



UNIVERSITAT
POLITÈCNICA
DE VALÈNCIA



Máster Universitario
en Tecnologías, Sistemas y
Redes de Comunicaciones

Escuela Técnica Superior de Ingeniería de Telecomunicaciones

Universitat Politècnica de València

Trabajo Fin de Máster

Máster Universitario en Tecnologías, Sistemas y Redes de Comunicaciones

DESARROLLO DE MODULADORES ELECTRO- ÓPTICOS BASADOS EN EL EFECTO KERR

Autor: D. Miguel Andrés
Sánchez Galdón

Tutores: D. Pablo Sanchis Kilders
D. Antoine Christian Jacques Brimont

Fecha: 15/11/2020

*Gracias a mi tutor
por su gran ayuda y cercanía en el desarrollo de este proyecto.
A mi familia por su constante apoyo y comprensión.*

Resumen: El modulador electro-óptico es un componente básico que se utiliza prácticamente en cualquier circuito integrado fotónico para transmisión de datos. Su función principal es modular la intensidad y/o la fase de la señal óptica en el infrarrojo cercano para transmitir datos a muy alta velocidad en el dominio óptico. El objetivo del trabajo es la simulación, análisis, diseño y caracterización de moduladores en tecnología fotónica de silicio (Si). De esta forma, se pretende replicar los resultados obtenidos en publicaciones recientes con herramientas de simulación comerciales y analizar las posibles discrepancias que pudieran surgir en cuanto a la elección de los parámetros de diseño óptimo.

Palabra clave (castellano): Comunicaciones ópticas, nanofotónica, circuitos integrados ópticos, moduladores electro-ópticos, Kerr.

Abstract: The electro-optical modulator is a basic component used in practically any photonic integrated circuit for data transmission. Its main function is to modulate the intensity and/or phase of the optical signal in the near infrared to transmit data at very high speed in the optical domain. The objective of the work is the simulation, analysis, design and characterization of modulators in silicon (Si) photonic technology. In this way, it is intended to replicate the results obtained in recent publications with commercial simulation tools and analyze the possible discrepancies that may arise in terms of the choice of optimal design parameters.

Keyword (English): Optical communications, nanophotonics, optical integrated circuits, electro-optical modulators, Kerr.

Resum: el modulador electro-òptic és un component bàsic que s'utilitza quasi en qualsevol circuit integrat fotònic per a la transmissió de dades. La seua funció principal és modular la intensitat i/o la fase de la senyal òptica en el infrarroig proper per a transmetre dades a molt alta velocitat en el domini òptic. L'objectiu del treball és la simulació, anàlisi, disseny i caracterització de moduladors amb tecnologia fotònica de silici (Si). D'aquesta manera, es pretén replicar els resultats obtinguts en publicacions recents amb ferramentes de simulació comercials i analitzar les possibles discrepàncies que pogueren sorgir pel que fa a l'elecció dels paràmetres de disseny òptim.

Paraules clau: comunicacions òptiques, nanofotònica, circuits integrats òptics, moduladors electro-òptics, Kerr.

Tabla de contenido

1. Introducción.....	5
2. Objetivos.....	7
3. Diseño de moduladores electro-ópticos en tecnología fotónica	8
3.1. Revisión de las herramientas de simulación	8
3.1.1. SILVACO	8
3.1.2. Matlab	9
3.2. Simulación y análisis de moduladores en tecnología de silicio	9
3.2.1. Efecto en el índice de refracción.....	9
3.2.2. Efecto en el coeficiente de absorción	10
3.2.3. Estructura del modulador	11
3.2.4. Diseño de la estructura en SILVACO	14
3.2.5. Fabricación de la estructura.....	16
3.2.6. Simulación electro-óptica	19
3.2.7. Diseño del anillo resonante	20
4. Resultados y parámetros	22
4.1. Resultados del dopaje	22
4.1.1. Efecto de la fotoresina en el dopaje.....	23
4.2. Resultados del incremento del índice de refracción efectivo y absorción.....	24
4.3. Desplazamiento de la longitud de onda de resonancia	27
4.4. Punto de ruptura	28
4.5. Modulador electro-óptico	30
4.5.1. Parámetros del anillo resonante	33
4.5.2. Modulador 1	34
4.5.1. Modulador 2.....	35
5. Conclusiones y trabajo futuro	38
6. Bibliografía.....	39

Tabla de ilustraciones

Fig. 1 Estructura del anillo presentada por Castellan et al.	12
Fig. 2 Sección de la estructura variando el parámetro d	13
Fig. 3 Mallado de la simulación	15
Fig. 4 Estructura diseñada en SILVACO ATHENA.....	15
Fig. 5 Etching del dopaje de BF ₂	17
Fig. 6 Introducción de función para efecto Kerr en Tonyplot.....	19
Fig. 7 Función C para introducir el efecto Kerr	20
Fig. 8 Tabla de energías de implantación	22
Fig. 9 Perfil del dopaje de BF ₂ y Fósforo.....	23
Fig. 10 Sección de la guía dopada de BF ₂	23
Fig. 11 Resultados del incremento del índice de refracción y de la absorción .	24
Fig. 12 Contribución de cada efecto a la variación del índice	25
Fig. 13 Pérdidas de absorción con y sin dopaje	26
Fig. 14 Desplazamiento de la longitud de onda de resonancia.....	27
Fig. 15 Longitud de onda de resonancia en función del voltaje	27
Fig. 16 Campo eléctrico máximo en función del voltaje aplicado.....	28
Fig. 17 Densidad de corriente, dosis 10 ¹³ at/cm ² y d=200 nm.....	29
Fig. 18 Incremento de índice para casos seleccionados.....	30
Fig. 19 Incremento de longitud de onda para casos seleccionados	31
Fig. 20 Pérdidas de absorción para casos seleccionados	31
Fig. 21 Campo eléctrico máximo para los casos seleccionados	32
Fig. 22 Tabla de características del modulador activo	32
Fig. 23 Tabla de características del modulador inactivo.....	32
Fig. 24 Moduladores diseñados	33
Fig. 25 Respuesta del modulador dosis 10 ¹³ at/cm ² , d=200 nm	34
Fig. 26 Respuesta del modulador dosis 10 ¹³ at/cm ² , d=500 nm	35
Fig. 27 Propagación del modo fundamental	36
Fig. 28 Distribución de huecos y electrones	36
Fig. 29 Distribución del campo eléctrico para d=500 a 42V	37

1. Introducción

El área de las comunicaciones ópticas es un campo revolucionario en el sector de las telecomunicaciones, que marca la vanguardia y el futuro de la misma. Debido a los grandes avances conseguidos en la fotónica integrada, ha nacido un nuevo ecosistema de investigación que ha alcanzado la madurez suficiente para crear un nuevo sector en la industria. Un sector que pretende solventar los problemas a los que se enfrenta la tecnología electrónica actual que, siendo una tecnología muy madura, comienza a acercarse a sus máximas capacidades.

En 1965, George Moore, investigador y cofundador de Intel, observó que la densidad de transistores de los circuitos integrados se duplicaba cada año, lo que fue bautizado como la Ley de Moore. Y así ha evolucionado, hasta que en la década pasada esta velocidad de integración sufrió una desaceleración, pasando a duplicarse cada año y medio. Esto se debe a la limitación física en la reducción de los que poseen los dispositivos electrónicos integrados basados en el silicio, lo que ha motivado a la comunidad científica y tecnológica a explorar otras vías para satisfacer las nuevas necesidades que van apareciendo.

La fotónica, nacida en la década de los 60 con los primeros emisores de luz basados en semiconductores, se ha visto impulsada en estos últimos años por los avances en la integración entre otros motivos. Pretende, de manera complementaria, coexistir con la tecnología electrónica basada en el silicio, realizando o mejorando las tareas que ésta no puede.

El investigador británico Joseph John Thomson fue el primero que propuso una guía de onda como un medio para propagar ondas electromagnéticas a través de una cavidad metálica [1]. En fotónica, estas guías propagan ondas electromagnéticas en el espectro cercano al visible, donde tanto la estructura como los materiales son determinantes para la transmisión de la onda.

En especial, las guías de onda basadas en el silicio han experimentado grandes avances en las últimas décadas que las han sacado del marco teórico y experimental para ocupar un lugar en la industria, donde destaca debido al bajo coste del material, la capacidad que tiene para modificar sus propiedades, y su compatibilidad con las técnicas de fabricación de la electrónica actual, las conocidas como técnicas "*complementary metal-oxide semiconductor*" (CMOS). Esta característica ha permitido la implementación a gran escala de dispositivos fotónicos compactos y eficientes.

Uno de los dispositivos clave en la industria de las comunicaciones ópticas es el modulador. Este dispositivo da forma a una fuente de luz para que se convierta en una señal óptica, permitiendo así la transmisión de datos a alta velocidad. La manera en que esto ocurre puede ser controlada de forma electrónica. Por lo tanto, la investigación se centra en modificar la respuesta de la luz que circula a través de una guía de onda mediante una excitación eléctrica, y por ello se busca un efecto de cambio en las propiedades del material del que está hecha la guía ante un campo eléctrico.

El efecto Kerr, descubierto en 1875 por el físico escocés John Kerr, ha creado una vía muy amplia de investigación en las comunicaciones ópticas, permitiendo una gran cantidad de aplicaciones. Este efecto describe una variación del índice de refracción de un material producida por la interacción de un campo eléctrico que, de poder controlarse, serviría para cambiar la fase de una señal óptica a conveniencia, permitiendo una modulación de dicha señal. El origen del campo eléctrico generado puede encontrarse en un medio externo al material (efecto electro-óptico) o, por el contrario, producirse mediante el incremento de la potencia de la señal óptica (efecto todo-óptico).

Una gran parte de los trabajos desarrollados hasta ahora han estudiado el uso de la susceptibilidad no lineal de segundo orden, o efecto Pockels, mediante estructuras realizadas depositando una capa de nitruro de silicio sobre una guía de silicio, la cual consigue romper su centrosimetría, y con ello presentar dicho efecto que no posee de forma natural[2]. Este coeficiente de susceptibilidad indica la capacidad del material de polarizarse ante un campo eléctrico, permitiendo que los electrones que habitualmente se encuentran bloqueados en una capa de valencia se movilicen, produciendo efectos diferentes en el material[3]. Sin embargo, el efecto de la susceptibilidad no lineal de segundo orden ($\chi^{(2)}$) en estos estudios ha resultado ser demasiado débil[2], [4].

El efecto Kerr, por su parte, se basa en la susceptibilidad no lineal de tercer orden ($\chi^{(3)}$) del silicio ampliando aún más la variedad de aplicaciones que pueden desarrollarse, pues aumenta el efecto en el cambio de índice[5]. Haciendo uso de un campo eléctrico inducido de corriente continua (DC), se produce en el silicio el fenómeno llamado *Electric Field Induced Second Harmonic Generation* (EFISHG), basado en la interacción de un campo eléctrico y la susceptibilidad de tercer orden $\chi^{(3)}$ del silicio[6]. Las aplicaciones de este tipo de tecnologías abarcan los campos más innovadores de la investigación, como intercomunicación en centros de procesamiento de datos, la tecnología LIDAR o la computación neuromórfica.

En el presente trabajo se estudia la viabilidad de variar y controlar, de forma electro-óptica, el índice de refracción de una estructura basada en el silicio (Si) haciendo uso del efecto Kerr, creando con esto un modulador electro-óptico que permita generar y/o controlar una señal óptica. Se creará, mediante simulación, una guía de onda basada en silicio dopada para conseguir una unión p-i-n, similar a la de un diodo, que reaccione ante el campo eléctrico produciendo el cambio deseado. Con esto se diseñará un anillo resonante y se estudiarán los parámetros que determinan la respuesta de esta estructura.

2. Objetivos

La motivación principal de este trabajo es desarrollar una estructura basada en silicio que consiga realizar la tarea de modulador electro-óptico explotando el efecto Kerr. Este tipo de moduladores permitiría alcanzar mayores velocidades de modulación[7]. De forma más específica, este trabajo tiene los siguientes objetivos:

- Revisar las herramientas de simulación en materia de estructuras fotónicas. Entre ellas destacan la herramienta SILVACO, COMSOL, y herramientas de computación más genéricas como Matlab. En este trabajo se utilizará SILVACO como herramienta de simulación principal, y se hará uso de Matlab en caso de que las condiciones de los cálculos lo requieran.
- Contrastar artículos recientes sobre el efecto Kerr. En este trabajo se analizará la estructura propuesta en el artículo de Castellan et al.[8] y se intentará modificarla con el fin de conseguir mejores prestaciones.
- Analizar el dopaje de una guía de onda de silicio y su comportamiento frente a la excitación de un campo eléctrico. Mediante la modificación de los parámetros de implantación, se aumentará la magnitud del campo eléctrico que atraviesa la guía. Este campo eléctrico, mediante el efecto Kerr, proporcionará un cambio de índice efectivo lo suficientemente grande para que la estructura actúe como modulador.
- Diseñar un modulador electro-óptico basado en anillo resonante. El anillo resonante es una estructura que permite el acoplo de la luz a una determinada longitud de onda (conocida como longitud de onda resonante) en función de sus parámetros de diseño. El diseño del anillo se ajustará para ofrecer las mejores prestaciones posibles. La guía dopada compondrá la estructura de este anillo.
- Impulsar el efecto Kerr con generación electro-óptica para la implementación de moduladores. El efecto con generación electro-óptica ha sido recientemente aceptado por la comunidad científica y, por lo tanto, existen pocos trabajos al respecto[6].

3. Diseño de moduladores electro-ópticos en tecnología fotónica

En el este apartado se describen las herramientas que se utilizarán en este trabajo así como el proceso de simulación y análisis que se empleará para el diseño del modulador.

3.1. Revisión de las herramientas de simulación

3.1.1. SILVACO

El diseño de las guías de onda fotónicas debe realizarse mediante programas especializados que permitan simular la fabricación, la propagación de la luz y, en este caso concreto, el dopaje de materiales, así como las respuestas eléctrica y óptica de la estructura. Dado que la tecnología fotónica no está tan madura como la electrónica, en la investigación de nuevos dispositivos fotónicos se deben utilizar herramientas que incluyan las funciones necesarias para el fin requerido, aunque no estén explícitamente diseñados para él.

La principal herramienta que se utilizará para este trabajo es el simulador SILVACO. Este simulador se puede utilizar para diferentes aplicaciones, centradas en la respuesta de los materiales ante determinados estímulos (electricidad, luz...). Estas aplicaciones van desde el diseño de pantallas, dispositivos electrónicos de potencia, o dispositivos optoelectrónicos, que es la aplicación de este trabajo.

Las soluciones optoelectrónicas consisten en el diseño de un semiconductor que interacciona ópticamente con la luz, tanto si ésta supone un fenómeno de entrada (detectores) o de salida (láseres)[9]. En el caso de este trabajo, la luz será un fenómeno de entrada y de salida. Además, se utilizará otro fenómeno de entrada, un campo eléctrico, la cual permite el simulador gracias a su posibilidad de simular dispositivos de potencia basados en campo eléctrico, como los transistores MOSFET.

Además, el simulador permite no sólo el diseño de la estructura, sino también la simulación de cada uno de los procesos de fabricación del anillo resonante, por lo que se podrá simular, variando los parámetros, el proceso de implantación, con el fin de producir un efecto más intenso en la variación del índice efectivo, teniendo también en cuenta la variación del coeficiente de absorción. El módulo de SILVACO encargado de la simulación del proceso de fabricación recibe el nombre de ATHENA.

Tras la fabricación de la estructura del anillo resonante, se procederá a obtener las características que determinan su respuesta. En este proceso se propagará el modo y se evaluará su respuesta ante diferentes voltajes. Esta parte corre a cargo del módulo ATLAS que posee SILVACO. Gracias a las funciones del “*C-Indexer*” de SILVACO se añadirán las ecuaciones y funciones necesarias para tener en cuenta los efectos que no están integrados en el simulador, pero que son relevantes para este proyecto.

Los resultados obtenidos de las simulaciones se representarán en forma de mapas de densidad o gráficas, según corresponda, en el módulo TONYPLOT integrado en SILVACO.

La intención en este trabajo será realizar todos los cálculos y simulaciones correspondientes a la estructura del modulador en este simulador siempre que sea posible, y apoyarse en otras herramientas en caso de necesidad.

3.1.2. Matlab

Matlab es el programa de cálculos matemáticos por excelencia. Debido al casi ilimitado potencial de esta herramienta, que abarca todos los campos de la ingeniería e investigación, se utilizará, en caso necesario, como herramienta de apoyo cuando no sea posible desarrollar los cálculos y/o representaciones en el simulador SILVACO. Concretamente, a partir de los resultados de la estructura que compondrá el anillo, se realizarán los cálculos para determinar los parámetros de diseño del anillo y se simulará la respuesta del dispositivo modulador.

Para utilizar los datos en Matlab con el fin de procesarlos, se exportarán desde el simulador SILVACO, según las posibilidades encontradas en sus manuales.

3.2. Simulación y análisis de moduladores en tecnología de silicio

3.2.1. Efecto en el índice de refracción

El cambio del índice de refracción en una guía de silicio dopada y sometida a un campo eléctrico se produce debido a dos efectos: el efecto de dispersión de plasma y el efecto Kerr.

El efecto de dispersión de plasma es un efecto producido gracias a la variación de las concentraciones de electrones y huecos según la ecuación:

$$\Delta n_{pd} = -p\Delta N_e^q - r\Delta N_h^s$$

Donde el ΔN_e es la variación de la concentración de electrones, ΔN_h es la variación de la concentración de huecos y Δn_{pd} es la variación del índice de refracción debida al efecto de dispersión de plasma. Los coeficientes p , q , r y s son característicos de un material a una longitud de onda determinada. En el caso de este proyecto, la longitud de onda es $1.550 \mu m$ y el material es silicio, por lo que los valores son $p = 5.4 \times 10^{-22}$, $q = 1.011$, $r = 1.53 \times 10^{-18}$ y $s = 0.838$ [10].

Por otro lado, el efecto Kerr introduce una no-linealidad de tercer orden. Este fenómeno da lugar a un cambio del índice de refracción que varía en función del cuadrado del campo eléctrico aplicado. El efecto se modela matemáticamente a partir de la ecuación del vector de polarización no-lineal de tercer orden $\mathbf{P}^{(3)}$, con ω_1 como frecuencia de la onda que se propaga:

$$\begin{aligned}
\mathbf{P}^{(3)}(\mathbf{r}, t) = & \varepsilon_0 \chi^{(3)} : [\mathbf{E}_1^3(\mathbf{r}, \omega_1) e^{-i3\omega_1 t}] \\
& + \varepsilon_0 \chi^{(3)} : [3\mathbf{E}_1^2(\mathbf{r}, \omega_1) \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, \omega_2) e^{-i(2\omega_1 + \omega_2)t}] \\
& + \varepsilon_0 \chi^{(3)} : [3\mathbf{E}_1^2(\mathbf{r}, \omega_1) \mathbf{E}_2^*(\mathbf{r}, \omega_2) e^{-i(2\omega_1 - \omega_2)t}] \\
& + \varepsilon_0 \chi^{(3)} : [6\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, \omega_1) \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, \omega_2) \mathbf{E}_3(\mathbf{r}, \omega_3) e^{-i(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3)t}] \\
& + \varepsilon_0 \chi^{(3)} : [6\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, \omega_1) \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, \omega_2) \mathbf{E}_3^*(\mathbf{r}, \omega_3) e^{-i(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3)t}] \\
& + \varepsilon_0 \chi^{(3)} : [3|\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, \omega_1)|^2 \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, \omega_1) e^{-i\omega_1 t}] \\
& + \varepsilon_0 \chi^{(3)} : [6|\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, \omega_2)|^2 \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, \omega_1) e^{-i\omega_1 t}] \\
& + c. c.
\end{aligned}$$

donde el término $\omega_3 = 0$ si la frecuencia de la tensión aplicada es nula (DC). De esta forma, la polarización resultante es:

$$\mathbf{P}^{(3)}(\mathbf{r}, t) = 3\varepsilon_0 \chi^{(3)} [\mathbf{E}(\mathbf{r}, 0) + \mathbf{E}^*(\mathbf{r}, 0)]^2 \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, \omega_1) e^{-i\omega_1 t} + c. c.$$

Si se modifica la parte correspondiente al campo eléctrico como $E_{DC} = E(\mathbf{r}, 0)$ y se usa $\mathbf{P} = \mathbf{P}_0 + \mathbf{P}^{(3)}$, se obtiene:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 [\chi^{(1)} + 3\chi^{(3)} |\mathbf{E}_{DC}|^2] \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, \omega_1) e^{-i\omega_1 t} + c. c.$$

Dado que se introduce una no linealidad de tercer orden $\Delta\chi = 3\chi^{(3)} |\mathbf{E}_{DC}|^2$ y que $n^2 = \chi^{(1)} + 1$, el cambio del índice de refracción producido por el efecto Kerr (Δn_k) se puede expresar con la siguiente ecuación:

$$\Delta n_k = \frac{3\chi^{(3)} |\mathbf{E}_{DC}|^2}{2n_0}$$

Donde n_0 es el índice de refracción del material, en este caso 3.45, $\chi^{(3)} = 2.45 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{V}^2$ es la susceptibilidad no lineal de tercer orden para el silicio a $1.550 \mu\text{m}$ [11], y \mathbf{E}_{DC} es el campo eléctrico en V/cm (se utiliza la unidad de cm debido a que SILVACO utiliza el campo en esa unidad)

En conjunto, el efecto de dispersión de plasma y el efecto Kerr producen una variación del índice tal que:

$$\Delta n = \Delta n_{pd} + \Delta n_k$$

En un anillo resonante, el cambio de índice producirá un desplazamiento de la longitud de resonancia $\Delta\lambda_{RES}$, el cual se analizará más adelante.

3.2.2. Efecto en el coeficiente de absorción

Además del efecto de cambio de índice, se produce un cambio en el coeficiente de absorción de la guía debido al dopaje que da lugar a pérdidas en la guía. Esto ocurre debido a los defectos en la red cristalina producidos por la implantación de los dopantes, además de la absorción inducida por las cargas libres.

La siguiente ecuación determina dicho cambio en el coeficiente de absorción, $\Delta\alpha$:

$$\Delta\alpha = a\Delta N_e^b + cN_h^d$$

Donde ΔN_e y ΔN_h son la variación de la concentración de electrones y la variación de la concentración de huecos, respectivamente. Los parámetros para el silicio a la longitud de onda de tercera ventana 1.550 μm son $a = 8.88 \times 10^{-21} cm^2$, $b = 1.167$, $c = 5.84 \times 10^{-20} cm^2$ y $d = 1.109$.

En un anillo resonante, la absorción se puede determinar analizando sus características espectrales. Las pérdidas en la estructura de estudio suponen una disminución del factor de calidad por lo que es un efecto no deseado.

Debido a la naturaleza de este trabajo, la medición de las pérdidas de absorción por unidad de longitud se realizará mediante simulación, gracias a las herramientas proporcionadas por SILVACO. En Matlab se determinarán los valores de absorción del dispositivo y se utilizarán para analizar su impacto en el funcionamiento del modulador.

3.2.3. Estructura del modulador

En este trabajo se desarrollará un modulador electro-óptico basado en silicio capaz de modular una fuente de luz mediante un campo eléctrico. La aplicación de este campo eléctrico en la guía produce una variación en la parte real del índice de refracción, así como en el coeficiente de absorción del material, producido por las cargas que no se desplazan. La guía que se plantea está diseñada para ser monomodo a una longitud de onda de $\lambda = 1.550 \mu m$.

Este efecto se analizará en una estructura compuesta por un anillo resonante, mostrado en la Fig. 1 y propuesta en el trabajo de Castellan et al.[8], con un radio inicial de 150 μm (que se modificará para cada caso), cuya respuesta se verá condicionada por la modificación de la guía de onda que lo recorre. Esta modificación consiste en la creación de un diodo p-i-n en la sección de la guía de silicio que compone el anillo, cuya finalidad es aumentar la magnitud del campo eléctrico que se le aplicará por medio de dos contactos de aluminio conectados a una fuente de voltaje de corriente directa (DC) en sentido inverso, para mantener velocidades de conmutación rápidas[12]. Este diodo p-i-n se consigue mediante el dopaje de las zonas laterales de la guía del anillo, a una distancia d , que corresponde a la separación del borde de la guía y la zona dopada.

Para el dopaje se hará uso de elementos habituales en el dopaje del silicio, como son el boro (en este caso, difluoruro de boro o BF₂) y el fósforo. Los parámetros determinantes de este proceso son el número de implantaciones y la dosis utilizada en cada implantación.

La sección del anillo contiene la guía de onda de 490 nm de altura, con un “slab” de 300 nm .

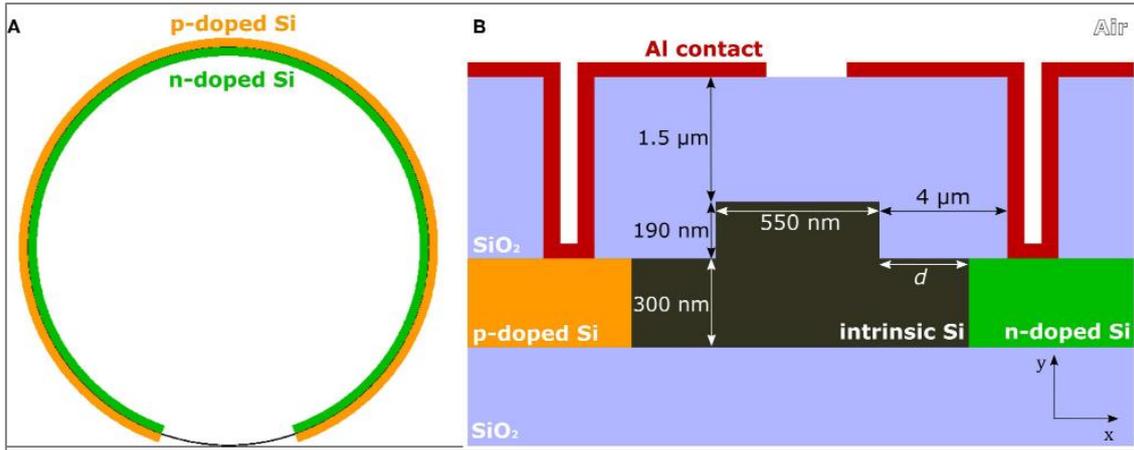


Fig. 1 Estructura del anillo presentada por Castellan et al.

Se realizará una primera simulación sin ningún voltaje aplicado a los contactos, con el fin de comparar la respuesta pasiva con la activa. Después, se llevarán a cabo varias simulaciones con diferentes voltajes, buscando un compromiso entre el cambio de índice de refracción y el efecto de absorción. Esto supondrá un solo caso de los que se simularán en este trabajo.

Variando la dosis del elemento dopante en la implantación, el valor de la distancia a la guía d y el voltaje, se buscará la mayor variación del índice de refracción con unas pérdidas admisibles.

El anillo resultante tendrá una longitud de onda resonante que se podrá desplazar en función del voltaje aplicado, ya que dicho voltaje variará el índice efectivo n_{eff} de la guía. El índice efectivo de la guía se relaciona con la longitud de onda de resonancia λ_{RES} según la siguiente ecuación:

$$\lambda_{RES} = \frac{n_{eff}}{n} * L$$

donde L es la longitud del anillo resonante y n es un número entero, ya que la resonancia se repite de forma periódica en el espectro. El valor del parámetro L se calculará mediante la ecuación del perímetro de un círculo:

$$L = 2 * \pi * R$$

La variación de la longitud de onda de resonancia se calcula según la ecuación [13], [14]:

$$\Delta\lambda_{RES} = f \frac{\lambda_{RES}}{n_g} \Delta n_{eff}$$

donde $\Delta\lambda$ es el desplazamiento en la longitud de onda de resonancia, λ_{RES} es la longitud de onda de resonancia original, n_g es el índice de grupo del modo que se propaga (explicado más adelante) y f es la parte del perímetro que sufre la variación del índice en relación al perímetro total del anillo, que en este trabajo es la totalidad del mismo ($f = 1$).

El valor de n_g se extrae de la respuesta del anillo según la ecuación:

$$FSR = \frac{\lambda_{RES}^2}{n_g * L}$$

siendo FSR (*Free Spectral Range*) la separación entre dos longitudes de onda de resonancia (extraída de la respuesta del anillo), λ_{RES} la longitud de onda de resonancia y L el perímetro del anillo.

En cuanto a la guía de acceso, poseerá la misma estructura sin ningún dopaje, y se asumirán pérdidas nulas por simplicidad de los cálculos.

Por lo tanto, los parámetros que se utilizarán para el diseño del modulador serán:

Guía: Número de implantaciones.

Dosis del dopante: 10^{13} , 10^{14} y 10^{15} at/cm^2 .

Energía de implantación (descrita posteriormente).

Distancia entre el borde de la guía y la zona dopada d : $-100, 0, 200, 500$ y 800 nm .

Voltaje: $0, -10, -20, -30, -40, -50$ V . Se aumentará la resolución en casos seleccionados.

Anillo: Perímetro del anillo L .

Coefficiente de acoplo t .

En la siguiente figura se muestra como varía la distancia d en la estructura, donde la parte roja corresponde al dopaje de BF₂ (zona n) y la verde al fósforo (zona p):

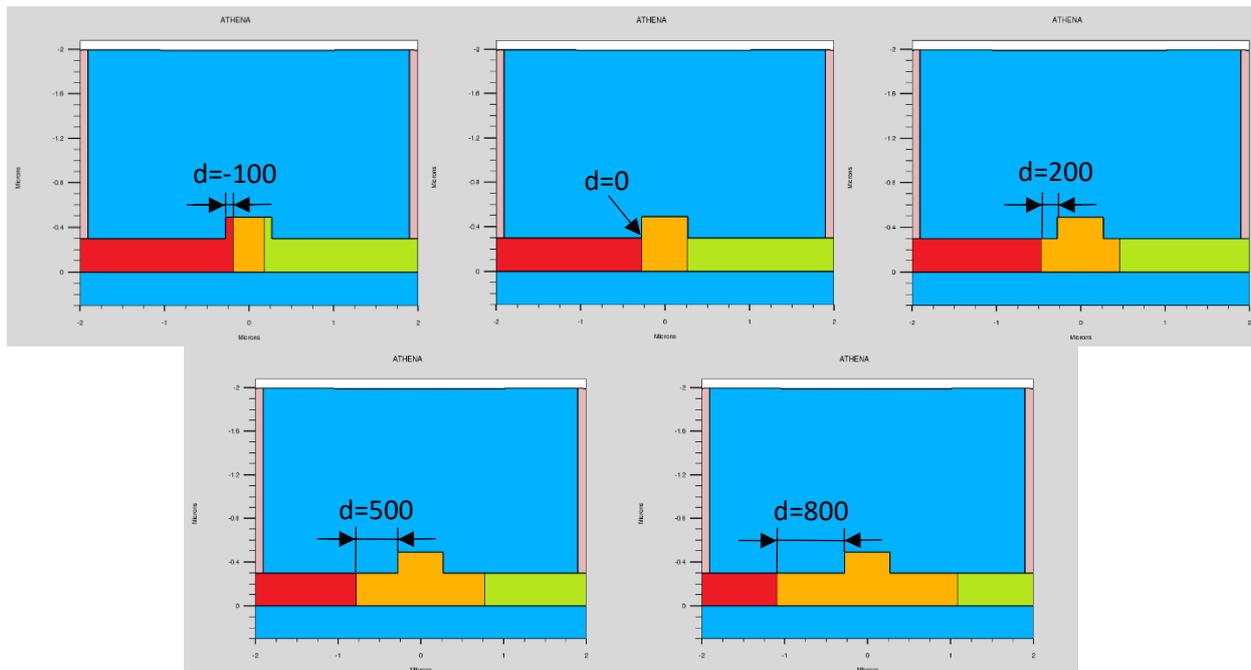


Fig. 2 Sección de la estructura variando el parámetro d

3.2.4. Diseño de la estructura en SILVACO

Con el fin de analizar la estructura, se utilizará el simulador SILVACO para simular la fabricación y propagación del modo en el anillo resonante. Para realizar la simulación, primero se ha de definir una ventana de simulación adecuada, que mediante un mallado no uniforme calculará los valores de los parámetros relevantes. En el caso de este trabajo, se ha optado por utilizar una ventana de simulación de -2 a $2 \mu m$ de ancho (eje X), mientras que para la altura se ha ido desde 1.9 a $-0.3 \mu m$ (eje Y). Cabe recordar que, debido al proceso de fabricación de las obleas de silicio, el eje Y se utiliza de forma inversa al eje Y cartesiano convencional, aumentando su valor conforme se baja en la estructura.

En cuanto al mallado de la simulación, el motivo de la no uniformidad del mismo se debe a una cuestión de eficiencia en la simulación, ya que poseen mayor interés ciertas zonas de la ventana de simulación, mientras que otras no son tan relevantes. En esta estructura, como se observará más adelante, conviene un mallado más denso en la parte central de la estructura, ya en ella se encontrará la guía de onda y por lo tanto la respuesta del campo eléctrico, mientras que en los bordes de la estructura no se encuentran fenómenos relevantes.

La densidad de este mallado se crea mediante límites, a partir de los cuales se introduce un paso, que determinará el número de cortes realizados.

En el caso del eje X se han utilizado dos límites, además de los límites de la ventana, que se sitúan en el final de la parte dopada, en función de d , según la ecuación:

$$X_{0.01} = \pm \left(\frac{WG_{width}}{2} + d \right)$$

Donde WG_{width} es el ancho de la guía de onda. Para $d = 200 \text{ nm}$, las coordenadas serán -0.475 y 0.475 del eje X. Dentro de ese espacio, la densidad será de $0.01 \mu m$, mientras que en los laterales será de $0.5 \mu m$. Conforme se acerca un espaciado al siguiente, estos límites se van aproximando de forma suavizada. En el caso del eje Y, se ha utilizado un mallado uniforme de $0.01 \mu m$ en slab y guía, aumentando a $0.5 \mu m$ en la parte del box inferior.

El resultado de la ventana de mallado será la siguiente (para $d = 200 \text{ nm}$):

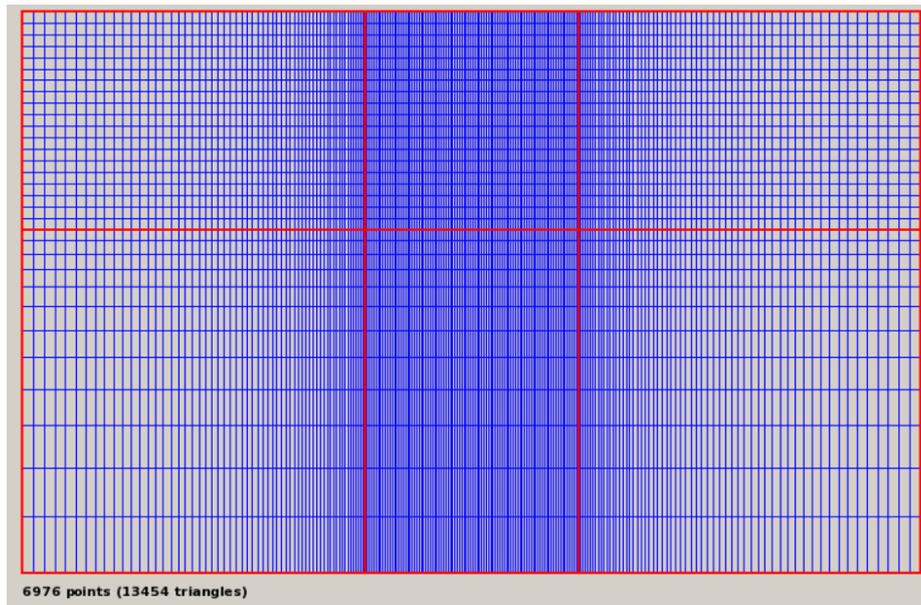


Fig. 3 Mallado de la simulación

La morfología de la sección de la guía consiste en una estructura rectangular en forma de “rib” cuyo material es silicio. La parte de la guía posee una altura de 190 nm , mientras que el slab es de 300 nm , haciendo una altura total de 490 nm . La anchura de la guía será de 550 nm , y se usará la variable d como parámetro que define la separación entre la guía y el espacio dopado del “slab”.

La anchura total de la estructura será la misma que la anchura de la ventana de simulación definida anteriormente. Además, la estructura será encapsulada en un *box* doble (capa superior y capa inferior) cuyo material será SiO_2 . Por lo tanto, la altura total de la estructura será de $2.29\text{ }\mu\text{m}$.

La estructura final será la siguiente:

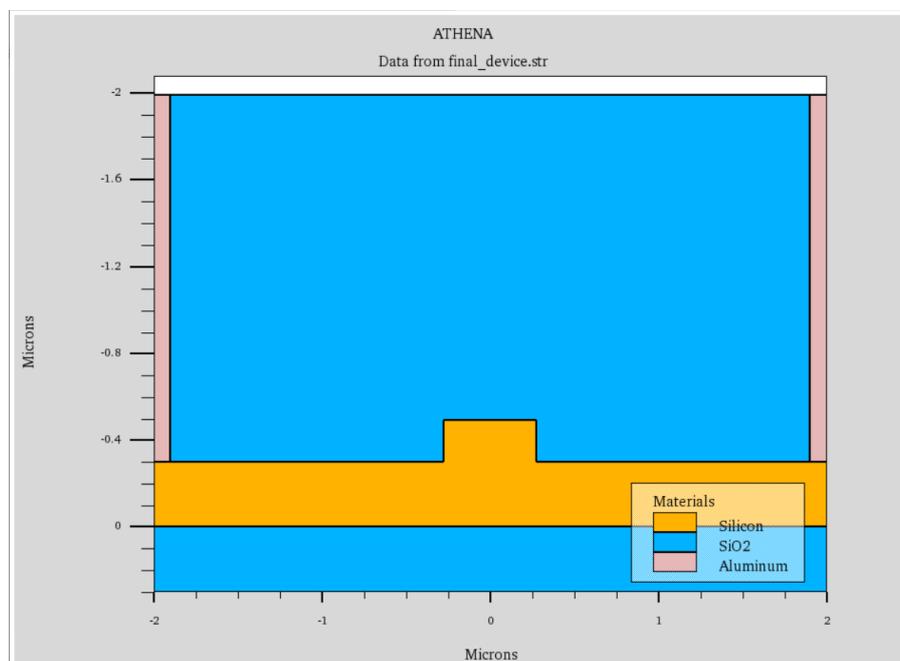


Fig. 4 Estructura diseñada en SILVACO ATHENA

Gracias a una serie de simulaciones de fabricación, se llegará a obtener la estructura descrita, donde los parámetros anteriormente mencionados se variarán para conseguir un funcionamiento óptimo del modulador: la dosis de implantación, la energía de las implantaciones y la distancia d de las zonas p y n a la guía.

3.2.5. Fabricación de la estructura

En este apartado se va a describir el proceso por el cual se llega a fabricar la estructura del modulador descrito anteriormente. Este proceso se lleva a cabo en el módulo de SILVACO llamado ATHENA.

El proceso se inicia con la creación de una oblea de silicio. En SILVACO, este proceso se realiza a partir del mallado definido, donde se indica el material como silicio con una concentración de boro de $1e \times 10^{15} \text{ at/cm}^3$. Al tratarse de la sección de la guía, se define como una estructura de dos dimensiones. El ancho de la estructura es de $4\mu\text{m}$ y la altura es de $0.49 \mu\text{m}$.

Con el fin de realizar la estructura, se realiza un ataque (etching) en la oblea, que recorta, en forma de rectángulo, los laterales de la oblea, dejando en su mitad una parte más alta que corresponde al “rib” de la guía de onda. La altura del rectángulo será la altura de la guía. El ataque se iniciará desde los laterales, ya que no son tan relevantes y la entrada en la estructura en este proceso puede producir más irregularidades.

A continuación, con el fin de realizar el proceso de dopaje, se deposita fotoresina negativa con un espesor de $0.3 \mu\text{m}$ que protegerá las zonas que no se deban dopar de la implantación. La resolución de esta capa será de $0.2 \mu\text{m}$, ya que no será una parte crítica de la estructura y reducirá en gran medida el tiempo de simulación. Estas características de espesor y resolución se repetirán en las siguientes fases de depósito de fotoresina, salvo que se indique lo contrario.

El siguiente paso es realizar un atacado en el lado izquierdo de la estructura, que recortará parte de la fotoresina. Debido a que se van a realizar diferentes configuraciones donde la variable será la distancia entre la guía y la zona dopada (designada como d), se define una línea en el eje Y que se encuentre a la distancia d de la guía. El proceso se mueve del final de la oblea definida a la altura de la fotoresina, en el eje X hasta encontrarse con la línea definida anteriormente. Llegado a ese punto, se baja en el eje Y hasta llegar a la altura del “slab”. Se vuelve en el eje X hasta el borde de la oblea y finalmente se desplaza en el eje Y hasta el punto de inicio, formando un rectángulo. El resultado sería el siguiente:

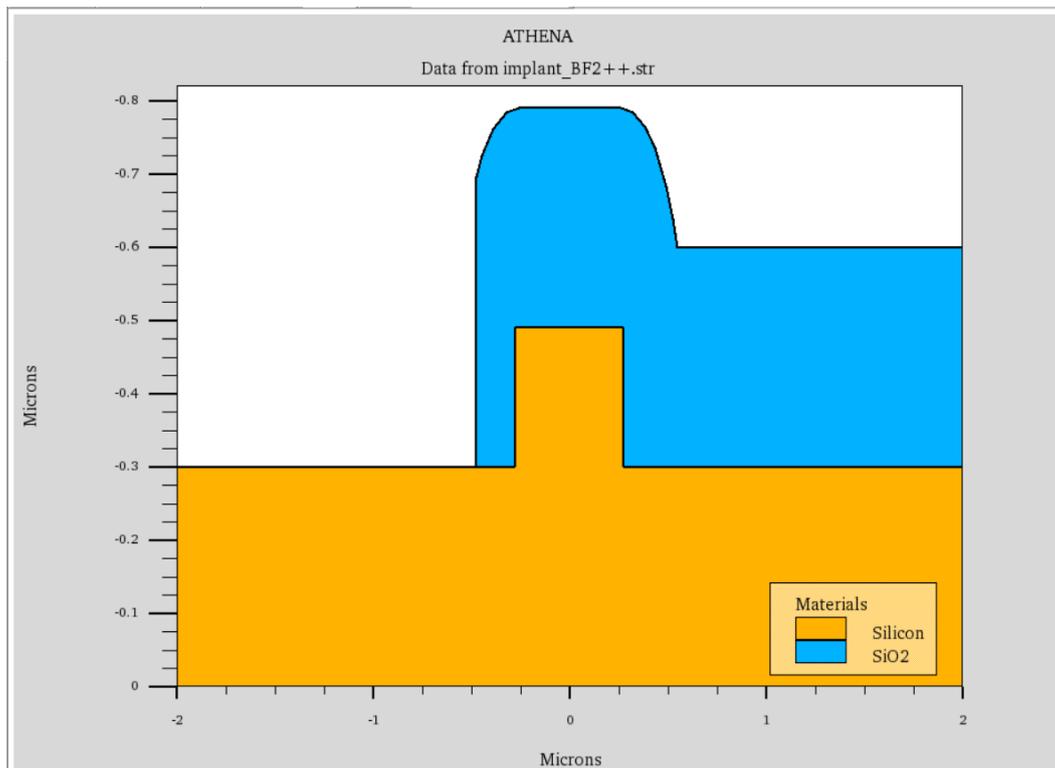


Fig. 5 Etching del dopaje de BF2

Una vez realizado el ataque, el resto de la oblea se encuentra protegida por fotoresina, por lo que se procede a la implantación que creará la parte de tipo n.

En este proceso se simula la implantación haciendo uso de un cañón de iones, que permite introducir los parámetros para su control. El proceso de implantación sigue el modelo Pearson y la molécula que se va a implantar es difluoruro de boro (BF₂), debido a la inestabilidad del átomo de boro. Esta molécula posee una masa molecular de 48,8078 *g/mol*, por lo que necesita más energía de implantación que el átomo de fósforo.

Este proceso se diseñó inicialmente en tres fases con diferente energía de implantación (20, 60 y 100 *keV*), buscando una gran uniformidad del dopaje. Finalmente, el dopaje se ha realizado en cuatro fases para conseguir una mayor uniformidad. La energía de estas implantaciones es de 25, 90, 140 y 200 *keV*, y tres dosis diferentes (10^{13} , 10^{14} y 10^{15} *mol/cm*²). Posteriormente, en el apartado de resultados se mostrará la uniformidad de las estructuras mediante un corte en el perfil del dopaje.

Se han obviado el ángulo de giro de la oblea de 22° y una inclinación (tilt) de 7° típicos, ya que su utilidad está orientada a moléculas más ligeras como la de boro. En el caso del fósforo y BF₂ estos parámetros no son necesarios, ya que poseen peso atómico suficiente para no producir efectos adversos debido al “back-scattering”.

La simulación se realizará haciendo uso del *flag* llamado “*crystal*”, con el fin de introducir el efecto de canalización en la red cristalina. Cada proceso se simulará con un factor de daño a la estructura cristalina de 0.00055, siguiendo el modelo *Plus 1*. Este parámetro se utiliza para incluir los daños a la red cristalina y hacer la simulación de la implantación lo más realista posible.

Tras la implantación se elimina la fotoresina y se vuelve a depositar otra capa. El proceso de deposición se repite con los mismos parámetros, al igual que el de ataque, solo que se realiza en el lado derecho de la estructura, con el fin de crear la parte dopada con fósforo.

El dopaje del fósforo también se diseñó inicialmente en tres fases (con energías de 20, 40 y 60 keV) buscando la uniformidad, pero finalmente también se optó por emplear cuatro fases. En este caso, debido a que el peso atómico del fósforo es 30,9738 g/mol, inferior al del BF₂, se necesitarán energías de implantación menores. Concretamente, las energías son 15, 70, 100 y 130 keV. La concentración de fósforo, el ángulo de la oblea y su inclinación poseen los mismos valores que en la implantación del BF₂, al igual que el factor de daño.

En los artículos recientes sobre este tipo de estructuras se han encontrado dopajes completamente uniformes[8]. Los resultados obtenidos muestran valores competitivos, pero si no se realiza una simulación del proceso de fabricación, los dopajes no serán tan realistas, por lo que los resultados que proporcionen tampoco lo serán.

El siguiente paso es eliminar la fotoresina de nuevo. Con el fin de reparar el daño a la estructura cristalina, se realiza un proceso térmico conocido como "*Rapid Thermal Annealing*". En este proceso se somete la estructura a una temperatura de 1000°C durante 10 segundos, en un ambiente con nitrógeno.

Tras esto, se procede a aplicar las capas de protección. Para ello, se voltea la oblea 180° y se deposita una capa de SiO₂ con un espesor de 0.5 μm. Tras la deposición, se vuelve a dar la vuelta a la oblea. Se deposita SiO₂ para hacer la capa superior, hasta que el dispositivo tenga la altura de 2 μm. Tras esto, se planariza la superficie con un ataque.

Por último, se procede a realizar la creación de los contactos donde se aplicará el voltaje. Estos contactos se realizarán en aluminio, debido a su conductividad eléctrica y a la posibilidad de depositarlo en forma de vapor mediante un proceso de "*Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition*" (PECVD). Se realiza un ataque en los bordes de la estructura, que elimina el SiO₂ en con un ancho de 0.1 μm. El siguiente paso es depositar aluminio con un espesor de 0.9 μm para rellenar los huecos dejados por el ataque. Por último, un ataque en la capa superior elimina el excedente de aluminio, reduciendo las irregularidades.

Se define el cátodo en la posición 1.95 μm (lado dopado de fósforo) y el ánodo en -1.95 μm (lado dopado de BF₂) correspondientes al eje X.

Con el fin de dejar la estructura completamente pulida, se voltea la oblea, se hace un ataque que extrae la estructura, se aplica otra capa de protección de SiO₂ de espesor 0.3 μm y se vuelve a voltear.

3.2.6. Simulación electro-óptica

La simulación eléctrica corresponde al módulo ATLAS, y se realiza a partir de la estructura creada en el módulo ATHENA. El cambio de índice producido por el efecto Kerr no es una función estándar en los simuladores comerciales, por lo que se necesitará implementarlo en el simulador. En el desarrollo de este trabajo se han conseguido dos maneras de realizar esta implementación en SILVACO, cada una con una intención diferente, permitiendo realizar las observaciones necesarias relacionadas con dicho efecto tras la simulación.

En este proceso se tratará de buscar un compromiso entre el cambio de índice producido por el efecto Kerr y las pérdidas de absorción generadas por el efecto. Se considerará unas pérdidas admisibles de 5 dB/cm . Con las medidas de longitud de cada dispositivo y los resultados de las pérdidas de absorción, se evaluará la viabilidad del caso.

Para visualizar la variación del índice de refracción producida exclusivamente por el efecto Kerr, Δn_k , se ha hecho uso del apartado “*Functions*” del módulo Tonyplot para introducir la ecuación simplificada. La ecuación se ha introducido en un macro denominado “*Kerr_index_variation*”, que se visualizará seleccionando la función 1 en Tonyplot. Debido a los problemas de notación matemática de dicho apartado, se han evitado las potencias con valores de más de una cifra o negativos y se han introducido de la siguiente manera:

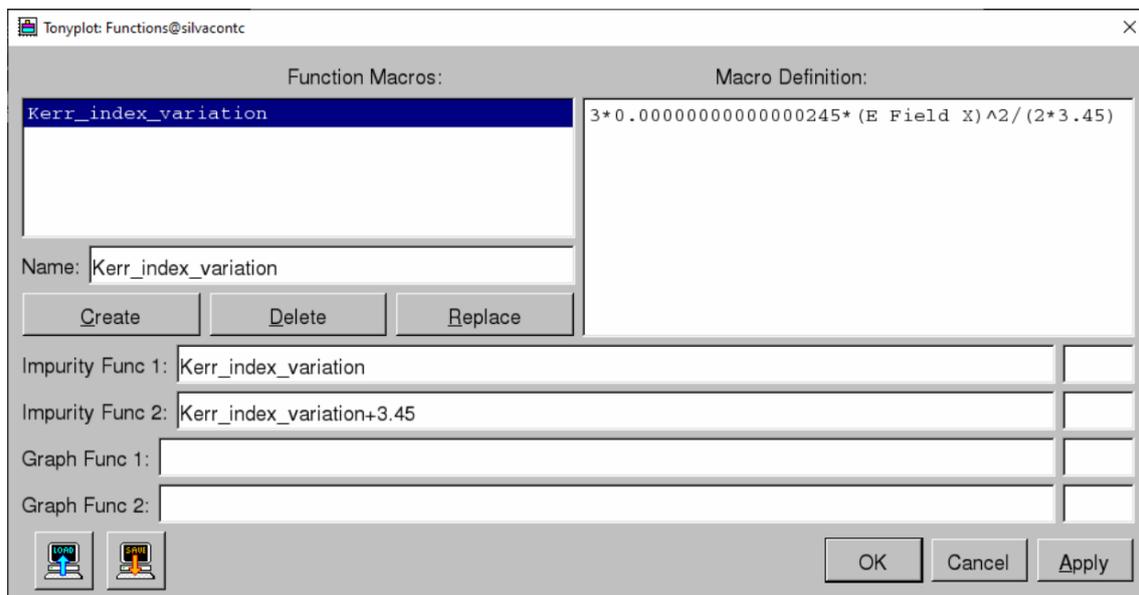


Fig. 6 Introducción de función para efecto Kerr en Tonyplot

Esta función se ha creado con el fin de observar únicamente el incremento, cuyo valor es muy pequeño en comparación al valor del índice de refracción, y que no sería posible visualizar correctamente teniendo en cuenta el valor del índice de refracción.

Más adelante se ha estudiado la forma de introducir la ecuación del efecto Kerr en la simulación electro-óptica. Esto se ha realizado debido a la necesidad de evaluar los efectos del cambio de índice en otras variables, como la absorción. Esto se ha conseguido mediante la función de SILVACO llamada “*C Indexer*”, el cual es un motor

de ejecución de código C que permite añadir funcionalidades a la simulación. Este motor posee diferentes funciones para controlar aspectos no contemplados en las funciones por defecto.

La función “*F.INDEX*” permite modificar las propiedades de los materiales, modificando el índice de refracción según el código C definido en un archivo externo. Esta función permite introducir la ecuación del cambio de índice producido por el efecto Kerr, ya que su entrada de variables admite el valor del campo eléctrico y su salida el índice de refracción de cada punto de la simulación. En este caso se ha introducido la siguiente función en el archivo “*kerr_index.c*”:

```
int index(double lambda, double temp, double xcomp, double ycomp, double nconc,
double pconc, double emag, double *n, double *k)
{
    double chi3, n0, delta_n;
    chi3 = 0.000000000000000245;
    n0 = 3.45;
    delta_n = 3*chi3*(emag*emag)/(2*n0);
    *n = delta_n + n0;
    return(0);    /* 0 - ok */
}
```

Fig. 7 Función C para introducir el efecto Kerr

Donde “*chi3*” es $\chi^{(3)}$ definida anteriormente, “*n0*” es el índice de refracción natural del silicio a $1.550 \mu\text{m}$ y “*delta_n*” es el incremento de índice producido por el efecto Kerr. La variable de entrada es “*emag*”, que corresponde al campo eléctrico E_{DC} en V/cm y la de salida es “**n*”, que corresponde al índice de refracción del silicio teniendo en cuenta el cambio producido.

Se realizarán un total de 30 simulaciones para las dosis de 1×10^{13} , 1×10^{14} y $1 \times 10^{15} \text{ at/cm}^2$, para las distancias d de $-100, 0, 200, 500$ y 800 nm , teniendo en cuenta el efecto de dispersión del plasma junto con el efecto Kerr (llamadas simulaciones “*Soref_default*”) y el efecto Kerr únicamente (“*Soref 0*”). Además, se realizarán simulaciones de mayor resolución en los casos que cumplan las especificaciones para implementar un modulador electro-óptico.

3.2.7. Diseño del anillo resonante

Con los casos seleccionados, se diseñará un modulador cuya longitud de onda de resonancia sea $\lambda_{RES} = 1.550 \mu\text{m}$ en estado inactivo. Esto depende de la longitud del anillo L , valor que se calcula mediante la ecuación:

$$\lambda_{RES} = 1.550 \mu\text{m} = \frac{n_{eff,0V} * L}{n}$$

Se variará el valor de n , el cual es un número entero para conseguir la mayor relación de extinción (ER), cumpliendo la condición de $\lambda_{RES} = 1.550 \mu m$. Esta longitud determinará el radio del anillo R .

Además, se calcularán los valores del coeficiente de acoplo del anillo que maximicen la relación de extinción (ER), igualándolo a las pérdidas de absorción del modulador. Este proceso se realiza para los estados activos e inactivos del modulador. Como el modulador solo tendrá un coeficiente de acoplo t , se buscará un valor entre los dos coeficientes t (activo e inactivo) que maximice la ER en ambos casos. Determinados estos parámetros, se calcularán las pérdidas por vuelta γ y se simulará la respuesta del modulador. Como parámetros adicionales, se mostrará la separación entre frecuencias de resonancia (FSR, *Free Spectral Range*) y la anchura espectral del acoplo a la mitad de potencia, es decir, a 3dB (FWHM, *Full Width at Half Maximum*).

4. Resultados y parámetros

En el siguiente apartado se mostrarán los resultados obtenidos, así como los parámetros calculados para el anillo resonante que compone el modulador. En primer lugar, se mostrarán los resultados, después se seleccionarán los casos menos válidos según los criterios de selección descritos para el modulador y finalmente se estudiarán los casos más viables para su implementación.

4.1. Resultados del dopaje

Como se ha comentado en otros apartados, se han realizado 4 dopajes en la estructura, a diferentes distancias de la guía de onda. El motivo por el que se han realizado cuatro dopajes radica en la búsqueda de la uniformidad del dopaje del “slab”. Tras varias pruebas con uno, tres y cuatro dopajes se ha determinado que se consigue mayor uniformidad a mayor número de implantaciones, siendo cuatro una cantidad aceptable.

Los criterios utilizados para categorizar un dopaje de adecuado siguen experimentos en simulaciones realizadas en SILVACO[9]. En ellas se ha observado que el orden de concentración de átomos en la estructura es de 10^{18} , 10^{19} y 10^{20} at/cm^3 para las dosis de implantación 10^{13} , 10^{14} y 10^{15} at/cm^2 , por lo que se buscarán esos niveles de concentración, intentando la mayor uniformidad posible. Estos niveles son similares en ambos elementos (fósforo y BF2).

La uniformidad, depende del número de implantaciones, pero también de la energía de implantación de cada una. La relación entre la energía de implantación en el silicio y la profundidad de penetración para el fósforo y para BF2 se ha determinado mediante simulaciones basadas en el modelo Pearson, integrado en SILVACO. Como se comentó previamente, estos valores de energía serán diferentes para los dos dopantes, debido a su masa atómica.

El dopaje del BF2 poseerá mayor energía de forma general que el del fósforo, al tener un mayor peso atómico. Tras diferentes pruebas, se ha conseguido un dopaje adecuado realizando cuatro implantaciones con las energías indicadas, buscando la profundidad determinada en esta tabla.

Dosis (at/cm^2)	x (BF2)	x (Fósforo)
Energía 1 / Profundidad 1	25 keV / 25 nm	15 keV / 25 nm
Energía 2 / Profundidad 2	90 keV / 90 nm	70 keV / 100 nm
Energía 3 / Profundidad 3	140 keV / 140 nm	100 keV / 150 nm
Energía 4 / Profundidad 4	200 keV / 200 nm	130 keV / 200 nm

Fig. 8 Tabla de energías de implantación

Estas concentraciones siguen una distribución Gaussiana y corresponden a la dosis de 10^{13} at/cm^2 . Las variaciones con respecto a las dosis 10^{14} y 10^{15} at/cm^2 no son muy significativas, por lo que no se ha requerido realizar cambios para dichas simulaciones.

Con el fin de evaluar el dopaje, se ha analizado el perfil de concentración utilizando una línea de corte vertical en SILVACO, que determinará la concentración en ambos lados del “slab”. Las siguientes imágenes muestran el resultado para $d = 200 \text{ nm}$ (a la izquierda BF2 y a la derecha Fósforo):

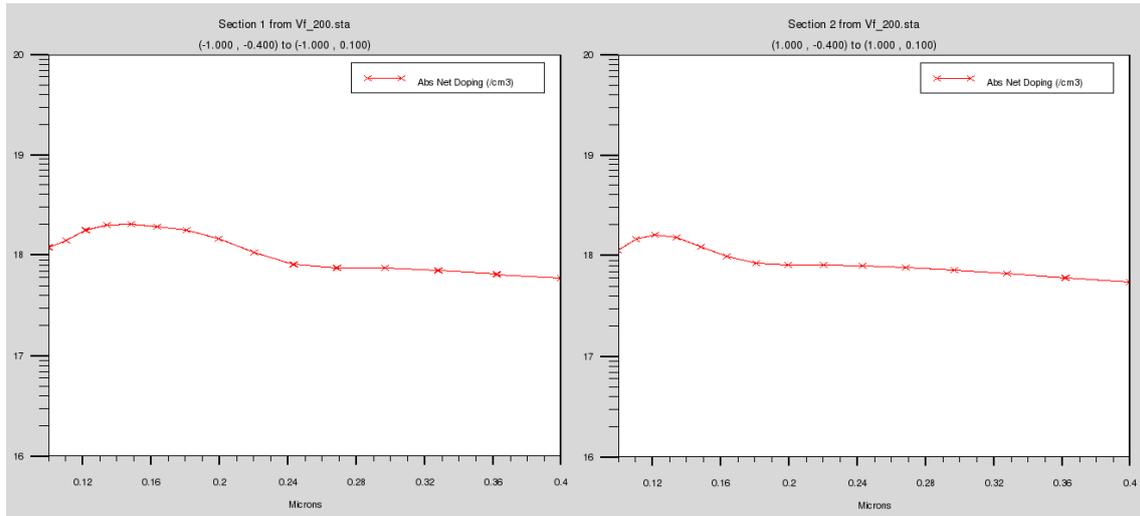


Fig. 9 Perfil del dopaje de BF2 y Fósforo

Los resultados muestran un perfil uniforme para BF2 y fósforo, cuya irregularidad es poco significativa.

4.1.1. Efecto de la fotoresina en el dopaje

Además, cabe destacar el efecto de la implantación en la fotoresina, con el fin de comprobar que realmente protege a la estructura de este proceso. La imagen siguiente muestra como la fotoresina se dopa sin llegar a la estructura en las partes que no son indicadas, manteniéndolas intactas. Por otro lado, el lado izquierdo queda dopado de una forma uniforme.

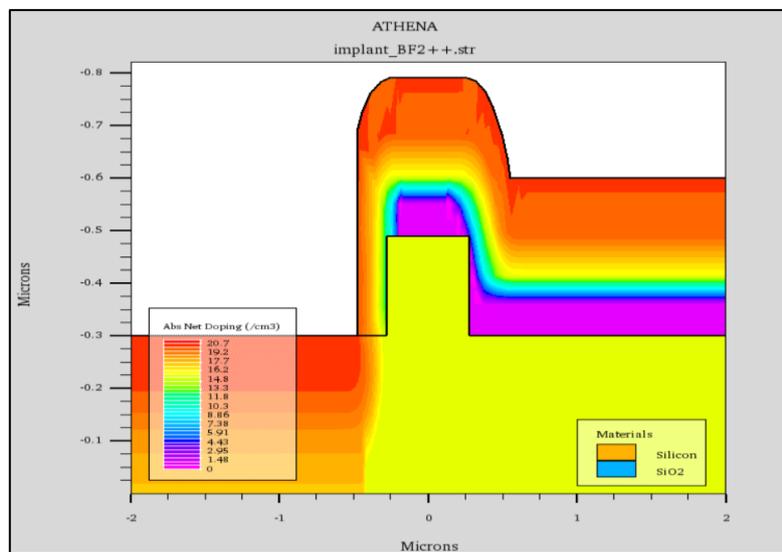


Fig. 10 Sección de la guía dopada de BF2

La imagen corresponde a la simulación con $d = 200 \text{ nm}$. Esto demuestra que, para las energías de implantación elegidas en relación con el peso atómico de los dopantes, el espesor de $0.3 \mu\text{m}$ es un espesor adecuado para la fotoresina, ya que consigue el efecto deseado. El dopaje de la fotoresina no es relevante para la estructura, ya que se elimina en el proceso de atacado.

4.2. Resultados del incremento del índice de refracción efectivo y absorción

Finalmente, los resultados obtenidos de las simulaciones son los siguientes. Implementando la estructura con cuatro dopajes en cada lado, con las energías anteriormente mencionadas, se han obtenido los siguientes resultados de variación del índice efectivo Δn_{eff} y de la absorción en relación con el voltaje aplicado:

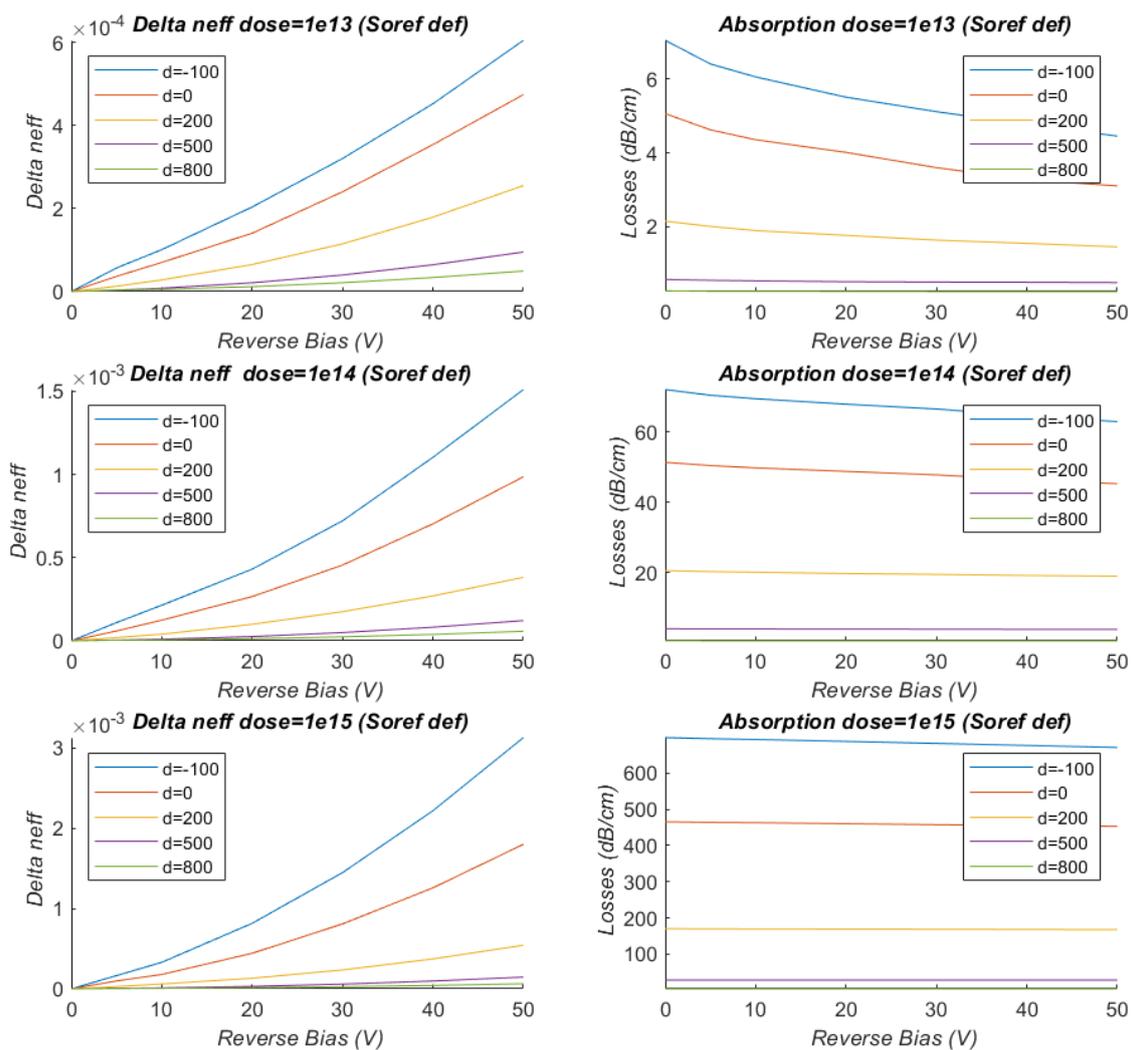


Fig. 11 Resultados del incremento del índice de refracción y de la absorción

Los resultados muestran que el incremento del índice efectivo aumenta de forma cuadrática con el voltaje aplicado, tal y como se describe en el principio del efecto Kerr.

También se puede observar que, a menor distancia d , el efecto en el índice efectivo aumenta, puesto que el efecto del campo eléctrico es mayor cuando se reduce la distancia entre las zonas dopadas del diodo p-i-n. De igual manera ocurre cuando se aumenta la dosis del dopaje, puesto que se incrementa el número de cargas desplazadas.

Como las simulaciones se han realizado teniendo en cuenta todos los efectos (incluyendo el efecto de dispersión del plasma), también se deben observar los resultados que muestren únicamente la variación producida por el efecto Kerr. La siguiente gráfica muestra la variación del índice de refracción por el efecto Kerr y por el efecto de dispersión del plasma para el caso de dosis 10^{13} at/cm^2 y $d = 200 \text{ nm}$.

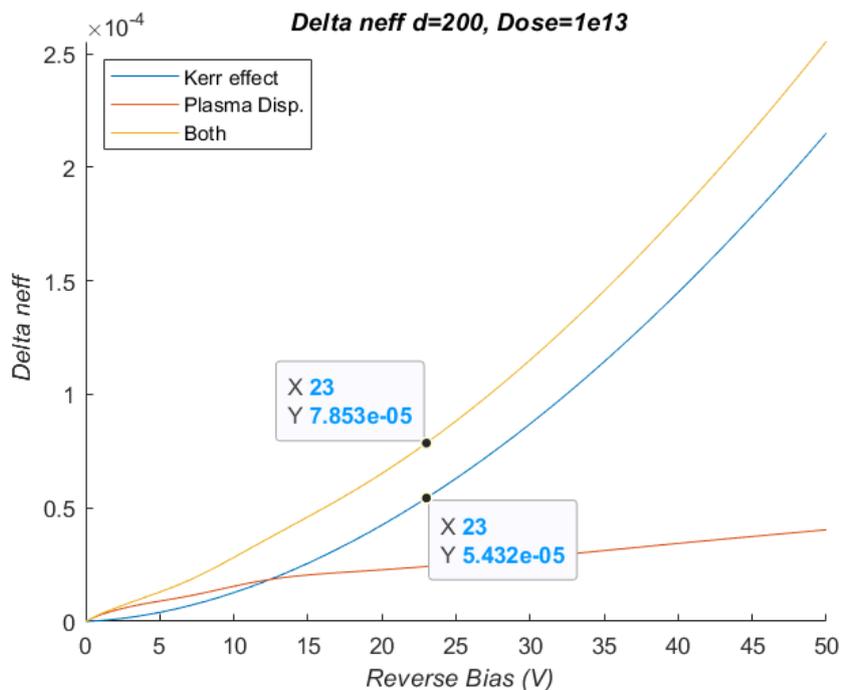


Fig. 12 Contribución de cada efecto a la variación del índice

Se observa que, a valores de voltaje bajos (menos de 13V), la contribución del efecto Kerr es menor que la del efecto de dispersión del plasma. Sin embargo, a los 23 V el efecto Kerr llega a producir un cambio de índice dos veces el producido por el efecto de dispersión del plasma, y continúa aumentando su contribución a partir de ahí. Este caso es importante, tal y como se describirá en apartados posteriores.

En este punto se ha obtenido un valor de $\Delta n_{eff} = 5.43 \times 10^{-5}$, muy similar al valor de 5×10^{-5} propuesto por Castellan et al.[8] para la misma estructura.

Por otro lado, los valores de pérdidas de absorción disminuyen cuando se aumenta el voltaje. Esto se debe a que el campo eléctrico se incrementa, por lo que provoca el desplazamiento de las cargas libres con mayor efectividad.

Además, el dopaje también afecta al valor de pérdidas de absorción, cuya relación es proporcional. Este efecto también depende de las cargas libres, puesto que a mayor dosis de implantación genera mayor número de cargas libres. La diferencia se puede apreciar en la siguiente imagen, que compara las pérdidas de la estructura dopada y sin dopar, en función de la tensión aplicada, teniendo en cuenta exclusivamente los efectos debidos al efecto Kerr:

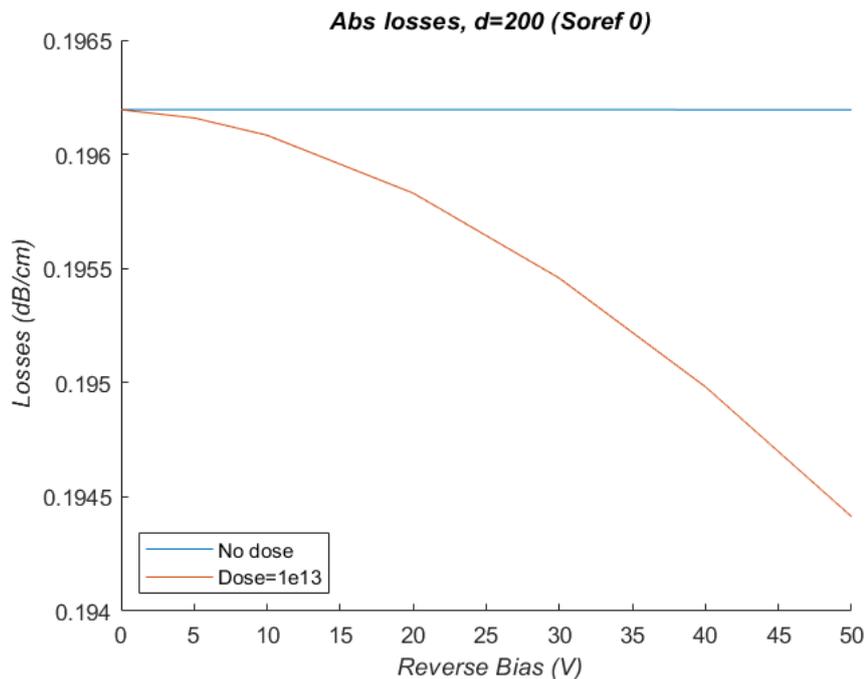


Fig. 13 Pérdidas de absorción con y sin dopaje

De las simulaciones se aprecia que las pérdidas de absorción apenas cambian en la estructura sin dopar. Esto se debe a que el campo eléctrico no interacciona apenas con la estructura.

Por otro lado, las pérdidas de absorción debidas al efecto Kerr disminuyen conforme aumenta el campo eléctrico en la estructura. Esto se debe a que los coeficientes de Soref se han anulado, por lo que sólo se contabiliza el efecto de las cargas libres desplazadas. Sin embargo, esta variación no es significativa en la implementación del modulador, debido a su bajo impacto.

4.3. Desplazamiento de la longitud de onda de resonancia

El efecto del cambio de índice de refracción induce una variación en la fase del modo que se propaga por la guía, tal y como se ha descrito en apartados anteriores, desplazando su longitud de onda de resonancia. Las siguientes gráficas muestran el efecto producido en las simulaciones en función del parámetro d y la dosis empleada en el dopaje:

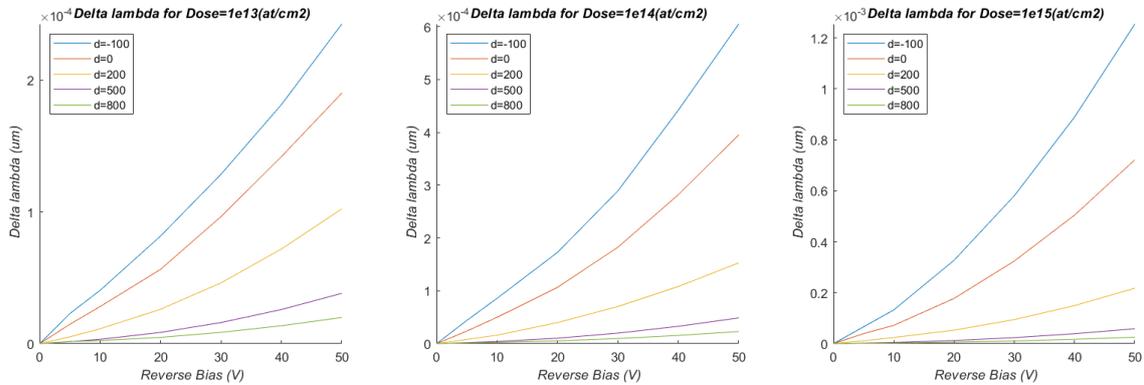


Fig. 14 Desplazamiento de la longitud de onda de resonancia

Se observa un desplazamiento que llega a superar 1 nm en el caso de dosis 10^{15} at/cm^2 , aunque lo más probable es que no cumpla otros parámetros del modulador. En los casos de dosis 10^{13} at/cm^2 , se observan valores de entre 0 y 0.1 nm de desplazamiento en los casos más probables. Destacar que para observar este desplazamiento se ha aproximado el valor de $n_g \cong 3.83$, puesto que no se ha determinado todavía la respuesta del anillo. Tras calcular n_g a partir de la respuesta, se ha comprobado que la diferencia no es muy significativa.

En cuanto a los valores de longitudes de onda de resonancia, buscando una longitud de onda cercana a la longitud de onda de este trabajo ($\lambda = 1.550 \mu\text{m}$), se obtienen las siguientes gráficas:

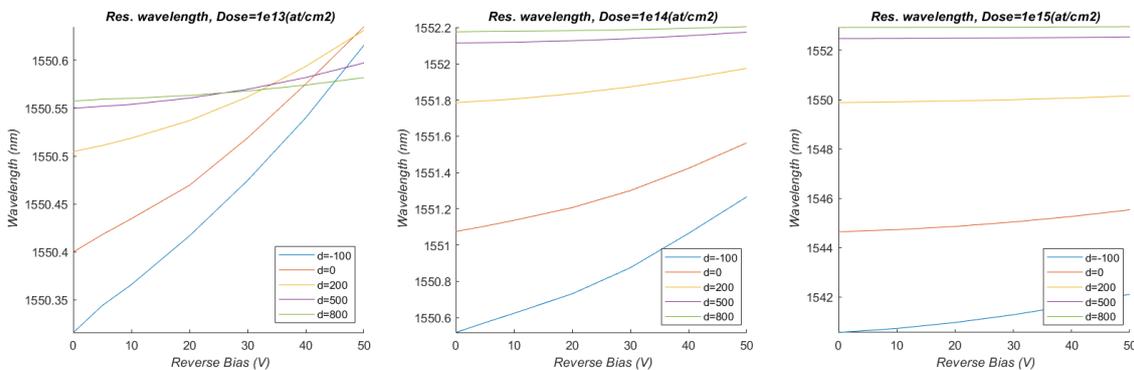


Fig. 15 Longitud de onda de resonancia en función del voltaje

Esta representación se ha realizado meramente para comparar entre los diferentes casos, ya que posteriormente se ajustarán los anillos para que la longitud de onda de resonancia sea $\lambda_{RES} = 1.550 \mu\text{m}$ a 0V .

En estos resultados se puede observar como el dopaje, tanto la dosis como la distancia d , afectan a la longitud de onda de resonancia, para el mismo valor de voltaje. Aumentando el valor de d se observa un incremento en la longitud de onda, lo que se explica con la menor interacción con el campo eléctrico. Además, se observa que la separación entre las longitudes de resonancia para cada d aumenta con dosis mayores de implantación. También se explica con la interacción del campo, pues a dosis mayores la interacción aumenta más de una d a otra.

Como situación a destacar dentro de los casos más probables, para dosis 10^{13} at/cm^2 y $d = 200 \text{ nm}$, el voltaje puede desplazar la longitud de onda de resonancia de $1550,56 \text{ nm}$ a 0 V hasta $1550,67 \text{ nm}$ a 50 V , pasando por $1550,6 \text{ nm}$ a 30 V .

4.4. Punto de ruptura

El punto de ruptura es la propiedad intrínseca de un material para soportar un campo eléctrico sin alterar drásticamente sus propiedades. En el silicio, este punto se establece aproximadamente en $E_{max} = 40 \text{ V}/\mu\text{m}$ [15]. Este parámetro es importante pues será un límite a la hora de aplicar un campo eléctrico a la estructura.

En la estructura diseñada, según la ecuación del efecto Kerr, el campo eléctrico condiciona la variación del índice de refracción de forma cuadrática. De esta forma, los valores más altos de variación serán más propensos a alcanzar el punto de ruptura. Así mismo, las dosis utilizadas condicionan el efecto del voltaje sobre el campo eléctrico, aumentando su magnitud, por lo que también los niveles más altos de éstos pueden superar el umbral máximo.

Realizados los cálculos, el resultado es el siguiente:

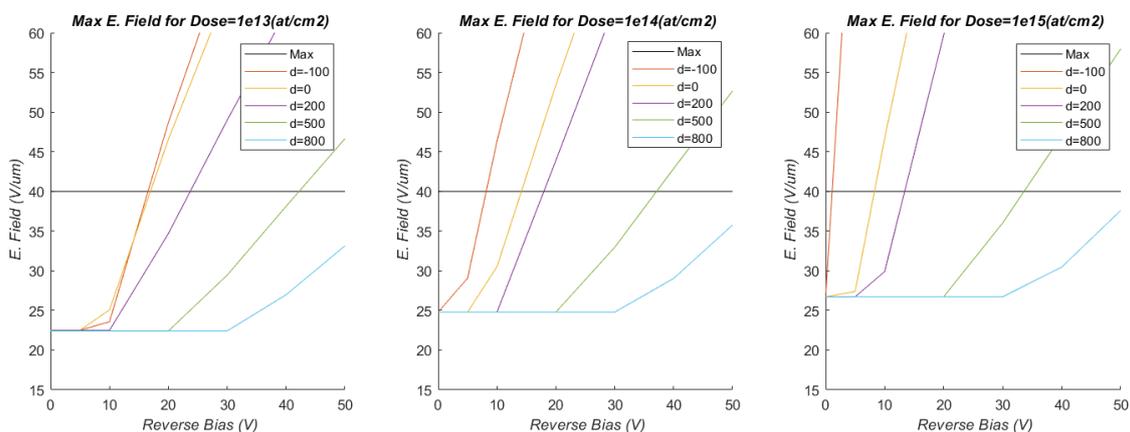


Fig. 16 Campo eléctrico máximo en función del voltaje aplicado

Se puede observar que para la mayoría de situaciones donde el voltaje es inferior a 30 V no se sobrepasa el umbral de ruptura, especialmente en aquellos casos en los que las zonas dopadas están más alejadas.

Los casos de dosis empleadas de 10^{13} y 10^{14} at/cm^2 son los que mejores prestaciones ofrecen, siendo las simulaciones con valores de $d = 200 \text{ nm}$ y $d = 500 \text{ nm}$ las que mayor voltaje permiten, creando un cambio de índice significativo. Las

simulaciones con $d = 800 \text{ nm}$ también permiten un voltaje más alto, pero no crean un campo eléctrico hasta pasados los 30 V en ninguno de los casos, lo que las limitará a la hora de emplearse en un modulador electro-óptico. Se determinará con mayor exactitud el punto de campo eléctrico máximo aumentando la resolución de los casos con mejores prestaciones.

Se debe destacar que no se ha simulado la respuesta del diodo mediante una curva I-V, pues las corrientes son de orden muy bajo para ser limitantes. Esto se debe a la configuración “*Reverse bias*”, la cual consigue un efecto muy rápido e intensidades muy pequeñas.

La siguiente imagen muestra el orden de magnitud de la intensidad en el caso $d = 200 \text{ nm}$ y dosis 10^{13} para 23V :

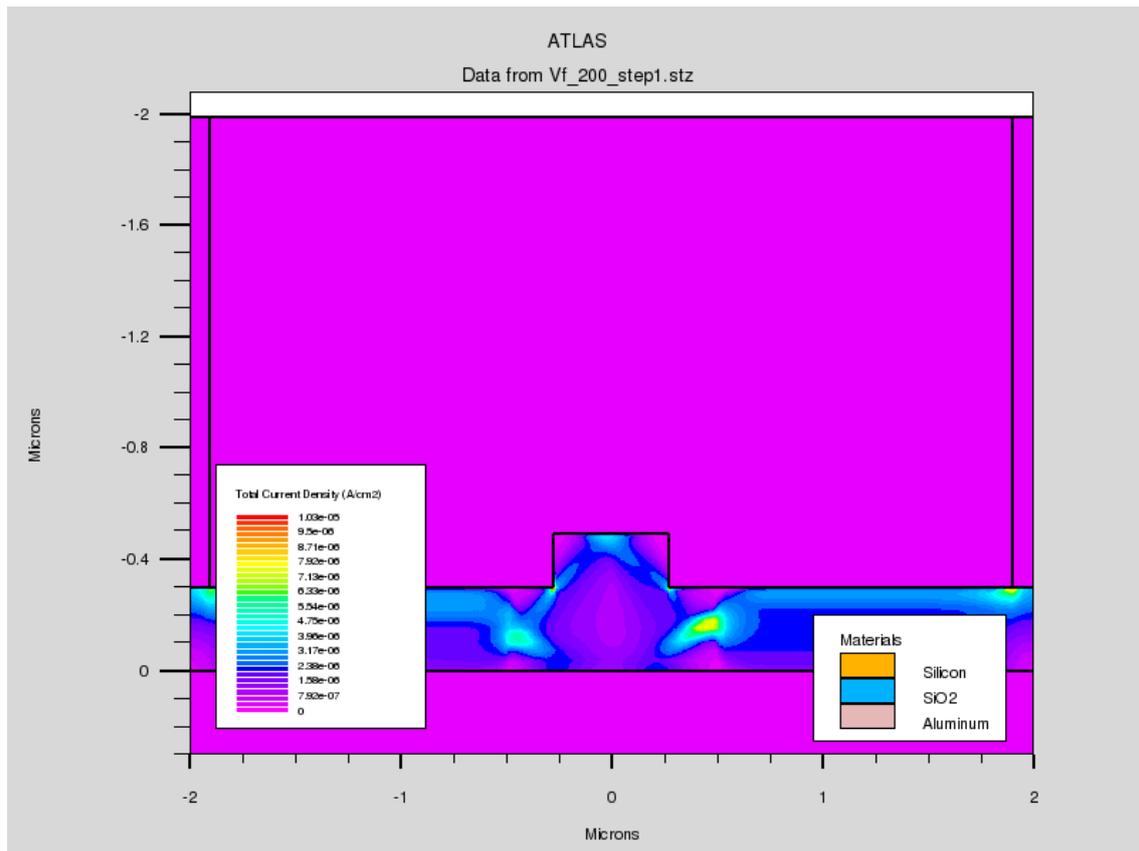


Fig. 17 Densidad de corriente, dosis 10^{13} at/cm^2 y $d=200 \text{ nm}$

Se puede observar que la intensidad máxima es del orden de 10^{-5} A/cm^2 .

4.5. Modulador electro-óptico

En cuanto a la viabilidad de los casos de simulación para un modulador electro-óptico, los resultados muestran unas pérdidas demasiado grandes en los casos de dosis de implantación de 10^{14} y 10^{15} at/cm^2 con valores de d bajos. Estos casos consiguen una variación del índice de refracción Δn_{eff} de hasta 3.1×10^{-3} ($d = -100$ nm , dosis 10^{15} at/cm^2), consiguiendo los valores más altos, pero con unas pérdidas superiores a 28 dB/cm (hasta los 600 dB/cm), lo que no es asumible en un modulador electro-óptico.

Se han determinado como casos más favorables aquellos que poseen un cambio de índice efectivo $\Delta n_{eff} > 5 \times 10^{-5}$, con unas pérdidas de absorción menores a 5 dB/cm y que cumplan con la limitación de campo eléctrico máximo de 40 $V/\mu m$. Estos casos son los siguientes:

- Dosis 10^{13} at/cm^2 , $d = 0$ nm hasta $16V$
- Dosis 10^{13} at/cm^2 , $d = 200$ nm hasta $23V$
- Dosis 10^{13} at/cm^2 , $d = 500$ nm hasta $42V$
- Dosis 10^{14} at/cm^2 , $d = 500$ nm hasta $37V$
- Dosis 10^{15} at/cm^2 , $d = 800$ nm hasta $50V$

Para estos casos se realizarán simulaciones con mayor resolución con el fin de maximizar la variación del índice de refracción, utilizando pasos de $1V$ en la simulación.

Los resultados son los siguientes:

Ampliando el incremento del índice de refracción:

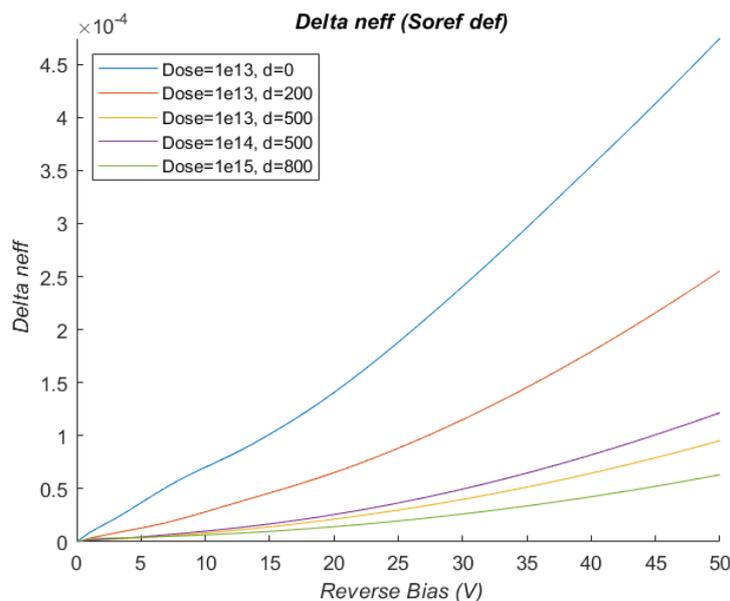


Fig. 18 Incremento de índice para casos seleccionados

El cambio del índice supone aproximadamente el siguiente desplazamiento de la longitud de onda de resonancia ($\Delta \lambda_{RES}$):

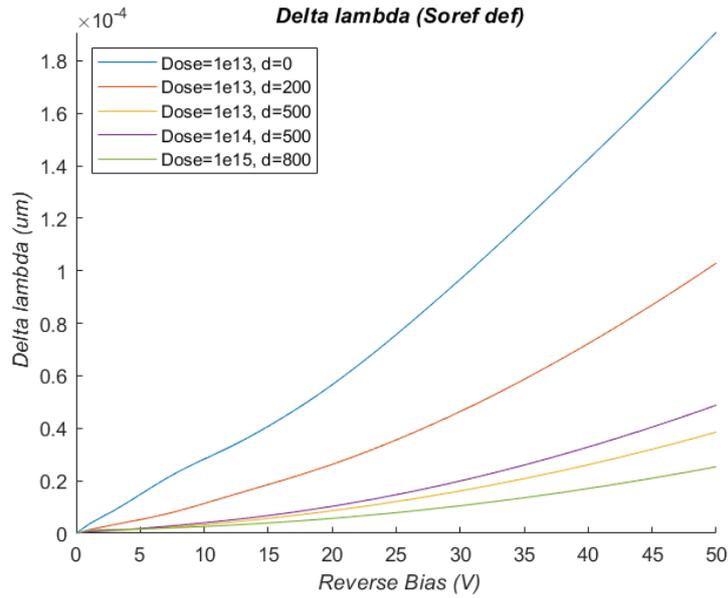


Fig. 19 Incremento de longitud de onda para casos seleccionados

Las pérdidas de absorción son las siguientes:

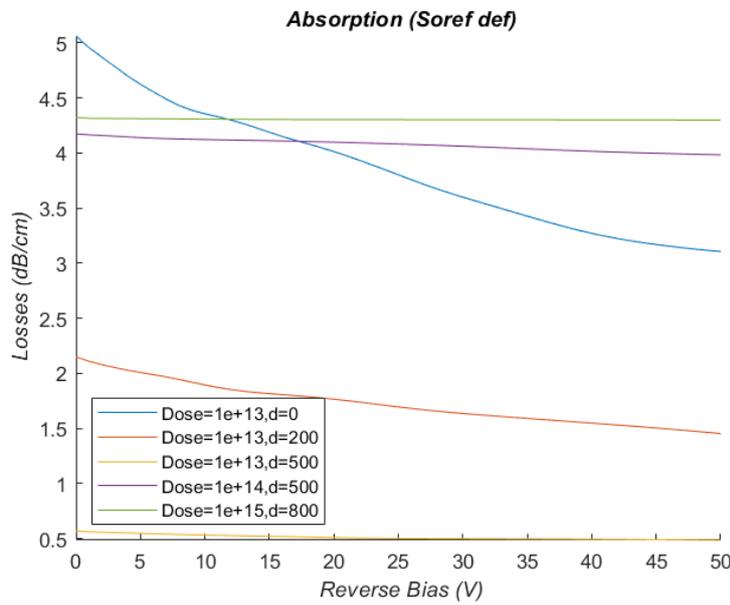


Fig. 20 Pérdidas de absorción para casos seleccionados

Los casos seleccionados poseen la siguiente limitación de campo eléctrico:

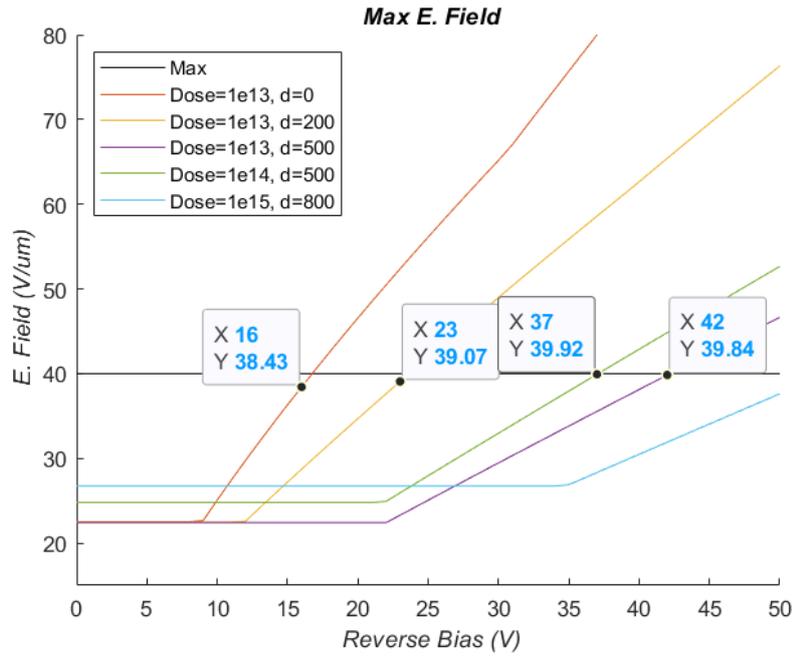


Fig. 21 Campo eléctrico máximo para los casos seleccionados

Cabe destacar que el caso de $d = 800 \text{ nm}$ con dosis 10^{15} at/cm^2 no llega a su límite de campo eléctrico máximo a 50V , pero no se ha simulado con mayor voltaje debido a que su coeficiente de absorción no lo convierte en un candidato muy favorable a niveles altos de campo eléctrico, como se verá posteriormente.

En las tablas que se encuentran a continuación aparecen los valores ajustados de los parámetros del anillo resonante que compone el modulador.

La siguiente tabla resume las características de los casos seleccionados para el modulador en su estado activo:

Dosis (at/cm^2)	d (nm)	Δn_{eff}	Pérd. Abs (cm^{-1})	V_{DC} (V)	$E. \text{máx}$ (V/cm)	$L\pi$ (μm)	t
10^{13}	0	1.086×10^{-4}	4.15 dB (0.9557)	16	38.43	57.3749	0.9945
10^{13}	200	7.853×10^{-5}	1.72 dB (0.3969)	23	39.07	88.5272	0.9965
10^{13}	500	7.030×10^{-5}	0.49 dB (0.1133)	42	39.84	88.5249	0.9990
10^{14}	500	7.144×10^{-5}	4.03 dB (0.9278)	37	39.92	88.5286	0.9918
10^{15}	800	6.320×10^{-5}	4.30 dB (0.9902)	50	37.62	88.5293	0.9913

Fig. 22 Tabla de características del modulador activo

Mientras que en esta tabla se recogen las características de los casos seleccionados para el modulador en su estado inactivo:

Dosis (at/cm^2)	d (nm)	Δn_{eff}	Pérd. Abs (cm^{-1})	V_{DC} (V)	$E. \text{máx}$ (V/cm)	$L\pi$ (μm)	t
10^{13}	0	0	5.06 dB (1.1660)	0	38.43	57.3729	0.9933
10^{13}	200	0	2.15 dB (0.4950)	0	39.07	88.5295	0.9956
10^{13}	500	0	0.57 dB (0.1309)	0	39.84	88.5269	0.9988
10^{14}	500	0	4.17 dB (0.9611)	0	39.92	88.5306	0.9915
10^{15}	800	0	4.32 dB (0.9957)	0	37.62	88.5310	0.9912

Fig. 23 Tabla de características del modulador inactivo

4.5.1. Parámetros del anillo resonante

Teniendo en cuenta en cada caso, se han diseñado moduladores basados en una estructura de anillo resonante para su estado inactivo (0V) y para el estado activo (según el caso). Se ha acondicionado el valor del perímetro L según la ecuación descrita en el apartado de diseño. Con el parámetro L ajustado, se determinará el radio del anillo (R) con el fin de conseguir la longitud de resonancia en $\lambda_{RES} = 1.550 \mu m$ con el modulador en estado inactivo.

Continuando con el diseño del anillo, se ha buscado un valor de coeficiente de acoplo t para cada modulador, que maximice la relación de extinción ER del estado activo e inactivo del mismo, utilizando los coeficientes t ideales descritos en las tablas de características. También se han utilizado los coeficientes de pérdidas y la longitud del anillo para calcular las pérdidas por vuelta (γ) en cada anillo.

Los parámetros de diseño y características de los moduladores son los siguientes:

<i>Dosis (at/cm²)</i>	<i>d (μm)</i>	<i>V_{DC} (V)</i>	<i>Δλ_{RES} (μm)</i>	<i>R (μm)</i>	<i>γ (dB)</i>	<i>t</i>
10 ¹³	0	0V	0	9.1315	0.0291	0.99396
		-16V	5.370 × 10 ⁻⁵		0.0238	
10 ¹³	200	0V	0	14.0899	0.0190	0.99608
		-23V	3.890 × 10 ⁻⁵		0.0153	
10 ¹³	500	0V	0	14.0895	0.0050	0.99892
		-42V	3.480 × 10 ⁻⁵		0.0044	
10 ¹⁴	500	0V	0	14.0901	0.0370	0.99170
		-37V	3.530 × 10 ⁻⁵		0.0355	
10 ¹⁵	800	0V	0	14.0902	0.0383	0.99126
		-50V	3.130 × 10 ⁻⁵		0.0381	

Fig. 24 Moduladores diseñados

Dado el orden de magnitud de las pérdidas por vuelta (γ) y el orden de desplazamiento de la frecuencia de resonancia $\Delta\lambda_{RES}$, se determinan como casos más viables $d = 200 \text{ nm}$ (denominado Modulador 1) y $d = 500 \text{ nm}$ (denominado Modulador 2), ambos con dosis 10^{13} at/cm^2 .

4.5.2. Modulador 1

A continuación, se muestra la respuesta del Modulador 1, con los parámetros de dopaje propuesto por Castellan et al.[8], con dosis $1e \times 10^{13} \text{ at/cm}^2$ y $d = 200 \text{ nm}$, pero modificando la longitud del anillo para obtener mejores resultados:

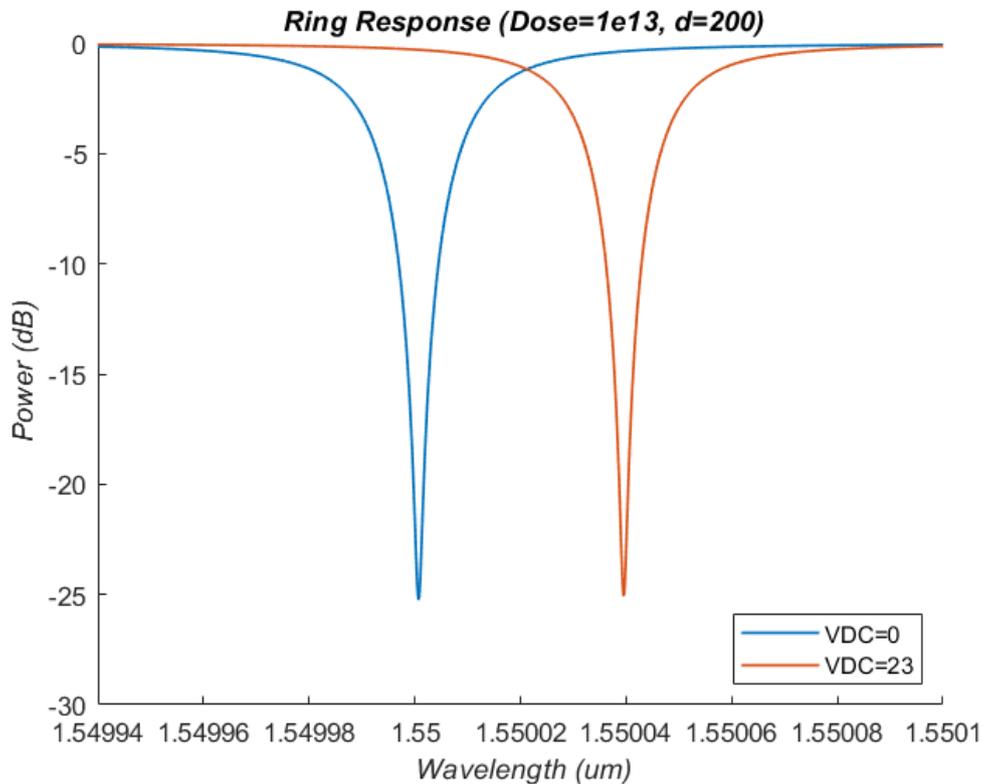


Fig. 25 Respuesta del modulador dosis 10^{13} at/cm^2 , $d=200 \text{ nm}$

De la gráfica se obtiene que con el modulador activo, la señal tiene una atenuación de 0.282 dB, mientras que cuando está inactivo, esta atenuación llega a hasta 25.24 dB. Esta atenuación se debe al efecto del anillo.

El valor de FSR del anillo es de $0.0087 \mu\text{m}$ y el valor de $FWHM = 2.42 \times 10^{-5} \mu\text{m}$ aproximadamente.

En el trabajo de Castellan et al. se propone el anillo con un radio de $R = 150 \mu\text{m}$, cuyas pérdidas son 0.3 dB/cm a 23V, lo que supone unas pérdidas por vuelta de $\gamma = 0.0283 \text{ dB}$. Con la estructura propuesta en este trabajo, de radio $R = 14.0899 \mu\text{m}$ con pérdidas 1.724 dB/cm se consiguen unas pérdidas por vuelta de $\gamma = 0.0153 \text{ dB}$, lo que supone una mejora para determinadas aplicaciones, como es el caso de un multiplexor basado en anillo resonante[16].

4.5.1. Modulador 2

En cuanto al Modulador 2, con dosis 10^{13} at/cm^2 y $d = 500 \text{ nm}$, ésta es su respuesta:

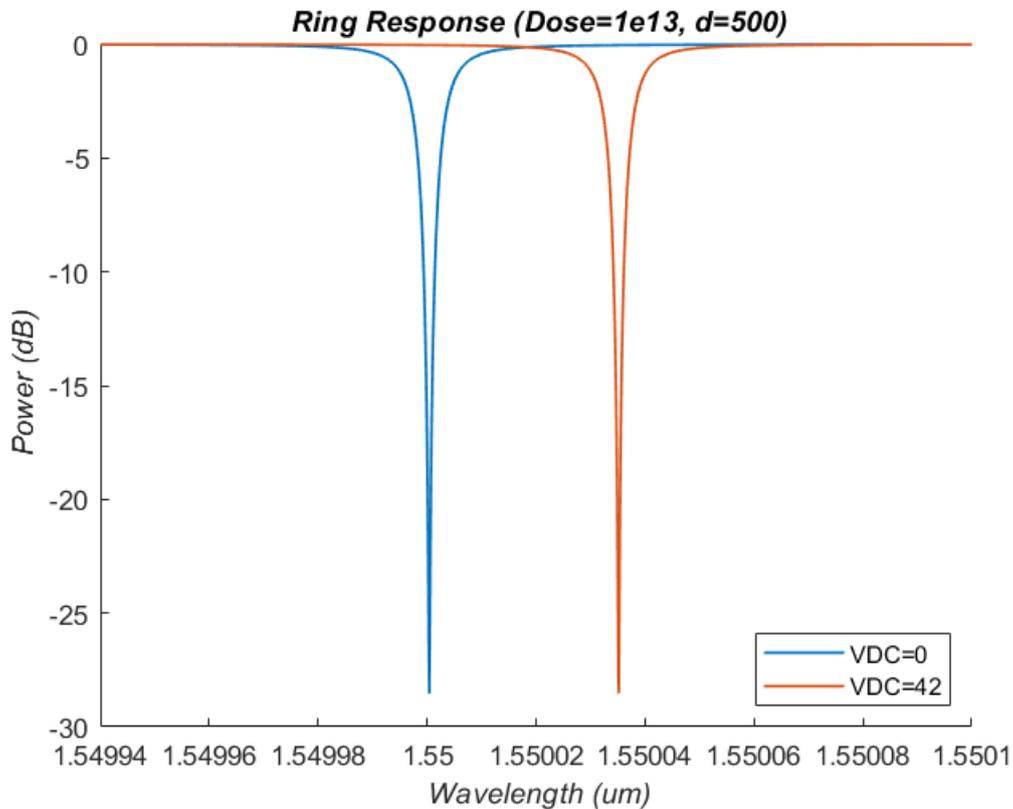


Fig. 26 Respuesta del modulador dosis 10^{13} at/cm^2 , $d=500 \text{ nm}$

Este modulador en estado activo produce una atenuación en la señal de 0.029 dB, que llega a 28.55 dB en estado inactivo.

El caso de dosis 10^{13} at/cm^2 con $d = 500 \text{ nm}$ y estados a $0V$ y $42V$ ha sido el que mejor resultados ha aportado de este trabajo, por lo que se determina como el más viable para la implementación real.

Añadiendo parámetros de interés, el valor de FSR del anillo es de $0.0087 \mu\text{m}$ y el valor de $FWHM = 6.20 \times 10^{-6} \mu\text{m}$ aproximadamente.

Como el objeto de este trabajo es analizar el efecto Kerr, se ha extraído la contribución del modulador debida a dicho efecto, que consigue una variación del índice de refracción efectivo de $6.519 \times 10^{-5} \mu\text{m}$ de los $7.030 \times 10^{-5} \mu\text{m}$ de la variación total, lo cual indica que el efecto Kerr supone un 92.73% de la variación.

El modo propagado por el anillo, a una longitud de onda de $\lambda = 1.550 \mu\text{m}$ posee la siguiente forma:

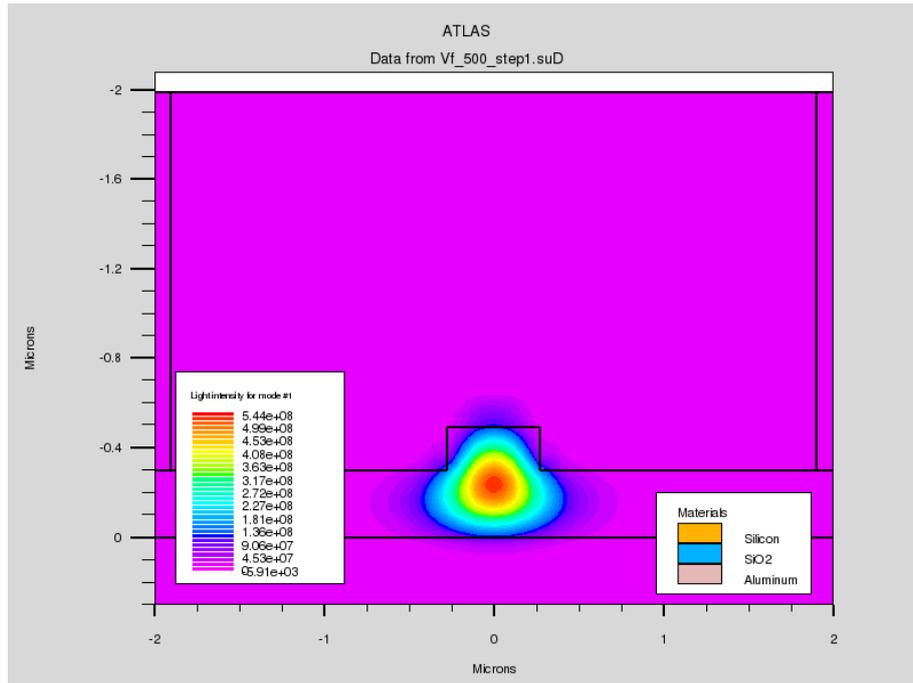


Fig. 27 Propagación del modo fundamental

La distribución de huecos y electrones de la guía es la siguiente:

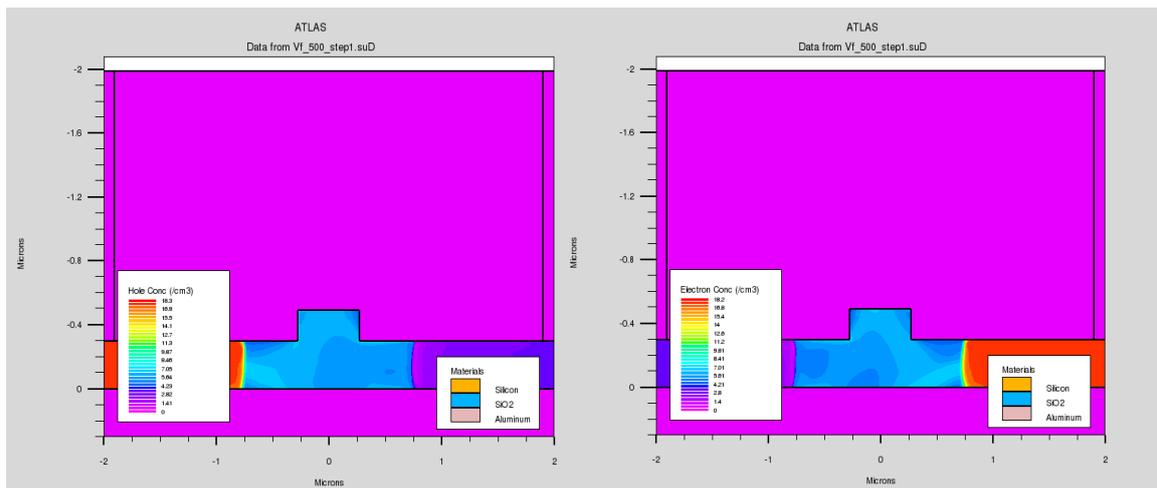


Fig. 28 Distribución de huecos y electrones

Por último, en su estado activo (a 42V), produce la siguiente distribución del campo eléctrico:

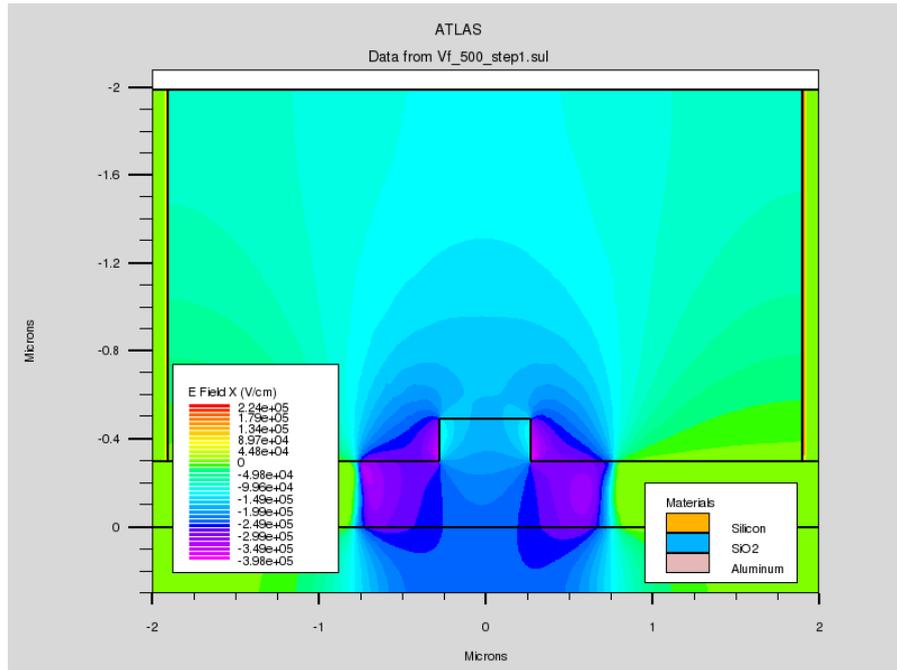


Fig. 29 Distribución del campo eléctrico para $d=500$ a 42V

5. Conclusiones y trabajo futuro

En este trabajo se ha demostrado la posibilidad de generar una respuesta electro-óptica basada en el efecto Kerr que permite la implementación de un modulador basado en el silicio, como se plantea en otros artículos recientes [8]. Los resultados muestran, de manera realista, la distribución de un campo eléctrico generado de forma externa y, por lo tanto, una representación fiel de la distribución de la variación del índice de refracción debido al efecto Kerr.

Se ha comprobado que, a valores bajos de voltaje, el efecto de dispersión del plasma y el efecto Kerr tienen magnitudes similares, pero que a medida que se aumenta el voltaje, el efecto Kerr va cobrando mayor importancia. Este hecho es importante, pues el efecto Kerr posee una respuesta más rápida que el efecto de dispersión del plasma, y esto determina un futuro en su implementación.

En primer lugar, se han verificado los resultados de la estructura dopada del anillo propuesta en un trabajo de la literatura obteniendo valores muy similares ($\Delta n_{eff} = 5 \times 10^{-5}$) y se han modificado los parámetros de diseño para conseguir un modulador con unas pérdidas por vuelta ligeramente menores (de 0.0283 dB a 0.0153 dB) que podría ser útil en otras aplicaciones. A continuación, se ha propuesto un prototipo de modulador electro-óptico basado en un anillo resonante que hace uso del efecto Kerr para realizar su función con muy buenos resultados en términos de relación de extinción (28.55 dB) y pérdidas de inserción (0.03 dB). Como línea futura de trabajo, se propone analizar la frecuencia de operación del modulador y optimizar su funcionamiento para explotar el tiempo de respuesta del orden de picosegundos inherente al efecto Kerr.

Por otra parte, cabe añadir que este trabajo muestra la posibilidad de estudiar el efecto Kerr mediante el simulador SILVACO, permitiendo el desarrollo de la tecnología de modulación electro-óptica en el silicio y en otros materiales que soporten mayores potencias eléctricas, como el carburo de silicio (SiC). Por lo tanto, también se insta al desarrollo de trabajo futuro en este material y en otros que presenten características similares.

Como último punto, también se insta a la realización experimental de un modulador electro-óptico basado en el efecto Kerr, pues los resultados de las simulaciones son prometedores.

6. Bibliografía

- [1] «Sir Joseph John Thomson, O.M., F.R.S.», *J. Inst. Electr. Eng.*, vol. 87, n.º 528, pp. 718-719, dic. 1940, doi: 10.1049/jiee-1.1940.0232.
- [2] M. Berciano *et al.*, «Fast linear electro-optic effect in a centrosymmetric semiconductor», *Commun. Phys.*, vol. 1, n.º 1, p. 64, dic. 2018, doi: 10.1038/s42005-018-0064-x.
- [3] R. S. Jacobsen *et al.*, «Strained silicon as a new electro-optic material», *Nature*, vol. 441, n.º 7090, pp. 199-202, may 2006, doi: 10.1038/nature04706.
- [4] C. Castellan *et al.*, «On the origin of second harmonic generation in silicon waveguides with silicon nitride cladding», *Sci. Rep.*, vol. 9, n.º 1, p. 1088, dic. 2019, doi: 10.1038/s41598-018-37660-x.
- [5] M. Borghi, C. Castellan, S. Signorini, A. Trenti, y L. Pavesi, «Nonlinear silicon photonics», *J. Opt.*, vol. 19, n.º 9, p. 093002, sep. 2017, doi: 10.1088/2040-8986/aa7a6d.
- [6] E. Timurdogan, C. V. Poulton, M. J. Byrd, y M. R. Watts, «Electric field-induced second-order nonlinear optical effects in silicon waveguides», *Nat. Photonics*, vol. 11, n.º 3, pp. 200-206, mar. 2017, doi: 10.1038/nphoton.2017.14.
- [7] A. Martínez *et al.*, «Ultrafast All-Optical Switching in a Silicon-Nanocrystal-Based Silicon Slot Waveguide at Telecom Wavelengths», *Nano Lett.*, vol. 10, n.º 4, pp. 1506-1511, abr. 2010, doi: 10.1021/nl9041017.
- [8] C. Castellan, R. Franchi, S. Biasi, M. Bernard, M. Ghulinyan, y L. Pavesi, «Field-Induced Nonlinearities in Silicon Waveguides Embedded in Lateral p-n Junctions», *Front. Phys.*, vol. 7, p. 104, jul. 2019, doi: 10.3389/fphy.2019.00104.
- [9] «Silvaco». <https://silvaco.com/>.
- [10] M. Nedeljkovic, R. Soref, y G. Z. Mashanovich, «Free-Carrier Electrorefraction and Electroabsorption Modulation Predictions for Silicon Over the 1-14- μm Infrared Wavelength Range», *IEEE Photonics J.*, vol. 3, n.º 6, pp. 1171-1180, dic. 2011, doi: 10.1109/JPHOT.2011.2171930.
- [11] N. K. Hon, R. Soref, y B. Jalali, «The third-order nonlinear optical coefficients of Si, Ge, and Si_{1-x}Ge_x in the midwave and longwave infrared», *J. Appl. Phys.*, vol. 110, n.º 1, p. 011301, jul. 2011, doi: 10.1063/1.3592270.
- [12] J. Muller, «Thin Silicon Film p-i-n Photodiodes with Internal Reflection», *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. 13, n.º 1, pp. 173-179, feb. 1978, doi: 10.1109/JSSC.1978.1051011.
- [13] M. Borghi, M. Mancinelli, M. Bernard, M. Ghulinyan, G. Pucker, y L. Pavesi, «Homodyne Detection of Free Carrier Induced Electro-Optic Modulation in Strained Silicon Resonators», *J. Light. Technol.*, vol. 34, n.º 24, pp. 5657-5668, dic. 2016, doi: 10.1109/JLT.2016.2628183.
- [14] W. Bogaerts *et al.*, «Silicon microring resonators», *Laser Photonics Rev.*, vol. 6, n.º 1, pp. 47-73, ene. 2012, doi: 10.1002/lpor.201100017.
- [15] R. Soref y B. Bennett, «Electrooptical effects in silicon», *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 23, n.º 1, pp. 123-129, ene. 1987, doi: 10.1109/JQE.1987.1073206.
- [16] P. Dumon, «Ultra-Compact Integrated Optical Filters in Silicon-on-insulator by Means of Wafer-Scale Technology», Ghent University, 2007.