



UNIVERSIDAD
POLITECNICA
DE VALENCIA



Máster Universitario
en Tecnologías, Sistemas y
Redes de Comunicaciones

Diseño y caracterización de calentadores basados en óxido de indio y estaño para circuitos en fotónica de silicio

Autor: Jorge Parra Gómez

Director: Pablo Sanchis Kilders

Fecha de comienzo: 01/10/2017

Lugar de trabajo: Centro de Tecnología Nanofotónica

Objetivos – El objetivo de este trabajo es investigar mediante diseño y caracterización el uso del óxido de indio y estaño (ITO) como calentador eficiente para circuitos en fotónica de silicio. Así, se pretende demostrar que la alta transparencia óptica y conductividad eléctrica del ITO es capaz de proporcionar una reducción del consumo de potencia eléctrica frente a la utilización de otros materiales metálicos como el aluminio o titanio.

Metodología – En primer lugar, se determinan las condiciones óptimas de fabricación del ITO para su aplicación como calentador. Para este fin, se investiga la influencia de los procesos de fabricación sobre las propiedades ópticas y eléctricas de ITO fabricado en forma de capa fina, mediante el ajuste de valores experimentales al modelo de Drude. En segundo lugar, se estudian los fundamentos físicos que rodean el efecto termo-óptico y se procede al diseño de la estructura guía-calentador. El diseño se centra en la obtención de la separación (*gap*) óptima en términos de pérdidas ópticas, debido a la posible interacción entre la guía de silicio y el calentador de ITO. Por último, se realiza una caracterización experimental a nivel eléctrico, óptico y termo-óptico del calentador de ITO, tanto para polarización transversal eléctrica (TE) como magnética (TM), integrándolo en una estructura tipo Mach-Zehnder. Además, se realizan calentadores de referencia basados en aluminio y titanio.

Desarrollos teóricos realizados – Se ha ajustado mediante mínimos cuadrados al modelo de Drude valores experimentales de permitividad e índice del ITO, lo que permite obtener parámetros clave en el diseño de nuevos dispositivos fotónicos basados en este material. Por otra parte, se propone un modelado de la planicidad de la capa del calentador para su integración en simulaciones, proporcionando así una visión más real para valores de *gaps* reducidos en la interacción del modo óptico con el calentador. También, a partir de las condiciones de contorno que debe cumplir el desplazamiento eléctrico, se muestra la influencia que tiene el valor del módulo de la permitividad del calentador sobre las pérdidas ópticas. Finalmente, también se han realizado tanto simulaciones de calor como ópticas.

Desarrollo de prototipos y trabajo de laboratorio – Se han fabricado diferentes estructuras guía-calentador en ITO, aluminio y titanio tanto para polarización TE como TM sobre oblea de silicio. La caracterización de las estructuras se realizó eléctricamente para obtener el valor de resistividad de los calentadores, ópticamente para estimar posibles pérdidas de propagación del modo óptico debidas al calentador y de forma termo-óptica para extraer las eficiencias de consumo de potencia de los calentadores. Tanto la caracterización eléctrica como la termo-óptica se realizó en DC y la parte óptica abarcó parte de la banda C de telecomunicaciones (1550–1570 nm).

Resultados – Respecto a la influencia del proceso de fabricación en las propiedades del ITO, encontramos que la atmósfera de Ar-Fg @ $T_{\text{anneal}} = 260$ °C proporciona el ITO con propiedades más metálicas. En la parte de diseño se obtiene que el *gap* óptimo —como un compromiso entre pérdidas ópticas y consumo eléctrico— es de 500 nm. Por último, los resultados experimentales demuestran que los calentadores basados en ITO pueden ser hasta tres veces más eficientes que los basados en aluminio para conseguir un desfase de π rad e inducir menos pérdidas ópticas que los calentadores de titanio.

Líneas futuras – Las líneas futuras que se proponen son las siguientes. Ampliar la caracterización experimental del ITO a medidas de efecto Hall para extraer de forma directa los valores de la masa efectiva del electrón y la densidad de portadores. Realizar un nuevo diseño con un ITO más resistivo y dieléctrico, además de reducir la anchura del calentador, para disminuir drásticamente los valores de consumo eléctrico. Aumentar el número de guías rectas con calentador para mejorar la precisión del valor de las pérdidas de propagación. Y por último, caracterizar la respuesta temporal de los calentadores.

Publicaciones – J. Parra, I. Olivares, J. Hurtado, P. Sanchis, “Indium tin oxide heaters for thermo-optic tuning of silicon photonics circuits”, P40, 20th European Conference on Integrated Optics, 30th May – 1st June, Valencia (Spain), 2018.

Abstract – Indium tin oxide (ITO) heaters are designed, fabricated and experimentally characterized for tuning silicon photonic structures by means of the thermo-optic effect in silicon. The intrinsic properties of lower optical losses and higher resistivity compared to some metals, like aluminium (Al) and titanium (Ti), allows to significantly improve the electrical power consumption of the heater. Therefore, an around three times reduction of power consumption with respect to AlCu based heaters and a drastic reduction of the optical losses compared to Ti heaters is demonstrated for both TE and TM polarization operation in silicon photonic circuits.

Autor: Jorge Parra Gómez, [email: jorpargo@ntc.upv.es](mailto:jorpargo@ntc.upv.es)

Director: Pablo Sanchis Kilders, [email: pabsanki@com.upv.es](mailto:pabsanki@com.upv.es)

Fecha de entrega: 11-09-18

Índice

1. Introducción	4
2. Caracterización del ITO	4
2.1. Modelo teórico de las propiedades ópticas y eléctricas	4
2.2. Influencia de los parámetros de fabricación	5
2.2.1. Fabricación en capa fina	6
2.2.2. Resultados experimentales	7
2.2.3. Receta para calentadores	17
3. Diseño de calentadores basados en ITO	17
3.1. Sistema guía-calentador	18
3.2. Modelado de la planicidad del calentador	21
3.3. Separación óptima guía-calentador	22
3.4. Interferómetro Mach-Zehnder	26
4. Fabricación y resultados experimentales	28
4.1. Proceso de fabricación	29
4.2. Set-up de medida	30
4.3. Caracterización eléctrica	30
4.4. Caracterización óptica	32
4.5. Caracterización termo-óptica	35
5. Conclusiones	37
5.1. Líneas futuras	38
Agradecimientos	39
Referencias	39
A. Publicaciones	41

1. Introducción

El óxido de indio y estaño (ITO) es un óxido transparente conductor (TCO) caracterizado por tener alta transparencia óptica y conductividad eléctrica, junto a la posibilidad de fabricarlo en forma de capa fina con gran calidad. Por lo tanto, el ITO ha sido ampliamente investigado y utilizado para una gran variedad de aplicaciones como pantallas o paneles solares. Además, en los últimos años, el ITO ha despertado un gran interés de la comunidad científica para mejorar funcionalidades no lineales o electro-ópticas en dispositivos en fotónica de silicio [1–3]. Las propiedades ópticas del ITO a longitudes de onda de telecomunicaciones se pueden ajustar de forma extraordinario cambiando su concentración de portadores [4]. Además, el material presenta una transición aislante-metal que puede ser utilizada para acrecentar la variación de sus propiedades ópticas [5–7].

En este trabajo se investiga y propone el uso del óxido de indio y estaño para su uso como calentador eficiente en circuitos fotónicos de silicio explotando sus particulares propiedades ópticas y eléctricas. Los objetivos y organización del trabajo son los siguientes. En la sección 2 se investiga la influencia de los procesos de fabricación sobre las propiedades ópticas y eléctricas del ITO. Los valores obtenidos mediante elipsometría son ajustado al modelo de Drude. A partir de este estudio se determinan cuales son las condiciones de fabricación óptimas para los calentadores. En la sección 3 se procede al diseño del sistema guía-calentador con el objetivo de obtener la separación óptima guía-calentador de ITO. Para la realización del diseño se hacen uso de las propiedades ópticas experimentales de la sección 2. La fabricación y los resultados experimentales del diseño propuesto corresponden a la sección 4. Por último, en la sección 5 se resumen los principales hallazgos y se proponen líneas futuras a desarrollar.

2. Caracterización del ITO

2.1. Modelo teórico de las propiedades ópticas y eléctricas

Las propiedades ópticas (permitividad/índice de refracción) de los óxidos transparentes conductores se puede describir en la parte infrarroja del espectro mediante el modelo de Drude debido a que estas vienen determinadas por los electrones libres en la banda de conducción [8]. La permitividad ($\epsilon = \epsilon' + j\epsilon''$), de acuerdo al modelo de Drude, viene descrita por la Ec. 1, donde ϵ_∞ es la permitividad relativa en el infinito, i.e., donde el material es puramente dieléctrico ($\text{Im}\{\epsilon\} = 0$); γ corresponde con la frecuencia media de colisión entre portadores y ω_p es la frecuencia de plasma. Tanto ω_p como γ son parámetros cuyo valor viene determinado por las propiedades electrónicas del material como se puede apreciar en las Ecs. 2 y 3; donde N es la concentración de portadores libres, q la carga fundamental del electrón, ϵ_0 la permitividad en el vacío, m^* es la masa efectiva del electrón y ρ la resistividad del material.

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + j\gamma)} \right) \quad (1)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Nq^2}{\epsilon_\infty \epsilon_0 m^*}} \quad (2)$$

$$\rho = \frac{\gamma m^*}{Nq^2} \quad (3)$$

Observando el modelo de Drude es posible determinar aquella frecuencia en la que $\epsilon' = 0$, i.e., donde $\epsilon(\omega)$ pasa de tener un valor en su parte real positivo a negativo. A esta condición se le conoce como *epsilon near zero* o régimen ENZ y el material pasa de considerarse aislante ($\epsilon' > 0$) a metal ($\epsilon' < 0$). El valor de ω_{ENZ} se determina como:

$$\omega_{\text{ENZ}} = \sqrt{\omega_p^2 - \gamma^2}, \quad (4)$$

cuyo valor en términos de longitud de onda se puede obtener como:

$$\lambda_{\text{ENZ}} = \frac{2\pi c_0}{\omega_{\text{ENZ}}}. \quad (5)$$

Conocer el tipo de respuesta que presenta el ITO tanto en términos de permitividad como de índice de refracción en función de la longitud de onda o la densidad de portadores libres es fundamental para el diseño de dispositivos fotónicos. En la Fig. 1 se muestra un ejemplo de la respuesta que presentan las propiedades ópticas del ITO en función de λ y N utilizando los parámetros de Drude obtenidos de [9]. En primer lugar, en la Fig. 1a se puede observar como la longitud de onda correspondiente al régimen ENZ se encuentra en la zona del infrarrojo cercano. Este hecho puede ser explotado en su utilización como material plasmónico a longitudes de onda de telecomunicaciones junto con unas pérdidas (ϵ'') bajas en comparación con los metales. Por otra parte, es posible ajustar el valor de permitividad a una determinada λ mediante la variación de portadores libres (acumulación o depleción) tal y como se muestra en la Fig. 1b. Por otra parte, el régimen ENZ viene asociado con una drástica disminución del valor de $|\epsilon|$ (ver inset Fig. 1b), permitiendo diseñar dispositivos con confinamientos del modo óptico en regiones sub-longitud de onda. La respuesta en términos de índice de refracción ($n + j\kappa$) se muestra en la Fig. 1c, vemos que es posible obtener índices con $n < 1$, asociado además con un cambio abrupto en la parte imaginaria del índice del material (κ) para valores en este caso de $N \approx 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Por último, el valor de κ tiene relación con las pérdidas de propagación (α) que sufre la luz debido a efectos de absorción¹, las cuales se muestran en la Fig. 1d. Se puede ver como ajustando el valor de N es posible pasar de un valor de $\alpha \approx 0.1 \text{ dB}/\mu\text{m}$ para $N \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ valores de $\alpha \approx 100$ para $N \sim 10^{22} \text{ cm}^{-3}$, lo que supone un cambio de 3 órdenes de magnitud.

2.2. Influencia de los parámetros de fabricación

El conocimiento de las propiedades ópticas del ITO depositado en forma de capa fina (espesores de $\sim 10 - 1000 \text{ nm}$) es importante para el diseño de nuevos dispositivos

¹Las pérdidas de propagación debidas a efectos de absorción del material a una determinada longitud de onda se calculan como $\alpha(\text{dB}/\mu\text{m}) = 20 \log_{10}(e) \frac{2\pi}{\lambda(\mu\text{m})} \kappa$

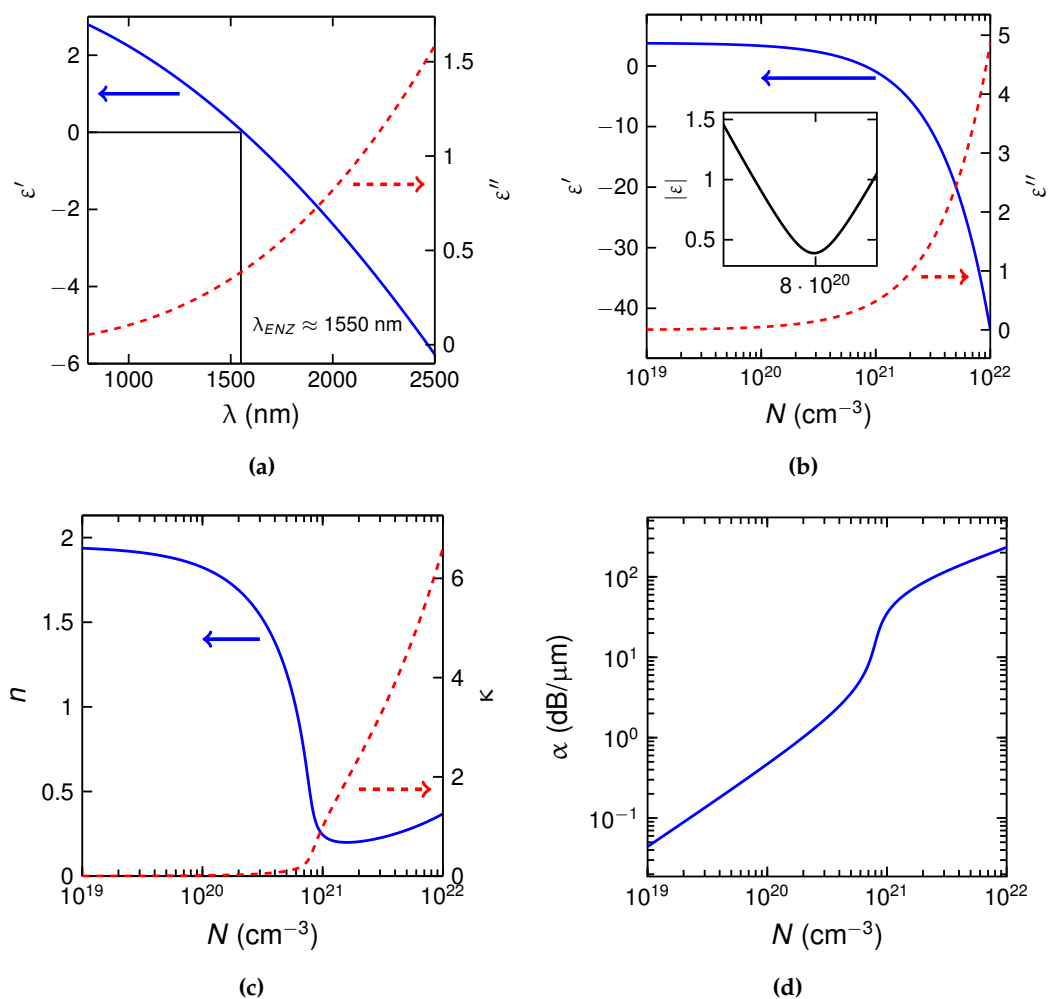


Figura 1: Propiedades ópticas del ITO obtenidas a partir del modelo de Drude con los datos de [9]. **(a)** Permittividad en función de la longitud de onda. **(b)** Permittividad, **(c)** índice de refracción y **(d)** pérdidas de propagación en función de la densidad de portadores para $\lambda = 1550$ nm. El inset en **(b)** muestra el valor del módulo de la permitividad en función de N .

fotónicos, ya que los parámetros de Drude presentados en la subsección anterior son dependientes de los procesos y condiciones de fabricación. La técnica con la que se deposita un material, las concentraciones utilizadas o los procesos de recocido o *anneal* que se llevan a cabo influyen en el material que finalmente se obtiene y se integra en un dispositivo. En este trabajo se han derivado los parámetros de Drude a partir de diferentes muestras de ITO fabricadas en capa fina en el Centro de Tecnología Nanofotónica.

2.2.1. Fabricación en capa fina

Las distintas muestras de ITO fueron fabricadas utilizando diferentes volúmenes de O_2 (0% y 8%) en argón, además para cada concentración se realizó el proceso de *anneal* en dos tipos de atmósfera: Fg y N_2 ; y a diferentes temperaturas de *anneal* para

cada una. El proceso de *anneal* de las muestras en Fg se realizó entre 260 y 600 °C, mientras que las temperaturas alcanzadas para las muestras en N₂ desde 180 a 700 °C.

El ITO objetivo se formó a partir de In₂O₃ (90 % wt.) y SnO₂ (10 % wt.). Las capas de ITO se depositaron mediante *sputtering* a temperatura ambiente. El depósito se realizó tanto sobre sustrato de silicio como de sílica (SiO₂). El tiempo que dura el proceso de depósito de ITO depende del volumen de O₂ aunque se encuentra alrededor de los 4 min para obtener ~ 100 nm de espesor. Por último, el proceso de *anneal* se llevó a cabo en un horno tubular durante 30 minutos para todas las muestras.

2.2.2. Resultados experimentales

Los valores de índice de refracción y el espesor de las diferentes muestras de ITO fueron obtenidos mediante elipsometría sobre las muestras de ITO/Si. El ángulo de incidencia sobre la muestra de ITO fue de 70° y los valores de índice de refracción se obtuvieron para el rango de ~ 800 – 2000 nm. El espesor medio de ITO obtenido en las muestras fue de 100 nm.

Los valores experimentales de índice de refracción se han ajustado al modelo de Drude mediante mínimos cuadrados dejando como parámetros a ajustar los valores de ϵ_∞ , γ y ω_p . Junto a estos valores, también se ha estimado² el intervalo de confianza al 95 %.

Los valores de m^* y N no se pueden determinar a partir de los resultados de elipsometría, ya que no es posible obtener uno de los parámetros sin asumir el valor del otro. De esta forma, se ha asumido un valor de $m^* = 0.35m_e$ y derivado N a partir de la Ec. 2 utilizando los parámetros de Drude ajustados.

La caracterización eléctrica de las diferentes muestras de ITO se realizó a partir de las curvas I-V de las muestras de ITO/SiO₂. Las medidas fueron realizadas a cuatro puntas utilizando un multímetro modelo Keithley 2440. El valor de resistividad (ρ) del ITO se obtiene como:

$$\rho = R_s t, \quad (6)$$

donde R_s es el valor de resistencia medida sobre la superficie del ITO y t el espesor de la capa de ITO.

Ar-Fg

En la Fig. 2 se muestran los valores experimentales y el ajuste al modelo de Drude de los índices y permitividades obtenidos para el caso de ITO fabricado únicamente en argón y el proceso de *anneal* realizado en forming gas (Ar-Fg). Para facilitar la visualización de los datos se han omitido los valores de $T = 320$ °C. El ajuste obtenido presenta un error cuadrático por debajo de 0.25 para todas las temperaturas. Este buen resultado se puede observar también en la forma en la que se superponen los datos experimentales con los valores del ajuste.

²El intervalo de confianza al 95 % se ha obtenido a través de la matriz de covarianza, la cual se puede derivar a través de realizar $(J'J)^{-1}$, donde J es la matriz del jacobiano. Debido a que J resultaba mal condicionada, se ha optado por realizar la pseudoinversa de Moore-Penrose, por lo que el resultado obtenido solo puede verse como una estimación.

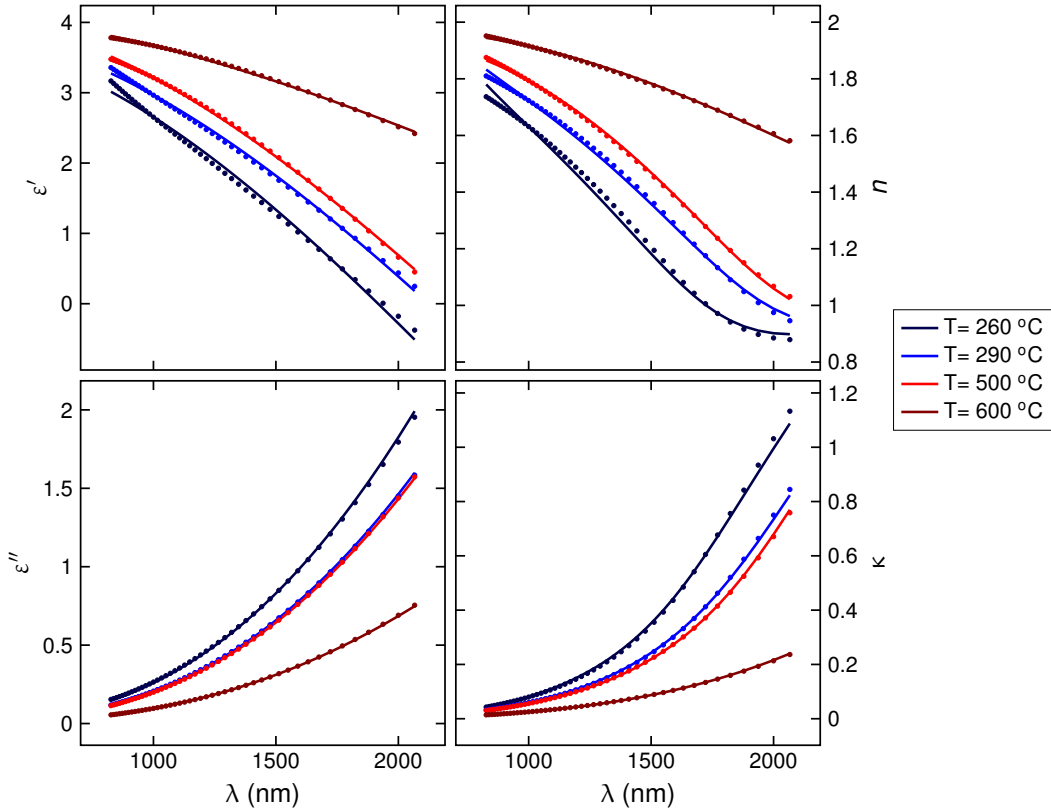


Figura 2: Valores experimentales (puntos) y ajuste al modelo de Drude (línea continua) de permitividad ($\epsilon' + j\epsilon''$) e índice de refracción ($n + j\kappa$) del ITO en función de la longitud de onda para diferentes temperaturas de *anneal* realizado en una atmósfera de Ar-Fg.

La parte real de la permitividad se sitúa entre -0.5 y 4 en el rango de 800 a 2000 nm. Para todas las temperaturas de *anneal* se muestra un comportamiento monótono decreciente que comienza con el máximo valor de ϵ' en los 800 nm, llegando al mínimo valor en la zona de los 2000 nm. La muestra en la que se hizo el proceso de *anneal* a 260 °C es la que presenta mayor dependencia de ϵ' con la longitud de onda y es el único que tiene una transición aislante-metal en el espectro medido; el valor de ϵ' pasa de ser $\epsilon' \approx 3$ a 800 nm, a un valor negativo ($\epsilon' \approx -0.5$) para $\lambda = 2000$ nm. Por otra parte, la muestra de $T = 600$ °C es la que presenta una menor variación de ϵ' con λ y en la que mayor valor de ϵ' se obtiene, siendo de 4 y 2.5 a 800 y 2000 nm, respectivamente. Fijando el valor de $\lambda = 1550$ nm se obtiene que ϵ' se incrementa con la temperatura empleada en el proceso de *anneal* desde 1.1 ($T = 260$ °C) hasta 3.2 ($T = 600$ °C).

Por otro lado, los valores de ϵ' y ϵ'' están relacionados, obtener pocas pérdidas ($\downarrow \epsilon''$) se traduce en tener un material de un carácter mucho más dieléctrico ($\uparrow \epsilon'$). Esto se puede observar claramente en la Fig. 2, valores altos de ϵ' corresponden con valores bajos de ϵ'' . El valor de ϵ'' comienza siendo cercano a 0 en la zona del visible-infrarrojo, incrementándose hasta el rango de 0.7 – 2 para longitudes de onda ~ 2000 nm. Al igual que ocurre con los datos de ϵ' , las muestras de 200 y 600 °C son las que presentan una mayor y menor dependencia de ϵ'' con λ , respectivamente.

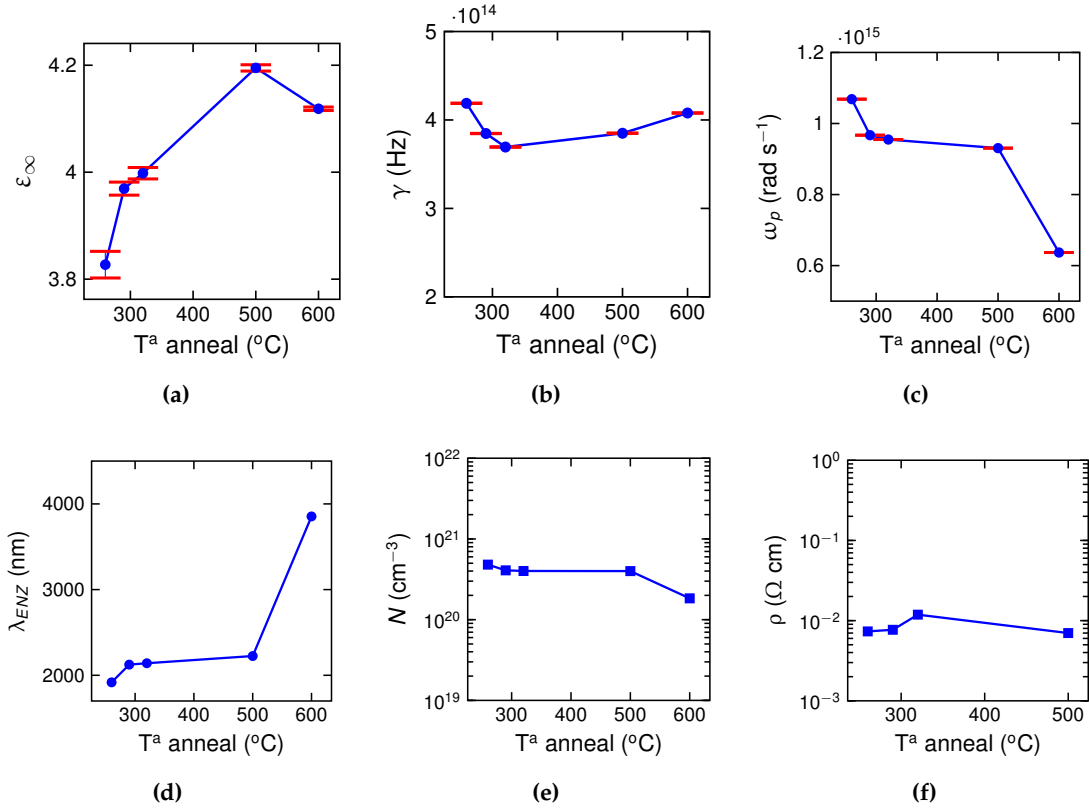


Figura 3: Parámetros de Drude ajustados mediante mínimos cuadrados y en función de la temperatura de *anneal* correspondientes a una atmósfera de Ar-Fg. **(a)** Permitividad relativa en el infinito. **(b)** Frecuencia media de colisión entre portadores. **(c)** Frecuencia de plasma. **(d)** Longitud de onda régimen ENZ. **(e)** Densidad de portadores derivada. **(f)** Resistividad obtenida por valores en DC.

En términos de índice de refracción, la parte real presenta una variación entre 0.8 y 2 aprox., siendo su valor decreciente al moverse de la zona del espectro infrarrojo más cercana al visible hacia la zona del medio infrarrojo. Para el caso de $T = 260$ °C se obtienen valores de $n < 1$ para $\lambda > 1600$ nm, mientras que en el resto de temperaturas esta condición se encuentra para $\lambda \gg 2000$ nm. Por último, para $\lambda = 1550$ nm, el valor de n se encuentra entre 1.1 y 1.7. La parte imaginaria del índice aumenta su valor con el de λ . El máximo valor que se obtiene es $\kappa = 1.15$ y corresponde para el caso de $T = 260$ °C para $\lambda \approx 2000$ nm. Por otra parte, el mínimo valor corresponde a $T = 600$ °C para todo el espectro mostrado.

En la Fig. 3 se muestran los valores obtenidos del ajuste de los parámetros de Drude. En general los valores obtenidos no presentan una gran desviación como se puede ver por los reducidos o incluso nulos intervalos de confianza. El valor de ϵ_∞ (Fig. 3a) se sitúa entre 3.8 y 4.2, apreciándose una ligera correlación entre su valor y la temperatura de *anneal*. Por otra parte, el valor de γ (Fig. 3b) se reduce desde 4.2×10^{14} Hz hasta 3.7×10^{14} Hz en el rango de 260 a 320 °C y luego vuelve a aumentar su valor hasta 4.1×10^{14} Hz para $T = 600$ °C, lo que no supone un cambio significativo.

Finalmente, la frecuencia de plasma (Fig. 3c) se encuentra alrededor de 10^{15} rad/s en el rango de 260 a 500 °C, disminuyendo casi a la mitad de su valor para $T = 600$ °C. Este comportamiento se traduce en un desplazamiento del estado ENZ del ITO hacia longitudes de onda mayores como se ve en la Fig. 3d, en general $\lambda_{ENZ} \approx 2000$ nm mientras que para $T = 600$ °C se encuentra casi en 4000 nm.

Los valores de densidad de portadores libres se muestra en la Fig. 3e. Los resultados obtenidos muestran valores de N entre 10^{20} cm⁻³ y 10^{21} cm⁻³ sin apreciarse un cambio de su valor con la temperatura de *anneal*, excepto en el caso de $T = 600$ °C. Respecto a los valores de resistividad (Fig. 3f), estos se sitúan $\sim 10^{-2}$ Ω cm para el rango de 260 a 500 °C. El valor correspondiente a $T = 600$ °C es del orden de GΩ, por lo que se ha omitido en la gráfica.

Ar-N₂

Los resultados experimentales y el ajuste de permitividad e índice de refracción de las muestras fabricadas en Ar-N₂ se muestran en la Fig. 4. Al igual que en el caso de Ar-Fg, se han omitido algunas temperaturas (200 °C, 230 °C, 320 °C, 380 °C y 700 °C) para facilitar la visualización de los datos. En este caso el ajuste obtenido es excelente con valores de error cuadrático por debajo de 0.03.

De la misma forma que las muestras hechas en forming gas, el valor de ϵ' está en el rango de 0 a 4 en la zona del infrarrojo cercano al igual que el valor de ϵ'' . Para temperaturas de *anneal* entre 180 y 230 °C se ha observado que el ITO tiene un comportamiento bastante aislante de acuerdo a los altos y bajos valores de ϵ' y ϵ'' , respectivamente. Para $T = 290$ °C se obtiene el mínimo valor de ϵ' , llegando a ser casi 0 para $\lambda \approx 2000$ nm, y el máximo valor de ϵ'' , siendo este igual a 1.7. A medida que la temperatura de *anneal* se va incrementando, el valor de ϵ' aumenta y el de ϵ'' disminuye. Por último, fijando $\lambda = 1550$ nm el valor de ϵ' se encuentra en el rango de 1.5–3, mientras que el valor de ϵ'' es siempre menor a 1.

La parte real del índice de refracción se mueve entre 1 y 2 cuando en el caso de las muestras en forming gas se podían obtener valores inferiores a 1. Por otra parte, la parte imaginaria no supera el valor de 1. Las temperaturas inferiores a 230 °C y superiores a 500 °C son los que presentan mayores valores de n y menores de κ . Por otro lado, las muestras con el proceso de *anneal* realizado entre 250 y 400 °C tienen un menor valor de n y presentan las mayores pérdidas. Por último, para $\lambda = 1550$ nm se obtiene valores de n comprendidos entre 1.2 y 1.7 y de κ entre 0.15 y 0.4.

Los valores obtenidos del ajuste de los parámetros de Drude se muestra en la Fig. 5. Al igual que en el caso de forming gas, los valores de los parámetros presentan unos intervalos de confianza muy reducidos para los valores de ϵ_∞ y nulos para γ y ω_p . Por otra parte, los tres parámetros presentan una fuerte correlación de su valor con la temperatura de *anneal* a partir de $T = 260$ °C. El valor de ϵ_∞ (Fig. 5a) comienza siendo 4.2 para temperaturas de ~ 200 °C produciendo un cambio brusco para $T = 260$ °C donde se sitúa en $\epsilon_\infty = 3.9$, a partir de esta temperatura el valor de ϵ_∞ comienza a incrementarse de forma lineal hasta tener un valor de 4.15 para $T = 500$ °C; para temperaturas superiores no se aprecia un incremento del valor de ϵ_∞ sino que vuelve

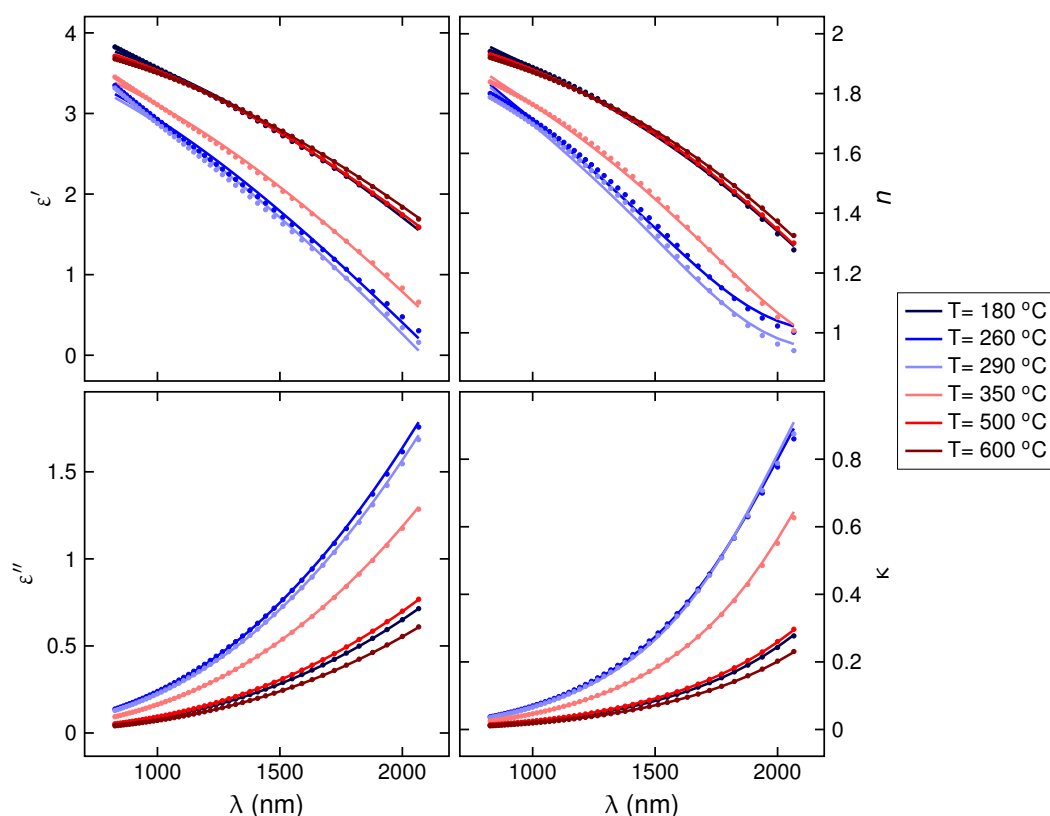


Figura 4: Valores experimentales (puntos) y ajuste al modelo de Drude (línea continua) de permitividad ($\epsilon' + j\epsilon''$) e índice de refracción ($n + j\kappa$) del ITO en función de la longitud de onda para diferentes temperaturas de *anneal* realizado en una atmósfera de Ar-N₂.

a disminuir. La frecuencia media de colisión entre portadores (Fig. 5b) tiene un valor inicial de 2.5×10^{14} Hz para temperaturas próximas a los 200 °C y sufre un cambio abrupto para $T = 260$ °C, situándose con un valor de $\gamma = 4.2 \times 10^{14}$ Hz. A medida que se incrementa la temperatura de *anneal* los portadores colisionan con menor frecuencia de forma hasta volver al valor de γ inicial ($T = 600$ °C). En comparación con las muestras de Ar-Fg, en las que el valor de γ oscilaba en torno de 4×10^{14} , aquí se observa una mayor variación del valor de γ . Por otra parte, los valores obtenidos para la frecuencia de plasma (Fig. 5c) también presentan un comportamiento muy parecido al obtenido para γ . El valor de ω_p empieza siendo 7.5×10^{15} rad/s para $T = 180$ y 200 °C, decae hasta $\omega_p = 7.1 \times 10^{14}$ rad/s para $T = 230$ °C, y seguidamente aumenta de forma abrupta al incrementar la temperatura de *anneal* 30 °C, obteniendo su valor máximo de $\omega_p = 10^{15}$ rad/s. Para temperaturas superiores la frecuencia de plasma comienza a disminuir hasta volver a su valor inicial. Los valores obtenidos, comparados con los de Ar-Fg, presentan una mayor variación con la temperatura; ya que, aunque ambos resultados están comprendidos entre 10^{15} y 6×10^{14} rad/s, en el caso de Ar-Fg se obtiene que el valor de ω_p es estable desde $T = 290$ °C hasta $T = 500$ °C, sin embargo en este caso encontramos que ese rango ω_p presenta una fuerte correlación con la temperatura de *anneal*. Respecto a la longitud de onda correspondiente al régimen

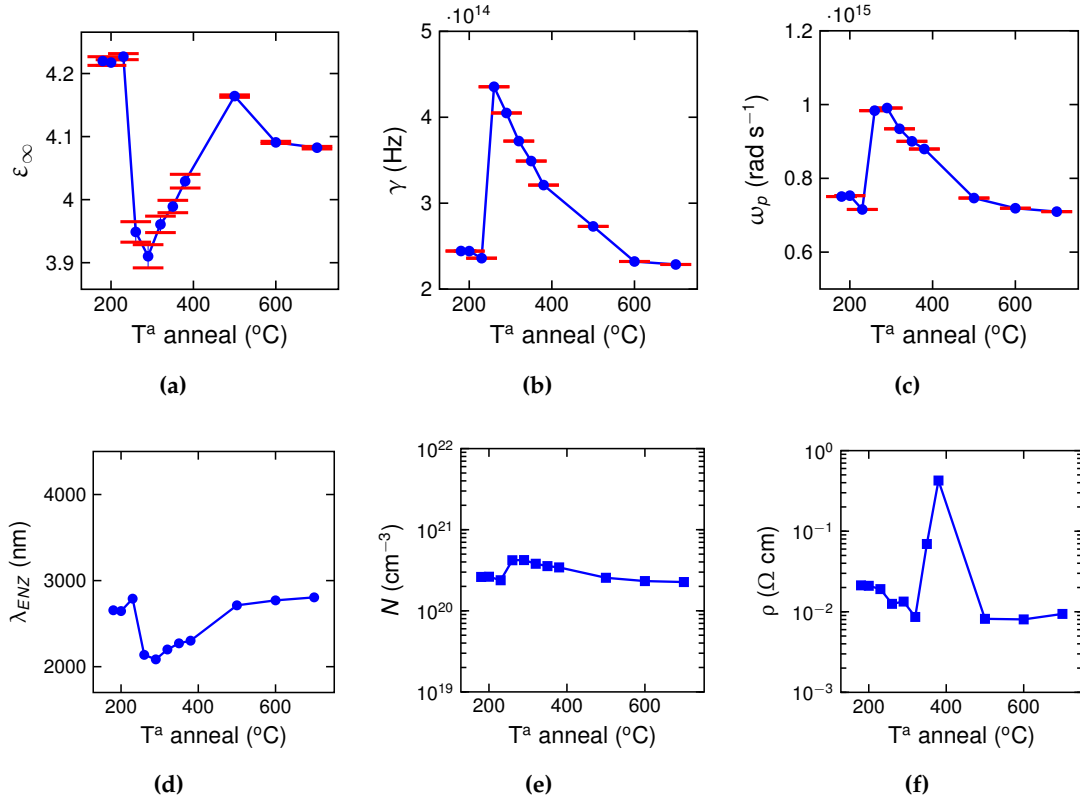


Figura 5: Parámetros de Drude ajustados mediante mínimos cuadrados y en función de la temperatura de *anneal* correspondientes a una atmósfera de Ar-N₂. **(a)** Permitividad relativa en el infinito. **(b)** Frecuencia media de colisión entre portadores. **(c)** Frecuencia de plasma. **(d)** Longitud de onda régimen ENZ. **(e)** Densidad de portadores derivada. **(f)** Resistividad obtenida por valores en DC.

ENZ, esta se encuentra entre 2600 y 2800 nm para las tres primeras temperaturas. El valor mínimo de λ_{ENZ} es de 2100 nm y corresponde a $T = 260$ $^{\circ}\text{C}$. A partir de ese valor se desplaza hacia longitudes de onda mayores para temperaturas más altas, llegando a 2800 nm para $T = 700$ $^{\circ}\text{C}$. Este comportamiento se produce debido a que los valores de tanto γ como ω_p disminuyen con la temperatura de *anneal*.

En la Fig. 5e se muestra la densidad de portadores libres, los valores obtenidos son muy parecidos a los de las muestras de Ar-Fg. Por otra parte, los valores de resistividad (Fig. 5f) también son del mismo orden de magnitud que en Ar-Fg y se observa un pico de resistividad para $T = 400$ $^{\circ}\text{C}$, el cual es atribuido a una posible oxidación de la muestra durante las medidas.

ArO₂-Fg

En la Fig. 6 se pueden ver los resultados experimentales y el ajuste realizado de índice de refracción y permitividad para el caso de las muestras fabricadas en una atmósfera de ArO₂-Fg. Los valores que se presentan son los mismos que en Ar-Fg para facilitar la comparación. Además, de igual forma que en los casos anteriores (Ar-Fg y Ar-N₂)

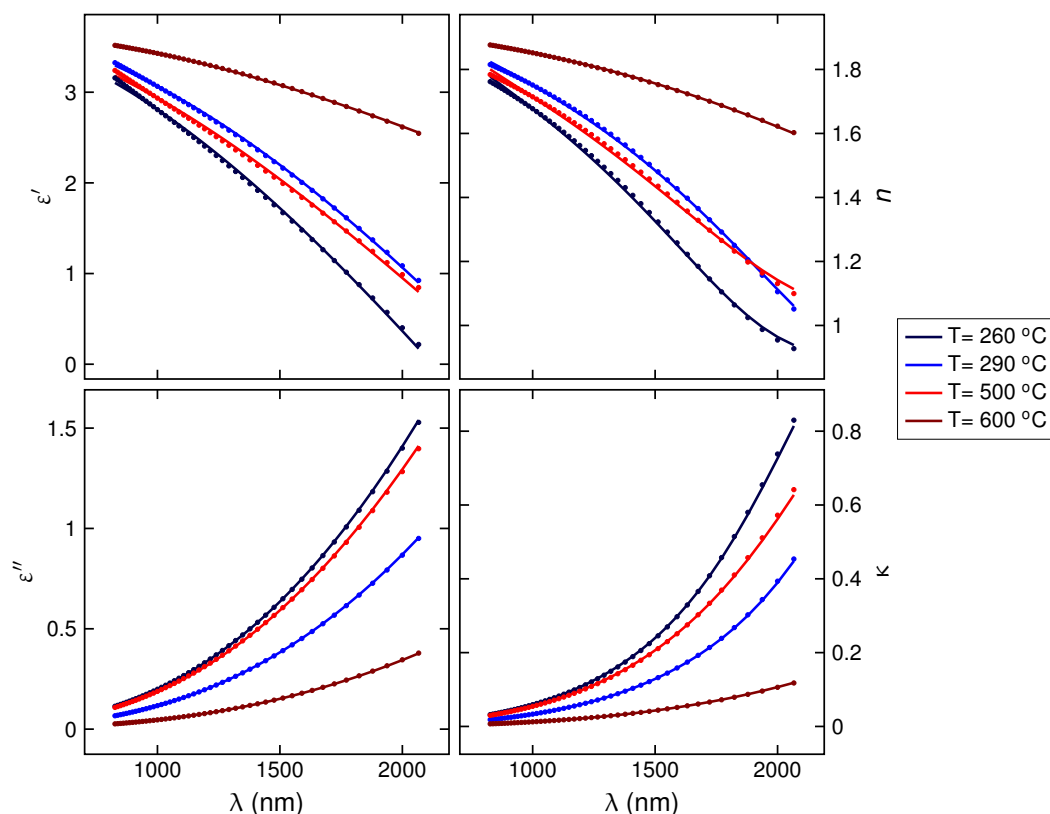


Figura 6: Valores experimentales (puntos) y ajuste al modelo de Drude (línea continua) de permitividad ($\epsilon' + j\epsilon''$) e índice de refracción ($n + j\kappa$) del ITO en función de la longitud de onda para diferentes temperaturas de *anneal* realizado en una atmósfera de ArO_2 -Fg.

el ajuste al modelo de Drude resulta óptimo con errores cuadráticos por debajo de 0.04.

Los valores de ϵ' se encuentran en un rango más reducido (0–3.5) que las muestras de Ar-Fg, sin embargo se aprecia una influencia similar de la temperatura de *anneal*. Para $T = 260$ °C nos encontramos un comportamiento muy similar a la muestra de Ar-Fg, aunque en este caso $\epsilon' > 0$ para $\lambda < 2000$ nm. De igual forma, los valores para $T = 600$ °C son aquellos en los se que obtiene un mayor valor de ϵ' . Para $\lambda = 1550$ nm los valores de ϵ' están entre 1.2–2.1 para temperaturas comprendidas entre 260 y 500 °C. Respecto al valor de ϵ'' , encontramos una ligera disminución de su valor siendo el máximo de 1.5 para la muestra correspondiente a $T = 260$ °C. Para $\lambda = 1550$ nm el valor de ϵ'' es ligeramente inferior que en Ar-Fg. En general, la forma que presentan los valores de ϵ' y ϵ'' en función de la longitud de onda es prácticamente la misma que el caso de Ar-Fg, excepto por una reducción de sus valores. Como consecuencia, los valores de n y κ son muy parecidos a los de las muestras de Ar-Fg. La parte real se sitúa entre 1 y 1.8 mientras que la imaginaria entre 0 y 0.8. Sin embargo, para este caso, se halla una mayor variación entre los valores de κ en función de la temperatura de *anneal*.

En la Fig. 7 se muestran los valores de los parámetros de Drude que resultan del

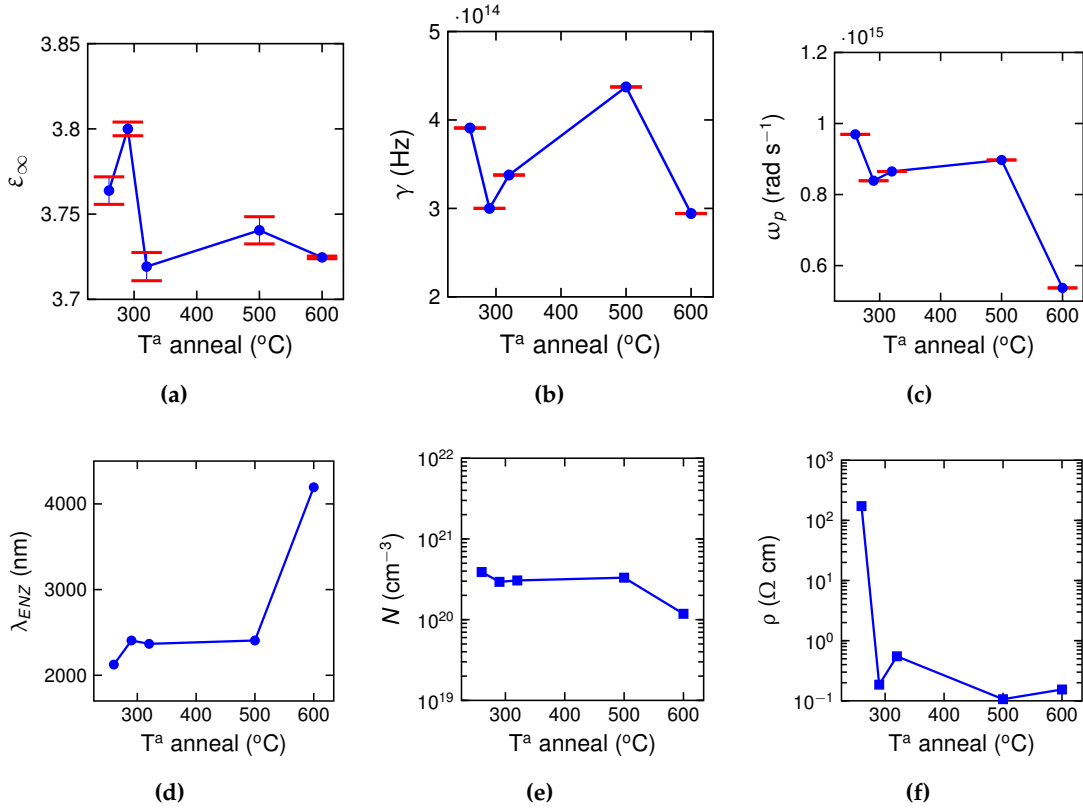


Figura 7: Parámetros de Drude ajustados mediante mínimos cuadrados y en función de la temperatura de *anneal* correspondientes a una atmósfera de ArO₂-Fg. **(a)** Permitividad relativa en el infinito. **(b)** Frecuencia media de colisión entre portadores. **(c)** Frecuencia de plasma. **(d)** Longitud de onda régimen ENZ. **(e)** Densidad de portadores derivada. **(f)** Resistividad obtenida por valores en DC.

ajuste por mínimos cuadrados. Los intervalos de confianza obtenidos son prácticamente inexistentes para los valores de ϵ_∞ y nulos para γ y ω_p . El valor medio de ϵ_∞ (Fig. 7a) es de 3.75, lo que supone una reducción de hasta 0.45 en comparación con los valores de Ar-Fg. Esta diferencia podría explicar la reducción del valor de ϵ sin mostrar una variación de su forma en el espectro. En cuanto al ajuste de γ , se puede observar en la Fig. 7b que su valor presenta mayor variación que el de Ar-Fg con un carácter oscilante entre 3×10^{14} y 4.5×10^{14} Hz en todo el rango de temperaturas. De esta forma, no se puede obtener una correlación entre γ y la temperatura de *anneal*. Respecto a la frecuencia de plasma (Fig. 7c), sus valores son ligeramente inferiores a los obtenidos en Ar-Fg aunque presenta un comportamiento muy similar al de Ar-Fg con un caída a la mitad de su valor para $T = 600$ °C. Por último, los distintos regímenes ENZ se encuentran ligeramente por encima de los valores obtenidos en Ar-Fg.

Los valores de N se muestran en la Fig. 7e y se puede observar que los resultados obtenidos son ligeramente inferiores a los de las muestras en Ar-Fg, aunque el comportamiento con la temperatura es similar. Por otro lado, los valores de resistivi-

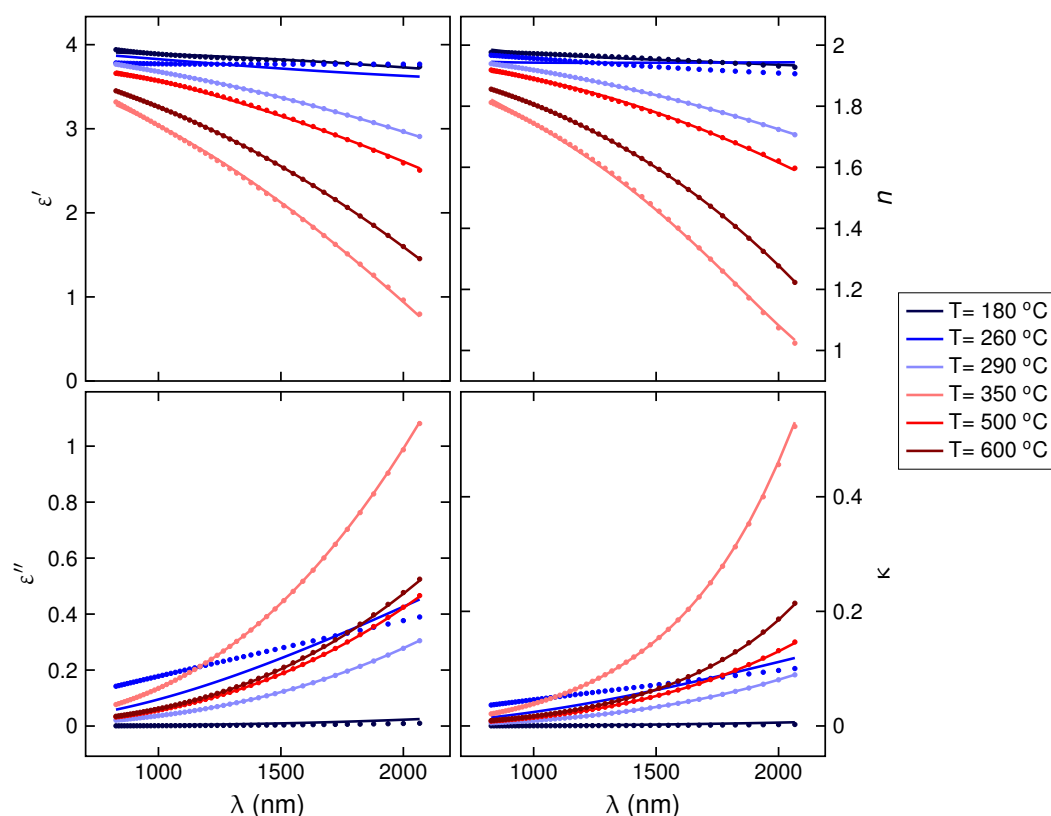


Figura 8: Valores experimentales (puntos) y ajuste al modelo de Drude (línea continua) de permitividad ($\epsilon' + j\epsilon''$) e índice de refracción ($n + j\kappa$) del ITO en función de la longitud de onda para diferentes temperaturas de *anneal* realizado en una atmósfera de $\text{ArO}_2\text{-N}_2$.

dad son más de un orden de magnitud mayor que lo obtenido en Ar-Fg , llegándose a obtener valores superiores a $10^2 \Omega \text{ cm}$. La explicación se puede encontrar en la introducción del oxígeno en el proceso de fabricación, lo que provocaría una oxidación del ITO.

$\text{ArO}_2\text{-N}_2$

El último caso a investigar es el de las muestras fabricadas en ArO_2 con el proceso de *anneal* realizado en una atmósfera de nitrógeno ($\text{ArO}_2\text{-N}_2$). En la Fig. 8 se muestra tanto la permitividad como el índice de refracción experimental y ajustado al modelo de Drude en función de la temperatura de *anneal*. Los resultados mostrados son los mismos que en Ar-N_2 para facilitar la comparación.

La parte real de la permitividad se encuentra entre los valores 0.8 y 4. Para temperaturas menores a 290 °C el valor experimental de ϵ' es de ~ 3.8 para todo el espectro mostrado. Valores superiores de temperatura muestran un comportamiento en ϵ' similar a los resultados obtenidos en Ar-N_2 , aunque no se aprecia una clara dependencia creciente del valor de ϵ' con la temperatura. Por otro lado, para $T = 180 \text{ °C}$ y $T = 200 \text{ °C}$ se obtiene que $\epsilon'' \approx 0$ para todo el rango λ . Las demás muestras se mantienen sus

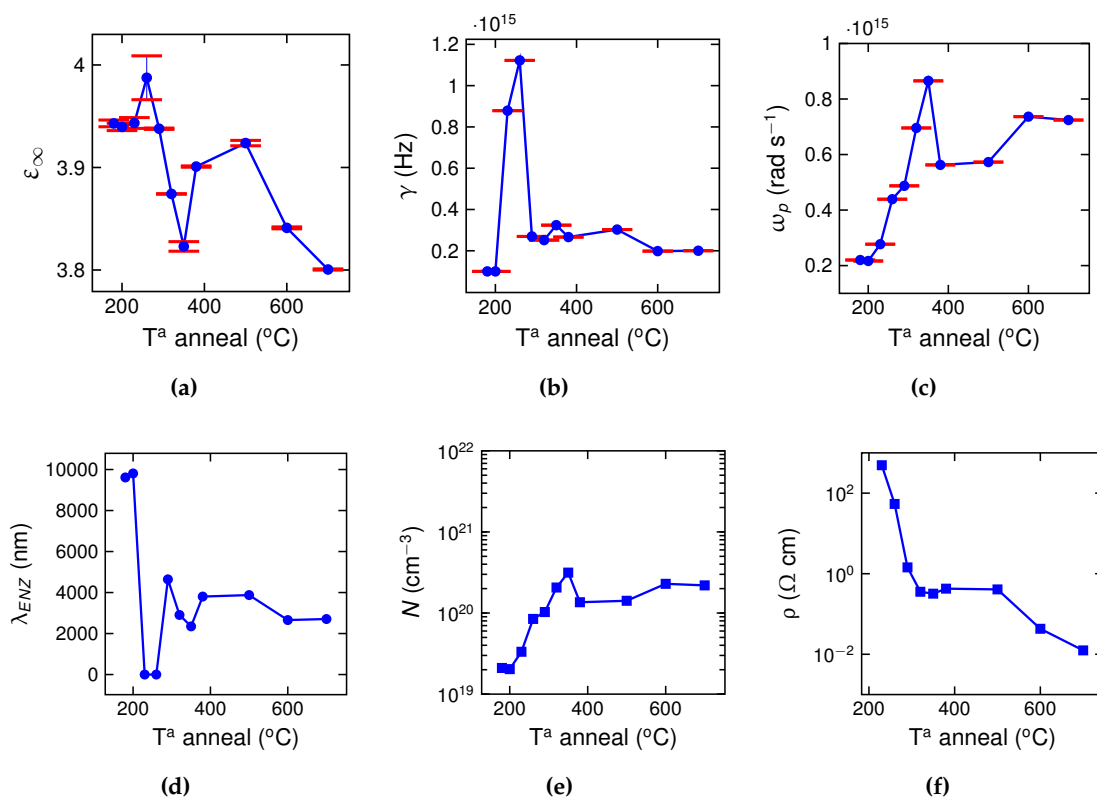


Figura 9: Parámetros de Drude ajustados mediante mínimos cuadrados y en función de la temperatura de *anneal* correspondientes a una atmósfera de ArO₂-N₂. (a) Permitividad relativa en el infinito. (b) Frecuencia media de colisión entre portadores. (c) Frecuencia de plasma. (d) Longitud de onda régimen ENZ. (e) Densidad de portadores derivada. (f) Resistividad obtenida por valores en DC.

valores de ϵ'' por debajo de 0.6, excepto la correspondiente a $T = 350$ °C que llega hasta 1.1. También hay que destacar la muestra correspondientes a $T = 260$ °C es la única que no tiene un comportamiento de tipo Drude.

Respecto a los valores de índice de refracción, en su parte real se sitúan entre 1 y 2, correspondiendo este último valor para los casos en los que $T < 290$ °C. En comparación con los valores de Ar-N₂, aquí se aprecia una mayor heterogeneidad de n con la temperatura de *anneal*. En cuanto a los valores de κ , estos son inferiores a 0.2 excepto para $T = 350$ °C que llega a un valor de $\kappa = 0.6$.

Los valores de ϵ_∞ se muestran en la Fig. 9a y están entre 3.8 y 4 sin tener una clara dependencia con la temperatura de *anneal*. En cuanto a la frecuencia media de colisión (Fig. 9b), en primer lugar se observa que los valores obtenidos para $T = 180$ °C y $T = 200$ °C son prácticamente cero. Además, hay que recordar que el ajuste únicamente parece correcto para $T \geq 290$ °C, por lo que encontramos que el valor de γ está comprendido entre 2×10^{14} y 4×10^{14} Hz. Los valores de la frecuencia de plasma (Fig. 9c) se encuentran entre 6×10^{14} y 9×10^{14} rad/s para $T \geq 290$ °C. Para valores de temperatura menores se aprecia una fuerte correlación entre ω_p y T , sin embargo no es concluyente ya que para esas temperaturas el ajuste no es bueno. Por otra parte,

debido a que el valor de γ y ω_p está relacionado con el de λ_{ENZ} , se puede observar en la Fig. 9d como el ajuste resulta en un valor de λ_{ENZ} en la zona del infrarrojo lejano para $T = 180$ °C y $T = 200$ °C. Además, debido a que para $T = 230$ °C y $T = 260$ °C el valor que resulta del ajuste de γ es mayor que el de ω_p , se obtiene un valor de λ_{ENZ} imaginario, lo cual no tiene sentido alguno y por eso el valor representado en la gráfica es cero. Por último, para las temperaturas de *anneal* restantes, el valor de λ_{ENZ} oscila entre 2000 y 4000 nm.

La densidad de portadores libres obtenida (Fig. 9e) son aproximadamente de 10^{20} cm^{-3} para $T \geq 320$ °C, lo que supone un valor inferior a lo obtenido en Ar-N₂. Por último, para estas condiciones de fabricación se obtienen tres regiones en los valores de resistividad. La primera para $T < 320$ °C con $\rho \sim 10^1 - 10^2$ Ω cm, la segunda para $320 \leq T \leq 500$ °C con $\rho \text{dir}00$ Ω cm y la tercera para $T \geq 500$ donde la resistividad disminuye de forma progresiva hasta 10^{-2} Ω cm.

2.2.3. Receta para calentadores

A partir resultados anteriores se pueden extraer dos conclusiones principales. La primera está relacionada con la atmósfera a la que se realiza el proceso de *anneal*, los parámetros de Drude ajustados para forming gas presentan una menor variación de sus valores en el rango de $T = 260$ °C y $T = 500$ °C, independientemente de que en el proceso de *sputtering* exista oxígeno, lo que se puede ver como un proceso de fabricación más estable o predecible. Por el contrario, en las muestras con el *anneal* en nitrógeno se aprecia claramente una correlación entre los parámetros de Drude y la temperatura de *anneal* para $T > 290$ °C, especialmente para los valores de γ y ω_p . La segunda conclusión está relacionada con el valor de resistividad del material y la inclusión de oxígeno en el proceso de *sputtering*, introducir oxígeno en la receta del ITO da como resultado una oxidación del mismo y por tanto se obtienen valores de resistividad entre uno y dos órdenes de magnitud superiores.

De esta forma, en una primera iteración en el uso del ITO como calentador hemos decidido optar porque el material tenga unas propiedades similares a las de un metal desde el punto eléctrico (baja resistividad), con el objetivo de realizar una comparación con otros metales como el aluminio y el titanio. Por otra parte, nos interesa también que las propiedades del material sean los más estables y predecibles. Como consecuencia, la receta basada en Ar-Fg y $T = 260$ °C es la más óptima para nuestro objetivo. En una segunda iteración se puede optar ir al otro extremo y tener un ITO con un carácter mucho más dieléctrico y por tanto más resistivo, lo que debería traducirse a un menor consumo de potencia del calentador. Para este caso se podría optar por una receta basada en ArO₂-Fg y $T = 600$ °C.

3. Diseño de calentadores basados en ITO

Una vez caracterizadas las propiedades del ITO y elegida la receta de fabricación (Ar-Fg @ $T = 260$ °C), se procede a abordar su inclusión como calentador en circuitos fotónicos de silicio tanto para polarización TE como TM.

3.1. Sistema guía-calentador

El funcionamiento de los circuitos fotónicos en silicio que trabajan sobre la fase del modo óptico recaen en el efecto termo-óptico del silicio. El silicio presenta una dependencia lineal con la temperatura en la parte real de su índice de refracción. El coeficiente termo-óptico del silicio a $\lambda = 1550$ nm es de $\partial n_{\text{Si}}/\partial T = 1.8 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ [10]. De esta forma, se obtiene que la índice efectivo del modo óptico (n_{eff}) es función de la temperatura, i.e., $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}(T)$. En la Fig. 10 se muestra la sección cruzada de un sistema típico utilizado en circuitos fotónicos que hacen uso de calentadores. El sistema está formado por una guía *strip* de silicio y rodeada de un óxido como puede ser SiO_2 , sobre la guía se sitúa a una determinada distancia (gap) un material que actúa de calentador —normalmente un metal— al cual se le aplica una corriente eléctrica para provocar calor por efecto Joule. Hay que destacar que el calor generado afecta tanto al núcleo de la guía (Si) como a su cubierta (SiO_2). Sin embargo, el coeficiente termo-óptico del SiO_2 ($\partial n_{\text{SiO}_2}/\partial T = 8.66 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [11]) es dos órdenes de magnitud menor que el del silicio por lo que su influencia se puede despreciar.

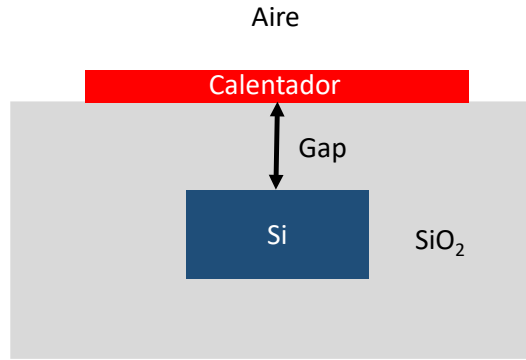


Figura 10: Sección cruzada de una configuración típica de un sistema guía-calentador en la tecnología de fotónica de silicio.

Teniendo en cuenta que la relación entre el índice efectivo del modo y el índice del silicio es lineal, la variación de índice efectivo con la temperatura se puede expresar como:

$$\frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial T} = \frac{\partial n_{\text{eff}}}{\partial n_{\text{Si}}} \times \frac{\partial n_{\text{Si}}}{\partial T}. \quad (7)$$

En la Fig. 11 se representan los datos obtenidos mediante simulación de la variación de índice efectivo en función del incremento de temperatura. Las simulaciones se han realizado en una guía tipo *strip* de dimensiones 500×200 nm. La guía está formada por un núcleo de silicio y se encuentra rodeada de sílica. Los índices de refracción de Si y SiO_2 para $T = 300$ K y $\lambda = 1550$ son 3.476 [12] y 1.444 [13], respectivamente. Los cálculos se han realizado mediante un simulador de elementos finitos totalmente vectorial [FemSIM-RSoft] para $\lambda = 1550$ nm.

En la Fig. 11a se representa el incremento de n_{eff} del modo fundamental para polarización TE y TM en función del incremento de temperatura del silicio, como

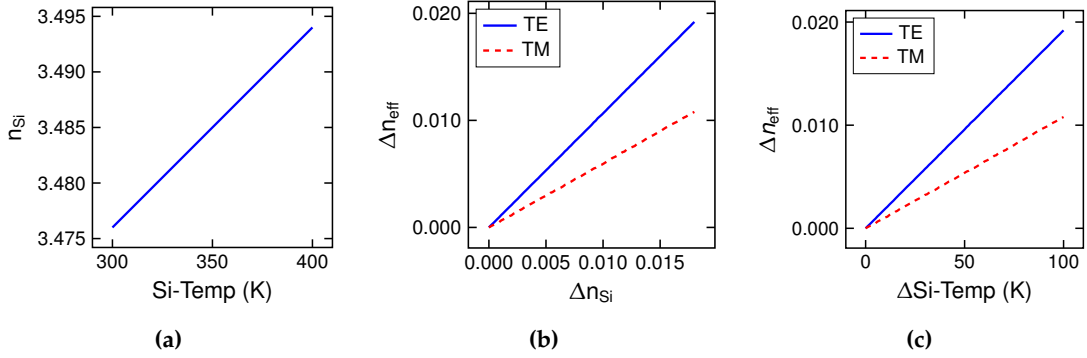


Figura 11: Simulación del efecto termo-óptico sobre una guía de Si/SiO₂ de 500 × 220 nm. Los valores de n_{eff} para $T = 300$ K son 2.445 (TE) y 1.77 (TM). **(a)** Índice de refracción del silicio en función de su temperatura. **(b)** Incremento de índice efectivo en función del incremento de índice del silicio. **(c)** Incremento de índice efectivo en función del incremento de temperatura en el silicio

se puede apreciar la relación es lineal siendo $\partial n_{neff}/\partial T$ igual a $1.92 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ (TE) y $1.08 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ (TM). La variación de índice efectivo respecto del incremento del índice del silicio se muestra en la Fig. 11b, los valores obtenidos de $\partial n_{eff}/\partial n_{Si}$ son 1.07 (TE) y 0.6 (TM). La diferencia entre ambos valores está ligada al confinamiento del modo, en el caso de polarización TE se obtiene un mayor confinamiento que en TM para este tipo de guía donde el ancho es superior a la altura. Por último, en la Fig. 11c se muestra n_{Si} en función de su temperatura, cuyo valor se obtiene como:

$$n_{Si}(T) = 3.476 + 1.8 \times 10^{-4}(T[K] - 300). \quad (8)$$

Por otra parte, tener unos conocimientos básicos sobre los parámetros que gobiernan la física de propagación del calor, tanto a nivel de propiedades de material como de arquitectura del dispositivo, nos permite tener la imagen completa del funcionamiento de una estructura termo-óptica. El mecanismo de propagación entre el calentador y la guía se realiza mediante conducción y su comportamiento viene descrito por:

$$\nabla(-k_T \nabla T) + \rho_T c_T \frac{\partial T}{\partial t} = q_s, \quad (9)$$

donde k_T es la conductividad térmica, c_T es la capacidad calorífica específica y ρ_T es la densidad del material; T y q_s corresponden con la temperatura y la densidad de potencia generada por calor, respectivamente. En la Tabla 1 se resumen los principales parámetros térmicos y ópticos de los materiales utilizados en este trabajo.

Para resolver la ecuación anterior en nuestro tipo de estructura es necesario utilizar métodos numéricos. En la Fig. 12 se muestra la distribución de temperatura en estado estacionario para una configuración calentador-guía como la mostrada en la Fig. 10. La distribución de temperatura se ha obtenido mediante un software de elementos finitos [COMSOL] y utilizando los parámetros de la Tabla 1. La región simulada tiene una dimensión en $\pm X$ y $-Y$ de 20 μm desde el centro de la guía de silicio, de esta forma es posible aproximar la temperatura en los contornos de la región simulada a

Tabla 1: Parámetros térmicos y ópticos para $\lambda = 1550$ nm y $T = 300$ K.

	Térmico			Óptico	
	ρ_T (kg m ⁻³)	c_T (J kg ⁻¹ K ⁻¹)	k_T (W m ⁻¹ K ⁻¹)	$n + j\kappa$	$\partial n/\partial T$ (K ⁻¹)
Si	2330 [14]	703 [14]	163 [14]	3.476 + j0 [12]	1.8×10^{-4} [10]
SiO ₂ [†]	2203 [14]	650 [14]	1 [14]	1.444 + j0 [13]	8.66×10^{-6} [11]
Ti	4500 [15]	523 [16]	19–23 [17]	3.68 + j4.61 [18]	–
Al	2712 [15]	897 [16]	204–249 [17]	1.58 + j15.66 [19]	–
ITO	7140 [20]	364 [5]	10 [21]	1.14 + j0.39 ^{††}	–

[†] Depositado por PECVD.

^{††} Obtenido para ArFg y $T_{\text{anneal}} = 260$ °C.

temperatura ambiente (293 K). Por último, el calor se propaga en la interfaz con el aire por convección.

La Fig. 12 nos permite ver como la arquitectura influye en la propagación del calor desde el calentador hacia la guía. En primer lugar, se puede observar que la separación entre guía y calentador es crítica para maximizar la transferencia de calor generado, o dicho de otra forma, para minimizar los valores de consumo eléctrico. Por otra parte, la propagación del calor ocurre de una forma radial desde el centro del calentador de forma que la máxima transmisión de temperatura entre el calentador y la guía ocurre cuando se encuentran alineadas. Por último, el valor de la densidad de potencia generada por calor en la estructura mostrada se puede obtener como:

$$q_s = \frac{P_{\text{elec}}}{S_h L_h}, \quad (10)$$

donde P_{elec} es la potencia eléctrica aplicada al calentador; y S_h y L_h la sección cruzada y longitud del calentador, respectivamente. De esta forma, se puede observar que la temperatura generada es inversamente proporcional a las dimensiones del calentador. Sin embargo, a efectos de producir un cambio de fase sobre el modo óptico, la longitud del calentador no juega un papel relevante ya que:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_{\text{eff}} L_h \quad (11)$$

y $\Delta n_{\text{eff}} \propto \Delta T \propto 1/L_h$, de forma que $\Delta\phi$ es independiente de la longitud del calentador y solo depende de S .

Por otra lado, el efecto termo-óptico es intrínsecamente lento debido a la física del calor, por lo que varios de los esfuerzos en este tema se han centrado en optimizar la velocidad de operación. En el trabajo realizado por Atakabi *et al.* [14] se investiga tanto la influencia de la arquitectura como de las propiedades térmicas de los materiales utilizados. Reducir tanto la anchura del calentador como la separación guía-calentador se traduce en una respuesta más rápida. Sin embargo, los tiempos de reconfiguración no cambian sustancialmente cuando el ancho del calentador es ~ 1 μm , debido a la difusión lateral del calor que se produce en la cubierta y BOX. Por otra parte, se muestra que el tiempo de reconfiguración viene limitado en última instancia por el

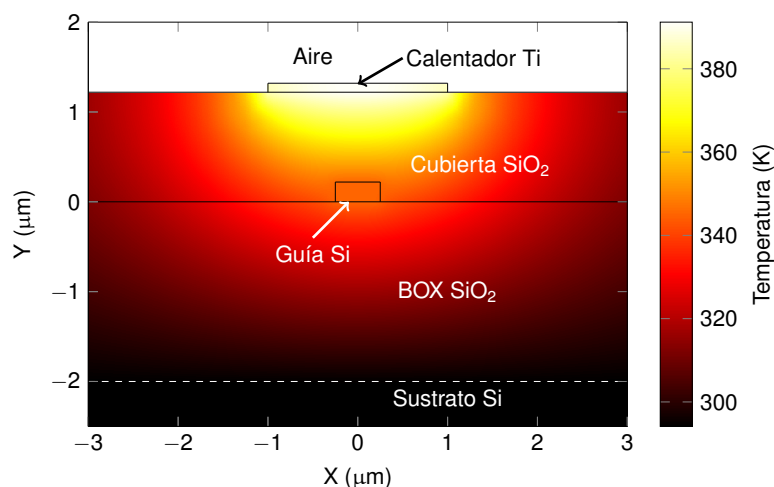


Figura 12: Distribución en estado estacionario de temperatura en la sección cruzada de una guía de strip Si/SiO₂ de 500×220 nm en SOI con calentador de titanio de 2×0.1 μm. La distancia entre la guía y el calentador es 1 μm. La simulación se ha realizado con COMSOL utilizando los parámetros mostrados en la Tabla 1. Los valores de P_{elec} y L_h se han fijado a 50 mW y 250 μm, respectivamente. El coeficiente de transferencia de calor para el calor propagado mediante convección en la interfaz con el aire está fijado a $h_{\text{aire}} = 15$ ($\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$).

tiempo que tarda el calor en propagarse del calentador a la guía. En este aspecto, la difusividad térmica³ del material utilizado como cubierta es crítico, pues su valor es inversamente proporcional al retardo de propagación del calor.

De esta forma, si se quiere disminuir el consumo eléctrico del calentador hay que optimizar la arquitectura, siendo la forma más sencilla es reducir su sección cruzada y mantenerla alineada con la guía de silicio. Por otra parte, la velocidad de operación viene limitada principalmente por las propiedades térmicas del material. Este trabajo está limitado únicamente al consumo eléctrico, por lo que los siguientes apartados están enfocados al estudio de la arquitectura.

3.2. Modelado de la planicidad del calentador

La mayoría de las veces que se realizan simulaciones guía-calentador para obtener la interacción del modo óptico con el calentador se asume que la distribución del óxido utilizado como cubierta en la sección transversal del sistema calentador-guía es uniforme. Sin embargo, esto no puede ser así si se requieren distancias entre ambas estructuras inferiores a 1 μm. Debido a los procesos de fabricación, puede ocurrir que el óxido esté conformado sobre la guía de silicio como se muestra en la Fig. 10. Esta no uniformidad de la cubierta se transfiere al calentador lo que puede ocasionar una interacción con el modo óptico no contemplada en el caso ideal. En la Fig. 13a se puede ver este efecto sobre el corte transversal de una muestra en la que se depositó ITO sobre una guía de silicio. Idealmente la separación entre la guía y el ITO deberían

³La difusividad térmica (D) se define como la capacidad que tiene un material para aumentar su temperatura. $D = k_T / (\rho_T c_T)$.

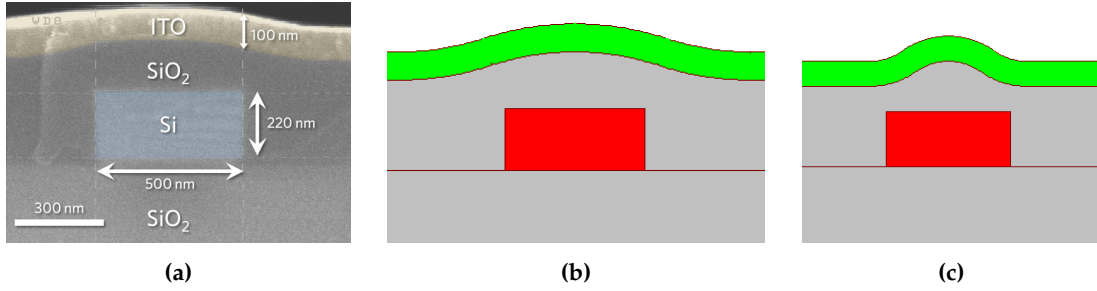


Figura 13: Sección cruzada de una guía de silicio con un calentador separado 200 nm. (a) Imagen SEM y CAD simulado para un valor de planicidad de (b) 0.6 y (c) 0.2. La imagen SEM ha sido resaltada con un falso color para mayor claridad.

ser 200 nm. Sin embargo, se observa que esta separación únicamente ocurre en el centro de la guía, haciendo que la distribución de ITO no sea uniforme.

La distribución que tiene el ITO se asemeja a una función gaussiana, de esta forma, en este trabajo se ha modelado este efecto de no planicidad del calentador aproximando su distribución en la sección cruzada por la Ec. 12, donde α es un valor que depende de la distancia guía-calentador y el valor de σ está relacionado con el grado de planicidad del calentador. Valores bajos de σ corresponden con una distribución poco uniforme del óxido (grado bajo de planicidad) mientras que valores altos hacen que la función tienda a ser uniforme (alto grado de planicidad). Para facilitar la comparación entre estructuras con diferentes gaps, se define el parámetro de planicidad del calentador el cual viene comprendido entre 0 y 1, donde ambos valores se corresponden con lo que se entiende por casos extremos de obtener una protuberancia en el calentador y obtener un calentador totalmente plano, respectivamente. En las Figs. 13b y 13c se muestran dos ejemplos del modelado de la planicidad de la capa del calentador aproximando su forma mediante el método descrito. Se puede observar como el primer caso con una planicidad de 0.6 modela de forma bastante precisa el caso real. De esta forma, viendo que el modelo se ajusta bastante bien al caso real, se ha incluido en el software de simulación utilizado para el cálculo de los modos ópticos en estructuras guía-calentador.

$$g(x) = \alpha \exp \left[- \left(\frac{x}{\sigma} \right)^2 \right] \quad (12)$$

3.3. Separación óptima guía-calentador

Como se ha comentado en la sección 3.1, la arquitectura de la estructura juega un papel fundamental en obtener bajos valores de consumo. Idealmente, el calentador y la guía deberían estar lo más próximas posible, sin embargo, un *gap* demasiado reducido ocasiona pérdidas debido a que el calentador presenta un valor de $\kappa \neq 0$. Como consecuencia, existe un compromiso entre pérdidas ópticas y eficiencia de consumo.

En esta subsección se procede a investigar la separación óptima de un sistema

guía-calentador basado en ITO en términos de pérdidas del modo óptico de la estructura. Además del valor del *gap*, se incluye el término de planicidad descrito en la subsección anterior. El estudio se realiza para los modos fundamentales de la estructura, tanto en polarización TE como TM. El tipo de estructura investigada es como la mostrada en las Figs. 13b y 13c. La guía de silicio tiene dimensiones de 500×220 nm y está recubierta de SiO_2 . Las simulaciones se realizan para calentadores basados en ITO así como aluminio y titanio con el fin de comparar resultados. El espesor del calentador está fijado a 100 nm de igual forma que las muestras de ITO caracterizadas en la sección 2. Por otra parte, el ancho del calentador a la hora de realizar la fabricación se elige que sea mucho mayor que el de la guía con el objetivo de evitar futuros desalineamientos a la hora de realizar la fabricación, de esta forma en la simulación el ancho del calentador ocupa toda la región de simulación. Las simulaciones se realizaron para $\lambda = 1550$ nm utilizando los valores de índice que se muestran en la Tabla 1. Por último, los barridos de *gap* y planicidad se realizaron entre 100–500 nm y 0–1 con un paso de 50 nm y 0.1, respectivamente. Los resultados obtenidos se muestran en la Fig. 14.

Para el caso del aluminio se obtiene que las pérdidas de propagación para polarización TE se sitúan por debajo de $0.1 \text{ dB}/\mu\text{m}$ para *gaps* mayores de 150 nm en el caso más extremo de obtener nula uniformidad del calentador, pudiendo obtener *gaps* más pequeños conforme la planicidad del mismo tiende a ser perfecta. Por otra parte, fijándonos en la curva de nivel correspondiente a $\alpha = 0.01 \text{ dB}/\mu\text{m}$, se puede observar como la influencia de la planicidad del calentador va perdiendo peso a medida que aumentamos el *gap*. Esto es debido a que el campo eléctrico en TE es paralelo al calentador, por lo que para que exista interacción entre el calentador y el modo óptico, el primer se debe situar cerca de las paredes de la guía. Los resultados obtenidos en el caso de polarización TM muestran unas pérdidas mayores, ya que la distribución del modo óptico se realiza principalmente en el *gap* existente entre la guía y el calentador y no en las zonas laterales de la guía como es el caso del modo TE. Sin embargo, los valores obtenidos no son tantos altos como se cabría esperar en principio para un material con $\kappa = 15.66$. La explicación a este fenómeno tiene relación con el alto valor de $|\epsilon|$ del aluminio que no permite penetrar al modo óptico en el calentador, y por lo tanto la interacción modo óptico-aluminio viene reducido a \sim nm. De esta forma, se puede decir que en el caso del aluminio el espesor del calentador —desde el punto de vista pérdidas ópticas— no es influyente. Por último, se puede apreciar que para $\alpha = 0.1 \text{ dB}/\mu\text{m}$, la curva de nivel es oscilante y no monotónica, esto es atribuido a la propia forma de simulación, ya que al basarse en la discretización de la región de simulación, si ocurren grandes discontinuidades entre dos interfaces como es en este caso el resultado obtenido puede ser impreciso.

Los resultados obtenidos para el ITO muestran que, en comparación con el aluminio, se necesita un *gap* mayor para conseguir las mismas pérdidas. Por ejemplo, para obtener unas pérdidas de $0.01 \text{ dB}/\mu\text{m}$ en el caso del ITO el *gap* mínimo debe estar sobre los 300 nm, mientras que en el aluminio se puede reducir a los 250 nm. Por otra parte, las pérdidas presentan mayor dependencia con la planicidad del calentador para *gaps* mayores que utilizando aluminio debido principalmente a su bajo

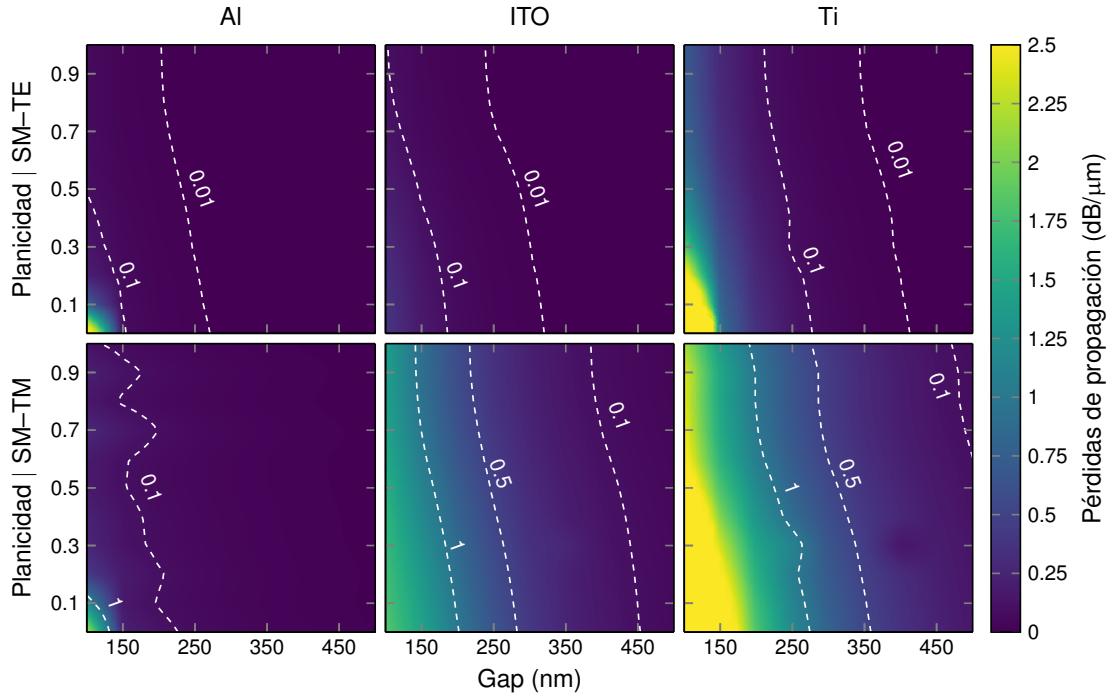


Figura 14: Pérdidas de propagación ($\lambda = 1550$ nm) del modo fundamental (TE y TM) para Al, ITO y Ti en función del grado de planicidad del calentador y el gap guía-calentador. Las líneas punteada indican los pares gap-planicidad donde se obtienen el mismo valor de pérdidas.

valor de $|\epsilon|$. Los resultados obtenidos para polarización TM muestran mayores pérdidas que para polarización TE y que el caso de utilizar un calentador de aluminio, debido a que, aunque el valor de κ es muy bajo, el valor de $|\epsilon|$ también lo es. De esta forma, el modo el perfil modal sufre una gran interacción con el ITO. Además, esto se puede comprobar en las curvas de nivel, las cuales no presentan oscilaciones como el caso del aluminio ya que la región de interacción del modo no es tanto con la interfaz guía-calentador sino dentro del propio calentador por lo que las simulaciones son más robustas. Para valores superiores a 500 nm se obtienen pérdidas de propagación por debajo de 3×10^{-2} dB/ μm (TM) y 1×10^{-4} dB/ μm (TE).

Por último, el titanio es el material que mayores pérdidas presenta para ambas polarizaciones. Mientras que para polarización TE en el caso de aluminio e ITO las pérdidas se pueden situar por debajo de 0.1 dB/ μm para gaps de hasta 100 nm, los calentadores basados en titanio necesitan un gap mínimo de 200 nm pudiendo llegar a pérdidas superiores a los 2.5 dB/ μm si la planicidad no es perfecta y se reduce el gap. Las pérdidas obtenidas para polarización TM se sitúan por encima de los 2.5 dB/ μm para gaps inferiores a 125 nm y son siempre mayores a 0.1 dB/ μm para gaps inferiores a 450 nm independientemente de la planicidad del calentador.

Como se ha comentado, el valor de $|\epsilon|$ resulta clave en el estudio de las pérdidas inducidas por el calentador aunque en un principio se pueda pensar que únicamente viene condicionadas por el valor de κ . Para entender esto hay que recordar la condición de continuidad de las ecuaciones de Maxwell. La continuidad de las componentes

normales del desplazamiento eléctrico entre dos interfaces viene dada por:

$$D_{\perp,1} = D_{\perp,2}, \quad (13)$$

la cual se puede expresar en términos de campo eléctrico a través de la relación $D = \epsilon E$. Por lo tanto, el campo eléctrico en la interfaz del calentador con el la cubierta se puede como:

$$E_{\perp,h} = \left| \frac{\epsilon_{\text{clad}}}{\epsilon_h} \right| E_{\perp,\text{clad}}, \quad (14)$$

donde $E_{\perp,h}$ y $E_{\perp,\text{clad}}$ son las componentes de campo eléctrico normales a la discontinuidad calentador/cubierta en la zona del calentador y la cubierta, respectivamente; y ϵ_h y ϵ_{clad} son las permitividades del calentador y la cubierta, respectivamente.

A partir de esto, se puede entender como el ITO presenta mayores pérdidas que el aluminio, aun siendo $\kappa_{\text{ITO}} \ll \kappa_{\text{AL}}$, ya que $|\epsilon_{\text{Al}}| \gg |\epsilon_{\text{SiO}_2}| > |\epsilon_{\text{ITO}}|$ ($247.66 \gg 2.09 > 1.45$). Por lo tanto mientras que el aluminio actúa prácticamente como un conductor perfecto ($|\epsilon| = \infty$) no dejando penetrar el modo óptico dentro del calentador, la estructura con calentador de ITO presenta un confinamiento óptico dentro del calentador mucho mayor debido a su proximidad al estado ENZ, obteniendo un mayor confinamiento dentro del modo óptico dentro del material gracias a su proximidad al estado ENZ. Por último, el titanio es el material que presenta mayores pérdidas ya que tiene un valor de κ alto y su $|\epsilon|$ es un orden de magnitud menor que el aluminio, lo que permite una mayor interacción del modo con el material ($|\epsilon_{\text{Ti}}| = 34.79$).

Para mayor claridad se ha representado el perfil modal para la componente $E_y(x, y)$ del modo TM fundamental obtenido mediante simulación para los tres tipos de calentadores y sus casos extremos de planicidad. La separación entre guía y calentador se ha fijado a 200 nm. Las gráficas 1-D representan el valor $E_y(y, 0)$. Para el caso del aluminio se puede ver como el campo decae abruptamente en la interfaz Al-SiO₂, siendo tal la disminución de su valor que decae a 0 a los pocos nanómetros de espesor del aluminio. En el caso del ITO se puede ver la cercanía al estado ENZ, ya que se obtiene que el campo evanescente del modo aumenta al pasar de la cubierta de SiO₂ al calentador de ITO debido al bajo valor de $|\epsilon_{\text{ITO}}|$. Además, se puede observar que la cola del campo evanescente continúa extendiéndose más allá de la interfaz ITO-aire. Por último, en el caso del titanio al igual que en aluminio existe una caída del campo eléctrico en la interfaz Ti-SiO₂. Sin embargo, existe un menor confinamiento que en el caso del aluminio como se puede confirmar en la existencia de campo evanescente en la interfaz Ti-aire.

De esta forma, es importante desde el punto de vista de pérdidas del modo óptico, tener en cuenta tanto el valor de kappa del material como el módulo de su permitividad, pues el primero es evidente que está directamente relacionado con las pérdidas de propagación debidas a absorción que puede tener el modo óptico; y el segundo influye en el nivel de interacción del modo óptico con el propio material. Por otra parte, a partir de los resultados de pérdidas obtenidos para el caso del ITO y teniendo en cuenta el compromiso que existe en términos de consumo se propone una separación guía-calentador de 500 nm.

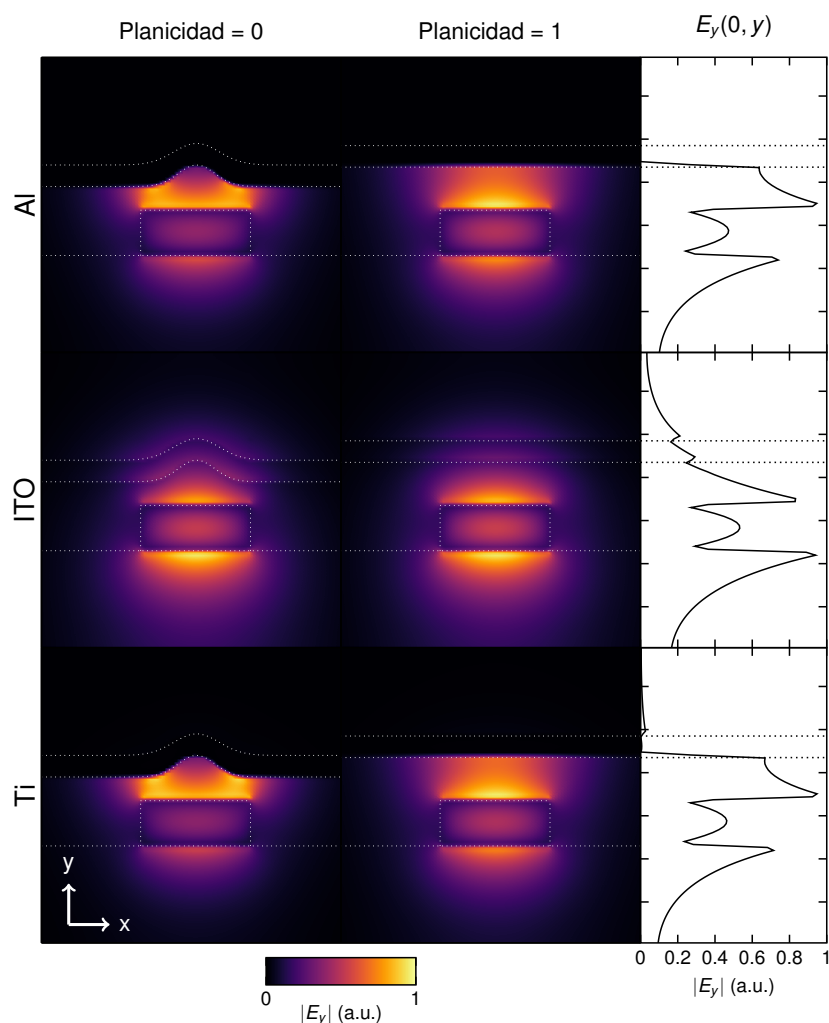


Figura 15: Perfiles modales E_y del modo fundamental TM obtenidos mediante simulación ($\lambda = 1550$ nm) para calentadores de Al, ITO y Ti. Se representan los casos extremos definidos de planicidad (0 y 1). La sección cruzada de la estructura simulada consta de una guía de Si/SiO₂ de 500×220 nm y un calentador de 100 nm de espesor situado a 200 nm de la guía. Encima del calentador hay aire. Las gráficas de la última columna representan el corte transversal de E_y en $x = 0$ (centro de la estructura) para el caso de perfecta planicidad.

3.4. Interferómetro Mach-Zehnder

Para poder realizar una caracterización experimental de los calentadores es necesario un mecanismo de obtención de los cambios de índice inducidos por el calentador. Uno de los métodos más extendidos para extraer estos cambios a partir de cambios en la potencia medida se basa en la interferometría. Una de las estructuras interferométricas más utilizadas en la fotónica integrada es el interferómetro de Mach-Zehnder (MZI), el cual se basa en la interferencia de dos señales que viajan por caminos de diferente longitud efectiva. Gracias a su carácter interferométrico permite la caracterización de cambios de fase a partir del valor de la intensidad óptica medida. La configuración

más sencilla de un MZI es la que tiene una entrada y una salida (1×1 MZI), la señal de entrada es dividida por sendos caminos o brazos, donde uno tiene una diferencia de longitud respecto al otro (ΔL), y al final se vuelven a unir interfiriéndose así ambas señales [22].

La función de transferencia del MZI viene dada por la Ec. 15, donde A_i corresponde a las pérdidas sufridas del modo óptico ($0 \leq A_i \leq 1$) y ϕ_i es la fase de la onda en cada brazo. Expresada en términos de potencia obtenemos la Ec. 16 donde podemos ver que la intensidad es función de la diferencia de fase entre ambos brazos ($\phi = \phi_2 - \phi_1$). El efecto de aplicar calor sobre una región de uno de los brazos produce un incremento del índice efectivo del modo propagado, por lo tanto podemos expresar ϕ como en la Ec. 17. Variar Δn_{eff} se traduce en una modificación de la respuesta espectral del MZI, en concreto debido a que al aplicar calor se produce un incremento del índice del silicio, el espectro se desplaza a longitudes de onda mayores. El término $\Delta\phi$ se puede expresar en función del desplazamiento del espectro ($\Delta\lambda$) y el *Free Spectral Range* (FSR) de acuerdo a la Ec. 18, de esta forma es posible obtener cambios inducidos por el calentador sobre la fase del modo óptico a partir de valores puramente de intensidad óptica. El valor del FSR se obtiene de acuerdo a la Ec. 19⁴, donde n_g es el índice de grupo⁵.

$$\frac{E_o}{E_i} = \frac{1}{2} [A_1 \exp(j\phi_1) + A_2 \exp(j\phi_2)] \quad (15)$$

$$\frac{I_o}{I_i} = \left| \frac{E_o}{E_i} \right|^2 = \frac{1}{4} [A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\phi)] \quad (16)$$

$$\phi = \phi_{\Delta L} + \Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}} \Delta L + \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_{\text{eff}} L_h \quad (17)$$

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\text{FSR}_\lambda} \Delta\lambda \quad (18)$$

$$\text{FSR}_\lambda = \frac{\lambda^2}{n_g \Delta L} \quad (19)$$

En la Fig. 16 se muestra la respuesta espectral típica de un 1×1 MZI. La respuesta ha sido obtenida para la guía descrita en el apartado 3.1 en polarización TE, cuyo valor de n_g^{TE} obtenido mediante simulación es 4.3. El valor de ΔL se ha fijado a 900 μm lo que corresponde a un FSR de 620 pm. Los valores de A_1 y A_2 se han fijado a 1 y 0.95, respectivamente, con el objetivo de poder representar la respuesta espectral en dB⁶. Se puede observar como la respuesta presenta un desplazamiento ($\Delta\lambda$) a medida que se induce un incremento de fase debido al calentamiento de la guía ($\Delta\phi$).

⁴Se asume que el valor de n_g es el mismo en toda la estructura.

⁵El índice de grupo se define como $n_g = n_{\text{eff}} - \lambda(\partial n_{\text{eff}}/\partial \lambda)$.

⁶Idealmente ($A_1 = A_2$) en un MZI cuando $\phi = \pi$ la interferencia a la salida es totalmente destructiva, es decir, $I_o = 0$ (lineal) o $-\infty$ (dB).

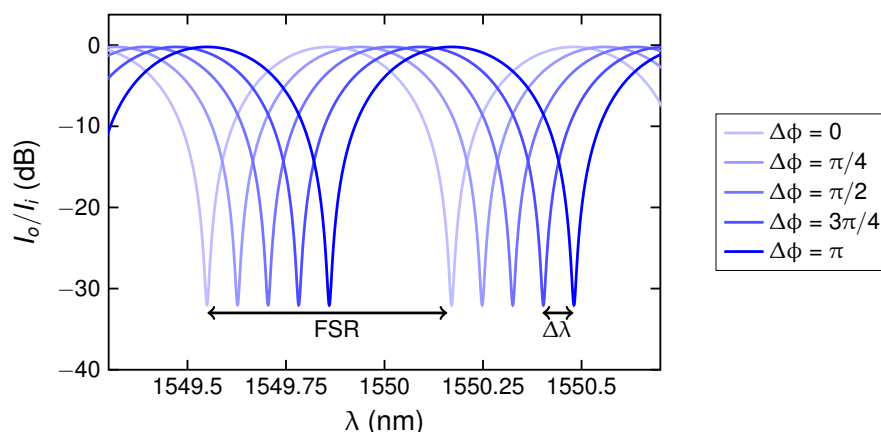


Figura 16: Simulación de la respuesta de un MZI en función de la longitud de onda para diferentes valores de desfase sobre el brazo largo. El MZI está formado por una guía strip Si/SiO₂ de 500 × 220 nm en polarización TE. La respuesta está calculada para $\lambda_0 = 1550$ nm, $\Delta L = 150$ μ m, $n_g = 4.3$, $A_1 = 1$ y $A_2 = 0.95$. El FSR obtenido es de 620 pm.

4. Fabricación y resultados experimentales

En la Fig. 17 se muestra una ilustración de la estructura que se ha fabricado para realizar la caracterización experimental los calentadores de ITO. Esta consiste en un MZI como el mostrado en la sección anterior y con calentadores de igual dimensión sobre ambos brazos, con el objetivo de que las posibles pérdidas sobre el modo óptico sean las mismas y se maximice la relación de extinción. La distancia entre el calentador y la guía es de 500 nm y corresponde a la obtenida como óptima en la fase de diseño. Sobre el calentador del brazo largo se aplica una corriente DC lo que genera calor por efecto Joule y como resultado se produce un aumento de la temperatura en la zona de la guía que se encuentra debajo del calentador.



Figura 17: Ilustración de la estructura para caracterizar los calentadores. Dos calentadores con las mismas dimensiones se sitúan sobre ambos brazos del MZI. El valor del *gap* es de 500 nm. Sobre uno de los calentadores se aplica una corriente DC (flechas) lo que provoca un calentamiento por efecto Joule sobre la zona de la guía.

4.1. Proceso de fabricación

La fabricación de las estructuras se realizó en obleas de silicio estándar (SOI) mediante litografía e-beam y grabado de iones reactivos (ICP/RIE). Se depositó una capa de 500 nm de SiO_2 mediante deposición de vapor químico mejorada por plasma (PECVD). Finalmente, se depositó la capa del calentador de espesor 100 nm. Para el caso del ITO, este se depositó mediante *sputtering* y posteriormente se realizó un proceso de *anneal* durante 30 minutos en un horno tubular en una atmósfera de forming gas (4 % H_2 en argón) a 260 °C. En el caso del aluminio se realizó una mezcla a muy baja concentración (0.5 %) de cobre (AlCu). En primer lugar se realizó la fabricación de la muestra de ITO, tras su caracterización los calentadores fueron sustituidos por los de AlCu y finalmente estos se reemplazaron por los de titanio.

Las muestras fabricadas constan de MZI con calentadores sobre ambos brazos, guía recta sin calentador y guías rectas con calentadores de longitud: 250, 500 y 1000 μm . Los calentadores tienen 67 μm de ancho y 250 μm de largo. El ancho de los calentadores tiene un valor alto para minimizar posibles desalineaciones del calentador con la guía. Los pads son del mismo material que el calentador y se utilizan para contactarlo con una fuente de voltaje. Para poder medir tanto la respuesta para polarización TE como TM, se realizaron dos réplicas de las estructuras, cada una con unos grating couplers diseñados a $\lambda = 1550$ nm para polarización TE y TM con el fin de inyectar la luz desde/hacia la fibra mediante acoplamiento vertical. Para realizar la transición de guía ancha del grating (~ 12 μm) a los 500 nm de la guía del MZI se utilizan tapers lineales de 500 μm . La división al 50 % de potencia del modo óptico en los dos brazos del MZI se realiza mediante uniones en Y. La diferencia de longitudes entre ambos brazos del MZI es de ~ 900 μm y la curvatura de la guía se realiza con radios a 90° de 5 μm .

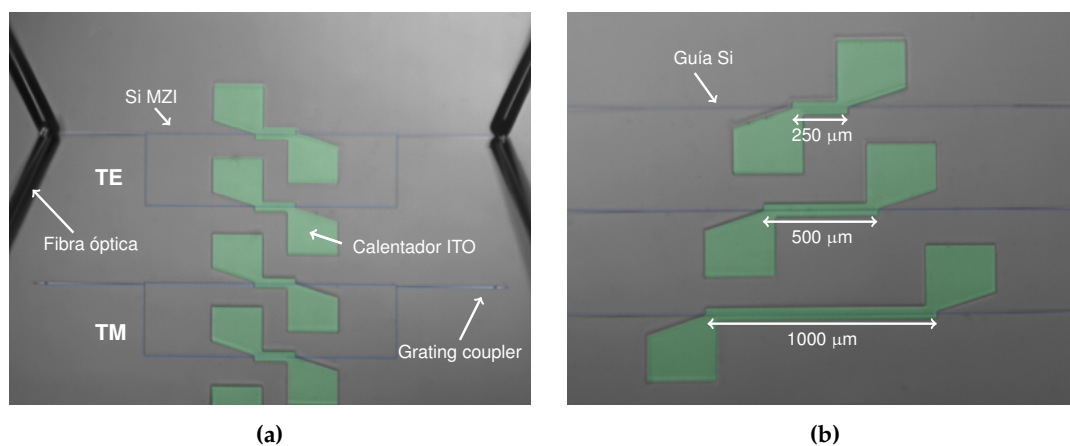


Figura 18: Vista superior de las estructuras de ITO fabricadas. Las guías de silicio (azul) y los calentadores de ITO (verde) han sido resaltadas con un color falso para mayor claridad. **(a)** MZIs. **(b)** Guías rectas.

4.2. Set-up de medida

Para realizar la caracterización de las estructuras fabricadas se utilizó el set-up esquematizado en la Fig. 19. El set-up consta de un láser de cavidad externa sintonizable [Photonetics OSICS ECL-1600] que se utiliza para generar una señal óptica de onda continua en el rango de 1550 a 1570 nm. La potencia de salida del láser se estableció a 0 dBm. La salida del láser se conecta a una fibra óptica monomodo que pasa por un controlador de polarización de ajuste manual [Thorlabs FPC560] con el fin de obtener polarización TE o TM a la entrada de las estructuras. La muestra a testear (DUT) se sitúa succionada con vacío sobre un soporte de 2 ejes. La señal óptica de salida se recoge con un medidor de potencia [Thorlabs PM320E] y un fotodiodo de banda ancha [Thorlabs SC155C]. La corriente DC a los calentadores se suministra mediante un multímetro [Keithley 2440] que actúa como fuente de voltaje. El multímetro se conecta a los pads de los calentadores mediante puntas de DC de muy baja resistencia ($\sim \Omega$) fabricadas en tungsteno [American Probe & Technologies 72T-J3/200]. El láser y el multímetro están conectados a un ordenador mediante GPIB y RS-232, respectivamente. Los barridos en longitud de onda y en voltaje, así como la adquisición de los valores del medidor de potencia óptica se realizan mediante LabVIEW. Por último, una cámara USB actúa como microscopio y se utiliza para tener una imagen en tiempo real de las estructuras y poder alinear correctamente las fibras ópticas sobre los grating coupler y las puntas de DC sobre los pads de los calentadores.

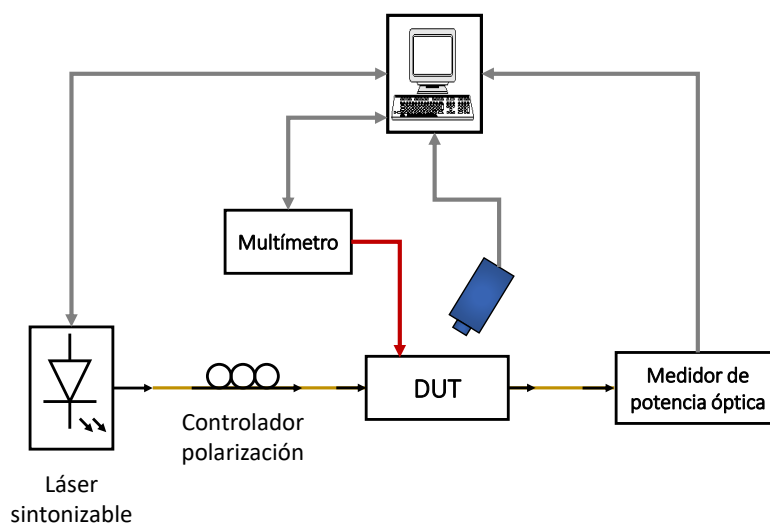


Figura 19: Set-up utilizado para la caracterización eléctrica, óptica y termo-óptica.

4.3. Caracterización eléctrica

La caracterización eléctrica se realizó sobre los calentadores de 250, 500 y 1000 μm . Las curvas I-V se obtuvieron mediante un barrido en voltaje. En la Fig. 20 se muestra los

valores de resistencia obtenidos en función de la potencia eléctrica aplicada. Los valores de $250\ \mu\text{m}$ corresponderían al valor de resistencia de los calentadores utilizados en los MZI. Para el caso del calentador de ITO, su valor de resistencia se sitúa sobre los $7\ \text{k}\Omega$. Las resistencias de los calentadores de Ti y AlCu son 77 y $7\ \Omega$, respectivamente. Observando el valor de resistencia en función de la potencia eléctrica aplicada, el ITO muestra el comportamiento tipo semiconductor mostrando una ligera disminución de su resistencia al incrementar su temperatura debido al aumento de corriente. Por otra parte, la resistencia del titanio y el aluminio aumenta ligeramente al incrementar la potencia eléctrica aplicada sobre estos, observando el comportamiento típico de un metal donde el coeficiente térmico de resistividad es positivo.

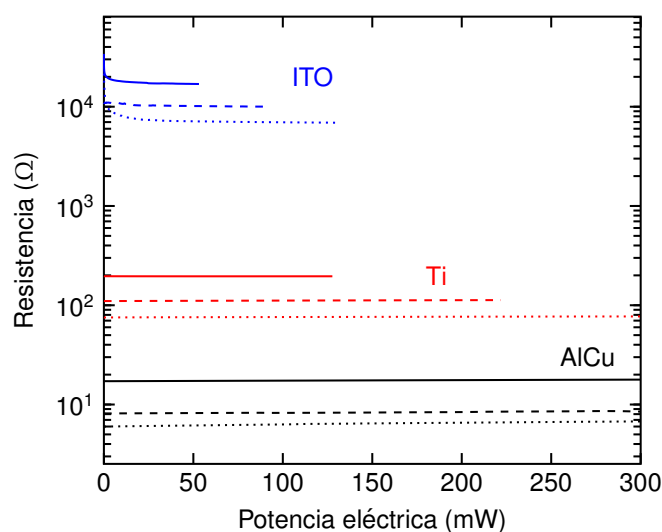


Figura 20: Valores de resistencia en función de la potencia eléctrica aplicada a los calentadores para distintos valores de longitud: $250\ \mu\text{m}$ (línea punteada), $500\ \mu\text{m}$ (línea discontinua) y $1000\ \mu\text{m}$ (línea continua).

En la Fig. 21 se representan los valores medios de resistencia obtenidos en función de la longitud del calentador. Los valores han sido ajustados mediante regresión lineal. El término independiente corresponde con el valor de resistencia de los pads. A partir de la pendiente se puede derivar la resistividad del calentador como $\rho = \alpha S$, donde α es la pendiente del ajuste y S es el área de la sección transversal del calentador ($S = 67\ \mu\text{m} \times 0.1\ \mu\text{m} = 6.7\ \mu\text{m}^2$). En la Tabla 2 se resumen los valores de resistividad obtenidos para los tres materiales. El valor de resistividad obtenido para el ITO es del mismo orden de magnitud y con un valor muy similar al obtenido en la muestra de la sección 2.

Tabla 2: Valores de resistividad de los diferentes calentadores.

	ITO	Ti	AlCu
$\rho\ (\Omega\ \text{cm})$	9.31×10^{-3}	1.08×10^{-4}	1.05×10^{-5}

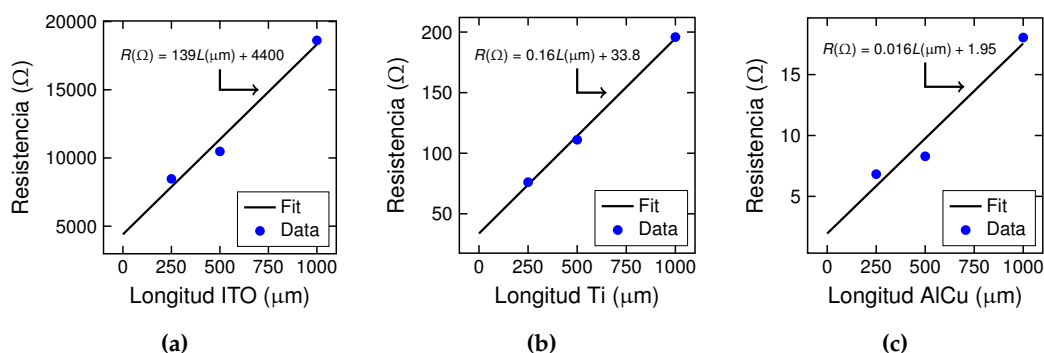


Figura 21: Valores experimentales y ajuste lineal de los valores de resistencia obtenidos para diferentes longitudes de calentador. (a) ITO. (b) Ti. (c) AlCu.

4.4. Caracterización óptica

La caracterización óptica de las estructuras consistió en la obtención de las pérdidas de propagación debidas a los calentadores tanto para polarización TE como TM. Para este fin se obtuvieron los espectros de guías de silicio sin calentador (guías referencia) y guías con calentadores de diferente longitud (250, 500 y 1000 μm). Excepto para el caso de los calentadores de ITO en los que solo se tienen valores de 250 y 1000 μm. Los espectros se tomaron mediante un barrido en longitud de onda entre 1550 y 1570 nm con un paso de 0.2 nm.

En la Fig. 22 se muestran los espectros de las guías de referencia para TE y TM. Para el caso de TE se obtienen grandes caídas de potencia en la respuesta, las cuales son atribuidas a la formación de burbujas de aire en los dientes de los gratings al realizar el depósito de SiO₂, lo que provocaría reflexiones dentro de la estructura del grating. Este tipo de respuesta se encuentra en todos los gratings TE en la muestra. Como consecuencia, la respuesta de los diferentes gratings de TE presenta muy poca correlación y dificulta la obtención de las pérdidas de propagación para esta polarización. La respuesta original del grating correspondería a la envolvente debido a que las burbujas de aire actuarían como una cavidad resonante a ciertas longitudes de onda. En la respuesta de los gratings de TM no se aprecian estas caídas de potencia en la respuesta, esto es atribuido a dos factores; el primero es que el periodo entre diente del grating es superior que en los gratings de TM por lo que es más sencillo que al depositar el SiO₂ se rellene completamente las zonas atacadas del grating, la segunda es el menor confinamiento del modo en TM que en TE, esto resulta en una menor interacción con cualquier tipo de defecto en los dientes del grating. Finalmente, el pequeño rizado que se aprecia es debido a las reflexiones de Fresnel que se producen en la interfaz fibra/aire. Así, en el caso de TM se ha trabajado directamente sobre las mediciones realizadas.

En la Fig. 23 se muestra la respuesta la potencia óptica recogida a la salida (TE y TM) en el espectro para las diferentes longitudes y material del calentador. En los casos de polarización TE se muestra la envolvente de la respuesta obtenida. En principio, las pérdidas totales debidas al desacoplo entre la guía de silicio con y sin calentador

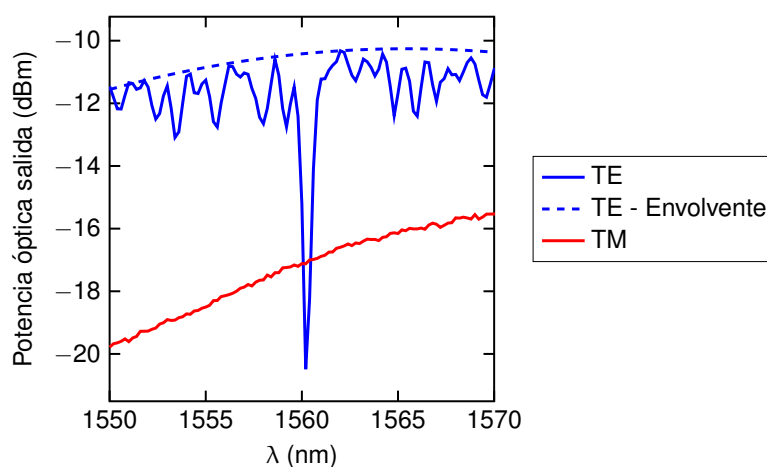


Figura 22: Respuesta de las guías de pérdidas de referencia TE y TM (guías sin calentador) en función de la longitud de onda.

(pérdidas de inserción) y a la absorción del modo óptico provocada por el calentador (pérdidas de propagación) se obtendrán como la diferencia entre la respuesta de la guía de referencia y el caso de guía con calentador.

En el caso de los calentadores de ITO se obtienen unas pérdidas totales entre 10 y 20 dB para TE (Fig. 23a) y unos 15 dB para TM (Fig. 23d). La variación entre los valores de TE es debido a que la respuesta de los gratings en las guías con calentadores está descentrada respecto a la guía de referencia. Para el caso de TM, las pérdidas son prácticamente constantes en el espectro ya que los gratings se encuentran centrados alrededor de la misma longitud de onda.

En la Fig. 23b se muestra la respuesta de los calentadores de AlCu para polarización TE, las pérdidas se sitúan sobre los 2 dB, mientras que para polarización TM están entre 2 y 4 dB (ver Fig. 23e) fijándonos únicamente en los casos de $L = 250$ y 500 μm . El caso del calentador de 1000 μm presenta unas pérdidas muy superiores que no pueden ser atribuidas únicamente al calentador.

Finalmente, en la Fig. 23c se muestra la respuesta de los calentadores de titanio, las pérdidas obtenidas son de 10 dB aprox. La respuesta para polarización TM no se pudo medir debido a las altas pérdidas por absorción del titanio haciendo que la señal de salida tuviese una potencia por debajo del fondo de ruido del fotodiodo (~ 65 dBm).

Las pérdidas de propagación debidas a la absorción de la luz por el calentador en función de λ se muestran en la Fig. 24. Las pérdidas de propagación se pueden obtener como la pendiente del ajuste lineal de la potencia de salida medida en función de la longitud del calentador. El término independiente del ajuste correspondería a las pérdidas debidas a los gratings, las pérdidas de propagación de la propia de guía de silicio debido rugosidades en sus paredes y el desacoplo en la transición guía con y sin calentador. Para el caso de polarización TE, estas se han obtenido sobre la envolvente de la respuesta medida mientras que para TM se ha calculado directamente sobre los valores medidos.

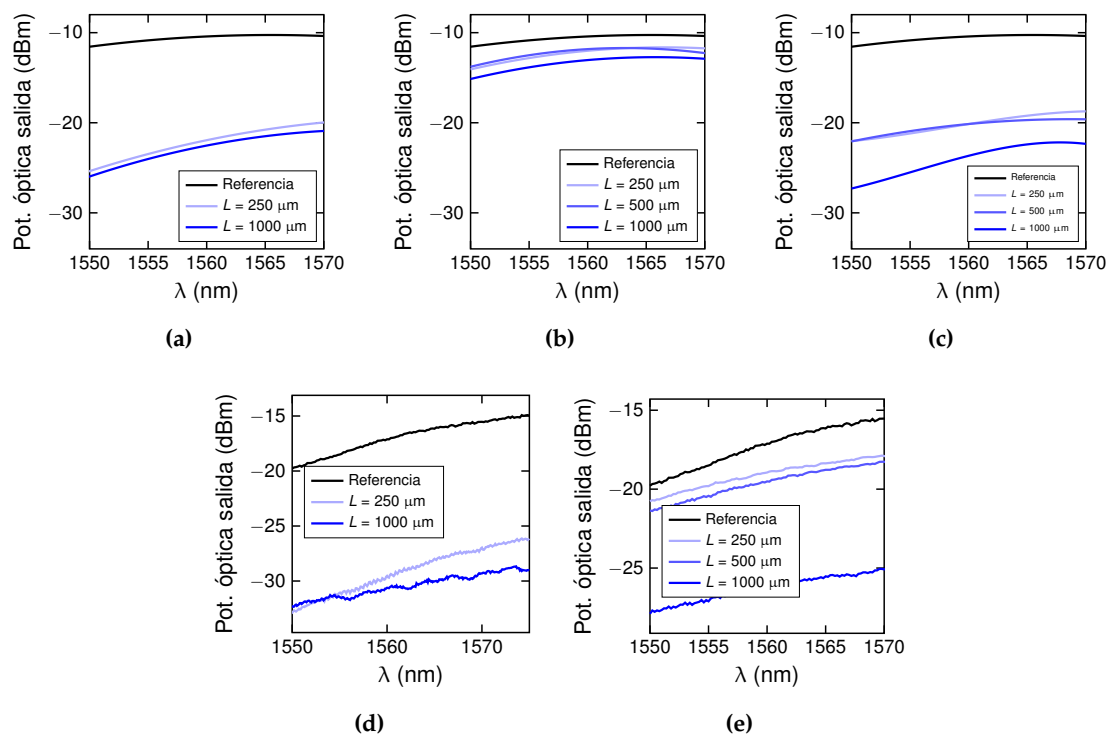


Figura 23: Respuesta de las guías de pérdidas en función de la longitud de onda. **(a)** TE-ITO. **(b)** TE-AlCu. **(c)** TE-Ti. **(d)** TM-ITO. **(e)** TM-AlCu.

Para los calentadores de ITO (Fig. 24a) se obtienen unas pérdidas de propagación de 0.001 dB/μm para el caso de polarización TE. Si nos fijamos en TM, las pérdidas presentan una variación significativa en función de la longitud de onda en comparación con TE, llegando a obtener valores negativos. Este hecho es debido a que los espectros de los gratings de TM presentan una respuesta ligeramente diferente y se llegan a superponer. Las pérdidas medias en el rango de 1555 a 1770 nm se sitúan en 0.0023 dB/μm.

Para el caso de AlCu (Fig. 24b), los valores de pérdidas de propagación están cerca de 0.002 dB/μm para TE y 0.0025 dB/μm para TM. En este último caso, el ajuste se ha realizado únicamente para los calentadores de 250 y 500 μm. Las pérdidas del calentador de 1000 μm tiene unas pérdidas mucho mayores que no se pueden atribuir únicamente a un efecto de absorción óptica por el calentador, por tanto no son incluidas en el ajuste.

Por último, para el caso del calentador de titanio, las pérdidas de propagación se encuentran entre 0.004 y 0.008 dB/μm como se muestra en la Fig. 24c. Esta variación se debe a que los gratings utilizados correspondientes a las guías con calentadores de diferente longitud presentan una respuesta espectral diferente (ver Fig. 23a).

Los valores obtenidos de pérdidas de propagación presentan una tendencia acorde a lo visto en simulación. En el caso del titanio se observa que es el calentador que presenta mayores pérdidas de propagación tanto en TE como en TM, no pudiendo medirse este último. Por otra parte, los valores obtenidos para los casos de ITO y

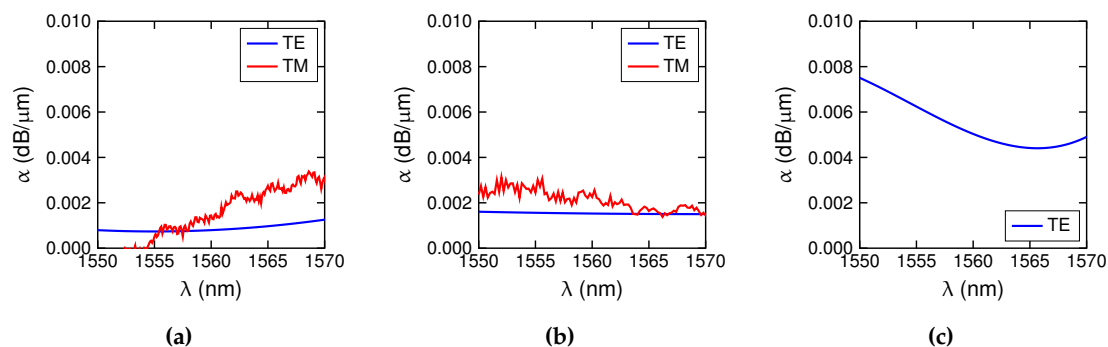


Figura 24: Pérdidas de propagación en función de la longitud de onda. (a) ITO. (b) AlCu. (c) Ti.

AlCu son bastante reducidos, lo que es acorde al utilizar un *gap* de 500 nm. En el caso del ITO se aprecia que los valores experimentales se sitúan por debajo de los obtenidos por simulación, por ello en futuras líneas se podrían fabricar más guías con calentadores de distintas longitudes con el fin de mejorar la precisión del valor experimental obtenido.

4.5. Caracterización termo-óptica

La caracterización termo-óptica de los MZI con calentadores consistió en obtener el espectro de las estructuras para diferentes potencias eléctricas aplicadas sobre el calentador del brazo largo del MZI. El espectro se obtuvo tanto para polarización TE como TM en las regiones del espectro que presentaban el mejor compromiso de pérdidas, relación de extinción y ruido de la señal.

En la Fig. 25 se muestra la respuesta obtenida para el MZI de TE. El MZI con calentador de ITO presenta un FSR de 665 pm y una relación de extinción (ER) de 14 dB. En el caso del aluminio el FSR es de 620 pm y presenta una relación de extinción de 12 dB. Por último el FSR del MZI con titanio es de 630 pm y la relación de extinción es de 4.5 dB. Tanto el MZI con ITO como con AlCu presentan una relación de extinción muy parecida, sin embargo para el caso del titanio nos encontramos una ER muy pobre, esto se atribuye a que los calentadores de titanio no presentan las mismas pérdidas en los dos brazos del MZI. Por otra parte, los valores de FSR deberían coincidir en los tres casos si el calentador no afectase al modo óptico y con los valores de simulación (620 pm), por lo que esta diferencia puede ser un indicador de que el calentador influye sobre el modo óptico.

Las mediciones obtenidas para el caso del MZI de TM se muestran en la Fig. 26. Para los calentadores basados en ITO se obtiene un FSR de 695 pm y una ER de 15 dB. En el caso del AlCu el FSR es de 700 pm y presenta una ER de 20 dB. La respuesta del MZI con titanio no pudo ser obtenida debido a las altas pérdidas inducidas por el metal. Diferencias entre la ER del ITO y el AlCu se pueden explicar desde el punto de vista de interacción del modo óptico con el calentador. La interacción del modo es mayor con el ITO que con el AlCu por lo que pequeñas diferencias a nivel de pérdidas

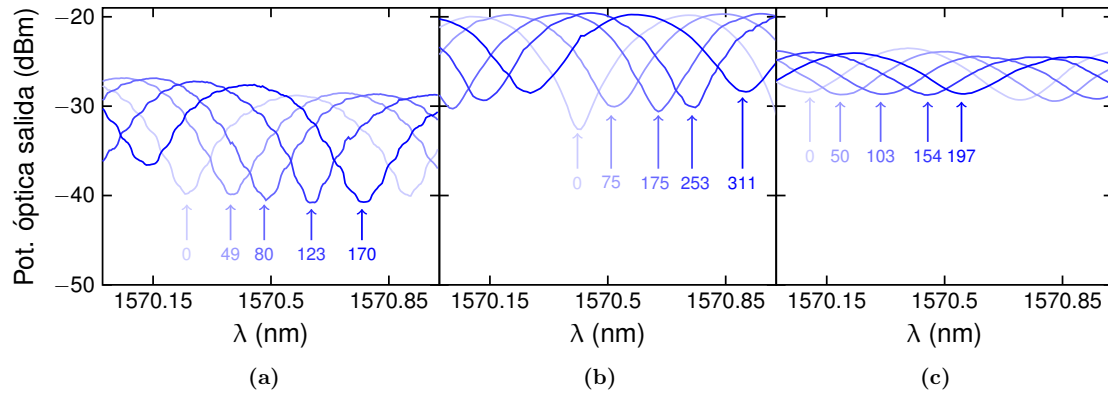


Figura 25: Respuesta experimental del MZI para polarización TE para distintos valores de consumo. Los valores de consumo están indicados en mW. **(a)** ITO. **(b)** AlCu. **(c)** Ti.

entre los calentadores de ambos brazos es más notoria en el caso del ITO que de AlCu. Por otra parte, el valor de FSR que se obtiene por simulación (675 pm) presenta ligeras discrepancias con el experimental tanto para ITO como AlCu de igual forma que en el MZI de TE lo que viene a confirmar la existencia de interacción entre el modo óptico y el calentador.

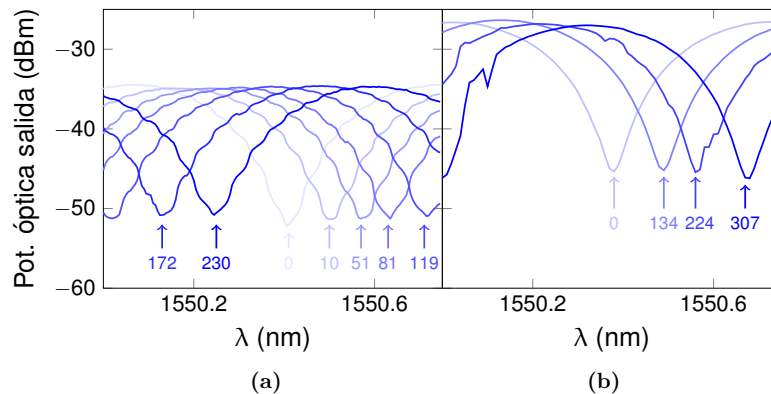


Figura 26: Respuesta experimental del MZI para polarización TM para distintos valores de consumo. Los valores de consumo están indicados en mW. **(a)** ITO. **(b)** AlCu.

Por último, en la Fig. 27 se muestra el incremento de fase inducido por el calentador en función del consumo. El incremento de fase se ha obtenido de acuerdo a la Ec. 18, donde el valor del FSR y $\Delta\lambda$ son los correspondientes a las medidas experimentales. De acuerdo a la teoría, la variación de fase debe presentar una dependencia lineal con la temperatura del silicio. Esto se puede comprobar viendo que los valores experimentales presentan un buen ajuste al realizar una regresión lineal de los mismos.

En la Tabla 3 se resumen los valores de consumo necesarios para obtener un desfase de π rad (P_π). Los calentadores basados en ITO son los más eficientes para ambas polarizaciones. El titanio es el segundo más eficiente en polarización TE, sin embargo

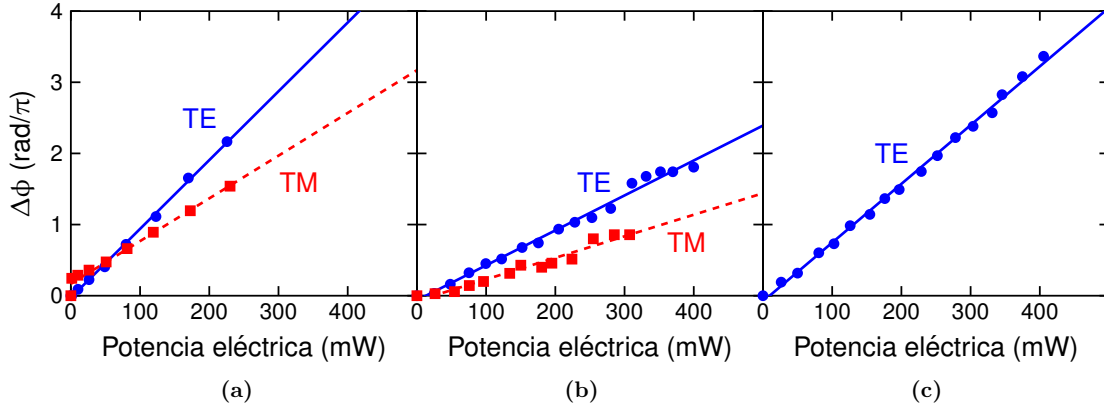


Figura 27: Valores experimentales (puntos) y ajuste (línea continua) del incremento de fase (TE y TM) en función de la potencia eléctrica aplicada en los calentadores. **(a)** ITO. **(b)** AlCu. **(c)** Ti.

debido a sus altas pérdidas no es posible obtener unos valores para TM. Por último, el aluminio dobla (TE) y triplica (TM) los consumos de ITO. Esta baja eficiencia del aluminio es atribuida a su alta conductividad térmica en comparación con la del ITO.

Como se puede comprobar, los valores de consumo obtenidos son bastante altos, sin embargo, hay que recordar que el ancho del calentador es más de dos órdenes de magnitud superior al de la guía, de forma que el calor no se concentra en esta. Mediante una reducción de la anchura del calentador y ajustando los procesos de fabricación se espera que los valores de consumo obtenidos se reduzcan significativamente.

Tabla 3: Valores de P_π de los calentadores para polarización TE y TM.

	ITO	AlCu	Ti
P_π^{TE}	106 mW	204 mW	121 mW
P_π^{TM}	139 mW	330 mW	–

5. Conclusiones

En este trabajo hemos examinado la eficiencia del óxido de indio y estaño como calentador y comparado su respuesta con el aluminio y el titanio. En un primer paso se han estudiado las propiedades ópticas y eléctricas del ITO en función de los procesos de fabricación ajustando valores de permitividad/índice obtenidos por elipsometría al modelo de Drude. Los resultados obtenidos en esta parte muestran que la mayor estabilidad de los parámetros de Drude con la temperatura de *anneal* se obtiene para una atmósfera de forming gas. Por otra parte, la introducción de oxígeno en el proceso de *sputtering* resulta en un aumento de la resistividad del ITO. A partir de estos resultados, se determinaron las condiciones de fabricación del ITO para su uso como calentador (Ar-Fg @ $T_{\text{anneal}} = 260 \text{ }^\circ\text{C}$).

Una vez elegido el proceso de fabricación del ITO, se procedió al diseño de la estructura guía-calentador. En este segundo paso se determinó el *gap* óptimo entre la guía y el calentador. Además, se modeló la planicidad del calentador para casos donde el valor del *gap* es reducido. De esta forma, se obtuvieron mediante simulación las pérdidas de propagación tanto para polarización TE como TM en función del valor de *gap* y el grado de planicidad. Los resultados muestran que el valor del módulo de la permitividad del calentador influye de forma significativa en las pérdidas de propagación del modo óptico. De esta forma, se escogió un *gap* de 500 nm como compromiso entre pérdidas ópticas y consumo eléctrico.

Por último, se procedió a caracterizar de forma experimental tanto eléctrica, óptica y termo-ópticamente los calentadores diseñados. Para este fin, se fabricaron calentadores basados en ITO, aluminio y titanio sobre una estructura tipo Mach-Zehnder. Además, se incluyeron guías rectas con calentadores de diferentes longitudes para estimar las posibles pérdidas de propagación. La caracterización eléctrica muestra un valor de resistividad $\sim 10^{-2} \Omega \text{ cm}$, en concordancia con los valores obtenidos en la caracterización a nivel de material. Las medidas de pérdidas de propagación son acordes a los resultados de simulación. El titanio presenta las mayores pérdidas mientras que para el caso del ITO y aluminio son reducidas. Finalmente, la caracterización termo-óptica muestra que los calentadores basados en ITO son los que presentan un menor consumo eléctrico para obtener un cambio de fase de π rad. En comparación con el aluminio, los calentadores de ITO son hasta tres veces más eficiente en términos de consumo. Por otro lado, los calentadores basados en titanio presentan un peor consumo y más pérdidas de propagación en comparación con los de ITO.

5.1. Líneas futuras

Como líneas futuras a realizar, en la parte de caracterización del material se propone la realización de medidas basadas en efecto Hall para extraer los valores de la masa efectiva del electrón y la densidad de portadores, ya que en este trabajo se ha asumido un valor de $m^*/m_e = 0.35$. De esta forma, se puede realizar una comparación con los valores derivados a partir de los parámetros de Drude ajustados.

En la parte de diseño se pueden seguir varias líneas. La primera es utilizar otras condiciones de fabricación para obtener un ITO más resistivo y dieléctrico con el fin de disminuir el consumo eléctrico. La segunda pasa por realizar una optimización de la arquitectura guía-calentador mediante la reducción de la anchura del calentador. Por último, se propone aumentar el número de guías rectas con calentador con el fin de obtener una mayor precisión en el valor experimental de las pérdidas de propagación.

Finalmente, respecto a la parte de caracterización, se propone modificar el set-up de medida para obtener la velocidad de operación del dispositivo. Además, en función de resultados obtenidos se puede investigar su aplicación en el diseño de nuevos dispositivos fotónicos.

Agradecimientos

Este trabajo está enmarcado dentro del proyecto TEC2016-76849 METALONIC (MINECO/FEDER, UE), al cual el autor agradece la financiación recibida.

Quiero agradecer en primer lugar al profesor Pablo Sanchis su inestimable ayuda en la realización de este trabajo. La disponibilidad, constante supervisión y numerosas reuniones que hemos tenido han hecho este trabajo muy enriquecedor. Gracias también a Juan Hurtado, por realizar la fabricación y proporcionar los valores experimentales del ITO utilizados en este trabajo, así como sus comentarios sobre los procesos de fabricación. Mis compañeros del NTC también se merecen un hueco en este apartado por sus valiosos *inputs* y su total predisposición a ofrecer ayuda.

Finalmente, muchas gracias a mi familia por todo.

Jorge

Valencia, 11 de septiembre de 2018.

Referencias

- [1] Ma, Z., Li, Z., Liu, K., Ye, C. & Sorger, V. J. Indium-Tin-Oxide for High-performance Electro-optic Modulation. *Nanophotonics* **4**, 198–213 (2015).
- [2] Lee, H. W. *et al.* Nanoscale conducting oxide PlasMOSfor. *Nano Letters* **14**, 6463–6468 (2014).
- [3] Guo, P., Schaller, R. D., Ketterson, J. B. & Chang, R. P. Ultrafast switching of tunable infrared plasmons in indium tin oxide nanorod arrays with large absolute amplitude. *Nature Photonics* **10**, 267–273 (2016).
- [4] Feigenbaum, E., Diest, K. & Atwater, H. A. Unity-order index change in transparent conducting oxides at visible frequencies. *Nano Letters* **10**, 2111–2116 (2010).
- [5] Alam, M. Z., Alam, M. Z., Leon, I. D. & Boyd, R. W. Large optical nonlinearity of indium tin oxide in its epsilon-near-zero region. *Science* **0330**, 0–5 (2016).
- [6] Vasudev, A. P., Kang, J.-H., Park, J., Liu, X. & Brongersma, M. L. Electro-optical modulation of a silicon waveguide with an epsilon-near-zero material. *Optics Express* **21**, 26387 (2013).
- [7] Zhao, H., Wang, Y., Capretti, A., Dal Negro, L. & Klamkin, J. Broadband electroabsorption modulators design based on epsilon-near-zero indium tin oxide. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **21** (2015).
- [8] Latzel, M. *et al.* Modeling the dielectric function of degenerately doped ZnO:Al thin films grown by ALD using physical parameters. *Optical Materials Express* **5**, 1979 (2015).
- [9] Cleary, J. W., Smith, E. M., Leedy, K. D., Grzybowski, G. & Guo, J. Optical and electrical properties of ultra-thin indium tin oxide nanofilms on silicon for infrared photonics. *Optical Materials Express* **8**, 92–101 (2018).

-
- [10] Komma, J. *et al.* Thermo-optic coefficient of silicon at 1550 nm and cryogenic temperatures. *Applied Physics Letters* **041905**, 4–8 (2016).
- [11] Bahadori, M. *et al.* Thermal Rectification of Integrated Microheaters for Microring Resonators in Silicon Photonics Platform. *Journal of Lightwave Technology* **36**, 773–788 (2018).
- [12] Li, H. Refractive index of Silicon and Germanium and its Wavelength and Temperature Derivatives. *J. Phys. Chem. Ref. Data* **9**, 561–658 (1980).
- [13] Kischkat, J. *et al.* Mid-infrared optical properties of thin films of aluminum oxide, titanium dioxide, silicon dioxide, aluminum nitride, and silicon nitride. *Appl. Opt.* **51**, 6789–6798 (2012).
- [14] Atabaki, A. H., Shah Hosseini, E., Eftekhar, A. A., Yegnanarayanan, S. & Adibi, A. Optimization of metallic microheaters for high-speed reconfigurable silicon photonics. *Optics Express* **18**, 18312 (2010).
- [15] The Engineering ToolBox. Metals and Alloys - Densities (2004).
- [16] The Engineering ToolBox. Specific Heat of Common Substances (2003).
- [17] The Engineering ToolBox. Thermal Conductivity of Metals (2005).
- [18] Johnson, P. & Christy, R. Optical constants of transition metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd. *Physical Review B* **9**, 5056–5070 (1974).
- [19] Rakić, A. D. Algorithm for the determination of intrinsic optical constants of metal films: application to aluminum. *Applied Optics* **34**, 4755 (1995).
- [20] Tian, H. *et al.* Transparent, flexible, ultrathin sound source devices using Indium Tin oxide films. *Applied Physics Letters* **99**, 043503 (2011).
- [21] Brinzari, V. I., Cocemasov, A. I., Nika, D. L. & Korotcenkov, G. S. Ultra-low thermal conductivity of nanogranular indium tin oxide films deposited by spray pyrolysis. *Applied Physics Letters* **110** (2017).
- [22] Reed, G. T. *Silicon Photonics: The State of the Art* (John Wiley & Sons, Ltd, 2008).

A. Publicaciones

Indium tin oxide heaters for thermo-optic tuning of silicon photonics circuits

(Student paper)

Jorge Parra⁺, Irene Olivares, Juan Hurtado, Pablo Sanchis*
Nanophotonics Technology Center, Universitat Politècnica de València
e-mail: ⁺jorpargo@ntc.upv.es,*pabsanki@ntc.upv.es

ABSTRACT

Indium tin oxide (ITO) heaters are designed, fabricated and experimentally characterized for tuning silicon photonic structures by means of the thermo-optic effect in silicon. The intrinsic properties of lower optical losses and higher resistivity compared to some metals, like aluminium (Al), allows to significantly improving the electrical power consumption of the heater. Therefore, an around three times reduction of power consumption with respect to AlCu based heaters is demonstrated for both TE and TM polarization operation in silicon photonic circuits.

Keywords: silicon photonics, indium tin oxide (ITO), thermo-optic, heater, tuning.

1 INTRODUCTION

Indium tin oxide (ITO) is a well-known transparent conducting oxide characterized by having both optical transparency and electrical conductivity and the possibility of processing thin-films with high quality. Therefore, ITO has been widely investigated and used for many applications such as displays or solar cells. In the last years, ITO has also been the subject of an increasing research interest to enhance the performance of non-linear and electro-optical functionalities in silicon photonics devices [1–3]. ITO can provide an extraordinary tuning and modulation of their permittivity at optical wavelengths by changing the carrier concentration [4]. Furthermore, an epsilon-near-zero (ENZ) regime, where the material undergoes a transition between a dielectric and a metallic response, can also be achieved to significantly enhance the variation of the optical properties [5–7].

In this paper, to the best of our knowledge, we propose and investigate for the first time the use of ITO to implement efficient heaters for silicon photonics circuits by exploiting its singular optical and electrical properties. Furthermore, the ITO heater performance is analyzed and compared with respect to conventional heaters based on aluminium and the power consumption reduction is experimentally characterized for both TE and TM polarizations.

2 DESIGN

The designed structure comprises a silicon 500×220 nm strip waveguide fully surrounded by SiO_2 with a 100 nm thick ITO layer on top of the silica upper cladding working as a heater. Silicon heating can be achieved by applying a DC voltage at the ends of the ITO electrode. Thus, heat arises from Joule losses and it is transferred to the silicon waveguide through SiO_2 .

At this point, the design strategy focused on the influence of a non-planar ITO layer and the variation of the effective index of the mode as a function of the waveguide heating. Due to fabrication processes, the SiO_2 upper cladding in which lies the ITO is not perfectly planar, as a result the propagated mode is more likely to interact with the ITO, which may derive in an increase of absorption loss. Both influence of planarity and thermo-optic effect were analyzed by simulation using a full-vectorial finite element method commercial software (FemSIM-RSoft). Simulations were carried out for 1550 nm wavelength. For this wavelength, silicon and SiO_2 refractive indices were set to 3.476 and 1.444, respectively.

On the other hand, although ITO refractive index can be analytically calculated from Drude model because of its n-type heavily doping, some parameters from the model such as free carrier density (N) are fabrication dependent. Therefore, ITO index was obtained from in-house fabricated samples by means of ellipsometry. Hence, the ITO index value is found at $1.140 + j0.393$, which according to Drude model corresponds to $N \approx 5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. For this value, ITO is close to the epsilon-near-zero (ENZ) regime but behaves like an insulator, since $\text{Re}(\epsilon) > 0$.

Such as mentioned planarity is not straightforward to define. In this work, we have described a simplified model governed by a normalized adimensional term. The cross-section shape of the ITO is modelled like a Gaussian shape with an amplitude value equal to the gap between the waveguide and the heater. Accordingly, for any planarity, the formed protuberance, i.e, the Gaussian shape, is fully assembled within the waveguide width. Then, as the planarity term increases the ‘variance’ of the protuberance goes to infinity forming a perfect planar layer. Figs. 1a and 1b depict the cross-section of the structure for two planarity cases, while Fig. 1c shows SEM image of the waveguide cross-section for a gap of 200 nm.

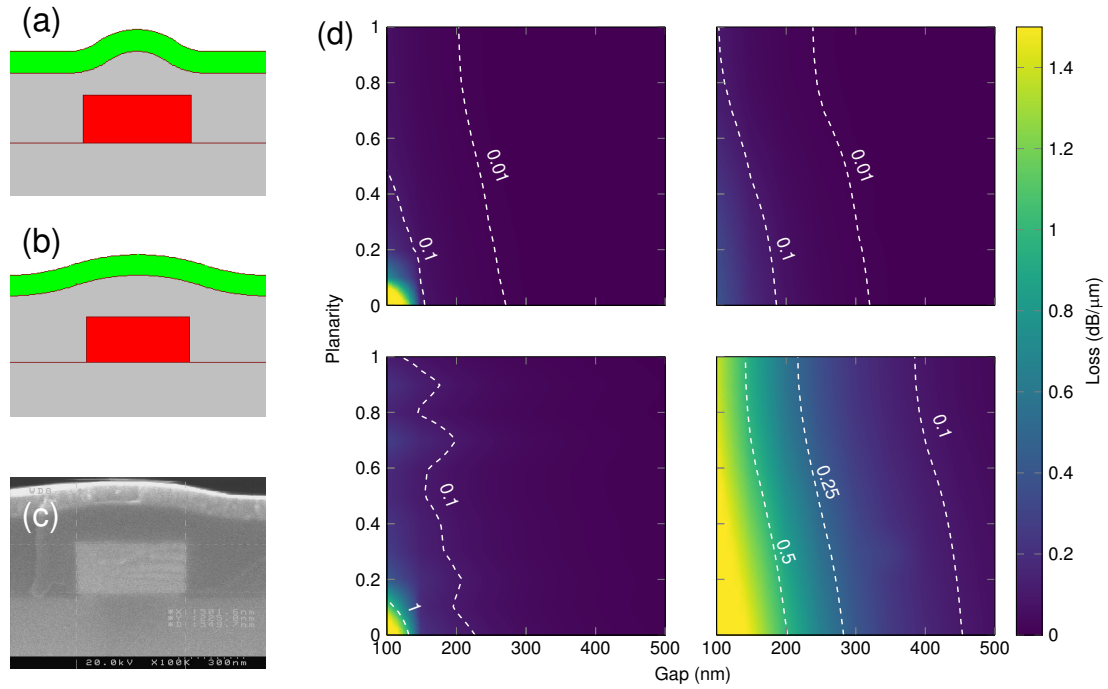


Figure 1: Cross-section of the structure for different planarity values. (a) Planarity = 0.2. (b) Planarity = 0.6. (c) SEM image of waveguide cross-section with ITO on top and with a gap of 200 nm. (d) Mode loss due to material absorption, upper and lower rows for fundamental TE and TM modes, respectively. Aluminum corresponds to first column while ITO is the second one. Aluminum simulations were calculated for a refractive index of $1.579 + j15.658$.

We also compare by simulation the performance of ITO with aluminium in terms of mode loss due to the material absorption. In Fig. 1d optical losses of the fundamental mode due to absorption are compared between the two materials as a function of the gap between the waveguide and the heater, and its planarity. Although aluminium is the material with the largest imaginary index part ($\kappa = 15.658$), it can be seen that is the one that provides the lowest loss. We should recall that, because the high $|\varepsilon| = 247.665$ the field penetration within the aluminium is almost negligible, and hence the evanescent electrical field of the mode only interacts with the heater interface. Following the same reasoning, the mode loss for the ITO case can be explained by the proximity to the ENZ regime. In this case, since $|\varepsilon_{\text{SiO}_2}| > |\varepsilon_{\text{ITO}}|$ ($2.085 > 1.454$), the mode penetrates through the ITO layer and hence loss due to absorption arises despite the size of the gap. Furthermore, this reasoning can be also confirmed by examining the influence of the heater planarity. It has to be noted that, as N can be controlled by changing fabrication parameters, mode loss will diminish as N decreases, enabling a reduction of the silicon-ITO gap, which will improve the heater efficiency. For the ITO case, mode loss becomes almost planarity independent for gaps beyond 400 nm for TE and 500 nm for TM polarization. As a result, we set to 500 nm the spacer between the waveguide and the ITO layer for the fabricated structure.

3 FABRICATION & EXPERIMENTAL RESULTS

The silicon photonic structures were firstly fabricated by e-beam lithography and reactive ion etching (ICP/RIE). A 500 nm thick SiO_2 cladding was then deposited by PECVD. Finally, a 100 nm thick ITO layer was deposited by sputtering and a post-annealing process was carried out for 30 minutes in a tubular oven in forming gas (4% H_2 in Ar) atmosphere at 260 °C.

A Mach-Zehnder structure was used to extract the phase shift induced in the silicon waveguide by the ITO heaters (see Fig. 2a). Different grating coupler for TE and TM polarizations were used to couple light from/to an optical fiber. The width of the ITO heaters was fixed to 67 μm with a length of 250 μm . For those ITO heaters we obtained a resistance of 6.9 k Ω .

The achieved phase shift from the experimental measurements is shown in Fig. 2b for both polarizations. From these values we can calculate the corresponding power consumption to obtain a phase shift of π radians (P_π). For TE and TM polarization, P_π equals to 106.3 and 138.8 mW, respectively. By means of a linear fitting, we can obtain the slope, i.e., the relation between the power consumption and the optical phase shift. Consequently, these are 0.0097 and 0.0060 rad/($\pi \cdot \text{mW}$) for TE and TM polarization.

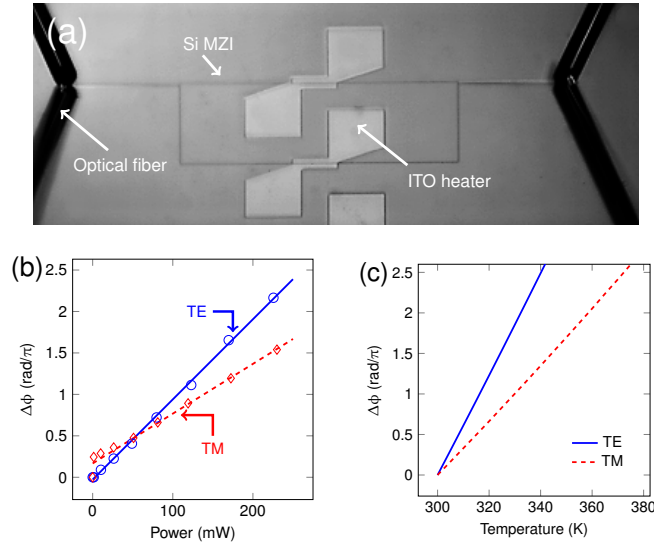


Figure 2: (a) Optical image of silicon MZI with ITO heaters, (b) measured phase shift versus electrical power for TE and TM polarizations and (c) simulated phase shift versus temperature.

Furthermore, from simulation results (see Fig. 2b), we calculated the relation between the waveguide heating and the applied electrical power by relating the obtained slopes from experimental data and simulation. Simulations were carried out taking into account a thermal coefficient of silicon refractive index equal to $1.8 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$. The resulting slopes are $0.0713 \text{ rad}/(\pi \cdot \text{K})$ for TE and $0.0402 \text{ rad}/(\pi \cdot \text{K})$ for TM. Hence, the relation of electrical power and silicon waveguide temperature increment, which should be the same value, is 0.1360 and $0.1493 \text{ K} \cdot \text{mW}^{-1}$ for TE and TM fabricated MZI structures, which are in very good agreement.

Finally, we replaced ITO heaters with AlCu (with a very low concentration, 0.5%, of copper; so refractive index of AlCu is expected to be very similar to Al) in order to compare both performances. For this case, P_π results in 204 mW (TE) and 330 mW (TM). This low efficiency can be explained from the higher thermal conductivity of aluminium in comparison with the ITO one. To confirm this hypothesis, we also measured aluminium heater resistance since both parameters are related. We obtained a value of 6.68Ω (250 μm), which is three orders of magnitude lower than ITO heaters.

4 CONCLUSIONS

In this work we have examined the efficiency of indium tin oxide as a heater and compared its performance with aluminium. The influence of heater planarity was analyzed to obtain the optimum Si-ITO gap. Experimental results showed that ITO is almost three times more efficient than AlCu to achieve a π phase shift. Finally, the power consumption could be drastically reduced by decreasing the width of the heater and optimizing ITO fabrication parameters to reduce the gap between the ITO and the silicon waveguide.

ACKNOWLEDGMENT

Financial support from TEC2016-76849 METALONIC (MINECO/FEDER, UE) is acknowledged. Irene Olivares also acknowledges the Universitat Politècnica de València for funding his research staff training (FPI) grant.

REFERENCES

- [1] Z. Ma, Z. Li, K. Liu, C. Ye, and V. J. Sorger, "Indium-Tin-Oxide for High-performance Electro-optic Modulation", *Nanophotonics*, vol. 4, no. 1, pp. 198–213, 2015.
- [2] H. W. Lee, G. Papadakis, S. P. Burgos, K. Chander, A. Kriesch, R. Pala, U. Peschel, H. A. Atwater, "Nanoscale Conducting Oxide PlasMOSTo", *Nano Lett.*, vol. 14, pp. 6463–6468, 2014.
- [3] P. Guo, R. D. Schaller, J. B. Ketterson, and R. P. H. Chang, "Ultrafast switching of tunable infrared plasmons in indium tin oxide nanorod arrays with large absolute amplitude", *Nat. Photonics*, vol. 10, no. 4, pp. 267–273, 2016.
- [4] E. Feigenbaum, K. Diest, H. A. Atwater, "Unity-order index change in transparent conducting oxides at visible frequencies", *Nano Lett.*, vol.10, pp. 2111–2116, 2010.
- [5] M. Z. Alam, M. Z. Alam, I. De Leon, and R. W. Boyd, "Large optical nonlinearity of indium tin oxide in its epsilon-near-zero region", *Science.*, vol. 330, no. 6287, pp. 0–5, 2016.
- [6] A. P. Vasudev, J.H. Kang, J. Park, X. Liu, M. L. Brongersma, "Electro-optical modulation of a silicon waveguide with an 'epsilon-near-zero' material", *Opt. Express*, vol. 21, pp. 26387, 2013.
- [7] H. Zhao, Y. Wang, A. Capretti, L. Dal Negro, J. Klamkin, "Broadband electroabsorption modulators design based on epsilon-near-zero indium tin oxide", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 21, pp. 3300207, 2015.