos totalmente ópticos, constituye un marco de gran proyección científico-tecnológica en la medida en que su utilización es imprescindible para el procesamiento de la información en tareas específicas y tan relevantes como la consecución de memorias ópticas dinámicas, lógica secuencial o, como se propondrá en esta memoria, enrutado de la información en el dominio óptico.

Dentro de las alternativas que existen a este respecto, enfocaremos nuestro análisis en aquellas basadas en dispositivos ópticos integrados, por ser éstas de mayor proyección tecnológica en el marco actual de las comunicaciones y computación ópticas, tal y como se introdujo en el primer capítulo de la presente memoria.

4.1.2.1. Biestabilidad en discontinuidades no lineales

Supongamos una discontinuidad en una estructura guíanate compuesta por dos regiones con índices efectivos lineal y no lineal como se muestra en la figura 4.2, sobre la cual incide una haz I_{in} con un ángulo θ , próximo y mayor al ángulo crítico de reflexión total (en régimen de baja potencia) $\theta_{cr} = (2\delta/N_0)^{1/2}$.

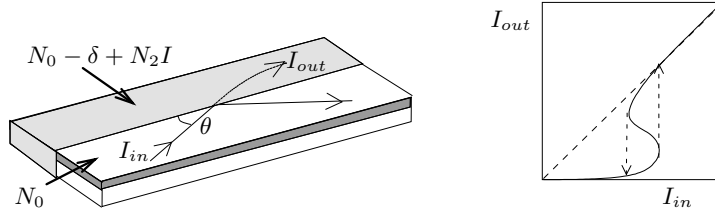


FIGURA 4.2: Biestabilidad óptica mediante discontinuidades no lineales en guías de onda 1D+1.

De una forma cualitativa, para valores bajos de potencia, el campo se encuentra en régimen de reflexión total presentando una intensidad transmitida nula ($I_{out} = 0$). A medida que la intensidad incidente aumenta, el campo evanescente de la región no lineal contribuye a igualar los índices de ambas regiones de forma que para un valor crítico de la intensidad, se rompe el régimen de reflexión total pasándose a un régimen de transmisión-reflexión. El fenómeno de histéresis surge

en este caso si consideramos que el ángulo crítico de reflexión total toma ahora un valor más reducido debido a la fuerte presencia de luz en la región no lineal, la cual tiende a igualar los índices de ambas regiones; por tanto, tendremos un intervalo de intensidad para el cual se conservará la ruptura del régimen de reflexión total aunque reduzcamos el valor de la intensidad de entrada (tramo de histéresis)[Smi79].

Este tipo de dispositivo presenta las desventajas de ser enormemente sensible al ángulo de incidencia del haz de entrada respecto de la discontinuidad, así como de ser incompatible con redes ópticas debido a la imposibilidad de acoplar el haz de salida a un mecanismo de transporte, como una fibra óptica, de forma directa debido a los cambios en la trayectoria del haz de salida (transmitido) con la intensidad de entrada. No obstante, y como se propone en esta memoria, el fenómeno de biestabilidad óptica puede ser de gran utilidad en áreas de aplicación diferentes a aquellas relacionadas con las comunicaciones o computación ópticas; a este respecto y tal y como se introdujo en la sección 1.4.3.3, la utilización de una respuesta biestable puede ser una herramienta de gran utilidad para el procesamiento de señales procedentes de sistemas sensores y/o actuadores, de hecho, en dispositivos como el de la figura 4.2 la eventual modulación del factor Δ por medio de una magnitud física y/o química externa, convertiría este tipo de dispositivos en candidatos para su utilización como sensores biestables integrados de gran sensibilidad y respuesta cuasi-digital.

4.1.2.2. Biestabilidad por acoplamiento modal direccional no lineal con prisma

Otra de las formas de obtener biestabilidad óptica mediante dispositivos integrados es el acoplamiento direccional a guías planas no lineales mediante un prisma [Dan88, Si96]. En este dispositivo (figura 4.3), los fundamentos para la consecución de un ciclo de histéresis son similares a los del dispositivo anterior con la salvedad de que, en este caso, se trata de un mecanismo propio y exclusivo de estructuras guías, es decir genuinamente integrado.

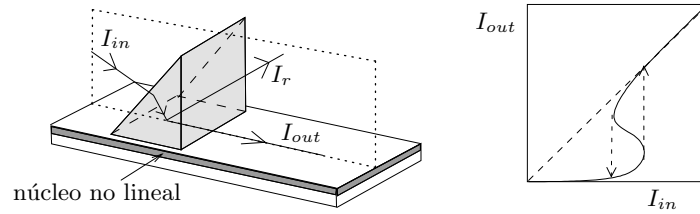


FIGURA 4.3: Biestabilidad óptica mediante acoplamiento modal no lineal con prisma.

En el acoplamiento a guías planas por prisma, la incidencia de un haz sobre la cara oblicua del prisma permite excitar los modos de propagación de la guía bajo determinados valores del ángulo de incidencia (ángulos de resonancia). Por tanto, bajo direcciones de incidencia angularmente próximas a la de resonancia, la intensidad del campo puede modificar el índice del núcleo de la guía por medio de la amplitud evanescente que se propaga durante un tramo de la guía hasta reemitirse en modos de radiación (I_r). La variación del índice del núcleo altera los ángulos de resonancia en la medida en que altera los índices efectivos de los modos guiados; en consecuencia, existirá un valor de intensidad incidente suficientemente elevado como para inducir la situación resonante, acoplando gran parte de la luz a modos guías y provocando un salto en la intensidad de salida. Finalmente y una vez obtenida la situación resonante, la propagación modal genera una fuerte realimentación en forma de aumento del índice del núcleo (y efectivo), de tal manera que la condición de resonancia se ve modificada de forma tal que se genera un ciclo de histéresis para la intensidad de salida.

Desde un punto de vista práctico, la incorporación de este dispositivo a redes de procesado presentaría severas dificultades en cuanto a su conectividad por fibra óptica. Asimismo, el acoplamiento por prisma requiere de una gran estabilidad mecánica entre los componentes y su extremada sensibilidad al ángulo de incidencia lo convierte en un mal candidato para operaciones eficientes de biestabilidad.

4.1.2.3. Biestabilidad en redes integradas no lineales

Otra de las alternativas más estudiadas para la obtención de biestabilidad óptica es la propagación en redes integradas o DFB (*Distributed feedback*) [Win79, Ber96]. En dichas estructuras integradas (figura 4.4), el acoplamiento entre modos progresivos y regresivos, y en consecuencia la transmitividad de la red, depende fuertemente de la verificación de la condición de Bragg, $2\beta = \gamma$ donde ($\beta = 2\pi N/\lambda$ y $\gamma = 2\pi/\Lambda$), siendo N el índice efectivo de los modos contrapropagantes y Λ la periodicidad de la red. En situaciones de baja potencia, la transmisión óptica depende de las características lineales de la red, dependiendo ésta de la sintonización de la fase del campo con la red y del acoplamiento modal contradireccional.

Por tanto, el funcionamiento de este dispositivo es similar al de un resonador FP. A medida que aumenta la intensidad incidente, la constante de propagación se incrementa por medio del incremento no lineal del material Kerr. Dicho incremento alcanza un valor crítico, el cual, mediante la resintonización de las fases, genera un salto en la transmisión alcanzándose una situación de interferencia constructiva entre los modos contradireccionales; por tanto, la elevada presencia de potencia óptica en la red contribuye a un elevado aumento de la constante de propagación no lineal, permitiendo el margen de sintonización necesario para la histéresis.

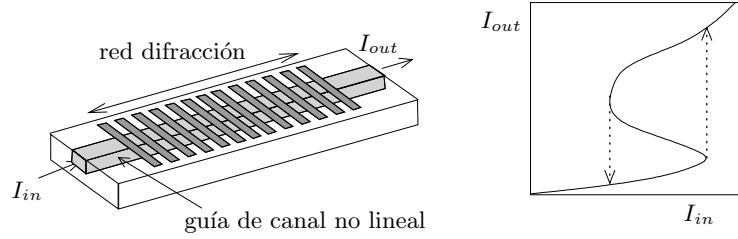


FIGURA 4.4: Biestabilidad óptica en redes de Bragg integradas lineales.

Tanto los dispositivos basados en resonadores integrados (recuérdese la figura 1.9) como las redes integradas no lineales, si bien cumplen requisitos como la conectividad mediante fibras ópticas, compacidad y robustez mecánica, presentan la desventaja de poseer una gran sensibilidad a la frecuencia y a la fase. Como hemos visto, la condición de resonancia es un fenómeno interferométrico y requiere, en consecuencia, de una elevada coherencia de la señal óptica para su correcta verificación. Asimismo, la integración de redes integradas eficientes requiere de un esfuerzo tecnológico considerable.

4.1.3. AOIDs biestables por AMT

Una filosofía diferente en cuanto a la obtención de biestabilidad óptica es la que se basa en la automodulación y modulación cruzada de la amplitud por medio de la acción de un material Kerr. Esta es, como se introdujo en el primer capítulo (sección 1.4.3.2), la estrategia en la que se basan la investigación y los diseños aquí presentados. Comenzaremos no obstante por relatar brevemente la historia que precede a dicha investigación.

La dependencia con la intensidad de parámetros como la anchura de un haz motivaron en 1981 a Bjorkholm *et al.* [Bjo81] a diseñar un montaje experimental (ver figura 4.5) donde se hacía incidir un láser en continuo sobre una celda con vapor de sodio. A continuación de la celda, se situaba una superficie reflectante diafragmada de forma tal que parte de la luz incidente se reflejaba incorporándose de forma regresiva al material no lineal.

En régimen de baja intensidad, el haz incidente apenas sufre modificación alguna respecto de su comportamiento difractivo normal tras su paso por la celda no lineal, de este modo, y tras el paso por una lente convergente [†], el haz sufrirá una profunda truncación por el diafragma generando una escasa intensidad

[†]La lente no sería necesaria en el caso de situar el diafragma-reflector justo a continuación del medio no lineal, no obstante es útil para una mejor comprensión gráfica del funcionamiento del biestable.

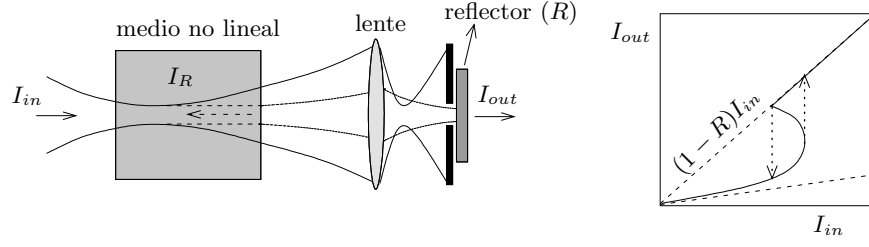


FIGURA 4.5: Biestabilidad basada en automodulación de amplitud.

de salida I_{out} así como una baja intensidad reflejada por el reflector. A medida que la intensidad incidente aumenta, el haz experimenta una compensación de su difracción inducida por la variación del índice con la intensidad, la que a su vez provoca una situación cercana al autoatrapamiento para una intensidad suficientemente elevada; en esta situación, la lente enfoca prácticamente la totalidad de la intensidad luminosa en la superficie no diafragmada, generándose un salto en la transmisión de salida. Asimismo, la intensidad reflejada por el reflector es máxima, y por tanto, se incorpora de forma regresiva al material no lineal proporcionando la realimentación necesaria para la obtención de un ciclo de histéresis.

El comportamiento biestable de este dispositivo se modeló según la propagación 2D+1 de haces Gaussianos contrapropagantes [Bjo82], donde se despreciaba el efecto de la truncación del haz reflejado manteniéndose la forma funcional Gaussiana para el haz regresivo. Igualmente, se consideraba para toda I_{in} un solapamiento total entre los haces contrapropagantes, el cual es claramente inexistente, y se ignoraba el efecto de autofocalización catastrófica propio de la propagación paraxial no lineal (2,3)D+1 [Sil90, Des91]; finalmente se estudiaba el fenómeno desde un punto de vista puramente conservativo.

La estrategia presentada anteriormente sienta las bases de los dispositivos que se presentan en esta memoria. En nuestro caso, el sistema de filtrado por amplitud, realizado por el diafragma en el sistema anterior, vendrá dado por el AMT a guías de canal y fibras ópticas, el cual, ha sido ya descrito en la sección 1.4.3 y será formalizado en la sección P1.3; por otra parte y en la medida en que el diseño, resultados y análisis de los AOIDs biestables se detallará en sucesivas secciones, y su funcionamiento cualitativo ha sido ya introducido en la sección 1.4.3.2, comentaremos a continuación las propiedades y ventajas que dichos dispositivos integrados biestables por AMT presentan en el contexto de la biestabilidad y multiestabilidad óptica y en su utilización en redes totalmente ópticas.

Carácter integrado 1D+1

A diferencia del dispositivo descrito anteriormente, los dispositivos biestables por modulación no lineal de amplitud se han diseñado de forma integrada. Unido a las consabidas ventajas que presenta la integración óptica, esenciales en lo que respecta a redes de comunicaciones y computación óptica, es preciso subrayar algunas otras diferencias más conceptuales respecto de dispositivos basados en la propagación no lineal en volumen o propagación no lineal en guías de canal o fibras ópticas .

En primer lugar, y como se detalló en la sección 2.3.1, la propagación 1D+1 considera la amplitud modal invariante frente a efectos no lineales, por tanto, la descripción de la envolvente no lineal en la dirección transversal es totalmente compatible con el modelo de no linealidad Kerr en régimen paraxial. De este modo, se evitan inconsistencias matemáticas como el problema de autofocalización catastrófica, el cual puede evitarse mediante la incorporación de términos saturables para la no linealidad o mediante el estudio no paraxial de la propagación. Desde un punto de vista práctico y de diseño, el régimen realista de simulación es el régimen de propagación paraxial (lentes, haces Gaussianos, modos guíanates...), y a su vez, los materiales no lineales de interés prácticos presentan una no linealidad tipo Kerr (de carácter electrónico y por tanto de respuesta más veloz); por tanto, la necesidad *matemática* de incorporar la no paraxialidad en la descripción de la propagación no lineal presenta una desventaja al no ser estrictamente necesaria.

Por otra parte, la reducción de los efectos no lineales a una sola dimensión espacial reduce considerablemente los valores de potencia ya que el confinamiento del campo en la dirección modal restringe la necesidad de compensación de la difracción libre a una sola dirección. Este es un hecho a tener en cuenta, ya que los materiales no lineales actuales presentan todavía ciertas carencias en cuanto a su eficiencia no lineal.

Conectividad y diseño integral

Una de las principales tareas en el diseño de dispositivos, orientados al desarrollo de cualquier tipo de operación en un contexto tecnológico particular, es la de determinar de forma completa las características, propiedades y singularidades de los dispositivos propuestos, de forma que se pueda evaluar su compatibilidad con los sistemas donde dichos dispositivos han de ser ubicados.

La aparente obviedad de la aseveración anterior no lo es tanto cuando se revisa la bibliografía existente, que en nuestro caso corresponde al diseño de AOIDs para comunicaciones y/o computación ópticas. Cuestiones como la modulación de las señales ópticas y su compatibilidad con modulaciones *estándar*, requerimientos de potencia óptica, versatilidad en cuanto a la fabricación de los dispositivos, pérdidas por acoplamientos en las diferentes regiones de guiado en las que se constituye el

dispositivo integrado y otras cuestiones, son a menudo soslayadas o simplemente obviadas en la bibliografía consultada.

Un ejemplo significativo lo encontramos en dispositivos biestables basados en redes integradas en guías planas o cavidades resonantes integradas en guías planas. En dichos dispositivos, es el modo óptico el sometido a los efectos no lineales, siendo la dependencia de la constante de propagación modal con la intensidad $\beta(I)$, la responsable del comportamiento biestable (dispositivos por modulación no lineal de la fase). En este tipo de dispositivos, la evolución espacial de la amplitud modal se presupone invariante frente a efectos no lineales (teoría aproximada), obviándose su comportamiento; no obstante, la evolución espacial de la amplitud en la dirección no confinada (cuyo comportamiento no se considera), presentará una fuerte dependencia con la intensidad, cuyo conocimiento y análisis es esencial para un diseño integral y completo. Es evidente entonces que cuestiones y requerimientos específicos en el área de la computación en general y computación óptica en particular, tales como la interconectividad, posibilidad de anidamiento o *fan-in/fan-out* han de ser resueltas, o cuando menos tratadas, en el diseño de AOIDS funcionales.

Es preciso destacar que en el trabajo que aquí se presenta la evolución del campo óptico se estudia de forma íntegra en todas sus dimensiones, estudiándose y garantizándose la conectividad necesaria para su incorporación directa a redes de canalización por fibra óptica. Por otra parte se presentan diferentes posibilidades de fabricación de dichos dispositivos, evaluándose en cada caso, la eficiencia y características de la respuesta biestable. Todo ello es, en definitiva, consistente con la necesidad de un estudio integral y no parcial de un dispositivo en todas sus vertientes (tal y como por ejemplo se recoge en la sección P4).

Simulación con materiales disipativos

Otra de las cuestiones que son parte fundamental de un tratamiento completo y realista de AOIDS, es la simulación del funcionamiento de los dispositivos con materiales no lineales actuales. Sin entrar en detalle en el estado actual de la investigación de materiales ópticos no lineales (una breve revisión bibliográfica se introdujo en la sección 1.2.2), cabe decir que gran parte de los estudios sobre la utilización de materiales con elevadas no linealidades parten de situaciones cercanas a las resonantes; por lo tanto, sería preciso incorporar los efectos de la absorción tanto lineal como no lineal en el estudio de cualquier dispositivo que haga uso de materiales no lineales en un contexto realista de investigación aplicada.

En los dispositivos basados en modulación no lineal de fase tales como redes, resonadores o acopladores direccionales, el estudio de la influencia de la absorción sobre la respuesta de los dispositivos ha motivado la creación de figuras de mérito para los materiales no lineales, las cuales, establecen relaciones entre el coeficiente

de absorción (lineal y/o no lineal) y el coeficiente Kerr, que evalúan la idoneidad de un determinado material no lineal para su uso en dichos dispositivos [Ste89]. Sin embargo, los límites establecidos para los valores de las mencionadas figuras de mérito, se extraen en virtud de la influencia de la absorción sobre los cambios en la fase no lineal necesarios para una operación interferométrica; por ello, dichos límites no son trasladables a dispositivos basados en modulación no lineal de amplitud como los que aquí se presentan.

Por otra parte, los estudios de AOIDS basados en interacción de solitones espaciales [Gar00, Bla94] a menudo obvian el efecto de la absorción óptica, a pesar de que su influencia es profundamente relevante tal y como se expone en trabajos experimentales sobre propagación de solitones brillantes [Ait91, Sil90] o solitones oscuros [Yan94].

En definitiva, parece clara la necesidad del estudio de los límites disipativos para dispositivos donde los efectos no lineales se combinan con un mecanismo de realimentación óptica no-interferométrico. Las conclusiones a este respecto se obtienen en la sección P3 haciendo uso del método variacional disipativo introducido en el capítulo anterior.

Insensibilidad a frecuencia y fase

Una de las características más relevantes de los AOIDS propuestos en esta memoria es su insensibilidad frente a cambios en la fase y frecuencia de la señal óptica. En este sentido, y como se afirmaba anteriormente, los dispositivos basados en automodulación de fase tales como resonadores o redes integradas, se diseñan en estructuras guías donde la amplitud del campo modal se supone invariante frente a cambios en la intensidad, siendo la constante de propagación la que experimenta la modulación no lineal. Dicha aproximación, sobre la amplitud del campo modal, impone una limitación a la dependencia de la constante de propagación con la intensidad, ya que los efectos no lineales sobre la amplitud modal han de ser despreciables, es decir, la fase acumulada por efecto Kerr ha de ser, por una parte, lo suficientemente elevada como para influir en la respuesta del dispositivo y generar la operación correspondiente y por otra parte, ha de ser suficientemente pequeña como para dar validez a la aproximación de campo modal invariante.

Asimismo, este tipo de dispositivos poseen, de forma concomitante, una gran sensibilidad frente a pequeños cambios en la fase, convirtiéndose en dispositivos poco robustos ante el efecto de agentes externos (térmicos, mecánicos, químicos etc..) que modifican los parámetros característicos de la fase óptica, tales como índices de refracción de la guía, frecuencia o distancias de propagación.

Este es un aspecto de gran importancia puesto que una de las características fundamentales del funcionamiento de un dispositivo biestable es la de mantener de

forma indefinida un valor de salida (en continuo) como por ejemplo en operaciones de lógica combinacional o de memorización óptica; en consecuencia, dispositivos basados en mecanismos interferométricos y operando en continuo de forma indefinida, están expuestos de forma notable, dada su sensibilidad, a la degradación del comportamiento biestable a causa de pequeños cambios estructurales de origen mecánico-térmico. Por el contrario, los dispositivos por modulación no lineal de amplitud y acoplamiento modal transversal que aquí se presentan, se muestran como candidatos robustos debido a su estabilidad frente a cambios en la fase de las ondas, distancias de propagación e índices de refracción.

Reconfigurabilidad

Una de las ventajas de los dispositivos biestables presentados en este capítulo es su carácter reconfigurable mediante un simple mecanismo de realimentación externa y un diseño específico sin elementos reflectivos. Como veremos en la sección P1, la posibilidad de obtener o bien una respuesta biestable o bien una respuesta de amplificación diferencial mediante la acción de una señal de realimentación externa, presenta una ventaja práctica respecto de dispositivos donde las características de las curvas de operación biestables dependen exclusivamente de las propiedades físicas del dispositivo, esto es de las distancias de propagación, reflectividad, periodicidad de la red etc.

Aplicaciones y funcionalidad

Como se adelantó en el primer capítulo, una de las principales aplicaciones de la biestabilidad óptica es la *memorización* de una entrada de datos para su computación en sistemas lógicos secuenciales, así pues, y a pesar de aplicarse el fenómeno de biestabilidad en múltiples y variados contextos, es el concepto de memoria o retención de la información digital, el que define la esencia de la operación biestable.

Por otra parte, además de posibilitar la computación de *arrays* de información no simultáneos, la biestabilidad óptica se aplica en otro tipo de contextos donde el procesado biestable adquiere una dimensión diferente; a este respecto, en la presente memoria se hace uso del fenómeno de multiestabilidad óptica (sección P2) para el post-procesado de una señal óptica procedente de un sistema sensor/actuador integrado. Además, y como se verá más adelante, el índice efectivo gradual desempeñará un papel fundamental en la consecución de ciclos de multiestabilidad por AMT, justificándose una vez más la versatilidad de las guías CKG.

Por otra parte, en la sección P7, donde se presentará el diseño de un router totalmente óptico, se muestra como el fenómeno de biestabilidad óptica aporta soluciones concretas también en el marco de las comunicaciones ópticas. En este caso, el dispositivo opera como un generador de onda continua de bombeo para el direccionado de un paquete de datos a un determinado canal de salida.

Finalmente, se presentan a continuación los trabajos de investigación publicados donde se profundiza en los aspectos introducidos anteriormente.

NOTA: Es preciso indicar que, por motivos de claridad y mejor comprensión del texto, dichos trabajos han sido incorporados a la presente memoria en el mismo formato en el que está redactada. Por tanto, salvo la numeración del seccionado (modificada para evitar equívocos) y las referencias bibliográficas (incorporadas de forma conjunta al final de la memoria), se ha transcrito de forma estrictamente literal el texto que se encuentra ya publicado o aceptado y a la espera de su publicación. Por otra parte, al inicio de las secciones correspondientes a cada artículo, se incluye una copia de la primera página del mismo, en su formato original, así como una página donde figura de forma clara el título, autores, revista, fechas de aceptación y publicación así como el resumen (abstract) de cada uno de los artículos.

oOo

P1. Intrinsic bistability achieved by transverse modal coupling in a nonlinear integrated optical device

INSTITUTE OF PHYSICS PUBLISHING

J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 4 (2002) 562–570

JOURNAL OF OPTICS A: PURE AND APPLIED OPTICS

PII: S1464-4258(02)35524-7

Intrinsic bistability achieved by transverse modal coupling in a nonlinear integrated optical device

E Mateo, J Liñares and C Montero

Area de Óptica, Dpto de Física Aplicada, Faculdade de Física e E.U. de Óptica e Optometría, Universidade de Santiago de Compostela, E-15782 Santiago de Compostela, Spain

E-mail: faoptedu@usc.es and fajelibe@usc.es

Received 5 April 2002, in final form 26 June 2002

Published 27 August 2002

Online at stacks.iop.org/JOptA/4/562

Abstract

We present the theory and design of a nonlinear integrated optical device, which, by means of the Kerr effect produced by counterpropagating beams, presents an intrinsic bistable behaviour. The feedback mechanism proposed maintains the spatial shape of the beams and is based on both the transverse modal coupling of the beams to channel guides and an external optical power. The device can operate as both an optical memory and a differential amplifier.

Keywords: Integrated optics, Kerr effect, optical bistability

1. Introduction

During recent years there has been a great deal of interest in all-optical signal processing, which has stimulated work on third-order nonlinear processes. On the other hand, the interest in integrated optical devices has also grown remarkably during recent years, with one aim being to implement analogue and digital processing devices [1]. Likewise, it is well known that these integrated optical devices are ideal in nonlinear interactions because they provide strong beam confinement [2]. In fact, it is the interaction geometry that differentiates guided-wave from bulk nonlinear optics. Thus, for obtaining high intensities, it is usually necessary to focus laser beams. However, in bulk media, the tighter the focus, the shorter the distance over which it can be maintained. However, in a planar waveguide, the beam is confined in one dimension to distances of the order of the wavelength of light, for distances determined solely by the propagation losses. This confinement property has justified the substantial efforts that have been made to demonstrate integrated-optics all-optical devices—that is, all-optical guided-wave devices. In particular, a variety of phenomena that depend on the intensity-dependent refractive index have been investigated in integrated optical waveguides [2].

We must stress that two kinds of integrated device have been explored: on the one hand, devices based on channelled guiding structures with a view to implementing,

for instance, all-optical switchers; and on the other hand, integrated gratings (in particular DFB gratings) with a view to implementing an intrinsic bistable device, which is analogous to a resonant optical cavity and therefore has a frequency-sensitive operation [3]. Other kinds of intrinsic bistable device were demonstrated several years ago in bulk materials; they were based on the mutual influence of two counterpropagating beams, each of which affects the other by changing the average nonlinear component of the refractive index [4, 5].

In this paper we propose an intrinsic bistable integrated device which is also based on counterpropagating beams but in an integrated monomode planar waveguide. The required feedback for bistability is provided by a transverse coupling of light beams to a monomode channel guide (or to an external optical fibre). The proposed integrated device requires, on the one hand, a nonlinear cladding with a material showing the Kerr effect—that is, a material whose refractive index depends on the intensity of light—and, on the other hand, two light beams, incident from opposite sides, propagating along a monomode planar waveguide. We must note some advantages of this device: first of all we stress that the Kerr effect is intrinsically fast, and resolution times of much less than a picosecond are possible, which represents a clear speed advantage over electronic devices, although it must also be noted that the usual problem of these materials is the small magnitude of the optical nonlinearity. Likewise, the critical

Intrinsic bistability achieved by transverse modal coupling in a nonlinear integrated optical device

E. Mateo, J. Liñares, C. Montero

*Area de Óptica. Dpto. de Física Aplicada. Facultade de Física e E.U. de Óptica.
Universidade de Santiago de Compostela, E-15706 Santiago de Compostela.
Spain.*

Journal: J.Opt. A: Pure Appl. Opt. Vol. 4, pp. 562-570, (2002).

Received: 5 April 2002, in final form 26 June 2002

Published: 27 August 2002

Journal ISSN: 1464-4258 (Print); 1741-3567 (Online).

Abstract

We present the theory and design of a nonlinear integrated optical device, which, by means of the Kerr effect produced by counterpropagating beams, presents an intrinsic bistable behaviour. The feedback mechanism proposed maintains the spatial shape of the beams and is based on both the transverse modal coupling of the beams to channel guides and an external optical power. The device can operate as both an optical memory and a differential amplifier.

Keywords: Integrated Optics, Kerr effect, optical bistability.

P1.1. Introduction

During the past years has been a great deal of interest in all-optical signal processing, which has stimulated work on third-order nonlinear processes; on the other hand, the interest in integrated optical devices has also grown remarkably during the last years, with one aim being to implement analogue and digital processing devices [Hun91]. Likewise, it is well known that these integrated optical devices are ideal in nonlinear interactions because they provide strong beam confinement [Ste89]; in fact, it is the interaction geometry that differentiates guided-wave from bulk nonlinear optics; thus, for obtaining high intensities, it is usually necessary to focus laser beams. However, in bulk media, the tighter the focus, the shorter the distance over which it can be maintained. However, in a planar waveguide, the beam is confined in one dimension to distances of the order of the wavelength of light, for distances determined solely by the propagation losses; this confinement property has justified the substantial efforts that have been made to demonstrate integrated-optics all-optical devices—that is, all-optical guided-wave devices. In particular, a variety of phenomena that depend on the intensity-dependent refractive index have been investigated in integrated optical waveguides [Ste89]. We must stress that two kind of integrated devices has been explored: on the one hand, devices based on channelled guiding structures with a view to implementing, for instance, all-optical switchers; and on the other hand, integrated gratings (in particular DFB gratings) with a view to implementing an intrinsic bistable device, which is analogous to a resonant optical cavity and therefore has a frequency-sensitive operation [San92]. Other kinds of intrinsic bistable device were demonstrated several years ago in bulk materials; they were based on the mutual influence of two counterpropagating beams, each of which affects the other by changing the average nonlinear component of the refractive index [Bjo82, Kap81]. In this paper we propose an intrinsic bistable integrated device which is also based on counterpropagating beams but in an integrated monomode planar waveguide. The required feedback for bistability is provided by a transverse coupling of light beams to a monomode channel guide (or to an external optical fibre). The proposed integrated device requires, on the one hand, a nonlinear cladding with Kerr effect—that is, a material whose refractive index depends on the intensity of light—and by other hand two light beams, incident from opposite sides, propagating along a monomode planar waveguide. We must note some advantages of this device: first of all we stress that the Kerr effect is intrinsically fast, and resolution times of much less than a picosecond are possible, which represents a clear speed advantage over electronic devices, although it must be also noted that the usual problem of these materials is the small magnitude of the optical nonlinearity. Likewise, the critical power requirements of an integrated-optics device are less than those ones realised in bulk nonlinear optics which is due to the modal confinement

of light in one dimension to values of the order of the wavelength of light; that is, if we denote by w_0 the effective width, along y -direction (the normal direction to the substrate plane), of the fundamental mode of a monomode planar guide and by w (usually much larger than w_0) the size of a two-dimensional Gaussian beam, that is, a beam propagating on the XZ plane, it is easy to prove, as it will be shown, that the critical power is proportional to the quotient w_0/w , therefore, it is clear that the power requirement can be efficiently controlled. On the other hand, it is wellknown that the catastrophic self-focusing is presented in the theory of nonlinear light propagation in a Kerr bulk material [Des91], however, it is also known that nonlinear light propagation in an integrated planar guide prevents this catastrophic self-focusing at the plane XZ corresponding to the film where the light is confined [Sil90]; therefore the simple (but powerful) Kerr model can be used to analyse optical bistability by self-focusing of counterpropagating beams in planar structures with nonlinear claddings. We must note that the catastrophic self-focusing is an important shortcoming of the nonlinear theory in bulk media, because, although it is true that a real nonlinear medium always saturates for sufficiently large intensities of light, it is obviously necessary to achieve the saturation regime; however, it could be possible to obtain important nonlinear effects, such as optical bistability, long before that saturation is achieved, that is, inside the Kerr regime; therefore, in most of cases a saturation model should not must be invoked in order to avoid the non-physical singularity related to the catastrophic self-focusing; in this way, fortunately, the nonlinear propagation in monomode planar structures can be described by using the simple Kerr model. Finally, the integrated-optics all-optical devices have all advantages which provides the optical integration, such as: mechanical stability, small size and height, compatibility with optical fibres, and so on. The plan of the work is as follows: first of all we derive approximate results about counterpropagating beams in a monomode planar guide by starting from a variational formulation (approximate solutions); next, we present a basic integrated optical device in order to show, in a qualitative way, the physical mechanism to obtain intrinsic optical bistability, that is, we will show how the required feedback for bistability can be achieved by a transverse coupling of light beams to a monomode channel guide; this transverse coupling is obtained by focusing the beam on a channel guide by means of a multilens with finite aperture. In the next section, we will describe a bistable device formed by the optical connection of two nonlinear planar guides by using two multilens and a channel guide; moreover the results obtained with this bistable device will be used to justify the validity of the approximate solutions describing counterpropagation. Finally, the conclusions are presented.

P1.2. *Counterpropagation in a nonlinear planar guide.*

Let us consider a monomode planar guide realized in a linear material substrate covered by a nonlinear cladding, presenting, for sufficiently high intensity, a Kerr effect. The real vector amplitude of the total optical field $\vec{\mathcal{E}}$ of two counter-propagating beams satisfies the following wave equation:

$$\nabla^2 \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\epsilon_0 n^2(y) + 3\epsilon_0 \chi^{(3)}(y) \vec{\mathcal{E}}^2 \right] \vec{\mathcal{E}} \quad (1)$$

where $n(y)$ is the refractive index profile of the monomode planar guide at low intensity and $3\epsilon_0 \chi^{(3)}(y) \vec{\mathcal{E}}^2$ is the nonlinear polarization vector $\vec{P}^{NL}$. Now, by taking into account that the confinement along y -direction is of order of the wavelength of the light, we can assume that the modal confinement, for instance of a TE mode with a propagation constant β_0 , is due only to the linear index $n(y)$ (this assumption will be justified *a posteriori*), therefore, we can approximate the total field, which is considered to be a quasi-monochromatic wave of central frequency ω_0 , as the product of the TE modal amplitude $\phi(y)$ with the optical field of the counterpropagating beams in the XZ plane, that is,

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(x, y, z, t) = & \frac{1}{2} \phi(y) [\psi_{+1}(x, z) \exp(i\beta_0 z) + \\ & \psi_{-1}(x, z) \exp(-i\beta_0 z)] \exp(-i\omega_0 t) + cc \end{aligned} \quad (2)$$

Where ψ_{+1} and ψ_{-1} are the envelopes of the counterpropagating beams (forward and backward respectively). Moreover, the normalized modal amplitude $U(y) = \phi(y)/\|\phi\|$ with $\|\phi\| = (\int \phi^2(y) dy)^{1/2}$; will be a solution of the linear wave equation for TE modes, that is,

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + k^2 n^2(y) U = \beta_0^2 U \quad (3)$$

By substituting Eq.(2) into Eq.(1), taking into account Eq.(3), averaging over the y -direction [Sam93] and keeping only terms synchronized with β_0 and $-\beta_0$ (that is, the terms corresponding to fast spatial oscillations are neglected since their contribution in spatial averaging is negligible), we obtain, in the slowly varying envelope approximation, the following coupled nonlinear wave equations for the envelope of the beams

$$2(\alpha) i \beta_0 \frac{\partial \psi_\alpha}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi_\alpha}{\partial x^2} + \frac{\omega_0^2}{c^2} \tilde{n}_2 \left(|\psi_\alpha|^2 + 2|\psi_{-\alpha}|^2 \right) \psi_\alpha = 0 \quad (4)$$

where $(\alpha) = +1, -1$ and $\tilde{n}_2$ is the effective nonlinear refractive index defined as:

$$\tilde{n}_2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} 3/4 \chi^{(3)}(y) |\phi(y)|^4 dy}{\int_{-\infty}^{\infty} |\phi(y)|^2 dy} \quad (5)$$

It is easy to prove that the above coupled nonlinear equations can be obtained as the Euler-Lagrange equation of a variational problem corresponding to the following Lagrangian density:

$$\begin{aligned} L(x, z) = & \sum_{\alpha} i(\alpha) \beta_0 \left[\psi_{\alpha}^* \frac{\partial \psi_{\alpha}}{\partial z} - \psi_{\alpha} \frac{\partial \psi_{\alpha}^*}{\partial z} \right] + \left| \frac{\partial \psi_{\alpha}}{\partial x} \right|^2 \\ & - \frac{1}{2} k_0^2 \tilde{n}_2 |\psi_{\alpha}|^4 - k_0^2 \tilde{n}_2^2 |\psi_{\alpha}|^2 |\psi_{-\alpha}|^2 \end{aligned} \quad (6)$$

Now we will solve the nonlinear propagation problem by following the Ritz optimization procedure [And83]. For that, a trial function with variational parameters $\pi_i(z)$ ($i = 1, 2, \dots$) is inserted into Eq.(6) and a reduced variational principle is applied, that is, $\delta \int \langle L \rangle dz = 0$, (with δ a functional variation) where $\langle L \rangle = \int L dx$, therefore the variational equations for the parameters $\pi_i(z)$ are given by the condition: $\delta \langle L \rangle / \delta \pi_i = 0$. On the other hand, since usual beams in integrated optics come from monomode optical fibers, where the modal amplitude can be approximated by a Gaussian function, we will assume that the z-propagation of the beam envelopes is described as:

$$\psi_{\alpha}(x, z) = \frac{E_{0\alpha}}{w_{\alpha}^{1/2}(z)} \exp\left(-\frac{x^2}{a^2 w_{\alpha}^2(z)}\right) \exp\left(i\alpha \beta_0 \frac{x^2}{R_{\alpha}(z)}\right) \quad (7)$$

Where a is the waist of the beams at $z = 0$, and $w_{\alpha}(z)$ and $R_{\alpha}^{-1}(z)$ are the variational parameters: width and curvature radius of the beams respectively. By following the steps indicated above, it is obtained, after a long but straightforward calculations, the following variational equations for the widths of the beams:

$$\frac{d^2 w_{\alpha}}{d\tau^2} - \frac{1}{w_{\alpha}^3} + \frac{1}{2} \left(p_{\alpha} + 4\sqrt{2} p_{-\alpha} \frac{w_{\alpha}^3}{(w_{\alpha}^2 + w_{-\alpha}^2)^{3/2}} \right) \frac{1}{w_{\alpha}^2} = 0 \quad (8)$$

where $\tau = z/\beta_0 a^2$ is the normalized distance and $p_{\alpha} = k_0^2 \tilde{n}_2 E_{0\alpha}^2 a^2 / 2\sqrt{2}$ is a parameter related to the optical power of the field and proportional to the size of the beam; therefore, it is justified that if modal fields have sizes of order of the wavelength of the light then the nonlinear contribution (which is also determined

by the value of p_α) to the modal propagation is negligible such as it was assumed above. It is convenient to clarify that the trial function (7) would need an additional z -dependent variational parameter describing a plane phase of the type $(\exp(if(z)))$, however it has not been taken into account because of its influence on the final results is not relevant; on the other hand, the curvature can be obtained from the variational equation $R_\alpha^{-1} = (1/2w_\alpha)dw_\alpha/d\tau$, although its influence on the bistability calculations is either not relevant, since that R_α^{-1} takes small values.

A similar variational procedure can be followed to calculate the modal field ϕ ; thus, the linear wave equation (3) can be obtained from the following Lagrangian density:

$$\mathcal{L}(y) = [-k_0^2 n^2(y) + \beta_0^2] |U|^2 + \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right|^2 \quad (9)$$

By physical arguments, the trial function can be chosen as a Hermite-Gaussian function for the modal amplitude in the substrate, and by an exponential function in the cladding, with variational parameters s and b , that is:

$$\phi(y) = A \begin{cases} (s + \frac{y}{b}) \exp\left(-\frac{y^2}{2b^2}\right) & y \geq 0 \\ s \exp\left(\frac{y}{sb}\right) & y < 0 \end{cases} \quad (10)$$

Where A is an amplitude *normalization* constant that we choose to obtain a maximum modal amplitude equal to one, which is useful to define an effective width w_0 of the mode equal to $||\phi||^2$. This constant A takes the value:

$$A = \frac{2}{s + (s^2 + 4)^{1/2}} \exp\left(\frac{1}{8}[(s^2 + 4)^{1/2} - s]^2\right) \quad (11)$$

In this case, the variational parameters are assumed to be constant along z -direction, therefore the variational equations for the normalized mode are:

$$\frac{\partial}{\partial \rho_i} \left\{ \int \left(\left| \frac{\partial U}{\partial y} \right|^2 - k_0^2 n^2(y) |U|^2 \right) dy \right\} = 0 \quad \rho_i = s, b \quad (12)$$

Once that the variational parameters are obtained from Eq.(12) the propagation constant β_0 can be obtained from the TE wave equation, for that, we multiply Eq.(3) by $U(y)$ and integrate over y -direction, and it is obtained:

$$\beta_0^2(b, s) = \int \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - k_0^2 n^2(y) U \right) U dy \quad (13)$$

In Appendix A is shown the calculation of the variational parameters ρ_i for a typical planar waveguide fabricated by ion-exchange in glass with a Gaussian refractive index profile; consequently the calculation of the propagation constant β_0 is also obtained. Finally the value of the normalization constant $\|\phi\| = (\int |\phi|^2 dy)^{1/2}$ is

$$\|\phi\| = A(s, b) \left(\frac{1}{2}s^3b + \frac{\pi}{2}s^2b + sb + \frac{\pi}{4}b \right)^{1/2} \quad (14)$$

Now, we will obtain approximate solutions of the nonlinear coupled variational equations (8); for that, we will assume that the intensity of the beam envelopes $|\psi_{+1}|^2$ and $|\psi_{-1}|^2$ present a high overlapping along z -direction, that is, the shape of the intensity profiles are very closed. This overlapping assumption, which will be justified later within the results obtained for bistability, is equivalent to choose $w_{+1} \simeq w_{-1}$ into Eq.(8) and therefore, after integration, the nonlinear equations can be decoupled as follows:

$$\left(\frac{dw_\alpha}{d\tau} \right)^2 + \frac{1}{w_\alpha^2} - \frac{1}{2}\tilde{p}_\alpha \frac{1}{w_\alpha} + (\tilde{p}_\alpha - 1) = 0 \quad \alpha = +1, -1 \quad (15)$$

with $\tilde{p}_\alpha = p_\alpha + 2p_{-\alpha}$ and where we have taken the constant of integration for the case of a plane Gaussian beam at $z = 0$. Thus the solution of Eq.(15), describing the counterpropagating beams, can be easily obtained in a inverse form by integrating, that is,

$$\int_{\tau_0}^{\tau} d\tau = (\kappa) \int_{w_\alpha(\tau_0)}^{w_\alpha(\tau)} \frac{w_\alpha dw_\alpha}{[(1 - \tilde{p}_\alpha)w_\alpha^2 + \tilde{p}_\alpha w_\alpha - 1]^{1/2}} \quad (16)$$

where (κ) can take the values ± 1 ; before performing the integration we must identify the different propagation cases, thus, for $\tilde{p}_\alpha < 1$ the polynomial in the square root of the denominator has only one positive root ($w_\alpha = 1$) and therefore we have a difraction regime described by the following inverse solution (with $\kappa = +1$, $\tau_0 = 0$, $w_\alpha(\tau_0) = 1$):

$$\begin{aligned} \tau = & \frac{1}{1 - \tilde{p}_\alpha} \left((1 - \tilde{p}_\alpha)w_\alpha^2 + w_\alpha - 1 \right)^{1/2} + \frac{1}{2} \frac{\tilde{p}_\alpha}{(1 - \tilde{p}_\alpha)^{3/2}} \\ & \times \ln \left[2 \left[(1 - \tilde{p}_\alpha) \left((1 - \tilde{p}_\alpha)w_\alpha^2 + \tilde{p}_\alpha w_\alpha - 1 \right) \right]^{1/2} + 2(1 - \tilde{p}_\alpha)w_\alpha + \tilde{p}_\alpha \right] \end{aligned} \quad (17)$$

For $\tilde{p}_\alpha > 1$ the polynomial has two positive roots ($w_\alpha = 1$, $w_\alpha = 1/(\tilde{p}_\alpha - 1)$) and therefore the solution has diffractive oscillatory regime (starting with a beam expansion) if $1 < \tilde{p}_\alpha < 2$, and a autofocusing oscillatory regime (starting with

a beam compression), if $\tilde{p}_\alpha > 2$. From Eq.(16) the following inverse solution is obtained :

$$\tau - \tau_0 = (\kappa) \left[\frac{((1 - \tilde{p}_\alpha)w_\alpha^2 + w_\alpha - 1)^{1/2}}{1 - \tilde{p}_\alpha} + \frac{1}{2} \frac{\tilde{p}_\alpha}{(\tilde{p}_\alpha - 1)^{3/2}} \sin^{-1} \left(\frac{2(1 - \tilde{p}_\alpha)w_\alpha + \tilde{p}_\alpha}{(\tilde{p}_\alpha^2 + 4(1 - \tilde{p}_\alpha))^{1/2}} \right) \right]_{w_\alpha(0)}^{w_\alpha} \quad (18)$$

The solution has to consider the compression or expansion of the Gaussian width in each semiperiod of oscillation: $D/2 = \pi\tilde{p}_\alpha/2(\tilde{p}_\alpha - 1)^{3/2}$; therefore we have the following modifications on the initial conditions in each case: for diffractive oscillations ($1 < \tilde{p}_\alpha < 2$) in the first semiperiod $\tau < D/2$ we have: $\tau_0 = 0$, $w_\alpha(\tau_0) = 1$, $(\kappa) = +1$; in the second semiperiod ($\tau > D/2$): $\tau_0 = D/2$, $w_\alpha(\tau_0) = 1/(\tilde{p}_\alpha - 1)$, $(\kappa) = -1$. for autofocusing oscillations ($\tilde{p}_\alpha > 2$) in the first semiperiod: $\tau_0 = 0$, $w_\alpha(\tau_0) = 1$, $(\kappa) = -1$ and in the second semiperiod: $\tau_0 = D/2$, $w_\alpha(\tau_0) = 1/(\tilde{p}_\alpha - 1)$, $(\kappa) = +1$.

Now, by inverting Eqs.(17) and (18) by means of an algorithm of successive approximations the numerical solutions $w_\alpha(\tau, \tilde{p}_\alpha)$ can be obtained. Numerical examples of these solutions are shown in Fig.(1)-(a), for the commented regimes, as a function of τ ; likewise, $w_\alpha(\tau, \tilde{p}_\alpha)$ is shown in Fig.(1)-(b) as a function of $\tilde{p}_\alpha$ for a normalized distance $d = 10$. From these results, several comments can be made;

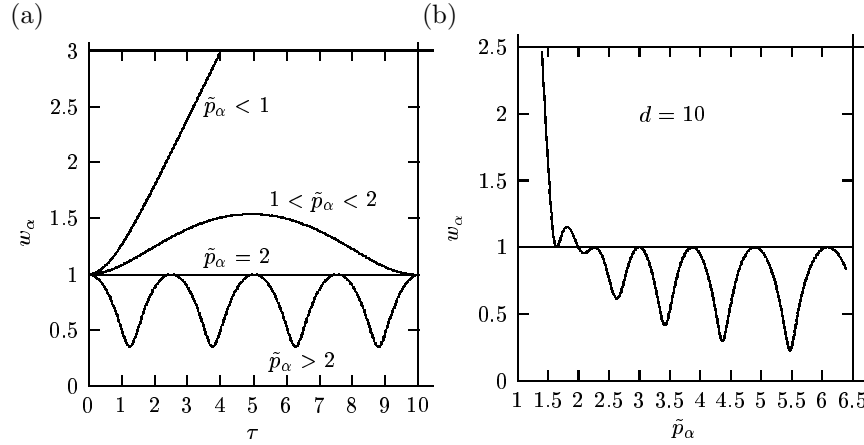


Figure 1: Evolution of the Gaussian variational width.(a)Beam width as a function of the normalized distance. (b) Beam width as a function of the power parameter.

first of all, it is seen that there is not catastrophic self-focusing for $\tilde{p}_\alpha > 2$, therefore the Kerr model can be used without obtaining mathematical inconsistencies; on the other hand, it is seen that the overlapping approximation is quasi-fulfilled for both beams with values of $\tilde{p}_\alpha$ close to 2 and beams with sizes w_α which approximately fulfil the boundary conditions: $w_{+1}(0) = w_{-1}(0)$, $w_{+1}(d) = w_{-1}(d)$, with d the normalized distance of counterpropagation. On the other hand, the overlapping approximation falls for $\tilde{p}_\alpha < 2$ or $\tilde{p}_\alpha > 2$, however, we will show that the approximate solutions still give very good results if we evaluate bistability curves, that is, the curves obtained with the approximate solutions will be very closed to the ones obtained without taking into account the overlapping approximation. Finally in Fig.(1)-(a) and Fig.(1)-(b) it is seen that for $\tilde{p}_\alpha > 2$ the size of the beams fulfil $w_\alpha(\tilde{p}_\alpha > 2) < w_\alpha(\tilde{p}_\alpha = 2)$, that is, the light is always confined within a region with a size equal to a , therefore for high powers the overlapping approximation can be considered as a very reasonable assumption.

It is interesting, before describing the implementation of optical bistability, to evaluate the critical power associated to the counterpropagating self-trapping regime, that is, for $\tilde{p}_\alpha = 2$ (as it will be shown, the optical bistability effects will be very relevant around the critical power). Let us consider the optical power of the Gaussian beams *transported* by the fundamental mode $\phi(y)$:

$$P = \frac{1}{2} \frac{\beta_0}{\omega \mu_0} \int \int |\psi \phi|^2 dx dy \quad (19)$$

now, by inserting Eq.(7) into Eq.(19) and taking into account that the critical amplitude is determined by the relation $\tilde{p}_{\alpha cr} = 2 = k_0^2 \tilde{n}_2 E_{0\alpha cr}^2 a^2 / 2\sqrt{2}$, it is obtained:

$$P_{cr} = \frac{2\beta_0}{\omega \mu_0} \frac{\sqrt{\pi}}{k_0^2 \tilde{n}_2 a} \int |\phi|^2 dy \quad (20)$$

Note that $\int |\phi|^2 dy$ is equal to the effective width w_0 of the modal field, therefore the critical power is proportional to w_0/a which justifies the advantage of using a planar guide to obtain nonlinear effects with a power less than in bulk media. Now, by using eqs.(5) and (14) an explicit expression of P_{cr} can be obtained:

$$P_{cr} = \frac{8\beta_0 \sqrt{\pi}}{3\omega \mu_0 k_0^2 \chi^{(3)}} \frac{w_0}{a} \left(\frac{2s^3 + 2\sqrt{\pi}s^2 + 4s + \pi}{A^2(s)s^5} \right) \quad (21)$$

where the last factor corresponds to the calculation of $\tilde{n}_2$ and shows the correction in the nonlinear index $3/4\chi^{(3)}$ by the planar waveguide with a nonlinear cladding. As an example, let us consider a liquid cladding, for instance MBBA [Sam93], where $n_2 = 10^{-9} \text{ m}^2/\text{W}$ with linear index $n_c = 1,550$; likewise, let us consider

a planar guide fabricated by ion-exchange in glass, where the substrate index is $n_s = 1,550$, the maximum index increasing equal to $\Delta n = 0,02$ and with a Gaussian profile with effective depth $d_g = 2,0\mu m$ (see Appendix A), then the $P_{cr}^{MBBA} = 0,4$ mW. Although this is an optimistic example, other materials provide reasonable power values like the Polydiacetylene PDA-DCH [Nal97] where $n_2 = 1,75 \times 10^{-12}$ m²/W obtaining $P_{cr}^{PDA-DCH} = 0,23$ W.

P1.3. *Feedback mechanism by transverse modal coupling.*

As it was commented, the intrinsic bistability by self-focusing is based, by one hand, on the mutual influence of two counterpropagating beams, each of which affects to other by changing, in the integrated-optic case, the average nonlinear component of the effective index of a planar monomode guide, and on the other hand, such intrinsic bistability is based on a feedback controlling mechanism provided by some transformation of the amplitude (or phase) of the optical field. Likewise, a bistable device is characterised by two states: high and low transmission of light at the output of the device, in particular, in a bistable device by self-focusing the state of high transmission corresponds to a nonlinear propagation close to the self-trapping regime, and the low transmission state corresponds to a propagation within the diffractive regime; obviously a high feedback will be required in the state of high transmission. In our case, the feedback controlling mechanism will be provided by the transverse coupling efficiency between the Gaussian envelope of the forward (and/or backward) beam and the modal amplitude of the mode of a monomode output optical fibre (or channel guide). A sketch of the module is presented in Fig.(2): an input optical fibre is coupled to a planar integrated-optic device formed by two planar multilenses, the first one at the beginning of the module and the second one, with a shorter optical aperture, at the end of the module; both multilenses are separated a distance d by a planar monomode waveguiding region with a nonlinear cladding. The first multilens, with a large aperture, only expands the Gaussian beam that comes from the input optical fibre, (expanding-multilens), however, the second multilens truncates the beam (which has a short aperture equal to $2L$), and next it concentrates the light, cached at its input, into an output optical fibre (or channel guide); therefore if the nonlinear propagation is, for instance, in a diffractive regime then a high truncation is produced and a weak transverse coupling to the output fibre is obtained. We also assume, without loss of generality, that the mode of both optical fibres has the same modal amplitude and that under a self-trapping regime, the Gaussian beam which comes from the nonlinear region and is focused by the second lens on the output fibre has an amplitude, along x -direction, identical to the amplitude of the optical fibre modal field considering the usual modal Gaussian approximation for optical fibers; therefore, we assume that in this regime the truncation produced by the second

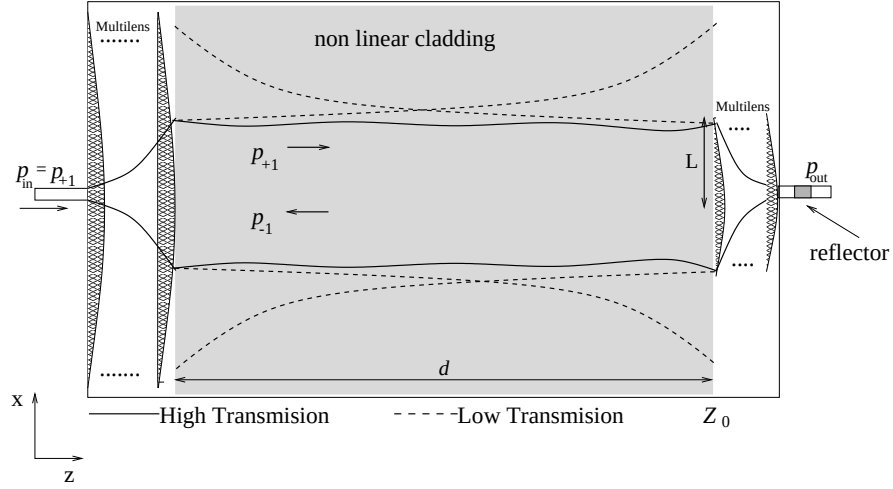


Figure 2: Planar integrated optical device showing the reflective counterpropagation in the two regimes of the bistable operation.

lens is negligible. Now, in order to describe, in a qualitative way, the bistability effect, let us assume that a reflector is put at the final extreme of the output fibre (in the device proposed in the next section this reflector will not be required), then the feedback controlling mechanism would be as follows: the aperture $2L$ of the second multilens, as it was commented, is chosen in such a way that when the self-trapping regime is obtained then a negligible truncation is produced and a maximum transverse coupling efficiency to the optical fibre is obtained, therefore a maximum reflection is produced and then a maximum feedback is achieved; moreover, the transmission through the reflector is also maximum compared with the case of propagation in a diffractive regime, where a high truncation is produced and therefore a minimum light coupling to the output fibre is obtained (therefore the feedback will be negligible) and consequently the light transmission through the reflector will be very low. It is very important to stress that this feedback mechanism preserves the Gaussian shape of the beams in the nonlinear region; which facilitates the use of the optical field by Eqs.(2) and (7) in order to describe bistability. Because of the importance of the truncation effect, we must evaluate the filter function describing the coupling efficiency to the output fibre; for that, let us consider the input optical field transverse on the second multilens (plane $Z = Z_0$ at the Fig.(2)), that is, $\Psi(x_0, y_0) = \psi(x_0)\phi(y_0)$, where $\phi(y_0)$ is the amplitude of the mode of the planar guide in the nonlinear region; this amplitude can be represented, for instance, by the modal function given by equation (10);

likewise, $\psi(x_0)$ is the x -amplitude of the optical field, which is assumed to be, in a good approximation, a quasi-plane Gaussian beam, that is:

$$\psi(x_0) = \frac{2^{1/4}}{(\pi a^2 w^2)^{1/4}} \exp\left(-\frac{x_0^2}{a^2 w^2}\right) \quad (22)$$

where, a , is the width of the Gaussian beam under self-trapping regime, that is, $w = 1$. On the other hand, the light propagation of this input beam through the multilens is given by the following diffraction integral:

$$\psi(x) = \int_{-L}^L G(x, x_0) \psi(x_0) dx_0 \quad (23)$$

where $G(x, x_0)$ is the Green's function of the integrated multilens and, for the sake of simplicity, it is assumed that the modal amplitude $\phi(y)$ of the fundamental mode in the waveguiding regions of the multilens is equal to the modal amplitude in the nonlinear region; in fact, a modal coupling analysis allows to determine the conditions under which the fundamental modes of different integrated planar guides present a very similar amplitude [Liñ92]; in the case of ion-exchanged waveguides it has been demonstrated how the fabrication process must be carried out, in order to get the modal matching [Liñ96]

The Green's function will be determined for a number m of plane-convex integrated lenses forming the multilens [Liñ00a]; these lenses have thickness t and they are separated a distance l ; likewise, the effective indices outside and inside each lens are: N_o and N_i , respectively; moreover, it is assumed that the following relation is fulfilled: $N_o t = N_i l$; finally, the focal length of each lens is $f = N_o r / (N_o - N_i)$, where $r (< 0)$ is the radius of curvature of the non-plane dioptré of each lens; in short, it can be proved that if the following condition $m \cos^{-1}(1 - t/N_i f) = (2j + 1)\pi/2$, with j an integer, is fulfilled then the Green's function of the multilens takes the simple form:

$$G(x, x_0) = \sqrt{\frac{ik_0}{2B}} \exp\left(\frac{ik_0 x x_0}{2B}\right) \quad (24)$$

where $B = [(2tf/N_o) - (t^2/N_o^2)]^{1/2}$. From equation (24) and (23) it follows that a Fourier transform of $\psi(x_0)$ is obtained, that is, a maximum concentration of the input beam is obtained at the output plane of the multilens.

Finally, we assume that the modal amplitude of the output optical fibre has a separable form $\Psi_g(x, y) = \psi_g(x)\phi_g(y)$, where $\psi_g(x)$, within the usual Gaussian approximation for the modal amplitude of single mode optical fibers or channel guides, is given by:

$$\psi_g(x) = \frac{2^{1/4}}{(\pi w_g^2)^{1/4}} \exp\left(-\frac{x^2}{w_g^2}\right) \quad (25)$$

Likewise the amplitude $\phi_g(y)$ can be also other Gaussian function, in this way, if the optical fibre is properly shifted along the y -direction a high modal matching can be achieved with the y -amplitude of the fundamental mode of the planar guide, nevertheless it will not be very relevant in our study. Now, by inserting equations (24) and (22) into equation (23), for L tending to infinity, it is easy to prove that a Gaussian beam, with width $w_f = B/k_0aw$ is obtained; it will be convenient, for bistability purposes, that this beam spot size is equal to w_g when the self-trapping regime is achieved, therefore, the parameter B must fulfil the condition $B = k_0aw_g$.

Finally, the filter function, associated to the component: multilens-optical fibre, can be calculated by using the definition of the transverse coupling efficiency, that is:

$$\eta = \left| \int_{-L}^L \int_{-\infty}^{\infty} \psi_g(x) \phi_g(y) \psi(x) \phi(y) dx dy \right|^2 \quad (26)$$

Integration on x can be made by taking into account equations (22), (23) and (25), and it is obtained:

$$\eta = \left(\frac{2w}{w^2 + 1} \right) \text{erf}^2 \left[\frac{L}{a} \left(1 + \frac{1}{w^2} \right)^{1/2} \right] \quad (27)$$

where the coupling efficiency along y -direction is a constant which, for sake of simplicity, has been taken equal to one; the first factor on right side of equation (27) is the coupling efficiency due to overlapping and the second factor is due to truncation. The component multilens-optical fiber (or channel waveguide), with a filter function depending on the beam size w propagating in the nonlinear region, will control the feedback mechanism such as it will be shown in the next section.

We must also indicate that the first multilens works in the same way that the second one but in a reversal sense, that is, by achieving a maximum expansion of the x -amplitude of the mode of the input optical fibre, which is assumed to have the same x -amplitude that the mode of the output optical fibre (equation (25)). This multilens has a large aperture thus there is not truncation of the beam which comes from the input optical fibre, and therefore the beam to the end of this multilens is given by:

$$\psi(x) = \frac{2^{1/4}}{(\pi a^2)^{1/4}} \exp \left(-\frac{x^2}{a^2} \right) \quad (28)$$

that is, the maximum expansion is such that the beam spot size obtained is equal to the beam size in the nonlinear region when self-trapping regime is achieved.

P1.4. Integrated-optic bistable device

Let us consider two modules of the type described in the above section, which are connected by an integrated single-mode channel guide such as it is shown in figure (3). In the module on the left side of the channel guide there are two

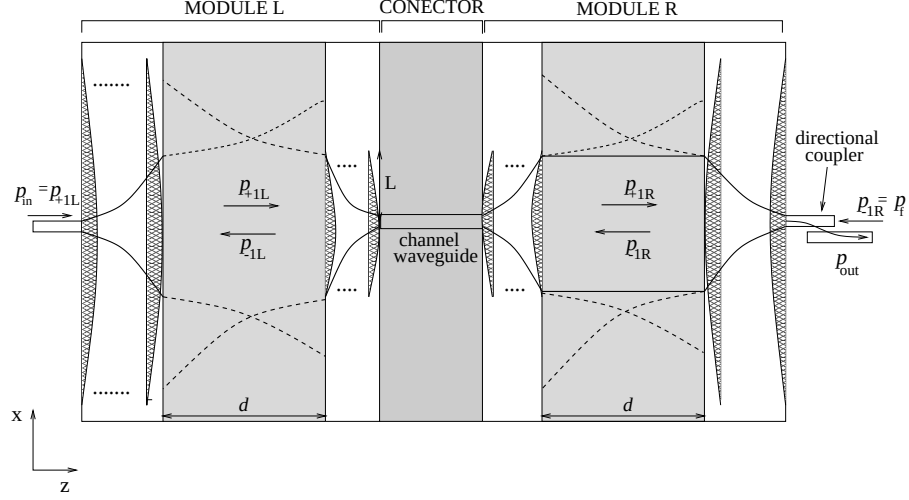


Figure 3: Intrinsic bistable integrated optical device with feedback mechanism based on transverse modal coupling.

counterpropagating beams $+1L$ and $-1L$, with powers p_{+1L} and p_{-1L} respectively, and with z -dependent widths $w_{+1L}(z)$ and $w_{-1L}(z)$, which are given by equations (15)-(18), within the overlapping approximation; likewise, according to Eq.(15), we can define an effective power for the beam $+1L$: $\tilde{p}_{+1L} = p_{+1L} + 2p_{-1L}$, moreover we impose the condition $p_{in} = p_{+1L}$, that is, p_{in} is the input power in the device which excites the forward beam $+1L$. In the module on the right side of the channel guide we have similar definitions, thus, the power of the forward and backward beams are p_{+1R} and p_{-1R} , their widths are $w_{+1R}(z)$ and $w_{-1R}(z)$, and the effective powers for the beams $+1R$ and $-1R$ are, respectively, $\tilde{p}_{+1R} = p_{+1R} + 2p_{-1R}$, $\tilde{p}_{-1R} = p_{-1R} + 2p_{+1R}$; likewise, we impose the restriction $p_{-1R} = p_f$, that is, p_f is an external power, which allows to excite the beam $-1R$, and, as it will be shown, to control the bistability effect.

By taking into account the results of the above section, we can define the following filter functions: η_{+1L} , which is the filter function for the forward mode

$+1L$, the filtering is due to the truncation produced by the multilens connected on the left side of the channel guide; η_{-1R} , which is the filter function for the backward mode $-1R$, when the truncation is produced by the multilens connected on the right side of the channel guide. Both functions, η_{+1L} and η_{-1R} , depend on the width of the beams w_{+1L} and w_{-1R} at the input of each multilens, obviously the widths are given by equations (15)-(18) where the effective powers $\tilde{p}_{+1L}$ and $\tilde{p}_{-1R}$ (which have been defined above) are required. Now, the following conditions on the powers of the beams are fulfilled:

$$p_{+1R} = \eta_{+1L}p_{+1L} \quad (29)$$

$$p_{-1L} = \eta_{-1R}p_{-1R} \quad (30)$$

The bistability curves are obtained by calculating p_{in} and p_{out} (p_{out} is the output power) starting from an effective power, for instance $\tilde{p}_{+1L}$, taken as the independent variable. Now, by taking into account the definition of $\tilde{p}_{+1L}$ and the equation (30), it is obtained:

$$\tilde{p}_{+1L} = p_{+1L} + 2p_{-1L} = p_{in} + 2\eta_{-1R}p_f \quad (31)$$

where $\eta_{-1R} = \eta_{-1R}(w_{-1R})$ can be calculated from equation (27), where the value of w_{-1R} at the input of the third multilens (on the right side of the multilens, since the incident beam considered is the backward beam $-1R$) is given by equations (17)-(18) for an effective power $\tilde{p}_{-1R} = p_{-1R} + 2p_{+1R}$, where $p_{-1R} = p_f$ and $p_{+1R} = \eta_{+1L}p_{in}$ (according to equation (29)); now, η_{+1L} can be obtained from the equation (27) with $w = w_{+1L}$ (w_{+1L} is the beam spot size at the input of the second multilens); the value of w_{+1L} is obtained from equations (15)-(18) for an effective power $\tilde{p}_{+1L}$; therefore, by taking into account the above considerations, an implicit equation for p_{in} is obtained from equation (31), that is,

$$p_{in} = \tilde{p}_{+1L} - 2p_f \left[\frac{2w_{-1R}(\tilde{p}_{+1L}, p_{in})}{1 + w_{-1R}^2(\tilde{p}_{+1L}, p_{in})} \operatorname{erf}^2 \left(\frac{L}{a} \left(1 + \frac{1}{w_{-1R}^2(\tilde{p}_{+1L}, p_{in})} \right)^{1/2} \right) \right] \quad (32)$$

Once that p_{in} is found from equation (32), we can calculate p_{out} , that is:

$$p_{out} = \eta_{+1R}(w_{+1R})p_{+1R} \quad (33)$$

whith $p_{+1R} = \eta_{+1L}p_{+1L} = \eta_{+1L}p_{in}$, where the values of p_{in} and η_{+1L} have been obtained above, moreover, η_{+1R} is calculated from equation (27) with w_{+1R} given by equations (17)-(18) for an effective power $\tilde{p}_{+1R} = p_{+1R} + 2p_{-1R}$, where p_{+1R} has been previously calculated (in order to calculate p_{in}), and p_{-1R} is equal to p_f ;

finally, η_{+1R} is given approximately by the first factor of equation (27) since the fourth multilens is considered to have a large aperture, therefore:

$$\eta_{+1R} = \frac{2w_{+1R}}{w_{+1R}^2 + 1} \quad (34)$$

Therefore, from equation (32) and (33) we have pairs of values $(p_{in}(\tilde{p}_{+1L}))$ and $p_{out}(\tilde{p}_{+1L}))$, which define a curve in a plane p_{in} - p_{out} . Next, we will analyze how such curve describe a bistable behaviour of the device; for that, we will plot the curves P_{in} - P_{out} normalized to the counterpropagating critical power P_{cr} which is given by Eq.(21), (the parameters p are related with the normalized power by means of $p = 2P/P_{cr}$). In Fig.(4) the numerical results of several curves P_{in} - P_{out} are presented. Both the Fig.(4)-(a) and Fig.(4)-(b) show that intrinsic bistability can be achieved by means of this device. Fig.(4)-(a) shows that according to the values of the normalized length, τ , the gap between the high and low transmission states can be controlled. Likewise, the powers where the high-low transmission jump occurs, can be controlled by the feedback powers as it can be seen in Fig.(4)-(b). Fig.(4)-(c) shows a low feedback behaviour, obtaining differential amplifier operations; therefore, a reconfigurable device is obtained only by changing an external parameter such as the feedback power. These are the key results of this work, however, they have been obtained by the so called overlapping approximation, therefore it should be interesting to clarify the validity of this assumption. We start stressing that the assumption is reasonable in the region of high transmission, since the device is operating close to a self-trapping regime, where the approximation $w_{+1} \simeq w_{-1}$ is acceptable; on the other hand, in the region of low transmission such assumption seems less acceptable since the diffractive regime is dominant, however, for purposes of obtaining bistability curves we will show, by using an averaging method, that the results obtained with $w_{+1} \neq w_{-1}$ do not present relevant differences with respect to the case $w_{+1} \simeq w_{-1}$. We start from Eq.(8) which can be rewritten in a similar form to the decoupled case (Eq.(15)) by introducing a corrected effective power $\tilde{p}_\alpha^c$; this new effective power can be obtained by averaging along z -direction, that is:

$$\tilde{p}_\alpha^c = p_\alpha + 2 \left\{ \frac{1}{d} \int_0^d \frac{2\sqrt{2}w_\alpha^3}{(w_\alpha^2 + w_{-\alpha}^2)^{3/2}} d\tau \right\} p_{-\alpha} \quad (35)$$

This effective power takes into account, in an averaging way, the mismatch between the forward and backward modes; now in order to obtain the new bistability curves we start from the effective powers $\tilde{p}_{\alpha R}$ and $\tilde{p}_{\alpha L}$ obtained within the overlapping approximation, next the values of $w_{\alpha R}(\tau)$ and $w_{\alpha L}(\tau)$ are calculated and inserted into Eq.(35), and new powers $\tilde{p}_{\alpha R}^c$ and $\tilde{p}_{\alpha L}^c$ are obtained; these new effective powers

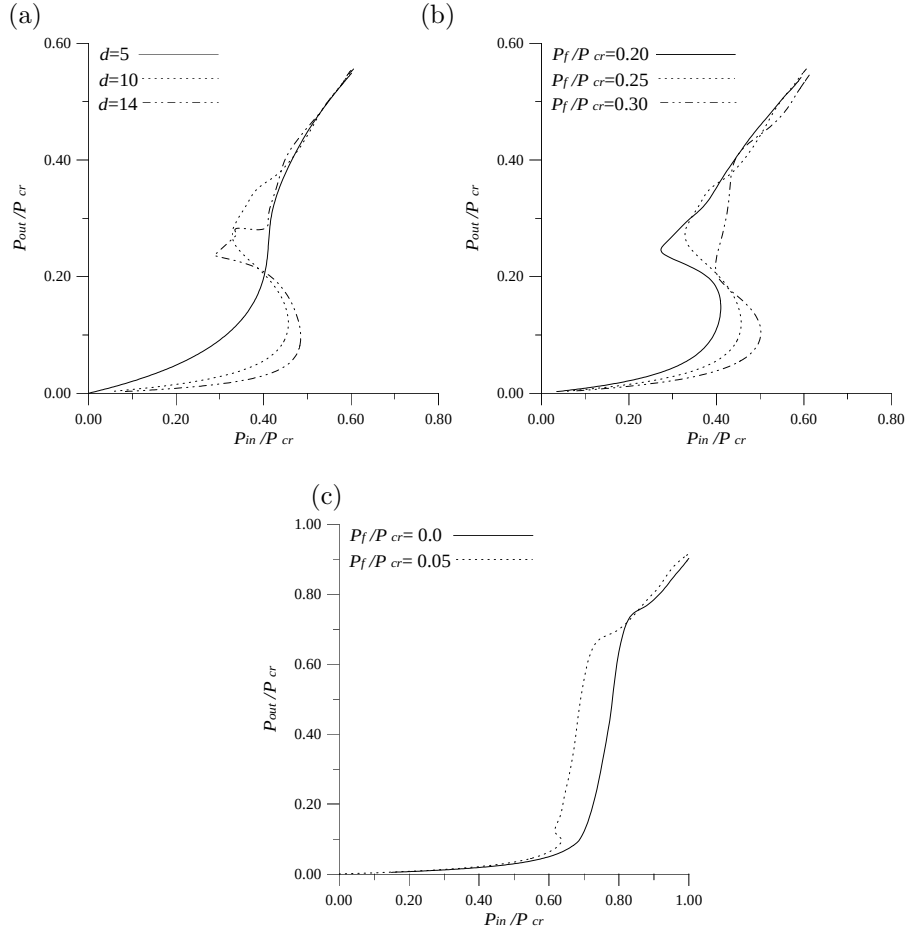


Figure 4: Bistability and differential amplification results. (a) Bistability curves as a function of the distance for $p_f/p_{cr} = 0.25$ (b) Bistability curves as a function of the feedback power for $d = 10$. (c) Low feedback power. A differential amplifier operation is shown for $d = 10$.

are used for remaking the bistability calculation described above; the final result is presented in Fig.(5). It is shown that the difference between the curve obtained

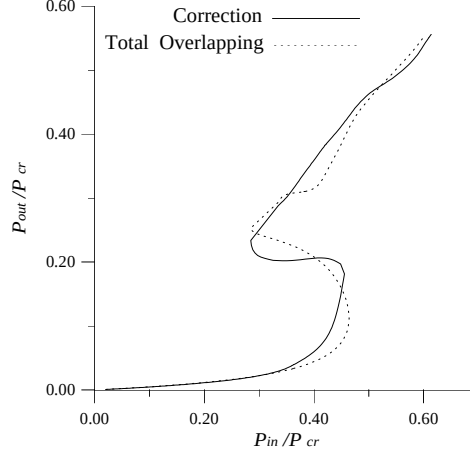


Figure 5: Correction of the bistable curve ($d = 12$, $P_f/P_{cr} = 0,26$).

with total overlapping and the curve improved by an iterative procedure is not relevant; in fact, in the region of low transmission both curves present a good fitting, likewise, the input power where the device jumps to the high transmission state is the same (a similar result for the jump to the low transmission state); finally, in the region of high transmission, both curves present an excellent fitting, as it was expected. Taking into account the results obtained, it can be concluded that the total overlapping approximation, although is not intuitively useful for the low transmission regime (diffractive counterpropagating regime), it can be used for this bistable calculus in which the effective power concept, even for total overlapping approximation, takes into account, in a implicit way, the spatial uncoupling of the beams when the contribution of the progressive and the regressive powers are modulated by the action of the filter.

P1.5. *Conclusions*

An integrated optical intrinsic bistable Kerr device has been demonstrated. From a theoretical point of view it has the advantage that the simple Kerr model can be used to describe a bistable behaviour without invoking a saturation model, which avoids the catastrophic self-focusing which appears in bulk Kerr devices. From a practical point of view, it has been shown that the modal transverse

coupling to a monomode channel guide provides an important and interesting feedback mechanism to achieve a bistable response of the device with sufficiently large gap between the low and high transmission states; the main advantage of this mechanism is that it preserves the Gaussian shape of the counterpropagating beams in the nonlinear regions. Likewise, the incorporation of an external feedback optical power provides a dynamic freedom degree to obtain different regimes of operation (bistability and differential amplification) with the same device. Finally, it has been confirmed that the power requirements of this integrated device are much less than those ones needed in bulk devices, which allows to come close to the physical possibilities of realistic Kerr materials.

Appendix A: Modal Variational Calculus

By introducing the following variables; $n_m = \sqrt{n_s^2 + 2n_s\Delta n}$ we can rewrite equation (12), after derivation respect of U , as follows:

$$\frac{\partial}{\partial m_i} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \left[-d_g^2 \frac{d}{dy^2} + d_g^2 k_0^2 [n_m^2 - n^2(y)] \right] U^2(y) dy \right\} = 0 \quad (\text{A.1})$$

Let us consider an asymmetric inhomogeneous planar waveguide fabricated, for instance, by ion-exchange in glass with a Gaussian refractive index profile given by

$$n^2(y) = \begin{cases} n_s^2 + 2n_s\Delta n \exp(-y^2/d_g^2) & y \geq 0 \\ n_c^2 & y < 0 \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

Now by introducing, the trial function given by Eq.(10) in its normalized form, and the index profile (A.2) into equation (A.1) we can carry out the integration, and it is obtained

$$\frac{\partial}{\partial \rho_i} \left\{ \frac{V_c^2 I_1 + V^2 I_2 - V^2 I_a + I_b}{I_1 + I_2} \right\} = 0 \quad (\text{A.3})$$

where:

$$\begin{aligned} V^2 &= d_g^2 k_0^2 2n_s \Delta n; & V_c^2 &= d_g^2 k_0^2 (n_m^2 - n_c^2) \\ I_1 &= \frac{s^3}{2}; & I_2 &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} (s^2 + \frac{1}{2}) + s \\ I_a &= \left[\frac{\sqrt{\pi}}{4} (s^2 + \frac{3}{2}) + \frac{s}{2} \right] \frac{1}{\tilde{b}}; & \tilde{b} &= \frac{b}{d_g} \\ I_b &= \frac{1}{\sqrt{1 + \tilde{b}^2}} \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(s^2 + \frac{1}{2(1 + \tilde{b}^2)} \right) \right] + \frac{s}{1 + \tilde{b}^2} \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Equation (A.3) correspond to a coupled system of equations which must be solved, in order to obtain the values of the variational parameters. Nevertheless, we will perform a alternative procedure wich requires less computational effort, we start from the variational expression for the propagation constant, that is

$$\beta^2(\tilde{b}, s) = k_0^2 n_m^2 - \frac{V_c^2 I_1 + V^2 I_2 - V^2 I_a + I_b}{d_g^2 (I_1 + I_2)} \quad (\text{A.5})$$

and from the equation obtained from Eq.(A.3) by derivating with respect to the parameter b , that is,

$$\begin{aligned} s^2 + \frac{3}{2} \frac{1}{1 + \tilde{b}^2} + \frac{4s}{\sqrt{\pi}} (1 + \tilde{b})^{1/2} \\ - \left(\frac{1}{2} \left(s + \frac{3}{2} \right) + \frac{1}{\sqrt{\pi}} s \right) \frac{1}{V^2} \frac{1}{\tilde{b}} \left(1 + \frac{1}{\tilde{b}^2} \right)^{3/2} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Now, since at $y < 0$ the exponential field is an exact solution, it must fulfil:

$$s\tilde{b} = \frac{1}{d_g \sqrt{\beta^2(\tilde{b}, s) - k_0^2 n_c^2}} \quad (\text{A.7})$$

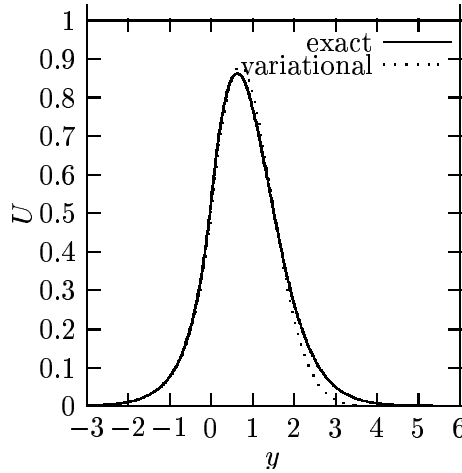


Figure A.1: Exact and variational fundamental mode with $s = 0,5692$; $b = 0,9177$.

Now, we apply an iterative method, that is, by starting with a not evanescent field solution ($s^{(0)} = 0$), from equation (A.6) a first value of $\tilde{b}$ is obtained, that is $\tilde{b}^{(0)}$; next, we obtain the first value of the propagation constant from Eq.(A.5), that is $\beta^{(0)}$. In a second step, we obtain the second value of the parameter $s^{(1)}$ with the aid of equation (A.7) by using the calculated parameters $\tilde{b}^{(0)}$ and $\beta^{(0)}$. Once obtained $s^{(1)}$ we proceed in a iterative way until getting stable values for the parameters s , $\tilde{b}$ and β . The results are plotted on Figure (A.1) for the following parameters of the waveguide: $n_s = 1,550$; $n_c = 1,550$; $d_g = 2,0\mu m$; $\lambda = 0,638\mu m$ and $\Delta n = 0,02$. As it can be seen in the plots, the agreement between exact and variational results is reasonable good.

Acknowledgment

This work was supported by Xunta de Galicia, Galicia, Spain. Contract number: PIDT00TIC20601PR

P2. Third order nonlinear integrated device based on an effective graded-index waveguide for all-optical multistability

Accepted Proof for publication in Fiber and Integrated Optics.
Taylor and Francis, 30 January 2004.

Third order nonlinear integrated device based on an effective graded-index waveguide for all-optical multistability*

E. F. Mateo[†] and J. Liñares

Área de Óptica. Departamento de Física Aplicada. Facultade de Física e E . U. de Óptica e Optometría,
Universidade de Santiago de Compostela, Campus Sur s/n. E-15782 Santiago de Compostela. Galicia.
Spain.

Abstract

We present a theoretical study of all-optical multistability in an integrated device composed by a step-index nonlinear Kerr waveguide with a variable width film, providing an effective graded-index profile. The self and cross-action of nonlinear Gaussian counterpropagating beams in this structure and a feedback controlling mechanism based on transverse modal coupling, generate a multistable behaviour. The results have been obtained and explained on the basis of the exact solutions of the variational problem for the counterpropagating Gaussian beams. Finally, in order to make clear the possibilities of this device, novel applications of the all-optical multistable integrated device are proposed for smart sensing.

Keywords: Nonlinear integrated optics, optical bistability, smart all-optical sensors.

PACS: 07.07.Df, 42.65.Wi, 46.65.Pc.

*Short title: Integrated device for all-optical multistability.

[†]Email address: faoptedu@usc.es

Third order nonlinear integrated device based on an effective graded-index waveguide for all-optical multistability

E. Mateo and J. Liñares

*Area de Óptica. Dpto. de Física Aplicada. Facultade de Física e E.U. de Óptica.
Universidade de Santiago de Compostela, E-15782 Santiago de Compostela.
Galicia. Spain.*

Journal: Fiber and Integrated. Opt., Vol. 24/5.

Accepted: January 2004.

To be published: September 2005.

Journal ISSN: 0146-8030 (Print); 1096-4681 (Online).

Abstract

We present a theoretical study of all-optical multistability in an integrated device composed by a step-index nonlinear Kerr waveguide with a variable width film, providing an effective graded-index profile. The self and cross-action of nonlinear Gaussian counterpropagating beams in this structure and a feedback controlling mechanism based on transverse modal coupling, generate a multistable behaviour. The results have been obtained and explained on the basis of the exact solutions of the variational problem for the counterpropagating Gaussian beams. Finally, in order to make clear the possibilities of this device, novel applications of the all-optical multistable integrated device are proposed for smart sensing.

Keywords: Nonlinear integrated optics, optical bistability, smart all-optical sensors.

P2.1. *Introduction*

Nowadays, all-optical networks (AONs), where photonic technology based on all-optical devices plays the major role in network functionality, are object of increased study and interest; thus, the increasing bandwidth requirements, flexibility, connectivity, robustness and so on, are fundamental tasks in the development of optical networks; in this sense, the design of all-optical functional devices which are able to avoid opto-electronic transitions, conforms one of the most interesting goals in modern optics. An interesting case in the development of AONs is the study of fiber optic smart structures [Mar00a]. These structures, which are oriented towards the automatic or *intelligent* relationships between optical sensing and actuating, are an important challenge in the development of all-optical devices in the context of AONs investigations. In this work we analyze the nonlinear counterpropagation in planar waveguides with variable thickness represented by a Gaussian-shaped film-substrate interface. This structure, chosen by reasons which will be evident later, induces an effective-index graded lens whose focusing properties, combined with the self-induced effects of the nonlinear optical beams, generate, by means of a reflective feedback mechanism based on transverse modal coupling, a multistable behaviour. In this sense, it must be stressed that the focusing and nonlinear properties of the structure will be essential in the obtention of all-optical multistability as it will be demonstrated later. Optical bistability based on the nonlinear self and cross-action of counterpropagating beams was earlier studied in nonlinear Fabry-Perot cavities and gratings [Suh00], where the feedback mechanism is based on nonlinear phase shifts of the counterpropagating beams; moreover, phase-insensitive configurations based on intensity-dependent amplitude modulation in bulk devices were reported in the works of Bjorkholm *et al.* and Kaplan [Bjo82, Kap81]; finally, based on this same physical principle but in an integrated form, it was recently designed an intrinsic bistable device with a mirrorless external feedback mechanism [Mat02a]. In such that work, optical bistability was analyzed by considering the approximation of total overlapping between the nonlinear forward and backward (feedback) envelopes; however, this approximation, although reasonable, did not allow a complete and quantitative comprehension of the bistable phenomenon. Now, an exact solution of the counterpropagation variational problem is obtained, showing the interactions of the forward and backward envelopes in the multivalued points of bistability; furthermore, it is important to note that the optical multistability is obtained within the Kerr regime, that is, without invoking saturable models (which make sure the multistable behaviour in bulk structures [Bjo82]) to avoid physical inconsistencies related to catastrophic self-focusing in 2D+1 and 3D+1 propagation [Des91]. We must also note that this work presents a contribution to the study and design of all-optical multistability in a novel integrated configuration; therefore, it is not concerned with the problem of

the availability of efficient and robust nonlinear materials which is a common problem in the present state-of-the-art in nonlinear functional devices. On the other hand, we are sure that the present technologies for integrated optics are enough to fabricate the kind of devices designed in this work.

On the other hand, the optical bistability and multistability phenomena has been usually studied from the point of view of its optical and physical properties; nevertheless, the design of specific bistable or multistable optical devices for particular applications is not frequently shown in the bibliography; in this sense, we propose a novel application for all-optical multistable devices in sensor-actuator processing, that is, we demonstrate that optical multistability can be a simple and efficient tool for all-optical processing applications in fiber optics smart sensing structures [Mar00a].

The plan of the work is as follows; in section 2 we introduce the propagation equations for the counterpropagating beams in the nonlinear waveguiding structure proposed; based on a linear perturbative modal calculus, two coupled propagation equations are derived for the nonlinear counterpropagating envelopes. In section 3, we perform a variational calculus in order to obtain the nonlinear coupled counterpropagation equations of the forward and backward Gaussian beams variational parameters in the nonlinear inhomogeneous waveguide; next, we calculate, by using numerical methods, the exact solutions of the coupled equations for the beam widths; such solutions, besides the calculus of the transverse modal coupling between the forward nonlinear Gaussian envelope and the modal amplitude of a monomode optical fiber, provide the necessary mathematical background to obtain the results of optical multistability. Finally in section 4 we conclude with a novel application for the all-optical multistable device in a smart sensor-actuator fiber optic structure.

P2.2. *Nonlinear counterpropagation in planar guides with a variable width film*

Let us consider a planar step-index waveguide with a variable width film. It is obtained by a curved substrate of refractive index n_s^2 (assumed to have a linear behaviour in the optical powers of interest), described by a Gaussian surface represented by the following function $f(x) = t_g[1 - \exp(-x^2/l^2)]$ (see Fig. 1), and a Kerr nonlinear film, of thickness $t(x) = t_0 - f(x)$ (see Fig. 1), whose refractive index is given by $n_f^2 + 3\chi_{Re}^{(3)}E^2$, where $\chi_{Re}^{(3)}$ is the real part of the third order nonlinear optical susceptibility and E is the module of the field amplitude; finally, n_c^2 is the cladding index.

The Gaussian interface surface is chosen because it contains, as a limiting case, the usual parabolic approximation and moreover, it can be a good fit to a

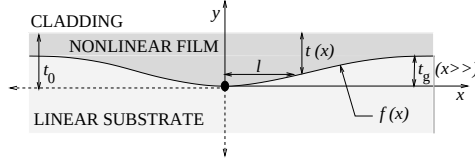


Figure 1: Transverse view of the step-index waveguide.

hyperbolic secant surface. It is wellknown that both cases present excellent focusing capabilities [Liñ94].

On the other hand, the real vector amplitude of the total optical field $\vec{E}$ satisfies the following equation:

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\epsilon_0 n_l^2(x, y) + 3\epsilon_0 \chi_{Re}^{(3)}(x, y) E^2 \right] \vec{E}. \quad (1)$$

where $n_l^2(x, y)$ is the linear refractive index profile given by

$$n_l^2(x, y) = \begin{cases} n_s^2, & -\infty < y < f(x) \\ n_f^2, & f(x) \leq y \leq t_0 \\ n_c^2, & t_0 < y < \infty, \end{cases} \quad (2)$$

and the nonlinearity distribution gives the following expression for $\chi_{Re}^{(3)}(x, y)$:

$$\chi_{Re}^{(3)}(x, y) = \begin{cases} \chi_{Re}^{(3)}, & f(x) \leq y \leq t_0 \\ 0, & \text{elsewhere.} \end{cases} \quad (3)$$

Let us consider a TE mode confined along the y -direction which, in a first approximation, is assumed to be free of nonlinear effects, that is, the confinement effect in the y -direction induced by the linear index profile of the step-index waveguide will be, by taking into account the dimensions of the modal amplitude, more relevant than the self-focusing effect of the nonlinear film along the y -direction [Sam93].

Now, let us consider a quasi-monochromatic wave of central frequency ω_0 and propagation constant β_0 , then the total optical field can be approximated as the product of the TE modal amplitude $\varphi(x, y)$ with the nonlinear counterpropagating nonlinear field amplitude $\psi_\alpha(x, z)$ in the XZ plane, where $\alpha = +1$ for the forward beam and $\alpha = -1$ for the backward beam, that is:

$$E(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \varphi(x, y) [\psi_{+1}(x, z) \exp(i\beta_0 z) + \psi_{-1}(x, z) \exp(-i\beta_0 z)] \exp(-i\omega_0 t) + cc. \quad (4)$$

Now, by substituying Eq.(4) into Eq.(1), averaging over the y -direction [Sam93] and keeping only terms sinchronized with β_0 and $-\beta_0$ (that is, the terms corresponding to fast spatial oscillations are neglected since their contribution in spatial averaging is negligible), we obtain, in the slowly varying envelope approximation (SVEA), both the equation for the TE modal amplitude and the coupled nonlinear wave equations for the envelope of the counterpropagating beams, that is,

$$\frac{\partial^2 \varphi(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi(x, y)}{\partial y^2} k^2 n_l^2(x, y) \varphi(x, y) = \beta^2(x) \varphi(x, y), \quad (5)$$

$$2i\alpha\beta_0 \frac{\partial \psi_\alpha}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi_\alpha}{\partial x^2} + (\beta^2(x) - \beta_0^2) \psi_\alpha + k^2 \tilde{n}_k(x) (|\psi_\alpha|^2 + 2|\psi_{-\alpha}|^2) \psi_\alpha = 0, \quad (6)$$

where $k = \omega_0/c$, and $\tilde{n}_k(x)$ being the averaged nonlinear Kerr coefficient given by the following expression:

$$\tilde{n}_k(x) = \frac{3}{4} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \chi_{Re}^{(3)}(x, y) \varphi^4(x, y) dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi^2(x, y) dy}. \quad (7)$$

On the other hand, starting from a perturbative calculus for the modal amplitude given by Eq. (5) (the explicit calculus is given in Appendix A), it can be deduced the perturbative solution for the propagation constant and consequently the nonlinear Kerr coefficient due to the Gaussian substrate-film interface, that is:

$$\beta^2(x) = \beta_0^2 [1 - \delta(x)], \quad \tilde{n}_k(x) = \tilde{n}_{k0} [1 - \eta(x)], \quad (8)$$

where $\delta(x)$ and $\eta(x)$, given in Eqs.(A.6) and (A.8) are functions depending on the modal parameters and they are proportional to the Gaussian function $f(x)$. These functions represent, respectively, the linear and nonlinear effective index distribution along the x -direction. It must be stressed that we have calculated, in a perturbative approximation, the contribution of the variable thickness of the guide to the propagation constant, therefore, in a first order approximation, we have neglected the x -dependency on the modal amplitude due the slow variation of the perturbation, as it is usual in methods such as the IEM [Chi97].

Now, by substituying the expressions (8) into Eq. (6) we obtain the following 1D+1 coupled equations for the forward and backward nonlinear beams:

$$\begin{aligned} 2i\alpha\beta_0 \frac{\partial \psi_\alpha}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi_\alpha}{\partial x^2} - \beta_0^2 \delta(x) \psi_\alpha \\ + k^2 \tilde{n}_{k0} [1 - \eta(x)] (|\psi_\alpha|^2 + 2|\psi_{-\alpha}|^2) \psi_\alpha = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

These equations will be solved in the following section by a variational approach which has been proved to provide excellent results on nonlinear propagation.

P2.3. All-optical multistability based on transverse modal coupling

All-optical (intrinsic) bistability by self-focusing (for the sake of simplicity, we will refer to the multistable behaviour later) is based, by one hand, on the mutual influence of two counterpropagating beams, each of which affects the other by changing, in the integrated-optic case, the average nonlinear component of the effective index of a planar monomode guide, and on the other hand, such intrinsic bistability is based on a feedback controlling mechanism provided by some transformation of the amplitude (and/or phase) of the optical field. Likewise, a bistable device is characterized by two states: high and low transmission of optical power at the output of the device, in particular, in our bistable device, see figure 2, the state of high transmission corresponds to a highly self-confined propagation induced by the diffraction compensation of the Kerr waveguide at high powers; additionally, the low transmission state corresponds to a diffractive behaviour of the beam propagation due to a low effect of the nonlinearity; obviously a high feedback, provided by a reflective element, will be required in the state of high transmission to keep the high transmission along an hysteresis loop.

In our case, the feedback controlling mechanism will be provided by the transverse coupling efficiency, assisted by an integrated lensing element, between the Gaussian envelope of the forward beam and the modal amplitude of a monomode output optical fiber;

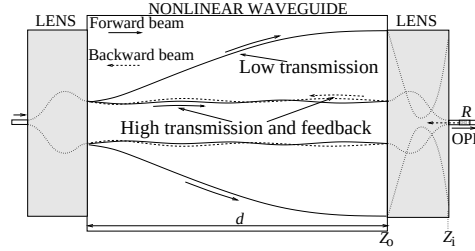


Figure 2: Sketch of the bistable device based on transverse modal coupling.

therefore at low intensity, the forward beam propagates in a diffractive regime and is unefficiently coupled onto the fiber-reflector, of reflectivity R , providing a low feedback contribution; as the input power is increased, the beam tends to a self-confinement along the x -direction inducing a better coupling and consequently increasing the feedback (and therefore the output power); at a sufficiently high optical power value, the transmission onto the fiber switches to a high power level regime which can be kept even for shorter values of input powers due the hysteresis

loop provided by the high feedback achieved. Finally, we will show that the graded effective-index distribution of the waveguide will induce oscillations in the beam width as a function of the beam intensity; these oscillations, combined with the feedback mechanism proposed, will generate the multistable behaviour.

P2.3.1. Variational approach to the nonlinear counterpropagation

Let us obtain a variational solution for the nonlinear counterpropagation described by Eqs. (9), for that, we consider the fact that these coupled nonlinear equations can be expressed as the Euler-Lagrange equation of a variational problem corresponding to the following Lagrangian density:

$$L(x, z) = \sum_{\alpha} i\alpha\beta_0 \left[\psi_{\alpha}^* \frac{\partial \psi_{\alpha}}{\partial z} - \psi_{\alpha} \frac{\partial \psi_{\alpha}^*}{\partial z} \right] + \left| \frac{\partial \psi_{\alpha}}{\partial x} \right|^2 + \beta_0^2 \delta(x) |\psi_{\alpha}|^2 \quad (10)$$

$$- \frac{1}{2} k^2 \tilde{n}_{k0} [1 - \eta(x)] (|\psi_{\alpha}|^2 + 2|\psi_{-\alpha}|^2) |\psi_{\alpha}|^2.$$

Now, we solve the nonlinear propagation problem by following the Ritz optimization procedure [And83], that is, a trial function with variational parameters $\pi_i(z)$ ($i = 1, 2, \dots$) is inserted into Eq.(10) and a reduced variational principle is applied, that is, $\delta \int \langle L \rangle dz = 0$, (with δ a functional variation) where $\langle L \rangle = \int L dx$, therefore the variational equations for the parameters $\pi_i(z)$ are given by the condition: $\delta \langle L \rangle / \delta \pi_i = 0$. Since the optical signal in integrated devices usually comes from monomode optical fibers, where the modal amplitude can be approximated by a Gaussian function, we will assume such this shape for the trial function in the variational calculus. Although it is true that such approach could be rather unrealistic since the local field amplitude depends both on the waveguide structure and the nonlinear induced index changes, we will see first, that the power values involved in the multistable behaviour will be under the self-focusing behaviour, where we can expect that the nonlinear envelope will not suffer relevant changes on its shape respect of the initial condition; in addition, the main physical mechanism of the proposed device is based on the transverse modal coupling which depends on the amplitude width of the beam, minimizing thus, the effect of the shape of the amplitude; in fact, it can be demonstrated the modal coupling efficiencies close to the 100 % are achieved between variational-Gaussian and exact-Hyperbolic-secant amplitudes in the self-trapping state [And83]. Thus, the z -propagation of the beam envelopes (trial function) is described as:

$$\psi_{\alpha}(x, z) = \frac{E_{0\alpha}}{w_{\alpha}^{1/2}(z)} \exp \left(-\frac{x^2}{a^2 w_{\alpha}^2(z)} \right) \exp \left(i\alpha\beta_0 \frac{x^2}{R_{\alpha}(z)} \right). \quad (11)$$

Where $E_{0\alpha}$ is a constant and $w_\alpha(z)$ and $R_\alpha^{-1}(z)$ are the variational parameters: width and curvature radius of the beams, respectively, and a is the initial condition for the beam width. It is important to stress that the amplitude $E_{0\alpha}$ should be, in general, a complex parameter which includes the variational longitudinal phase; nevertheless, since a global z -phase does not affect to the coupling mechanism of the bistable device, it will not be considered. By following the steps indicated above, it is obtained, after a long but straightforward calculation, the following variational equations for the normalized widths of the forward and backward beams,

$$\frac{d^2 w_\alpha}{d\tau^2} - \frac{1}{w_\alpha^3} + G(w_\alpha) + p_\alpha K_s(w_\alpha) + p_{-\alpha} K_c(w_\alpha, w_{-\alpha}) = 0, \quad (12)$$

where $\tau = 2z/\beta_0 a^2$ is a normalized distance with respect to the characteristic length for diffraction and $p_\alpha = k^2 \tilde{n}_{k0} a^2 E_{0\alpha}^2 / 2\sqrt{2}$ is a parameter clearly proportional to the power transported by the α -beam. The function $G(w_\alpha)$ represents the linear gradient effective index effect induced by the Gaussian film width; the function $K_s(w_\alpha)$ represents the Kerr self-action of the forward/backward Gaussian beams and $K_c(w_\alpha)$ gives an account of the Kerr cross-action of the counterpropagating beams; thus, if we introduce the following parameters,

$$\gamma = \frac{1}{2} \frac{a^2}{l^2}, \quad g = \frac{1}{2} a k^2 (n_f^2 - n_s^2) A^2 C^2 t_g \gamma, \quad q = \frac{A^4 C^4 t_g}{I}, \quad (13)$$

where A , C , I and $\tilde{n}_{k0}$ are modal-dependent parameters given in Appendix A, then we obtain the following expressions for the functions G , K_s and K_c :

$$G(w_\alpha) = g w_\alpha (1 + \gamma w_\alpha^2)^{-3/2}, \quad (14)$$

$$K_s(w_\alpha) = \frac{1}{2w_\alpha^2} \left[1 + q - q(1 + \gamma w_\alpha^2) \left(1 - \frac{1}{2} \gamma w_\alpha^2 \right)^{-3/2} \right], \quad (15)$$

$$K_c(w_\alpha, w_{-\alpha}) = 2\sqrt{2} \frac{1}{w_\alpha^2} \times \left[(1 + q) \left(1 + \frac{w_{-\alpha}^2}{w_\alpha^2} \right)^{-3/2} - q(1 + \gamma w_{-\alpha}^2) \left(1 + \gamma w_{-\alpha}^2 - \frac{w_{-\alpha}^2}{w_\alpha^2} \right)^{-3/2} \right]. \quad (16)$$

As it was commented above, p_α is a parameter proportional to the square of a , that is, to the initial beam width along the x -direction, therefore, as this parameter determines the self-focusing strength, we clearly see that if the modal amplitude width has a value sufficiently lower than a , then the corresponding nonlinear parameter for the modal amplitude will make negligible the Kerr contribution along the y -direction.

We have solved, in a numerical way, the coupled system given by Eqs. (12) by performing a fourth order Runge-Kutta method, obtaining the solution for the beam widths as a function of the distance z . In figure 3 are shown the results for the counterpropagating beams for several values of the intensity parameters; for the sake of clarity, we have represented the beam widths $2w_\alpha$, showing a top view of the forward and backward beams propagation.

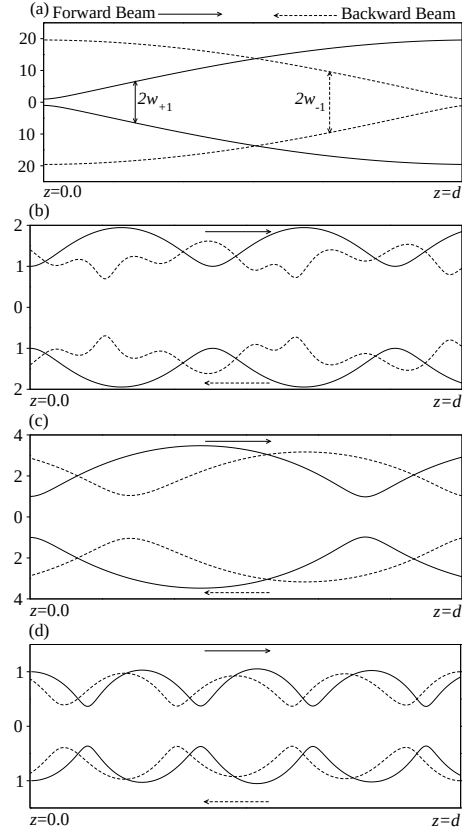


Figure 3: Variational width evolution of the (solid)-forward and (dashed)-backward counter-propagating beams, for the following beam power parameters: (a) $p_{+1} = 0,0$, $p_{-1} = 0,0$; (b) $p_{+1} = 1,5$, $p_{-1} = 0,0$; (c) $p_{+1} = 0,5$, $p_{-1} = 0,35$; (d) $p_{+1} = 1,5$, $p_{-1} = 1,0$. Finally the distance for the (a),(b) and (c) cases is $d = 15,51$ mm and for the (d) case is $d' = 5,17$ mm.

Figure 3 shows how the cross-action of the nonlinear beams tends to confine the beams as the power is increased (for diffractive-oscillations Fig.3-(c) and for

self-focusing-oscillations Fig.3-(d)), generating a self-induced waveguide along the x -direction which minimizes the asymmetry between the forward and backward propagations even for different beam powers; thus, it is clear from the (c) and (d) cases how the amplitude and period of the width oscillations hardly change even when the powers of the forward and backward beams present a remarkable difference. Likewise, the effect of the nonlinear coupling is more evident when we analyze the case of the propagation of a high and low intensity counterpropagating beams (Fig.3-(b)); in this case, the intense forward beam generates a nonlinear effective x -waveguiding structure for the backward beam, whose propagation is determined by the coupling function K_c , which gives an account of the (x,z) -dependence on the effective index profile induced by the intense beam over the low power backward beam.

P2.3.2. *Feedback mechanism based on transverse modal coupling and optical multistability*

As it was commented, optical bistability based on the self-action of nonlinear optical beams requires an amplitude filtering mechanism that, in our case, is achieved by the transverse coupling efficiency, assisted by a focusing optical element, between the intensity-dependent envelope and the amplitude of a monomode optical fiber. As it is shown in figure 2 the forward optical beam propagated along the nonlinear waveguide is coupled onto a fiber-mirror, of reflectivity R , by means of a lensing element; a similar lensing element expands the beam from the input optical fiber along the x -direction (see Fig.2). This focusing element can be constituted by planar integrated multilenses [Mat02a, Pri95], anamorphic gradient-index lenses or external cylindrical lenses. We will consider that these elements are designed in such a way that the plane Z_i (see figure 2) is the image plane of the object plane Z_o .

Now let us rename, for the sake of simplicity, the forward beam width at the plane Z_o as $\sigma_o \equiv aw_{+1}(z_o, p_{+1}, p_{-1})$ and analogously at Z_i as $\sigma_i \equiv aw_{+1}(z_i, p_{+1}, p_{-1})$; moreover, let us define the beam width of the Gaussian fiber amplitude as σ_f ; therefore, the normalized quasi-plane Gaussian x -amplitudes ψ_{+1} and ϕ_f , for the nonlinear forward beam and the fiber beam respectively, are given by the following equations:

$$\psi_{+1}(x_i) = \frac{2^{1/4}}{\pi^{1/4}\sigma_i^{1/2}} \exp\left(-\frac{x_i^2}{\sigma_i^2}\right), \quad \phi_f(x_i) = \frac{2^{1/4}}{\pi^{1/4}\sigma_f^{1/2}} \exp\left(-\frac{x_i^2}{\sigma_f^2}\right). \quad (17)$$

The image beam width at plane Z_i , can be obtained as a linear function of σ_o , by means of the wellknown lens magnification law, that is $\sigma_i = M\sigma_o$, where M is

a magnification factor which depends on the lens design. As it was commented, input and output lenses are specularly identical, thus, the magnification factor is required in order to expand the optical fiber Gaussian waist, σ_f , to the initial value of the nonlinear envelope a , therefore, the magnification factor takes the particular value of $M = \sigma_f/a$.

Now, let us calculate the transverse coupling efficiency at plane Z_i between the forward nonlinear envelope and the fiber mode amplitude; that is, by using Eqs. (17) and by taking into account the definition of the transverse coupling efficiency [Hun91], it is obtained:

$$\eta = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{+1}(x_i) \phi_f(x_i) dx_i \right|^2 = \frac{2\sigma_i \sigma_f}{\sigma_i^2 + \sigma_f^2}. \quad (18)$$

Finally, by taking into account the object-image magnification law, and recovering the notation, we can express the coupling efficiency as a function of the nonlinear envelope width at the plane Z_o , that is:

$$\eta(z_o, p_{+1}, p_{-1}) = \frac{2w_{+1}(z_o, p_{+1}, p_{-1})}{1 + w_{+1}^2(z_o, p_{+1}, p_{-1})}. \quad (19)$$

Once the coupling efficiency has been obtained, we can calculate the power relationships between the counterpropagating beams in order to achieve $p_{in} - p_{out}$ plots showing the multistable behaviour. Since the parameter p is proportional to the optical power, we denote $p_{+1} \equiv p_{in}$ as the power parameter of the input beam, moreover, the beam power parameter p_{-1} of the backward beam and the transmitted output power parameter p_{out} are obtained by taking into account the coupling efficiency and the reflectivity (R) onto the second fiber, that is,

$$p_{-1} = \eta(z_o, p_{+1}, p_{-1}) R p_{+1}, \quad p_{out} = \eta(z_o, p_{+1}, p_{-1}) (1 - R) p_{+1}. \quad (20)$$

Therefore, we must solve the system given by Eqs. (12), with the so-called coupled boundaries condition for the backward power p_{-1} given by Eq. (20), in order to obtain the beam width w_{+1} at plane Z_o . Again, this system has been solved by a fourth order Runge-Kutta method but now combined with an iterative method of successive approximations due to the coupled boundaries condition for the backward power. That is, we solve the equations system and iteratively we find the value of p_{-1} which makes sure the condition $p_{-1} = \eta(z_o, p_{+1}, p_{-1}) R p_{+1}$ for a given initial value of p_{+1} . The results of multistability are plotted in a curve $p_{in} - p_{out}$ as it is shown in the figure 4.

In Fig. 5, we can see several propagation sketches for the counterpropagating beams corresponding to the multivalued critical points shown in the multistability

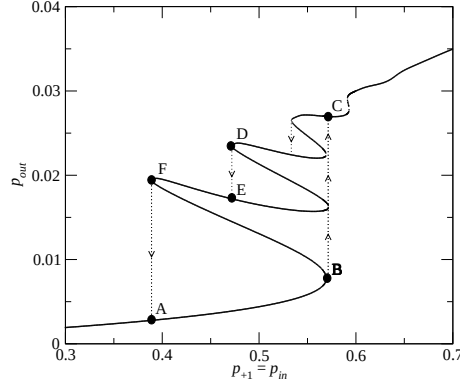


Figure 4: Optical multistability plot where we have considered $R = 0,95$ and $d = 15,51$ mm.

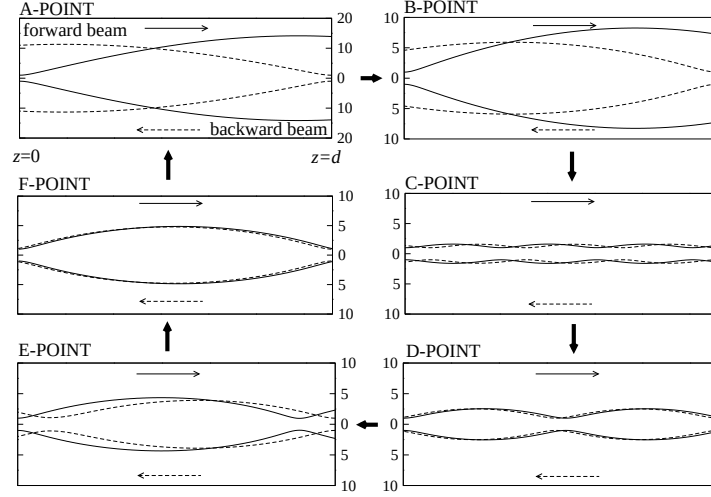


Figure 5: Propagation regimes of the critical points A,B,C,D,E and F (see figure (4)).

plot of the figure 4; the power values of p_{+1} and p_{-1} in the A, B, C, D, E and F points have been extracted from the mentioned plot.

Therefore, we now clearly see the propagation behaviour of the counterpropagating beams within the multistable phenomenon. It is important to stress the changes induced in the propagation of the forward and backward beams at the multivalued multistable points; thus, an abrupt transition is obtained from a diffractive

behaviour present in the A and B points, generating low coupling efficiencies on-to the output fiber, to a quasi-self-trapped propagation with a high overlapping between the forward and backward amplitudes (point C); consequently, a high coupling efficiency is achieved, which induces the necessary feedback for the hysteresis loop and therefore, for the bistability. It is also important to note that the multistable behaviour is also assisted, in our case, by the effect of the nonlinear lenslike configuration which, by means of the power-induced changes on the beam oscillations, generates critical changes on the modal coupling efficiency due to the focal planes displacement (see D, E and F points in fig 5) which, in turns, is induced by power variations. We must indicate that the multistable curve depends on both the distance of propagation and the mirror reflectivity whose variations, affect directly on the feedback mechanism and therefore on the $p_{in} - p_{out}$ relations [Mat02a].

P2.4. *Applications of multistable integrated devices in smart sensing*

Fiber optic systems have been widely studied for the sensing and measurement of manifold and diverse chemical and physical quantities. Fiber optic phenomena such as interferometry, microbending, evanescent modal coupling, Raman amplification and so on, has been used in connection with the inherent advantages of optical fibers (electromagnetic immunity, small size, large bandwidth, robustness to vibration and shock, and so on) to design and develop low cost, accurate and sensitive optical sensors [Udd91].

Furthermore, the high connectivity and versatility of fiber optic sensors and their capability of operate over extended lengths made them attractive candidates in smart structures and domotics. One of the goals in smart structures, where the reaction of a sensor is corrected by the action of an actuator, is the simplifying of the data processing and the control mechanisms in the interconnection of the sensor and actuator devices [Mar00a], see figure 6.

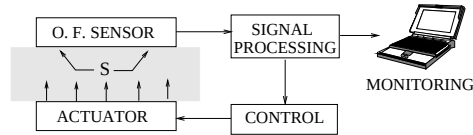


Figure 6: Simple sketch of a smart structure. S represents any physical/chemical quantity.

Therefore, a fiber optic compatible bistable/multistable device, coupled all-optically onto a fiber sensor provides an *effective sensory mechanism*, based on abrupt transitions and hysteresis loops, which intrinsically, simplifies the signal

processing (reduction of data, analog-to-digital conversion and so on), and therefore an advancing towards an all-optical smart sensing.

Let us illustrate a multistable pre-processing of an optical sensor output with an example. For that, we will assume an interferometric optical sensor composed by a fiber optic Mach-Zehnder interferometer (FOMZ) [Udd91], which presents a high sensitivity when refractive-index changes and/or distance shifts are present; likewise, other integrated configurations for interferometric sensing processes can be used, see for example reference [Liñ00a]. We will place the sensor at the input of the all-optical multistable device (AOMD) (see figure 7).

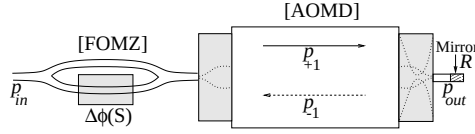


Figure 7: All-optical multistable preprocessing sketch.

Thus, we can express the output power of the interferometric sensor as a function of the phase shift $\Delta\phi(S)$ induced by the changes on the refractive-index and/or the distance in one of the Mach-Zehnder branches, that is, $p_{+1} = p_{in} \cos^2[\Delta\phi(S)/2]$, where p_{+1} and p_{in} are the output and input powers of the interferometer, respectively [Udd91], (see figure 7).

Finally, by introducing the above expression into the multistability calculus obtained in the previous section we can represent the output signal of the multistable device as a function of the S-phase shift ($\Delta\phi(S)$) for a given input power value p_{+1} . The results are shown in figure 8 where we have considered the same characteristics for the AOMD than in the previous section.

As Fig. 8 shows, it has been achieved several multistable jumps for the output power as a function of the phase shift induced by a generic quantity S. This hysteresis loops are a simple but powerful tool when sensor-actuator interaction is present; that is, by identifying the abrupt transitions of the multistable output with events of the quantity S, in order to cause an action from an actuator, the hysteresis loop provides an inherent digital gap which can be used to switch an actuator and thus to minimize the external processing requirements. The figure 9 shows an example of the commented mechanism where, for the sake of simplicity, we have considered only one hysteresis loop;

then, when the quantity S reaches a critical value ($S > B$), the output signal decays to a low value which, by means of a simple switcher, can activate the actuator to correct the magnitude S; additionally, the hysteresis loop will keep

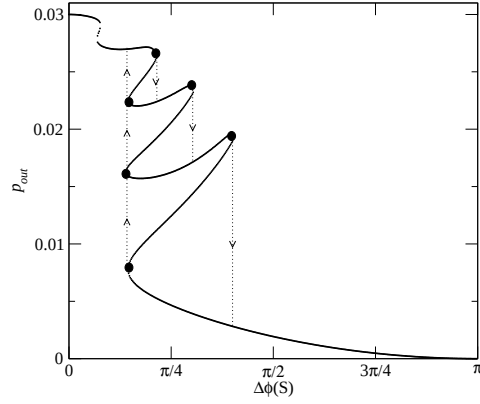
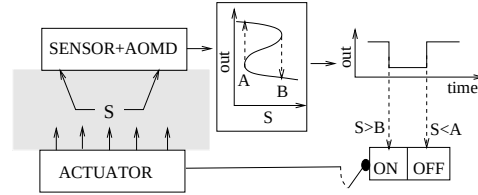

 Figure 8: All-optical multistable preprocessing plot where $p_{+1} = 0,6$


Figure 9: Example of a simple smart control by an all-optical bistable device.

the low digital output over the actuator until S reach a security level given by $S < A$ therefore, when the output jumps to its initial value the actuator will be switched off. In short, the role of the hysteresis loop in the all-optical control of an actuator mechanisms must be stressed; that is, the gap of forbidden powers provides an all-optical *security gap*, from A to B , (see figure 9) which intrinsically decides, in a quasi-digital way, when the actuator has to operate to correct and control a chemical and/or physical quantity.

Finally, the multistable character of the device, providing different abrupt transitions, permits more critical values of the quantity S , which can sophisticate the action of an actuator (or several actuators), due to the different intensity jumps in each critical point (see figure 10).

P2.5. Conclusions

We have demonstrated the all-optical multistable behaviour of an integrated nonlinear device composed by an graded effective-index nonlinear waveguide. Like-

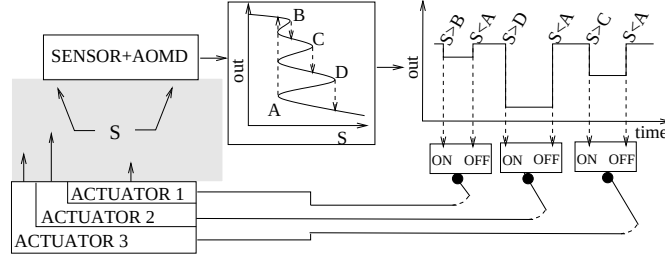


Figure 10: All-optical multistable smart mechanism.

wise, an exact solution of the variational problem of nonlinear counterpropagating Gaussian beams has allowed a complete understanding of the physical processes involved in the multistable phenomenon. Finally, we have proposed a novel application for the designed device by using the all-optical bistable and multistable properties in smart fiber-optic applications, in particular, those ones related to sensor-actuator interactions.

Acknowledgements

This work was supported by Xunta de Galicia, Galicia, Spain. Contract number: PIDT00TIC20601PR

Appendix A: Modal parameters

In this appendix, we will determine the modal amplitude $\varphi(x, y)$, the local propagation constant $\beta(x)$ and the local averaged nonlinear coefficient $\tilde{n}_k(x)$ (see Eqs. (5) and (7)). First of all, let us assume that the film-substrate interface has a slow x -dependence, which consistent with the SVEA. Under this assumption, we can use a perturbative analysis for the modal field, that is, the linear refractive index profile $n_l^2(x, y)$ (given by Eq. (2)), can be separated as: $n_l^2(x, y) = n_0^2(y) + \Delta n^2(x, y)$ where $n_0^2(y) = n_l^2(x = 0, y)$; thus, the amplitude $\varphi(x, y)$ can be approached to a x -independent modal amplitude $\varphi_0(y)$, which is the solution of the unperturbed step-index (STIN) waveguide of index profile $n_0^2(y)$. By using the standard perturbative technique [Tam90], the propagation constant perturbation is given by

$$\Delta\beta^2(x) = k^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta n^2(x, y) \varphi_0^2(y) dy, \quad (\text{A.1})$$

where $\Delta n^2(x, y)$ is the index perturbation which is given by the following expression (see Fig. 1):

$$\Delta n^2(x, y) = \begin{cases} n_s^2 - n_f^2 & 0 \leq y \leq f(x) \\ 0 & \text{elsewhere.} \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

The unperturbed modal amplitude $\varphi_0(y)$ is given by the wellknown three layer waveguide solution [Hun91], that is,

$$\varphi_0(y) = C \begin{cases} A \exp(\xi_s y) & -\infty < y \leq 0 \\ \cos[\xi_f(y - t_0)] - (\xi_c/\xi_f) \sin[\xi_f(y - t_0)] & 0 \leq y \leq t_0 \\ \exp[-\xi_c(y - t_0)] & t_0 \leq y < \infty, \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

with $\xi_c = (\beta_0^2 - k^2 n_c^2)^{1/2}$, $\xi_f = (k^2 n_f^2 - \beta_0^2)^{1/2}$, $\xi_s = (\beta_0^2 - k^2 n_s^2)^{1/2}$ and $A = \cos(\xi_s t_0) + (\xi_c/\xi_f) \sin(\xi_f t_0)$; β_0 is the unperturbed propagation constant given by the following dispersion equation:

$$\tan(\xi_f t_0) = \frac{\xi_s + \xi_c}{\xi_f \left(1 - \xi_s \xi_c / \xi_f^2\right)}, \quad (\text{A.4})$$

finally, C is a normalization constant which makes sure that $\int \varphi_0^2(y) dy = 1$ and it takes the value

$$C = \left[\frac{2\xi_f^2}{(t_0 + 1/\xi_c + 1/\xi_s)(\xi_f^2 + \xi_c^2)} \right]^{1/2}. \quad (\text{A.5})$$

Now, from Eq. (A.1), it is easy to prove that, by considering a slow variation of the index profile function $f(y)$, that is $l \gg x$, we can approximate Eq. (A.1) as follows

$$\beta^2(x) \simeq \beta_0^2[1 - \delta(x)], \quad (\text{A.6})$$

where $\delta(x) = k^2(n_f^2 - n_s^2)A^2C^2f(x)/\beta_0^2$. Moreover, the averaged nonlinear coefficient given by Eq. (7) can be rewritten, by taking into account Eq. (3), as

$$\tilde{n}_k(x) = \frac{3}{4} \chi_{Re}^{(3)} \int_{f(x)}^{t_0} \varphi_0^4(y) dy. \quad (\text{A.7})$$

Therefore, by proceeding in a analogous way, it is obtained

$$\tilde{n}_k(x) \simeq \tilde{n}_{k0}[1 - \eta(x)], \quad (\text{A.8})$$

with, $I = \int_0^{t_0} \varphi_0^4(y)dy$, $\tilde{n}_{k0} = 4\chi_{Re}^{(3)}I/3$ and $\eta(x) = A^4C^4f(x)/I$.

Let us consider, for the sake of simulation proposals, that the waveguide film is formed by the nonlinear conjugated copolymer (PCT) [Zha01a] which has an off-resonance third order susceptibility $\chi_{Re}^{(3)} = 8,6 \times 10^{-10}$ e.s.u and an index value $n_f = 1,600$ at $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$; the substrate, will be considered as a high index glass with $n_s = 1,590$ and the cladding will be taken as air $n_c = 1,000$; the maximum film thickness is $t_0 = 2,0 \mu\text{m}$. With these parameters we calculate, by solving the dispersion equation (A.4), the single-mode amplitude from Eq. (A.3); the result is shown in Fig. 11 where the value for the effective index is $N = \beta_0/k = 1,5919$.

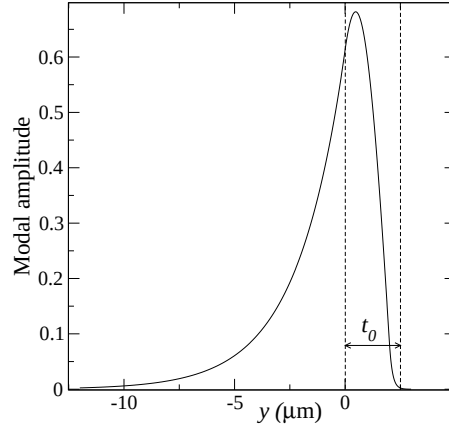


Figure 11: Modal amplitude for the PCT-GLASS planar guide.

Finally the parameters of the Gaussian curvature $f(x)$ of the waveguide take the following values: $t_g = 10 \mu\text{m}$, $l = 800,0 \mu\text{m}$; and the initial beam widths of the forward and backward beams is taken equal to $a = 10,0 \mu\text{m}$. These values and the modal calculus performed above give the values for the parameters which describe the variational propagation of the counterpropagating beams (Eqs. (13)) and consequently allow to obtain the multistability results presented in this work.

P3. Analysis of dissipative effects on intrinsic optical bistability



Available online at www.sciencedirect.com

SCIENCE @ DIRECT®

Optics Communications 246 (2005) 173–184

OPTICS
COMMUNICATIONS

www.elsevier.com/locate/optcom

Analysis of dissipative effects on intrinsic optical bistability in a Kerr integrated device

E.F. Mateo *, J. Liñares

Dpto. de Física Aplicada, Área de Óptica, Faculdade de Física e E.U. de Óptica e Optometría, Universidade de Santiago de Compostela, E-15782 Santiago de Compostela, Galicia, Spain

Received 19 February 2004; received in revised form 21 October 2004; accepted 21 October 2004

Abstract

We present both a derivation and a resolution method of a nonlinear equations system describing counterpropagation in a nonlinear guiding planar medium with linear and nonlinear losses (and/or gain). These equations system can be quasi-decoupled in a thin slice of the medium and they can be solved by exact or approximate methods, like the variational one, combined with an averaging technique analogous to the well-known usual modal transverse averaging. Results are applied to the case of a bistable Kerr integrated optical device showing the linear and nonlinear dissipative effects on intrinsic bistability and quantifying the operative limits of the device.

© 2004 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 42.65.Wi; 42.65.Pc

Keywords: Nonlinear integrated optics; Dissipative effects; Optical bistability

1. Introduction

The emergence of high-speed optical processing systems requires the design and development of fast, small and compact all-optical functional devices in which the light signal processing can be optically controlled [1]. In recent years, the field of nonlinear integrated optics has contributed to

implement multiple solutions and alternatives in this sense [2]. On the other hand, one of the most important limitations in this researching area is that the processible and efficient nonlinear materials show a non-negligible absorption when nonlinear effects are required, which in turn justifies the study of light propagation by taking into account the linear and nonlinear absorption and, therefore, the development of methods to calculate the light beam propagation in dissipative and/or active media. This will be one of the primary aims of this work.

* Corresponding author. Tel.: +34 981 563100; fax: +34 981 590485.

E-mail address: faoptedu@usc.es (E.F. Mateo).

Analysis of dissipative effects on intrinsic optical bistability in a Kerr integrated device

E. F. Mateo and J. Liñares

Área de Óptica. Dpto. de Física Aplicada. Facultade de Física e E.U. de Óptica e Optometría. Universidade de Santiago de Compostela, E-15782 Santiago de Compostela. Galicia. Spain.

Journal: Opt. Comm., Vol. 246/1-3, pp. 173-184, (2005).

Received: 19 February 2004, in final form 21 October 2004

Published: February 2005

Journal ISSN: 0030-4018

Abstract

We present both a derivation and a resolution method of a nonlinear equations systems describing counterpropagation in a nonlinear guiding planar medium with linear and nonlinear losses (and/or gain). These equations systems can be quasi-decoupled in a thin slice of the medium and they can be solved by exact or approximate methods, like the variational one, combined with an averaging technique analogous to the wellknown usual modal transverse averaging. Results are applied to the case of a bistable Kerr integrated optical device showing the linear and nonlinear dissipative effects on intrinsic bistability and quantifying the operative limits of the device.

Keywords: Nonlinear integrated optics, dissipative effects, optical bistability.

P3.1. Introduction

The emergence of high-speed optical processing systems require the design and development of fast, small and compact all-optical functional devices in which the light signal processing can be optically controlled [Sti98]. In recent years, the field of nonlinear integrated optics has contributed to implement multiple solutions and alternatives in this sense [Suh00]. On the other hand, one of the most important limitations in this researching area, is that the processible and efficient nonlinear materials show a non negligible absorption when nonlinear effects are required, which in turn justifies the study of light propagation by taking into account the linear and nonlinear absorption, and therefore the development of methods to calculate the light beam propagation in dissipative and/or active media. This will be one of the primary aims of this work.

On the other hand, frequency-sensitive all-optical devices such as nonlinear directional couplers, Mach-Zehnder interferometers, distributed gratings, Fabry-Perot resonators and so on, which are based on the nonlinear phase-modulation of light, have been widely studied and conclusions about figures-of-merit of the materials and limits on dissipative effects have been obtained [Ste89]. Nevertheless, such those figures of merit, which are obtained in order to show the capability of nonlinear absorptive materials for switching all-optically the phase of the waves according to an interferometric action, can not be easily adapted to optical bistability, where the phase or amplitude modulation must be combined with a feedback controlling mechanism to provide an hysteresis loop. In addition, studies on all-optical processing based on amplitude modulation, such as those operating with incoherent soliton interactions (see for instance references [Gar00, Bla94]) usually do not take into account effects of absorption on the operation of the device; however, dissipative media have been considered in experimental works related to spatial bright soliton propagation [Ait91, Sil90], and even some theoretical studies like for example the effect of nonlinear absorption in dark-soliton switching [Yan94], have been made. In short, the state-of-the-art in nonlinear materials, reveals that the enhancement of the refractive nonlinearity usually involves an enhancement of linear and/or nonlinear absorption; thus, the incorporation of dissipative effects in the design of nonlinear devices in general, and bistable devices in particular, is essential when real devices have to be implemented. In the same way, it would be interesting to incorporate gain effects, which can be used to improve the performance of the device or compensate losses.

In this work we derive, *ab initio*, a nonlinear paraxial model for counterpropagating beams, including linear and nonlinear losses (or gain), in an integrated waveguide. The starting point is the nonlinear elliptical wave equation, which, under the slowly varying envelope approximation (SVEA) and by taking into account

the averaging effect of the linear modal propagation, becomes an effective nonlinear paraxial wave equations systems for the envelopes of the counterpropagating beams in the guide, in a such a way that the effects of losses/gain are clearly shown. The resolution of this system is other of the primary aims of this work; for that, it is considered a thin slice of the guiding medium where the above equations system is transformed into two quasi-decoupled equation system: one for the conservative propagation in the thin slice, and other one for the dissipative/active propagation; the resolution method of the dissipative part will be very similar to the modal averaging technique, such as it will be shown. The derivation of the above equations system is one of the main results of the work, and it can be regarded as a rigorous formalization of the method recently proposed in reference [Zan03]. For solving the equations systems obtained, several numerical or analytical strategies can be used, however, for the sake of simplicity, we will follow that one proposed in [Zan03], that is, the solution in a thick medium is obtained in a simple recursive way, although other possibilities can be chosen; moreover, although in this work we have only considered third order nonlinear (Kerr) media, the method proposed is suitable for other kind of nonlinearities. Finally, several numerical examples about dissipative/active nonlinear counterpropagation will be given.

On the other hand, as an important application of the above formalism and calculation, we present an intrinsic bistable integrated device which is based on the self and cross-action of counterpropagating beams in a nonlinear integrated planar waveguide. Optical bistability based on the nonlinear mutual action of counterpropagating beams was earlier studied in phase-insensitive configurations based on intensity-dependent amplitude modulation in bulk devices [Bjo82, Kap81] likewise, based on this same physical principle but in a integrated form, it was recently designed an intrinsic bistable device with a mirrorless external feedback mechanism based on transverse modal coupling [Mat02a]. In such those works, optical bistability was analyzed by considering the approximation of total overlapping between the nonlinear forward and backward (feedback) envelopes; however, this approximation, although reasonable, did not allow a complete and quantitative comprehension of the bistable phenomenon. Therefore, the integrated configuration presented in this work, allows, on the one hand, the use of exact Gaussian boundary conditions for the counterpropagating beams, which avoids the typical assumption of Gaussian-shaped truncated beams in mirror-based bistable configurations [Bjo82, Kap81]. On the other hand, the bistability calculus has been performed by means of a more accurate resolution of the nonlinear counterpropagation, that is, without invoking the total overlapping approximation.

The plan of the paper is as follows: in section 2, the decoupled equations systems are derived, and the resolution techniques are described and justified. In section 3 an important application to bistability is studied by an original integrated

configuration, the bistability equations are derived and the numerical resolution technique is described. The numerical results are presented in section 4, and in contrast to those obtained by the total overlapping approximation, they allow to give a complete and detailed description of the beams evolution in the multivaluated points of bistability as well as to determine the operative limits of the device when dissipative media is present. Finally, in section 5, conclusions are presented.

P3.2. Nonlinear Kerr counterpropagation under linear and nonlinear dissipative/active effects.

We will obtain in this section, the evolution equations for counterpropagating light beams, in a nonlinear Kerr planar waveguide under linear and nonlinear dissipative/active effects. For that, the complex vector amplitude of the total optical field $\vec{E}$ of two counterpropagating beams must satisfy the following wave equation:

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\epsilon_0 [n^2(y) + i\kappa(y)] + 3\epsilon_0 (\chi_0^{(3)} + i\chi_2^{(3)})(y) \vec{E}^2 \right] \vec{E}. \quad (1)$$

Where $n^2(y)$ is the linear refractive index, $\kappa(y)$ is the imaginary part of the first order linear susceptibility and $\chi_0^{(3)}(y) + i\chi_2^{(3)}(y)$ are the real and imaginary parts of the third order nonlinear susceptibility.

Let us consider a TE mode confined along the y -direction which, in a first approximation, is assumed to be free of nonlinear effects (weakly nonlinear assumption), that is, the confinement effect along the y -direction induced by the linear index profile of the waveguide will be, by taking into account the dimensions of the modal amplitude, more relevant than the self-focusing effect of the nonlinear waveguide along the y -direction [Sam93]. Thus, by considering a quasi-monochromatic wave of central frequency ω_0 , the total optical field can be approximated as the product of the TE modal normalized amplitude $\varphi(y)$ with the counterpropagating nonlinear field amplitude $\psi_m(x, z)$ in the XZ plane, where $m = +1$ for the forward beam and $m = -1$ for the backward beam, that is:

$$E(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \varphi(y) [\psi_{+1}(x, z) \exp(i\beta z) + \psi_{-1}(x, z) \exp(-i\beta z)] \exp(-i\omega_0 t). \quad (2)$$

Where β is a complex propagation constant, which gives account of the dissipative/active character of the propagation. By inserting Eq.(2) into Eq.(1), averaging over the y -direction [Sam93] and keeping only terms synchronized with β and $-\beta$ (that is, the terms corresponding to fast spatial oscillations are neglected since their contribution in a spatial averaging is negligible), we obtain, under the SVEA,

both the modal equation for the amplitude $\varphi(y)$ and the coupled modified nonlinear Schrödinger equations (NLSE) for the envelopes of the counterpropagating beams, that is,

$$\frac{\partial^2 \varphi(y)}{\partial y^2} + k_0^2 [n^2(y) + i\kappa(y)] \varphi(y) = \beta^2 \varphi(y) \quad (3)$$

$$\begin{aligned} 2im\beta \frac{\partial \psi_m}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi_m}{\partial x^2} \\ + k_0^2 (\bar{\chi}_0^{(3)} + i\bar{\chi}_2^{(3)}) e^{-2m\text{Im}(\beta)z} (|\psi_m|^2 + 2|\psi_{-m}|^2) \psi_m = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

being $k_0 = \omega_0/c$ the wave number and $\bar{\chi}_{0,2}^{(3)}$ the modal or transverse averaging of the real and imaginary parts of the nonlinear susceptibility respectively, that is,

$$\bar{\chi}_{0,2}^{(3)} = \frac{3}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_{0,2}^{(3)}(y) |\varphi(y)|^4 dy. \quad (5)$$

In a first approximation, the imaginary part of the refractive index in equation (3) can be considered as a perturbation of the total index, therefore, by means of a perturbative analysis, the propagation constant and the modal amplitude are approximated by the following expressions, $\beta^2 \simeq \beta_0^2 + i\beta_0\alpha_0$ and $\varphi(y) \simeq \varphi_0(y)$, where

$$\alpha_0 = \frac{k_0^2}{\beta_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \kappa(y) |\varphi_0(y)|^2 dy \quad (6)$$

with (β_0, φ_0) given by the solution of the unperturbed modal equation, that is Eq. (3) with $\kappa(y) = 0$; moreover, the square root of the propagation constant can be expanded to the second order Taylor series as $\beta \simeq \beta_0 + i\alpha_0/2 + \alpha_0^2/4\beta_0$. Now, by substituting the value of β into equation (4), we obtain

$$\begin{aligned} 2im\tilde{\beta}_0 \frac{\partial \psi_m}{\partial z} - m\alpha_0 \frac{\partial \psi_m}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi_m}{\partial x^2} \\ + k^2 (\bar{\chi}_0^{(3)} + i\bar{\chi}_2^{(3)}) e^{-m\alpha_0 z} (|\psi_m|^2 + 2|\psi_{-m}|^2) \psi_m = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

where the real part of the propagation constant has been denoted as $\tilde{\beta}_0 = \beta_0 + \alpha_0^2/4\beta_0$.

Let us rewrite the nonlinear envelope in the separable form, $\psi_m(x, z) = A_m(z) \times \phi_m(x, z)$; where $A(z)$ is a z -dependent peak amplitude, which gives account of the

energy evolution under propagation, and $\phi(x, z)$ is a normalized *conservative* envelope, giving account of the refractive changes due diffraction, nonlinearity and gain/losses; thus, the equation (7) can be rewritten as follows,

$$Q_R(\phi_m, A_m)[\phi_m] + Q_D(\phi_m, A_m)[A_m] = 0, \quad (8)$$

where the operators $Q_R(\phi_m, A_m)$ and $Q_D(\phi_m, A_m)$ are given by the following equations,

$$Q_R(\phi_m, A_m) = 2im\tilde{\beta}_0 A_m \frac{\partial}{\partial z} + A_m \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2 \bar{\chi}_0^{(3)} e^{-m\alpha_0 z} (|A_m \phi_m|^2 + 2|A_{-m} \phi_{-m}|^2) A_m, \quad (9)$$

$$Q_D(\phi_m, A_m) = 2im\tilde{\beta}_0 \phi_m \frac{\partial}{\partial z} - m\alpha_0 \left(\frac{\partial \phi_m}{\partial z} + \phi_m \frac{\partial}{\partial z} \right) + ik_0^2 \bar{\chi}_2^{(3)} e^{-m\alpha_0 z} (|A_m \phi_m|^2 + 2|A_{-m} \phi_{-m}|^2) \phi_m. \quad (10)$$

Let us consider the nonlinear counterpropagation along a thin slice; in this short propagation distance, we can consider a weak coupling between the refractive evolution of the beams and the power evolution due active/dissipative effects. Thus, if we assume that the peak intensities present a very slow variation along a sufficiently thin slice (that is A_m takes a quasi-constant value), the refractive evolution can be considered as *conservative*, and consequently, the refractive evolution will be given by the equations system:

$$Q_R(\phi_m, A_m)[\phi_m] \simeq 0. \quad (11)$$

The above equation represents a *conservative* propagation along a modified transparent medium due to linear gain/losses, this propagation, which can be solved by an exact or approximated method, modulates both the linear propagation, by means of the perturbed propagation constant $\tilde{\beta}_0$, and the nonlinear propagation, by means of the correction of the third order susceptibility due to the exponential decay of the beam intensities.

The evolution of intensities corresponding to the forward and backward beams can be obtained from Eq. (8), by averaging in the thin slice along the x -direction with the ϕ_m function, in a analogous way to the modal averaging made to obtain Eq. (4). Thus, by multiplying Eq. (8) by ψ_m^* , by subtracting its complex conjugate, by taking into account Eq. (11) and by performing the mentioned spatial averaging,

we have that the integrated beam intensities are given by the following equations system:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} [\psi_m^* Q_D(\phi_m, A_m)[A_m] - \psi_m Q_D^*(\phi_m^*, A_m^*)[A_m^*]] dx = 0. \quad (12)$$

It is important to stress that the decoupled equations systems (11) and (12) represent a rigorous formalization of the results presented in [Zan03].

Refractive equations. Variational approach

Let us obtain the solutions for the *conservative* counterpropagating envelopes ϕ_m ; for that, it is easy to prove that the refractive coupled nonlinear equations, $Q_R(\phi_m, A_m)[\phi_m] \simeq 0$, where A_m is assumed to be constant along the slice, can be obtained as the Euler-Lagrange equation of a variational problem corresponding to the following Lagrangian density:

$$\begin{aligned} L(x, z) = A_m \sum_m \text{im} \tilde{\beta}_0 \left[\phi_m \frac{\partial \phi_m^*}{\partial z} - \psi_m^* \frac{\partial \phi_m}{\partial z} \right] + \left| \frac{\partial \phi_m}{\partial x} \right|^2 \\ - \frac{1}{2} k_0^2 \tilde{\chi}_0^{(3)} e^{-m\alpha_0 z} (|A_m \phi_m|^2 + 2|A_{-m} \phi_{-m}|^2) |\phi_m|^2. \end{aligned} \quad (13)$$

Since usual beams in integrated optics come from monomode optical fibers, where the modal amplitude can be approximated by a Gaussian function, we will assume that the z -propagation of the beam envelopes (trial function) is described as:

$$\phi_m(x, z) = \frac{1}{w_m^{1/2}(z)} \exp\left(-\frac{x^2}{a^2 w_m^2(z)}\right) \exp\left(\text{im} \beta_0 \frac{x^2}{R_m(z)}\right). \quad (14)$$

Where $w_\alpha(z)$ and $R_\alpha^{-1}(z)$ are the variational parameters; that is, normalized width and curvature radius of the beams, respectively, with a being the initial condition for the beam width at $z = 0$.

By following the steps of the variational approach [And83] and by considering the trial function given by Eq. (14), the following evolution equations for the parameters of the beams can be obtained:

$$\frac{1}{R_m} = \frac{1}{4L_d} \frac{1}{w_m} \frac{dw_m}{d\tau}, \quad (15)$$

$$\frac{d^2 w_m}{d\tau^2} - \frac{1}{w_m^3} + e^{-L_d \alpha_0 \tau} \left[\frac{1}{2} p_m \frac{1}{w_m^2} + 2\sqrt{2} p_{-m} \frac{w_m}{(w_m^2 + w_{-m}^2)^{3/2}} \right] = 0, \quad (16)$$

where $\tau = z/L_d$ is the distance normalized with regard to the characteristic length for diffraction, that is $L_d = \tilde{\beta}_0 a^2/2$; moreover, $p_m = k_0^2 \bar{\chi}_0^{(3)} A_m^2 a^2 / 2\sqrt{2}$ is a parameter related to the optical power of the field and proportional to the size of the beam; note that, by inspection of p_m , if modal fields have sizes of order of the wavelength of the light then the nonlinear contribution to the modal propagation is negligible such as it was assumed above [Ait91]. It is convenient to note, in order to place this parameter in a physical context, that the power parameter takes the value of $p_m = 2$, for the self-trapping behaviour for a single propagating beam ($p_{-m} = 0$) in transparent media.

Dissipative equations

Once that the ϕ_m envelopes have been obtained, we can calculate the power evolution of the counterpropagating beams in a thin slice. For that, by inserting the trial function (14) into Eqs.(12), and by considering the parameters defined in the variational procedure (τ and p_m), the following equations for the integrated intensities are obtained,

$$\begin{aligned} \frac{dp_m}{d\tau} - \frac{1}{2} L_d \frac{\alpha_0}{\beta_0} \frac{dR_m^{-1}}{d\tau} w_m p_m \\ + \gamma e^{-L_d \alpha_0 \tau} \frac{1}{w_m} \left[p_m^2 + 2\sqrt{2} p_m p_{-m} \frac{w_m}{(w_m^2 + w_{-m}^2)^{1/2}} \right] = 0, \end{aligned} \quad (17)$$

where $\gamma = \bar{\chi}_2^{(3)} / \bar{\chi}_0^{(3)}$. Note that γ can be expressed in terms of optical power as $\gamma = \bar{\chi}_2^{(3)} / \bar{\chi}_0^{(3)} = \beta / 2kn_2$ [Nal97], where β (m/W) is the so-called nonlinear two photon absorption (TPA) extinction coefficient and n_2 (m²/W) is the nonlinear Kerr coefficient; it is important to note that the parameter γ is related to the figure-of-merit of nonlinear optical materials, usually expressed as $T = \beta\lambda/n_2 = 4\pi\gamma$. On the other hand, the parameters p_m give account of the evolution of the power of the beam due nonlinear absorption, since the exponential decay of the optical power due linear absorption is included in the factorization in Eq.(2); therefore, the total power evolution will be proportional to $P_m(\tau) = p_m(\tau) \exp(-L_d \alpha_0 \tau)$; finally, by incorporating this expression into Eqs. (16) and (17), we find the following refractive-dissipative decoupled system for nonlinear counterpropagating beams in a thin slice,

$$\begin{aligned} \frac{dP_m}{d\tau} + L_d \alpha_0 P_m - \frac{1}{2} L_d \left(\frac{\alpha_0}{\beta_0} \right) \frac{dR_m^{-1}}{d\tau} w_m P_m \\ + \gamma \frac{1}{w_m} \left[P_m^2 + 2\sqrt{2} P_m P_{-m} \frac{w_m}{(w_m^2 + w_{-m}^2)^{1/2}} \right] = 0, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\frac{d^2 w_m}{d\tau^2} - \frac{1}{w_m^3} + \left[\frac{1}{2} P_m(\tau) \frac{1}{w_m^2} + 2\sqrt{2} P_{-m}(\tau) \frac{w_m}{(w_m^2 + w_{-m}^2)^{3/2}} \right] = 0, \quad (19)$$

where it must be stressed that w_m is chosen as a constant in Eq. (18) and P_m is chosen as a constant in Eq. (19).

Numerical procedure and examples

Once the equations for thin slice have been obtained, the extension to a thick medium can be made by solving numerically a four coupled equations system given by Eqs. (19) and (18) by means of a fourth order Runge-Kutta method, which in turn is based on the Taylor expansion of the equations in a thin slice; therefore, the counterpropagation along a thick distance can be solved by modifying recursively the initial conditions in each slice, where the equations are decoupled, as the Runge-Kutta method performs. Finally, at the end of the calculus we obtain the values of the beam widths w_m and the beams power parameters P_m for a thick medium of distance d as a function of the initial width value a and the initial values of the counterpropagating powers. On the other hand, although this procedure is analogous to that developed in reference [Zan03], other numerical procedures could be performed to solve the above systems in a recursively way; in fact, other iterative methods, which use the averaged values of the invariant parameters (that is (w_m, R_m) in Eq. (18) and P_m in Eq.(19)) instead of the initial ones, would be also compatible with the slice method.

It is important to remark that the obtained equations for the propagation in a nonlinear dissipative/active medium given in this work, give a more general description of the linear gain/absorption interaction with the refractive evolution of the beam, than the so-called perturbative gain term in the NLSE [Zan03, Kiv95]. In fact, the third term in Eq. (18), reveals such coupling and makes clear how high curvature changes can affect to the refraction when linear/gain effects are present. On the other hand, for applications such as optical bistability, or switching devices, the values of the absorption/gain coefficients which involve operative limitations, make negligible the above mentioned coupling term; nevertheless, for the sake of understanding in a more complete way the dissipative/active propagation behaviour, we have preferred to give this more general description.

Let us consider an example of the dissipative/active counterpropagating calculus and let us observe the effect of absorption and gain, in the light-guiding-light effect of an intense self-trapped forward beam on a low power backward beam. In the figure 1-A is shown, for a transparent medium, the self and cross-guiding effect of the forward soliton and a cross-confined backward beam which presents homogeneous oscillations due the Gaussian effective gradient-index effect induced

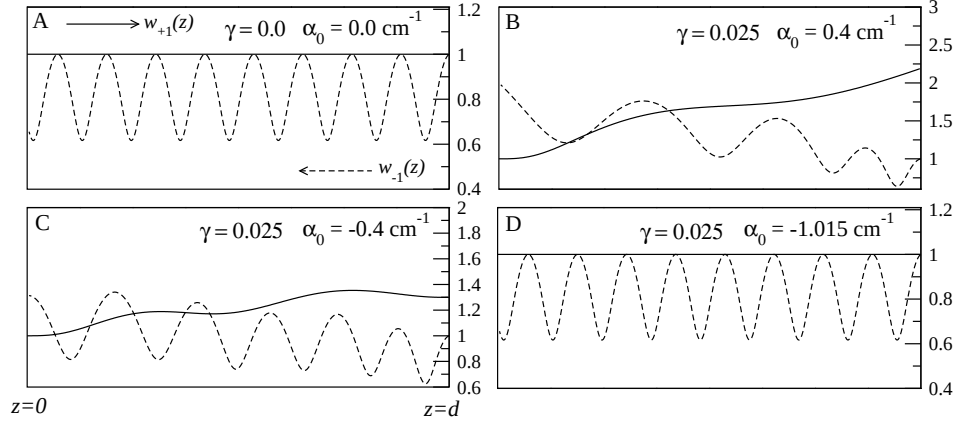


Figure 1: Width evolution of the forward (solid) and backward (dashed) beams, for different values of linear and nonlinear dissipative/active coefficients. The beam powers are taken as $p_{+1} = 2.0$ and $p_{-1} \simeq 0.0$, finally $a = 10 \mu\text{m}$, $\lambda = 0.638 \mu\text{m}$ and the effective index has been taken as 1.50.

by the self-trapped forward beam. Moreover, when absorptive effects are present (fig:1-B), the soliton is degraded, and the cross-guided wave turns into an inhomogeneous oscillating behaviour, tending to a width broadening. On the other hand, the effect of TPA can be compensated by a linear gain contribution (fig:1-C); in this sense, the proposed calculus makes possible to obtain in a simple way, the exact value of this gain parameter as a function of the TPA coefficient in order to recover the exact self-trapping behaviour (fig:1-D); that is, by performing $dP_{+1}/d\tau = 0$ in Eq. (18) for the self-trapping power value, obtained from Eqs. (19), that is $p_{+1} = 2$ [And83], it is obtained the following relationship for the TPA figure of merit and the linear gain coefficient, $\gamma = -2L_d\alpha_0$, where the third term in Eq. (18) is null since $R_{+1}^{-1} = 0$ for a self-trapped beam; analogously, such this condition is the same for obtaining the exact self-trapping behaviour for the forward and backward beams simultaneously whose power parameters take the values, $p_m = 2/3$; in addition, it is important to stress that in both cases, the equations (19) are exact even for a thick medium.

Finally, from a technological point of view, the averaged character of the TPA and linear dissipative/active parameters, give rise to an advantage in the designing, since the above relationships for compensating the inherent TPA effects of real nonlinear materials, can be achieved by means of a proper designing of the waveguide, which modulates such those values by means of the expressions (6) and (5).

P3.3. *Intrinsic bistability based on transverse modal coupling*

As an application of the counterpropagating calculus under dissipative and/or active effects, let us study the effect of linear and nonlinear absorption in an optical integrated bistable device.

Intrinsic *all-optical* bistability by nonlinear amplitude modulation is based, by one hand, on the mutual influence of two counterpropagating beams, each of which affects to other by changing, in the integrated-optic case, the average nonlinear component of the effective index of a planar waveguide, and on the other hand, such intrinsic bistability is obtained by means of a feedback controlling mechanism, sensitive to the transformations on the optical field due nonlinearity.

Likewise, a bistable device is characterized by one side by a high and low transmission states of optical power at the output of the device, and by the other side by an hysteresis loop provided by a feedback enhancement on the high transmission state.

In the figure 1 it is shown the integrated device proposed for optical bistability. The device is made up by a nonlinear planar waveguide, and two input/output systems formed by integrated-lenses and optical fibers; finally, a reflective element of reflectance R , is incorporated to the output fiber, in order to obtain the optical counterpropagation.

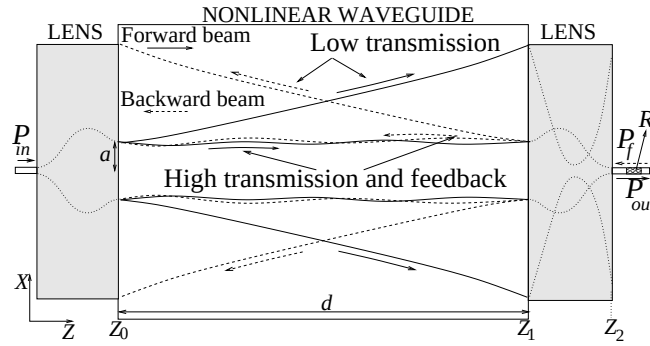


Figure 2: Sketch of the bistable integrated device, showing the amplitude filtering mechanism based on transverse modal coupling and the propagation schemes of counterpropagating beams which give rise to optical bistability.

The input lens transforms the fiber amplitude into an elliptical one, expanding the optical field along the x -direction, and preserving in such that way, the modal amplitude of the planar waveguide free of nonlinear effects. After beam

propagation along the nonlinear planar waveguide, the light is coupled onto the output-reflective fiber by means of the output integrated lens, which is specularly identical to the input one. Therefore, under such conditions, at low power values the optical beam will arrive diffracted to the output lens (plane Z_1), as the output lens performs the inverse beam transformation of the input one, a diffracted beam will be coupled inefficiently onto the output fiber (as it is shown in the figure 1), providing therefore, a poor feedback. As the optical power is increased the beam tends to a self-confinement situation; in this case, the output lens will couple the nonlinear envelope to the output fiber in an optimal way (specularly as the input lens does), providing an intense reflected beam and switching both the feedback and output powers to the high transmission state. Under this situation, the cross-action of the nonlinear counterpropagating beams creates an state of waves-guiding-waves which keeps the nearly self-trapped state even when the input power is reduced, keeping a high transmission behaviour, providing an hysteresis loop and consequently optical bistability.

In turn, this feedback mechanism, which depends on the refractive amplitude transformation due the nonlinear effect, will depend, in addition, on the power modulation due to dissipative effects which can drastically change the properties of the beams counterpropagation, and consequently the bistable behaviour.

Now let us calculate the input/output power relationships by means of the proposed feedback mechanism, based on transverse modal coupling. For that, let us rename, for the sake of simplicity, the forward beam width at plane Z_1 as $\sigma_1 \equiv aw_{+1}(Z_1, P_{in}, P_f)$ and analogously at Z_2 as $\sigma_2 \equiv aw_{+1}(Z_2, P_{in}, P_f)$ where P_{in}, P_f are the initial power parameters of the forward and backward beams, respectively; moreover, it is convenient to indicate that P_{in} is the only free parameter since the value of P_f will depend on both the transverse modal coupling and the energy dissipation along the waveguide. Likewise, we define the beam width of the Gaussian fiber amplitude as σ_f ; therefore, the normalized quasi-plane Gaussian x -amplitudes ψ_{+1} and ϕ_f , for the nonlinear forward beam and the fiber mode respectively, are given by the following equations:

$$\psi_{+1}(x_2) = \frac{2^{1/4}}{\pi^{1/4}\sigma_2^{1/2}} \exp\left(-\frac{x_2^2}{\sigma_2^2}\right), \quad \phi_f(x_2) = \frac{2^{1/4}}{\pi^{1/4}\sigma_f^{1/2}} \exp\left(-\frac{x_2^2}{\sigma_f^2}\right). \quad (20)$$

As we mentioned above, the forward beam at plane Z_1 , is transformed by the output lens, in a specular way than the input fiber does, coupling the light onto the output fiber. Such those lensing elements are implemented by means of waveguiding integrated multilenses, performing, by means of two Fourier Transforms

stages, a linear magnification whose ratio can be chosen as a function of the integrated multilens design [Liñ00a, Mat03]. Therefore, the beam width at Z_2 (σ_2) can be obtained as a linear function of σ_1 , by means of the lens magnification law, that is $\sigma_2 = M\sigma_1$, depending M on the multilens parameters. Finally, as the input lens specularly expands the fiber Gaussian waist to the initial value of the nonlinear envelope a , the magnification factor takes the particular value of $M = \sigma_f/a$.

Now, let us calculate the transverse coupling efficiency at the plane Z_2 between the forward beam and the mode of the output optical fiber; that is, from Eqs. (20) and by taking into account the definition of the transverse coupling efficiency [Hun91], it is obtained:

$$\eta = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{+1}(x_2) \phi_f(x_2) dx_2 \right|^2 = \frac{2\sigma_2\sigma_f}{\sigma_2^2 + \sigma_f^2}. \quad (21)$$

Finally, by taking into account the magnification law, and recovering the original notation, the coupling efficiency can be expressed as a function of the forward beam width at the plane Z_1 as follows,

$$\eta(Z_1, P_{in}, P_f) = \frac{2w_{+1}(Z_1, P_{in}, P_f)}{1 + w_{+1}^2(Z_1, P_{in}, P_f)}. \quad (22)$$

Once the coupling efficiency has been determined, we can calculate the power relationships between the counterpropagating beams in order to obtain $P_{in} - P_{out}$ plots showing the bistable behaviour. First of all, the feedback power P_f , which is given by the transverse modal coupling and the reflection onto the output fiber, takes the value,

$$P_f = \eta(P_{in}, P_f) R P_{+1}(Z_1, P_{in}, P_f), \quad (23)$$

where, $P_{+1}(Z_1, P_{in}, P_f)$ is the power of the forward beam at the plane Z_1 , which depends on the refractive-dissipative propagation, and therefore it is calculated, besides to beam widths, from the equations systems given by Eqs. (18) and (19). Moreover, the output power is given by,

$$P_{out} = \eta(P_{in}, P_f) (1 - R) P_{+1}(P_{in}, P_f). \quad (24)$$

In short, we must solve the equations systems given by Eqs. (18) and (19), with the implicit boundary condition for the backward power P_f given by Eq. (23), in order to obtain the forward beam width and power (w_{+1} and P_{+1}) at plane Z_1 . For that, we have applied first an algorithm of search of roots and then an iterative method of successive approximations to match to the boundary condition for the backward (feedback) power; in other words, we solve the equations systems for the

beam widths and powers, and iteratively we find the value or values (since there will be multivaluated points due bistability), of P_f which make sure the condition $P_f = \eta(P_{in}, P_f)RP_{+1}(Z_1, P_{in}, P_f)$ for a given initial value of P_{in} .

At this point, is important to stress the versatility and power of the method based on the slice iterative method; in this way, the bistability calculus proposed in the present work would require extraordinary computational efforts if other numerical methods were used to solve Eqs. (4).

P3.4. Numerical results and discussion

Let us present first, the results of bistability as a function of the linear and nonlinear absorption separately. In the figure 3 we present the results for several values of the linear and nonlinear absorption (figures 3.A and 3.B respectively).

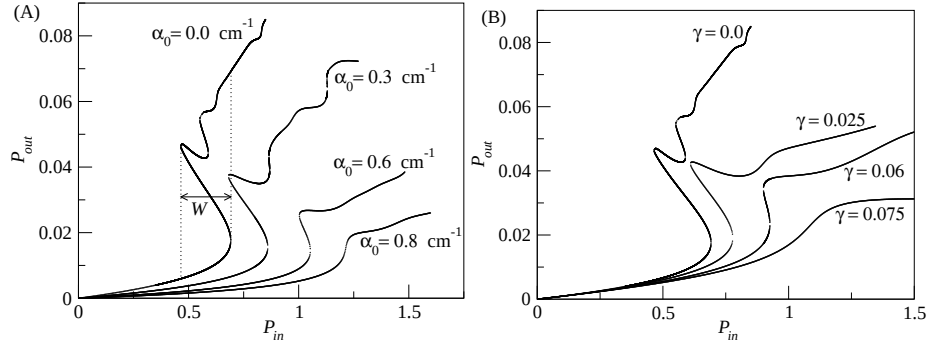


Figure 3: Bistability plots as a function of linear (A) and nonlinear (B) absorption. The distance of the nonlinear waveguide is $d = 14,7$ mm, the initial beam widths are $a = 10,0$ μm and the reflectivity is $R = 0,9$.

As it can be observed, the most significant effect of both the linear and nonlinear dissipative contributions on the bistability results is the reduction and the shifting to higher power values, of the hysteresis loop width W (see figure 3) with the absorption. It is convenient to indicate that the hysteresis loop reduction due absorption losses, in spite of being an expected effect, it is not trivial since for instance, in reference [Mat02b] was demonstrated how optical losses due transverse modal coupling between the waveguiding lenses and the nonlinear waveguide regions, do not give rise to a bistability degradation, inducing only a power shifting of the hysteresis loop towards higher power values. Likewise, the effect of linear and nonlinear absorption, make clear the limits on this kind of bistable devices, and in general, on devices based on the nonlinear modulation of the beam amplitude. On the other hand, it can be observed the different behaviour of the bistable

plots in the high transmission regime, where the nonlinear absorption induces a more relevant reduction of the optical power. It is important to stress that the fact of considering linear and nonlinear absorption in a separated way is unrealistic since they are two orders of the same effect, however for the sake of clarity we have preferred to separate their analysis in order to show in a more straightforward way the differences and limitations on optical bistability, nevertheless, the results obtained when both contributions were analysed, do not present relevant qualitative differences.

In order to understand in a deeper way, the bistable behaviour and the dissipative effects contribution, let us consider the propagation behaviour of the forward (input) and backward (feedback) beams in the critical points (points A, B, C, and D) of the hysteresis loop in the cases of: a transparent medium, a linear dissipative medium and a nonlinear dissipative medium, as it is shown in the figures 4.(a), (b) and (c) respectively. Let us remember that the beam widths are normalized, thus $w_{+1}(z=0) = w_{-1}(z=d) = 1$.

From the propagation curves at the critical points of bistability, it can be observed the transition between diffractive propagation (points A and B) and nearly self-confined situations (points C and D). On the other hand, the main reason to understand the reduction of the hysteresis loop due to dissipative effects, is found on the propagation curves at the points B and C, thus it can be seen that the points B and C in figures 4.(b) and 4.(c) present less differences in the beam propagation than in the transparent medium (Fig. 4.(a)) where the transition takes place from a strong diffractive behaviour (point B) to a quasi-self-trapped behaviour (point C), where $w_{\pm 1} \sim 1$ and therefore, a strong feedback allows a wide and high hysteresis loop; in other words, the jump between points B and C depends on the capability of the beam for changing its shape when power is changed in a relevant amount, however, when absorption is present this capability is attenuated and consequently the hysteresis loop is globally reduced.

On the other hand, in figure 5 is shown the numerical results of the hysteresis width W as a function of both types of dissipative contributions for two different propagation distances; likewise, from these curves we can obtain the limits for bistability due absorption effects. Note that the behaviour of W with linear and nonlinear absorption is very similar for large distances; nevertheless, at short distances, the behaviour of W present differences between the linear and nonlinear case, showing that the power-dependent dissipative effect presents a proportional W -decay as a function of distance, in opposition to the linear effect which depends strongly on the propagation distance and presents an smoother W -decay for shorter distances.

In short, as the results have shown, the linear absorption contribution must be minimized by reducing the distance of the device, which in turn can be done

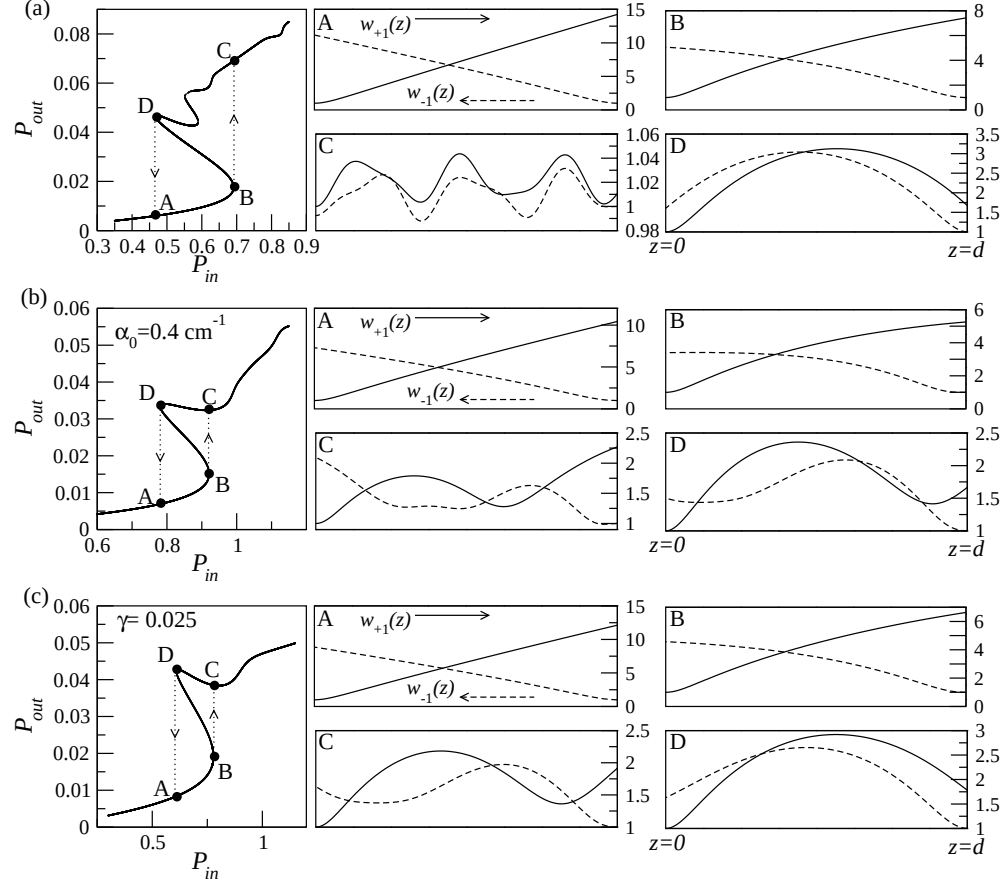


Figure 4: Optical bistability and propagation curves: (a) Transparent medium, (b) linear absorption and (c) nonlinear absorption.

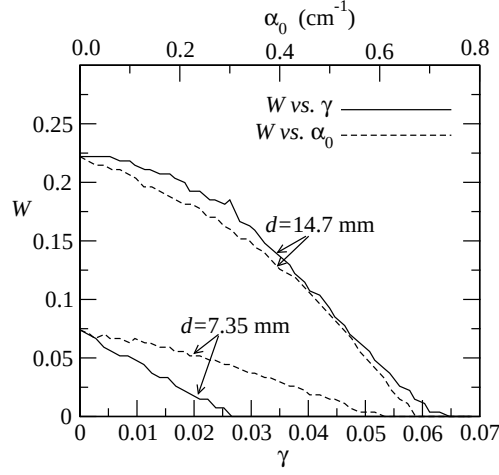


Figure 5: Hysteresis loop width as a function of the linear absorption (dashed lines and upper axis) and nonlinear absorption (solid lines and bottom axis).

by reducing the initial beam width of the beams; under these conditions, and by considering materials in a off-resonance nonlinear regime, the nonlinear dissipative contribution will be the main effect; for our device, figures-of-merit of the order of $T \sim 0,75$ can be obtained; as an example, investigations in conjugated polymer derivatives of poly(*p*-phenylenevinylene) (PPV) [Lin02, Gab97], have reported figures-of-merit of the order of 0.3-0.6, which make this kind of materials promising candidates for all-optical processing devices.

P3.5. *Conclusions*

Results of intrinsic optical bistability in dissipative media have been obtained. By means of a novel technique which combines the variational approach and the energy dissipation equations, we have calculated the nonlinear counterpropagation in a waveguide which presents both linear and nonlinear losses and/or gain. We have concluded that optical bistability based on nonlinear amplitude modulation is strongly affected by the absorption of the medium, therefore, the choosing of a suitable material for this kind of devices becomes an essential task. The hysteresis behaviour and the limits in the material absorption have been analysed as a function of the geometrical and optical characteristics of the device and the values of third order nonlinear figures-of-merit.

Acknowledgments

This work was supported by the Ministerio de Ciencia y Tecnología (Spain).
Contract number: VEM2003-20088-C04-03

P4. Design of an intrinsic bistable optical device fabricated by hybrid integration on glass

Design of an intrinsic bistable optical device fabricated by hybrid integration on glass

E. Mateo, C. Montero, V. Moreno and J. Liñares

Area de Óptica. Dpto. de Física Aplicada. Facultade de Física e E.U. de Óptica. Universidade de Santiago de Compostela, E-15782 Santiago de Compostela. Galicia. Spain

ABSTRACT

A nonlinear integrated optical device, presenting an intrinsic bistable behaviour by means of the Kerr effect produced by counterpropagating beams, is presented. The proposed feedback mechanism, which preserves the spatial shape of the beams, is based on the transverse modal coupling of the beams to optical fibers through integrated multilenses. An optimum waveguiding design is presented to allow both the fabrication of this device by hybrid integration on glass and show the results of bistability.

Keywords: Optical bistability, All-optical devices, hybrid integration.

1. INTRODUCTION

During the last years both the integrated optics and nonlinear optics have had a unprecedented development; thus, the interest in integrated optical devices, with the purpose of implementing, for instance, analogic and digital processing, has grown remarkably¹; likewise, it has been a great deal of interest in all-optical signal processing, which has stimulated a lot of work on third-order nonlinear processes.² In this context, the present work proposes an intrinsic bistable integrated device which is based on counterpropagating beams in an integrated monomode planar waveguide. The required feedback for bistability is provided by a transverse coupling of light beams to an external optical fibre. The proposed integrated device requires a nonlinear material presenting Kerr effect and two light beams, incident from opposite sides, propagating along a monomode planar waveguide. We must note some advantages of this device: first of all we stress that the Kerr effect is intrinsically fast, and resolution times of much less than a picosecond are possible, which has a clear speed advantage over electronic devices, although it must be also noted that the usual problem of these materials is the small magnitude of the optical nonlinearity. Likewise, the critical power requirements of an integrated-optics device are less than those ones realised in bulk nonlinear optics which is due to the modal confinement of light in one dimension to values of the order of the wavelength of light. On the other hand, it is wellknown that the catastrophic self-focusing is presented in the theory of nonlinear light propagation in a Kerr bulk material^{3,4} however, it is also known, starting from the results on temporal evolution of pulses in nonlinear media, that nonlinear light propagation in an integrated planar guide prevents this catastrophic self-focusing at the plane XZ corresponding to the film where the light is confined⁵; therefore the simple (but powerful) Kerr model can be used to analyse optical bistability by self-focusing of counterpropagating beams in nonlinear planar structures. Finally, the integrated-optics all-optical devices have all advantages which provides the optical integration, such as: mechanical stability, small size and height, compatibility with optical fibres, and so on. The plan of the work is as follows: first of all we derive approximate results about counterpropagating beams in a monomode planar guide by starting from a variational formulation (approximate solutions); next, we present an integrated optic device which shows an intrinsic bistability behaviour. The device will be based, as it was commented, on the mutual influence of nonlinear counterpropagating beams, which will be coupled from single mode optical fibers onto a nonlinear

Further author information:

E.M: E-mail: faoptedu@usc.es, Telephone: 34-981563100 Ext:13506

Integrated Optical Devices: Fabrication and Testing, Giancarlo C. Righini, Editor,
Proceedings of SPIE Vol. 4944 (2003) ©2003 SPIE . 0277-786X/03/\$15.00

PROCEEDINGS OF SPIE

_____ INTEGRATED OPTICAL DEVICES: FABRICATION AND TESTING _____

Design of an intrinsic bistable optical device fabricated by hybrid integration on glass

E. Mateo, C. Montero, V. Moreno and J. Liñares

*Area de Óptica. Dpto. de Física Aplicada. Facultade de Física e E.U. de Óptica.
Universidade de Santiago de Compostela, E-15782 Santiago de Compostela.
Galicia. Spain.*

Journal: Proc. of SPIE Vol. 4944 *Integrated Optical Devices: Fabrication and Testing*, edited by Giancarlo C. Righini, (SPIE, Bellingham, WA, 2003), 159-173.

Published: April 2003

Journal ISBN: 0-8194-4739-0

Abstract

A nonlinear integrated optical device, presenting an intrinsic bistable behaviour by means of the Kerr effect produced by counterpropagating beams, is presented. The proposed feedback mechanism, which preserves the spatial shape of the beams, is based on the transverse modal coupling of the beams to optical fibers through integrated multilenses. An optimum waveguiding design is presented to allow both the fabrication of this device by hybrid integration on glass and show the results of bistability.

Keywords: Optical bistability, All-optical devices, hybrid integration.

P4.1. Introduction

During the last years both the integrated optics and nonlinear optics have had a unprecedented development; thus, the interest in integrated optical devices, with the purpose of implementing, for instance, analogic and digital processing, has grown remarkably [Hun91]; likewise, it has been a great deal of interest in all-optical signal processing, which has stimulated a lot of work on third-order nonlinear processes [Ste88]. In this context, the present work proposes an intrinsic bistable integrated device which is based on counterpropagating beams in an integrated monomode planar waveguide. The required feedback for bistability is provided by a transverse coupling of light beams to an external optical fibre. The proposed integrated device requires a nonlinear material presenting Kerr effect and two light beams, incident from opposite sides, propagating along a monomode planar waveguide. We must note some advantages of this device: first of all we stress that the Kerr effect is intrinsically fast, and resolution times of much less than a picosecond are possible, which has a clear speed advantage over electronic devices, although it must be also noted that the usual problem of these materials is the small magnitude of the optical nonlinearity. Likewise, the critical power requirements of an integrated-optics device are less than those ones realised in bulk nonlinear optics which is due to the modal confinement of light in one dimension to values of the order of the wavelength of light. On the other hand, it is wellknown that the catastrophic self-focusing is presented in the theory of nonlinear light propagation in a Kerr bulk material [Bjo82, Des91], however, it is also known, starting from the results on temporal evolution of pulses in nonlinear media, that nonlinear light propagation in an integrated planar guide prevents this catastrophic self-focusing at the plane XZ corresponding to the film where the light is confined [Sil90]; therefore the simple (but powerful) Kerr model can be used to analyse optical bistability by self-focusing of counterpropagating beams in nonlinear planar structures. Finally, the integrated-optics all-optical devices have all advantages which provides the optical integration, such as: mechanical stability, small size and height, compatibility with optical fibres, and so on. The plan of the work is as follows: first of all we derive approximate results about counterpropagating beams in a monomode planar guide by starting from a variational formulation (approximate solutions); next, we present an integrated optic device which shows an intrinsic bistability behaviour. The device will be based, as it was commented, on the mutual influence of nonlinear counterpropagating beams, which will be coupled from single mode optical fibers onto a nonlinear planar waveguide by means of waveguiding lenses. The required feedback mechanism for bistability is achieved by the transverse modal coupling of the input nonlinear beam onto an optical fiber; the coupling coefficient, will control the optical power of the feedback beam generating, by the commented nonlinear mutual influence, an hysteresis loop

and consequently a bistable behaviour. Finally, we expose a specific design for the hybrid integrated device taking into account: the design of planar waveguiding regions fabricated by ion exchange in glass, the nonlinear material of the counterpropagating region, the power requirements and the modal coupling between the different regions and elements, that is: optical fibers, waveguiding lenses and nonlinear waveguiding regions. The influence of the coupling coefficients on the bistable results will be shown.

P4.2. *Nonlinear counterpropagation in planar waveguides*

Let us consider a monomode planar waveguide realized in a linear material substrate covered by a nonlinear cladding, presenting, for sufficiently high intensity, a Kerr effect. The real vector amplitude of the total optical field $\vec{\mathcal{E}}$ of two counterpropagating beams must satisfies the following wave equation:

$$\nabla^2 \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\epsilon_0 n^2(y) + 3\epsilon_0 \chi^{(3)}(y) \vec{\mathcal{E}}^2 \right] \vec{\mathcal{E}} \quad (1)$$

where $n(y)$ is the refractive index profile of the monomode planar guide at low intensity and $3\epsilon_0 \chi^{(3)}(y) \vec{\mathcal{E}}^2$ is the nonlinear polarization vector $\vec{P}^{NL}$. Now, by taking into account that the confinement along y -direction is of order of the wavelength of the light, we can assume that the modal confinement, for instance for a TE mode with a propagation constant β_0 , is due only to the linear index $n(y)$ (this assumption will be justified later) therefore, we can approximate the total field, which is considered to be a quasi-monochromatic wave of central frequency ω_0 , as the product of the TE modal amplitude $\phi(y)$ with the optical field of the counterpropagating beams in the XZ plane, that is,

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(x, y, z, t) = & \frac{1}{2} \phi(y) [\psi_{+1}(x, z) \exp(i\beta_0 z) \\ & + \psi_{-1}(x, z) \exp(-i\beta_0 z)] \exp(-i\omega_0 t) + cc \end{aligned} \quad (2)$$

Where ψ_{+1} and ψ_{-1} are the envelopes of the counterpropagating beams (forward and backward, respectively). Moreover, the modal amplitude $\phi(y)$ will be a solution of the linear wave equation for TE modes, that is,

$$\frac{\partial^2 \phi(y)}{\partial y^2} + k^2 n^2(y) \phi(y) = \beta_0^2 \phi(y) \quad (3)$$

By substituting Eq.(2) into Eq.(1), taking into account Eq.(3), averaging over the y -direction [Sam93] and keeping only terms synchronized with β_0 and $-\beta_0$ (that is, the terms corresponding to fast spatial oscillations are neglected since their

contribution in spatial averaging is negligible), we obtain, in the slowly varying envelope approximation, the following coupled nonlinear wave equations for the envelope of the beams

$$2(\alpha)i\beta_0\frac{\partial\psi_\alpha}{\partial z} + \frac{\partial^2\psi_\alpha}{\partial x^2} + \frac{\omega_0^2}{c^2}\tilde{n}_2\left(|\psi_\alpha|^2 + 2|\psi_{-\alpha}|^2\right)\psi_\alpha = 0 \quad (4)$$

where $\alpha = +1, -1$ and $\tilde{n}_2$ is the effective nonlinear refractive index defined as:

$$\tilde{n}_2 = \frac{3}{4} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(y) |\phi(y)|^4 dy}{\int_{-\infty}^{\infty} |\phi(y)|^2 dy} \quad (5)$$

It is easy to prove that the above coupled nonlinear equations can be obtained as the Euler-Lagrange equation of a variational problem corresponding to the following Lagrangian density:

$$L(x, z) = \sum_{\alpha} i(\alpha)\beta_0 \left[\psi_{\alpha}^* \frac{\partial\psi_{\alpha}}{\partial z} - \psi_{\alpha} \frac{\partial\psi_{\alpha}^*}{\partial z} \right] + \left| \frac{\partial\psi_{\alpha}}{\partial x} \right|^2 - \frac{1}{2} k_0^2 \tilde{n}_2 |\psi_{\alpha}|^4 - k_0^2 \tilde{n}_2^2 |\psi_{\alpha}|^2 |\psi_{-\alpha}|^2 \quad (6)$$

Now, we will solve the nonlinear propagation problem by following the Ritz optimization procedure [And83]. For that, a trial function with variational parameters $\pi_i(z)$ ($i = 1, 2, \dots$) is inserted into Eq.(6) and a reduced variational principle is applied, that is, $\delta \int \langle L \rangle dz = 0$, (with δ a functional variation) where $\langle L \rangle = \int L dx$, therefore the variational equations for the parameters $\pi_i(z)$ are given by the condition: $\delta \langle L \rangle / \delta \pi_i = 0$. On the other hand, since usual beams in integrated optics come from monomode optical fibers, where the modal amplitude can be approximated by a Gaussian function, we will assume that the z -propagation of the beam envelopes (trial function) is described as:

$$\psi_{\alpha}(x, z) = \frac{E_{0\alpha}}{w_{\alpha}^{1/2}(z)} \exp\left(-\frac{x^2}{a^2 w_{\alpha}^2(z)}\right) \exp\left(i\alpha\beta_0 \frac{x^2}{R_{\alpha}(z)}\right) \quad (7)$$

Where $E_{0\alpha}$ is a constant, $w_{\alpha}(z)$ and $R_{\alpha}^{-1}(z)$ are the variational parameters: width and curvature radius of the beams, respectively, and a is the initial condition for the beam width. By following the steps indicated above, it is obtained, after a long but straightforward calculations, the following variational equations for the widths of the beams:

$$\frac{d^2 w_{\alpha}}{d\tau^2} - \frac{1}{w_{\alpha}^3} + \frac{1}{2} \left(p_{\alpha} + 4\sqrt{2}p_{-\alpha} \frac{w_{\alpha}^3}{(w_{\alpha}^2 + w_{-\alpha}^2)^{3/2}} \right) \frac{1}{w_{\alpha}^2} = 0 \quad (8)$$

where $\tau = z/\beta_0 a^2$ is the normalized distance and $p_\alpha = k_0^2 \tilde{n}_2 E_{0\alpha}^2 a^2 / 2\sqrt{2}$ is a parameter related to the optical power of the field and proportional to the size of the beam; note that, by inspection of p_α , if modal fields have sizes of order of the wavelength of the light then the nonlinear contribution (which is also determined by the value of p_α) to the modal propagation is negligible such as it was assumed above [Ait91]. It is convenient to clarify that the trial function (7) would need an additional z -dependent variational parameter describing a plane phase of the type $\exp[i f(z)]$, however it has not been taken into account because of its influence on the final results is not relevant; on the other hand, the curvature can be obtained from the variational equation $R_\alpha^{-1} = (1/2w_\alpha)dw_\alpha/d\tau$, although its influence on the bistability calculations is either not relevant, since that R_α^{-1} takes small values. Now, we will obtain approximate solutions of the nonlinear coupled variational equations (8); for that, we will assume that the intensity of the beam envelopes $|\psi_{+1}|^2$ and $|\psi_{-1}|^2$ present a high overlapping along z -direction, that is, the shape of the intensity profiles are very closed. This overlapping assumption is equivalent to choose $w_{+1} \simeq w_{-1}$ into Eq.(8) and therefore, after integration, the nonlinear equations given by equations (8) can be decoupled as follows:

$$\left(\frac{dw_\alpha}{d\tau}\right)^2 + \frac{1}{w_\alpha^2} - \frac{1}{2}\tilde{p}_\alpha \frac{1}{w_\alpha} + (\tilde{p}_\alpha - 1) = 0 \quad \alpha = +1, -1 \quad (9)$$

with $\tilde{p}_\alpha = p_\alpha + 2p_{-\alpha}$ and where we have taken the constant of integration for the case of an initial plane Gaussian beam. Thus, the solution of Eq.(9), describing the counterpropagating beams, can be easily obtained in an inverse form by integrating; next, by means of an algorithm of successive approximations, the numerical solutions $w_\alpha(\tau, \tilde{p}_\alpha)$ are obtained [Mat02a]. Numerical examples of these solutions are shown in Fig.(1)-(a) as a function of τ ; likewise, $w_\alpha(\tau, \tilde{p}_\alpha)$ is shown in Fig.(1)-(b) as a function of $\tilde{p}_\alpha$ for a normalized distance $\tau_0 = 10$. It is seen that an oscillatory behaviour for the Gaussian width is obtained in the self-focusing regime, that is, $\tilde{p}_\alpha > 2$, therefore the Kerr model can be used without obtaining mathematical inconsistencies. On the other hand, in a diffractive regime $\tilde{p}_\alpha < 1$ seems that the assumption $|\psi_{+1}|^2 \sim |\psi_{-1}|^2$ is unrealistic but taking into account that the main effect of bistability will occur close to the self-trapping regime, the total overlapping assumption will be valid for our purposes [Mat02a].

P4.3. *Transverse modal coupling*

A sketch of the device is shown in Fig.(2): an input/output optical fiber is coupled to a planar integrated-optic device formed by two planar multilenses, the first one at the beginning of the module and the second one, with a shorter optical aperture, at the end of the module; both multilenses are separated a distance D

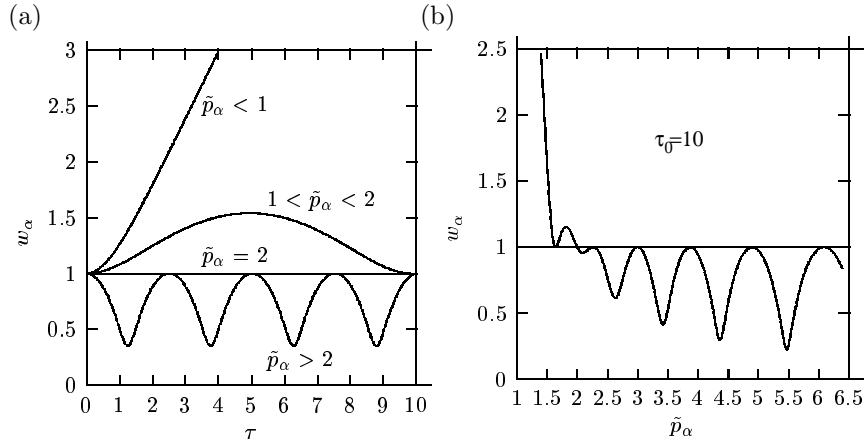


Figure 1: Evolution of the Gaussian variational width.(a)Beam width as a function of the normalized distance. (b) Beam width as a function of the power parameter $\tilde{p}_\alpha$.

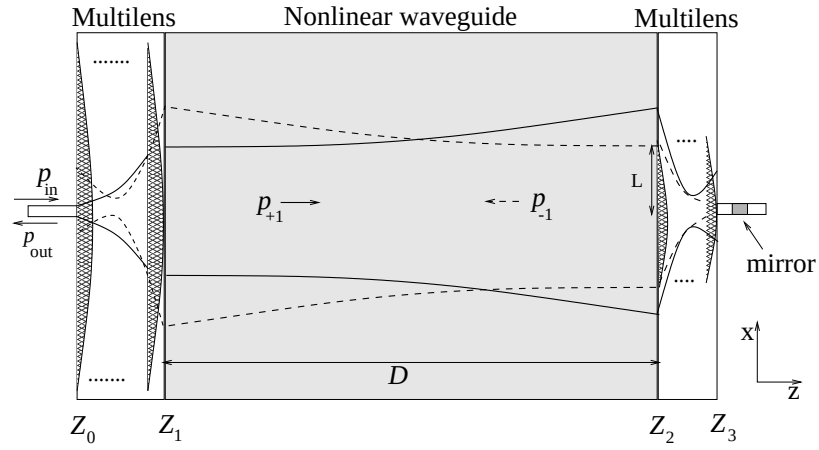


Figure 2: Planar integrated optical device showing the elements of transverse modal coupling feedback mechanism.

(corresponding to an normalized distance $\tau_0 = D/\beta_0 a^2$) by a planar nonlinear monomode waveguiding region. At the end of the module a pigtail of optical fiber collects the light and a mirror with reflectivity R reflects the light (fiber-reflector element).

Let us consider ψ_{+1} the normalized Gaussian amplitude of the forward beam at the plane $Z = Z_2$, ψ_{-1} the normalized Gaussian amplitude of the backward beam at the plane $Z = Z_1$, and ϕ_f the normalized Gaussian amplitude along the x -direction of the single mode optical fibers where, for the sake of simplicity, we assume that the modal amplitude of the optical fiber is separable, that is

$$\psi_{\pm 1}(x) = \frac{\pi^{1/4}}{2^{1/4}(aw_{\pm 1})^{1/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{a^2 w_{\pm 1}^2}\right) \quad \phi_f(x) = \frac{\pi^{1/4}}{2^{1/4}w_f^{1/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{w_f^2}\right) \quad (10)$$

where w_{+1} is the beam width of the forward beam at $Z = Z_2$, obtained from Eq.(9) with $\tilde{p}_{+1} = p_{+1} + 2p_{-1}$ and propagated a normalized distance τ_0 with the initial condition $w_{+1}(z_1) = 1$; likewise, w_{-1} is the beam width of the backward beam at $Z = Z_1$, obtained from Eq.(9) with $\tilde{p}_{-1} = p_{-1} + 2p_{+1}$ and propagated a normalized distance τ_0 with the initial condition $w_{-1}(z_2) = 1$. The design of the waveguiding lenses will be such that it provides a beam expansion, by means of a Fourier transform, from the fiber waist w_g to the initial waist of the nonlinear forward and backward beams, that is, to the waist a .

Now, let us obtain the coupling coefficient of the forward beam at $Z = Z_3$, denoted as η_{+1} and the coupling coefficient for the backward beam at $Z = Z_0$ denoted as η_{-1} . The forward beam ψ_{+1} will be truncated and coupled onto the fiber-reflector by means of a multilens with aperture equal to $2L$; considering that the light propagation through the multilens is given by the Fresnel diffraction integral, we have at the plane $Z = Z_3$ the following amplitude

$$\psi_{+1}(x_3) = \int_{-L}^{+L} G(x_3, x_2) \psi_{+1}(x_2) dx_2 \quad (11)$$

where G is the Green's function of the multilenses whose expression will be given below within the Fresnel's approximation. On the other hand, the backward beam will be coupled onto the input/output fiber through an infinite-aperture multilens, with the following amplitude at $Z = Z_0$,

$$\psi_{-1}(x_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x_0, x_1) \psi_{-1}(x_1) dx_1 \quad (12)$$

The modal coupling efficiency in the y -direction will be considered in section 4 where different configurations of the waveguiding structure will be studied; therefore let us denote η_y as the modal coupling efficiency, along the y -direction,

between the modal amplitudes in the waveguiding lenses and in the nonlinear region; moreover the coupling efficiency, along the y -direction, with the optical fibers will be denoted as η_{0y} .

The Green's function G can be determined for a number m of plane-convex integrated lenses forming a multilens; these lenses have thickness t and they are separated a distance l ; likewise, the effective indices outside and inside each lens are: N_o and N_i , respectively; moreover, it is assumed that the following relation is fulfilled: $N_o t = N_i l$; finally, the focal length of each lens is given by the expression $f = N_o r / (N_o - N_i)$, where $r (< 0)$ is the radius of curvature of the non-plane dioptr of each lens; in short, it can be proved that if the following condition $m \cos^{-1}(1 - t/N_i f) = (2j + 1)\pi/2$, with j an integer, is fulfilled, then the Green's function of the multilens takes the simple form [Liñ00a]:

$$G(x_{3,0}, x_{2,1}) = \sqrt{\frac{ik_0}{2B}} \exp\left(\frac{ikx_{3,0}x_{2,1}}{2B}\right) \quad (13)$$

where $B = [(2tf/N_o) - (t^2/N_o^2)]^{1/2}$. From equation (13) and (12) it follows that a Fourier transform of the beams is obtained, that is, a maximum concentration (expansion) of the input beam is obtained at the output plane of the multilens. Finally, by using the definition of the transverse coupling efficiency in the x -direction and by taking into account equations (10), (11) and (12), the following expressions for the coupling coefficients are obtained after integration, at the beginning and the end of the modules:

$$\eta_{-1} = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{-1}(x_0) \phi_f(x_0) dx_0 \right|^2 = \left(\frac{2w_{-1}}{w_{-1}^2 + 1} \right) \quad (14)$$

$$\eta_{+1} = \left| \int_{-L}^L \psi_{+1}(x_3) \phi_f(x_3) dx_3 \right|^2 = \left(\frac{2w_{+1}}{w_{+1}^2 + 1} \right) \operatorname{erf}^2 \left[\frac{L}{a} \left(1 + \frac{1}{w_{+1}^2} \right)^{1/2} \right] \quad (15)$$

P4.4. *Feedback mechanism and bistability*

As it was commented, the intrinsic bistability by self-focusing is based, by one hand, on the mutual influence of two counterpropagating beams, each of which affects to other by changing, in the integrated-optic case, the average nonlinear component of the effective index of a planar monomode guide, and on the other hand, such a intrinsic bistability is based on a feedback controlling mechanism provided by some transformation of the amplitude (and/or phase) of the optical field. Likewise, a bistable device is characterized by two states: high and low transmission of light at the output of the device, in particular, in our bistable device

the state of high transmission corresponds to a nonlinear propagation close to the self-trapping regime, and the low transmission state corresponds to a propagation within the diffractive regime; obviously a high feedback will be required in the state of high transmission. In our case, the feedback controlling mechanism will be provided by the transverse coupling efficiency between the Gaussian envelope of the forward (and/or backward) beam and the modal amplitude of the mode of a monomode output optical fiber.

Therefore at low intensity, the forward beam propagates in a diffractive regime and is unefficiently coupled onto the fiber-reflector providing a low feedback contribution; as the input power is increased the beam approaches to a self-confinement in the x -direction inducing a better coupling and increasing the feedback (and the output power); at sufficiently power, the transmission onto the fiber will switch to a high power level regime which can be kept even for shorter values of input powers due the hysteresis loop provided by the high feedback achieved. Let us deduce the equations governing the bistability provided by this feedback mechanism; for that, once the coupling coefficients have been obtained, we can calculate the power relationships between the counterpropagating beams in order to achieve $p_{in} - p_{out}$ plots showing the bistable behaviour. As it was commented, the parameter p is proportional to the optical power and it is related to the critical power of selftrapping P_{cr} by $p = 2P/P_{cr}$ with P in Watts. Considering $p_{+1} = \eta_{0y}\eta_y p_{in}$ as the power parameter of the input beam, the beam power p_{-1} of the backward beam is obtained by the coupling and reflexion onto the second fiber, obtaining

$$p_{-1} = \eta_{+1}(w_{+1})\eta_{0y}^3\eta_y^3 R p_{in} \quad (16)$$

Where R is the reflectivity of the fiber-reflector. On the other hand, the output power can be obtained by the coupling of the backward beam through the input/output fiber, that is

$$p_{out} = \eta_{-1}(w_{-1})\eta_{0y}\eta_y p_{-1} \quad (17)$$

As w_{+1} and w_{-1} depend on the counterpropagating powers $\tilde{p}_{+1} = p_{+1} + 2p_{-1}$ and $\tilde{p}_{-1} = p_{-1} + 2p_{+1}$ respectively, the equation (16) can be expressed in terms of the forward counterpropagating power as follows

$$p_{in} = \frac{\tilde{p}_{+1}}{\eta_{0y}\eta_y[1 + 2\eta_{+1}(w_{+1})\eta_{0y}^2\eta_y^2 R]} \quad (18)$$

Therefore, taking $\tilde{p}_{+1}$ as a parameter we obtain from equations (18) and (16) the power values of p_{in} and p_{-1} which directly yield the value of p_{out} from Eq.(17).

In Fig.(3) numerical results of several curves $P_{in}-P_{out}$ are presented for particular values of the y -coupling efficiencies which will be analyzed in the following

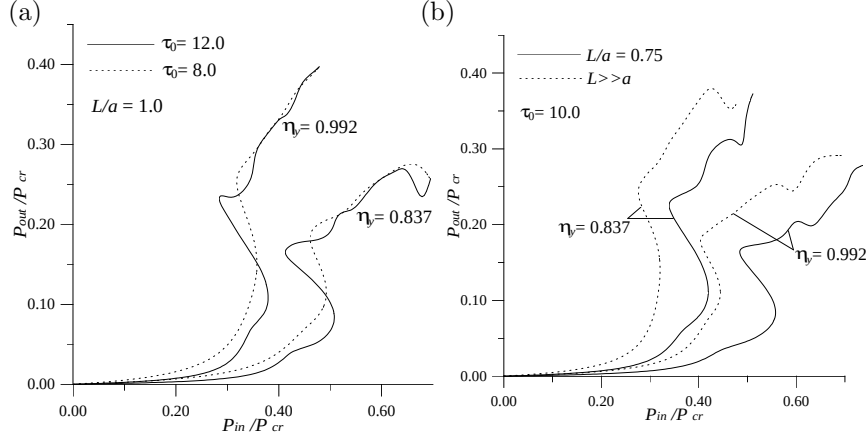


Figure 3: Bistability plots showing the results for two different y -coupling efficiency values η_y as a function of the normalized distance τ_0 (a), and the truncation factor L/a (b). The fiber-waveguide coupling efficiency is assumed to be $\eta_{0y} = 0,984$.

sections. Both the Fig.(3)-(a) and Fig.3-(b) show that intrinsic bistability can be achieved by means of this device. Fig.(3)-(a) shows that the hysteresis loop is increased with the distance, because of the larger distance of nonlinear interaction; likewise it is shown an analogous effect with the truncation factor L/a due to the beam size restriction due to the lens aperture in the diffractive regime; this is an interesting fact because this parameter allows the control of the high/low transmission jump. On the other hand, is important to realize that the effect of the modal coupling efficiency (η_y) does not induce changes respect to the hysteresis loop, as it could be expected because of the losses on the feedback power, therefore only a rescaling of the power values is obtained due the modal coupling factor; thus, it is shown that the power values in which a bistable behaviour occurs are approximately 1.5 times greater for $\eta_y = 0,837$ than for $\eta_y = 0,992$.

P4.5. Design of the waveguiding regions. Monolithic configuration

Until now, we have not taken into account the modal y -amplitudes of the modes in order to obtain the bistability curves. As we have shown, the designed device has two well differentiated propagation regions, that is, a linear propagation region constituted by waveguiding multilenses and a nonlinear-cladding waveguiding region. Therefore, it is necessary to take into account the design of the waveguiding regions in order to compatibilize the modal coupling losses between the different regions and the nonlinear requirements of the bistable behaviour. Thus, the design

of a multilens, which is characterized by several different effective index regions waveguiding elements with two different effective index regions, must verify an optimal modal-matching between the discontinuities of effective index. The fabrication of integrated refractive elements in glass with a high modal coupling, has been developed, by means of ion-exchange and diffusion processes in several steps [Pri95], it is the so-called three step diffusion process in glass, which provides a high effective index gap between the refractive element (high effective index multimode waveguiding region, denoted by MMR) and the host waveguide (low effective index singlemode waveguiding region, that is SMR) achieving an optimal mode-matching in both regions [Liñ92]; a sketch of the index profiles is shown in fig (4). It is important to note that for the different regions of the multilens, a weak eva-

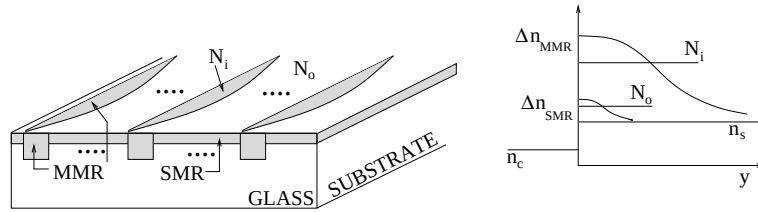


Figure 4: Scheme and index profile of an integrated multilens, where SMR is the single mode region and MMR is the multimode region.

nescent tail in the cladding is necessary to reach a good mode-matching; this fact is easy to understand if we consider that the evanescent tail is closely related to the values of the effective and the cladding indexes of the waveguide, therefore, any contribution of the evanescent tail will lead to a mismatching between the modal amplitude of both regions, because of the necessary high difference of the effective indexes. On the other hand, the nonlinear waveguide requires a large nonlinear interaction to reduce as much as possible the power requirements; therefore, the design of the waveguiding structure will strongly depend on the nonlinear material characteristics. In our design we will consider as nonlinear material the liquid crystal MBBA[Sam93] with a third order Kerr coefficient $n_2 = 10^{-9} \text{ (m}^2/\text{W)}$, at $\lambda = 0,515 \text{ }\mu\text{m}$ and a linear index of $n_{c2} = 1,550$.

Let us consider a monolithic configuration for the integrated device fabricated by ion exchange in glass with a nonlinear cladding as it is shown in the figure (5)). In this case, a single mode waveguide is fabricated and the multilenses (multimode regions) are integrated in the same glass substrate, then, a nonlinear polymer is deposited as a cladding in the area between both multilenses. Now we will calculate the modal amplitude of the multilens and the nonlinear regions in order to obtain the coupling losses, previously defined in section 3. We will consider,

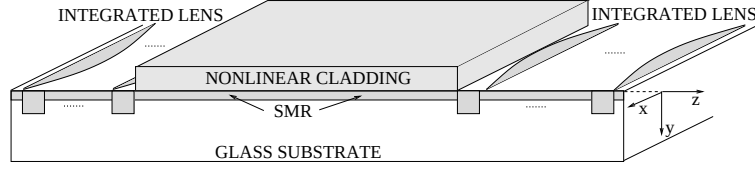


Figure 5: Configuration of the device in an monolithic scheme.

for the single mode waveguides of multilens and nonlinear areas an asymmetric inhomogeneous planar waveguide fabricated, for instance, by ion-exchange in glass with a Gaussian refractive index profile, where n_s is the substrate index, Δn is the maximum index increasing, d_g is the Gaussian effective depth and finally n_{c1} and n_{c2} are the cladding indexes for the multilens and the nonlinear areas respectively, that is

$$n^2(y) = \begin{cases} n_s^2 + 2n_s\Delta n \exp(-y^2/d_g^2) & y \geq 0 \\ n_{c1}^2 & y < 0 \end{cases} \quad (\text{multilens area}) \quad (19)$$

$$n^2(y) = \begin{cases} n_{c2}^2 & y < 0 \end{cases} \quad (\text{nonlinear area})$$

We denote with $\phi_1(y)$ the modal amplitude of the multilens region and with $\phi_2(y)$ the amplitude of the nonlinear region; next we will obtain approximate solutions of $\phi_1(y)$ and $\phi_2(y)$ by means of the variational approach. In our case, by physical arguments, the trial function can be chosen as a Hermite-Gaussian function for the modal amplitude in the substrate, and by an exponential function in the cladding, with variational parameters s_n and b_n , that is:

$$\phi_n(y) = A_n \begin{cases} \left(s_n + \frac{y}{b_n}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{2b_n^2}\right) & y \leq 0 \\ s_n \exp\left(\frac{-y}{s_nb_n}\right) & y > 0 \end{cases} \quad (20)$$

$$A_n = \left[b \left(\frac{1}{2}s_n^3 + \frac{\sqrt{\pi}}{2}s_n^2 + s_n + \frac{\sqrt{\pi}}{4} \right) \right]^{-1/2}$$

Where A_n is the normalization constant which yields $\int \phi_n^2(y)dy = 1$. Following the variational technique [Tsa92], the variational parameters (s_n, b_n) can be obtained maximizing the expression of the propagation constant, which is obtained by the modal equation (3). In Figure (6)-(a) we have plotted the modal amplitudes calculated for an index profile characterized by the following parameters: $n_s = 1,540$, $\Delta n = 0,025$, $d_g = 2,0 \mu\text{m}$, $n_{c1} = 1,0$ and $n_{c2} = 1,550$. Fig.(6)-(a) shows, as it was expected, the difference between the modal amplitudes induced by the strong

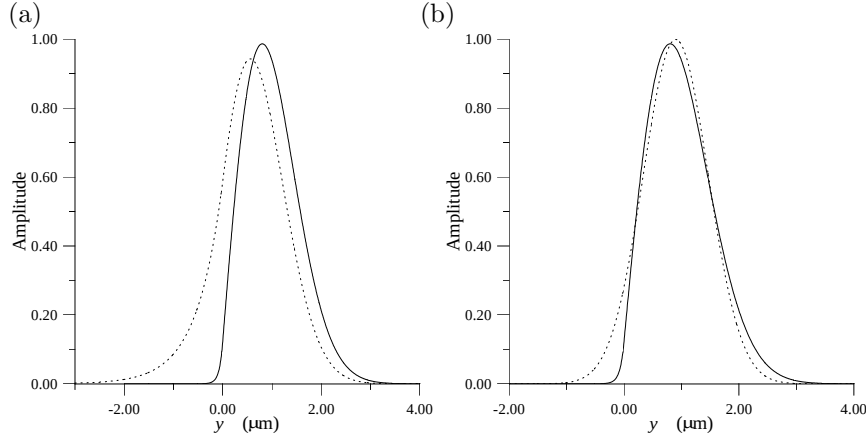


Figure 6: Modal amplitudes in the configuration shown in Fig.(5). (a) Modal amplitudes of the multilens region (solid) with ($b_1 = 0,8360$ $s_1 = 0,0822$) and the nonlinear region (dashed) with ($b_2 = 0,7796$ $s_2 = 0,6693$). The effective indexes obtained in both regions are $N_o = 1,555$ and $N_2 = 1,557$. (b) Modal best-matching amplitudes of the multilens mode (solid) and the optical fiber mode (dashed) in the y -direction.

asymmetry of the multilens waveguide with respect to the low asymmetry of the nonlinear waveguide. With these results, the modal coupling efficiency between both regions which is obtained by means of the coupling coefficient, that is

$$\eta_y = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \phi_1(y) \phi_2(y) dy \right|^2 \quad (21)$$

By introducing the functions given by (20) into Eq.(21) and performing the integration, a value of the coupling coefficient $\eta_y = 0,8368$ is obtained. In Fig.(6)-(b) are plotted the y -amplitudes of the the multilens mode ϕ_1 and the fiber mode ϕ_f (given by equation (10) now in the y -direction) with a half width of $w_g = 0,80\mu\text{m}$ and a displacement of $-0,90\mu\text{m}$ respect to the origin. The modal coupling efficiency obtained between the multilens and the fiber modes is $\eta_{0y} = 0,984$. These coupling losses will affect to the bistability and they are taken into account in the calculus by introducing the coupling factors η_y and η_{0y} into the power transmission equations. Finally, let us obtain the optical power of the counterpropagating beam in a selftrapping regime for this waveguiding configuration. The optical power is given by:

$$P_{\pm 1} = \frac{1}{2} \frac{\beta_0}{\omega \mu_0} \int \int |\psi_{\pm 1} \phi_2|^2 dx dy \quad (22)$$

Now, by inserting the expression of ϕ_2 from Eq.(20) and Eq.(7) into Eq.(22) and

taking into account that the critical amplitude is determined by the relation $\tilde{p}_{\alpha cr} = 2 = k_0^2 \tilde{n}_2 E_{0\alpha cr}^2 a^2 / 2\sqrt{2}$, it is obtained:

$$P_{cr} = \frac{2\beta}{\omega\mu_0} \frac{\sqrt{\pi}}{k_0^2 \tilde{n}_2 a} \quad (23)$$

Where $\tilde{n}_2$ is the effective Kerr coefficient given by Eq.(5); therefore, considering the position of the nonlinear material, the equation (5) gives

$$\tilde{n}_2 = \frac{3}{4} \chi^{(3)} \int_0^\infty |\phi(y)|^4 dy = \frac{3}{4} \chi^{(3)} A_2^4 \frac{1}{4} b_2 s_2^5 \quad (24)$$

Now, by introducing the expression (24) into Eq.(23) and considering that $\chi^{(3)} = (1/3)N_2 c \epsilon_0 n_2 (m^2/W)$ it is obtained

$$P_{cr} = \frac{2\sqrt{\pi}}{k^2 n_2} \left(\frac{b_2}{a} \right) \frac{(2s_2^3 + 2\sqrt{\pi}s_2^2 + 4s_2 + \sqrt{\pi})^2}{s_2^5} \quad (25)$$

Finally by using the calculated values of the modal amplitude and by taking $a = 15\mu m$ as the initial beam waist in the x -direction, (note that a must be several times larger than the modal half width in order to preserve the linear guiding assumption) we obtain from Eq.(25) a critical power for the liquid crystal MBBA, $P_{cr} = 0,40$ mW.

P4.6. Design of the waveguiding regions. Modular configuration

A second procedure for the fabrication of the device is in a modular way. That is, the nonlinear region is a STIN waveguide made with a glass substrate and a nonlinear polymer film; moreover, the multilens regions, fabricated in a same way that the described above, will be cut and placed at both sides of the nonlinear waveguide, (see fig. (7)). Several comments about this configuration must be made:

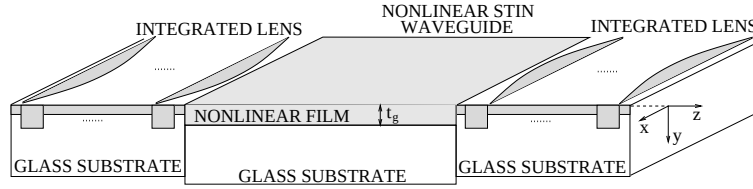


Figure 7: Device configuration using a nonlinear STIN waveguide.

by one hand, this scheme yields a reduction of the coupling losses because of the

possibility of a y -displacement of the modules, which allows to align the modules in such a way that the modal y -amplitudes of the multilenses and the STIN waveguide present a good modal matching; on the other hand, it has the advantage that the power requirements are less than those of the above configuration; the nonlinear waveguide, which remains free of nonlinear modal effects because of the expansion of the beam in the x -direction, is now designed with a nonlinear film instead of a nonlinear cladding; therefore, there will be more spatial interaction with the Kerr polymer and consequently, the optical power values will be reduced. Finally, from a technological point of view, this configuration presents the disadvantage of the alignment of the modules in both x and y -directions which can be a critical task in the fabrication with respect to a monolithic fabrication, however, the present technology allows high quality alignments.

Let us, again, calculate the modal amplitudes of both regions and their specific design for an optimal modal coupling. First, let us consider identical waveguide parameters for the integrated multilens that those of the previous configuration, that is: $n_s = 1,540$, $\Delta n = 0,025$, $d_g = 2,0 \mu\text{m}$, $n_{c1} = 1,0$; therefore, the same modal amplitude defined by (7) is considered, that is ϕ_1 . On the other hand, the well known modal amplitude for a STIN waveguide is obtained for the nonlinear region, that is, the amplitude ϕ_2 now will be given by[Hun91]:

$$\phi_2(y) = C \begin{cases} \exp(qy) & -\infty < y \leq 0 \\ \cos(hy) + \frac{q}{h} \sin(hy) & 0 \leq y \leq t_g \\ [\cos(ht_g) + \frac{q}{h} \sin(ht_g)] \exp[p(t_g - y)] & t_g \leq y < \infty \end{cases} \quad (26)$$

$$C = \left[\frac{2h^2}{(t_g + 1/q + 1/p)(h^2 + q^2)} \right]^{1/2}$$

Where $q = (\beta^2 - k^2 n_{c2}^2)^{1/2}$, $h = (k^2 n_f^2 - \beta^2)^{1/2}$ and $p = (\beta^2 - k^2 n_s^2)^{1/2}$ being n_s , the index of the substrate, n_f the linear index of the nonlinear polymer and n_{c2} the index of the cladding considered air ($n_{c2} = 1,0$). Again C is a normalization constant which makes sure $\int \phi_2^2(y) dy = 1$. The propagation constant is given by the dispersion equation, that is:

$$\tan(ht_g) = \frac{p + q}{h \left(1 - \frac{pq}{h^2}\right)} \quad (27)$$

We have supposed that the STIN waveguide is placed in such a way that the plane $Y = 0$, (see fig.P4.6) is the cladding discontinuity in both waveguiding regions, therefore, in order to avoid y -displacements to achieve a high coupling

efficiency, we will develop a coupling optimization procedure based in choosing the value of the film thickness, such as it was made in reference 12, which provides the best modal matching. Other configuration following this line but in a monolithic way could be developed by means of glass lithography, that is by making a proper hollow in the glass region where the nonlinear material must be deposited[Abb96], it would provide similar results as the modular scheme. Nevertheless, although this procedure would enhance the multilens alignment, the quality of the nonlinear layer and the mechanisms to achieve the optimal film thickness could present some disadvantages with respect to the modular configuration.

Now, by using the index values for the nonlinear material and the glass substrate given in the previous example, that is $n_f = 1,550$ and $n_s = 1,540$, we must choose the value of the film thickness (t_g) in order to achieve the best modal coupling between the multilens and the STIN modes; thus, by both solving numerically the dispersion equation (27) as a function of the film thickness t_g and introducing the modal amplitudes given by Eq.(26) and Eq.(20) into the coupling efficiency expression given by Eq.(21), it is obtained the coupling efficiency as a function of the film thickness in order to determine t_g for the final best-matching y -amplitudes. In figure 8-(a) is shown the commented plot which yields a maximum

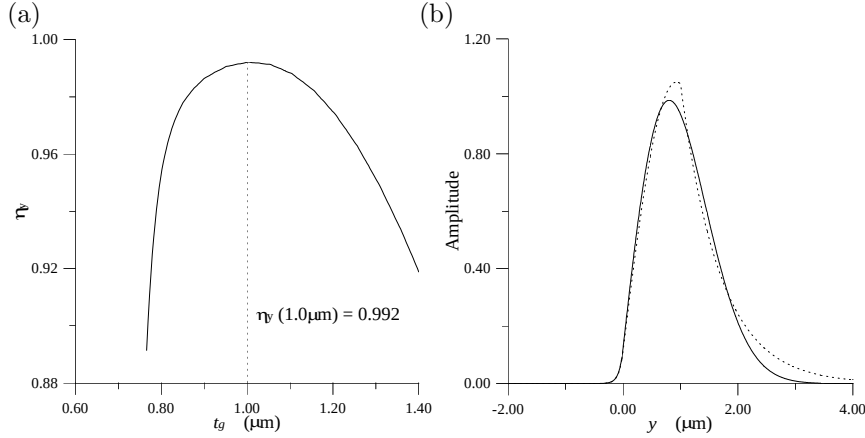


Figure 8: Coupling efficiency and modal amplitudes in the configuration shown in Fig.(7) (a)Modal coupling efficiency of the the multilens and nonlinear modes as a function of t_g in μm . The maximum value of η_y is obtained for t_g around $1,0 \mu\text{m}$ as it is shown in the plot. (b) Modal best-matching amplitudes of the multilens mode (solid) and the STIN mode with nonlinear film (dashed).

value for the coupling efficiency of $\eta_y = 0,9920$ for a film thickness of $t_g = 1,0\mu\text{m}$; in figure 8-(b) is shown the final best-matching amplitudes. In this configuration

a larger modal coupling ($\eta_y = 0,9920$) than the one calculated in the monolithic configuration is obtained because of the low symmetry of the index profiles of both regions which yields very similar modal amplitudes. Finally we again calculate the power value of the selftrapping regime in this configuration, that is;

$$P_{cr} = \frac{2\beta}{\omega\mu_0} \frac{\sqrt{\pi}}{k_0^2 \tilde{n}_2 a} \quad (28)$$

Where $\tilde{n}_2$ is again the effective Kerr coefficient given by Eq.(5) now given by

$$\tilde{n}_2 = \frac{3}{4} \chi^{(3)} \int_0^{t_g} |\phi_2(y)|^4 dy \quad (29)$$

Finally, by performing the integration in Eq.(29) and by introducing the values for the nonlinear material used in the previous configuration we obtain a power value of $P_{cr} = 0,011$ mW. Is important to note that we have obtained a power value almost 40 times less than the value obtained in the monolithic scheme because of the increasing of the spatial interaction with the nonlinear material; therefore, although we have used a very optimistic example for the nonlinear material, this design of the waveguiding regions of the integrated device could be very relevant in order to achieve reasonable power values with other nonlinear materials[Nal97].

P4.7. *Conclusions*

An integrated optical intrinsic bistable Kerr device has been demonstrated. From a theoretical point of view it has the advantage that the simple Kerr model can be used to describe a bistable behaviour without invoking a saturation model, which avoids the catastrophic self-focusing which appears in bulk Kerr devices. From a practical point of view, it has been shown that the modal transverse coupling to a monomode channel guide provides an important and interesting feedback mechanism to achieve a bistable response of the device preserving the Gaussian shape of the counterpropagating beams in the nonlinear regions. Finally, two different configurations have been studied showing the effect of the design of the waveguiding regions on the bistable behaviour, the modal coupling losses and the optical power requirements have been also analyzed.

Acknowledgments

This work was supported by Xunta de Galicia, Galicia, Spain. Contract number: PIDT00TIC20601PR

CAPÍTULO 5

Lógica y enrutado por acoplamiento modal transversal

En el presente capítulo, como en el anterior, comenzaremos con una primera sección donde se hará un breve repaso a la actualidad sobre la teoría y diseño de AOIDS lógicos y de enrutado, mostrando seguidamente las contribuciones que a este respecto se presentan en esta memoria. Seguidamente, se incorporan los trabajos de investigación correspondientes al diseño de dispositivos lógicos y de enrutado por AMT en estructuras integradas CKG.

De este modo, en el artículo (sección P5) *All-optical integrated logic gates based on intensity-dependent transverse modal coupling*, se presentará el diseño de puertas lógicas, AND, OR y XOR por AMT haciendo uso de las propiedades de la propagación Gaussiana en guías monomodo CKG así como de las propiedades refractivas de multilentes integradas diseñadas específicamente para cada operación lógica. En el artículo (sección P6) *All-optical integrated device for self-routing applications*, se diseñará un AOID para la separación de cabecera y datos en paquetes de transmisión digital; dicho dispositivo, se fundamenta en el efecto *swing* dependiente de la intensidad experimentado por haces Gaussianos en guías CKG con sustrato no lineal y discontinuidad núcleo/sustrato parabólica. Finalmente, en el artículo (sección P7) *A phase insensitive all-optical router based on nonlinear lenslike planar guides*, se presentará el diseño de un *router* totalmente óptico insensible a la fase, constituido por tres módulos integrados interconectados; esto es, un AOID separador de datos y cabecera (diseñado en la sección P6), un AOID biestable para el procesamiento de la señal de cabecera (análogo a los estudiados en el

capítulo anterior) y un AOID basado en la copropagación no lineal en guías CKG para el direccionado de datos.

5.1. Introducción a la lógica y enrutado totalmente ópticos por AMT

5.1.1. Lógica totalmente óptica por AMT

La implementación de dispositivos lógicos capaces de operar íntegramente en el dominio óptico, constituyen una tarea esencial en lo que respecta al procesamiento totalmente óptico de la información en sistemas de computación óptica. Algunas de las ventajas y/o soluciones que aportan las tecnologías *all-optical*, frente a la computación electrónica, han sido ya introducidas en esta memoria, siendo una de las más relevantes la que concierne a la velocidad de procesamiento. Si bien los dispositivos ópticos no están todavía en condiciones de competir con los niveles de microencapsulación de los componentes electrónicos, las notables diferencias en cuanto a la velocidad de procesamiento, sugieren la consideración de arquitecturas de computación totalmente óptica como una alternativa real a las actuales arquitecturas electrónicas. Como prueba de ello, basta realizar algún cálculo representativo: en la actualidad, un microprocesador INTEL *Pentium* IV posee alrededor de 55 millones de transistores (elementos lógicos); por otra parte, si asumimos una velocidad de procesamiento en el dominio óptico de 1 ns (valor notablemente bondadoso [Si96]), la capacidad de cálculo del mismo número de elementos lógicos en el dominio óptico ascendería nada menos que al orden de las decenas de PHz (10^{16}) frente a las unidades de GHz (10^9) que procesa el citado micro-procesador electrónico. Ciertamente es que el cálculo anterior es excesivamente trivial, y no considera la totalidad de factores que influyen en la respuesta de un conjunto de dispositivos operando en paralelo; no obstante, la magnitud de estas cifras, aún tomadas en consideración con ciertas reservas, ponen de manifiesto cuando menos, el interés que suscita la investigación hacia la frontera totalmente óptica.

El primer AOID lógico en el dominio totalmente óptico fue desarrollado por Lattes *et al* en 1983 [Lat83]. En dicho trabajo, se presentaba un interferómetro Mach-Zehnder no lineal, del tipo de los mostrados en la figura 1.6, capaz de implementar la función lógica XOR. Recordemos que la operación se basaba en la recombinación interferencial de un pulso inyectado en el canal central del interferómetro. En ausencia de señales de control, inyectadas por los canales laterales, el pulso se recombinaba destructivamente debido al diseño asimétrico de los brazos del interferómetro; por otra parte, si una de las señales de control estaba presente, el efecto Kerr inducido en cualquiera de los brazos, ejercerá una compensación en

las fases, proporcionando una señal de salida no nula. De nuevo, bajo la acción de ambas señales de control, el interferómetro vuelve a descompensarse generando un cero en la salida.

Uno de los elementos más llamativos en dicho diseño, fue la incorporación de un cristal electroóptico en una de las ramas para controlar de forma externa (vía campo eléctrico) la descompensación inicial del interferómetro necesaria para la operación XOR. La necesidad de este control pone de manifiesto una de las desventajas más relevantes de este tipo de dispositivos, de tal forma que los errores de fabricación o la gran sensibilidad térmica del interferómetro generan a menudo una degradación intrínseca del fenómeno interferencial o bien debida a efectos de dilatación o bien debida a cambios en el índice de refracción de uno de los brazos respecto del otro.

Una solución a dicho problema surgió con otra estrategia, a su vez interferométrica, esta vez basada en interferómetros no lineales Sagnac o NOLMs (*Non-linear Optical Loop Mirrors*) [Dor88, Jin91]. Dicha propuesta resolvía algunos problemas respecto a la estabilidad termo-mecánica de las puertas lógicas, pero tenía el inconveniente de ser poco manejable debido a la excesiva extensión del anillo de fibra óptica necesaria para que el efecto Kerr fuese significativo. Esta desventaja fue resuelta mediante la incorporación de materiales no lineales (en concreto SOAs) acoplados al anillo de fibra óptica; este nuevo diseño, denominado SLALOM (*Semiconductor Laser Amplifier in a Loop Optical Mirror*)* reducía considerablemente las distancias de propagación [Sok93, Tol00] así como los valores de potencia óptica.

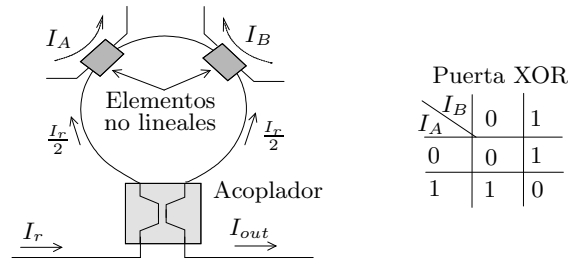


Figure 1: Configuración de un interferómetro Sagnac no lineal (SLALOM) y su disposición para operar como puerta lógica XOR.

Explicaremos brevemente los principios de su funcionamiento como puerta lógica XOR. Los datos procedentes de la señal de entrada I_r , se introducen al anillo

*Por razones históricas, dicho dispositivo es habitualmente denominado bajo el acrónimo de TOAD (*Terahertz Optical Asymmetric Demultiplexer*), no obstante preferimos la anterior denominación por ser más precisa.

mediante un acoplador que divide la señal incorporando las partes resultantes a izquierda y derecha del anillo respectivamente. Tras la propagación, los pulsos se recombinan de nuevo en el acoplador, pudiendo ser reenviados al canal de entrada, o bien al canal de salida I_{out} en función de la diferencia de fase que acumulen a la llegada al acoplador. Por tanto, en ausencia de señales de control $I_{A,B}$, los pulsos adquieren la misma fase en el anillo incorporándose, en sentido opuesto, al canal de entrada. Cuando se introduce alguna de las señales de control, debidamente sincronizada con los pulsos de entrada, el material no lineal (en este caso un SOA) experimenta un cambio en índice refracción (Kerr-inducido), y una de las fracciones del pulso de entrada experimenta un cambio en la fase mientras que la otra fracción, debido a la precisa sincronización de la señal control, no detecta a tiempo dicha variación de índice. Por tanto, esta vez la recombinación en el acoplador es asimétrica y los pulsos se acoplan al canal de salida I_{out} . Finalmente, si ambas señales de control están presentes, se recupera la simetría en las fases de las fracciones del pulso de entrada, recombinándose de nuevo, hacia el canal de entrada.

El SLALOM presenta, desde un punto de vista práctico, serios inconvenientes relacionados con la conectividad y anidamiento; a este respecto, los módulos no lineales acoplados al anillo han de ser insensibles frente a la señal de entrada, ejerciendo su efecto exclusivamente bajo la acción de las señales de control A y B; por tanto, en la medida en que son dichas señales las que se computan, la señal de salida no es consecuente con la intensidad, polarización y frecuencia de la señal de la salida, imposibilitando la capacidad de anidamiento. No obstante, es preciso reseñar, que si bien las funciones lógicas son parte constituyente de la computación óptica, no es la implementación de computadores totalmente ópticos el objetivo único y final de la lógica *all-optical*, por lo menos a corto y medio plazo. En este sentido, la implementación ultrarrápida de dispositivos lógicos también adquiere relevancia en aplicaciones de otra índole como las comunicaciones ópticas, donde la operación lógica XOR se utiliza para la generación ultrarrápida de variables aleatorias en código óptico binario [Lat83].

Otra estrategia en el diseño de puertas lógicas es la basada en la interacción de solitones (revísese texto y figura 1.12 del capítulo 1). En dichos dispositivos la interacción tanto coherente como incoherente de solitones espaciales y/o temporales, se utiliza para la realización de diversas operaciones lógicas. En los trabajos de Blair *et al.* [Bla99, Bla00] se estudia exhaustivamente la implementación de puertas lógicas basadas en la deflexión inducida por el arrastre y colisión de solitones espaciales (figura 2). En estos estudios de interacción no lineal copropagante entre campos autoatrapados y señales ópticas de menor intensidad, los dispositivos se consideran insensibles a la fase en virtud de la polarización cruzada presupuesta

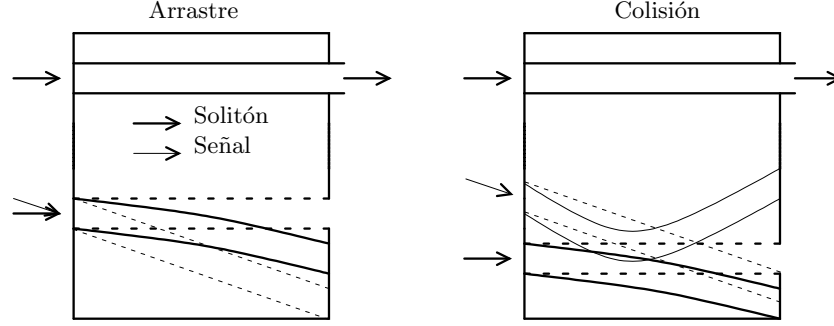


Figure 2: Interacción espacial de solitones aplicada a operaciones de lógica totalmente óptica.

para ambas ondas. De este modo, ambas ondas han de incorporarse a la guía como modos TE y TM para el solitón y señal respectivamente, siendo necesario un sistema previo de análisis y modificación del estado de polarización que dificulta la total integración de los dispositivos.

En la presente memoria se propone una alternativa muy simple y eficaz para la implementación de puertas lógicas basada en la propagación de haces Gaussianos en estructuras integradas CKG (sección P5). En dicho estudio, el diseño de un sistema de multilentes integradas y el AMT a fibras ópticas monomodo permiten la implementación de tres funciones lógicas (AND, OR y XOR) por medio de AOIDs anidables, ultrarrápidos e insensibles a frecuencia y fase.

5.1.2. Enrutado totalmente óptico por AMT

La consecución del procesado y enrutado de la información en el dominio totalmente óptico es uno de los retos más apasionantes en el horizonte del desarrollo de AOIDs funcionales. En protocolos de transmisión, como el TCP/IP, la información se transmite a través de la red mediante paquetes de datos en formato binario. Dichos paquetes constan básicamente de dos partes: carga de datos (*payload*) y cabecera (*header*), transportando esta última, entre otras características[†], información sobre el origen y destino de la carga correspondiente (revítese la figura 1.7).

[†] Actualmente una cabecera TCP/IP consta de 13 campos que indentifican y caracterizan cada paquete de información a saber: versión, longitud de la cabecera, tipo de servicio, longitud total, identificación, marcadores, desplazamiento de fragmento, tiempo de vida, protocolo, redundancia de la cabecera, origen, destino y opciones.

Actualmente, la operación de enrutado se lleva a cabo de forma íntegra en el dominio electrónico. Por tanto, en cada nodo de la red la conversión opto-electrónica de cada paquete, enrutado y subsiguiente conversión electro-óptica, genera una disminución de la velocidad global de transmisión y en consecuencia de la capacidad (ancho de banda) de la red. Por ello, la investigación hacia un enrutado totalmente óptico de la información adquiere una gran relevancia en el contexto de las comunicaciones en general.

No obstante, dada la elevada complejidad del proceso de enrutado, los avances hacia una transmisión y procesado totalmente ópticos son todavía lentos y han de considerarse con la perspectiva adecuada. Muchos son los trabajos que últimamente han tratado la cuestión del enrutado totalmente óptico donde cabe diferenciar dos enfoques o temáticas; por una parte, el estudio de nuevas configuraciones, arquitecturas y protocolos en cuanto al enrutado totalmente óptico compatible con las propiedades inherentes de la transmisión óptica, esto es modulación, multiplexado, amplificación etc; y por otra parte, el estudio de dispositivos ópticos destinados a cumplimentar las diferentes tareas de las que consta el proceso de enrutado, siendo esta última, en la que se engloba el trabajo desarrollado en la presente memoria.

Respecto del estudio de arquitecturas y tecnologías para redes de comunicaciones ópticas, cabe destacar los estudios basados en la arquitectura AOLS (*All-Optical Label Swapping*) [Cha98, Blu00]. Dichos estudios tratan de incorporar al dominio óptico las arquitecturas más actuales en cuanto al enrutado y procesado de la información, como la tecnología MPLS (*Multi-Protocol Label Switching*). A muy grandes rasgos, dicha tecnología se basa en la simplificación del proceso de enrutado mediante la incorporación de *etiquetas* en los paquetes de datos cuyo objeto es el de integrar las etapas de enrutado (*routing*) y direccionado (*forwarding*) de los paquetes en las diferentes subredes y nodos de procesado. De esta forma se trata de optimizar el proceso de comunicación punto-a-punto, añadiéndose factores como la prioridad o congestión, cuyo objeto es la consecución de una mayor eficiencia a la hora de afrontar la creciente demanda de ancho de banda. En el dominio óptico, la estrategia AOLS trata de implementar las funciones de enrutado y direccionado propias de la tecnología MPLS de forma totalmente óptica, considerando para ello, las características propias de las redes de comunicaciones ópticas como el WDM, TDM, amplificación, modulación, *buffering* etc.

De forma simultánea, surge la necesidad de implementar y diseñar los múltiples dispositivos orientados a realizar las tareas que conforma, en su diversas escalas, el complejo proceso de la transmisión de información punto-a-punto. A tal efecto, dispositivos basados en NOLMs, han sido utilizados para la extracción de la cabecera por filtrado en longitud de onda [Par98]. Asimismo, estrategias basadas en redes Bragg de fibra óptica [Lee01] o puertas lógicas XOR [Cla04] han sido

propuestas para la detección y sustitución (*swapping*) de etiquetas en el marco AOLS.

Otro tipo de dispositivos que han sido configurados para operar en sistemas de enrutado, son, de nuevo, aquellos basados en las propiedades e interacción de solitones espaciales. No obstante, cabe subrayar que a menudo se presentan dichos estudios bajo la denominación de *routers* siendo sin embargo en algunos casos, o bien demultiplexores de longitud de onda [Wu04] o bien dispositivos conmutadores (*switchers*) donde la trayectoria del solitón se modifica mediante el uso de señales de control externas [Kip02]. Por tanto, debemos precisar que si bien el proceso global de enrutado consta de varias etapas, debemos denominar como *all-optical router* o celda de enrutado (*cell routing*), al dispositivo capaz de direccionar un paquete óptico de datos a un puerto de salida en virtud, única y exclusivamente, de la información que el propio paquete transporta en forma de cabecera, de tal forma que el valor binario de los bits que conforman la cabecera, indican el puerto de salida al que han de dirigirse los datos. Asimismo, la cabecera ha de conservar la misma modulación que la carga de datos garantizando la consistencia del proceso de enrutado en todos y cada uno de los nodos. En la figura 3 se muestra un diagrama del proceso de enrutado en virtud del valor binario de la cabecera.

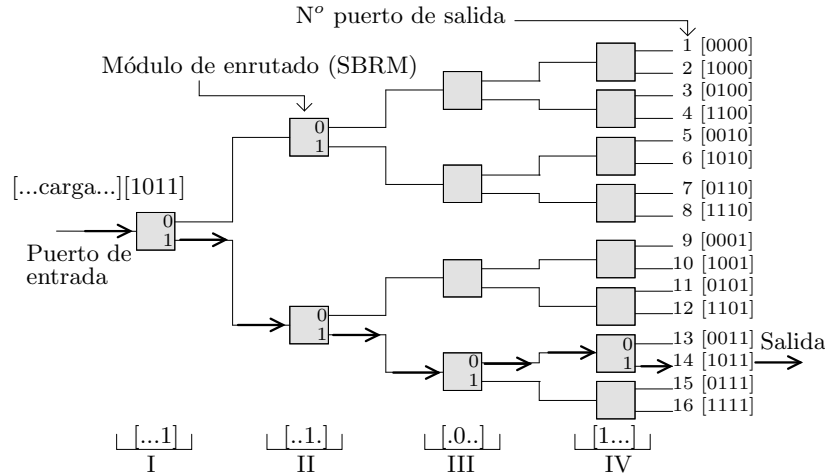


Figure 3: Ilustración esquemática de la operación de una celda de enrutado. Los bits de la cabecera se procesan de forma secuencial en cada etapa de enrutado (I,...,IV), dirigiendo los datos al puerto de salida correspondiente. En este caso N° puerto de salida = $\text{dec}[1011] + 1$.

Según lo ilustrado en el diagrama, en cada etapa de enrutado, cada SBRM (*Single Bit Routing Module*) computa el bit de cabecera correspondiente, enrutando

do, tanto los bits de cabecera restantes como la carga de datos hacia el puerto indicado. Operando de forma secuencial se llega al puerto de salida final teniendo 2^N puertos de salida para N bits de cabecera. En consecuencia, el diseño del SBRM es la pieza clave de un esquema secuencial para el procesamiento de cabeceras de N -bits.

En la presente memoria se propone una nueva estrategia para el diseño de un SBRM, el cual, basado en la propagación en estructuras integradas CKG, opera de forma insensible a frecuencia y fase (revítese sección 1.4.3.4). Como se introdujo en dicha sección, el dispositivo se basa en tres sub-módulos denotados como HE-D (*Header Extraction Device*), OB-D (*Optical Bistable Device*) y DR-D (*Data Routing Device*), los cuales se diseñan íntegramente bajo las estrategias desarrolladas a lo largo de esta memoria. El primero de ellos, tiene como objeto la separación de la cabecera de la carga de datos. Para ello, en la sección P6 se presenta un dispositivo integrado (HE-D), el cual, mediante las propiedades de la monopropagación de haces Gaussianos en estructuras CKG, estudiadas en la sección 3.3.1, opera como un separador de cabecera. De este modo, el diseño específico de una guía plana con sustrato no lineal y discontinuidad núcleo-sustrato parabólica, permite la implementación de un sistema simple y eficaz para el acoplamiento de la cabecera (régimen de autoatrapamiento) a una fibra óptica y el acoplamiento de la carga de datos (baja potencia) a otra fibra óptica. Para ello, es preciso amplificar de forma selectiva los bits que corresponden a la cabecera utilizando un AOID amplificador diferencial como, por ejemplo, el dispositivo estudiado en la sección P1, el cual opera como amplificador diferencial tal y como ilustra la figura 4-(c) perteneciente a dicha sección.

Una vez separados los datos y el bit de la cabecera, este último (si está 1-valuado) provoca un salto en la transmisión de un dispositivo biestable (OB-D), alimentado con una fuente continua, sitúandolo en un estado de alta transmisión de forma permanente. Como es natural, si el bit de entrada es un cero, el biestable se mantendrá en estado de baja transmisión. El OB-D, cuyo diseño específico se presenta en la sección P7, se fundamenta en los principios ya expuestos en el capítulo anterior, con la salvedad de haber utilizado una configuración que optimiza los valores globales de potencia.

La salida del OB-D se utiliza para alimentar un tercer dispositivo (DR-D) cuya tarea es la de enrutar la carga de datos (procedente del HE-D) hacia su fibra óptica correspondiente, en función del estado de transmisión del OB-D, el cual, recordemos, depende del valor del bit de cabecera. Así pues, la carga de datos (baja potencia) y la salida del OB-D (alta potencia para cabecera 1-valuada y baja potencia para cabecera 0-valuada) se introducen conjuntamente en el dispositivo DR-D, el cual se diseña bajo una arquitectura integrada similar al HE-D. Por tanto, la interacción incoherente co-propagante de ambos campos, en conjunto con un

diseño específico de multilentes integradas y guía CKG, posibilita el acoplamiento de los datos a dos fibras ópticas diferentes en función de la existencia de alimentación procedente del OB-D, dependiente a su vez del valor del bit de cabecera. De este modo se implementa, de forma completa, la operación de enrutado propia de un SBRM, la cual constituye la base del proceso de enrutado para cabeceras de N bits como se ilustró en la figura 3.

El diseño de este nuevo dispositivo de enrutado respeta varios de los requerimientos adelantados en la sección 4.1.3 tales como conectividad o capacidad de anidamiento; no obstante, introduciremos y/o extenderemos aspectos específicos del presente capítulo.

Carácter integrado 1D+1 y efecto swing no lineal

La implementación de la configuración propuesta muestra como el diseño de guías CKG es una pieza clave para el funcionamiento del dispositivo. Asimismo, el efecto *swing* dependiente de la intensidad experimentado por un haz Gaussiano permite, mediante un diseño específico de las características de la guía plana, la operación de separación de datos y cabecera de una forma ágil, sencilla e insensible a la fase. Por tanto, es preciso remarcar la importancia del diseño 1D+1 propuestos ya que, es el promedio modal sobre la dirección confinada, la que genera la dependencia transversal de la no linealidad y por tanto el efecto swing no lineal. De este modo, la solución que aquí se propone carece de análogo en estructuras 2D+1.

Coherencia, incoherencia y comunicaciones ópticas

Por otra parte, es preciso destacar una vez más el carácter insensible a frecuencia y fase. Para ello, ha sido necesario un considerable esfuerzo en cuanto al diseño de los componentes integrados que constituyen el dispositivo. Dicho esfuerzo se ilustra de forma notable en el diseño del DR-D, como se verá mas adelante en la sección P7. El porqué de dicho esfuerzo se fundamenta en el hecho de considerar una situación más realista en cuanto a la naturaleza y funcionalidad del dispositivo que se presenta; de este modo, la interacción copropagante de campos de alta y baja intensidad se considera incoherente, hecho que disminuye considerablemente la capacidad de deflexión inducida por el campo intenso sobre el campo de baja intensidad. La consideración de una interacción coherente entre ambos campos hubiese facilitado sobremanera el proceso de diseño, no obstante, dicha consideración entre haces luminosos procedentes de una red de fibra óptica y haces generados en la celda de enrutado, se antoja poco realista debido a las largas distancias de propagación a las que estan sometidos los primeros. Caso distinto es la operación del dispositivo biestable, donde el haz de alimentación es propio de cada celda de enrutado, y por tanto, susceptible de mantener la coherencia necesaria para la

obtención de biestabilidad óptica (recordemos que la inclusión del haz correspondiente a la cabecera se incorpora al OB-D de forma incoherente como suma de potencias).

En conclusión, el diseño de un dispositivo destinado a procesar la señal óptica en un determinado contexto, como por ejemplo el de las comunicaciones ópticas, ha de fundamentarse en efectos físicos compatibles con las posibles alteraciones, que dicho contexto, incorpora sobre las propiedades de la señal óptica a procesar. Por consiguiente, aquellos dispositivos basados en un conocimiento rígido de propiedades como la fase o polarización han de reservarse a operaciones donde las fuentes ópticas sean exclusivas de cada nodo o celda de la red; por otra parte, aquellas operaciones donde se procese un campo óptico procedente de una red de fibra óptica, han de tener en cuenta la incoherencia inducida por las largas distancias de propagación.

Enrutado y WDM

El proceso de multiplexado y demultiplexado en longitud de onda es un mecanismo según el cual se consigue ampliar la capacidad de ancho de banda de las líneas de transmisión óptica, por tanto, cada operación sobre una paquete de datos óptico, sea ésta de cualquier índole, ha de realizarse previo demultiplexado de la señal; de este modo, la implementación de un *router* insensible a pequeños cambios en la longitud de onda (propios de señales multiplexadas), contrarresta la dificultad de operar, por ejemplo de forma interferométrica, con canales de varias longitudes de onda, cada una los cuales, requeriría de un dispositivo específico de enrutado.

Finalmente, y en virtud de las contribuciones y resultados presentados hasta ahora, conviene destacar la gran potencialidad de la propagación no lineal en guías CKG para el diseño de dispositivos destinados a operar en un amplio rango de aplicaciones. De hecho, y al margen de los dispositivos ya expuestos para biestabilidad óptica así como los dispositivos que se presentarán a continuación para lógica y enrutado, conviene hacer hincapié en las múltiples y diversas alternativas que presentan los regímenes de propagación estudiados en el capítulo 3 para el diseño de AOIDS destinados a realizar operaciones de diversa índole. Como prueba de ello y a modo de perspectiva de futuro, regímenes de copropagación de campos no lineales mutuamente incoherentes como el mostrado en la figura 3.17-(c), serían de gran aplicación en tecnologías actuales de comunicaciones ópticas como las ya comentadas redes AOLS (*All-optical Label Swapping Networks*) [Blu00] donde se incorporan, a los paquetes de datos, etiquetas ópticas cuya longitud de onda *transporta* información para el enrutado del paquete. En la figura 4 se muestra como el efecto de colisión incoherente y la reconfiguración de las trayectorias de los campos copropagantes proporcionaría un mecanismo muy sencillo y ultrarrápido de intercambio de etiquetas (*label swapping*) de diferentes longitudes de onda.

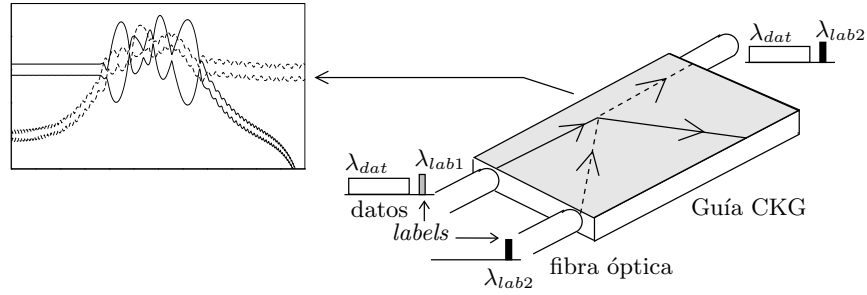


Figure 4: *All-optical swapper* o dispositivo para el intercambio de etiquetas ópticas en tecnologías AOLS.

A continuación, se presentan los trabajos de investigación donde se explicita pormenorizadamente el diseño y funcionamiento de los dispositivos introducidos en la presente sección.

oOo

P5. All-optical integrated logic gates based on intensity-dependent transverse modal coupling



Optical and Quantum Electronics 35: 1221–1244, 2003.
© 2003 Kluwer Academic Publishers. Printed in the Netherlands.

1221

All-optical integrated logic gates based on intensity-dependent transverse modal coupling

EDUARDO F. MATEO* AND JESÚS LIÑARES

Área de Óptica, Dpto. de Física Aplicada, Faculdade de Física e E.U. de Óptica, Universidade de Santiago de Compostela, E-15782 Santiago de Compostela, Galicia, Spain
(*author for correspondence: E-mail: faoptedu@usc.es)

Received 21 April 2003; accepted 23 September 2003

Abstract. We present a study of the spatial propagation of light in a third order planar step-index waveguide with a transverse parabolic width film. By using the Lagrangian formalism, the width and phase evolution of a Gaussian beam has been completely described showing both the refractive contributions of the lens-like waveguiding geometry and self-focusing nonlinearity. As a result of this study, we have proposed the design of a new kind of integrated all-optical devices which, by means of the spatial beam power modulation and its influence on the transverse modal coupling can operate as phase-insensitive AND, OR and XOR logic gates.

Key words: all-optical logic devices, nonlinear integrated optics, variational propagation

1. Introduction

One of the fundamental goals in modern nonlinear optics is the development of fast, small and compact all-optical devices in which the light signal processing can be optically controlled (Gibbs 1985). In this sense, integrated optics plays an important role in order to implement robust, efficient and fiber-compatible optical devices specially designed for photonics networks. On the other hand, recent years have shown increased interest in the study of third order nonlinear materials which provide powerful physical properties in order to advance in the design and development of functional all-optical devices. By connecting these two emerging researching areas, it arises the study of third order integrated devices (Stegeman *et al.* 1988; Assanto 1990). As a particular case of this study, investigations about phase-insensitive devices, in which the light processing is made by the nonlinear modulation of the amplitude profile, are a fundamental step in the design of robust and large-scale all-optical devices.

In this work, we present a complete study of the Gaussian beam propagation in a waveguiding nonlinear structure in which, a nonlinear film with a transverse parabolic width, provides an amplitude and phase modulation as a

All-optical integrated logic gates based on intensity-dependent transverse modal coupling

E. F. Mateo and J. Liñares

*Area de Óptica. Dpto. de Física Aplicada. Facultade de Física e E.U. de Óptica.
Universidade de Santiago de Compostela, E-15706 Santiago de Compostela.
Spain.*

Journal: Opt. Quantum Electron., Vol. 35, pp. 1221-1244, (2003).

Received: 21 April 2003, in final form 23 September 2003

Published: November 2003

Journal ISSN: 0306-8919 (Print); 1572-817X (Online).

Abstract

We present a study of the spatial propagation of light in a third order planar step-index waveguide with a transverse parabolic width film. By using the Lagrangian formalism, the width and phase evolution of a Gaussian beam has been completely described showing both the refractive contributions of the lens-like waveguiding geometry and self-focusing nonlinearity. As a result of this study, we have proposed the design of a new kind of integrated all-optical devices which, by means of the spatial beam power modulation and its influence on the transverse modal coupling can operate as phase-insensitive AND, OR and XOR logic gates.

Keywords: All-optical logic devices, nonlinear integrated optics, variational propagation.

P5.1. *Introduction.*

One of the fundamental goals in modern nonlinear optics is the development of fast, small and compact all-optical devices in which the light signal processing can be optically controlled [Gib85]. In this sense, integrated optics plays an important role in order to implement robust, efficient and fiber-compatible optical devices specially designed for photonics networks. On the other hand, recent years have shown increased interest in the study of third order nonlinear materials which provide powerful physical properties in order to advance in the design and development of functional all-optical devices. By connecting these two emerging researching areas, it arises the study of third order integrated devices [Ste88, Ass90]. As a particular case of this study, investigations about phase-insensitive devices, in which the light processing is made by the nonlinear modulation of the amplitude profile, are a fundamental step in the design of robust and large-scale all-optical devices.

In this work, we present a complete study of the Gaussian beam propagation in a waveguiding nonlinear structure in which, a nonlinear film with a transverse parabolic width, provides an amplitude and phase modulation as a function of the optical intensity. We must indicate that the transverse variation of the film width gives a local mode amplitude distribution which allows to achieve an effective graded index lens immersed in a nonlinear planar medium which in turn presents an effective transverse dependence of the Kerr coefficient. As it will be shown, the combination of the linear and nonlinear effects in this waveguiding structure, provides the required flexibility in the design of devices which depend on the intensity amplitude modulation of the optical field. On the other hand, although different profiles for the film width are possible, the parabolic profile represents the first approximation of curved- shaped profiles in the low curvature limit, which is consistent with the paraxial assumption used in the propagation calculus; likewise, a parabolic surface present advantages respect to other fabrication alternatives, like for instance, transverse gradient index distribution achieved by ion diffusion or similar integrated techniques, which in turn, from a technologic point of view present more difficulties of development.

The Lagrangian study of the Gaussian beam propagation yields novel equations for the Gaussian variational parameters, that is, beam width, curvature radius and longitudinal phase; next, by using the Carlson's formalism for solving elliptic integrals, the dependence of the Gaussian parameters on the power and distance can be evaluated, which provides solutions to be used in the design of devices where amplitude and/or phase Gaussian expressions must be applied in order to calculate power modulations for all-optical functions [Mat02a].

These solutions show the effect of the transverse parabolic width distribution of the nonlinear material in the waveguide, where the refractive effect of the parabolic step-index profile and the third order contributions, induce an oscillatory behaviour in the beam width; the both amplitude and period of oscillations depend on the optical intensity and the parabolic width distribution of the beam. Some transverse effects on the nonlinear propagation have been theoretically studied earlier in 1+1D structures (usually only related to soliton-based optical devices)[Gar97]; in our case, we present the specific design of the effective index profile of a nonlinear planar waveguide with variable width, in such a way that by means of the modal calculus, the transverse effects which modulate the nonlinear propagation of the Gaussian beam are obtained; therefore, this study gives a complete description of the optical field, from the linear modal amplitude to the nonlinear envelope, showing the close interconnection between them. From a designing point of view, this study contributes to develop all-optical fiber-compatible integrated devices.

One of most interesting tasks in the scope of all-optical functional devices is the design of logic devices for all-optical computing [Kar92]. In this sense, multiple alternatives for implementing logic gates have been proposed such as those based on interferometric configurations [Bis01], soliton interactions [Bla94], dissipative effects [Hen01] and so on. Although these configurations, and many others, are capable of implementing all-optical switching and logic operations, some aspects such as logical completeness, cascability, phase-insensitivity, compatibility with signal channels, velocity, power requirements and so on, are often not taken into account; nevertheless, these properties are fundamental requirements to reach realistic advances, fundamentally towards an *opto-electronic-all-optical* transition, in digital light processing and/or photonic networking. In this work, we propose the design of an integrated, fiber compatible optical device, which by means of the nonlinear amplitude modulation mentioned above and a transverse modal coupling effect, can operate as an AND, OR and XOR logic gate. These integrated configurations are designed in order to keep invariant the signal encoding of the input and output signals, which is necessary when multiple devices must be cascaded for logic completeness or complex logic arithmetic; likewise, the fiber compatibility allows the necessary connectivity for large interconnected configurations and the phase-insensitivity makes sure the robustness of the device when mechanical and/or thermal instabilities are present.

P5.2. *Model and basic equations.*

Let us consider a planar step-index waveguide constituted by a curved glass substrate of refractive index n_s^2 characterized, as we introduced above, by a parabolic surface described by the function $f(x) = x^2/l^2$ and a Kerr nonlinear film

width, of maximum thickness t_0 , whose refractive index is given by $n_f^2 + 3\chi_{\text{Re}}^{(3)}\mathcal{E}^2$, where $\chi_{\text{Re}}^{(3)}$ is the real part of the third order nonlinear optical susceptibility and $\mathcal{E}$ is the module of the field amplitude; finally, n_c^2 is the cladding index. A sketch of the waveguide is shown in Fig. 1. Thus, the refractive index profile of the planar

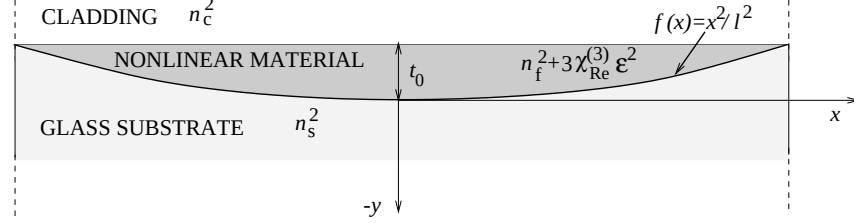


Figure 1: Geometry of the step-index waveguide.

waveguide is given by the expression: $n^2(x, y) = n_l^2(x, y) + 3\chi_{\text{Re}}^{(3)}(x, y)\mathcal{E}^2$, where

$$n_l^2(x, y) = \begin{cases} n_s^2 & -\infty < y < f(x) \\ n_f^2 & f(x) \leq y \leq t_0 \\ n_c^2 & t_0 < y < \infty, \end{cases} \quad (1)$$

and

$$\chi_{\text{Re}}^{(3)}(x, y) = \begin{cases} \chi_{\text{Re}}^{(3)} & f(x) \leq y \leq t_0 \\ 0 & \text{elsewhere.} \end{cases} \quad (2)$$

The real vector amplitude of the total optical field $\vec{\mathcal{E}}$ satisfies the following scalar equation:

$$\nabla^2 \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\epsilon_0 n_l^2(x, y) + 3\epsilon_0 \chi_{\text{Re}}^{(3)}(x, y) \mathcal{E}^2 \right] \vec{\mathcal{E}}. \quad (3)$$

Now, let us consider a quasi-monochromatic TE wave of central frequency ω_0 and propagation constant β_0 ; next, by following closely the well known effective index method (EIM), we can write the total field as follows,

$$\mathcal{E}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \varphi(x, y) \psi(x, z) \exp(-i\omega_0 t) \exp(i\beta_0 z) + cc. \quad (4)$$

where $\varphi(x, y)$ represents the TE local mode. By substituting Eq. (4) into Eq. (3) and by taking into account the physical EIM assumptions of slowly transverse

variation along the x -direction of the local mode $\varphi(x, y)$ [Chi94] we obtain, after averaging over the y -direction, by taking into account both the weakly nonlinear assumption along the y -direction [Sam93, Boa97] and the slowly varying envelope approximation, the following equations for the modal amplitude $\varphi(x, y)$ and the nonlinear envelope $\psi(x, z)$,

$$\frac{\partial^2 \varphi(x, y)}{\partial y^2} + k^2 n_l^2(x, y) \varphi(x, y) = \beta^2(x) \varphi(x, y), \quad (5)$$

$$2i\beta_0 \frac{\partial \psi(x, z)}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi(x, z)}{\partial x^2} + (\beta^2(x) - \beta_0^2) \psi(x, z) + k^2 \tilde{n}_k(x) |\psi(x, z)|^2 \psi(x, z) = 0, \quad (6)$$

where $k = \omega_0/c$, and $\tilde{n}_k(x)$ is an averaged nonlinear Kerr coefficient given by:

$$\tilde{n}_k(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} 3\chi_{\text{Re}}^{(3)}(x, y) \varphi^4(x, y) dy / \int_{-\infty}^{+\infty} 4\varphi^2(x, y) dy. \quad (7)$$

P5.3. *Modal solution. Perturbative analysis.*

In this section, we will determine the modal amplitude $\varphi(x, y)$, the local propagation constant $\beta(x)$ and the local averaged nonlinear coefficient $\tilde{n}_k(x)$. First of all, let us assume that the film-substrate interface has a slow x -dependency; under this assumption, we can develop a perturbative analysis of the modal field, that is, the linear refractive index profile $n_l^2(x, y)$ (given by Eq. (1)), can be separated as: $n_l^2(x, y) = n_0^2(y) + \Delta n^2(x, y)$. This procedure, permits to approach the amplitude $\varphi(x, y)$ to a x -independent modal amplitude $\varphi_0(y)$, which is the solution of the unperturbed step-index (STIN) waveguide of index profile $n_0^2(y)$. By using the perturbative technique [Tam90], the propagation constant perturbation is given by

$$\Delta \beta^2(x) = k^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta n^2(x, y) \varphi_0^2(y) dy, \quad (8)$$

where $\Delta n^2(x, y)$ is the index perturbation which is given by the following expression (see Fig. 1):

$$\Delta n^2(x, y) = \begin{cases} n_s^2 - n_f^2 & 0 \leq y \leq f(x) \\ 0 & \text{elsewhere.} \end{cases} \quad (9)$$

The modal amplitude $\varphi_0(y)$ is given by the well known three layer waveguide solution [Hun91], that is,

$$\varphi_0(y) = C \begin{cases} [\cos(ht_0) + \frac{q}{h} \sin(ht_0)] \exp(py) & -\infty < y \leq 0 \\ \cos[h(y - t_0)] - \frac{q}{h} \sin[h(y - t_0)] & 0 \leq y \leq t_0 \\ \exp[-q(y - t_0)] & t_0 \leq y < \infty, \end{cases} \quad (10)$$

with $q = (\beta_0^2 - k^2 n_c^2)^{1/2}$, $h = (k^2 n_f^2 - \beta_0^2)^{1/2}$ and $p = (\beta_0^2 - k^2 n_s^2)^{1/2}$; β_0 is the unperturbed propagation constant given by the following dispersion equation:

$$\tan(ht_0) = \frac{p + q}{h(1 - pq/h^2)}, \quad (11)$$

finally, C is a normalization constant which makes sure $\int \varphi_0^2(y) dy = 1$ and it takes the value

$$C = \left[\frac{2h^2}{(t_0 + 1/q + 1/p)(h^2 + q^2)} \right]^{1/2}. \quad (12)$$

Now, from Eq. (8), the perturbed propagation constant is given by

$$\beta^2(x) = \beta_0^2 + k^2 \int_0^{f(x)} (n_s^2 - n_f^2) \varphi_0^2(y) dy. \quad (13)$$

Moreover, the averaged nonlinear coefficient given by Eq. (7) can be rewritten, by taking into account Eq. (2), as

$$\tilde{n}_k(x) = \frac{3}{4} \chi_{Re}^{(3)} \int_{f(x)}^{t_0} \varphi_0^4(y) dy. \quad (14)$$

Since we have assumed that $f(x)$ has a slow variation along the x -direction, the above integrals can be approached to the expressions

$$\beta^2(x) \simeq \beta_0^2 - k^2(n_f^2 - n_s^2) \varphi_0^2(0) f(x), \quad (15)$$

and

$$\tilde{n}_k(x) = \frac{3}{4} \chi_{Re}^{(3)} \left[\int_0^{t_0} \varphi_0^4(y) dy - \varphi_0^4(0) f(x) \right], \quad (16)$$

where the condition $l \gg x$ must be fulfilled in order to make sure the perturbative assumption in the propagation constant and the nonlinear coefficient. By substituting $f(x) = x^2/l^2$ into Eqs. (15) and (16) we obtain the following expressions for the propagation constant and the nonlinear coefficient:

$$\beta^2(x) \simeq \beta_0^2 - G^2 x^2, \quad (17)$$

$$\tilde{n}_k(x) \simeq \tilde{n}_{k0}(1 - \gamma^2 x^2), \quad (18)$$

where G , $\tilde{n}_0$ and γ are given by:

$$\begin{aligned} G^2 &= k^2(n_f^2 - n_s^2)\varphi_0^2(0)\frac{1}{l^2}, \quad \tilde{n}_{k0} = \frac{3}{4}\chi_{Re}^{(3)}\int_0^{t_0}\varphi_0^4(y)dy, \\ \gamma^2 &= \frac{1}{l^2}\frac{\varphi_0^4(0)}{\int_0^{t_0}\varphi_0^4(y)dy}. \end{aligned} \quad (19)$$

Let us consider, for our simulation proposals, that the waveguide film is formed by the nonlinear conjugated copolymer (PCT) [Zha01a] which has an off-resonance third order susceptibility $\chi_{Re}^{(3)} = 8,6 \times 10^{-10}$ e.s.u and an index value $n_f = 1,600$ at $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$; the substrate, will be considered as a high index glass with $n_s = 1,585$ and the cladding will be taken as air $n_c = 1,000$; the maximum film thickness is $t_0 = 2,0 \mu\text{m}$. With these parameters we calculate the single-mode amplitude from Eq. (10), by solving the dispersion equation (11); the result is shown in Fig. 2 where the value for the effective index is $N = \beta_0/k = 1,5904$; finally, by taking $l = 1200,0 \mu\text{m}^{-1/2}$ we obtain the following values for the parameters given by Eqs. (17) and (18), $G^2 = 7,073 \times 10^{-7} \mu\text{m}^{-4}$, $\gamma^2 = 7,327 \times 10^{-7} \mu\text{m}^{-2}$ and $\tilde{n}_{k0} = 1,533 \times 10^{-12}$ (e.s.u) μm^{-1} .

P5.4. *Variational approach to the nonlinear propagation.*

Now, let us obtain a variational solution for the nonlinear envelope; by introducing the equations (17) and (18) into equation (6), we obtain:

$$2i\beta_0\frac{\partial\psi}{\partial z} + \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} - G^2x^2\psi + k^2\tilde{n}_{k0}(1 - \gamma^2x^2)|\psi|^2\psi = 0. \quad (20)$$

In the variational approach [Wit74], we can reformulate equation (20) as a variational problem with the corresponding Lagrangian density given by:

$$\begin{aligned} L(x, z) &= i\beta_0\left(\psi^*\frac{\partial\psi}{\partial z} - \psi\frac{\partial\psi^*}{\partial z}\right) + \left|\frac{\partial\psi}{\partial x}\right|^2 + G^2x^2|\psi|^2 \\ &\quad - \frac{1}{2}k^2\tilde{n}_{k0}(1 - \gamma^2x^2)|\psi|^4. \end{aligned} \quad (21)$$

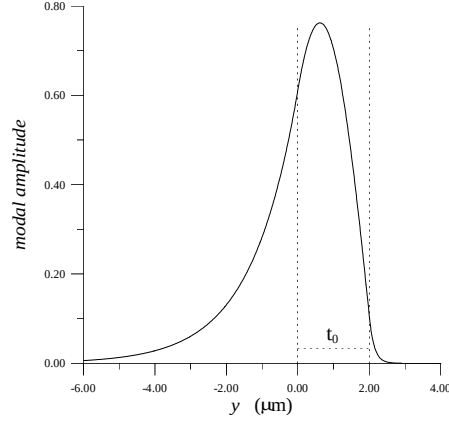


Figure 2: Modal amplitude for the PCT-GLASS planar guide.

By following the Ritz optimization procedure [And83] let us choose a multiparametric trial function in order to solve Eq. (20). Since in planar integrated optics the usual beams come from a single-mode optical fiber, where the modal amplitude is often approximated by a Gaussian function, we will take as trial function the following parametrized Gaussian function

$$\psi(x, z) = \psi_0(z) \exp \left[-\frac{x^2}{a^2 w^2(z)} \right] \exp [i\beta_0 \rho(z) x^2], \quad (22)$$

with four z -dependent parameters: the complex conjugate maximum amplitudes $\psi_0(z)$, $\psi_0^*(z)$; the normalized spatial beam width $w(z)$ and the inverse curvature radius $\rho(z)$; a is the initial beam width, therefore $w(z=0) = 1$. By introducing the trial function Eq. (22) into the Lagrangian density Eq. (21), the parameters evolution equations are given by the Euler equations, that is, by varying the averaged Lagrangian density

$$\langle L \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} L(x, z) dx, \quad (23)$$

with respect to the parameters of the trial function, it is obtained

$$\left(\frac{\partial \langle L \rangle}{\partial \dot{\pi}_i} \right) - \frac{\partial \langle L \rangle}{\partial \pi_i} = 0, \quad (24)$$

where π_i are the variational parameters and $\dot{\pi}_i$ its derivatives respect to z . By algebraic manipulating of the Euler equations, (in ref.[And83] are shown the steps

of the calculus), it is obtained the following expression for the conservation of energy,

$$\frac{\partial}{\partial z}(|\psi_0|^2 w) = 0, \quad (25)$$

which yields the following expression for the complex amplitude

$$\psi_0(z) = \frac{E_0}{w^{1/2}(z)} \exp[i\phi(z)], \quad (26)$$

where E_0 is the maximum field amplitude and $\phi(z)$ is a longitudinal phase. Finally, by introducing the following parameters

$$\tau = \frac{2}{\beta_0 a^2} z, \quad p = \frac{1}{2\sqrt{2}} k^2 \tilde{n}_{k0} E_0^2 a^2, \quad g = \frac{1}{4} G^2 a^4, \quad q = \frac{1}{8} \gamma^2 a^2, \quad (27)$$

the corresponding evolution equations for the Gaussian parameters ρ , ϕ and w are obtained:

$$\rho = \frac{1}{\beta_0 a^2} \frac{1}{w} \frac{dw}{d\tau}, \quad (28)$$

$$\frac{d\phi}{d\tau} - \frac{1}{w^2} - \frac{1}{2} p \frac{1}{w} \left(\frac{5}{4} + \frac{3}{2} q w^2 \right) = 0, \quad (29)$$

$$\frac{d^2 w}{d\tau^2} - \frac{1}{w^3} + g w + \frac{1}{2} p \frac{1}{w^2} (1 + q w^2) = 0. \quad (30)$$

The parameter g represents the gradient index effect of the parabolic width distribution of the linear film and analogously, q represents the parabolic distribution of the Kerr nonlinearity in the film. Moreover, p is a parameter proportional to the square of the initial beam width along the x -direction, therefore as this parameter determines the self-focusing strength, we clearly see that if the modal amplitude width has a sufficiently lower value than a , the corresponding nonlinear parameter for the modal amplitude will make negligible the Kerr contribution in the y -direction. Finally, τ is the normalized distance with respect to the characteristic length for diffraction.

P5.5. *Solutions of the propagation equations*

Now, we will solve Eqs.(26) by starting from the equation for the beam width, which is the uncoupled equation. By integrating Eq. (30) is obtained

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dw}{d\tau} \right)^2 + V(w) = 0, \quad (31)$$

where we have defined $V(w)$ as

$$V(w) = \frac{1}{2} \frac{1}{w^2} [1 + gw^4 - pw(1 - qw^2) + Cw^2], \quad (32)$$

where C is an integration constant. By considering that the beam has an initial plane curvature, that is, $dw(\tau = 0)/d\tau = 0$ and $w(\tau = 0) = 1$, the constant C takes the value $C = p(1 - q) - g - 1$. Now, since the curvature radius has been defined as a real parameter, we can conclude, from Eqs. (28) and (32), that the allowed values for the Gaussian width w are those which make $V(w)$ take negative values; on the other hand, from equation (26) it is clear that w must take positive values. Therefore, the polynomial given by Eq. (32) must take negative values between two real positive roots: $w = 1$ and $w = w_r$.

In order to describe qualitatively the Gaussian width behaviour let us calculate and represent graphically the positive root w_r as a function of the intensity parameter p . For that, let us assume an initial waist $a = 6,0\mu\text{m}$, which is approximately four times larger than the half width of the modal amplitude (see Fig. 2) and much smaller than the value of parameter l in such a way that the perturbative analysis is valid; therefore, by taking into account the calculated values of G and γ we obtain, from Eqs. (27), the following values for g and q : $g = 2,291 \times 10^{-4}$ and $q = 3,297 \times 10^{-6}$. In Fig. 3 is shown the dependency of w_r as a function of p . First,

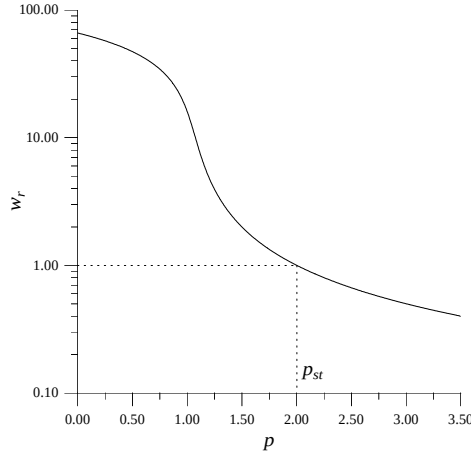


Figure 3: Representation of the real root w_r as a function of the intensity parameter p (logarithm scale).

it is shown that in the linear regime ($p \sim 0$) the beam width presents an oscillatory

behaviour between its initial value $w = 1$ and a maximum value $w_r > 1$ which are the allowed values for w as it was deduced above. As the power is increased, the effect of the parabolic film due the Kerr self-focusing effect increases, which reduces the values of w_r until a critical value $w_r = 1$, for $p = p_{st}$, where a self-trapping behaviour is achieved, that is $w(\tau) = 1 \forall \tau$. The value of p_{st} can be determined in an analytical form by making extremal the value of the polynomial $V(w)$ at $w = w_r = 1$ when both of the roots coincide and a self-trapping propagation is achieved [And83]; the value obtained is $p_{st} = (2 - 2g)/(1 + q) = 1,999$. Finally, for $p > p_{st}$, the beam starts a self-focusing oscillatory behaviour where w_r takes values less than unity and therefore the beam presents an initial compression.

Now let us solve equation (30) in order to show quantitatively the commented behaviour for the beam width. From Eqs. (31) and (32) the following inverse solution is obtained

$$\int_{\tau_0}^{\tau} d\tau = \kappa \int_{w(\tau_0)}^{w(\tau)} \frac{wdw}{[-gw^4 - Cw^2 + pw(1 - qw^2) - 1]^{1/2}}, \quad (33)$$

where κ can take the values ± 1 according to the sign of the curvature radius. The steps for the calculation of the solution $w(\tau)$ are given in Appendix P5.7. In Fig. 4 it is shown the plots of the Gaussian width as a function of the normalized distance; the commented oscillatory behaviour for positive Kerr media is obtained.

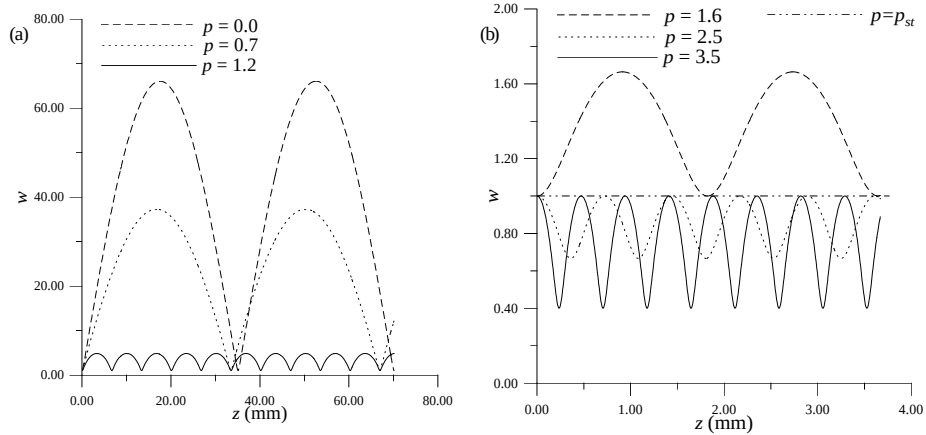


Figure 4: Gaussian width as a function of distance. (a) Low power regimes. (b) High power regimes.

In Fig. 4 can be observed the strong variation of the Gaussian beam oscillations respect to p which confirms the powerful utility of this waveguiding configuration

for frequency insensitive all-optical processing when nonlinear amplitude modulation is used.

The longitudinal phase given by Eq.(29) can be evaluated by numerical integration by using the calculation of $w(\tau)$; that is

$$\phi(\tau) - \phi(\tau_0) = \int_{\tau_0}^{\tau} \left[\frac{1}{w^2(\tau)} + \frac{1}{2}p \frac{1}{w(\tau)} \left(\frac{5}{4} + \frac{3}{2}qw^2(\tau) \right) \right] d\tau. \quad (34)$$

The result for the phase is shown in Fig. 5 for several values of the power parameter p .

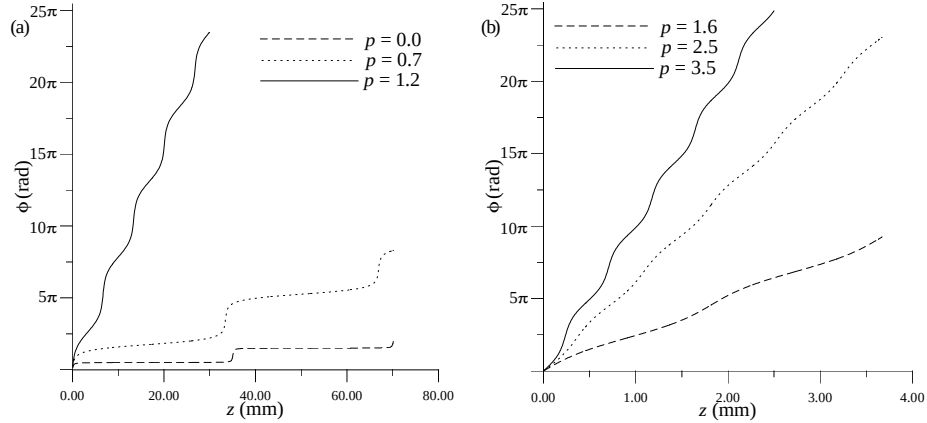


Figure 5: Longitudinal phase as a function of distance. (a) Low power regimes. (b) High power regimes.

Now, in order to evaluate the optical power requirements of the nonlinear Gaussian propagation, we will calculate the power value for the self-trapping regime. Let us consider the optical power of the Gaussian beams *transported* by the total field given by Eq. (4), that is,

$$P = \frac{1}{2} \frac{\beta_0}{\omega \mu_0} \int \int |\psi \varphi|^2 dx dy, \quad (35)$$

therefore, by inserting Eq. (22) into Eq. (35) and taking into account that the self-trapping amplitude (E_{0st}) is determined by $p_{st} = k_0^2 \tilde{n}_2 E_{0st}^2 a^2 / 2\sqrt{2}$, the corresponding power is given by the following expression:

$$P_{st} = \frac{\sqrt{\pi} N p_{st} \epsilon_0 c}{k^2 \tilde{n}_{k0} a}, \quad (36)$$

finally, by taking into account the value of the p_{st} , and by substituting the value of $\tilde{n}_{k0}$ (previously transformed into electric field units [Zha01a]) a power value of $P_{st} = 1,90$ W is obtained which can be easily achieved by means of pulses of relatively large temporal width.

P5.6. *All-optical logic gates by intensity-dependent transverse modal coupling.*

The propagation characteristics of a Gaussian beam shown in the previous section, can be an useful tool in the design of phase-insensitive all-optical devices based on nonlinear amplitude modulation. We propose, as a particular application, the design of logic gates based on the power-induced changes on the field amplitude.

This amplitude modulation, can be transformed in useful power transmission systems by means of the transverse modal coupling efficiency between the nonlinear envelope and the modal amplitude of an output optical fiber. First of all, let us introduce the sketch of the integrated device (see figure (6)).

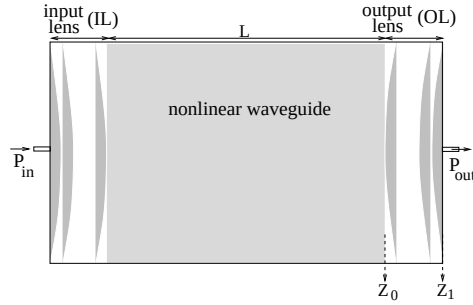


Figure 6: Sketch of the integrated device based on intensity-dependent transverse modal coupling.

An input optical fiber is coupled to the nonlinear waveguide (see Fig. 1) by means of a input lens (IL), formed by integrated waveguiding lenses, which can be implemented in a waveguiding structure fabricated in glass by ion exchange [Pri95]; at the end, an output fiber catches the light transmitted by an output lens (OL). The IL transforms the symmetric fiber mode into an elliptic field in order to preserve the modal amplitude free of nonlinear effects; on the other hand, the OL is designed, as it will be shown later, in order to achieve the optimal modal coupling into the output fiber according to the input powers corresponding to the digital binary values that will be computed in each logic gate.

Intensity-dependent transverse modal coupling and multilens design.

Let us start by the calculus of the transverse modal coupling efficiency between the nonlinear envelope focused by the OL and the modal amplitude of the output optical fiber.

Let us introduce the normalized quasi-plane ($\rho(z) \ll$) field amplitudes in the x -direction at the Z_0 ($\psi_0(x_0)$) and Z_2 ($\psi_2(x_2)$) planes, (see Figs. 6 and 7), which are given by the following expression:

$$\psi_{0,2}(x_{0,2}) = \frac{2^{1/4}}{(\pi a^2 w_{0,2}^2)^{1/4}} \exp\left(-\frac{x_{0,2}^2}{a^2 w_{0,2}^2}\right), \quad (37)$$

therefore, assuming a Gaussian amplitude for the fiber mode at the plane Z_2 given by

$$\psi_f(x_2) = \frac{2^{1/4}}{(\pi w_f^2)^{1/4}} \exp\left(-\frac{x_2^2}{w_f^2}\right), \quad (38)$$

the transverse coupling efficiency can be determined at Z_2 by the following expression:

$$\eta = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \psi_2(x_2) \psi_f(x_2) dx_2 \right|^2 = \frac{2aw_2w_f}{a^2w_2^2 + w_f^2}, \quad (39)$$

note that the modal amplitude in the y -direction has been not taken into account in expression (39), because of the invariance of the modal amplitude in the whole structure; it can be demonstrated that modal coupling efficiencies close to unity between gradient-index GRIN (multilens) and STIN (nonlinear) waveguides can be achieved [Mat02b].

The design of the integrated multilens is based on two modules, performing, each one of them, an Exact Fourier Transform (EFT) of the input beam which finally yields, at the end of both modules, the image of the input beam. The configuration of the multilens and the design parameters are shown in Fig.(7)

Let us define each EFT-lens j , with $j = 1, 2$; as a planar integrated multilens composed by m_j plane-convex lenses of thickness t_j and aperture A_j separated a distance l_j with effective indexes N_i and N_o inside and outside of each lens. It can be demonstrated, the explicit calculus is shown in reference [Liñ00a], that each module produces, at Z_j -planes, an Exact Fourier Transform of the Gaussian beam at Z_{j-1} -planes if the following conditions are fulfilled,

$$N_o t_j = N_i l_j, \quad m_j \cos^{-1} \left(1 - \frac{t_j}{N_i f_j} \right) = \frac{\pi}{2}, \quad (40)$$

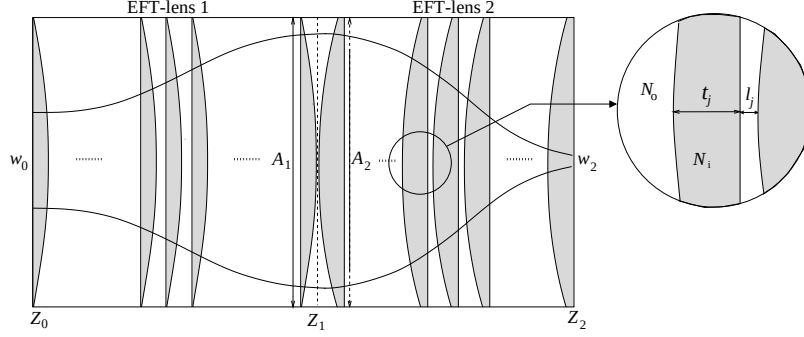


Figure 7: Multilens configuration

where f_j are the focal lengths of each plane-convex lens, that is:

$$f_j = \frac{N_o}{N_i - N_o} \frac{1}{t_j} [t_j^2 + (A_j/2)^2]. \quad (41)$$

Now, by defining the beam radius at the planes Z_j as aw_j , the following expressions for the widths are obtained

$$aw_j = \frac{1}{kaw_{j-1}} B_j, \quad B_j = \left[\frac{2t_j f_j}{N_i} - \frac{t_j^2}{N_o^2} \right], \quad (42)$$

moreover, by combining the expressions (42) we can obtain the image beam radius at Z_2 as:

$$aw_2 = aw_0 \frac{B_2}{B_1}. \quad (43)$$

Finally, by defining the image magnification as $M = B_2/B_1$, Eq. (39) is transformed into

$$\eta(w_0) = \frac{2Maw_0w_f}{M^2a^2w_0^2 + w_f^2}, \quad (44)$$

where w_0 is the normalized width at the plane Z_0 which depends on the optical power and the nonlinear region distance, $w_0(P_{in}, L)$.

Before designing specifically each logic device, let us make a brief description of the operation mechanism. First, we must study the analogic power transmission $P_{in} - P_{out}$, where $P_{out} = \eta(w_0)P_{in}$, of the proposed device (see figure 6). As we

have noted above, the transverse coupling efficiency depends on the amplitude of the nonlinear envelope at the plane Z_0 , which is a function of the input power value P_{in} and the nonlinear region distance L . Therefore, the propagation characteristics of the Gaussian beam, studied in previous sections, combined with the output lens beam transformation, generate a family of curves $P_{in} - P_{out}$ which, by means of a convenient election of the parameters involved in the design of the device, can implement multiple logic operations with the same device architecture. Now, let us consider a pulse code modulated (PCM) optical signal transmitted by a binary pulse format, where two channels are coupled to the logic gates by means of a common optical fiber. We assume that the 1-bit pulse transports an optical power of $P[1]$, and the 0-bit is represented by the absence of light ($P[0] = 0$); thus, by representing as [bit A-bit B] the input logic values of the channel A and the channel B respectively, we define the power of the logic input [0-1] or [1-0] as $P[0-1,1-0] = P[1]$ and the power of the logic input [1-1] as $P[1-1] = 2P[1]$. In the figure 8 are shown the shaping requirements of the analogic $P_{in} - P_{out}$ curves in order to implement the specific logic operations for each gate under this modulation; thus, by assuming identical modulation for each logic gate, we must

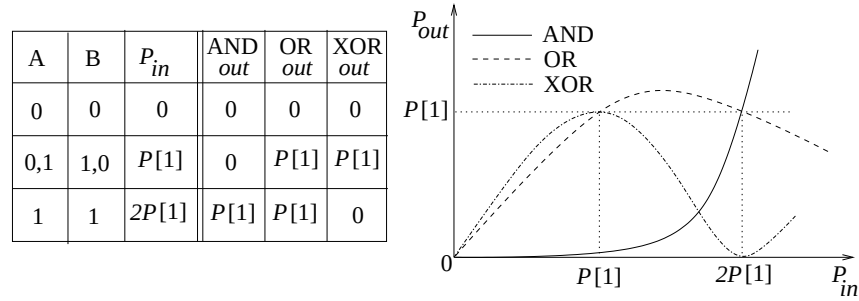


Figure 8: Logic operations of the AND, OR and XOR logic gates and generic analogic $P_{in} - P_{out}$ plots, which, by means of the transverse modal coupling efficiency, reproduce the optimal digital relations.

modify the parameters involved in the transverse modal coupling efficiency, that is, the nonlinear region propagation distance L , the lens magnification M and the 1-bit power $P[1]$, where only L and M are specific for each logic gate, in order to reproduce the curves plotted in the figure 8.

Design of an AND logic gate.

Let us assume that the 1-bit pulse transports an optical power of $P[1] = 0,25P_{st}$; therefore as it is shown in figure 8, the AND logic gate must be designed

in order to achieve a quasi-null transverse coupling at the output fiber for the [0-1,1-0] inputs, and a 3dB losses by transverse coupling for the [1-1] input preserving, in this way, the output power value which corresponds to a single bit. Let us consider, for the case of the AND gate, that the output multilens is specularly equal to the input multilens, we must stress that the input multilens transforms the x -width w_f of the input optical fiber into the initial width of the nonlinear envelope a ; under this assumption, we choose the nonlinear region distance in such a way that a maximum width for the Gaussian beam is achieved at plane Z_0 for the [1-0,0-1] input (see Fig. 9-a); consequently, this signal will couple deficiently into the output optical fiber, which is designed in turn to obtain a best coupling efficiency when the nonlinear envelope recovers its initial width value. Thus, as the output lens operates in a reverse way to as the input lens does, the magnification of the output lens is such as: $w_f = Ma$. Finally, by introducing the above relation into Eq. (44) we can write

$$\eta_{and}(w_0) = \frac{2w_0}{w_0^2 + 1}, \quad (45)$$

which is the coupling efficiency for the AND gate. The output power value is given by: $P_{out} = \eta_{and}P_{in}$, where P_{in} is the total power introduced in the device from channels A and B. Thus, by fitting the nonlinear propagation distance in order to make sure the logic relations for the digital power values, we obtain the desired analogic plot for the AND gate operation as it is shown in the figure 9-b for a distance $L = 23,1$ mm.

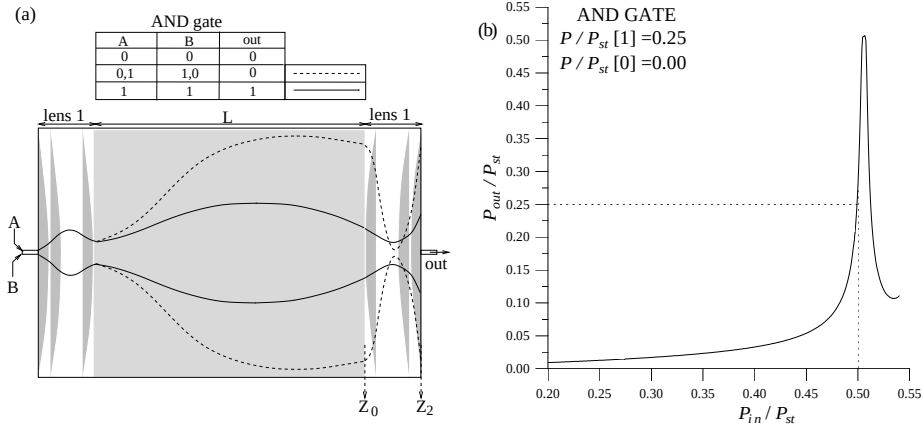


Figure 9: AND gate scheme. (a) Propagation regimes: dashed lines represent the nonlinear propagation with a [0-1,0-1] input and the solid lines represent the [1-1] propagation. (b) Analogic power transmission where the [1-1] input/output digital power values are shown (dashed lines).

Design of an OR logic gate.

In this case we need to design the device in order to obtain the same output power for the [0-1,1-0] and the [1-1] inputs. For that, we will design the output lens in a way that a maximum coupling efficiency is obtained for the [0-1,1-0] input and a 3dB loss for the [1-1] input. We will adjust the focal distance of the output lens in order to achieve the best modal coupling into the output fiber for the maximum nonlinear width of the [0-1,1-0] input, that is $a\tilde{w}_0$ see Fig. 10 (which is obtained from the results plotted in Fig. 3). Under this assumption, the beam width transmission through the output lens, is now transformed into $w_f = Ma\tilde{w}_0$. Again, by introducing the above relation into Eq. (44) we can write:

$$\eta_{or}(w_0) = \frac{2w_0\tilde{w}_0}{w_0^2 + \tilde{w}_0^2}. \quad (46)$$

By proceeding analogously than in the previous gate, it can be shown in Fig. 10-b the analogic plot of the power transmission, where it is shown the logic operation of the OR gate having a 3dB coupling loss for the [1-1] input due the design of the output lens as it shows the Fig. 10-a. The optimal distance of the nonlinear region in this case is $L = 17,5$ mm.

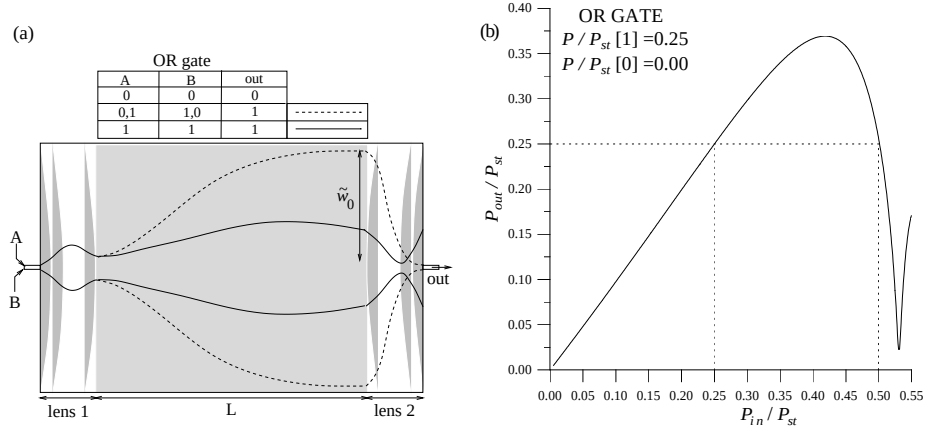


Figure 10: OR gate scheme. (a) Propagation regimes. (b) Power transmission and digital power values for the [0-1,1-0] and [1-1] inputs/outputs (dashed lines).

Design of an XOR logic gate.

The design of the XOR gate can be made by inspection of the OR transmission plot (see Fig. 10-b), where we can see a minimum of the output power just next to

the value corresponding to the [1-1] input. Therefore, if we increase the distance of the nonlinear waveguide, we will induce a translation of the plot towards values with less power due to the increase of the sensitivity of the modal coupling respect to the nonlinear propagation distance. By checking the regimes of propagation shown in Fig. 11, it can be seen that by the increasing of the distance of the nonlinear region, the beam width at Z_0 , corresponding to the [0-1,1-0] propagation, hardly changes its value, and thus it produces no significant changes in the coupling efficiency. On the other hand, the [1-1] propagation regime presents a greater variation which is reflected in a negligible transverse coupling; in this way a digital output equal to zero is obtained; finally, the distance required for the XOR gate is $L = 23,8$ mm.

It is important to note that the XOR gate can be implemented by connecting AND, OR and NOT gates, nevertheless, since the XOR gate is an important gate in arithmetic operations (as a binary half-adder), its design as an individual device is of high technological interest. We have seen, how the distance of the nonlinear

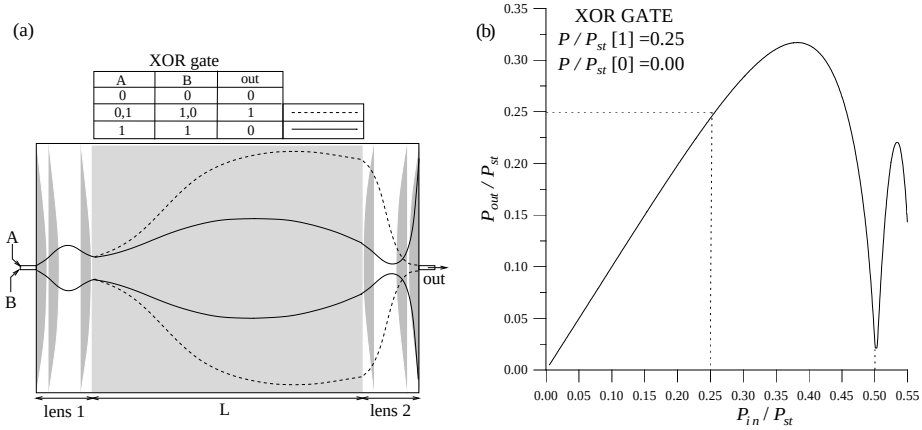


Figure 11: XOR gate scheme. (a) Propagation regimes. (b) Power transmission and digital power values for the [0-1,1-0] and [1-1] inputs/outputs (dashed lines).

region is the only design parameter of the nonlinear waveguide, which must be changed in each logic gate design. Nevertheless, although relevant, it can be demonstrated that its variation, has not critical consequences in the output digital values due the slowly varying envelope approximation, providing, therefore, the necessary robustness in the fabrication processes.

P5.7. *Conclusions.*

A complete study of the Gaussian beam propagation in planar waveguides with a nonlinear parabolic film distribution has been developed. The calculus of the modal confinement and the perturbative analysis of the transverse-dependent propagation constant has lead, besides a third order nonlinearity, to a modified nonlinear Schrödinger equation which has been solved by means of the variational approach. Results of the Gaussian parameters evolution as a function of the field intensity have been obtained showing properties which prove that this configuration is an excellent strategy for the development of integrated phase-insensitive all-optical devices. As a proof of that, a complete family of optical logic gates have been designed by combining the properties of the nonlinear propagation in a parabolic-film STIN waveguide, waveguiding integrated lenses, and transverse modal coupling, providing, a new kind of fast, integrated, fiber compatible and phase-insensitive all-optical signal processing devices.

Acknowledgements.

This work was supported by Xunta de Galicia, Galicia, Spain. Contract number: PIDT00TIC20601PR

Appendix A: Solution of the integral equation $w(\tau)$.

From Eq. (33) let us factorize numerically the polynomial in the square root into two linear factors, corresponding with commented real roots ($w = 1$ and $w = w_r$), and a quadratic factor ($t_1 w^2 + t_2 w + t_3$) with, in general, a pair of complex zeros, that is

$$\int_{\tau_0}^{\tau} d\tau = \kappa \int_{w(\tau_0)}^{w(\tau)} \frac{w dw}{[(a_1 + b_1 w)(a_2 + b_2 w)(t_1 w^2 + t_2 w + t_3)]^{1/2}}. \quad (\text{A.1})$$

By following the Carlson formalism [MT70, Car88, Car91], the w -integral can be expressed in terms of the Carlson's R -functions for the standard first, second and third order elliptic integrals, as follows (note that the integration limits are renamed for simplicity of notation)

$$\begin{aligned} \int_{y=w(\tau_0)}^{x=w(\tau)} \frac{w dw}{[(a_1 + b_1 w)(a_2 + b_2 w)(t_1 w^2 + t_2 w + t_3)]^{1/2}} \\ = \frac{1}{b_1} (I'_3 - a_1 I_1), \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

where

$$I_1 = 4R_F(M^2, L_-^2, L_+^2), \quad (\text{A.3})$$

$$I'_3 = \left(\frac{2c_{11}^2}{9h} \right)^{1/2} [4\rho R_J(M^2, L_-^2, L_+^2, M^2 + \rho) - 6R_F(M^2, L_-^2, L_+^2) + 3R_C(U^2, W_1^2)] + 2R_C(P_1^2, Q_1^2), \quad (\text{A.4})$$

being R_F , R_C and R_J the Carlson's R -functions for the standard first, second and third order elliptic integrals. Next are shown the parameters used in the expressions (A.3) and its relation with the coefficients $a_{1,2}$, $b_{1,2}$ and $t_{1,2,3}$ [Car91].

$$\begin{aligned} X_i &= (a_i + b_i x)^{1/2}, & Y_i &= (a_i + b_i y)^{1/2}, \\ \beta_i &= t_2 b_i - 2t_1 a_i, & \delta^2 &= 4t_3 t_1 - t_2^2, \\ c_{ij}^2 &= 2t_3 b_i b_j - t_2(a_i b_j + a_j b_i) + 2t_1 a_i a_j, \\ \xi &= (t_3 + t_2 x + t_1 x^2)^{1/2}, & \eta &= (t_3 + t_2 y + t_1 y^2)^{1/2}. \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

The arguments of the Carlson's R -functions are given by:

$$\begin{aligned} M^2 &= \frac{1}{(x-y)^2} (X_1 Y_2 + Y_1 X_2)^2 [2\xi\eta + 2f + g(x+y) + 2hxy], \\ L_{\pm}^2 &= M^2 + c_{12}^2 \pm c_{11}c_{22}, & \rho &= d_{12}[\beta_1 - (2h)^{1/2}c_{11}]/b_1, \\ U^2 &= \frac{1}{(x-y)^2} (X_1 X_2 \eta + Y_1 Y_2 \xi)^2, & W_1^2 &= U^2 - c_{11}^2 b_2 / (2b_1), \\ Q_1^2 &= W_1 / (X_1 Y_1), & P_1^2 &= Q_1^2 + h b_2 / b_1. \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Since the w -solution presents an oscillatory behaviour, it must be taken into account the different regimes of propagation, that is expansion or compression of the beam width, in order to keep the sign of the radical positive. Let us define the semi-period of oscillation D as the normalized distance between the minimum and maximum values of the Gaussian width (physically can be interpreted as a semi-focal distance); therefore, the global solution of the beam width given by Eq. (A.1) respect to the normalized distance τ will present the following modifications due the different regimes of propagation and semi-periods, let us introduce first $m = 0, 1, 2, \dots$ for characterize the odd and even semiperiods of propagation.

1. Initial beam expansion ($p < p_{st}$, $w_r > 1$)

- Semi-focal distance: $\tau = D$, $\tau_0 = 0$; $w(\tau_0) = 1$; $w(\tau) = w_r$ $a_1 = -1$, $b_1 = 1$, $a_2 = w_r$, $b_2 = -1$, $\kappa = +1$.

- Beam expansion sections: $\tau_0 = 2mD$; $w(\tau_0) = 1$; $a_1 = -1$, $b_1 = 1$, $a_2 = w_r$, $b_2 = -1$, $\kappa = +1$.
- Beam compression sections: $\tau_0 = (2m + 1)D$; $w(\tau_0) = w_r$; $a_1 = -1$, $b_1 = 1$, $a_2 = w_r$, $b_2 = -1$, $\kappa = -1$.

2. Initial beam compression ($p > p_{st}$, $w_r < 1$)

- Semi-focal distance: $\tau = D$, $\tau_0 = 0$; $w(\tau_0) = 1$; $w(\tau) = w_r$, $a_1 = 1$, $b_1 = -1$, $a_2 = -w_r$, $b_2 = +1$, $\kappa = -1$.
- Beam compression sections: $\tau_0 = 2mD$; $w(\tau_0) = 1$; $a_1 = 1$, $b_1 = -1$, $a_2 = -w_r$, $b_2 = 1$, $\kappa = -1$.
- Beam expansion sections: $\tau_0 = (2m+1)D$; $w(\tau_0) = w_r$; $a_1 = 1$, $b_1 = -1$, $a_2 = -w_r$, $b_2 = 1$, $\kappa = +1$.

Finally, by introducing a value of the normalized distance τ into Eq. (A.1) and by identifying the corresponding case of propagation, an algorithm of successive approximations is used in order to invert Eq. (A.1) for obtaining the function $w(\tau)$.

P6. All-optical integrated device for self-routing applications

Physica Scripta, Vol. 71, 1–4, 2005

FTIR-149 Date: 03/02/05 Time: 06:20pm 1st Proof

All-Optical Integrated Device for Self-Routing Applications

E. F. Mateo^{*} and J. Liñares

Área de Óptica, Departamento de Física Aplicada, Facultade de Física e E. U. de Óptica e Optometría, Universidade de Santiago de Compostela, Campus Sur s/n. E-15782 Santiago de Compostela, Galicia, Spain

Received October 18, 2003; revised version received July 6, 2004; accepted August 6, 2004

PACS numbers: 42.65.Wi, 42.82.Et, 42.79.Ta.

Abstract

We present the theory and design of a fiber compatible all-optical integrated device which, by means of the swing effect experimented by a Gaussian beam propagating in a nonlinear planar waveguide with variable core width, presents a new kind of all-optical self-routing operation. The corresponding local modal amplitude distribution in this guide provides an integrated device with an effective graded index integrated lens immersed in a nonlinear planar medium with an effective transverse dependence of the Kerr coefficient; therefore, by a suitable design of the integrated device, the power-dependent swing effect of the center of a Gaussian beam envelope can be used in all-optical processing and routing where header-data separation is required.

1. Introduction

Nowadays, the bandwidth requirements in communication networks are in continuous growth [1]. In the context of fiber-based optical networks, all-optical time division multiplexing (OTDM) plays a major role in future ultrafast communications schemes where bit-rates up to the Terabit barrier will be necessary [2, 3]. In this sense, operating at a ultra-high speed requires all-optical devices capable to operate in order to that the entire optical signal routing, switching, processing and so on, be made in the optical domain. In OTDM asynchronous packet transmission (for instance the IP protocol), a header in normally added to each data packet carrying information about the destination of the data, therefore, the header recognition and separation process must be one of the first steps in optical domain self-routing schemes [4, 5]; moreover, such mechanisms for header recognition, can be carried out by modifying the wavelength, polarization or intensity of the header respect to the data. In this work, we propose an all-optical nonlinear integrated device which, by means of assigning two different intensity levels for the header and data optical signals, performs a phase-insensitive, fiber-compatible header separation mechanism.

We have designed a nonlinear integrated device which is based on the swing effect experimented by a Gaussian beam in a step-index waveguide with a linear film deposited on a third order nonlinear parabolic-shaped curved substrate; the corresponding integrated optical device, is equivalent to an effective graded index integrated lens which in turn, has intensity dependent focusing properties. Therefore, the integrated structure induces a power-dependent swing effect, on a shifted Gaussian beam, which permits the optical coupling of the beams onto two separated output fibers as a function of the optical intensity, becoming thus, in a simple mechanism for ultrafast all-optical header separation. The plan of the work is as follows; in section 2 we introduce the propagation equations for the Gaussian beam in the nonlinear waveguiding structure proposed; moreover, based on both a linear perturbative modal calculus and the Lagrangian

approach, two coupled propagation equations are derived for the Gaussian beam width and peak shifting. Finally, in section 3 we will design the waveguide in order to obtain the optimal propagation characteristics for the header and data optical beams, which permits its optical coupling onto separated optical fibers respectively.

2. Nonlinear propagation of a Gaussian beam in waveguides with a parabolic film width

Let us consider a planar step-index waveguide constituted by a nonlinear curved glass substrate of refractive index $n_s^2 + 3\chi_{Re}^{(3)}\mathcal{E}^2$, where $\chi_{Re}^{(3)}$ is the real part of the third order nonlinear optical susceptibility and $\mathcal{E}$ is the module of the optical field amplitude. The substrate, whose refractive index is n_s , is characterized by a parabolic surface represented by the function $f(x) = x^2/l^2$ where a linear film is deposited with a maximum thickness t_0 at $x = 0$; moreover, n_c^2 is the cladding index. A sketch of the waveguide is shown in Fig. 1. Thus, the square of linear refractive index profile of the planar waveguide can be written as: $n_l^2(x, y) = n_c^2(y) + \Delta n^2(x, y)$, where $n_c^2(y)$ is the square linear index profile at $x = 0$ and $\Delta n^2(x, y) = n_s^2 - n_c^2$ for $0 \leq y \leq f(x)$, represents the perturbation of the square index due the substrate curvature; finally, $\chi_{Re}^{(3)}(x, y) = \chi_{Re}^{(3)}$ for $-\infty \leq y \leq f(x)$, gives account of the nonlinearity distribution. The real vector amplitude of the total optical field $\vec{\mathcal{E}}$ satisfies the following equation:

$$\nabla^2 \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\epsilon_0 n_l^2(x, y) + 3\epsilon_0 \chi_{Re}^{(3)}(x, y) \mathcal{E}^2] \vec{\mathcal{E}}. \quad (1)$$

Now, let us consider a TE monochromatic wave of central frequency ω_0 and unperturbed propagation constant β_0 , that is, [6]

$$\mathcal{E}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \varphi(y) \psi(x, z) \exp(-i\omega_0 t) \exp(i\beta_0 z) + cc. \quad (2)$$

where $\varphi(y)$ is the normalized ($\int \varphi^* \varphi dy = 1$) unperturbed linear modal amplitude (weakly nonlinear assumption) and $\psi(x, z)$ is the z-slowly varying nonlinear envelope. By substituting Eq. (2) into Eq. (1) and by considering the expression of the linear index profile, we obtain, after multiplying by $\varphi^*(y)$ and integrating along the y-direction (in reference [8] is described this calculus in a more detailed way), a modal wave equation for the amplitude $\varphi(y)$ (see Appendix I Eq. (A.1)) and the following expression for

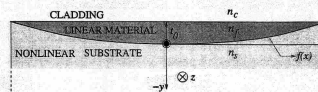


Fig. 1. Transverse view of the waveguide.

^{*}Email address: faoptedu@usc.es

All-optical integrated device for self-routing applications

E. F. Mateo and J. Liñares

*Area de Óptica. Dpto. de Física Aplicada. Facultade de Física e E.U. de Óptica.
Universidade de Santiago de Compostela, E-15706 Santiago de Compostela.
Spain.*

Journal: Phys. Scripta, Vol. T118 (2005)

Received: 18 October 2003, in final form 6 July 2004

To be Published: 2005

Journal ISSN: 0031-8949

Abstract

We present the theory and design of a fiber compatible all-optical integrated device which, by means of the swing effect experimented by a Gaussian beam propagating in a nonlinear planar waveguide with variable core width, presents a new kind of all-optical self-routing operation. The corresponding local modal amplitude distribution in this guide provides an integrated device with an effective graded index integrated lens immersed in a nonlinear planar medium with an effective transverse dependence of the Kerr coefficient; therefore, by a suitable design of the integrated device, the power-depending swing effect of the center of a Gaussian beam envelope can be used in all-optical processing and routing where header-data separation is required.

PACS numbers: 42.65.Wi, 42.82.Et, 42.79.Ta.

P6.1. *Introduction*

Nowadays, the bandwidth requirements in communication networks are in continuous growth [Sti98]. In the context of fiber-based optical networks, all-optical time division multiplexing (OTDM) plays a major role in future ultrafast communications schemes where bit-rates up to the Terabit barrier will be necessary [Ols01, Gle97]. In this sense, operating at a ultra-high speed requires all-optical devices capable to operate in order to that the entire optical signal routing, switching, processing and so on, be made in the optical domain. In OTDM asynchronous packet transmission (for instance the IP protocol), a header is normally added to each data packet carrying information about the destination of the data, therefore, the header recognition and separation process must be one of the first steps in optical domain self-routing schemes [Lee01, Par01]; moreover, such mechanisms for header recognition, can be carried out by modifying the wavelength, polarization or intensity of the header respect to the data. In this work, we propose an all-optical nonlinear integrated device which, by means of assigning two different intensity levels for the header and data optical signals, performs a phase-insensitive, fiber-compatible header separation mechanism.

We have designed a nonlinear integrated device which is based on the swing effect experimented by a Gaussian beam in a step-index waveguide with a linear film deposited on a third order nonlinear parabolic-shaped curved substrate; the corresponding integrated optical device, is equivalent to an effective graded index integrated lens which in turn, has intensity dependent focusing properties. Therefore, the integrated structure induces a power-dependent swing effect, on a shifted Gaussian beam, which permits the optical coupling of the beams onto two separated output fibers as a function of the optical intensity, becoming thus, in a simple mechanism for ultrafast all-optical header separation. The plan of the work is as follows; in section 2 we introduce the propagation equations for the Gaussian beam in the nonlinear waveguiding structure proposed; moreover, based on both a linear perturbative modal calculus and the Lagrangian approach, two coupled propagation equations are derived for the Gaussian beam width and peak shifting. Finally, in section 3 we will design the waveguide in order to obtain the optimal propagation characteristics for the header and data optical beams, which permits its optical coupling onto separated optical fibers respectively.

P6.2. *Nonlinear propagation of a Gaussian beam in waveguides with a parabolic film width.*

Let us consider a planar step-index waveguide constituted by a nonlinear curved glass substrate of refractive index $n_s^2 + 3\chi_{\text{Re}}^{(3)}\mathcal{E}^2$, where $\chi_{\text{Re}}^{(3)}$ is the real part of the

third order nonlinear optical susceptibility and $\mathcal{E}$ is the module of the optical field amplitude. The substrate, whose refractive index is n_s , is characterized by a parabolic surface represented by the function $f(x) = x^2/l^2$ where a linear film is deposited with a maximum thickness t_0 at $x = 0$; moreover, n_c^2 is the cladding index. A sketch of the waveguide is shown in Fig. 1.

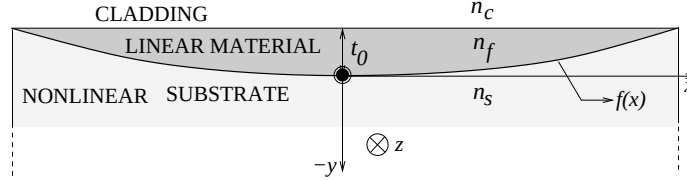


Figure 1: Transverse view of the waveguide.

Thus, the square of linear refractive index profile of the planar waveguide can be written as: $n_l^2(x, y) = n_0^2(y) + \Delta n^2(x, y)$, where $n_0^2(y)$ is the square linear index profile at $x = 0$ and $\Delta n^2(x, y) = n_s^2 - n_f^2$ for $0 \leq y \leq f(x)$, represents the perturbation of the square index due the substrate curvature; finally, $\chi_{\text{Re}}^{(3)}(x, y) = \chi_{\text{Re}}^{(3)}$ for $-\infty \leq y \leq f(x)$, gives account of the nonlinearity distribution. The real vector amplitude of the total optical field $\vec{\mathcal{E}}$ satisfies the following equation:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\epsilon_0 n_l^2(x, y) + 3\epsilon_0 \chi_{\text{Re}}^{(3)}(x, y) |\mathcal{E}|^2 \right] \vec{\mathcal{E}}. \quad (1)$$

Now, let us consider a TE monochromatic wave of central frequency ω_0 and unperturbed propagation constant β_0 , that is, [Sam93]

$$\mathcal{E}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \varphi(y) \psi(x, z) \exp(-i\omega_0 t) \exp(i\beta_0 z) + cc. \quad (2)$$

where $\varphi(y)$ is the normalized ($\int \varphi^* \varphi dy = 1$) unperturbed linear modal amplitude (weakly nonlinear assumption) and $\psi(x, z)$ is the z -slowly varying nonlinear envelope. By substituting Eq. (2) into Eq. (1) and by considering the expression of the linear index profile, we obtain, after multiplying by $\varphi^*(y)$ and integrating along the y -direction (in reference [Mat03] is described this calculus in a more detailed way), a modal wave equation for the amplitude $\varphi(y)$ (see Appendix A Eq. (A.1))

and the following expression for $\psi(x, z)$, that is,

$$\begin{aligned} & 2i\beta_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + k^2 \left[\int_0^{f(x)} \Delta n(x, y) \varphi^2 dy \right] \psi \\ & + \frac{3}{4} k^2 \left[\int_{-\infty}^{f(x)} \chi_{\text{Re}}^{(3)}(x, y) \varphi^4 dy \right] |\psi|^2 \psi = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

The integrals of Eq.(3) can be solved by taking into account the condition $l \gg x$ to make sure the perturbative assumption and the results of the modal amplitude calculus (presented in Appendix A), the above equation can be rewritten as

$$2i\beta_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - k^2 G^2 x^2 \psi + k^2 \tilde{n}_{k0} (1 + Q^2 x^2) |\psi|^2 \psi = 0. \quad (4)$$

Where, G , Q and $\tilde{n}_0$, representing the effective linear and nonlinear gradient index effects and the effective nonlinear index respectively, are given as a function of the modal parameters $N = \beta_0/k$, A , C and ξ_s (see Appendix A) by: $G^2 = (n_f^2 - n_s^2) A^2 C^2 / l^2$, $\tilde{n}_{k0} = 3\chi_{\text{Re}}^{(3)} A^4 C^4 / 16\xi_s$ and $Q^2 = 4\xi_s / l^2$. On the other hand, by following the variational formalism [And83] let us choose a Gaussian multiparametric trial function in order to solve Eq. (4), that is,

$$\psi(x, z) = \psi_0 \exp \left[-\frac{(x - x_0)^2}{a^2 w^2} \right] \exp [i\beta_0 \rho (x - x_0)^2 + iV(x - x_0)], \quad (5)$$

with six z -dependent parameters: the complex conjugate maximum amplitudes $\psi_0(z)$, $\psi_0^*(z)$; the normalized spatial beam width $w(z)$, the inverse curvature radius $\rho(z)$, the beam peak position $x_0(z)$ and the wave number $V(z)$; a is the initial beam width, therefore $w(z=0) = 1$. By following the well known steps of the Lagrangian formalism calculations [And83] and by defining $\tau = \frac{2}{\beta_0 a^2} z$, $p = \frac{1}{2\sqrt{2}} k^2 \tilde{n}_{k0} E_0^2 a^2$, $g = \frac{1}{4} k^2 G^2 a^4$ and $q = \frac{1}{8} Q^2 a^2$; where E_0 is the maximum field amplitude, the next coupled equations for the relevant Gaussian parameters, that is, beam width and peak position, are obtained,

$$\frac{d^2 w}{d\tau^2} - \frac{1}{w^3} + gw + \frac{1}{2} p \frac{1}{w^2} (1 - qw^2 + Q^2 x_0^2) = 0, \quad (6)$$

$$\frac{d^2 x_0}{d\tau^2} + gx_0 - 2pqx_0 \frac{1}{w} = 0. \quad (7)$$

It important to note that g and q give account of the linear and nonlinear effective gradient effects respectively and p is a power-proportional parameter. Therefore,

as it can be observed from Eq. (7), the gradient distribution of the nonlinearity induces a power-dependent swing effect on the peak displacement, which is the main physical effect involved in this work.

Now, let us make a brief description of the general beam behaviour by solving numerically the above equations by means of a fourth order Runge-Kutta method; for that, we have used the values for g and q obtained in the specific design of a self-routing device made in the following section. The figure 2-a shows the plots of the Gaussian beam width (w) and the figure 2-b shows the peak displacement (x_0) as a function of the distance z . We have represented the z -evolution of these parameters

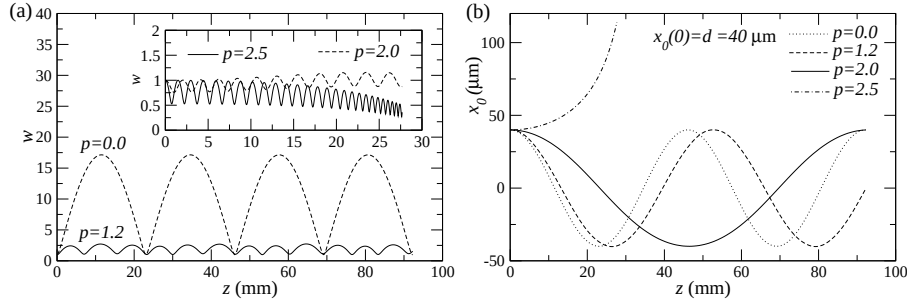


Figure 2: Evolution of the Gaussian beam width (a) and peak displacement (b) (where d is the initial displacement), as a function of the distance z . We have separated the scale in the plot (a) for the sake of clarity.

for several values of the power parameter p . From the figure 2 it is seen that for the linear regime $p = 0$ the gradient effect of the parabolic-shaped substrate-film interface induces oscillations on the Gaussian beam width as well as on the peak displacement; as the power parameter is increased, we appreciate the nonlinear self-focusing effect, that is, the amplitude and the spatial period of the beam width oscillations are reduced [Mat02a]. Additionally, we can observe in Fig. 2-(b) the power dependent swing effect due to the inhomogeneous transverse distribution of the nonlinearity, which is represented by the parameter q in Eq. (7). The plot also shows how the nonlinear substrate increases the period of oscillation of the peak displacement propagation as the power is increased (anti-swing effect), therefore it compensates the linear gradient effect depending on the difference between the linear film and substrate indexes. Finally, it is clear from Fig. 2 that for sufficiently high power values, we see how the nonlinear effect can totally compensate the linear gradient effect, transforming the behaviour of the peak shifting into a non-oscillating one towards regions far from the center of the parabolic interface ($x = 0$).

P6.3. Design of an intensity dependent self-routing device.

Now we will design an all-optical planar waveguide header recognizer, which will take into account the commented power dependence of the peak displacement, in order to obtain two well spatially-resolved states and at the same time a full compatibility with monomode input and output optical fiber signals. The device will operate in two different power states, that is, a low power state (for instance data) and a high power state (header); therefore, the design of the device must verify that these two states are spatially resolved to achieve an optimal output coupling onto two different optical fibers. The low power state will be assumed to be linear, that is $p \sim 0$; and the high power state will be chosen as a quasi-self-trapping state, that is, a state where Gaussian beam presents small variations of the width around its initial value.

In the figure 3 it is shown a sketch of the integrated device, where a lensing element is placed at the beginning and at the end of the nonlinear waveguide; this lensing element, which can be implemented by waveguiding integrated lenses [Mat03, Liñ00a], external cylindrical lenses, anamorphic gradient-index lenses and so on, must be designed in order to expand/compress the Gaussian beam along the x -direction from/to the input/output optical fibers in order to both keep the weakly nonlinear assumption [Mat03] and to obtain the optimal value of the initial beam width, as it will be seen later.

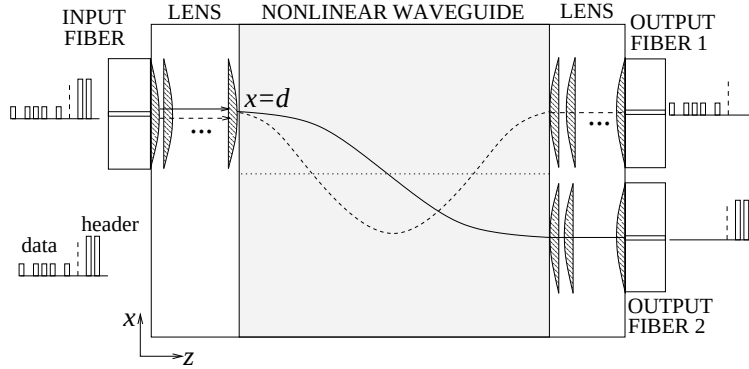


Figure 3: Sketch of the integrated device showing the propagation of the low intensity data packet (dashed) and the high power header (solid).

In a linear regime, ($p = 0$), it can be easily demonstrated that the peak displacement given by Eq. (7) has the solution, $x_0(\tau) = d \cos(g^{1/2}\tau)$ where d is

the initial beam displacement. On the other hand, if we consider a non-displaced beam ($d = 0$), we can calculate the value of the exact self-trapping power value in an analytical way by the analysis of Eq.(6) with $Q = 0$ (see for example [And83, Des91]) which takes the value $p_{st} = 2(1 - g)/(1 - q)$. This power value makes sure an exact self-trapping propagation, that is ($w(z) = 1$) when $d = 0$. For $d \neq 0$, and assuming a slow variation of the parabolic interface, the beam width will present small oscillations around its initial value ($w(z) \simeq 1$) for a power p_{st} , consequently, we will define this power parameter as a quasi-self-trapping power for a shifted beam.

In order to achieve the maximum resolution at the end of the planar waveguide, we must calculate the spatial periods of oscillation of the peak displacement in both regimes to obtain the optimal operation mechanism (see figure 3). For that, by calculating numerically the period of oscillations of the peak displacement in the quasi-self-trapping state, that is $D(p_{st})$ (extracted from the calculus of the plots shown in the figure 2-b), and by considering the value of this period in the linear regime, that is $D(p_{lin} = 0) = 2\pi/g^{1/2}$, the following conditions must be fulfilled in order to achieve the maximum resolution operation: $nD(p_{st}) = (n + 1)D(p_{lin})$ where $n = 1, 2, 3, \dots$. On the other hand, the periods of oscillation of the linear and nonlinear swing regimes as well as the quasi-self-trapping power value, depend on the modal parameters through the parameters of g and q . We must design the waveguiding structure in order to enlarge the value of Q , respect to G , which gives account of the linear swing effect; since Q depends on the inverse of the evanescent tail width in the substrate, the effect of the nonlinear anti-swing (which reduces the period of oscillation of the linear swing) is enhanced as much as the evanescent tail is reduced; thus, although the amount of light which is present on the substrate gives an account of the total optical power needed to self-confine the optical beam, we see that the nonlinear anti-swing effect is enhanced since the modal field has a poor presence in center of the substrate ($x = 0$) with respect to its presence in the limit $|x| \gg 0$.

As an example, let us consider that the substrate is formed by a porous nonlinear glass [Geh98] and the film by an organic material, therefore, we design the waveguide with the following characteristics: $n_s = 1,500$, $n_f = 1,540$, $n_c = 1,000$, $t_0 = 2,40 \mu\text{m}$, $l = 400,0 \mu\text{m}^{1/2}$ at $\lambda = 0,532 \mu\text{m}$, verifying thus, the above mentioned conditions; moreover, as the modal parameters are fixed, we will consider the initial beam waist a as a design parameter in order to fulfil the optimal relationship between the expressions for the linear and self-trapping swing periods. For that let us take $n = 1$, in order to minimize the total length of the device, and $d = 40 \mu\text{m}$, in order to make compatible the maximum resolution with the standard fiber diameters; finally by taking into account the parameters of the waveguide, we obtain the value of a (see the dependence of the parameters g and q on a) in

order to verify the conditions of maximum resolution for the linear and nonlinear periods of oscillation. Finally, the numerical solution of the periods relation gives the following value for the initial beam width, $a = 6,87 \mu\text{m}$.

In figures 4-(a) and (b) it is shown the Gaussian amplitude variational propagation (see Eq. (5)) of the linear and quasi-self-trapped beams respectively, for the maximum resolution design parameters deduced, where we have obtained the following values for the parameters $g = 3,40 \times 10^{-3}$, $q = 5,82 \times 10^{-4}$ and $p_{st} = 1,994$.

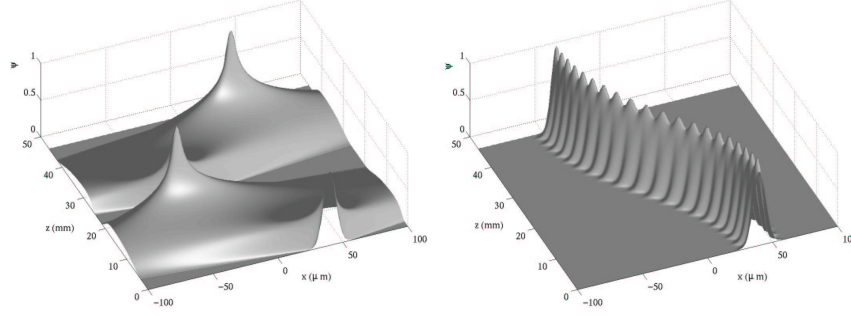


Figure 4: Gaussian amplitude variational propagation of the low intensity (a) and high intensity (b) optical signals.

It is important to stress that no losses have been considered in this work; it is clear that the presence of dissipative effects will degrade the beam propagation behaviour in the high power state, breaking the quasi-self-trapping state and reducing the period of oscillation of the peak displacement, however, the oscillatory character of the optical beam width as well as the peak oscillations are preserved for any power value, even when absorption is present. Thereby, if power dissipation is considered, the new designing of the device operation could be made by introducing the initial power value of the high transmission state as a design parameter, since in our case, the quasi-self-trapping power value has been selected *ab initio* for the sake of simplicity; in short, in the case of optical losses, an efficient operation is expected by increasing both the required power value for the high transmission state and the device length.

Finally, we have tested the acceptable variation of the optical and geometrical parameters of the device to keep the efficiency of the swing effect for the proposed self-routing application. It is concluded, that the device keeps a good efficiency and robustness respect to perturbations of the high transmission power value and

length. On the other hand, the initial value of the beam width, requires more accuracy in order to achieve an optimal coupling in the configuration of maximum spatial resolution; nevertheless, variations with regard to this parameter could be compensated in an experimental way, by a proper alignment of the output fibers.

P6.4. *Conclusion*

The properties of the Gaussian beam propagation in a lens-like nonlinear waveguide have been studied. As the more relevant effect for our purposes, we have obtained an intensity-dependent swing effect for the Gaussian beam which, by means of a suitable waveguide design, has been used in order to implement a simple, fiber-compatible and phase-insensitive all-optical device which permits the header-data recognition and separation, becoming thus, in a useful tool in the design of routing architectures in the optical domain.

Acknowledgments

This work was supported by Xunta de Galicia, Galicia, Spain. Contract number: PGIDT00TIC20601PR

APPENDIX A: MODAL PARAMETERS

The unperturbed modal amplitude $\varphi(y)$ is given by the well-known three layer waveguide solution of the following wave equation

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + k^2 n_0^2(y) \varphi = \beta_0^2 \varphi, \quad (\text{A.1})$$

that is [Hun91],

$$\varphi_0(y) = C \begin{cases} A \exp(\xi_s y) & -\infty < y \leq 0 \\ \cos[\xi_f(y - t_0)] - (\xi_c/\xi_f) \sin[\xi_f(y - t_0)] & 0 \leq y \leq t_0 \\ \exp[-\xi_c(y - t_0)] & t_0 \leq y < \infty, \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

with $\xi_c = (\beta_0^2 - k^2 n_c^2)^{1/2}$, $\xi_f = (k^2 n_f^2 - \beta_0^2)^{1/2}$, $\xi_s = (\beta_0^2 - k^2 n_s^2)^{1/2}$ and $A = \cos(\xi_f t_0) + (\xi_c/\xi_f) \sin(\xi_f t_0)$; β_0 is the unperturbed propagation constant given by the following dispersion equation:

$$\tan(\xi_f t_0) = \frac{\xi_s + \xi_c}{\xi_f \left(1 - \xi_s \xi_c / \xi_f^2\right)}, \quad (\text{A.3})$$

finally, C is a normalization constant which makes sure that $\int \varphi^2(y)dy = 1$ and it takes the value

$$C = \left[\frac{2\xi_f^2}{(t_0 + 1/\xi_c + 1/\xi_s)(\xi_f^2 + \xi_c^2)} \right]^{1/2}. \quad (\text{A.4})$$

P7. A phase insensitive all-optical router based on nonlinear lenslike planar guides

A phase insensitive all-optical router based on nonlinear lenslike planar waveguides

Eduardo F. Mateo and Jesús Liñares

Área de Óptica. Departamento de Física Aplicada. Facultade de Física e E. U. de Óptica e
Optometría, Universidade de Santiago de Compostela, Campus Sur s/n. E-15782 Santiago de
Compostela. Galicia. Spain.

fooptedu@usc.es

Abstract: We present the design of an all-optical router based on the properties of both propagation and interaction of Gaussian beams in lenslike planar guides. Variational results of single co- and counterpropagation are derived and used to design three integrated optical devices, that is, a header extraction device, an optical bistable device and a data routing device, which perform an ultrafast, phase-insensitive and fiber compatible routing operation in the optical domain.

© 2005 Optical Society of America

OCIS codes: (190.4390) Nonlinear optics, Integrated optics; (230.1150) All-optical devices; (200.4560) Optical data processing.

References and links

1. G. Stix, "The triumph of light," *Scientific American*, January (1998).
2. B. Olsson, L. Rau, and J. Blumenthal, "WDM to OTDM multiplexing using an ultrafast all-optical wavelength converter," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 1905 (2001).
3. J. Blumenthal, B. Olsson, G. Rossi, T. E. Dimmick, L. Rau, M. Masanovic, O. Lavrova, R. Doshi, O. Jerphagnon, J. E. Bowers, V. Kaman, L. A. Coldren, and J. Barton, "All-optical label swapping networks and technologies," *J. Lightwave Technol.* **18**, 2058 (2000).
4. I. Glesk, K. I. Kang, and P. R. Prucnal, "Ultrafast photonic packet switching with optical control," *Opt. Express* **1**, 126 (1997).
5. K. H. Park, and T. Mizumoto, "All-optical address extraction for optical routing," *Opt. Eng.*, **38**, 1848 (1999).
6. V. W. S. Chan, K. L. Hall, E. Modiano and K. A. Rauschenbach, "Architectures and technologies for high-speed optical data networks," *J. Lightwave Technol.* **16**, 2146 (1998).
7. H. J. Lee, J. B. Yoo, V. K. Tsui, and K. H. Fong, "A simple all-optical label detection and swapping technique incorporating a fiber Bragg grating filter," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **13**, 635 (2001).
8. D. Anderson, and M. Lisak, "Bandwidth limits due to incoherent soliton interaction in optical-fiber communication systems," *Phys. Rev. A* **32**, 2270 (1985).
9. A. E. Kaplan, "Optical bistability that is due to mutual self-action of counterpropagating beams of light," *Opt. Lett.* **6**, 360 (1981).
10. E. F. Mateo, J. Liñares, and C. Montero, "Intrinsic bistability achieved by transverse modal coupling in a nonlinear integrated device," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **4**, 562 (2002).
11. F. Garzia, C. Sibilia, and M. Bertolotti, "All-optical serial switcher," *Opt. Quantum Electron.* **32**, 781 (2000).
12. J. H. Marburger, and F. S. Felber, "Theory of a lossless nonlinear Fabry-Perot interferometer," *Phys. Rev. A* **17**, 335 (1978).
13. R. A. Sammut, C. Pask, and Q. Y. Li, "Theoretical study of spatial solitons in planar waveguides," *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 485 (1993).
14. R. G. Hunsperger, *Integrated optics: Theory and technology* (Springer-Verlag, Berlin, 1991).
15. E. F. Mateo, and J. Liñares, "All-optical integrated logic gates based on intensity-dependent transverse modal coupling," *Opt. Quantum Electron.* **35**, 1221 (2003).
16. D. Anderson, "Variational approach to nonlinear pulse propagation in optical fibers," *Phys. Rev. A* **27**, 3135 (1983).

#6293 - \$15.00 US

Received 11 January 2005; revised 18 April 2005; accepted 19 April 2005

(C) 2005 OSA

2 May 2005 / Vol. 13, No. 9 / OPTICS EXPRESS 3355

A phase insensitive all-optical router based on nonlinear lenslike planar guides

E. F. Mateo and J. Liñares

*Area de Óptica. Dpto. de Física Aplicada. Facultade de Física e E.U. de Óptica.
Universidade de Santiago de Compostela, E-15706 Santiago de Compostela.
Spain.*

Journal: Opt. Express. Vol. 13, Issue 9, pp.3355-3370, (2005).

Received: 11 January 2005, in final form 19 April 2005

Published: 2 May 2005

Journal ISSN: 1094-4087

Abstract

We present the design of an all-optical router based on the properties of both propagagation and interaction of Gaussian beams in lenslike planar guides. Variational results of single co- and counterpropagation are derived and used to design three integrated optical devices, that is, a header extraction device, an optical bistable device and a data routing device, which perform an ultrafast, phase-insensitive and fiber compatible routing operation in the optical domain.

OCIS: (190.4390) Nonlinear optics, Integrated optics; (230.1150) All-optical devices; (200.4560) Optical data processing

P7.1. *Introduction*

The development and perspectives of the Internet Era have represent, an enormous challenge in the task of giving solutions to the continuous growth of bandwidth requirements in communication networks [Sti98].

In the context of fiber-based optical networks, the all-optical data processing plays a major role for future ultrafast communications schemes where bit-rates up to the Terabit barrier will be necessary; thus, operating at a ultra-high speed requires all-optical devices capable to operate in such a way that the entire optical signal routing, switching, processing and so on, can be made in the optical domain. In OTDM asynchronous packet transmission (for instance the IP protocol), a header is usually added to each data packet carrying information in order to identify the destination of the data; accordingly, the header recognition and separation process as well as the routing of the data packet to a proper output port as a function of the binary value of the header, must be one of the first steps towards routing architectures in the all-optical domain [Ols01, Blu00].

Results about all-optical routing have been previously reported by means of TOADs (Terahertz optical asymmetric demultiplexers) [Gle97], NOMLs (Nonlinear optical mirror loops) [Par01], logic gates [Cha98] or Bragg gratings [Lee01]; for such a devices, the interference phenomena is present and, in consequence, they show a strong phase-sensitivity as well as a high requirements for coherent interactions between data and/or control signals; moreover, the presence of undesirable factors in long-distance optical transmission such as: depolarization properties of optical fibers, finite coherence time of sources or nonlinear dispersive effects, could make difficult a coherent processing in all-optical networks [And85].

In this work we present a new strategy to route optical data packets in a phase-insensitive way. The routing configuration (introduced in section 2) is based on the intensity amplification of the header bits and on the properties of the nonlinear propagation and interactions of optical beams in integrated devices; these devices are composed by nonlinear lenslike waveguides and linear integrated multilenses connected to optical fibers. By means of the variational method, the evolution equations for the parameters of a single Gaussian beam propagation and for co- and counterpropagating Gaussian beams are obtained in a nonlinear lenslike waveguide, which can be made by means of a linear film deposited on a parabolic-shaped curved substrate with third-order nonlinear properties (section 3).

The all-optical routing configuration is realized with: a header extraction integrated device (section 4), an optical bistable device (section 5) and a data routing

device (section 6). The principles of operation of these devices are the intensity-dependent trajectory of the optical beams in these structures, due to the inhomogeneous distribution of the nonlinearity, the counterpropagation of optical beams (with a feedback control by means of amplitude filtering based on the modal coupling efficiency)[Kap81, Mat02a], and finally, the incoherent cross-interaction of linear and nonlinear waves. These devices, interconnected by optical fibers, perform a single-bit all-optical routing operation which sets the basis for a generalized N-bit routing, based on a cascaded architecture of various single-bit routers combined with amplification devices for the header (section 7).

The phase-insensitive character of the proposed routing system allows, on the one hand, an efficient routing operation for wavelength demultiplexed signals (without modifying the device characteristics) and on the other hand, it makes sure the robustness of the device when mechanical and/or thermal instabilities are present. Finally, it must be remarked that the data packet is considered here as a low power signal along the whole routing process and therefore it represents a key advantage over soliton processing devices for all-optical networks [Gar00].

P7.2. *Phase-insensitive router: principles of operation*

As the specific design of the integrated devices, implementing the whole routing operation, will be detailed later, let us introduce the basis of the proposed phase-insensitive routing mechanism sketched in the figure 1. The primary aim is to

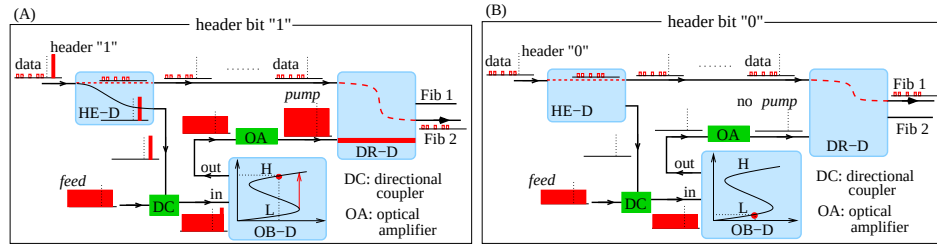


Figure 1: Sketch of the intensity-dependent routing operation where HE-D represents the Header Extraction Device, OB-D is the Optical Bistable Device and DR-D is the Data Routing Device. In figure (A) is represented the operation under the presence of a 1-valued header bit whereas in figure (B) is represented the operation for a 0-valued header bit.

route, in an all-optical way, the data packet onto two different optical ports (fiber 1 and 2) depending on the value of the header bit.

Let us start with the routing mechanism for a 1-valued header bit. The first device, labelled as HE-D (*Header Extraction Device*), performs the extraction of

the header from data train by means of the power-dependent swing effect experimented by optical beams in the nonlinear lenslike waveguide; therefore, by a suitable design of the waveguide parameters and the initial conditions of the optical beams, the data and header bits can be coupled onto two optical fibers. Next, the header bit is added, by means of a directional coupler, to an OB-D (*Optical Bistable Device*) which is fed with a secondary continuous wave, labelled as *feed*, placing the bistable device on the proper power value (point L); in consequence, when the high power header bit is added, the bistable device jumps to a high transmission state (point H), which is stable due to hysteresis, and it provides an output continuous wave of high power, labelled as *pump*; this pump wave is subsequently amplified by means of an optical fiber amplifier in order to achieve an optimal power value. Finally, both the pump wave and the data packet are injected onto the DR-D (*Data Routing Device*) where the presence of the high intensity pump wave induces a cross-amplitude modulation on the low power data wave, which changes its normal trajectory; obviously, a proper designing of the lenslike parameters and the integrated multilenses will be required to achieve an optimal coupling of the data packet onto the output fiber 2.

Otherwise, when the header bit is 0-valued and accordingly the OB-D has been reseted to its operation point L, the OB-D gives a low output power value, which does not contribute to cross-amplitude modulation in the DR-D and therefore, the injected data packet trajectory does not present any modification on its trajectory in a such a way that they will be coupled onto fiber 1.

It is important to remark that the three devices involved in the routing operation are designed under the same technology and accordingly the modulation, power values and compatibility with optical fibers are kept unchanged in all the process. For the sake of simplicity, we have just introduced the fundamental mechanism of a single-bit operation with an initial amplified header bit, however, in section 7 is shown how to implement a N-bit routing mechanism with a low power modulation for the header and data bits (more realistic case), by means of a synchronized differential amplification of the header bits and a cascaded configuration of several single-bit routing devices.

P7.3. *Propagation and interaction of Gaussian beams in nonlinear lenslike waveguides*

The main physical processes involved in the proposed routing device are the nonlinear propagation and nonlinear interactions of optical beams in lenslike nonlinear waveguides. We will derivate in this section, by means of the variational method, the corresponding nonlinear evolution equations containing the following particular cases: the single beam linear and nonlinear propagation, for the design

of the HE-D; the coherent counterpropagation of beams, for the design of the OB-D; and incoherent copropagation of beams for the design of the DR-D.

Let us consider a planar step-index waveguide constituted by a nonlinear curved glass substrate of refractive index $n_s^2 + 3\chi_{\text{Re}}^{(3)}\mathcal{E}^2$, where $\chi_{\text{Re}}^{(3)}$ is the real part of the third order nonlinear optical susceptibility and $\mathcal{E}$ is the module of the optical field amplitude. The curved substrate, whose linear refractive index is n_s , is shaped by a parabolic surface represented by the function $f(x) = x^2/l^2$; next, a linear film is deposited on the substrate with a maximum thickness t_0 at $x = 0$; finally, n_c^2 is the cladding index. A sketch of the waveguide is shown in Fig. 2. The linear

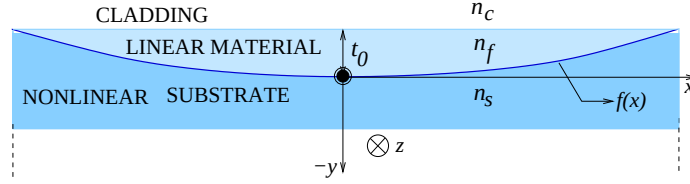


Figure 2: Transverse view of the waveguide.

refractive index profile of the planar waveguide can be written as follows: $n_l^2(x, y) = n_0^2(y) + \Delta n^2(x, y)$, where $n_0^2(y)$ is the linear index profile at $x = 0$ and $\Delta n^2(x, y) = n_s^2 - n_f^2$ for $0 \leq y \leq f(x)$, represents the index perturbation due the substrate curvature; finally, the nonlinearity distribution is characterized by $\chi_{\text{Re}}^{(3)}(x, y) = \chi_{\text{Re}}^{(3)}$ for $-\infty \leq y \leq f(x)$.

It is wellknown that the real vector amplitude of the total optical field $\vec{\mathcal{E}}$ satisfies the following scalar equation:

$$\nabla^2 \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\epsilon_0 n_l^2(x, y) + 3\epsilon_0 \chi_{\text{Re}}^{(3)}(x, y) \mathcal{E}^2 \right] \vec{\mathcal{E}}. \quad (1)$$

Now, let us consider a set of two TE waves with central frequency ω_0 and unperturbed propagation constants β_1 and β_2 , that is,

$$\mathcal{E}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \varphi(y) [\psi_1(x, z) \exp(i\beta_1 z) + \psi_2(x, z) \exp(i\beta_2 z)] \exp(-i\omega_0 t) + cc. \quad (2)$$

where $\beta_1 = \beta_2 = \beta_0$ for the copropagating case and $\beta_2 = -\beta_1$ for the counterpropagating case; $\varphi(y)$ is the unperturbed normalized linear amplitude of the fundamental mode, that is, $(\int \varphi^* \varphi dy = 1)$; and $\psi_\alpha(x, z)$ (with $\alpha = 1, 2$) are the z -slowly varying nonlinear envelopes of the beams. This factorization is made under the assumption of a negligible nonlinear effect on the modal amplitude (linear modal amplitude assumption).

For the case of incoherently interacting copropagating beams [And85], and coherent counterpropagation of parallel polarized beams [Mar78], the derivation of the propagation equations for the nonlinear envelopes ψ_α is made up by considering only the terms synchronized with the propagation constants β_1 and β_2 , after inserting Eq. (2) into Eq. (1), and by performing a z -spatial averaging. For the counterpropagating case, there will be terms oscillating with $\pm 3\beta_0$ which vanish after a z -spatial averaging; likewise, in the case of incoherent copropagation, there will be a beams superposition with random phases, therefore only the terms corresponding with the sum of the beam intensities are conserved. In short, by considering the above assumptions, and by taking into account the expression of the linear index profile, we obtain, after multiplying by $\varphi^*(y)$ and integrating along the y -direction [Sam93], the following expressions for $\psi_\alpha(x, z)$,

$$\begin{aligned} 2i\beta_\alpha \frac{\partial \psi_\alpha}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi_\alpha}{\partial x^2} + k^2 \left[\int \Delta n(x, y) \varphi^2 dy \right] \psi_\alpha + \\ \frac{3}{4} k^2 \left[\int \chi_{Re}^{(3)}(x, y) \varphi^4 dy \right] (|\psi_\alpha|^2 + J|\psi_{3-\alpha}|^2) \psi_\alpha = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

with $J = 0$ for a single-beam propagation, $J = 1$ for the copropagating case and $J = 2$ for the counterpropagating one.

The integrals of Eq. (3) can be solved by taking into account the perturbative condition ($l \gg x$), as it is shown in reference [Mat03], and by taking into account the general expression for the fundamental mode of a step-index planar waveguide, which can be found, for instance, in reference [Hun91]. Accordingly, the above equations can be rewritten as follows,

$$2i\beta_\alpha \frac{\partial \psi_\alpha}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi_\alpha}{\partial x^2} - G^2 x^2 \psi_\alpha + k^2 \tilde{n}_{k0} (1 + Q^2 x^2) (|\psi_\alpha|^2 + J|\psi_{3-\alpha}|^2) \psi_\alpha = 0, \quad (4)$$

where β_0 is the solution of the dispersion equation for the step-index waveguide. Moreover, G , Q and $\tilde{n}_{k0}$, which depend on the modal parameters ξ_s (p in the notation of reference [Hun91]) and φ_0 (modal amplitude value in $y = 0$), take the following values: $G^2 = k^2(n_f^2 - n_s^2)\varphi_0^2/l^2$, $\tilde{n}_{k0} = 3\chi_{Re}^{(3)}\varphi_0^4/16\xi_s$ and $Q^2 = 4\xi_s/l^2$. The G -factor can be regarded as a linear (effective) gradient index parameter (linear lenslike behaviour) whereas the Q -factor is an effective gradient nonlinear index parameter (power-dependent lenslike behaviour).

By following the variational formalism [Mat02a, And83] let us choose a Gaussian multiparametric trial function in order to solve Eq. (4), that is,

$$\psi_\alpha(x, z) = E_{0\alpha} \exp \left[-\frac{(x - x_\alpha)^2}{a^2 w_\alpha^2} \right] \exp [i\beta_\alpha \rho_\alpha (x - x_\alpha)^2 + iV_\alpha (x - x_\alpha)]. \quad (5)$$

The four z -dependent parameters for each envelope are: the normalized beam widths $w_\alpha(z)$, the inverse curvature radius $\rho_\alpha(z)$, the beam peak position $x_\alpha(z)$ and the transverse local wave number $V_\alpha(z)$; a is the initial beam width, therefore $w_\alpha(z=0) = 1$, and $E_{0\alpha}$ is the maximum field amplitude.

After a long but straightforward calculations, the following coupled equations for the relevant Gaussian parameters are obtained:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 w_\alpha}{d\tau^2} - \frac{1}{w_\alpha^3} + g w_\alpha + \frac{1}{2} p_\alpha \frac{1}{w_\alpha^2} (1 - q w_\alpha^2 + Q^2 x_\alpha^2) + \sqrt{2} J p_{3-\alpha} \frac{1}{w_\alpha^2} \times \\ \left(1 + \frac{w_{3-\alpha}^2}{w_\alpha^2}\right)^{-3/2} (K_{0\alpha} - q K_{1\alpha} + Q^2 K_{2\alpha}) \exp \left[\frac{-2(x_\alpha - x_{3-\alpha})^2}{a^2 w_\alpha^2 + a^2 w_{3-\alpha}^2} \right] = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{d^2 x_\alpha}{d\tau^2} + g x_\alpha - 2 p_\alpha q x_\alpha \frac{1}{w_\alpha} + \frac{J}{\sqrt{2}} p_{3-\alpha} (D_{0\alpha} - q D_{1\alpha}) \exp \left[\frac{-2(x_\alpha - x_{3-\alpha})^2}{a^2 w_\alpha^2 + a^2 w_{3-\alpha}^2} \right] = 0, \quad (7)$$

$$V_\alpha = \beta_\alpha \frac{dx_\alpha}{d\tau}, \quad (8)$$

where $\tau = 2z/\beta_\alpha a^2$, $g = \frac{1}{4} G^2 a^4$, $q = \frac{1}{8} Q^2 a^2$, $p_\alpha = k^2 \tilde{n}_{k0} E_{0\alpha}^2 a^2 / 2\sqrt{2}$ (note that p_α is a parameter which is proportional to the power of the beams), and

$$\begin{aligned} K_{0\alpha} &= 1 - \frac{4(x_\alpha - x_{3-\alpha})^2}{a^2 w_\alpha^2 + a^2 w_{3-\alpha}^2}, & K_{1\alpha} &= 2w_{3-\alpha}^2 - 3 \frac{w_\alpha^2 w_{3-\alpha}^2}{w_\alpha^2 + w_{3-\alpha}^2}, \\ K_{2\alpha} &= -4 \frac{x_{3-\alpha}(w_\alpha^2 x_{3-\alpha} + w_{3-\alpha}^2 x_\alpha)}{w_\alpha^2 + w_{3-\alpha}^2} + 4 \frac{(w_\alpha^2 x_{3-\alpha} + w_{3-\alpha}^2 x_\alpha)^2 (x_\alpha - x_{3-\alpha})^2}{a^2 (w_\alpha^2 + w_{3-\alpha}^2)^3} \\ &\quad + 5 \frac{(w_\alpha^2 x_{3-\alpha} + w_{3-\alpha}^2 x_\alpha) + w_\alpha^2 w_{3-\alpha}^2 (x_\alpha - x_{3-\alpha})^2}{(w_\alpha^2 + w_{3-\alpha}^2)^2}. \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} D_{0\alpha} &= \frac{(x_\alpha - x_{3-\alpha})}{(w_\alpha^2 + w_{3-\alpha}^2)^{3/2}}, & D_{1\alpha} &= 8 \frac{w_{3-\alpha}^2 (w_\alpha^2 x_{3-\alpha} + w_{3-\alpha}^2 x_\alpha)}{(w_\alpha^2 + w_{3-\alpha}^2)^{5/2}} \\ &\quad - 4 \frac{(x_\alpha - x_{3-\alpha})}{(w_\alpha^2 + w_{3-\alpha}^2)^{5/2}} - 4 \frac{(w_\alpha^2 x_{3-\alpha} + w_{3-\alpha}^2 x_\alpha)^2 (x_\alpha - x_{3-\alpha})}{a^2 (w_\alpha^2 + w_{3-\alpha}^2)^{7/2}}. \end{aligned} \quad (10)$$

Let us describe briefly the main effects involved in the light propagation inside the structure sketched in Fig.(2). As expected from Eq. (6) the $g(G)$ -factor induces a linear lenslike effect depending on the linear substrate-film index difference and the curvature of the parabolic interface; moreover, the global self-focusing effect is modulated by the Gaussian intensity distribution depending on the power of the beam p_α . The $Q(q)$ -factor involves a double effect: by one hand, it compensates the

linear gradient effect due the reduction of the index difference between the film and the substrate (since the index of the substrate is increased with the intensity), and by the other hand, it modulates the self-focusing effect as a function of the peak displacement increasing its influence in regions where the field is more present in the substrate. According to the first effect, the oscillatory behaviour of the beam peak displacement, which is induced by a gradient index distribution (swing effect), is in turn modulated as a function of the beam intensity/power (as Eq. (7) shows), and in consequence the period of oscillation is modified. This property is one of the key results of this work (as it will be shown in the HE-D design) since it does not take place in usual nonlinear lenses, where the focusing and/or swing properties are intensity-independent.

P7.4. *Design of the header extraction device*

We will design an all-optical planar waveguide header recognizer, based on the commented power dependence of the period of the swing of the beam. The device will operate with two different power states, that is, a low power state (data packet) and a high power state (header bit); the design of the device must verify that the beams corresponding to these states be well spatially-resolved to achieve an optimal output coupling onto two different optical fibers. It is assumed that the low power state will undergo a linear propagation, that is $p \sim 0$; and the high power state will be chosen as a quasi-self-trapping state, that is, a state where the Gaussian beam presents small variations of its width around the initial value.

In the figure 3 it is shown a sketch of the integrated device, where integrated multilenses are placed at the beginning and at the end of the nonlinear waveguide; each multilens can be implemented by waveguiding integrated lenses [Liñ00a, Liñ96] (see appendix A) and they must be designed in such a way that it expands/compresses the Gaussian beam along the x -direction from/to the input/output by means of optical fibers in a such a way that it preserves the linear modal amplitude assumption [Mat02a] and allows to obtain the optimal value of the initial beam width, as it will be described in detail later.

The variational propagation equations for a single beam are derived by choosing $p_2 = 0$ in Eqs. (6) and (7); thus by denoting with (w_h, x_h) the parameters of the header Gaussian beam with power $p_1 = p_h$, we obtain the following evolution equations:

$$\frac{d^2 w_h}{d\tau^2} - \frac{1}{w_h^3} + g w_h + \frac{1}{2} p_h \frac{1}{w_h^2} (1 - q w_h^2 + Q^2 x_h^2) = 0, \quad (11)$$

$$\frac{d^2 x_h}{d\tau^2} + g x_h - 2 p q x_h \frac{1}{w_h} = 0. \quad (12)$$

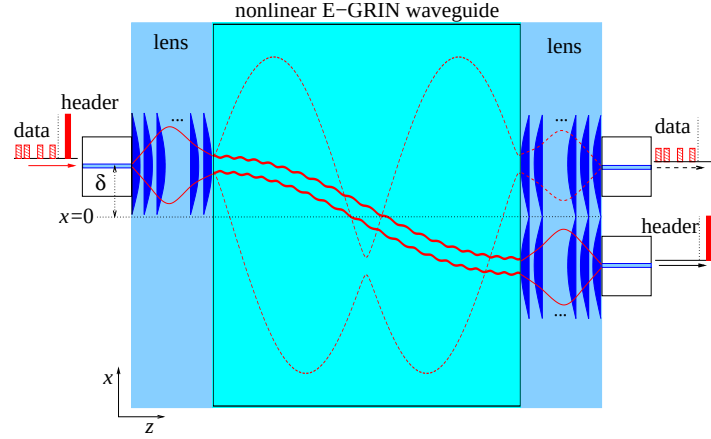


Figure 3: Top view of the header extraction device where the variational evolution of the header (solid) and data (dashed) Gaussian beam widths are shown.

On the other hand, the evolution equations for the data wave (w_d, x_d) are derived from Eqs. (6) and (7) by considering a linear propagation of the data Gaussian beam ($p_1 = p_d < 1$) and again $p_2 = 0$, that is,

$$\frac{d^2 w_d}{d\tau^2} - \frac{1}{w_d^3} + g w_d = 0, \quad (13)$$

$$\frac{d^2 x_d}{d\tau^2} + g x_d = 0. \quad (14)$$

For the header Gaussian beam, the above-mentioned nonlinear quasi-self-trapping state is obtained as follows: if we consider a non-displaced Gaussian beam ($\delta = 0$), we can calculate the value of power p_{st} for self-trapping: $w_h(p_{st}, x_h = 0, z) = 1$, from Eq. (11) (see for example [And83, Des91]), that is,

$$p_{st} = \frac{2(1-g)}{1-q} = \frac{16 - 4G^2 a^4}{8 - Q^2 a^2}. \quad (15)$$

When this power value is used for displaced Gaussian beams ($\delta \neq 0$) a quasi-selftrapping beam is obtained such as it is showed in Fig.(3) (solid line).

By launching both the data and header Gaussian beams with an initial displacement δ , oscillating trajectories (swing effect) are obtained, and therefore spatial periods of oscillation can be defined for the corresponding trajectories, that is, Λ_d

for the data Gaussian beam (obtained from Eq. (14)) and Λ_h for the header Gaussian beam (obtained from Eq. (12) with p_{st}). A simple condition for achieving a maximum spatial separation between the beams is obtained under the following condition: $\Lambda_h = 2\Lambda_l$ (see Fig.(3)). Now, we must calculate these periods and, as the $g(G)$ and $q(Q)$ factors depend on the waveguide parameters, the first step will be to obtain a proper design of the waveguide in order to enlarge the nonlinear contribution to the swing effect and so increase the difference between Λ_h and Λ_l ; for that, we have considered a substrate formed by a porous nonlinear glass [Geh98] and a film formed by an organic material with the following characteristics: $n_s = 1,500$ and $n_f = 1,540$ at $\lambda = 0,532 \mu\text{m}$, $n_c = 1,000$, $t_0 = 2,40 \mu\text{m}$ and $l = 400,0 \mu\text{m}^{1/2}$; moreover, we have taken an initial peak displacement $\delta = 40\mu\text{m}$.

It can be easily derived from Eq. (14) that the peak trajectory of the data beam is given by the solution $x_d(\tau) = \delta \cos(g^{1/2}\tau)$, therefore the linear period is

$$\Lambda_l = \frac{2\pi}{g^{1/2}} = \frac{4\pi}{Ga^2}. \quad (16)$$

On the other hand, the initial beam width a of the beams is taken as a designing parameter; thus, from the numerical solutions of Eqs. (11) and (12), and by taking into account Eqs. (15) and the expression (16), we can find the value of a which fulfills the condition for the swing periods. The numerical result was $a = 6,87 \mu\text{m}$ and therefore with the following factors $g = 3,40 \times 10^{-3}$, $q = 5,82 \times 10^{-4}$ and $p_{st} = 1,994$.

In figures (4)-(a) and (b) it is shown the evolution of the Gaussian widths of the linear and quasi-self-trapped beams, respectively.

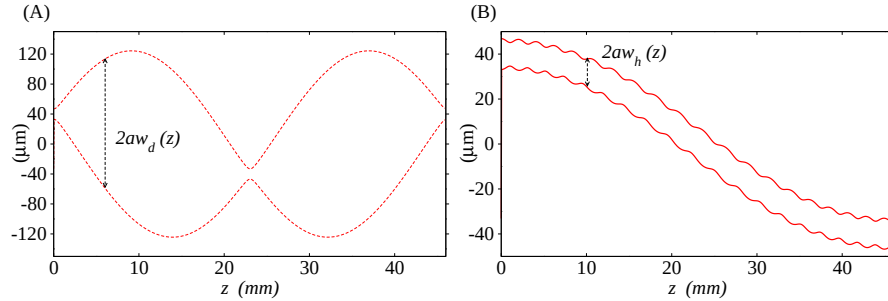


Figure 4: Variational results for the data (A) and header (B) beam propagation.

P7.5. *Design of the optical bistable device*

Intrinsic *all-optical* bistability by nonlinear amplitude modulation (therefore it is insensitive to nonlinear phase modulation) is based on the mutual nonlinear interaction of two counterpropagating beams. In our case, the nonlinear amplitude modulation is due, on the one hand, to the nonlinear changes of the effective index of a planar waveguide, and on the other hand, to linear amplitude transformations obtained by transverse modal coupling between an optical fiber mode and the nonlinear Gaussian beams. Likewise, the bistable behaviour for input powers p_{in} , is characterized by a low and high transmission states of optical power at the output of the device (p_{out}), which are joined by an hysteresis loop in the plane $p_{in} - p_{out}$.

In the figure 5 it is shown the integrated device proposed for optical bistability. The device is made up by an nonlinear planar waveguide with the same characteristics that the one designed for the HE-D unless the curvature of the of the substrate-film interface, which, for the sake of simplicity, has been chosen as planar ($l \gg \lambda$) (otherwise, it could arise undesired multistable loops [Mat05]); in addition, two linear subsystems (input and feedback ones) formed by integrated-lenses and optical single-mode fibers are included. A reflective element, with reflectance R , is incorporated to the feedback subsystem, in order to obtain the optical counter-propagation. Finally, the regressive (feedback) beam is collected by the input lens providing, by means of a directional coupler, the output power value.

The input subsystem transforms the modal amplitude of the input fiber into an elliptical one, expanding by a first integrated multilens the optical field along the x -direction; next, after the beam propagation along the nonlinear planar waveguide, the light is coupled onto the optical fiber, with a reflective end, by means of a second integrated multilens, which is specularly identical to the input one. At low power values the optical beam will arrive diffracted to the second multilens (plane z_2) and, as it performs the inverse beam transformation of the first multilens, a diffracted beam will be coupled inefficiently onto the optical fiber (as it is shown in the figure (5)), which provides a poor feedback and consequently a poor output transmission. As the optical power is increased the beam tends to a self-confinement regime; in this case, the second multilens will couple the nonlinear envelope to the optical fiber in a more efficient way, which provides an intense reflected beam and therefore, a high transmission output. Under this condition, the cross-action of the nonlinear counterpropagating beams creates an state of *waves-guiding-waves* which keeps a quasi-self-trapped state even when the input power is reduced, making sure a high transmission behaviour, within an hysteresis loop, such as it is required in an optical bistable behaviour.

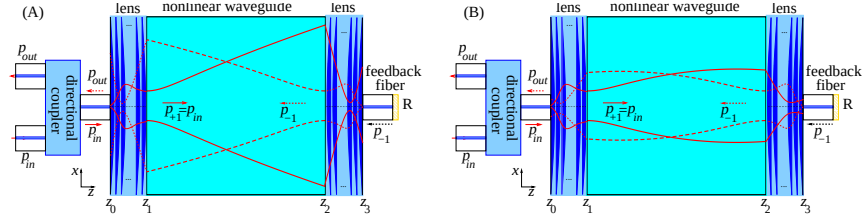


Figure 5: Sketch of the bistable device showing the propagation behaviour of the counterpropagating beams in cases of low (A) and high (B) transmission output.

Let us denote as $p_{+1} \equiv p_{in}$ and w_{+1} the power parameter and beam width of the forward beam, and p_{-1} and w_{-1} the power parameter and the width of the backward (feedback) beam (see figure (5)). As it was mentioned above, for optical bistability we will consider an homogeneous planar waveguide ($l \gg \lambda$) and in consequence $g = Q = q = 0$; likewise, collinear beams are assumed, where $x_{+1} = x_{-1} = 0, 0$. Under such assumptions, the variational equations (6) for the counterpropagating beams ($J = 2$) are now given, with the new notation, by,

$$\frac{d^2 w_{+1}}{d\tau^2} - \frac{1}{w_{+1}^3} + \frac{1}{2} p_{+1} \frac{1}{w_{+1}^2} + 2\sqrt{2} p_{-1} \frac{1}{w_{+1}^2} \left(1 + \frac{w_{-1}^2}{w_{+1}^2}\right)^{-3/2} = 0, \quad (17)$$

$$\frac{d^2 w_{-1}}{d\tau^2} - \frac{1}{w_{-1}^3} + \frac{1}{2} p_{-1} \frac{1}{w_{-1}^2} + 2\sqrt{2} p_{+1} \frac{1}{w_{-1}^2} \left(1 + \frac{w_{+1}^2}{w_{-1}^2}\right)^{-3/2} = 0. \quad (18)$$

It can be demonstrated, by following the calculus from reference [Mat02a], that the transverse coupling efficiency between the forward beam and the fiber modal amplitude at the plane z_3 , is given, as a function of the forward beam width at plane z_2 , by the following expression,

$$\eta_3(p_{+1}, p_{-1}) = \frac{2w_{+1}(z_2, p_{+1}, p_{-1})}{1 + w_{+1}^2(z_2, p_{+1}, p_{-1})}, \quad (19)$$

where the value of w_{+1} at z_2 is given by Eqs. (17) and (18) after a propagation distance $|z_2 - z_1|$. Next, the power value of the backward beam is calculated by taking into account the transverse modal coupling and the reflection onto the output fiber, that is,

$$p_{-1} = \eta_3(p_{+1}, p_{-1}) R p_{+1}. \quad (20)$$

Finally, the output power is given by the product of the backward power p_{-1} and the transverse modal coupling of the backward beam at the plane Z_0 , that is,

$$\eta_0(p_{-1}, p_{+1}) = \frac{2w_{-1}(z_1, p_{-1}, p_{+1})}{1 + w_{-1}^2(z_1, p_{-1}, p_{+1})}, \quad (21)$$

where,

$$p_{out} = p_{-1}\eta_0(p_{+1}, p_{-1}). \quad (22)$$

In short, we must solve the equations system given by Eqs. (17) and (18) with the implicit condition given by Eq. (20), in order to obtain the final $p_{in} - p_{out}$ results. For that, we solve the equations system for the beam widths, starting from an initial value of p_{-1} , and iteratively we find the value or values (since there will be multivalued point due to the bistability) of p_{-1} which fulfills the condition (20) for a given value p_{in} ; iteration is based on the searching of roots of Eq. (20).

In the figure 6 it is shown the result of the bistable calculus, for a reflectivity of $R = 1,0$ and a propagation distance of $|z_2 - z_1| = 2,1$ mm. The propagation behaviour of the bistable operation (points A and B), it is shown in the figures 5-A and -B respectively, extracted from the solutions of the equations (17) and (18).

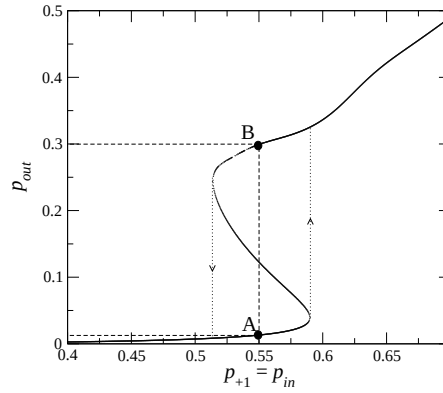


Figure 6: Optical bistability plot showing the bi-valued points for routing operation at $p_{in} = 0,55$, where A is the output power value for a header bit "0", and B is for the header value "1".

As it is shown in the bistability plot, we must fix the power of the bistability feed input (*feed* in Fig. 1) equal to $p_{in} = p_{feed} = 0,55$, therefore, when the header bit is added to the bistable feed power, the output switches to a high transmission state providing an output power value (in normalized units) $p_{out} = 0,3$. This value must be amplified since (as we will see later), the pump signal for the DR-D must fulfill the quasi-self-trapping condition ($p_{st} \sim 2$) in the same way that in the header extraction device. It is important to stress here that the power parameters p depend on the waveguide structure via the averaged third order susceptibility; in this way, we have considered the same waveguide parameters and material

configuration which allows us to talk in terms of power parameters instead of real power values.

P7.6. *Design of the data routing device*

We will perform the design of the device devoted to the derivation of the data as a function of the bistable output, which in turn, depends on the header bit value. The main task is to achieve an optimal coupling of the data packet wave onto two different optical fibers (output channels) depending on the presence or absence of the pump wave generated by the header bit. The pump wave, as in the HE-D, is propagated in a quasi-self-trapping state and it will induce changes on the refractive index, due third order nonlinearity, which will affect on the data packet wave by modifying its beam width and peak trajectory. The most important aim is to avoid the cross-talk between the output channels, that is, the presence of part of the data wave in its non-corresponding optical fiber; therefore, the coupling efficiency of the data packet in its corresponding channel must be sufficiently high and moreover, a fully negligible coupling efficiency in its non-corresponding optical fiber must be achieved. On the other hand, the pump wave must not increase in a relevant way the data transmission power in order to preserve the data power values in a linear regime. This requirement is important for a cascaded system where the output signals are used as input signals of new devices.

Let us start by denoting the Gaussian parameters p , w , x and V with two subindexes where the first one is related to the type of wave pump (p) or data (d) and the second one is related to the state of the device that is, pump off (header 0) and pump on (header 1) that is, we have the following cases: data wave (pump off) $(p_{d0}, w_{d0}, x_{d0}, V_{d0})$; data wave (pump on) $(p_{d1}, w_{d1}, x_{d1}, V_{d1})$ and pump wave $(p_{p1}, w_{p1}, x_{p1}, V_{p1})$.

By considering again, as in section 4, that the power of the data sufficiently low for making sure a linear regime, that is, $p_{d0} = p_{d1} \sim 0$, let us rewrite the evolution equations (6) and (7) for the data and pump beams for both the case of absence (header bit 0) and presence (header bit 1) of pump. For the first case we have that,

$$\frac{d^2 w_{d0}}{d\tau^2} - \frac{1}{w_{d0}^3} + g w_{d0} = 0, \quad \frac{d^2 x_{d0}}{d\tau^2} + g x_{d0} = 0, \quad V_{d0} = \beta_0 \frac{dx_{d0}}{d\tau}. \quad (23)$$

For the second case,

$$\begin{aligned} \frac{d^2 w_{p1}}{d\tau^2} - \frac{1}{w_{p1}^3} + g w_{p1} + \frac{1}{2} p_{p1} \frac{1}{w_{p1}^2} (1 - q w_{p1}^2 + Q^2 x_{p1}^2), \\ \frac{d^2 x_{p1}}{d\tau^2} + g x_{p1} - 2 p_{p1} q x_{p1} \frac{1}{w_{p1}} = 0, \quad V_{p1} = \beta_0 \frac{dx_{p1}}{d\tau}. \end{aligned} \quad (24)$$

Moreover, the evolution equations for the data wave width in the presence of pump are given by,

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 w_{d1}}{d\tau^2} - \frac{1}{w_{d1}^3} + g w_{d1} + \\ & + \sqrt{2} p_{p1} \frac{1}{w_{d1}^2} \left(1 + \frac{w_{p1}^2}{w_{d1}^2} \right)^{-3/2} (K_0 + q K_1 - Q K_2) \exp \left[\frac{-2(x_{d1} - x_{p1})^2}{a^2 w_{d1}^2 + a^2 w_{p1}^2} \right] = 0, \end{aligned} \quad (25)$$

where the values of the K-functions are given by Eqs. (9) with the proper notation. Finally, the peak displacement and the wave number of data beam in the presence of pump are given by,

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 x_{d1}}{d\tau^2} + g x_{d1} + \frac{1}{\sqrt{2}} p_{p1} (D_0 - q D_1) \exp \left[\frac{-2(x_{d1} - x_{p1})^2}{a^2 w_{d1}^2 + a^2 w_{p1}^2} \right] = 0, \\ & V_{d1} = \beta_0 \frac{dx_{d1}}{d\tau}, \end{aligned} \quad (26)$$

where the functions D_0 and D_1 are given by Eqs. (10).

Once the evolution equations for the relevant parameters are given (the effect of the curvature radius on the transverse modal coupling is negligible), let us perform the design of the device in order to achieve an optimal coupling of the data onto the output optical fibers depending on the presence or absence of the pump wave. We will consider the characteristics of the nonlinear waveguide identical to those ones chosen for the HE-D in order to keep invariant the power values of the system; likewise, the pump wave will be considered in a quasi-self-trapping regime, that is, $w_{p1} \sim 1$. First let us advance the results on the design and the structure of the device and later we will present the calculations. In figure 7 are shown both the device and the variational propagation of the two states under a top view of the beam widths (taken as $1/e$ of the peak amplitudes).

The input lens is designed, as in the previous devices, in order to expand the beams along the x direction to an initial Gaussian beam width of $a = 6,87$. The input fibers are separated a distance $\delta = 5w_g$, where w_g is the modal radius of the fiber mode, which is assumed to be equal to the modal radius of the modal amplitude of the planar waveguide which takes the value, $w_g = 1,33 \mu\text{m}$; the distance δ is chosen as short as possible to maximize the interaction between the pump and data waves in an also short propagation distances ($z_2 - z_1$); moreover, the input fibers are placed in such a way that the input data channel is at $x = 0$, that is $x_{d0}(z_1) = x_{d1}(z_1) = 0$ and the pump channel is at $x = -\delta$; thus, the input

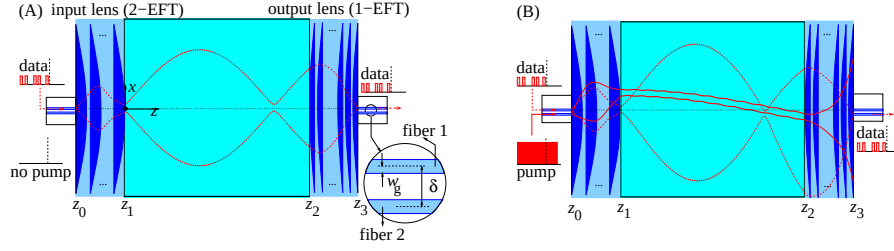


Figure 7: Integrated device performing the data routing under the absence (A) and presence (B) of the pump wave. The variational evolution of the pump (dashed) and data (solid) are shown for each case.

multilens, designed with 2 EFT modules (see appendix A), shifts the pump wave a value $x_{p1}(z_1) = B_2\delta/B_1 = 5a$ at the plane z_1 (see figure (7)-(B)), as they show the multilenses transformation laws given by Eqs. (A.5).

It is clear, from the above assumptions that the data wave in the absence of pump will not experiment any peak displacement since it is launched along the symmetry z -axis of the substrate-film curved interface; therefore, it will couple onto an output optical fiber at $x = 0$; however, when the pump wave is present, the data wave will interact with the high power pump wave modifying its propagation, that is, the data beam will undergo a peak displacement; moreover, as in the HE-D, the pump wave will experiment a swing effect due to its initial peak shifting respect to $x = 0$.

We start the calculation by choosing a separation of the output fibers equal to δ ; therefore, in the presence of pump, the data wave will be optimally coupled onto fiber 2 if the following conditions are fulfilled at plane z_3 , that is

$$aw_{d1}(z_3) = w_g, \quad x_{d1}(z_3) = -\delta. \quad (27)$$

For the sake of simplicity we have not imposed any restriction on the wave number V_{d1} at the plane z_3 .

Now, by taking into account the transformation relationships for an output multilens with one EFT-module, and by considering the above expressions, we have the following expressions for the values of the Gaussian parameters of the data wave at the plane z_2 , that is,

$$aw_{d1}(z_2) = \frac{2B}{k} \frac{1}{w_g}, \quad V_{d1}(z_2) = \frac{k\delta}{B}. \quad (28)$$

Finally, by taking the product of the above expressions, the Gaussian beam parameters of the data wave under the presence of the pump wave and the B parameter of the output multilens must fulfill the following condition

$$aw_{d1}(z_2)V_{d1}(z_2) = -\frac{2\delta}{w_g} = -10, \quad B/k = \frac{1}{2}aw_{d1}(z_2)w_g. \quad (29)$$

It is important to stress that the Gaussian parameters at the plane z_2 for both the pump wave and the data wave in the absence of pump, are now completely determined by the condition (29) since it will fix both the length of the nonlinear waveguide and consequently the parameters of the output multilens.

Therefore, the value of the beam width, peak displacement and wave number of the data wave without pump are now given by,

$$aw_{d0}(z_3) = \frac{2B}{k} \frac{1}{aw_{d0}(z_2)} = \frac{w_{d1}(z_2)w_g}{w_{d0}(z_2)}, \quad x_{d0}(z_3) = 0, \quad V_{d0}(z_3) = 0, \quad (30)$$

and the pump wave parameters at the plane z_3 are given are given by,

$$\begin{aligned} aw_{p1}(z_3) &= \frac{2B}{k} \frac{1}{aw_{p1}(z_2)} = \frac{w_{d1}(z_2)w_g}{w_{p1}(z_2)}, \\ x_{p1}(z_3) &= \frac{B}{k} x_{p1}(z_2) = \frac{1}{2}aw_{d1}(z_2)w_g V_{p1}(z_2), \\ V_{p1}(z_3) &= -\frac{k}{B} x_{p1}(z_2) = \frac{2}{aw_{d1}(z_2)w_g} x_{p1}(z_2). \end{aligned} \quad (31)$$

By solving the system of equations (24), (25) and (26) for the quasi-selftrapping power for the pump wave, that is $p_{p1} = p_{st}$ (given by the equation (15)), we find the distance of propagation which makes sure the condition (29), that is $z_2 - z_1 = 25,84$ mm. Once the optimal distance value has been obtained, we calculate, from Eqs. (23), the values for the Gaussian parameters of the data beam in the absence of pump. In the figure 8 are shown the plots derived from the results from the design, where it can be observed the quantitative evolution of the beams for each routing operation.

Let us evaluate the validity of the design by calculating the transverse modal coupling efficiency of the data and pump waves for each output optical fibers. For that, let us introduce first the expressions for the normalized amplitudes of the incoming Gaussian beams ψ_σ at the plane z_3 where the subindex σ gives account of the notation ($\sigma = d0, d1, p1$),

$$\psi_\sigma(x) = \frac{2^{1/4}}{(\pi a^2 w_\sigma^2)^{1/4}} \exp \left[-\frac{(x - x_\sigma)^2}{a^2 w_\sigma^2} \right] \exp [iV_\sigma(x - x_\sigma)], \quad (32)$$

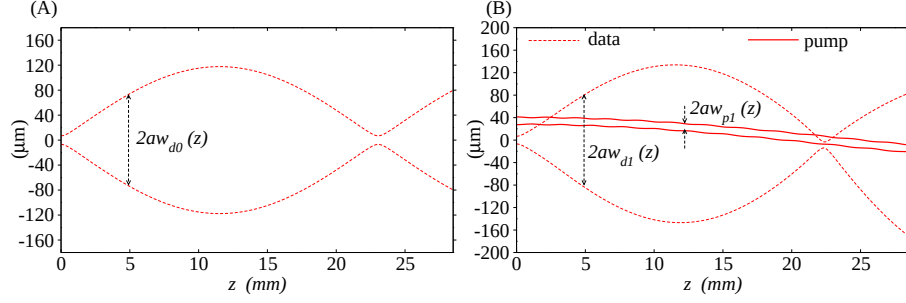


Figure 8: Propagation plots (top view) for the data routing operation. (A) Data wave propagation under the absence of pump (header bit "0"); (B) Data and pump wave propagation under the presence of pump (header bit "1").

moreover, the Gaussian modal amplitude φ_f of an optical fiber displaced a value Δ respect to the x -axis, is expressed as follows,

$$\varphi_g(x) = \frac{2^{1/4}}{(\pi w_g^2)^{1/4}} \exp \left[-\frac{(x - \Delta)^2}{w_g^2} \right]. \quad (33)$$

The transverse modal coupling efficiency can be determined at z_3 by the following expression [Liñ92],

$$\eta_\sigma = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \psi_\sigma(x) \varphi_g(x) dx \right|^2 = \frac{2aw_\sigma w_g}{a^2 w_\sigma^2 + w_g^2} \exp \left[-\frac{1}{2} \frac{a^2 w_\sigma^2 w_g^2 V_\sigma^2 + 4(x_\sigma - \Delta)^2}{a^2 w_\sigma^2 + w_g^2} \right], \quad (34)$$

where $\Delta = 0$ for fiber 1 and $\Delta = -\delta$ for fiber 2. Finally, these are the results for the transverse modal coupling on each fiber for the propagating waves in both operation states,

	η_{d0}	η_{d1}	η_{p1}
Fiber 1	0,900	$1,20 \times 10^{-11}$	0,090
Fiber 2	$6,50 \times 10^{-7}$	0,888	0,090

Table 5.1: Transverse coupling efficiencies of the data and pump beams onto the output optical fibers.

As the results show, the data packet is transmitted through each fiber with a high efficiency (higher than the 85 %) for each case; on the other hand, the most important result is that the cross-talk of the transmission is negligible since the

coupling efficiencies of data packet on the non-corresponding channel are lower than 0.0001 %; in addition, the pump wave presents an optical coupling efficiency onto both channels about 10 %; although it is not negligible, it is enough to preserve the data packet free of nonlinear effects for further incorporation to cascaded devices.

P7.7. *Cascaded configuration for N-port routing.*

The implementation of a single-bit routing module, presented above, routes the data signal onto two different output channels. It is the first step towards a general multi-port routing operation as a function of a generalized header composed by an array of bits. The header encoding in a N-bit binary format, allows the routing of the data packet towards 2^N output ports, and the routing path must be determined by the header binary value.

In the figure 9 is shown a scheme of a 2-bit routing operation (the generalization to N-bit is intuitive by means of cascadability), where a 4-port routing configuration is presented for a generalized encoding of the header. The input packets are modulated with the same intensity values for the data and the header, presenting a realistic case of information encoding. The previous step for the proposed routing

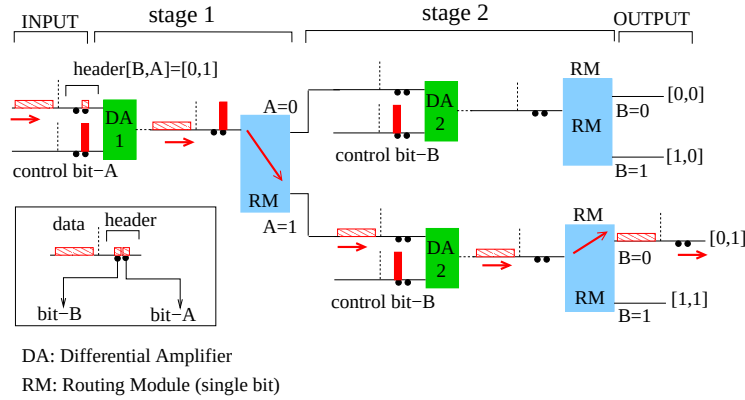


Figure 9: Scheme of the cascaded configuration for multi-bit header routing where a [0,1] header routes the data packet onto its correspondent output channel.

strategy is to amplify the header bits in order to switch the data packet into its corresponding channel; for that, an all-optical Differential Amplifier (DA), which can be implemented under the same physical mechanism as the devices presented in this work (see reference [Mat02a]), is fed with a reference signal synchronized

with the corresponding header bit in each stage (see figure 9). Therefore, in the first stage, the first header bit (bit-A) is amplified and the first single-bit Routing Module (RM) performs the corresponding routing operation where both the data packet and the non-amplified header bits are transmitted through the corresponding output channel. In the second stage, the 0-valued bit-B does not switch up the DA, and the second RM routes the data packet to the output channel labelled as [0,1] in the figure 9. Finally, a whole routing process as a function of the binary value of the header N-bit array, can be performed by sequentially cascading the single bit routing stages onto each output of the RMs.

P7.8. *Conclusions*

An integrated optical system has been fully designed for a phase-insensitive all-optical routing operation. By means of the variational method, we have obtained the evolution equations for the characteristic parameters of single, co- and counter-propagating Gaussian beams in a nonlinear lenslike waveguide. Starting from these results and in connection with the theory and design of integrated waveguiding multilenses, three integrated all-optical devices devoted to header bit extraction, bistability and data routing, have been designed under a unique technology. The optical system proposed shows a robust, phase-insensitive and fiber compatible single-bit routing operation. Finally, by connecting several integrated optical systems of this kind in a cascaded way a N-bit router can be implemented.

Acknowledgments

This work was supported by contract TIC2003-08992, Ministerio de Ciencia y Tecnología (Spain).

APPENDIX

In this work the design of the integrated multilens is based on one or two modules performing, each one of them, an Exact Fourier Transform (EFT) of the input beam. The configuration, for instance, of a multilens with two modules and their characteristic parameters are shown in Fig.(A.1)

Let us define each EFT module $j = 1, 2$ as a planar integrated multilens composed by m_j plane-convex lenses of thickness t_j and aperture A_j separated a distance l_j with effective indexes N_i and N_o inside and outside of each lens. It can be demonstrated (explicit calculus is found in reference [Liñ00a]) that each module j produces, at z_j -planes, an Exact Fourier Transform of the Gaussian beam at z_{j-1} -planes if the following conditions are fulfilled,

$$N_o t_j = N_i l_j, \quad m_j \cos^{-1} \left(1 - \frac{t_j}{N_i f_j} \right) = \frac{\pi}{2}, \quad (\text{A.1})$$

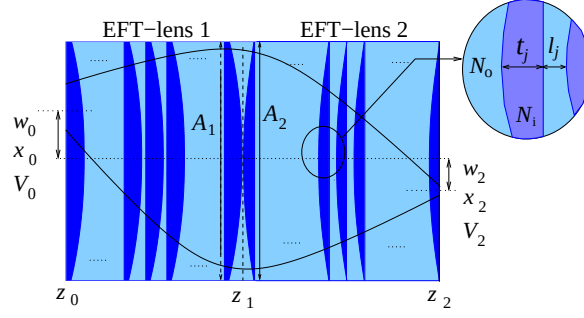


Figure A.1: Sketch of a multilens with two EFT modules.

where f_j are the focal lengths of each plane-convex lens, that is:

$$f_j = \frac{N_o}{N_i - N_o} \frac{1}{t_j} [t_j^2 + (A_j/2)^2]. \quad (\text{A.2})$$

Now, by defining the Gaussian beam width, peak displacement and wave number at planes z_j (see Fig.10) as w_j , x_j and V_j respectively, the following relationships, for a single EFT module, are obtained for the transformation of the beam parameters:

$$aw_j = \frac{2B_j}{k} \frac{1}{aw_{j-1}}, \quad x_j = \frac{B_j}{k} V_{j-1} \quad \text{and} \quad V_j = -\frac{k}{B_j} x_{j-1}, \quad (\text{A.3})$$

where,

$$B_j = \left[\frac{2t_j f_j}{N_i} - \frac{t_j^2}{N_o^2} \right]. \quad (\text{A.4})$$

Finally, by combining the expressions (A.3) it can be easily obtained the following relationships for two EFT modules, that is:

$$aw_2 = \frac{B_2}{B_1} aw_0, \quad x_2 = -\frac{B_2}{B_1} x_0 \quad \text{and} \quad V_2 = -\frac{B_1}{B_2} V_0. \quad (\text{A.5})$$

Conclusiones

Partiendo de un análisis crítico sobre los diferentes dispositivos ópticos integrados existentes en la actualidad y destinados a operar en el dominio totalmente óptico, se han establecido los requerimientos y objetivos fundamentales que han de cumplir los dispositivos ópticos en el marco de las tecnologías de las comunicaciones y la computación ópticas; consecuentemente, en la presente memoria se ha presentado la teoría y diseño de dispositivos ópticos integrados no lineales para biestabilidad, lógica y enrutado consistentes con tales requerimientos.

Del estudio realizado se concluye que el nuevo tipo de guías integradas propuestas, denominadas guías CKG y basadas en la gradualidad del índice efectivo así como en la distribución inhomogénea de la no linealidad, ha permitido la obtención de regímenes de propagación, contrapropagación y copropagación altamente específicos para dispositivos totalmente ópticos, en virtud de la influencia de dicha inhomogeneidad y del índice efectivo gradual sobre la propagación del campo óptico

Asimismo, la resolución de las ecuaciones generales que gobiernan la propagación y multipropagación no lineales en guías CKG, ha sido realizada mediante la formulación variacional. Dicha formulación se ha generalizado a medios disipativos/amplificativos, proponiéndose el denominado método variacional disipativo. Dicho método, que se fundamenta en el desacoplamiento refractivo-disipativo de las ecuaciones de propagación en tramos de longitud reducida, aporta, de una forma simple y computacionalmente rápida, resultados para la propagación y multipropagación no lineales en guías CKG disipativas/amplificativas, lo que además ha permitido un análisis realista de los nuevos dispositivos.

Por otra parte, se ha propuesto la combinación del mecanismo de automodulación y modulación cruzada no lineal de amplitud en guías CKG con el mecanismo

de modulación de intensidad mediante el denominado Acoplamiento Modal Transversal (AMT), confirmándose como una estrategia general y eficiente para proyectar y diseñar dispositivos integrados compatibles con fibras ópticas, ultrarrápidos e insensibles a fase y frecuencia.

En definitiva, con el estudio de un nuevo tipo de guías integradas denominadas CKG, una nueva formulación variacional de problema de propagación disipativo, y finalmente, un nuevo mecanismo óptico de modulación no lineal de intensidad por acoplamiento modal transversal, se ha mostrado la consecución de dispositivos biestables, lógicos y de enrutado de alto valor estratégico en el desarrollo de sistemas de transmisión y procesado totalmente ópticos.

oOo

Bibliografía

- [Abb96] Abbate, G., Castaldo, F., de Stefano, L., Santamato, E., Mormide, P., Forastiere, M., Righini, G. C., Sirleto, L., “Analysis of modal coupling between glassy and liquid crystal planar waveguides”, en G. R. Righini (editor), *Proceedings of the SPIE: Fiber integrated optics*, vol. 2954, pp. 285–303 (1996).
- [Afa98] Afanasjev, V. V., Malomed, B. A., Chu, P. L., Islam, M. K., “Generalized variational approximations for the optical soliton”, *Opt. Commun.*, vol. 147, pp. 317–322 (1998).
- [Ait91] Aitchison, J., Silberberg, Y., Weiner, A. M., Leaird, D. E., Oliver, M. K., Jackel, J. L., Vogel, E. M., “Spatial optical solitons in planar glass waveguides”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 8(6), pp. 1290–1297 (1991).
- [Ako98] Akozbek, N., Sajejev, J., “Optical solitary waves in two- and three-dimensional nonlinear photonic band-gap structures”, *Phys. Rev. E*, vol. 57(2), pp. 2287–2319 (1998).
- [And83] Anderson, D., “Variational approach to nonlinear pulse propagation in optical fibers”, *Phys. Rev. A*, vol. 27(6), pp. 3135–3145 (1983).
- [And85] Anderson, D., Lisak, M., “Bandwidth limits due to incoherent soliton interaction in optical-fiber communication systems”, *Phys. Rev. A*, vol. 32(4), pp. 2270–2274 (1985).
- [And01] Anderson, D., Lisak, M., Berntson, A., “A variational approach to nonlinear evolution equations in optics”, *Pramana J. Phys.*, vol. 57(5&6), pp. 917–936 (2001).

- [Ass90] Assanto, G., “All-optical nonlinear integrated devices”, *J. Modern Opt.*, vol. 37, pp. 855–873 (1990).
- [Bar97] Bartuch, U., Peschel, U., Gabler, T., R., W., Hörhold, H.-H., “Experimental investigations and numerical simulations of spatial solitons in planar polymer waveguides”, *Opt. Commun.*, vol. 134, pp. 49–54 (1997).
- [Ben99] Benninck, R. S., Yoon, Y., Boyd, W., “Accessing the optical nonlinearity of metals with metal-dielectric photonic bandgap structures”, *Opt. Lett.*, vol. 24(30), pp. 1416–1418 (1999).
- [Ber96] Bertolotti, M., Masciulli, P., Ranieri, P., Sibilia, C., “Optical bistability in a nonlinear Cantor corrugated waveguide”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 13(7), pp. 1517–1525 (1996).
- [Bis01] Bischoff, S., Buxens, A., Fischer, S., Dulk, M., Clausen, A. T., Poulsen, H. N., Mork, J., “All-optical high-speed signal processing in Mach-Zehnder interferometers based on semiconductor optical amplifiers”, *Opt. Quantum Electron.*, vol. 33, pp. 907–927 (2001).
- [Bjo81] Bjorkholm, J. E., Smith, P. W., Tomlinson, W. J., Kaplan, A. E., “Optical bistability based on self-focusing”, *Opt. Lett.*, vol. 6(7), pp. 345–347 (1981).
- [Bjo82] Bjorkholm, J. I., Smith, P. W., Tomlinson, W. J., “Optical bistability based on self-focusing: An approximate analysis”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-18(12), pp. 2016–2021 (1982).
- [Bla94] Blair, S., Wagner, K., McLeod, R., “Asymmetric spatial soliton dragging”, *Opt. Lett.*, vol. 19(23), pp. 1943–1945 (1994).
- [Bla99] Blair, S., Wagner, K., “Spatial soliton angular deflection logic gates”, *Appl. Opt.*, vol. 38(32), pp. 6749–6772 (1999).
- [Bla00] Blair, S., Wagner, K., “Cascadable spatial-soliton logic gates”, *Appl. Opt.*, vol. 39(32), pp. 6006–6018 (2000).
- [Blu00] Blumenthal, D. J., Olsson, B. E., Rossi, G., Dimmick, T. E., Rau, L., Mašanović, M., Lavrova, O., Doshi, R., Jerphagnon, O., Bowers, J. E., Kaman, V., Coldren, L. A., Barton, J., “All-optical label swapping networks and technologies”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 18(12), pp. 2058–2075 (2000).

- [Boa95] Boardman, A. D., Xie, K., Zharov, A. A., “Polarization interaction of spatial solitons in optical planar waveguides”, *Phys. Rev. A*, vol. 51(1), pp. 692–704 (1995).
- [Boa97] Boardman, A. D., Xie, K., “Magneto-optic spatial solitons”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14(11), pp. 3102–3109 (1997).
- [Bou01] Bourgeois, S., “Fibre-based components meet EDFA demands”, *WDM Solutions (Laser Focus World)*, pp. 67–74 (marzo 2001).
- [Bow84] Bowden, C. M., Gibbs, H. M., McCall, S. L., *Optical bistability 2*, Plenum Press, New York (1984).
- [Boy92] Boyd, R. W., *Nonlinear optics*, Academic Press, Boston (1992).
- [Bra01] Bradford, C., “Managing chromatic dispersion increases bandwidth”, *WDM Solutions (Laser Focus World)*, pp. 71–75 (febrero 2001).
- [Cap94] Capobianco, A. D., Costantini, B., De Angelis, C., Nalesso, G. F., “Two-dimensional Hamiltonian description of nonlinear optical waveguides”, *Opt. Quantum Electron.*, vol. 26, pp. S335–S348 (1994).
- [Car88] Carlson, B. C., “A table of elliptic integrals of the third kind”, *Math. Comput.*, vol. 51(183), pp. 267–280 (1988).
- [Car91] Carlson, B. C., “A table of elliptic integrals: One quadratic factor”, *Math. Comput.*, vol. 56(193), pp. 267–280 (1991).
- [Cas85] Casperson, L. W., “Beam propagation in periodic quadratic-index waveguides”, *Appl. Opt.*, vol. 24(24), pp. 4395–4403 (1985).
- [Cha98] Chan, V. W. S., Hall, K. L., Modiano, E., Rauschenbach, K. A., “Architectures and technologies for high-speed optical data networks”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 16(12), pp. 2146–2168 (1998).
- [Che94] Chen, Y., Atai, J., “Dynamics of optical-vortex solitons in perturbed nonlinear media”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 11(10), pp. 2000–2003 (1994).
- [Che05] Chen, P. Y., Chu, P. L., Malomed, B. A., “An iterative numerical method for dispersion-managed solitons”, *Opt. Commun.*, vol. 245, pp. 425–435 (2005).
- [Chi90] Chiang, K. S., Sammut, R. A., “Effective-index method for spatial solitons in planar waveguides with Kerr-type nonlinearity”, *Phys. Lett. A*, vol. 148(1 & 2), pp. 31–34 (1990).

- [Chi94] Chiang, K. S., “Review of numerical and approximate methods for the modal analysis of general optical dielectric waveguides”, *Opt. Quantum Electron.*, vol. 26, pp. S113–S134 (1994).
- [Chi97] Chiang, K. S., “Analysis of optical fibers by the effective-index method”, *Appl. Opt.*, vol. 25(3), pp. 348–354 (1997).
- [Cla04] Clavero, R., Martínez, J. M., Ramos, F., Martí, J., “All-optical packet routing for optical label-swapping networks”, *Opt. Express*, vol. 12(18), pp. 4326–4332 (2004).
- [Coh02] Cohen, O., Uzdin, R., Carmon, T., Fleischer, J. W., Segev, M., Odouov, S., “Collisions between optical spatial solitons propagating in opposite directions”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89(13), pp. 133901/1–133901/4 (2002).
- [Con95] Conte, R., Musette, M., “Exact solutions to the complex Ginzburg-Landau equation of non-linear optics”, *Pure App. Opt.*, vol. 4, pp. 315–320 (1995).
- [CP01] Chamorro-Posada, P., McDonald, G. S., New, G. H. C., “Non-paraxial beam propagation methods”, *Opt. Commun.*, vol. 192, pp. 1–12 (2001).
- [Dan88] Dannberg, P., Broese, E., “Observation of optical bistability by prism excitation of a nonlinear film-guide wave”, *Appl. Opt.*, vol. 27(8), pp. 1612–1614 (1988).
- [Des91] Desaix, M., Anderson, D., Lisak, M., “Variational approach to collapse of optical pulses”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 8(10), pp. 2082–2086 (1991).
- [Des98] Desyatnikov, A. S., Maïmistov, A. I., “Interaction of two spatially separated light beams in a nonlinear Kerr medium”, *J. Exp. Theor. Phys.*, vol. 86(6), pp. 1101–1106 (1998).
- [Dor88] Doran, N. J., Wood, D., “Nonlinear-optical loop mirror”, *Opt. Lett.*, vol. 13(1), pp. 56–58 (1988).
- [Dow99] Dowd, A., Samoc, M., Luther-Davies, B., Elliman, R. G., “Nonlinear optical properties of semiconducting nanocrystals in fused silica”, *Nucl. Instr. and Meth. B*, vol. 148, pp. 964–968 (1999).
- [Fic02] Ficek, Z., Swain, S., “Quantum interference in optical fields and atomic radiation”, *J. Modern Opt.*, vol. 49(1/2), pp. 3–42 (2002).

- [Gab97] Gabler, T., Waldhäusl, R., Bräuer, A., Bartuch, U., Stockmann, R., Hörhold, H. H., “Nonresonant n_2 and two-photon-absorption dispersion measurements of DPOP-PPV and DP-PPV/DP-PFV polymer strip waveguides”, *Opt. Commun.*, vol. 137, pp. 31–37 (1997).
- [Gan01] Ganeev, R. A., Ryasnyansky, A. I., Kamalov, S. R., Kodirov, M. K., Usmanov, T., “Nonlinear susceptibilities, absorption coefficients and refractive indices of colloidal metals”, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 34, pp. 1602–1611 (2001).
- [Gao05] Gao, L., Yu, X. P., “Optical bistability in nonlinear mixtures of coated inclusions with radial dielectric anisotropy”, *Phys. Lett. A*, vol. 335, pp. 457–463 (2005).
- [Gar67] Gardner, C. S., Greene, T. M., Kruskal, M. D., Miura, R. M., “Method for solving the Korteweg-deVries equation”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 19, pp. 1095–1097 (1967).
- [Gar97] Garzia, F., Sibilia, C., Bertolotti, M., “Swing effect of spatial soliton”, *Opt. Commun.*, vol. 139, pp. 193–198 (1997).
- [Gar00] Garzia, F., Sibilia, C., Bertolotti, M., “All-optical serial switcher”, *Opt. Quantum Electron.*, vol. 32, pp. 781–798 (2000).
- [Geh98] Gehr, R. J., Fischer, G. L., Boyd, R. W., “Nonlinear-optical response of porous-glass-based composite materials”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14(9), pp. 2310–2314 (1998).
- [Gib69] Gibbs, H. M., McCall, S. L., Venkatesan, T. N. C., “Differential gain and bistability using a sodium-filled Fabry-Perot interferometer”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 36(19), pp. 1135–1138 (1969).
- [Gib85] Gibbs, H. M., *Optical bistability: Controlling light with light*, Academic, New York (1985).
- [Gle97] Glesk, I., Kang, K. I., Prucnal, P. R., “Ultrafast photonic packet switching with optical control”, *Opt. Express*, vol. 1(5), pp. 126–132 (1997).
- [Har97] Harshawardhan, W., Agarwal, G. S., “Controlling optical bistability using electromagnetic-field-induced transparency and quantum interferences”, *Phys. Rev. A*, vol. 53(3), pp. 1812–1817 (1997).
- [Har02] Harbold, J. M., Ilday, F. O., Wise, F. W., Sanghera, J. S., Nguyen, J. S., Shaw, L. B., Aggarwal, I. D., “Highly nonlinear As-S-Se glasses for all-optical switching”, *Opt. Lett.*, vol. 27(2), pp. 119–121 (2002).

- [Hen01] Henari, F. Z., “Optical switching in organometallic phthalocyanine”, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 3, pp. 188–190 (2001).
- [Hun91] Hunsperger, R. G., *Integrated Optics: Theory and Technology*, Springer-Verlag, Berlin (1991).
- [Ism01] Ismail, M. S., Taha, T. R., “Numerical simulation of coupled nonlinear Schrödinger equation”, *Math. Comp. Sim.*, vol. 56, pp. 547–562 (2001).
- [Jin91] Jinno, M., Matsumoto, T., “Ultrafast all-optical logic operations in a nonlinear Sagnac interferometer with two control beams”, *Opt. Lett.*, vol. 16(4), pp. 220–222 (1991).
- [Jin04] Jin, S., Marcowich, P. A., Zheng, G., “Numerical simulations for a generalized Zakharov system”, *J. Comp. Phys.*, vol. 201, pp. 376–393 (2004).
- [Jos03] Joshi, A., Yang, W., Xiao, M., “Effect of spontaneously generated coherence on optical bistability in three-level Λ -type atomic system”, *Phys. Lett. A*, vol. 315, pp. 203–207 (2003).
- [Kan95] Kang, J. U., Stegeman, G. I., Aitchison, J. S., “All-optical multiplexing of femtosecond signals using an AlGaAs nonlinear directional coupler”, *Electron. Lett.*, vol. 31(2), pp. 118–119 (1995).
- [Kap81] Kaplan, A. E., “Optical bistability that is due to mutual self-action of counterpropagating beams of light”, *Opt. Lett.*, vol. 6(8), pp. 360–362 (1981).
- [Kar81] Karpman, V. I., Solov’ev, V. V., “A perturbational approach to the two-soliton systems”, *Physica D*, vol. 3, pp. 487–502 (1981).
- [Kar92] Karim, M. A., Awwal, A. S., *Optical computing: An introduction*, Springer-Verlag, Berlin (1992).
- [Kip02] Kip, D., Herden, C., Wesner, M., “All-optical signal routing using interaction of mutually incoherent spatial solitons”, *Ferroelectrics*, vol. 274, pp. 135–142 (2002).
- [Kit98] Kitazawa, N., “Preparation and optical properties of nanocrystalline $(\text{C}_6\text{H}_5\text{C}_2\text{H}_4\text{NH}_2)_2\text{PbI}_4$ -doped PMMA films”, *J. Mat. Science*, vol. 33, pp. 1441–1444 (1998).
- [Kiv95] Kivshar, Y. S., Królikowski, W., “Lagrangian approach to dark solitons”, *Opt. Commun.*, vol. 114, pp. 353–362 (1995).

- [Kiv02] Kivshar, Y. S., Stegeman, G. I., “Spatial optical solitons: Guiding light for future technologies”, *Optics & Photonics News*, pp. 59–63 (Febrero, 2002).
- [Kno70] Knox, R. M., Toullos, P. P., “Integrated circuits for the millimeter through optical frequency range”, en J. Fox (editor), *Proceedings of the MRI Symposium on Submillimeter Waves*, pp. 497–516, Brooklyn, N. Y. (1970).
- [Kyo00] Kyoung, M., Lee, M., “Z-scan studies on the third-order optical non-linearity of Au particles embedded in TiO_2 ”, *Bull. Korean Chem. Soc.*, vol. 21(1), pp. 26–28 (2000).
- [Lat83] Lattes, A., Haus, H. A., Leonberger, F. L., Ippen, E. P., “An ultrafast logic gate”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-19(11), pp. 1718–1723 (1983).
- [Lee01] Lee, H. J., Yoo, S. J. B., Tsui, V. K., Fong, S. K. H., “A simple all-optical label detection and swapping technique incorporating a fiber Bragg grating filter”, *IEEE Phot. Tech. Lett.*, vol. 13(6), pp. 635–637 (2001).
- [Liñ90] Liñares, J., “Maxwell optical solitons in inhomogeneous media”, *Phys. Lett. A*, vol. 148(1 & 2), pp. 31–34 (1990).
- [Liñ94] Liñares, J., Gómez-Reino, C., “Optical propagator in a graded-index medium with a hyperbolic secant graded-index medium refractive-index profile”, *Appl. Opt.*, vol. 33(16), pp. 3427–3431 (1994).
- [Liñ02] Liñares, J., “Computación óptica”, en S. Barro, A. J. Bugarín (editores), *Fronteras de la computación*, pp. 129–201, Díaz de Santos, Madrid (2002).
- [Liñ92] Liñares, J., Righini, G. C., Alvarellos, J. E., “Modal coupling analysis for integrated optical components in glass and lithium niobate”, *Appl. Opt.*, vol. 31(25), pp. 5292–5298 (1992).
- [Liñ96] Liñares, J., Nistal, M. C., “Single Local Mode Propagation through Ion-Exchanged Waveguide Elements with Quasi-Abrupt Transitions”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 35, pp. L1596–L1599 (1996).
- [Liñ00a] Liñares, J., Montero, C., Sotelo, D., “Theory and design of an integrated optical sensor based on planar waveguiding lenses”, *Opt. Commun.*, vol. 180, pp. 29–36 (2000).

- [Liñ00b] Liñares, J., Moreno, V., Nistal, M. C., “Designing of monomode step-index channel guides with quasi-exact modal solutions by the effective index method”, *J. Modern Opt.*, vol. 47(4), pp. 599–604 (2000).
- [Lin02] Lin, Y., Zhang, J., Brzozowski, L., Sargent, E. H., Kumacheva, E., “Nonlinear optical figures of merit of processible composite of poly(2-methoxy,5-(2’(ethyl)hexyloxy)-*p*-phenylene vinylene) and poly(methyl methacrylate)”, *J. Appl. Phys.*, vol. 91(1), pp. 522–524 (2002).
- [Lis91] Lisak, M., Anderson, D., Malomed, B. A., “Dissipative damping of dark solitons in optical fibers”, *Opt. Lett.*, vol. 16(24), pp. 1936–1937 (1991).
- [Mal94] Malomed, B. A., Smyth, N. F., “Resonant splitting of a vector soliton in a periodically inhomogeneous birfringent optical fiber”, *Phys. Rev. E*, vol. 50(2), pp. 1535–1542 (1994).
- [Mar78] Marburger, J. H., Felber, F. S., “Theory of a lossless nonlinear Fabry-Perot interferometer”, *Phys. Rev. A*, vol. 17(1), pp. 59–63 (1978).
- [Mar00a] Martelucci, S., Chester, A. N., Mignani, A. G., *Optical sensors and microsystems*, Kluwer, London (2000).
- [Mar00b] Martinelli, M., Gomes, L., Horowicz, R. J., “Measurement of refractive nonlinearities in GaAs above bandgap energy”, *Appl. Opt.*, vol. 39(33), pp. 6193–6196 (2000).
- [Mat01a] Mateo, E. F., “*Caracterización y modelización del procesado de vidrios por intercambio iónico y deposición de polímeros para el diseño y fabricación de dispositivos ópticos integrados biestables*”, Trabajo de Investigación Tutelado para el DEA en Ciencia y Tecnología de Materiales, Universidade de Santiago de Compostela (2001).
- [Mat01b] Mateo, E. F., *Teoría y diseño de dispositivos ópticos integrados biestables por interacción no lineal contrapropagante*, Tesina de licenciatura, Universidade de Santiago de Compostela (2001).
- [Mat02a] Mateo, E., Liñares, J., Montero, C., “Intrinsic bistability achieved by transverse modal coupling in a nonlinear integrated device”, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 4(5), pp. 562–570 (2002).
- [Mat02b] Mateo, E., Montero, C., Moreno, V., Liñares, J., “Design of an intrinsic bistable optical device fabricated by hybrid integration on glass”, en G. C. Righini (editor), *Proceedings of the SPIE: Integrated optical devices: Fabrication and testing*, vol. 4944, pp. 159–173 (2002).

- [Mat03] Mateo, E. F., Liñares, J., “All-optical integrated logic gates based on intensity-dependent transverse modal coupling”, *Opt. Quantum Electron.*, vol. 35, pp. 1221–1244 (2003).
- [Mat05] Mateo, E. F., Liñares, J., “Third order nonlinear integrated device based on an effective graded-index waveguide for all-optical multistability”, *Fiber and Integrated Opt. (To be published)* (2005).
- [McC01] McCarthy, D. C., “Faster vs. Denser: Networks reach another crossroad”, *Photonics Spectra*, pp. 110–118 (septiembre 2001).
- [Mit97] Mitchell, M., Segev, M., Coskun, T. H., Christodoulides, N., “Theory of self-trapped spatially incoherent light beams”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 79(25), pp. 4990–4993 (1997).
- [Mol99] Molyneux, S., Kar, A. K., Wherrett, B. S., Axon, T. L., Bloor, D., “Near-resonant refractive nonlinearity in polydiacetylene 9-BCMU thin films”, *Opt. Lett.*, vol. 18(24), pp. 2093–2095 (1999).
- [MT70] Milne-Thompson, L. M., “Elliptic Integrals”, en M. Abramowitz (editor), *Handbook of mathematical functions*, Dover Publications, New York (1970).
- [Mur98] Murata, H., Izutsu, M., “Light-induced index change with a fast response time and nonlinear absorption in the waveguide of a novel organic quinoid dye”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 15(2), pp. 884–888 (1998).
- [Nal97] Nalwa, H. S., Miyata, S., *Nonlinear optics of organic molecules and polymers*, CRC Press, London (1997).
- [Neu96] Neuendorf, R., Quinten, M., Kreibig, U., “Optical bistability of small heterogeneous clusters”, *J. Chem. Phys.*, vol. 104(16), pp. 6348–6354 (1996).
- [Ols01] Olsson, B. E., Rau, L., Blumenthal, J., “WDM to OTDM multiplexing using an ultrafast all-optical wavelength converter”, *IEEE Phot. Tech. Lett.*, vol. 13(9), pp. 1005–1007 (2001).
- [Par90] Paré, C., Florjańczyk, M., “Approximate model of soliton dynamics in all-optical couplers”, *Phys. Rev. A*, vol. 41(11), pp. 6287–6295 (1990).
- [Par98] Park, K. H., Mizumoto, T., Matsuura, A., Naito, Y., “All-optical address extraction for optical routing”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 16(7), pp. 1129–1136 (1998).

- [Par01] Park, K. H., Mizumoto, T., “Address recognition and generation of switching control signal for all-optical routing”, *IEEE Phot. Tech. Lett.*, vol. 13(6), pp. 635–637 (2001).
- [Pie99] Pietrzyk, M. E., “On the properties of two pulses propagating simultaneously in different dispersion regimes in a nonlinear planar waveguide”, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 1, pp. 685–696 (1999).
- [Pre92] Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P., *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press, Cambridge, 2^a ed. (1992).
- [Pri95] Prieto, X., Montero, C., Liñares, J., “Three-step diffused surface waveguides for fabricating and designing integrated optical components”, *J. Modern Opt.*, vol. 42(11), pp. 2159–2163 (1995).
- [Rag00] Raghavan, S., Agrawal, G. P., “Spatiotemporal solitons in inhomogeneous nonlinear media”, *Opt. Commun.*, vol. 180, pp. 377–382 (2000).
- [Rey92] Reynaud, F., Barthelemy, A., “Soliton beam propagation in nonlinear Kerr media”, en D. B. Ostrowsky, R. Reinisch (editores), *Guided wave nonlinear optics*, pp. 319–341, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht (1992).
- [Sal01] Salgueiro, J. R., *Diseño de dispositivos ópticos de modo separable y desarrollo de tecnologías de litografía láser para su integración*, Tesis doctoral, Universidade de Santiago de Compostela (2001).
- [Sam93] Sammut, R. A., Pask, C., Li, Q. Y., “Theoretical study of spatial solitons in planar waveguides”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 10(3), pp. 485–491 (1993).
- [San92] Sankey, N. D., Prelewitz, D. F., Brown, T. G., “All-optical switching in a nonlinear periodic-waveguide structure”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 60(12), pp. 1427–1429 (1992).
- [SB90] Sheik-Bahae, M., Tai-Huei Wei, A. A. S., Hagan, D. J., Van Stryland, E. W., “Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam”, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26(4), pp. 760–769 (1990).
- [Sch98] Schrof, W., S., R., Hartmann, T., Möhwald, H., Belov, V., Van Keuren, E., “Nonlinear optical properties of novel low-bandgap polythiophenes”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 15(2), pp. 889–894 (1998).

- [Scu97] Scully, M. O., Zubairy, M. S., *Quantum optics*, Cambridge University Press, London (1997).
- [She84] Shen, Y. R., *The principles of nonlinear optics*, Wiley, New York (1984).
- [Si96] Si, J., Wang, Y., Zhao, J., Zou, B., Ye, P., Qiu, L., Shen, Y., Cai, Z., Zhou, J., “Picosecond optical bistability in metallophthalocyanine-doped polymer film waveguides”, *Opt. Lett.*, vol. 21(5), pp. 357–359 (1996).
- [Sil90] Silberberg, Y., “Collapse of optical pulses”, *Opt. Lett.*, vol. 15(22), pp. 1282–1284 (1990).
- [Smi79] Smith, P. W., Hermann, J. P., Tomlinson, W. J., Maloney, P. J., “Optical bistability in a nonlinear interface”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 35(11), pp. 846–848 (1979).
- [Smi81] Smith, P. W., Tomlinson, W. J., “Bistable optical devices promise sub-picosecond switching”, *IEEE spectr.*, pp. 26–33 (junio 1981).
- [Sny83] Snyder, A. W., Love, J. D., *Optical waveguide theory*, Chapman & Hall, London (1983).
- [Sok93] Sokoloff, J. P., Prucnal, P. R., Glesk, I., Kane, M., “A Terahertz Optical Asymmetric Demultiplexer (TOAD)”, *IEEE Phot. Tech. Lett.*, vol. 5(7), pp. 787–790 (1993).
- [Sot97] Sotelo, D., *Caracterización e modelización de guías planas producidas por intercambio iónico Na^+/K^+ e Na^+/Ag^+ en vidro BK7. Estudio comparativo con vidro soda lima*, Tesina de licenciatura, Universidade de Santiago de Compostela (1997).
- [Ste88] Stegeman, G. I., Wright, E. M., Finlayson, N., Zanoni, R., Seaton, T., “Third order nonlinear integrated optics”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 6(6), pp. 953–970 (1988).
- [Ste89] Stegeman, G. I., Stolen, R. H., “Waveguides and fibers for nonlinear optics”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 6(4), pp. 652–662 (1989).
- [Ste96] Stegeman, G. I., Hagan, D. J., Torner, L., “ $\chi^{(2)}$ cascading phenomena and their application to all-optical signal processing, mode-locking, pulse compression and solitons”, *Opt. Quantum Electron.*, vol. 28, pp. 1691–1740 (1996).

- [Ste99] Stegeman, G. I., Segev, M., “Optical spatial solitons and their interactions: universality and diversity”, *Science*, vol. 286, pp. 1518–1523 (1999).
- [Sti98] Stix, G., “The triumph of light”, *Scientific American* (Enero, 1998).
- [Suh00] Suhara, T., Fujiyama, M., *Waveguide nonlinear-optic devices*, Springer, Berlin (2000).
- [Suh01] Suhara, T., “Integrated QPM sum-frequency generation interferometer device for ultrafast optical switching”, *IEEE Phot. Tech. Lett.*, vol. 13(11), pp. 1203–1205 (2001).
- [Szö69] Szöke, A., Daneu, V., Goldhar, J., A., K. N., “Bistable optical element and its applications”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 15(11), pp. 376–379 (1969).
- [Tam90] Tamir, T., *Guided wave optoelectronics*, Springer-Verlag, Berlin (1990).
- [Tol00] Toliver, P., Runser, R. J., Glesk, I., Prucnal, P. R., “Comparison of three nonlinear interferometric optical switch geometries”, *Opt. Commun.*, vol. 175, pp. 365–373 (2000).
- [Tri01] Trillo, S., Torruellas, W., *Spatial Solitons*, Springer, Berlín (2001).
- [Tsa92] Tsai, W. H., Chao, S. C., Wu, M. S., “Variational analysis of single-mode inhomogeneous planar optical waveguides”, *J. Lightwave Technol.*, vol. 10(6), pp. 747–751 (1992).
- [Uch94] Uchida, K., Kaneko, S., Omi, S., Hata, C., Tanji, H., Asahara, Y., Ikushima, J., Tokizaki, T. and Nakamura, A., “Optical nonlinearities of a high concentration of small metal particles dispersed in glass: copper and silver particles”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 11(7), pp. 1236–1243 (1994).
- [Udd91] Udd, E., *Fiber optic sensors*, Wiley, New York (1991).
- [Ueb99] Ueberhofen, K., Deutesfeld, A., Koynov, K., Bubeck, C., “Nonlinear optical waveguide spectroscopy of a conjugated polymer: poly(*p*-phenylenevinylene)”, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 16(11), pp. 1921–1935 (1999).
- [Ued90] Ueda, T., Kath, W. L., “Dynamics of coupled solitons in nonlinear optical fibers”, *Phys. Rev. A*, vol. 42(1), pp. 1101–1106 (1990).

- [Vit92] Vitrant, G., “Third order nonlinear integrated resonators”, en D. B. Ostrowsky, R. Reinisch (editores), *Guided wave nonlinear optics*, pp. 285–303, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht (1992).
- [Wea00] Weaire, D., Wherret, B. S., Miller, D. A. B., Smith, S. D., “Effect of low-power nonlinear refraction on laser-beam propagation in InSb”, *Opt. Lett.*, vol. 4(10), pp. 331–333 (2000).
- [Whe85] Wherrett, B. S., “All-optical computation: a design for trackling a specific physical problem”, *Appl. Opt.*, vol. 24(17), pp. 2876–2883 (1985).
- [Win79] Winful, H., Marburger, J. H., Garmire, E., “Theory of bistability in nonlinear distributed feedback structures”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 35(5), pp. 379–381 (1979).
- [Wit74] Witham, G. B., *Linear and nonlinear waves*, Wiley, New York (1974).
- [Wu04] Wu, Y. D., “New all-optical wavelength auto-router based on spatial solitons”, *Opt. Express*, vol. 12(18), pp. 4172–4177 (2004).
- [Yam98] Yamakawa, S., Hamashima, K., Kinoshita, T., Sasaki, K., “Temporal solitary subpicosecond pulse propagation in a dye-doped polymer slab waveguide with a negative nonlinear refractive index”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72(13), pp. 1562–1564 (1998).
- [Yan94] Yang, X., Kivshar, Y., Luther-Davies, B., “Is two-photon absorption a limitation to dark soliton switching?”, *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 344–346 (1994).
- [Yoo00] Yoon, Y. K., S., B. R., Boyd, R. W., Sipe, J. E., “Intrinsic bistability in a thin layer of nonlinear optical material by means of local field effects”, *Opt. Commun.*, vol. 179, pp. 577–580 (2000).
- [Zak72] Zakharov, V. E., Shabat, A. B., “Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media”, *Sov. Phys. JETP*, vol. 34, pp. 62–69 (1972).
- [Zan03] Zang, W. P., Tian, J. G., Liu, Z. B., Zhou, W. Y., Zhang, C. P., Zhang, G. Y., “Comparison of the solutions from a novel variational method with numerical results for the study of beam propagation in a Kerr medium with nonlinear absorption”, *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 722–724 (2003).

- [Zha01a] Zhan, X., Liu, X. Y., Zhu, K., Liu, X., Xu, G., Ye, P., “Large third-order nonlinear optical response of a conjugated copolymer consisting of 2,5-diethynylthiophene and carbazole units”, *Chem. Phys. Lett.*, vol. 343, pp. 493–498 (2001).
- [Zha01b] Zhang, Q. F., Shao, Q. Y., Hou, S. M., Zhang, G. M., Liu, W. M., Xue, Z. Q., Wu, J. S., Wang, S. F., Liang, R. S., T., H. W., Wang, D. L., Hong, Q. H., “Large and extremely fast third-order nonlinearity of Ag nanoparticles embedded into a Cs_xO semiconductor matrix”, *Chinese Phys.*, vol. 10, pp. 65–68 (2001).

oOo