

TESIS CARRERA DE DOCTORADO EN CIENCIAS DE  
LA INGENIERÍA

**EFFECTOS NO LINEALES DE ORDEN SUPERIOR EN  
GUÍAS DE ONDA CON PERFILES DE NO  
LINEALIDAD DEPENDIENTES DE LA FRECUENCIA**

**Ing. N. M. Linale**  
**Doctorando**

**Dr. D. F. Grosz**  
Director

**Miembros del Jurado**

Dra. A. Bragas (Universidad Nacional de Buenos Aires)  
Dr. A. Bruchhausen (Instituto Balseiro)  
Dr. C. Padra (Instituto Balseiro)

20 de septiembre de 2022

Departamento de Ingeniería en Telecomunicaciones  
– Centro Atómico Bariloche

Instituto Balseiro  
Universidad Nacional de Cuyo  
Comisión Nacional de Energía Atómica  
Argentina

Inventario 24630  
06/10/2022  
Biblioteca Leo Falicov

A todos los que me han acompañado en este proceso.



# Índice de contenidos

Índice de contenidos	v
Índice de símbolos	vii
Índice de acrónimos	xi
Resumen	xiii
Abstract	xv
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Antecedentes	1
1.2. Respuesta óptica lineal y no lineal	4
1.3. Efectos no lineales de orden superior	6
1.3.1. Self-steepening	6
1.3.2. Scattering de Raman	7
1.4. Limitaciones de la NLSE/GNLSE	8
1.5. La pcNLSE/pcGNLSE	9
1.6. Medición de los parámetros no lineales de orden superior	10
1.7. Absorción de dos fotones	11
1.8. Resumen	12
<b>2. Análisis de inestabilidad modulacional en la pcGNLSE</b>	<b>13</b>
2.1. Inestabilidad modulacional en la NLSE	13
2.1.1. Análisis geométrico de la $g_{MI}$ para la NLSE	15
2.2. Inestabilidad modulacional en la pcNLSE	16
2.2.1. La ganancia de IM	16
2.2.2. Resultados	17
2.2.3. Análisis geométrico de la $g_{MI}$ para la pcNLSE	18
2.2.4. Resultados	18
2.3. Regímenes de ganancia de banda estrecha y ultra ancha	19
2.3.1. Resultados	20

2.4. Inestabilidad modulacional en la pcGNLSE . . . . .	22
2.4.1. Resultados . . . . .	24
2.5. Resumen del capítulo . . . . .	24
<b>3. Dinámica de solitones en la pcGNLSE</b>	<b>27</b>
3.1. Introducción . . . . .	27
3.2. Solitones en la GNLSE . . . . .	28
3.3. Solitones en la pcGNLSE . . . . .	30
3.4. Régimen de pulsos cortos . . . . .	32
3.5. Efecto de $\gamma_2$ . . . . .	33
3.6. Resumen del capítulo . . . . .	35
<b>4. Medición de <math>s</math> y <math>f_R</math></b>	<b>37</b>
4.1. Método pulsado . . . . .	37
4.1.1. Estimación de $\gamma_2$ . . . . .	41
4.2. Método CW . . . . .	43
4.3. Comparación de los métodos CW y pulsado . . . . .	47
4.4. Resumen del capítulo . . . . .	48
<b>5. Generación de supercontinuo en nanowires</b>	<b>51</b>
5.1. Nanowires decorados con medios 2D . . . . .	51
5.2. Modelo de parámetros efectivos . . . . .	52
5.3. El rol del SS en la generación de SC . . . . .	59
5.4. Resumen . . . . .	61
<b>6. Conclusiones y perspectivas</b>	<b>63</b>
<b>A. Método de los momentos</b>	<b>67</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>69</b>
<b>Publicaciones asociadas</b>	<b>85</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>89</b>

# Índice de símbolos

$A, \tilde{A}$	Envolvente compleja del campo eléctrico en el dominio del tiempo y de la frecuencia
$A_{\text{eff}}$	Área efectiva del modo
$a_p, C_p, T_p, q_p, \Omega_p, \phi_p$	Parámetros del solitón: amplitud, chirp, ancho, retraso, desvío en frecuencia angular y fase.
$C$	Constante de chirp
$c$	Velocidad de la luz en el vacío
$E$	Campo eléctrico
$f_R$	Contribución fraccional de Raman
$g_{\text{MAX}}, \Omega_{\text{MAX}}$	Ganancia y frecuencia máxima de IM
$\bar{g}, \bar{\Omega}$	Mediciones del pico de ganancia de IM y su frecuencia
$g_{\text{MI}}$	Ganancia de IM
$h_R, \tilde{h}_R$	Respuesta Raman de un medio en el dominio del tiempo y la frecuencia
$I$	Intensidad óptica
$k$	Coefficiente de extinción
$k_P, k_S, k_{\text{AS}}$	Números de onda en las frecuencias $\omega_P, \omega_S, \omega_{\text{AS}}$
$L_{\text{eff}}$	Longitud efectiva de atenuación
$L_D, L_{\text{NL}}$	Longitudes características de dispersión y de no linealidad
$L_{\text{MI}}$	Longitud característica de IM
$N$	Orden del solitón
$n, n_2$	Índices de refracción lineal y no lineal
$\tilde{n}, \hat{n}$	Índices de refracción real y complejo

---

$n_g$	Índice de grupo
$\bar{n}_2$	Índice de refracción no lineal complejo
$P_0$	Potencia del pump
$P^{\text{co}}$	Potencia de cutoff
$S(\omega, x, y)$	Distribución del modo
$s, s_2$	Parámetros de self-steepening de primer y segundo orden
$\hat{s}, \hat{s}_2$	Valores estimados de $s$ y $s_2$
$T_0$	Semiancho $1/e$ del pulso
$T_R$	Tiempo efectivo de la respuesta Raman
$v_g$	Velocidad de grupo
$\hat{\alpha}$	Pérdidas totales
$\alpha, \alpha_2$	Coefficientes de absorción lineal y no lineal
$\alpha_{\text{eff}}$	Coefficientes de absorción efectivo
$\beta$	Dispersión cromática
$\beta_m$	Coefficiente de dispersión de orden $m$
$\beta^{\text{TPA}}$	Coefficiente de absorción de dos fotones
$\gamma$	Parámetro no lineal
$\gamma_m$	Coefficiente no lineal de orden $m$
$\gamma_{\omega}^{\text{Kerr}}, \gamma_{\omega}^{\text{TPA}}$	Coefficientes no lineales Kerr y TPA
$\gamma_P, \gamma_S, \gamma_{AS}$	Coefficientes no lineales a las frecuencias del pump, Stokes y antistokes.
$\Delta k$	Factor de mismatch
$\Delta \bar{\Omega}$	Ancho de banda normalizado de IM
$\Delta_T$	Retraso del solitón. $\Delta_T \equiv q_p$
$\delta\omega$	Frecuencia instantánea
$\delta T$	Retraso relativo a $s_2 = 0$
$\Lambda$	Espesor de la capa 2D
$\Lambda_{\text{Azul}}, \Lambda_{\text{Rojo}}, \Lambda_{\text{Total}}$	Ensanchamiento espectral en la región azul, roja y en todo el espectro.



$\lambda$	Longitud de onda
$\lambda_p, \lambda_0$	Longitud de onda del pump
$\lambda_{ZNW}$	Longitud de onda del cero de no linealidad
$\mu(z)$	Ancho espectral RMS
$\tau_{sh}$	Término de shock
$\tau_1, \tau_2$	Parámetros de la respuesta Raman
$\phi, \phi_{NL}$	Fases lineal y no lineal inducidas por el parámetro de GVD y por SPM, respectivamente
$\chi^{(3)}$	Susceptibilidad de 3 <sup>er</sup> orden
$\Omega$	Frecuencia medida respecto a $\omega_P$
$\tilde{\Omega}$	Frecuencia normalizada, $\tilde{\Omega} = \Omega/\omega_P$
$\Omega_C$	Frecuencia de corte de IM
$\omega$	Frecuencia angular
$\omega_P, \omega_S, \omega_{AS}$	Frecuencia del pump, Stokes y antistokes



# Índice de acrónimos

CW	Onda continua
FDTD	Algoritmo de diferencias finitas en el dominio del tiempo
FWM	Mezcla de cuatro ondas
GDR	Ganancia dominada por Raman
(G)NLSE	Ecuación no lineal de Schrödinger (generalizada)
GVD	Dispersión de la velocidad de grupo
IM	Inestabilidad modulacional
MIR	Infrarrojo medio
MNP	Nanopartículas metálicas
NIR	Infrarrojo cercano
NIM	Metamateriales con índices de refracción no lineal negativos
OG	Óxido de grafeno
PCF	Fibra de cristal fotónico
pc(G)NLSE	Ecuación no lineal de Schrödinger (generalizada) photon-conserving
PON	Red óptica pasiva
RIFS	Corrimiento en frecuencia inducido por Raman
RMS	Valor cuadrático medio
SC	Supercontinuo
SNR	Relación señal-ruido
SPM	Automodulación de fase
SS	Self-steepening
SSFS	Desplazamiento en frecuencia del solitón

SSMF	Fibra óptica monomodo estándar
TPA	Absorción de dos fotones
WDM	Multiplexación por división de longitud de onda
ZNW	Longitud de onda del cero de no linealidad

# Resumen

En las últimas décadas el campo de la óptica no lineal suscitó un marcado interés, tanto en la comunidad científica como en la industria, debido a las ventajas que presentan los dispositivos fotónicos frente a los electrónicos en términos de su enorme ancho de banda y de su potencial bajo consumo. Además de ser compatibles con la fabricación de semiconductores, la respuesta no lineal de estos dispositivos permite la generación de procesos ópticos de enorme relevancia tecnológica como la generación de supercontinuo, la generación de peines de frecuencia (Premio Nobel de Física 2005) o la generación de fotones únicos. Por estos motivos, cobra una gran relevancia el estudio de los medios y guías de onda no lineales y la propuesta de modelos para su análisis. En este sentido, la ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE, por su sigla en inglés) ha sido utilizada durante décadas para el análisis de los mismos y está respaldada por una fuerte validación experimental, como así también la variante generalizada de la NLSE, la GNLSE, que se utiliza para modelar contribuciones no lineales de orden superior. Estos revisten especial interés en los procesos que impliquen la generación de espectros anchos, en los cuales la respuesta no lineal del medio depende de la frecuencia. No obstante, tanto la NLSE como la GNLSE resultan inadecuadas para representar estos procesos, ya que no garantizan la correcta descripción de magnitudes físicas elementales del campo electromagnético como la energía y número de fotones.

En esta tesis se estudian dos efectos ópticos no lineales de orden superior, el *self-steepening* y el *scattering* de Raman, en el contexto de dos ecuaciones que conservan el número de fotones en presencia de una respuesta no lineal con una dependencia arbitraria de esta con la frecuencia: la pcNLSE y la pcGNLSE, las cuales fueron derivadas en el ámbito de nuestro grupo de investigación. En el Capítulo 1 se introducen los conceptos básicos de la óptica no lineal y se explica la importancia de considerar la dependencia con la frecuencia del coeficiente de no linealidad de las guías de onda al modelar procesos de generación de espectros anchos. Luego, se detallan las limitaciones de la NLSE/GNLSE y se introducen las ecuaciones pcNLSE/pcGNLSE. En el Capítulo 2 se analiza la inestabilidad modulacional, un efecto que surge al aplicar campos electromagnéticos de intensidad constante (CW) a medios no lineales y dispersivos, y se estudia el impacto del parámetro de self-steepening,  $s$ , y de la contribución fraccional de Raman,  $f_R$ .

Posteriormente, en el Capítulo 3, se analiza el rol de ambos parámetros en la propagación de solitones con la pcNLSE/pcGNLSE. Luego, en el Capítulo 4, se proponen dos esquemas para la medición de  $s$  y  $f_R$ , uno CW y otro pulsado; además, se propone un esquema para estimar el parámetro de self-steepening de segundo orden. En el Capítulo 5 se estudia la generación de supercontinuo en materiales de relevancia en óptica integrada, como lo son los *nanowires* recubiertos con medios bidimensionales, particularmente con grafeno u óxido de grafeno; también se analiza el rol del self-steepening en el proceso de generación de supercontinuo, encontrando que existe un valor óptimo de  $s$  que maximiza el ancho de banda producido. Finalmente, en el Capítulo 6 se presentan las conclusiones y perspectivas.

**Palabras clave:** ÓPTICA NO LINEAL, SELF-STEEPENING, NANOWIRES RECUBIERTOS, GENERACIÓN DE SUPERCONTINUO

# Abstract

## Higher-order nonlinear effects in waveguides with frequency-dependent nonlinear profiles

In the past decades, the field of nonlinear optics has attracted the attention of both the scientific community and the technology industry due to the potential advantages of photonic over electronic devices in terms of bandwidth and low-power consumption. In addition to the compatibility with semiconductor technologies, the nonlinear response of photonic devices allows for the generation of optical processes of utmost technological importance such as supercontinuum generation, optical frequency combs (Nobel Prize in Physics 2005), and heralded single-photon sources. Hence, the study of nonlinear media and waveguides and the derivation of suitable modeling frameworks become a necessity. The tried and trusted Nonlinear Schrödinger Equation (NLSE), and its generalized version used to model higher-order nonlinear effects, the GNLSE, have been used for decades for this purpose. However, both the NLSE and the GNLSE are rendered inadequate to model broadband processes when the nonlinear optical response is frequency dependent, as they fail to preserve physical magnitudes, such as the energy and photon number of the electric field.

In this thesis two higher-order nonlinear effects, self-steepening and Raman scattering, are studied in the context of two equations that preserve the photon number for arbitrary frequency-dependent nonlinear profiles: The pcNLSE and the pcGNLSE, which were derived in our Group. In Chapter 1 we introduce basic concepts of nonlinear optics and the importance of considering the frequency dependence of the nonlinear coefficient when modeling broadband processes. Then, we discuss limitations of the NLSE/GNLSE and introduce the pcNLSE/pcGNLSE. In Chapter 2 we analyze modulation instability, an effect that arises when applying a continuous-wave (CW) electromagnetic field to nonlinear and dispersive media, and we study the impact of the self-steepening parameter,  $s$ , and the fractional Raman contribution,  $f_R$ .

Next, in Chapter 3, we discuss the role of both parameters in the propagation of solitons modeled with the pcNLSE/pcGNLSE. In Chapter 4 we propose two experimental schemes to measure  $s$  and  $f_R$ , a pulsed and a CW; furthermore another scheme

is proposed to estimate the second-order self-steepening parameter. The generation of supercontinuum in relevant materials in integrated optics, such as nanowires covered with two-dimensional media, e.g. with graphene or graphene oxide, is studied in Chapter 5, where we analyze the role of the self-steepening parameter in the generation of supercontinuum. Finally, we present conclusions and perspectives in Chapter 6.

**Keywords:** NONLINEAR OPTICS, SELF-STEEPENING, COVERED NANOWIRES, SUPERCONTINUUM GENERATION



# Capítulo 1

## Introducción

En este capítulo se introducen conceptos básicos de óptica no lineal y se detallan algunos de los efectos que alteran la propagación de pulsos en guías de onda. En particular, se presentan tres efectos no lineales: el efecto de *self-steepening* (SS), el *scattering* de Raman y la absorción de dos fotones. A continuación, se detallan las limitaciones de la ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE), extensamente utilizada para modelar estos efectos, y se introducen las ecuaciones pcNLSE y pcGNLSE como una posible solución. Finalmente, se estudian formas de obtener experimentalmente el parámetro de self-steepening y de la contribución fraccional de Raman.

### 1.1. Antecedentes

Desde la primera demostración del láser [1], las fibras ópticas han suscitado el interés de los investigadores para la transmisión de información en sistemas de altísima capacidad debido a su gran ancho de banda, a su inmunidad a interferencias electromagnéticas y a su baja pérdida, lograda fundamentalmente gracias al desarrollo de métodos de purificación de silicatos [2]. Hoy en día transportan más del 99 % del tráfico de internet del mundo, mientras que sólo el 1 % restante se transmite por satélite, y tienen capacidades superiores a 100 Tb/s en enlaces transoceánicos ( $\approx 10000$  km) [3]. La información se transmite modulando luz en la región del infrarrojo cercano (*near-infrared*, NIR), más precisamente en torno a los 1550 nm, en la denominada “tercera ventana de las telecomunicaciones”. La elección de esta región espectral para los sistemas de altísima capacidad se debe, por un lado, a que allí se encuentra el mínimo de atenuación de las fibras, menor a 0,2 dB/km; por el otro, a la disponibilidad de amplificadores ópticos de banda ancha, como es el caso de los amplificadores de fibra dopada con erbio y de la amplificación Raman distribuida [4]. La denominada “segunda ventana de las telecomunicaciones”, en torno a los 1300 nm, se utiliza para sistemas de menor capacidad que requieran longitudes de propagación más cortas, como en el caso

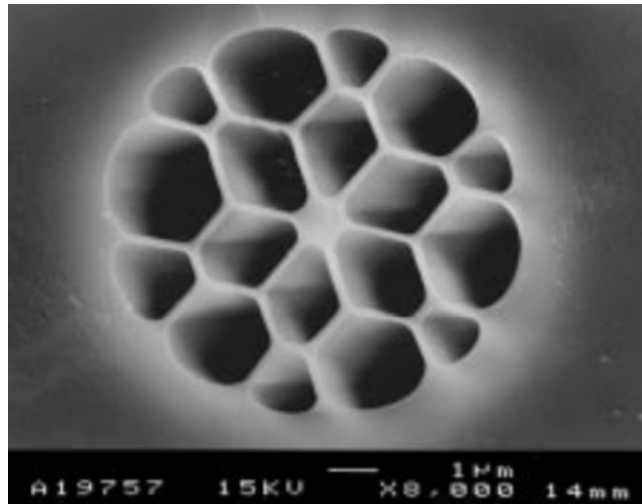
de las redes ópticas pasivas (*passive optical networks*, PONs), de los *data centers* o de las industrias automotriz y aeronáutica. En todos los casos se utilizan las fibras monomodo estándar (*standard single-mode optical fiber*, SSMF), consistentes en un núcleo de 10  $\mu\text{m}$  de diámetro y en un revestimiento de sílice ( $\text{SiO}_2$ ), denominado *cladding*, de 125  $\mu\text{m}$  de diámetro, especialmente diseñadas para cumplir con los requerimientos de los sistemas de altísima capacidad. Por otra parte, existen técnicas para aumentar la capacidad de transmisión en las fibras ópticas; la más importante es la multiplexación por división de longitud de onda (*wavelength-division multiplexing*, WDM) [4].

Una limitación importante de estas fibras, en el contexto de las telecomunicaciones, es la existencia de efectos no lineales en presencia de campos electromagnéticos intensos. Estos efectos pueden dividirse en dos categorías en función de su origen. La primera surge de la interacción de la luz con los fonones (vibraciones moleculares) del medio, como es el caso del scattering de Raman y del scattering de Brillouin [5]; la segunda surge de la dependencia del índice de refracción con la intensidad del campo, un efecto conocido en la literatura como “efecto Kerr óptico” por analogía con el efecto Kerr electroóptico, en el cual el índice de refracción del material es proporcional al cuadrado de la tensión eléctrica aplicada [6].

Dentro de los efectos no lineales más importantes se encuentra “la mezcla de cuatro ondas” (*four-wave mixing*, FWM), proceso mediante el cual la interacción de tres longitudes de onda genera una cuarta, un efecto especialmente nocivo para la transmisión de información en sistemas WDM [4, 6]. Como consecuencia directa de estos efectos se deben limitar las intensidades transmitidas.

Si bien el efecto Kerr óptico se presenta como un limitante en los sistemas de comunicación, existe un sinnúmero de aplicaciones que aprovechan las no linealidades y la generación de nuevas frecuencias. En este sentido, la óptica no lineal se ocupa del estudio de los fenómenos que ocurren como consecuencia de la modificación de las propiedades ópticas de un material por la presencia de luz. Entre ellos podemos mencionar algunos que son de relevancia en esta tesis: la automodulación de fase, la mezcla de cuatro ondas, el self-steepening y el scattering de Raman [6].

La eficiencia de estos procesos está dada por el área efectiva de la fibra óptica, parámetro relacionado con la sección transversal de la misma, y por el denominado índice de refracción no lineal,  $n_2$ , explicados en detalle en la próxima sección. Para maximizarlos se utilizan fibras ópticas con secciones transversales pequeñas, logrando así mayores intensidades, y materiales con  $n_2$  elevados. En este sentido, revisten especial interés las fibras de “cristal fotónico” (*photonic-crystal fiber*, PCF), fabricadas con un núcleo microestructurado, en cuyo interior puede haber aire o algún otro gas. Un ejemplo de sección transversal de estas fibras puede observarse en la Fig. 1.1, donde el núcleo de sílice tiene un diámetro de 1  $\mu\text{m}$  (10 veces menor al de una fibra SSMF). Además, pueden fabricarse con vidrio calcogenuro ( $\text{As}_2\text{S}_3$ ), que en comparación con la



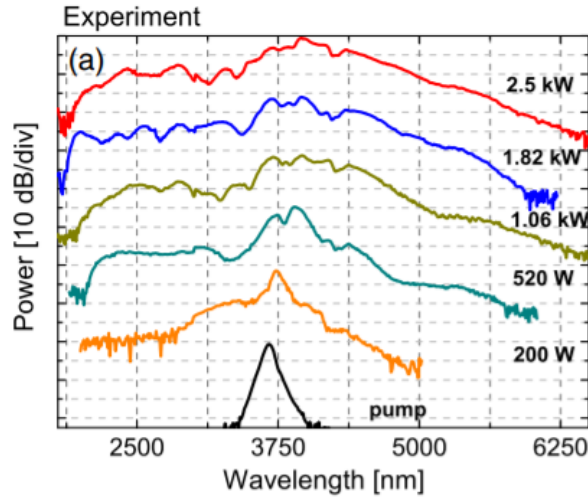
**Figura 1.1:** sección transversal de una PCF con núcleo de sílice de 1  $\mu\text{m}$  de diámetro. Figura tomada de la Ref. [9].

sílice, posee un  $n_2$  entre 100 y 1000 veces mayor y tiene su ventana de transparencia en el infrarrojo medio (*mid-infrared*, MIR), resultando un material más indicado para aplicaciones en esa región espectral [7, 8]. De esta manera, las PCF pueden diseñarse para maximizar los efectos no lineales.

Por otra parte, es indispensable mencionar a los *nanowires*, guías de onda con áreas efectivas pequeñas con una sección transversal en el orden de los nanómetros, que resultan una opción muy favorable para el diseño e integración de dispositivos fotónicos no lineales de baja potencia [10]. En particular, los nanowires de silicio (Si) tienen la ventaja de ser compatibles con la tecnología CMOS [11] y de tener una región de transparencia ancha en el infrarrojo cercano y medio (1,1 – 8,0)  $\mu\text{m}$  [12]. Además, en la ventana de telecomunicaciones, las guías de onda de silicio tienen un índice de refracción no lineal entre 10 – 100 veces mayor al del nitruro de silicio y de la sílice, respectivamente, y comparable con el de los vidrios calcogenuros, todos materiales de interés en esta tesis [7, 13].

Una de las aplicaciones más relevantes en la óptica no lineal es la generación de supercontinuo (SC) [14–16], referido muchas veces en la literatura como “luz blanca”. La generación de SC es un proceso intrínsecamente no lineal mediante el cual un pulso experimenta un ensanchamiento espectral de una o varias octavas [17]. Un ejemplo de SC puede verse en la Fig.1.2, en donde se muestran los espectros para diferentes valores de potencia en un nanowire de silicio en el rango del MIR. La generación de SC es de extrema relevancia para la ciencia y la ingeniería y encuentra diversas aplicaciones dentro y fuera del campo de la óptica. Pueden nombrarse, por ejemplo, la generación de peines de frecuencia, la microscopía no lineal, la espectroscopía de banda ancha y la tomografía óptica coherente de ultra alta resolución, entre otras [18–21].

Cuando se modela este tipo de espectros ultra anchos, la dependencia con la fre-



**Figura 1.2:** generación de SC. Espectros para diferentes valores de potencia en un nanowire de silicio en el rango del MIR. Figura tomada de la Ref. [15].

cuencia del coeficiente no lineal se torna relevante. El estudio de esta dependencia, pocas veces abordado en la literatura, constituye el eje central de esta tesis.

## 1.2. Respuesta óptica lineal y no lineal

La respuesta de un medio dieléctrico ante una onda electromagnética está caracterizada por su índice de refracción dependiente de la frecuencia,  $\tilde{n}(\omega)$ . En presencia de campos intensos, como se mencionó en la sección anterior, esta respuesta es no lineal y da lugar a la generación de nuevas longitudes de onda. Por lo tanto, puede ser reescrito haciendo explícita su dependencia con la intensidad como  $\tilde{n}(\omega, I) = n(\omega) + n_2(\omega)I$ , donde  $n(\omega)$  y  $n_2(\omega)$  son los índices de refracción lineal y no lineal, respectivamente,  $I \propto |E|^2$  es la intensidad óptica y  $E$  es el campo eléctrico.

La dependencia de  $n(\omega)$  con la frecuencia es la responsable de que las diferentes componentes espectrales de un pulso se propaguen a distintas velocidades,  $c/n(\omega)$ , donde  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío, y da lugar a la denominada “dispersión cromática”. Esta dispersión está caracterizada por la constante de propagación o número de onda,  $\beta$ , que puede expandirse en una serie de Taylor en torno a una frecuencia central  $\omega_P$ ,

$$\beta_\omega = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_P) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_P)^2 + \dots, \quad (1.1)$$

en donde

$$\beta_m = \left. \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right|_{\omega=\omega_P}. \quad (1.2)$$

El parámetro  $\beta_1 = 1/v_g = n_g/c$  es la inversa de la velocidad de grupo,  $v_g$ , y  $n_g$  es el índice de grupo.

Por su parte, la dispersión de la velocidad de grupo,  $\beta_2$ , o parámetro de GVD (por su sigla en inglés, *group-velocity dispersion*) es la responsable del ensanchamiento de los pulsos; además, introduce una fase,  $\phi(z, t)$ , y una frecuencia instantánea,  $\delta\omega(t) = -\partial\phi/\partial t$ . Para pulsos gaussianos, esta frecuencia instantánea es lineal con el tiempo y está dada por [5]

$$\delta\omega = -\frac{\partial\phi}{\partial t} = \frac{\text{sg}(\beta_2) z/L_D}{1 + (z/L_D)^2} \frac{t}{T_0^2} = Ct, \quad (1.3)$$

donde  $z$  es la dirección de propagación,  $T_0$  es el semiancho  $1/e$  del pulso,  $\text{sg}(\cdot)$  es la función signo,  $L_D = T_0^2/|\beta_2|$  es la longitud característica de dispersión y  $C$  es la constante de *chirp*. En el “régimen de propagación anómalo” ( $\beta_2 < 0$ ), como es el caso de las SSMF en la tercera ventana de las comunicaciones, los pulsos experimentan un barrido en frecuencia negativo,  $C < 0$  [5]. Por el contrario, en un “régimen de propagación normal” ( $\beta_2 > 0$ ), el mismo resulta positivo,  $C > 0$ . Los coeficientes de dispersión de orden superior,  $\beta_m$  con  $m > 2$ , están relacionados con las derivadas de  $\beta_2$  a través de la Eq. 1.2.

La parte imaginaria del índice de refracción complejo  $\hat{n} = \tilde{n} + ik$ , denominada coeficiente de extinción, está relacionada con las pérdidas totales en la guía de onda,  $\tilde{\alpha} = 2k_0k$ , donde  $k_0 = \omega/c$  es el número de onda. Al igual que  $\tilde{n}(\omega, I)$ , las pérdidas pueden tener contribuciones lineales ( $\alpha$ ) y no lineales ( $\alpha_2$ ),  $\tilde{\alpha}(\omega, I) = \alpha(\omega) + \alpha_2(\omega)I$  [6].

Finalmente, se define al coeficiente no lineal como

$$\gamma_\omega = \frac{n_2(\omega)\omega}{cA_{\text{eff}}}, \quad (1.4)$$

donde  $A_{\text{eff}}$  es el área efectiva del modo. Al igual que con  $\beta_\omega$ , es conveniente expandir el coeficiente no lineal en una serie de Taylor en torno a una frecuencia de referencia  $\omega_P$

$$\gamma_\omega = \gamma_0 + \gamma_1(\omega - \omega_P) + \frac{1}{2}\gamma_2(\omega - \omega_P)^2 + \dots \quad (1.5)$$

El coeficiente  $\gamma_0$  da lugar a la generación de una fase no lineal que depende de la intensidad y del tiempo,  $\phi_{\text{NL}}$ , un proceso conocido en la literatura como “automodulación de fase” o SPM (por su sigla en inglés, *self-phase modulation*), y que está dada por  $\phi_{\text{NL}} = |A|^2\gamma_0z$ , donde  $A$  es la envolvente compleja del campo eléctrico,  $A = e^{ik_Pz - i\omega_P t}$ , y  $k_P$  es el número de onda a la frecuencia  $\omega_P$  [5]. La dependencia de la fase con la intensidad,  $\propto |A|^2$ , genera el ensanchamiento del espectro, y su dependencia con el tiempo genera una frecuencia instantánea, cuya diferencia respecto a  $\omega_P$  puede expresarse como

$$\delta\omega = -\frac{\partial\phi_{\text{NL}}}{\partial t} = -z\gamma_0\frac{\partial}{\partial t}|A|^2. \quad (1.6)$$

En el caso de un pulso gaussiano, la SPM da lugar a un chirp que puede aproximarse

como lineal y positivo en el centro del pulso.

Los coeficientes de alto orden,  $\gamma_m$  con  $m > 0$ , suelen ser descartados o bien tenidos en cuenta solamente hasta el primer orden y para un único valor,  $\gamma_1 = \gamma_0/\omega_P$ , en el caso de que se consideren espectros anchos [22, 23].

En guías de onda no lineales, el modelado de la propagación de pulsos suele realizarse con la ecuación no lineal de Schrödinger (*nonlinear Schrödinger equation*, NLSE), una aproximación de las ecuaciones de Maxwell ampliamente empleada en la literatura [5]. La utilidad de esta ecuación radica, fundamentalmente, en la existencia de algoritmos eficientes para su resolución numérica, como el método de *split-step Fourier* [24], y en haber sido probada y validada en un gran número de casos. En el dominio de la frecuencia, la NLSE se escribe como [5]

$$\frac{\partial \tilde{A}_\omega}{\partial z} = -\frac{\alpha_\omega}{2} \tilde{A}_\omega + i\beta_\omega \tilde{A}_\omega + i\gamma_\omega \mathcal{F}(A^* A^2), \quad (1.7)$$

donde  $\tilde{A}_\omega = \mathcal{F}(A)$  es la transformada de Fourier de  $A$  y se ha hecho explícita la dependencia de  $\alpha_\omega$ ,  $\beta_\omega$  y  $\gamma_\omega$  con la frecuencia.

## 1.3. Efectos no lineales de orden superior

### 1.3.1. Self-steepening

El self-steepening es un efecto no lineal de alto orden muy relevante en el contexto de la propagación de pulsos ultracortos, siendo el responsable del *shock* óptico y del posterior rompimiento del pulso [5, 25]. A su vez, tiene un rol decisivo en la dinámica de procesos altamente no lineales de espectro ancho, como en el caso de la generación de SC [26–28].

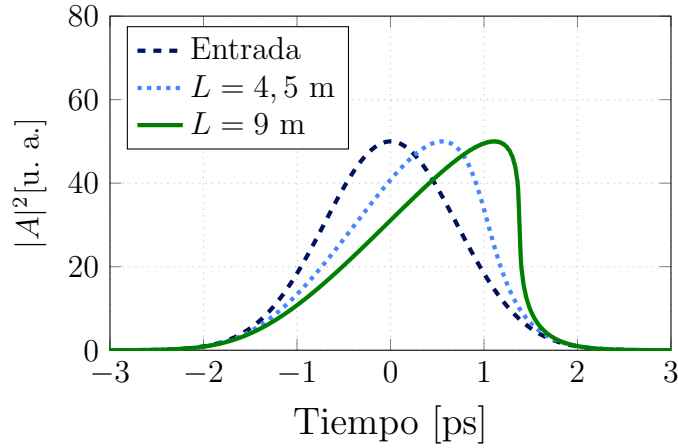
En muchos trabajos en la literatura, este efecto está representado a través del “término de shock”, definido como [23, 28]

$$\tau_{\text{sh}} = \frac{1}{\gamma_0} \left. \frac{\partial \gamma_\omega}{\partial \omega} \right|_{\omega=\omega_P}. \quad (1.8)$$

Reemplazando  $\gamma_\omega$  por su definición en la Eq. 1.4, se obtiene

$$\tau_{\text{sh}} = \frac{1}{\omega_P} + \frac{1}{n_2} \frac{dn_2}{d\omega} - \frac{1}{n_g} \frac{dn_g}{d\omega} - \frac{1}{A_{\text{eff}}} \frac{dA_{\text{eff}}}{d\omega}. \quad (1.9)$$

En una aproximación de primer orden, el parámetro no lineal de la guía de onda está relacionado con  $\tau_{\text{sh}}$  como  $\gamma(\Omega) = \gamma_0(1 + \tau_{\text{sh}}\Omega)$ , donde  $\Omega = \omega - \omega_P$  es la frecuencia medida respecto a  $\omega_P$ . Si bien  $n_2 = n_2(\omega)$ ,  $n_g = n_g(\omega)$  y  $A_{\text{eff}} = A_{\text{eff}}(\omega)$ , el término de shock suele aproximarse como  $\tau_{\text{sh}} = \omega_P^{-1}$ , descartando todos los términos restantes [5].



**Figura 1.3:** shock de un pulso gaussiano de 50 W y 1 ps para diferentes longitudes de propagación: 4,5 m (línea punteada) y 9 m (línea continua), modelado con la NLSE (Eq. 1.7), con  $s = 1$ ; la línea a trazos muestra el pulso de entrada. Se tomó  $\alpha = 0$  y  $\beta_2 = 0$  para destacar el efecto del shock del pulso.

El motivo de la elección de este valor se desarrolla en detalle en la sección 1.4.

Por claridad, en esta tesis definimos el parámetro de self-steepening,  $s$ , como una normalización adimensional de  $\gamma_1$ ,

$$s \doteq \frac{\omega_P}{\gamma_0} \gamma_1, \quad (1.10)$$

obteniéndose la relación  $\gamma(\Omega) = \gamma_0(1 + s \frac{\Omega}{\omega_P})$ . De esta forma, para  $\tau_{sh} = \omega_P^{-1}$ ,  $s = 1$ . En otras palabras,  $s = 1$  implica desprestigiar la dependencia con la frecuencia del término de shock (Eq. 1.9).

La Fig. 1.3 muestra la evolución de un pulso gaussiano de 1 ps y 50 W a lo largo de una SSMF, con  $\gamma_0 = 1,2 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ , para diferentes longitudes de propagación: 4,5 m (línea punteada) y 9 m (línea continua), en presencia de self-steepening ( $s = 1$ ), según la NLSE (Eq. 1.7); la línea a trazos muestra el pulso de entrada. La atenuación y la dispersión lineal fueron omitidas para destacar el efecto del shock del pulso.

### 1.3.2. Scattering de Raman

Otro efecto no lineal relevante es el scattering de Raman, responsable del corrimiento espectral de pulsos cortos hacia longitudes de onda mayores, referido en la literatura como “corrimiento en frecuencia inducido por Raman” (RIFS, por su sigla en inglés) [6]. Este proceso se manifiesta transfiriendo energía de las componentes espectrales de mayor frecuencia hacia las de menor frecuencia. Desde el punto de vista cuántico, consiste en la aniquilación de un fotón de menor longitud de onda y la creación de otro de mayor, generando una pérdida de energía que es absorbida por el medio, pero manteniendo constante el número de fotones a lo largo de la propagación. Este efecto ha sido

ampliamente observado en experimentos con pulsos de femtosegundos [29–32].

A diferencia de la respuesta electrónica de Kerr, que se modela mediante la inclusión de un proceso instantáneo en la ecuación de propagación, el origen molecular del scattering de Raman se modela mediante una respuesta no lineal retardada [5]. Una extensión de la NLSE para incluir este efecto, entre otros de alto orden, es la denominada NLSE generalizada (*generalized NLSE*, GNLSE), que en el dominio de la frecuencia se escribe como [5]

$$\frac{\partial \tilde{A}_\omega}{\partial z} = -\frac{\alpha_\omega}{2} \tilde{A}_\omega + i\beta_\omega \tilde{A}_\omega + i\gamma_\omega \mathcal{F}(A^* A^2) + i\gamma_\omega f_R \mathcal{F}\left(A \int_0^\infty h_R(\tau) |A(t-\tau)|^2 d\tau - A|A|^2\right), \quad (1.11)$$

donde  $f_R$  es la contribución fraccional de Raman y  $h_R(t)$  es la respuesta no lineal retardada del medio, la que suele modelarse como

$$h_R(t) = (\tau_1^{-2} + \tau_2^{-2}) \tau_1 \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1), \quad (1.12)$$

donde  $\tau_1$  es un parámetro relacionado con la frecuencia del fonón y  $\tau_2$  es la constante de tiempo característica de la respuesta impulsiva [5, 23]. Experimentalmente, resulta conveniente obtener  $h_R(t)$  a través de la medición del espectro  $\tilde{h}_R(\omega)$  y de las relaciones de Kramers-Kronig [5]. Finalmente,  $f_R \in [0, 1]$  pondera los aportes instantáneos de Kerr y retardados de Raman. Los valores típicos de estos parámetros para las fibras de sílice son  $\tau_1 = 12,2$  fs,  $\tau_2 = 32$  fs y  $f_R = 0,18$  [5, 23].

## 1.4. Limitaciones de la NLSE/GNLSE

Si bien la NLSE (Eq. 1.7) y la GNLSE (Eq. 1.11) han sido ampliamente utilizadas para modelar la propagación luz en guías de onda no lineales, existen casos en los que estas ecuaciones dejan de tener validez, como en la propagación de pulsos de pocos ciclos o en guías de onda con perfiles de no linealidad con una dependencia arbitraria con la frecuencia [33–36]. Es de particular interés este último caso, ya que la validez de estas ecuaciones se restringe a un único perfil de no linealidad,  $\gamma(\Omega) = \gamma_0(1 + \Omega/\omega_P)$ , en el que el número de fotones permanece constante a lo largo de la propagación en medios sin pérdidas [23, 34, 37–39]. Por lo tanto, el parámetro  $s$  puede ser interpretado como una normalización respecto al único caso en el que se conserva el número de fotones en la NLSE/GNLSE, esto es,  $s = 1$ . De esta manera, tanto la NLSE como la GNLSE resultan inadecuadas para representar la propagación en guías de onda con perfiles de no linealidad con dependencia arbitraria con la frecuencia ( $s \neq 1$ ).

Es importante destacar, una vez más, que el parámetro de SS suele suponerse



( $s = 1$ ) o incluso no ser tenido en cuenta ( $s = 0$ ) [22, 23]. La relación  $s = 1$  surge al despreciar las dependencias de  $n_2$ ,  $n_g$  y  $A_{\text{eff}}$  con la frecuencia, como puede observarse en la Eq. 1.9. No obstante, existe una gran cantidad de casos en los que la adopción de este valor no resulta adecuada [28, 40–43]. Se pueden mencionar, por ejemplo, a los nanowires de silicio, a las fibras PCF, a las guías de onda recubiertas con materiales bidimensionales (2D) y a las guías de onda dopadas con nanopartículas metálicas (*metal nanoparticles*, MNP) [35, 44–51]. El índice de refracción no lineal en estas guías de onda depende de manera arbitraria con la frecuencia, dando lugar a la existencia de ceros de no linealidad (*zero-nonlinearity wavelength*, ZNW) y a la posibilidad de obtener un parámetro de SS controlable [45, 51–55]. En las Refs. [41, 42] pueden encontrarse valores de  $s \approx 20$  e incluso  $s < 1$  para algunas longitudes de onda en guías de silicio. También se han reportado valores de  $s = \pm 42$  en fibras ópticas de cristal fotónico [56], y  $s = -216$  y  $s = -400$  en guías de cristal fotónico de silicio y de fosforo de galio indio (InGaP), respectivamente, bajo el nombre de “self-steepening anómalo gigante” [57–59]. Finalmente, pueden hallarse en la literatura perfiles de no linealidad más complejos en guías de onda dopadas con nanopartículas de oro y plata, los que no pueden aproximarse linealmente [60, 61]. Este tipo de perfiles será abordado en el Capítulo 4.

No solo la dependencia en frecuencia sino también el signo de  $\gamma_0$  limita el empleo de la GNLSE, siendo solo válida para  $\gamma_0 > 0$ . No obstante, la literatura ofrece ejemplos de metamateriales con índices de refracción no lineal negativos (*negative-index metamaterials*, NIM), dando origen a fenómenos inusuales como la existencia de soluciones solitónicas o de inestabilidad modulacional (IM) en el régimen de dispersión normal [46, 47]. En presencia de estos coeficientes negativos, la GNLSE predice el corrimiento de pulsos cortos hacia longitudes de onda más cortas, generando un incremento artificial y físicamente inconsistente de la energía total [54, 62]. Este problema se acentúa, como se trata en el Capítulo 3, cuando el parámetro  $s \neq 1$ , es decir, cuando su valor se aparta de la condición de conservación del número de fotones de la GNLSE [62].

## 1.5. La pcNLSE/pcGNLSE

Los problemas descritos en la sección anterior han motivado la introducción de la *photon-conserving* NLSE (pcNLSE) [63] y de la *photon-conserving* GNLSE (pcGNLSE) [62], ecuaciones derivadas como parte de un trabajo de tesis doctoral en el ámbito de nuestro grupo de investigación. Tanto la pcNLSE como la pcGNLSE conservan el número de fotones para  $\forall s \in \mathbb{R}$  e incluso para  $\gamma_0 < 0$ . Fueron derivadas a partir de consideraciones mecánico-cuánticas y de una generalización de la regla de Miller [6].

La pcNLSE está dada por [63]

$$\frac{\partial \tilde{A}_\omega}{\partial z} = -\frac{\alpha_\omega}{2} \tilde{A}_\omega + i\beta_\omega \tilde{A}_\omega + i\frac{\omega \tilde{r}_\omega}{2} \mathcal{F}(C^* B^2) + i\frac{\omega \tilde{r}_\omega^*}{2} \mathcal{F}(B^* C^2), \quad (1.13)$$

donde los campos  $B$  y  $C$  están definidos en el dominio de la frecuencia como  $\tilde{B}_\omega = \tilde{r}_\omega \tilde{A}_\omega$  y  $\tilde{C}_\omega = \tilde{r}_\omega^* \tilde{A}_\omega$ , respectivamente, y  $\tilde{r}_\omega = \sqrt[4]{\gamma/\omega}$  es un parámetro relacionado con el coeficiente no lineal. En ausencia de pérdidas, esta ecuación conserva tanto la energía como el número de fotones en guías de onda con perfiles de no linealidad arbitrarios [63].

Asimismo, la pcNLSE se ha generalizado para incluir el scattering de Raman en la denominada pcGNLSE, la que en el dominio de la frecuencia está dada por [62]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{A}_\omega}{\partial z} = & -\frac{\alpha_\omega}{2} \tilde{A}_\omega + i\beta_\omega \tilde{A}_\omega + \overbrace{i\frac{\omega \tilde{r}_\omega}{2} \mathcal{F}(C^* B^2) + i\frac{\omega \tilde{r}_\omega^*}{2} \mathcal{F}(B^* C^2)}^{\text{Términos Kerr}} \\ & + \underbrace{if_{\text{R}} \omega \tilde{r}_\omega^* \mathcal{F}\left(B \int_0^\infty h_{\text{R}}(\tau) |B(t-\tau)|^2 d\tau - B|B|^2\right)}_{\text{Término Raman}}. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Al igual que la pcNLSE, esta ecuación conserva el número de fotones en guías de onda con perfiles de no linealidad arbitrarios; además, resuelve el problema del corrimiento de pulsos cortos hacia el azul cuando  $\gamma_0 < 0$  [62]. Por último, tanto la pcNLSE como la pcGNLSE pueden ser resueltas numéricamente con los mismos algoritmos y la misma eficiencia que la NLSE/GNLSE; para el desarrollo de esta tesis, se ha optado por el método split-step Fourier. Es importante destacar que si  $s = 1$  se recuperan la NLSE (Eq. 1.7) y la GNLSE (Eq. 1.11).

## 1.6. Medición de los parámetros no lineales de orden superior

Pese a que el parámetro de SS y la contribución fraccional de Raman son de enorme relevancia para modelar la propagación de pulsos cortos en medios no lineales, no existen muchos trabajos en la literatura enfocados en mediciones directas. Por el contrario, sus valores son usualmente supuestos [64]. En esta sección se hace un repaso de la literatura sobre la estimación o cálculo de estos parámetros.

Respecto al parámetro de SS, su valor suele ser estimado numéricamente o calculado a través de la medición del área efectiva en lugar de obtenerse experimentalmente. Esto se debe, por un lado, a que el índice de refracción no lineal,  $n_2$ , es aproximadamente constante en muchos materiales relevantes [28]. En sílice, por ejemplo, la dependencia con la frecuencia de  $n_2$  es despreciable en el NIR [65]. Por otra parte, la dependencia

con la frecuencia del índice de refracción efectivo,  $n_g$ , suele ser despreciada ya que, en general, es menos relevante que la dependencia con la frecuencia de la  $A_{\text{eff}}$ .

El área efectiva puede medirse [66–68], ser estimada mediante simulaciones computacionalmente costosas o mediante cálculos analíticos complejos [28, 69–75]. Un procedimiento experimental típico consiste en la medición del área del haz y el cálculo de  $A_{\text{eff}}$  mediante un ajuste con una distribución gaussiana [69, 76, 77]. No obstante, este ajuste no siempre es válido [78]. Existe, entonces, una dependencia con la frecuencia de  $\gamma_\omega$  que implica que  $s$  puede tomar valores arbitrarios y una falta de métodos directos para su medición.

En cuanto a la contribución fraccional de Raman, en la literatura se han propuesto numerosas formas para su estimación. Por ejemplo, en la Ref. [79] se recurre a una medición de los cambios en la polarización inducidos por la intensidad y la sección diferencial de scattering de Raman para determinar  $h_R$  y  $f_R$  para varios vidrios. En las Refs. [80–83]  $f_R$  se calcula a partir de la medición independiente de la ganancia de Raman y la sección diferencial de scattering. Sin embargo, una estimación precisa de este parámetro suele ser dificultosa [84, 85].

## 1.7. Absorción de dos fotones

La absorción no lineal,  $\alpha_2$ , da lugar a un proceso conocido en la literatura como “absorción de dos fotones” (*two-photon absorption*, TPA), comúnmente presente en materiales semiconductores. Consiste en la absorción por parte del medio de dos fotones, que coinciden espacial y temporalmente, y cuya suma de energías individuales es superior al *gap* del material de la guía de onda [86, 87]. Existe un fuerte interés en la literatura en el modelado de TPA en nanowires semiconductores, tales como silicio; por un lado, debido a sus potenciales aplicaciones en los rangos del infrarrojo cercano y medio [88–90] y, por el otro, debido a que limita el ancho de banda que puede obtenerse mediante la generación de SC [91–93].

En el marco de la NLSE/GNLSE, la TPA se modela como una extensión imaginaria del coeficiente no lineal,  $\gamma = \gamma_\omega^{\text{Kerr}} + i\gamma_\omega^{\text{TPA}}$ , con [92, 94, 95]

$$\gamma_\omega^{\text{TPA}} = \frac{\beta^{\text{TPA}}}{2A_{\text{eff}}}, \quad (1.15)$$

donde  $\beta^{\text{TPA}}$  es el parámetro de TPA, dependiente de la frecuencia, que determina la eficiencia del proceso [96]. Nuevamente, esta inclusión fenomenológica en la NLSE/GNLSE no representa el proceso físico de TPA ni respeta la evolución correcta del flujo de fotones, como se detalla en la Ref. [97]. Por tal motivo, y como parte de esta tesis, se ha introducido una modificación de la pcNLSE adecuada para el modelado de

guías de onda con perfiles de  $\beta^{\text{TPA}}$  dependientes arbitrariamente de la frecuencia. Esta modificación, en el dominio de la frecuencia, puede escribirse como [98]

$$\frac{\partial \tilde{A}_\omega}{\partial z} = -\frac{\alpha_\omega}{2} \tilde{A}_\omega + i\beta_\omega \tilde{A}_\omega + \underbrace{i\frac{\omega \tilde{r}_\omega}{2} \mathcal{F}(C^* B^2) + i\frac{\omega \tilde{r}_\omega^*}{2} \mathcal{F}(B^* C^2)}_{\text{Términos Kerr}} - \underbrace{\omega \xi_\omega \mathcal{F}(|D|^2 D)}_{\text{Término TPA}}, \quad (1.16)$$

donde el campo  $D$  está definido como  $\tilde{D}_\omega = \tilde{\xi}_\omega \tilde{A}_\omega$  y  $\tilde{\xi}_\omega = \sqrt[4]{\gamma_\omega^{\text{TPA}}/\omega}$  es un parámetro relacionado con el perfil de no linealidad de TPA. Por claridad, se hace explícita la dependencia de  $\tilde{r}_\omega$  con el coeficiente de no linealidad Kerr,  $\tilde{r}_\omega = \sqrt[4]{\gamma_\omega^{\text{Kerr}}/\omega}$ .

## 1.8. Resumen

En este capítulo se han analizado dos parámetros no lineales de alto orden fundamentales para esta tesis: (i) el parámetro de self-steepening,  $s$ , responsable de la no conservación del número de fotones en la NLSE y GNLSE y (ii) la contribución fraccional de Raman,  $f_R$ . Se han introducido, también, las ecuaciones pcNLSE y pcGNLSE que permiten el modelado de guías de onda no lineales para valores arbitrarios de  $s$  garantizando la conservación del número de fotones. A su vez, se han mencionado los métodos de estimación típicos de ambos parámetros y sus limitaciones y desventajas. Finalmente, se mostró una inclusión de la absorción de dos fotones en el modelo, un efecto no lineal de relevancia en el contexto de los nanowires semiconductores que será tratado en el Capítulo 5.

Los siguientes capítulos de la tesis presentan en detalle la relación de  $s$  y  $f_R$  al aplicar soluciones de intensidad constante y pulsos cortos en medios con  $s \neq 1$ , en el contexto de la pcNLSE/pcGNLSE; se proponen, además, dos esquemas diferentes para su medición. A su vez, se estudia la generación de supercontinuo en nanowires decorados con materiales bidimensionales.

# Capítulo 2

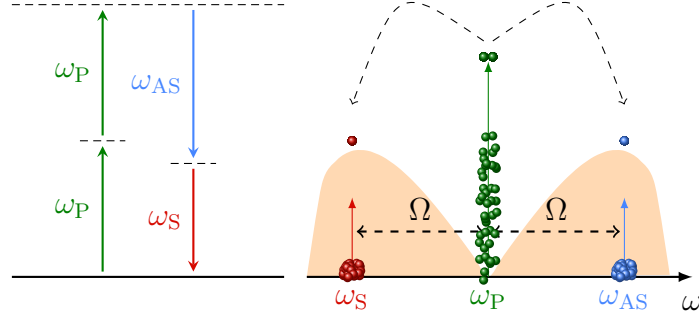
## Análisis de inestabilidad modulacional en la pcGNLSE

La inestabilidad modulacional (IM) es un efecto no lineal muy relevante en diversas áreas de la ciencia, que encuentra su origen en la inestabilidad de las soluciones de intensidad constante (*continuous wave*, CW) en guías de onda no lineales en presencia de ruido. El efecto de la IM en este tipo de medios consiste en la aparición de bandas de ganancia y el rompimiento del estado CW en un tren de pulsos ultracortos. En este capítulo, y a modo de introducción, se desarrolla el efecto de IM en el contexto de la NLSE y GNLSE. Posteriormente, y como uno de los resultados de esta tesis, se extiende su análisis en el marco de la conservación del número de fotones (pcNLSE y pcGNLSE) y se analiza su relación con los parámetros de orden superior de la guía de onda, particularmente los parámetros  $s$  y  $f_R$ . Los principales resultados de este capítulo han sido publicados en las Refs. [52, 64, 99].

### 2.1. Inestabilidad modulacional en la NLSE

La inestabilidad modulacional es un proceso paramétrico no lineal mediante el cual una solución CW intensa se rompe en un tren de pulsos ultracortos. Es un efecto que ha sido ampliamente estudiado en la literatura [100–106] y es especialmente relevante en la formación de solitones, en la generación de SC, en la generación de luz coherente en el infrarrojo medio y en muchas otras áreas de la ciencia [107–111].

La IM se produce por un *pump* en la frecuencia  $\omega_P$  que genera bandas de ganancia en las frecuencias  $\omega_P \pm \Omega$ , donde  $\Omega$  es una frecuencia relativa a  $\omega_P$ . La IM puede entenderse como un proceso de FWM degenerado en el cual se aniquilan dos fotones del *pump* en  $\omega_P$  y se crea uno en cada una de las así llamadas bandas *Stokes* y *anti-Stokes* en las frecuencias  $\omega_S = \omega_P - \Omega$  y  $\omega_{AS} = \omega_P + \Omega$ , respectivamente [5, 110]. De esta manera, el proceso de IM conserva tanto la energía ( $2\hbar\omega_P = \hbar\omega_{AS} + \hbar\omega_S$ ) como el número de



**Figura 2.1:** inestabilidad modulacional como un proceso degenerado de FWM. Dos fotones del pump son aniquilados y dos son creados en las bandas Stokes y anti-Stokes. El proceso conserva tanto la energía como el número de fotones. Figura tomada de la Ref. [52].

fotones, como se puede apreciar esquemáticamente en la Fig. 2.1.

En el contexto de la NLSE, y considerando únicamente  $\beta_2$  y  $\gamma_0$ , la ganancia de IM está dada por [5]

$$g_{\text{MI}}(\Omega) = |\beta_2 \Omega| (\Omega_C^2 - \Omega^2)^{1/2}, \quad (2.1)$$

donde

$$\Omega_C^2 = \frac{4\gamma_0 P_0}{|\beta_2|} \quad (2.2)$$

es la frecuencia de corte,  $P_0$  es la potencia del pump y  $\beta_2 < 0$  (régimen de propagación anómalo). Es importante destacar que para la existencia de bandas de ganancia de IM debe satisfacerse la condición  $\beta_2 \gamma_0 < 0$ ; resultados análogos se obtienen en un régimen de propagación normal en una guía de onda con coeficiente no lineal negativo [46, 47]. En este análisis  $\gamma_0 \in \mathbb{R}$  representa al coeficiente Kerr; la inclusión de TPA se realiza en el Capítulo 5 en el contexto de los nanowires semiconductores.

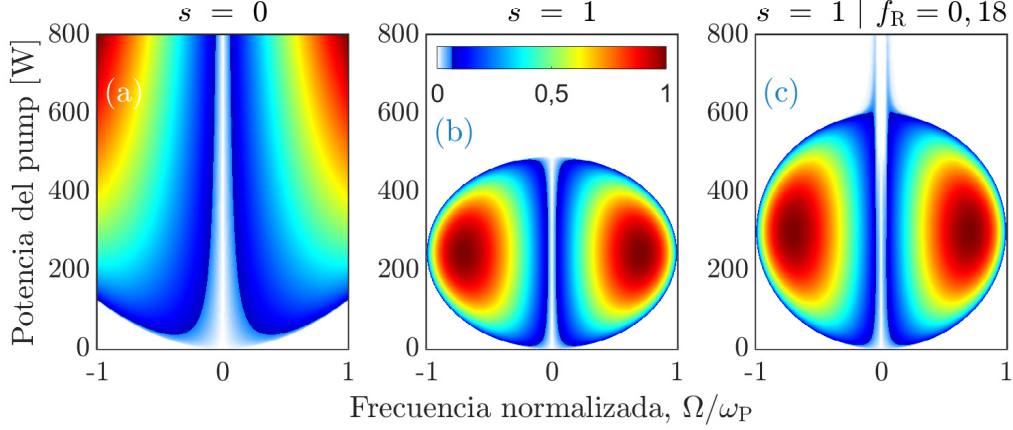
El máximo de ganancia y su frecuencia están dados por

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{MAX}} &= \pm \frac{\Omega_C}{\sqrt{2}} = \pm \left( \frac{2\gamma_0 P_0}{|\beta_2|} \right)^{1/2}, \\ g_{\text{MAX}} &= g_{\text{MI}}(\Omega_{\text{MAX}}) = \frac{1}{2} |\beta_2| \Omega_C^2 = 2\gamma_0 P_0. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Es evidente que tanto  $g_{\text{MAX}}$  como  $\Omega_{\text{MAX}}$  aumentan con la potencia del pump, tal como puede apreciarse en la Fig. 2.2 (a).

Existen modelos completos [105, 112, 113] para analizar la relación entre la IM y los diversos efectos de la guía de onda, como la dispersión lineal de orden superior ( $\beta_m$  con  $m > 2$ ), el scattering de Raman, o el self-steepening (SS). Este último reviste especial importancia en el análisis de la IM ya que da lugar a la existencia de una potencia que maximiza la ganancia de IM [114] y a una potencia de corte o *cutoff* dada por [114–116]

$$P^{\text{co}} = \frac{|\beta_2| \gamma_0}{\gamma_1^2}, \quad (2.4)$$



**Figura 2.2:** perfil de ganancia de IM,  $g_{\text{MI}}$ , en unidades arbitrarias, en función de  $\Omega$  y  $P_0$  para  $s = 0$  (a) y  $s = 1$  (b y c). El panel (c) incluye el efecto del scattering de Raman.

a partir de la cual se suprime la ganancia de IM. Esto se ilustra en la Fig. 2.2 (b) para el caso  $s = 1$ .

Finalmente, diremos que la inclusión del scattering de Raman genera dos bandas de ganancia estrechas adicionales a las bandas de IM que no se ven suprimidas por la  $P^{\text{co}}$  [117], tal como se ilustra en la Fig. 2.2 (c). La frecuencia de estas bandas difiere levemente de la posición del pico de ganancia Raman y es dependiente de la contribución fraccional de Raman,  $f_{\text{R}}$  [118].

### 2.1.1. Análisis geométrico de la $g_{\text{MI}}$ para la NLSE

La región del plano  $(\Omega, P_0)$  en donde puede existir ganancia de IM está dada por [105]

$$R_{\text{MI}} = \left\{ (\Omega, P_0) : \gamma_1^2 \Omega^2 P_0^2 + \gamma_0 \beta_2 \Omega^2 P_0 + \frac{\beta_2^2 \Omega^4}{4} < 0 \right\}, \quad (2.5)$$

en donde se han desestimado los términos de dispersión lineal de orden superior para hacer énfasis en el parámetro de SS. Toda vez que  $s \neq 0$ , los límites de ganancia están dados por

$$P^{\text{co}} = \hat{P} \frac{1 \pm \sqrt{1 - s^2 \bar{\Omega}^2}}{s^2}, \quad (2.6)$$

donde  $\bar{\Omega} = \Omega/\omega_{\text{P}}$  y

$$\hat{P} = -\frac{\gamma_0 \beta_2}{2\gamma_{1,\text{pc}}^2}, \quad (2.7)$$

en donde se definió el coeficiente  $\gamma_{1,\text{pc}} = \gamma_0/\omega_{\text{P}}$ .

Se puede verificar que al evaluar la Eq. 2.6 en  $\Omega = 0$  se recupera la Eq. 2.4. Además, de la Eq. 2.6 se desprende que solo existe una potencia de cutoff cuando  $s \neq 0$ .

## 2.2. Inestabilidad modulacional en la pcNLSE

Los resultados de la sección anterior, ampliamente conocidos en la literatura, corresponden al único caso en el que se conserva el número de fotones en la NLSE, es decir,  $s = 1$ . Para guiar al lector en el análisis, se ha incluido también el caso  $s = 0$  aunque, como se detalló en el Capítulo 1, la NLSE no resulta adecuada para modelar perfiles de no linealidad con  $s \neq 1$ .

En esta sección se extiende el análisis de la IM para la pcNLSE, mostrando una derivación de la  $g_{\text{MI}}$  y analizando las consecuencias de la misma [52, 99].

### 2.2.1. La ganancia de IM

A continuación, se muestra un análisis de estabilidad lineal [5, 119] partiendo de la pcNLSE (Eq 1.13). Dada una solución CW

$$A_{\text{P}}(z, t) = \sqrt{P_0} e^{ik_{\text{P}}z - i\omega_{\text{P}}t}, \quad (2.8)$$

donde  $P_0$  es la potencia del pump y  $k_{\text{P}}$  es el número de onda a la frecuencia  $\omega_{\text{P}}$ , y una pequeña perturbación definida como

$$\varepsilon(z, t) = \varepsilon_1 e^{i(Kz - \Omega t)} + \varepsilon_2 e^{-i(Kz - \Omega t)}, \quad (2.9)$$

tal que

$$A(z, t) = A_{\text{P}}(z, t) + \varepsilon(z, t), \quad (2.10)$$

donde  $|\varepsilon| \ll |A_{\text{P}}|$  y  $K$  es el número de onda de la perturbación. Reemplazando la Eq. 2.10 en la Eq. 1.13, y conservando solo los términos de primer orden de la perturbación, la expresión de la ganancia de IM está dada por [52]

$$g_{\text{MI}}(\Omega) = 2|\text{Im}\{K\}| = 2\left|\text{Im}\left\{\sqrt{\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 - \bar{\gamma}(\Omega)^2 P_0^2}\right\}\right|, \quad (2.11)$$

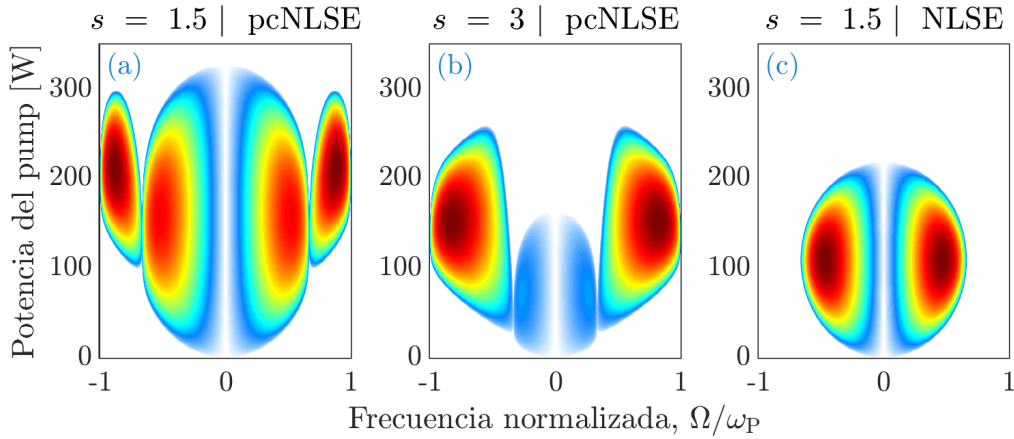
donde el factor de *mismatch*,  $\Delta k$ , se define como

$$\Delta k = 2k_{\text{P}} - k_{\text{S}} - k_{\text{AS}}, \quad (2.12)$$

y relaciona los momentos de los fotones interactuantes:

$$\begin{cases} 2k_{\text{P}} &= 2\beta_{\text{P}} + 2\gamma_{\text{P}}P_0, \\ k_{\text{S}} &= \beta(-\Omega) + 2\bar{\gamma}_{\text{S}}P_0, \\ k_{\text{AS}} &= \beta(\Omega) + 2\bar{\gamma}_{\text{AS}}P_0. \end{cases} \quad (2.13)$$





**Figura 2.3:** perfil de ganancia de IM en función de  $\Omega$  y  $P_0$  para  $s = 1, 5$  (a) y  $s = 3$  (b) dados por la Eq. 2.11. El panel (c) repite el caso (a) partiendo de la NLSE.

Las funciones  $\bar{\gamma}$ ,  $\bar{\gamma}_S$  y  $\bar{\gamma}_{AS}$  están definidas como

$$\bar{\gamma} = \text{Re} \left\{ \sqrt[4]{\gamma_P} \sqrt[4]{\gamma_P} \sqrt[4]{\gamma_S} \sqrt[4]{\gamma_{AS}} \right\} \sqrt{1 - (\Omega/\omega_P)^2}, \quad (2.14)$$

$$\bar{\gamma}_S = \text{Re} \left\{ \sqrt[4]{\gamma_S} \sqrt[4]{\gamma_S} \sqrt[4]{\gamma_P} \sqrt[4]{\gamma_P} \right\} \sqrt{1 - \Omega/\omega_P}, \quad (2.15)$$

$$\bar{\gamma}_{AS} = \text{Re} \left\{ \sqrt[4]{\gamma_{AS}} \sqrt[4]{\gamma_{AS}} \sqrt[4]{\gamma_P} \sqrt[4]{\gamma_P} \right\} \sqrt{1 + \Omega/\omega_P}, \quad (2.16)$$

donde  $\gamma_P = \gamma(0)$ ,  $\gamma_S = \gamma(-\Omega)$  y  $\gamma_{AS} = \gamma(\Omega)$  representan el coeficiente no lineal en las frecuencias del pump, Stokes y anti-Stokes, respectivamente.

### 2.2.2. Resultados

La Fig. 2.3 muestra la  $g_{MI}$  para  $s = 1, 5$  (a) y  $s = 3$  (b) calculada con la Eq. 2.11. Como referencia, en el panel (c) se muestra el caso  $s = 1, 5$  modelado con la NLSE. Del análisis de la Eq. 2.11 y de estas figuras surgen las siguientes observaciones:

- Cambio en la potencia de cutoff: mientras la NLSE predice una supresión de la ganancia a partir de 200 W, la pcNLSE predice una potencia de corte hasta un 50 % superior.
- Aparecen ceros de no linealidad en determinadas frecuencias ( $\omega_P \pm \omega_P/s$ ) que se manifiestan a través de una supresión de la ganancia.
- A diferencia de la NLSE, la pcNLSE predice ganancia más allá de los ceros de no linealidad; más aún, esta ganancia es mayor en los lóbulos exteriores que en los centrales.
- El ancho de banda predicho por la NLSE disminuye notoriamente con  $s$ , a razón de  $\omega_P/s$ , mientras que aumenta según la pcNLSE.

### 2.2.3. Análisis geométrico de la $g_{\text{MI}}$ para la pcNLSE

Resulta evidente de la Fig. 2.3 la necesidad de definir cuantitativamente la región de ganancia de IM y la potencia de cutoff para la pcNLSE. Partiendo de la Eq. 2.11, se obtiene una ganancia en el plano  $(\Omega, P_0)$  dada por [99]

$$R_{\text{MI}} = \left\{ (\Omega, P_0) : [(\gamma_0 - \bar{\gamma}_S - \bar{\gamma}_{\text{AS}})^2 - \bar{\gamma}^2] P_0^2 - (\gamma_0 - \bar{\gamma}_S - \bar{\gamma}_{\text{AS}}) \beta_2 \Omega^2 P_0 + \frac{\beta_2^2 \Omega^4}{4} < 0 \right\}, \quad (2.17)$$

con las funciones  $\bar{\gamma}$ ,  $\bar{\gamma}_S$  y  $\bar{\gamma}_{\text{AS}}$  definidas en las Eqs. 2.14, 2.15 y 2.16, respectivamente. Obsérvese que se recupera la Eq. 2.5 cuando  $s = 1$  en la Eq. 2.17.

Los límites de la región de ganancia para la pcNLSE están dados por

$$P^{\text{co}} = \frac{\beta_2 \Omega^2}{2(\gamma_0 \pm \bar{\gamma} - \bar{\gamma}_S - \bar{\gamma}_{\text{AS}})}. \quad (2.18)$$

Esta expresión es válida para perfiles de no linealidad  $\gamma(\Omega)$  arbitrarios.

Finalmente, la Eq. 2.18 puede reescribirse como

$$P^{\text{co}} = \hat{P} \bar{\Omega}^2 \left( \text{Re} \left\{ \sqrt{1 + s\bar{\Omega}} \right\} \sqrt{1 + \bar{\Omega}} + \text{Re} \left\{ \sqrt{1 - s\bar{\Omega}} \right\} \sqrt{1 - \bar{\Omega}} \pm \text{Re} \left\{ \sqrt[4]{1 - (s\bar{\Omega})^2} \right\} \sqrt[4]{1 - \bar{\Omega}^2} - 1 \right)^{-1}, \quad (2.19)$$

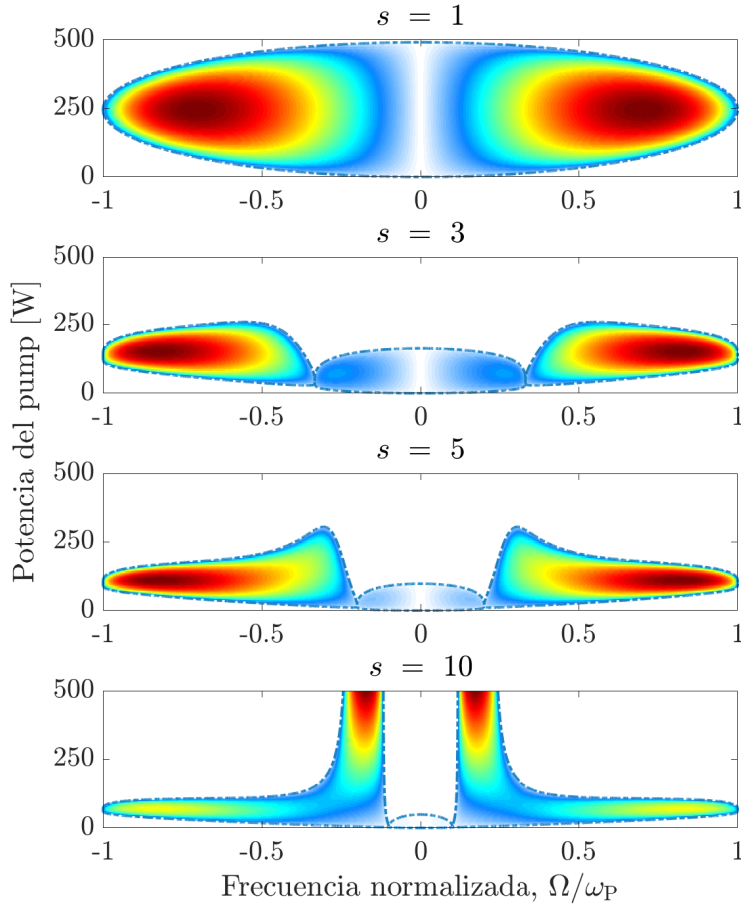
donde  $\hat{P}$  es la definida en la Eq. 2.7.

### 2.2.4. Resultados

Una consecuencia importante de la Eq. 2.19 es que la frecuencia y el ancho de banda de la ganancia de IM no depende ni de la dispersión lineal,  $\beta_2$ , ni del coeficiente de no linealidad,  $\gamma_0$ . Por el contrario, depende solo del parámetro  $s$  y de la frecuencia del pump,  $\omega_P$ .

La Fig. 2.4 muestra los contornos de la ganancia para diferentes valores de  $s$ : 1, 3, 5 y 10. Puede observarse que existe un valor de  $s$  a partir del cual deja de existir la  $P^{\text{co}}$ , es decir, hay ganancia para todas las potencias. Este resultado es diferente al obtenido por la Eq. 2.6. Más aún, la ganancia aumenta con la potencia.

Otra observación importante es la dependencia de la  $P^{\text{co}}$  en la Eq. 2.19 con el signo de  $s$ , contrario a lo observado en la Eq. 2.6 y en contraste con los resultados de la Ref. [46]. A modo de ejemplo, la Fig. 2.5 muestra la ganancia de IM para  $s = -5$ . Es importante mencionar que estas observaciones no han sido aún verificadas



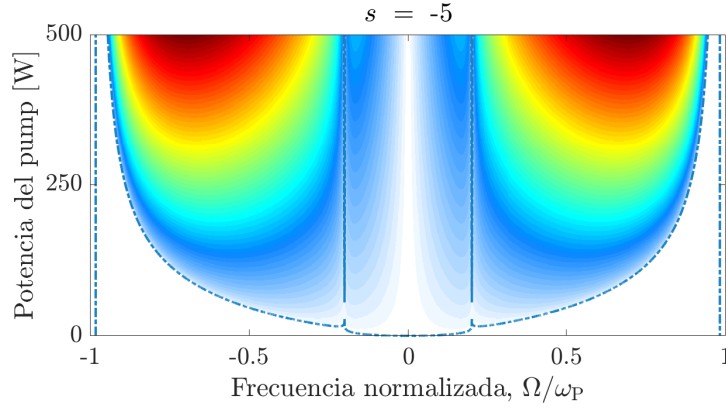
**Figura 2.4:** perfiles de ganancia de IM en función de  $\Omega$  y  $P_0$  para diferentes valores de  $s$ : 1, 3, 5 y 10 (de arriba hacia abajo). Las líneas azules a trazos representan el contorno de la región de ganancia dada por la Eq. 2.18. Nótese la supresión del cutoff en el último panel.

experimentalmente.

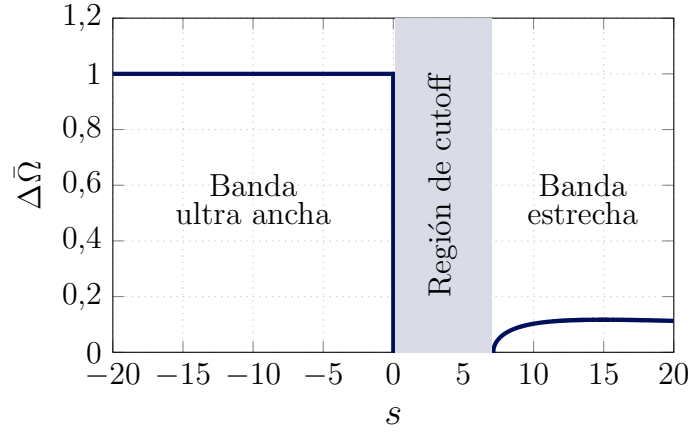
## 2.3. Regímenes de ganancia de banda estrecha y ultra ancha

En esta sección se estudia una consecuencia importante del análisis de IM con la pcNLSE: la existencia de dos regímenes diferentes, uno de banda estrecha y otro de banda ultra ancha [99].

Como se mostró en la sección anterior, los límites de ganancia de IM en el plano  $(\Omega, P_0)$  están dados exclusivamente por el parámetro  $s$  y la frecuencia central  $\omega_P$ . La Fig. 2.6 muestra la dependencia del ancho de banda normalizado,  $\Delta\bar{\Omega} = \Delta\bar{\Omega}(s)$ , en donde  $\Delta\bar{\Omega} = 1$  representa un ancho de banda de  $\pm\omega_P$ , con el parámetro de SS para potencias mucho mayores a  $\hat{P}$ ; en otras palabras, buscamos las condiciones de existencia del cutoff. Pueden observarse dos regímenes diferentes: (i) de banda ultra



**Figura 2.5:** perfil de ganancia de IM en función de  $\Omega$  y  $P_0$  para  $s = -5$ . Las líneas azules a trazos representan el contorno de la región de ganancia dada por la Eq. 2.18. Nótese la supresión del cutoff.

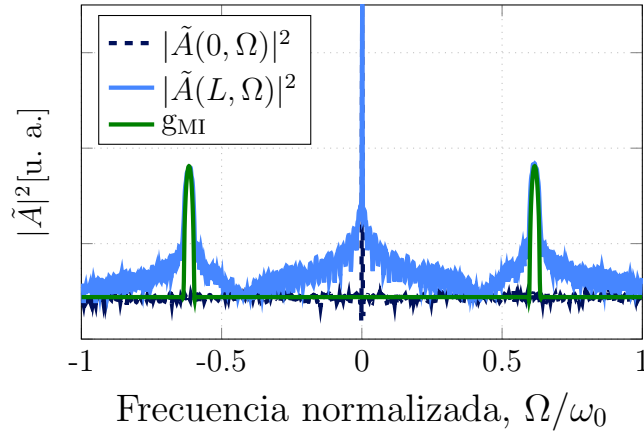


**Figura 2.6:** ancho de banda de IM normalizado a la frecuencia del pump,  $\omega_P$ , en función de  $s$  obtenido con la pcNLSE. Pueden observarse dos regímenes diferentes: uno de ganancia de banda ultra ancha ( $s < 0$ ) y otro de banda estrecha ( $s > s_0$ ), separados por una región de cutoff (sombreada en gris).

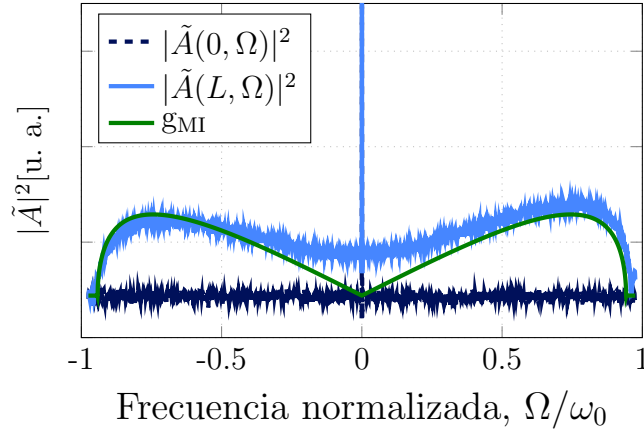
ancha (compárese con la Fig. 2.5) para pendientes negativas de SS, en donde la ganancia cubre todo el espectro; y (ii) de banda estrecha para un subconjunto de  $s > 0$ , donde la banda de ganancia es solo una fracción de la frecuencia del pump. Entre estos dos regímenes existe un intervalo de valores positivos de  $s$ ,  $0 < s < s_0$ , en donde no existe ganancia, es decir, existe un cutoff.

### 2.3.1. Resultados

A continuación, se muestran resultados de la propagación, con la pcNLSE, de un pump CW de 5 kW en  $\lambda = 5 \mu\text{m}$  más ruido aditivo blanco gaussiano, con una relación señal a ruido (*signal-to-noise ratio*, SNR) de 120 dB. Los parámetros de la guía de onda,  $\beta_2 = -0,1 \text{ ps}^2 \text{ km}^{-1}$  y  $\gamma_0 = 1000 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ , corresponden a los de una fibra de calcogenuro transparente en el infrarrojo medio. La longitud de propagación es  $L = 10 L_{\text{MI}}$ , donde  $L_{\text{MI}} = 1/\text{máx}(g_{\text{MI}})$  es la longitud característica de IM. El parámetro



**Figura 2.7:** ganancia de IM de banda estrecha para un pump CW con ruido blanco aditivo gaussiano. Espectro de entrada (línea azul a trazos), salida (línea celeste continua) y ganancia de IM (línea verde continua).



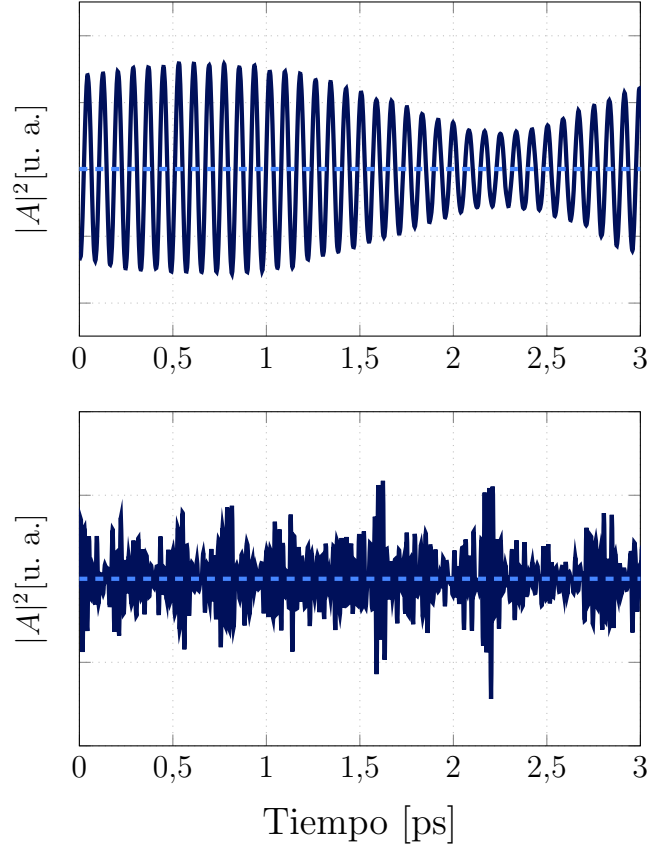
**Figura 2.8:** ganancia de IM de banda ultra ancha para un pump CW con ruido blanco aditivo gaussiano. Espectro de entrada (línea azul a trazos), salida (línea celeste continua) y ganancia de IM (línea verde continua).

de SS fue ajustado de forma tal de recrear los dos regímenes expuestos en la Fig. 2.6.

La Fig. 2.7 muestra el caso de ganancia de banda estrecha, en donde el parámetro de SS es  $s = 7, 15$ . Bajo las mismas condiciones, y contrariamente a lo que se observa en la figura, la NLSE predice una potencia de corte  $P^{co} = 0,28$  W (ver Eq. 2.6), es decir, la supresión de la ganancia.

La Fig. 2.8 muestra el caso de ganancia de banda ultra ancha según la Eq. 2.19 para  $s = -1$ . Obsérvese que el espectro es ancho y prácticamente constante en toda la banda disponible. Puede verse, también, una leve asimetría en la densidad espectral de potencia. Esto se debe a que la IM es un proceso de FWM degenerado y, por lo tanto, existirá la misma cantidad de fotones en las bandas de Stokes y anti-Stokes; como esta última tiene fotones de mayor energía, la potencia de esta banda es mayor. Es de esperarse, además, que este efecto se acentúe para anchos de banda grandes, por lo que no puede apreciarse en la Fig. 2.7.

Los resultados de las Figs. 2.7 y 2.8 sugieren dinámicas temporales muy diferentes.



**Figura 2.9:** formas de onda a la salida de la fibra óptica, correspondientes a los regímenes de ganancia de banda estrecha (arriba) y ultra ancha (abajo) de las Figs. 2.7 y 2.8, respectivamente. La línea celeste a trazos indica el nivel CW.

La Fig. 2.9 muestra un detalle de los pulsos para ambos casos, ganancia de banda estrecha (arriba) y ultra ancha (abajo). Mientras que el primero presenta un tren regular de pulsos, el segundo muestra la formación de pulsos irregulares.

## 2.4. Inestabilidad modulacional en la pcGNLSE

En esta sección se muestra una extensión del análisis de la IM para la pcGNLSE, incluyendo el efecto del scattering de Raman [64]. Los resultados derivados de este análisis se discutirán en el Capítulo 4.

Análogamente, partimos de un análisis de estabilidad lineal para la pcGNLSE (Eq. 1.14), introducida en la Ref. [62]. Dada una solución CW,

$$A_P(z, t) = \sqrt{P_0} e^{ik_p z - i\omega_P t}, \quad (2.20)$$

donde  $P_0$ ,  $\omega_P$ , y  $k_p$  son la potencia, frecuencia y número de onda, respectivamente, de

la solución estacionaria de la Eq. 1.14, más una pequeña perturbación definida como

$$a(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} a_s(z, \Omega) e^{ik(\Omega)z - i(\omega_P + \Omega)t} d\Omega, \quad (2.21)$$

tal que

$$A(z, t) = A_P(z, t) + a(z, t), \quad (2.22)$$

donde  $|a(z, t)|^2 \ll P_0$ . Reemplazando la Eq. 2.22 en la Eq. 1.14, y conservando solo los términos de primer orden de  $a_s$ , obtenemos el sistema de ecuaciones diferenciales

$$\begin{cases} \partial_z a_s(z, \Omega) = i\kappa(\Omega) a_s^*(z, -\Omega) e^{i\Delta k z}, \\ \partial_z a_s(z, -\Omega) = i\kappa(-\Omega) a_s^*(z, \Omega) e^{i\Delta k^* z}, \end{cases} \quad (2.23)$$

donde

$$\begin{cases} \kappa(\Omega) = (\omega_P + \Omega)P \left( \text{Re} [\tilde{r}_s \tilde{r}_i \tilde{r}_p^2] + f_R \tilde{r}_s^* \tilde{r}_i^* \tilde{r}_p^2 \left( \tilde{h}_R(-\Omega) - 1 \right) \right), \\ \Delta k = 2k_p - k_s - k_i^*, \end{cases} \quad (2.24)$$

y usamos la notación  $\tilde{r}_{s,i} = \tilde{r}(\omega_P \pm \Omega)$ ,  $\tilde{r} = \sqrt[4]{\gamma(\omega)/\omega}$  y  $k_{s,i} = k(\pm\Omega)$  de acuerdo con las denominaciones usuales de *signal* y *idler* en procesos paramétricos. El número de onda se define como

$$k(\Omega) = \beta(\Omega) + \gamma(\Omega)P_0(1 + R(\Omega - \omega_p)), \quad (2.25)$$

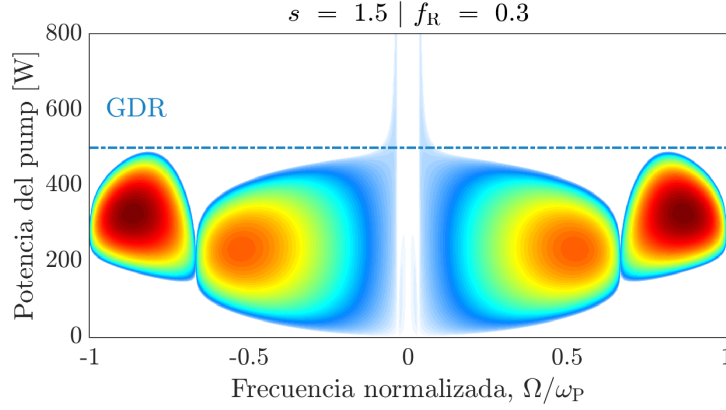
donde  $R(\Omega) = (1 - f_R) + f_R \tilde{h}_R(\Omega)$ . La solución de la Eq. 2.23 es

$$a_s(z, \Omega) = a_s^+ \exp \left( -i \frac{\Delta k}{2} z + i \sqrt{\left( \frac{\Delta k}{2} \right)^2 - \kappa_s \kappa_i^*} z \right) + a_s^- \exp \left( -i \frac{\Delta k}{2} z - i \sqrt{\left( \frac{\Delta k}{2} \right)^2 - \kappa_s \kappa_i^*} z \right), \quad (2.26)$$

donde  $\kappa_s = \kappa(\Omega)$ ,  $\kappa_i = \kappa(-\Omega)$  y

$$\begin{cases} a_s^+ = [(\Lambda + \Delta k/2)a_s(0, \Omega) - \kappa_s a_s^*(0, -\Omega)] / 2\Lambda, \\ a_s^- = [(\Lambda - \Delta k/2)a_s(0, \Omega) + \kappa_s a_s^*(0, -\Omega)] / 2\Lambda, \\ \Lambda = \sqrt{(\Delta k/2)^2 - \kappa_s \kappa_i^*}. \end{cases} \quad (2.27)$$

Si bien la Eq. 2.26 provee una descripción completa de la evolución espectral, suele utilizarse un método más sencillo en el estudio de procesos de IM, en el cual el crecimiento



**Figura 2.10:** ganancia de IM en función de  $\Omega$  y  $P_0$  para  $s = 1,5$  incluyendo el scattering de Raman. La línea a trazos representa el límite inferior de la región GDR.

de las bandas laterales de IM está dado por

$$|a_s(z, \Omega)|^2 \propto \exp(g_{\text{MI}}(\Omega)z), \quad (2.28)$$

donde

$$g_{\text{MI}}(\Omega) = \text{máx} \left( 2\text{Im} \left[ \frac{\Delta k}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 - \kappa_s \kappa_i^*} \right] \right) \quad (2.29)$$

es la ganancia de IM para  $L \gg L_{\text{MI}}$ .

### 2.4.1. Resultados

Análogamente a como ocurría con la GNLSE, la pcGNLSE predice la aparición de bandas estrechas de ganancia más allá de  $P^{\text{co}}$ , como puede observarse en la Fig. 2.10. Resulta de utilidad definir una región del plano  $(\Omega, P_0)$  más allá del cutoff, la cual denominaremos como “ganancia dominada por Raman” (GDR) [118]. La misma será utilizada en el Capítulo 4 en el contexto de la medición de  $f_R$  y  $s$  ya que, como sugiere la Eq. 2.29, su magnitud y frecuencia dependen de estos parámetros.

## 2.5. Resumen del capítulo

A continuación, se resumen los resultados más importantes presentados en este capítulo. De la Eq. 2.6 derivada a partir de la NLSE se desprenden las siguientes observaciones:

- La existencia de una potencia de cutoff,  $P^{\text{co}}$ , toda vez que  $s$  difiera de cero.
- La existencia de dos puntos en el plano  $(\Omega, P_0)$  donde la ganancia es máxima, dados por  $(\pm\omega_P/s, P^{\text{co}}/2)$  (ver la Fig. 2.2 (b)).



- El ancho de banda de la ganancia de IM está dado por el ZNW. Un aumento de  $s$  produce una disminución de este y de la  $P^{\text{co}}$  (ver la Fig. 2.3 (c)).
- La estructura del espectro de ganancia es independiente de la magnitud y signo de  $s$ .
- La inclusión del scattering de Raman genera dos bandas de ganancia más allá de  $P^{\text{co}}$  (ver la Fig. 2.2 (c)).

De la Eq. 2.19 derivada a partir de la pcNLSE se desprenden las siguientes observaciones:

- La ganancia máxima de IM no se encuentra dada por los puntos  $(\pm\omega_{\text{P}}/s, P^{\text{co}}/2)$  (ver la Fig. 2.3 (a) y (b)).
- Existen bandas laterales más allá del cero de no linealidad de la guía de onda que generan un aumento del ancho de banda de la ganancia. Este comportamiento no se observa con el modelo derivado a partir de la NLSE.
- El espectro de ganancia es dependiente del valor y signo de  $s$ . Esto genera dos regímenes bien diferenciados en los cuales se suprime la  $P^{\text{co}}$ : uno de ganancia estrecha, para un subconjunto de pendientes positivas,  $0 < s < s_0$ , y otro de ganancia ultra ancha, para pendientes negativas (ver las Figs. 2.4, 2.5 y 2.6). Por el contrario, la estructura del espectro de ganancia con el modelo de la NLSE no se ve afectada por el valor de  $s$ .
- La inclusión del scattering de Raman origina dos bandas de ganancia más allá de  $P^{\text{co}}$  (ver la Fig. 2.10), generando una región denominada GDR. La importancia de esta región se desarrolla en el Capítulo 4.



# Capítulo 3

## Dinámica de solitones en la pcGNLSE

En este capítulo se explica la dinámica de solitones en la GNLSE y se extiende su análisis, como resultado de esta tesis, a la pcGNLSE, tanto para pulsos largos como cortos, y se analiza su relación con el parámetro de self-steepening y la contribución fraccional de Raman. Por último, se define el parámetro de SS de segundo orden,  $s_2$ , y se discute su rol en la propagación de solitones. Los principales resultados de este capítulo han sido publicados en las Refs. [64, 120].

### 3.1. Introducción

Los solitones ópticos son soluciones estables de la NLSE/GNLSE, resultado de un equilibrio entre los efectos lineales y no lineales en la guía de onda. Más concretamente, los solitones son producto de la compensación entre la variación en frecuencia instantánea debida a  $\beta_2$  ( $\delta\omega < 0$ ) y la debida a  $\gamma_0$  ( $\delta\omega > 0$ ) en un régimen anómalo de propagación, y han sido ampliamente estudiados en la literatura desde su primera observación experimental en fibras ópticas [121, 122]. Además, al ser soluciones estables, los solitones surgen naturalmente en la guía de onda, por ejemplo, luego del rompimiento de un pump CW en pulsos cortos por IM.

Como se explicó en el Capítulo 1, el self-steepening es el responsable de la deformación y posterior rompimiento de pulsos, un fenómeno denominado en la literatura como “shock del pulso”. No obstante, y como se explica en este capítulo, los solitones no experimentan dicho rompimiento; por el contrario, conservan la forma de su envolvente a lo largo de la propagación y experimentan un retraso [123, 124].

Por otra parte, el scattering de Raman genera un desplazamiento en frecuencia del solitón (*soliton self-frequency shift*, SSFS) hacia longitudes de onda más largas que induce, a través del parámetro de GVD, un retraso adicional al producido por SS [125].

Tanto el SSFS como el retraso han sido ampliamente observados experimentalmente [29–32] y encuentran aplicaciones en muchas áreas de la óptica y fotónica como en las fuentes de frecuencia ajustable [126], el procesamiento de señales y los retrasos ajustables [127], entre otras.

En las siguientes secciones se deriva analíticamente, bajo algunas aproximaciones, la dinámica temporal y espectral de los solitones en el marco de la GNLSE y de la pcGNLSE. Los pulsos que satisfacen estas expresiones analíticas serán referidos como pulsos largos ( $T_0 \gtrsim 100$  fs). Luego, se analiza el comportamiento de pulsos cortos ( $T_0 < 100$  fs), en donde las aproximaciones mencionadas dejan de tener validez.

### 3.2. Solitones en la GNLSE

Despreciando los efectos de orden superior de la guía de onda, lineales y no lineales, las soluciones solitónicas están caracterizadas por un parámetro real adimensional denominado “orden del solitón”,  $N$ , definido como [128]

$$N^2 = \frac{\gamma_0 P_0 T_0^2}{|\beta_2|} = \frac{L_D}{L_{NL}}, \quad (3.1)$$

donde  $L_{NL} = 1/(\gamma_0 P_0)$  es la longitud característica no lineal. Se denomina “solitón fundamental”, o “solitón de primer orden”, a aquel que satisface  $N = 1$ ; su envolvente está dada por

$$A(t) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech} \left( \frac{t}{T_0} \right). \quad (3.2)$$

La Eq. 3.2 es una solución tanto estable como estacionaria de la NLSE (Eq. 1.7), ya que la envolvente  $A(t)$  no modifica su forma a lo largo de la propagación.

Toda vez que  $N \neq 1$  se estará en presencia de un “solitón de orden superior”. En el caso particular  $N \in \mathbb{Z}$ , el solitón modificará periódicamente la forma de su envolvente en tiempo y frecuencia. Para el caso más general de  $N \in \mathbb{R}$ , el solitón tenderá a irradiar energía hasta satisfacer  $N \in \mathbb{Z}$  [5]. En esta tesis nos centraremos únicamente en el análisis de los solitones fundamentales.

Un análisis completo de la propagación de solitones debe incluir los efectos de dispersión lineal de orden superior, el SS y el scattering de Raman. Para ello, se parte de una expresión más general para el solitón

$$A(z, t) = a_p \operatorname{sech} \left( \frac{t - q_p}{T_p} \right) \exp \left\{ -i\Omega_p(t - q_p) - iC_p \frac{(t - q_p)^2}{2T_p^2} \right\}, \quad (3.3)$$

donde  $a_p$ ,  $T_p$ ,  $C_p$ ,  $q_p$ ,  $\Omega_p$  y  $\phi_p$  son la amplitud, el ancho, el chirp, el retraso y el desvío en frecuencia angular del solitón, respectivamente. Además, resulta conveniente introducir

el parámetro

$$T_R \equiv \int_0^\infty t R(t) dt \approx f_R \int_0^\infty t h_R(t) dt, \quad (3.4)$$

un tiempo efectivo de la respuesta Raman [5]. Con el método de los momentos puede obtenerse la evolución de todos estos parámetros que caracterizan completamente la dinámica del solitón; se refiere al lector al Apéndice A para más detalles sobre este método.

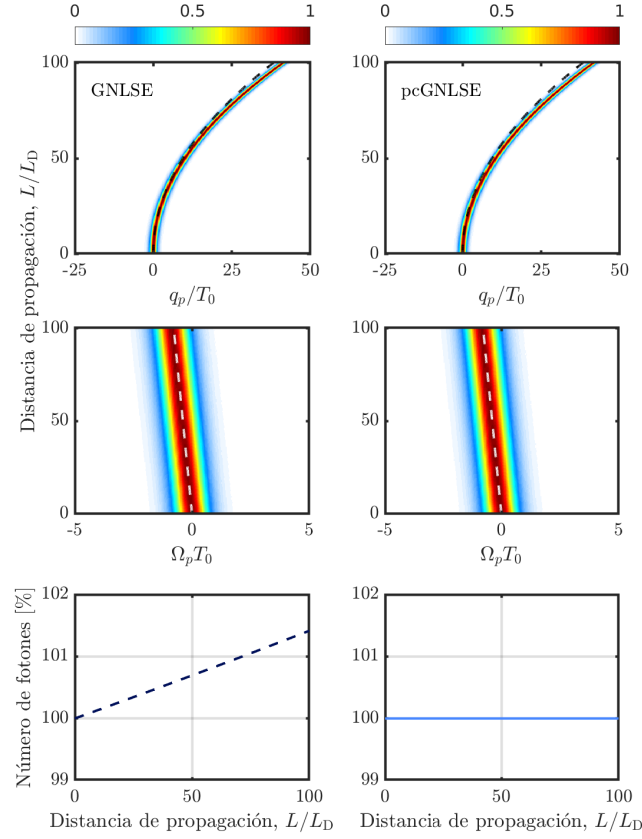
Despreciando las contribuciones lineales de orden superior y los términos con productos cruzados de Raman con SS (aproximación para pulsos largos, ver Apéndice A), el retraso del solitón y su desplazamiento en frecuencia están dados por [129, 130]

$$\Omega_p(z) = -\frac{8T_R\gamma_0 P_0}{15T_0^2} z, \quad q_p(z) = \frac{\beta_2\Omega_p}{2} z + \frac{s\gamma_0 P_0}{\omega_P} z; \quad (3.5)$$

y el ancho y chirp del solitón permanecen constantes,  $T_p(z) = T_0$  y  $C_p(z) = 0$ . Como  $T_R$  es positivo, el espectro experimentará un corrimiento hacia el rojo toda vez que  $\gamma_0 > 0$ , tal como se explicó en el Capítulo 1. Si  $\gamma_0 < 0$ , como ocurre en algunas guías de onda [44–46], la Eq. 3.5 indica que habrá un desplazamiento del espectro hacia el azul. Como el scattering de Raman es un proceso en el que el número de fotones permanece constante, esto generará un incremento artificial de la energía del solitón [54, 62]. Es evidente, entonces, que las Eqs 3.5 derivadas a partir de la GNLSE solo son válidas para  $\gamma_0 > 0$  y  $s = 1$ . En esta tesis trabajaremos exclusivamente con  $\gamma_0 > 0$ .

La Fig. 3.1 (izquierda) muestra la propagación de un solitón fundamental de 100 fs en 1550 nm, a lo largo de  $L = 100L_D = 0,5$  m, en una fibra óptica modelada con la GNLSE. Los parámetros son los usuales de una fibra SSMF,  $\beta_2 = -20$  ps<sup>2</sup> km<sup>-1</sup>,  $\gamma_0 = 1$  W<sup>-1</sup> km<sup>-1</sup>,  $\tau_1 = 12,2$  fs,  $\tau_2 = 32$  fs y  $f_R = 0,18$  [5, 23]. El efecto de la atenuación fue ignorado en las simulaciones debido a que la longitud de propagación es mucho menor a la longitud característica de atenuación,  $L_{\text{eff}} \approx 1/\alpha \approx 21$  km. Se utilizó  $s = -1$  para poner de manifiesto lo inapropiado del uso de la GNLSE. Los paneles superiores y medios muestran, respectivamente, el retraso y el desplazamiento en frecuencia normalizados al ancho del pulso  $T_0$ . Como puede observarse, los resultados de las simulaciones concuerdan con los resultados de la Eq. 3.5, mostrados en línea de trazos. El panel inferior de la Fig. 3.1 muestra la evolución del número de fotones, calculada como  $\int_0^{+\infty} |\tilde{A}|^2 / (\hbar\omega) d\omega$ , en donde podemos observar un leve incremento del mismo para la GNLSE debido a que  $s \neq 1$ . El incremento es pequeño debido al régimen de pulso largo, como se muestra en la próxima sección.

La Eq. 3.5 muestra de forma explícita la influencia de Raman y de SS en la dinámica del solitón. Mientras que el primer término de  $q_p(z)$  se debe exclusivamente al retraso introducido por Raman, donde el parámetro de GVD ( $\beta_2$ ) transforma el SSFS en una velocidad de grupo efectiva, el segundo se debe exclusivamente al self-steepening.



**Figura 3.1:** retraso (arriba) y desplazamiento en frecuencia (centro) normalizados a  $T_0$ , experimentados por un solitón fundamental de 100 fs a lo largo de  $100L_D$  en una fibra óptica con  $s = -1$ , modelados por la GNLSE (izquierda) y la pcGNLSE (derecha); evolución del número de fotones (abajo). Las líneas a trazos muestran los resultados de las Eqs. 3.5 y 3.12 en concordancia con las simulaciones.

Si se desprecia la contribución de Raman,  $T_R = 0$ , se anula el SSFS ( $\Omega_p = 0$ ) y el desplazamiento temporal queda determinado únicamente por el SS,

$$q_p(z) = \frac{s\gamma_0 P_0}{\omega_P} z. \quad (3.6)$$

La relevancia de esta expresión será discutida en el Capítulo 4.

### 3.3. Solitones en la pcGNLSE

En esta sección se obtiene el retraso y el desplazamiento en frecuencia del solitón,  $q_p$  y  $\Omega_p$ , para pulsos largos en el contexto de la pcGNLSE [120]. Nuevamente, se parte de la Eq. 3.3 y del método de los momentos. Suponiendo que  $\gamma(\Omega) > 0$ , definido en la Eq. 1.4, obtenemos que  $\tilde{C}_\omega = \tilde{B}_\omega$  y la pcGNLSE (Eq. 1.14) puede reescribirse como

$$\frac{\partial \tilde{A}_\omega}{\partial z} = i\beta_\omega \tilde{A}_\omega + if_R \tilde{r} \omega \mathcal{F} \left\{ B(z, t) \int_0^\infty R(\tau) |B(z, t - \tau)|^2 d\tau \right\}, \quad (3.7)$$

donde

$$R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h(t). \quad (3.8)$$

La Eq. 3.7 puede expresarse en términos únicamente de  $B(z, t)$  como

$$\frac{\partial \tilde{B}_\omega}{\partial z} = i\beta_\omega \tilde{B}_\omega + i\sqrt{(\omega_P + \Omega)\gamma(\Omega)} \times \mathcal{F} \left\{ B(z, t) \int_0^\infty R(\tau) |B(z, t - \tau)|^2 d\tau \right\}. \quad (3.9)$$

Al linealizar  $\gamma(\Omega) = \gamma_0 (1 + s \frac{\Omega}{\omega_P})$ , obtenemos

$$\sqrt{(\omega_P + \Omega)\gamma(\Omega)} \approx \sqrt{\gamma_0 \omega_P} \left( 1 + \frac{s+1}{2} \frac{\Omega}{\omega_P} \right), \quad (3.10)$$

donde se conservaron solo los términos de primer orden  $\Omega/\omega_P$  (aproximación para pulsos largos). Ignorando los efectos lineales de orden superior, obtenemos

$$\frac{\partial B_\omega}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 B_\omega}{\partial t^2} + i\sqrt{\gamma_0 \omega_P} \left( 1 - i \frac{s+1}{2\omega_P} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left( B(z, t) \int_0^\infty R(t') |B(z, t - t')|^2 dt' \right). \quad (3.11)$$

Esta ecuación en el dominio de  $\tilde{B}_\omega$  tiene la misma forma funcional que la GNLSE (Eq. 1.11). También, es posible realizar una derivación análoga para  $\gamma(\Omega) < 0$ , arribando a la Eq. 3.11 pero expresada en términos de  $\tilde{C}_\omega$ . Dada la similitud entre la Eq. 3.11 y la GNLSE (Eq. 1.11), podemos obtener el retraso y el desplazamiento en frecuencia como

$$\Omega_p(z) = -\frac{8T_R \gamma_0 P_0}{15T_0^2} z, \quad q_p(z) = \frac{\beta_2 \Omega_p}{2} z + \frac{(s+2)\gamma_0 P_0}{3\omega_P} z. \quad (3.12)$$

Se puede demostrar fácilmente que si  $A(z, 0)$  es un pulso *sech* de semiancho  $T_0$ ,  $B(z, 0)$  tiene aproximadamente la misma amplitud para  $\omega_P T_0 \ll 1$ . Esto explica por qué el SSFS en la Eq. 3.12 para la pcGNLSE es el mismo que el obtenido con la Eq. 3.5 para la GNLSE en el régimen de pulsos largos. Sin embargo, cambia la forma en la que el self-steepening es incluido en el desplazamiento temporal, anulándose para  $s = -2$ . La relación lineal en la Eq. 3.12 entre  $q_p$  y  $s$  sugiere un método para su medición, el cual será desarrollado en la sección 4.1 del Capítulo 4.

Los paneles de la derecha de la Fig. 3.1 muestran la evolución de un solitón fundamental de 100 fs obtenida con la pcGNLSE, utilizando los mismos parámetros que los del panel izquierdo. Como corresponde a esta ecuación, el número de fotones permanece constante a lo largo de la propagación.

En el régimen de pulsos largos, tanto la GNLSE como la pcGNLSE predicen resultados similares, en correlación directa con la pequeña variación de fotones observada

para la GNLSE. Además, las predicciones analíticas de las Eqs. 3.5 y 3.12 concuerdan con los resultados numéricos.

### 3.4. Régimen de pulsos cortos

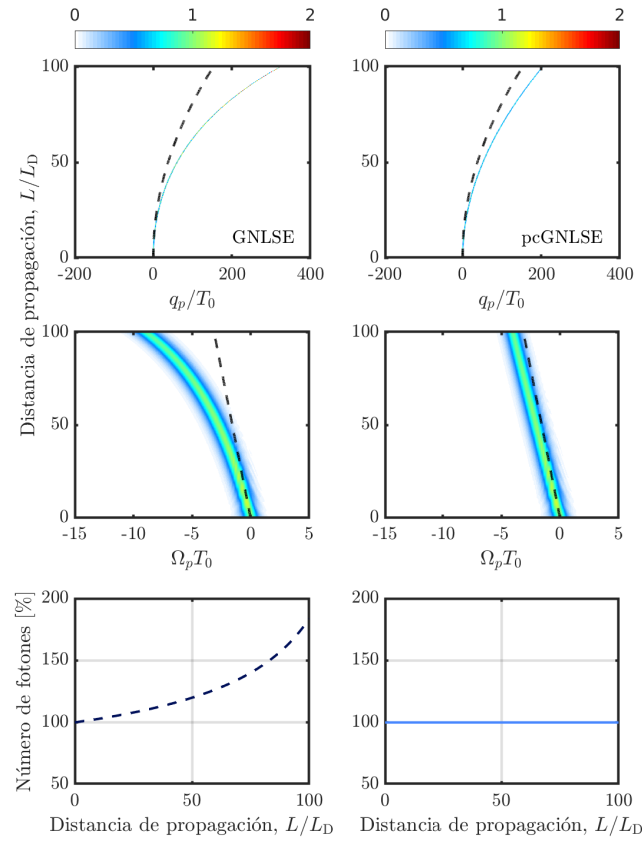
Las Eqs. 3.5 y 3.12 son válidas para solitones (según la forma funcional de la Eq. 3.2) sin chirp ( $C_p = 0$ ), de duración y potencia constantes a lo largo de la propagación y para espectros relativamente angostos. Sin embargo, en el caso de pulsos cortos ( $T_0 < 100$  fs) estas condiciones no se mantienen:  $C_p = C_p(T_p)$ ,  $T_p = T_p(C_p)$ ,  $\Omega_p = \Omega_p(C_p, T_p)$  y comienzan a ser relevantes los términos de productos cruzados de Raman y de SS y los términos no lineales de orden superior. Además, el parámetro de Raman,  $T_R$ , se hace dependiente del ancho del pulso,  $T_R = T_R(T_p)$  [131]. La Fig. 3.2 muestra la propagación de un solitón de 25 fs a lo largo de una fibra con los mismos parámetros que en la Fig. 3.1, para la GNLSE (izquierda) y la pcGNLSE (derecha). Puede observarse que ambas ecuaciones predicen resultados muy diferentes; mientras que la GNLSE sobrestima el SSFS y el retraso, y muestra un incremento del número de fotones de 80 %, la pcGNLSE predice menores desplazamientos, a la vez que conserva el número de fotones. Las líneas negras a trazos muestran cómo los resultados analíticos de las Eq. 3.5 y 3.12 ya no se corresponden con las simulaciones. La propagación de pulsos cortos evidencia la correlación entre la sobrestimación del SSFS y el incremento en el número de fotones en la GNLSE.

Para mostrar la correlación entre la variación del número de fotones y los resultados de la GNLSE y pcGNLSE, la Fig. 3.3 muestra el retraso, el desplazamiento en frecuencia y la evolución del número de fotones en función del parámetro de SS,  $s$ , para un solitón de 25 fs propagado una distancia  $15L_D$ . De estos resultados podemos obtener las siguientes conclusiones:

- Se verifica que para  $s = 1$  se obtienen los mismos resultados para ambas ecuaciones y que la GNLSE conserva el número de fotones.
- Para  $s > 1$  la GNLSE predice una pérdida de fotones, y una ganancia para  $s < 1$ .
- Existe una correlación entre el aumento del número de fotones y la sobrestimación del retraso y del corrimiento en frecuencia.
- Los resultados obtenidos con ambas ecuaciones difieren más fuertemente para  $s < 1$ , ya que en este caso la variación en el número de fotones es mayor.

La asimetría del desplazamiento en frecuencia alrededor de  $s = 0$  se explica físicamente a través del SSFS [54]. En ausencia de ceros de no linealidad ( $s = 0$ ), el espectro



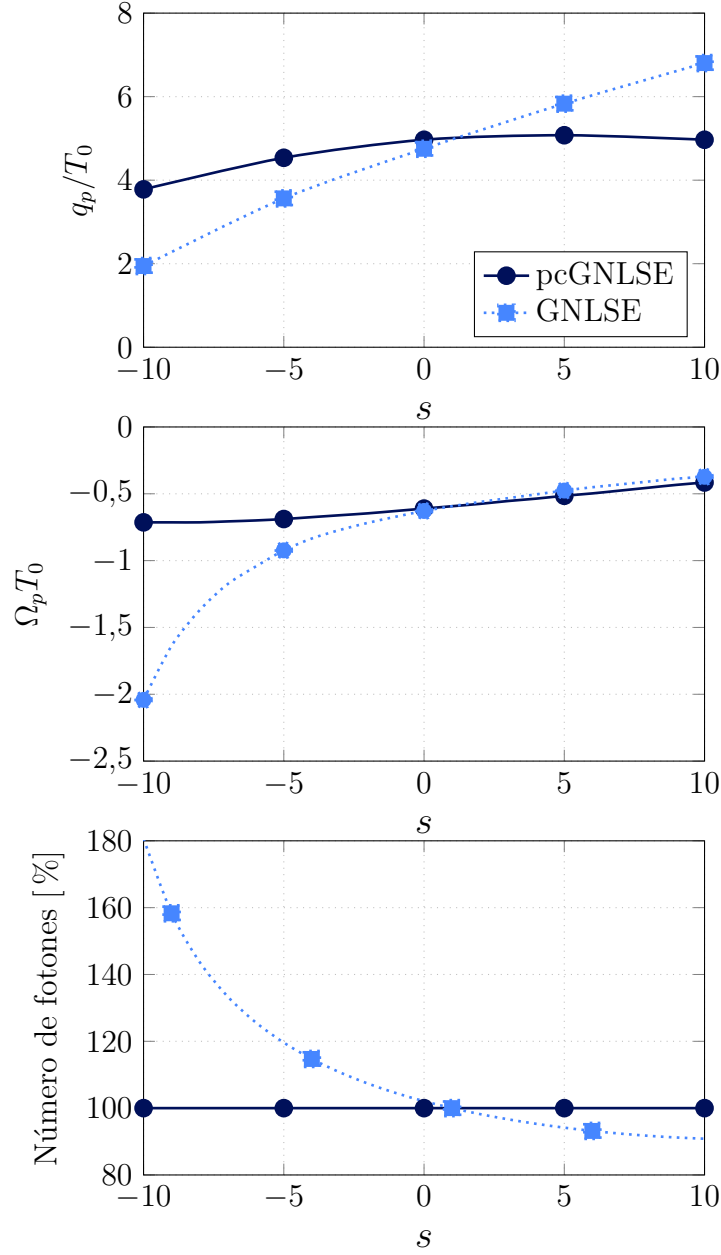


**Figura 3.2:** retraso (arriba) y desplazamiento en frecuencia (centro) normalizados a  $T_0$ , experimentados por un solitón fundamental de 25 fs a lo largo de  $100L_D$  en una fibra óptica con  $s = -1$ , modelados con la GNLSE (izquierda) y la pcGNLSE (derecha); evolución del número de fotones (abajo).

del pulso experimenta un corrimiento hacia frecuencias más bajas inducido por el scattering de Raman (RIFS o SSFS, según se trate o no de un solitón). Para  $s < 0$ , el ZNW se encuentra en una frecuencia superior a la del pump ( $\lambda_{ZNW} < \lambda_p$ ) y el espectro se desplaza hacia frecuencias más bajas,  $\omega_1 < \omega_P$ . Como la pendiente de SS es negativa,  $\gamma(\omega_1) > \gamma_0$  y este proceso se realimenta positivamente. Como el modelado del scattering de Raman en la GNLSE no conserva el número de fotones, es de esperarse que para valores negativos de  $s$  esta variación sea mayor. Por el contrario, si  $s > 0$  el ZNW se encuentra en una frecuencia inferior a la del pump ( $\lambda_{ZNW} > \lambda_p$ ), limitando de esta manera el SSFS y, por lo tanto, la variación del número de fotones de la GNLSE. Como consecuencia, la GNLSE predice resultados similares a su contraparte pcGNLSE.

### 3.5. Efecto de $\gamma_2$

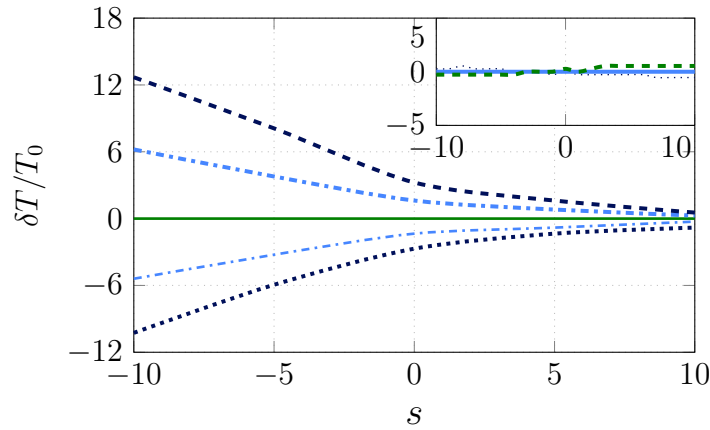
Como se explicó en el Capítulo 1, la literatura suele enfocarse en la expansión de  $\gamma(\Omega)$  solo hasta el primer orden, aún cuando se modelen procesos intrínsecamente no lineales de banda ancha como en la generación de supercontinuo [27]. En esta sección se



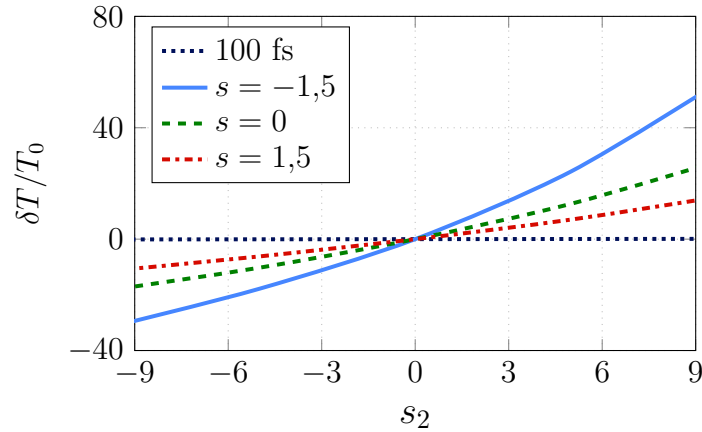
**Figura 3.3:** retraso (arriba) y desplazamiento en frecuencia (centro) experimentados por un solitón de 25 fs a lo largo de  $15L_D$ , calculados con la pcGNLSE (círculos) y la GNLSE (cuadrados), para diferentes valores de  $s$ ; evolución del número de fotones (abajo).

estudia el efecto de  $\gamma_2$  en la propagación de solitones en el régimen de pulsos cortos [64].

Es conveniente definir el parámetro de SS de segundo orden,  $s_2$ , tal que  $\gamma(\Omega) = \gamma_0 (1 + s \frac{\Omega}{\omega_p} + s_2 \frac{\Omega^2}{2\omega_p^2})$ . La Fig. 3.4 muestra que  $s_2$  genera un retraso adicional al producido por  $s$  en solitones cortos. Para poner en evidencia el efecto de  $s_2$  en el atraso, se define  $\delta T = q_p(s, s_2) - q_p(s, 0)$ , un retraso relativo a  $s_2 = 0$ . Es importante destacar que el scattering de Raman actúa poniendo de manifiesto el efecto de la no linealidad de orden superior; de hecho, si se desprecia el efecto del scattering de Raman, el retraso ya no se ve afectado por  $s_2$ , tal como se muestra en el recuadro de la Fig. 3.4. Por otra parte,  $s_2$  no afecta a los solitones de larga duración (100 fs) ya que tienen un espectro



**Figura 3.4:** retraso relativo normalizado experimentado por un solitón de 10 fs, propagado a lo largo de  $45L_D$ , en función de  $s$ , para (de abajo hacia arriba)  $s_2 = -10, -5, 0, 5$  y  $10$ . Los retrasos mostrados son desvíos respecto a los obtenidos para  $s_2 = 0$ . (Recuadro) Ídem, pero ignorando la contribución de Raman.



**Figura 3.5:** retraso relativo normalizado experimentado por un solitón de 10 fs en función de  $s_2$  para diferentes valores de  $s$ . La línea punteada horizontal corresponde a un solitón de 100 fs (régimen de pulsos largos).

más angosto. Por el contrario, los solitones de menor duración experimentan un retraso que depende monótonamente de  $s_2$ . En la Fig. 3.5 se muestra el atraso relativo como función de  $s_2$  para solitones de 10 fs y para diferentes valores del parámetro de SS,  $s = -1,5, 0$  y  $1,5$ . La línea punteada horizontal muestra, como referencia, un solitón de larga duración de 100 fs. Esta particularidad sugiere un método para la estimación del parámetro de SS de segundo orden,  $s_2$ , como se muestra en el próximo capítulo.

## 3.6. Resumen del capítulo

En este capítulo se estudió la dinámica de solitones. Contrariamente al rompimiento que produce en los pulsos, el self-steepening genera un retraso del solitón directamente proporcional a  $s$ . Por otra parte, el scattering de Raman produce un corrimiento en frecuencia, denominado SSFS, que a través del parámetro de GVD ( $\beta_2$ ) genera un

retraso adicional al producido por el SS.

Se mostró que en el régimen de solitones cortos la GNLSE sobreestima el corrimiento del pulso hacia longitudes de onda más largas para valores de  $s < 0$ . Esto se debe a que  $\gamma(\omega_1) > \gamma_0$ , con  $\omega_1 < \omega_P$ , realimentando positivamente el proceso. Esta sobreestimación se ve reflejada en un importante incremento del número de fotones. Por otra parte, para  $s > 0$ , la presencia de un ZNW, con  $\lambda_{ZNW} > \lambda_p$ , limita el corrimiento espectral del pulso, por lo que la variación del número de fotones se ve acotada y, por lo tanto, ambas ecuaciones predicen resultados similares.

A su vez, los solitones de corta duración (duración  $< 100$  fs) se ven afectados por  $s_2$  experimentando un retraso adicional, el que se pone de manifiesto únicamente en presencia del scattering de Raman.

La dependencia de los retrasos experimentados en los solitones en función de  $s$ ,  $s_2$  y  $f_R$  sugiere un esquema para la medición de estos parámetros, el que se desarrolla en el próximo capítulo.

# Capítulo 4

## Medición de $s$ y $f_R$

En este capítulo se proponen dos métodos originales y directos para la medición del parámetro de self-steepening,  $s$ , y la contribución fraccional de Raman,  $f_R$ : uno pulsado, basado en solitones, y otro CW, basado en la IM. Posteriormente, se analizan las ventajas y limitaciones de cada uno de ellos. A su vez, se propone un esquema para la estimación del parámetro de SS de segundo orden,  $s_2$ , y se estudia su aplicación mediante el ejemplo de una guía de onda dopada con nanopartículas de oro. Los principales resultados de este capítulo han sido publicados en las Refs. [64, 120, 132].

### 4.1. Método pulsado

Como se explicó en la sección 3.1, los solitones no alteran su forma funcional en presencia del self-steepening. Como puede observarse en la Fig. 4.1, en la que se muestra la propagación de solitones con la pcNLSE para diferentes valores de  $s$ , el retraso, que en este capítulo denominaremos  $\Delta_T$ <sup>1</sup>, depende linealmente del valor del parámetro de SS. El retraso está normalizado al semiancho  $1/e$  del pulso,  $T_0$ , y se calcula con la Eq. 3.12, en la que se desprecia la contribución de Raman. Resulta conveniente reescribirla como

$$\Delta_T(z) = \frac{s + 2}{3} \frac{\gamma_0 P_0 z}{\omega_P} = \frac{s + 2}{3} \frac{\beta_2 z}{\omega_P T_0^2}. \quad (4.1)$$

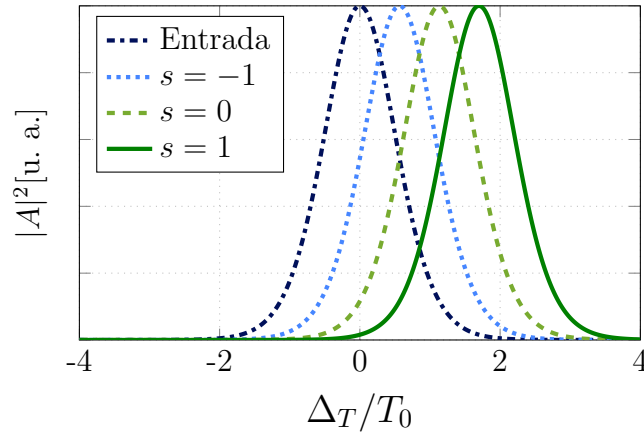
La Eq. 4.1, junto con la Fig. 4.1, sugiere un método simple y directo para la medición de  $s$  basado únicamente en la medición de un retardo temporal y en la posibilidad de generar solitones fundamentales [132].

Solo para fines comparativos, podemos derivar el retraso partiendo de la Eq. 3.5 (GNLSE),

$$\Delta_T(z) = s \frac{\gamma_0 P_0 z}{\omega_P} = s \frac{\beta_2 z}{\omega_P T_0^2}; \quad (4.2)$$

---

<sup>1</sup>Note que  $\Delta_T \equiv q_p$ . En el análisis teórico de los solitones y del método de los momentos se prefiere la nomenclatura  $q_p$ ; por el contrario, para la medición de retrasos se utiliza la denominación  $\Delta_T$ .



**Figura 4.1:** retraso experimentado por un solitón modelado con la pcNLSE para  $s = -1$  (línea punteada),  $s = 0$  (línea a trazos),  $s = 1$  (línea continua); pulso de entrada (línea punteada a trazos). El retraso,  $\Delta_T$ , está normalizado a  $T_0 = 100$  fs. Se ha despreciado la contribución de Raman.

se debe notar que su validez se restringe a  $s = 1$ , en donde esta expresión es equivalente a la Eq. 4.1.

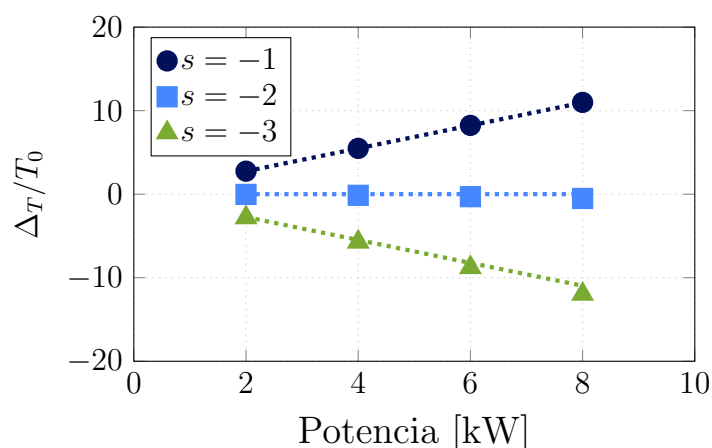
Como se comentó previamente, la Eq. 4.1 tiene validez para pulsos que verifiquen  $C_p = 0$  y  $T_p = T_0$ ; es decir, para solitones fundamentales ( $N = 1$ ) en el régimen de pulsos largos que se explicó en la sección 3.1 ( $T_0 \gtrsim 100$  fs). El cumplimiento de esta condición ha sido verificado exhaustivamente en las simulaciones numéricas de este capítulo.

En la Fig. 4.2 se muestra el resultado de propagar solitones con  $T_0 = 100$  fs para diferentes potencias pico (entre 2 y 8 kW) en  $\lambda = 1550$  nm (todos parámetros típicos de láseres de fibra óptica de femtosegundos) a lo largo de 500 m de fibra SSMF ( $\beta_2 = -20$  ps<sup>2</sup> km<sup>-1</sup> y  $\gamma_0 = 1$  W<sup>-1</sup> km<sup>-1</sup>). Las líneas punteadas de la figura muestran la dependencia lineal obtenida con la Eq. 4.1, en perfecto acuerdo con las simulaciones obtenidas para la pcNLSE. Si bien los retrasos están normalizados a  $T_0$ , estos adquieren valores conmensurables con las escalas de tiempo del experimento. Por ejemplo, para  $P_0 = 8$  kW y  $s = \pm 1$ ,  $\Delta_T \approx \pm 1$  ps.

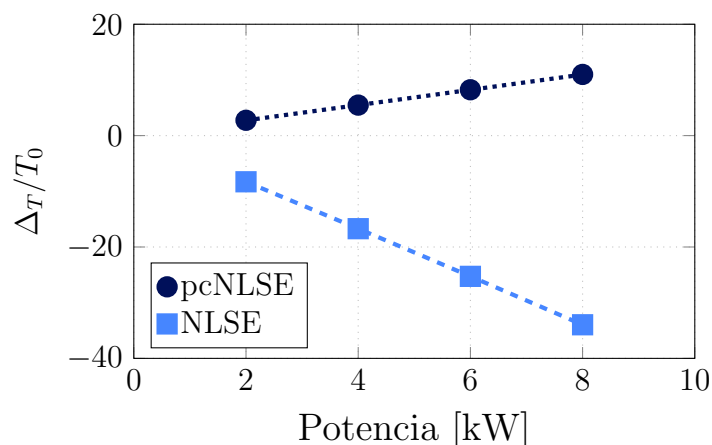
En un esquema experimental, el retraso puede ser medido por medio de dos pulsos, uno de mayor amplitud, desplazado en tiempo por SS, y otro de menor amplitud (que no cumpla con la condición de solitón), el que al no verse afectado por SS puede ser utilizado como referencia. Esta diferencia temporal puede ser medida, por ejemplo, con técnicas como GRENOUILLE [133] o con autocorreladores basados en TPA [134].

La Fig. 4.3 muestra una comparación entre la pcNLSE y la NLSE para  $s = -1$  (mismos parámetros que en la Fig. 4.2). El retraso experimentado en ambos casos es significativamente diferente, teniendo incluso signos opuestos.

A continuación, se evalúa el desempeño del método en dos regiones espectrales de interés, el infrarrojo cercano y el infrarrojo medio. En la Fig. 4.4, en línea punteada azul,



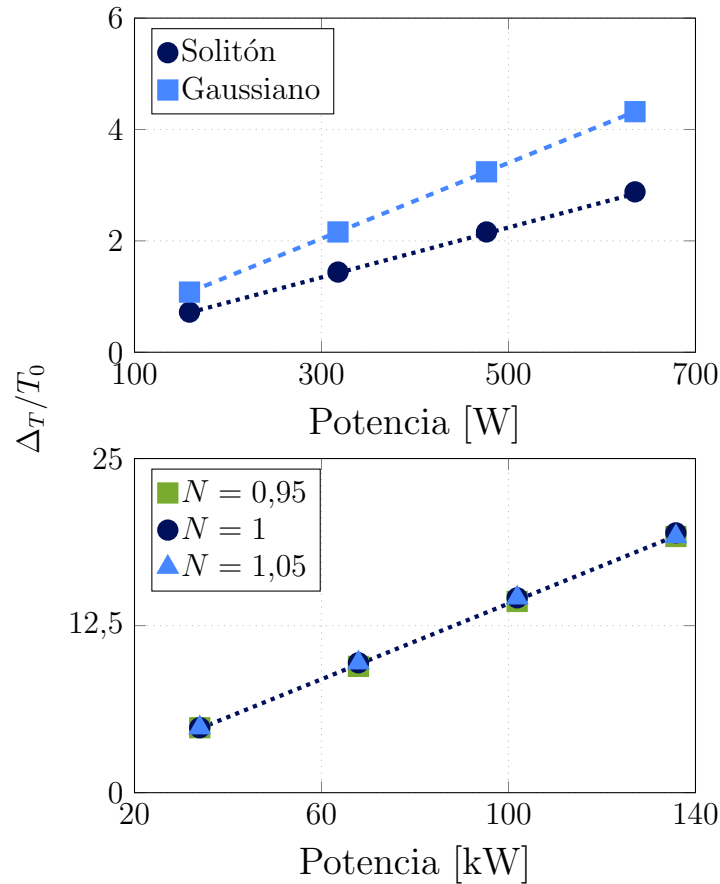
**Figura 4.2:** retraso normalizado experimentado por un solitón de  $T_0 = 100$  fs en  $\lambda = 1550$  nm, vs. potencia pico para diferentes parámetros de SS:  $s = -1$  (círculos),  $s = -2$  (cuadrados) y  $s = -3$  (triángulos). Los resultados de la Eq. 4.1 se muestran en línea punteada.



**Figura 4.3:** retraso normalizado vs. potencia pico del solitón para  $s = -1$  y los mismos parámetros de simulación que en la Fig. 4.2. pcNLSE (círculos) y NLSE (cuadrados). Los resultados de la Eq. 4.1 (pcNLSE) y la Eq. 4.2 (NLSE) se muestran en línea punteada y a trazos, respectivamente.

se muestra la propagación de pulsos de  $T_0 = 30$  fs en  $\lambda = 800$  nm (arriba) y  $\lambda = 2400$  nm (abajo), a lo largo de 10 m de fibra con  $s = -1$ . Para el NIR, los parámetros son los típicos de una PCF con  $\beta_2 = -13,6$  ps<sup>2</sup> km<sup>-1</sup> y  $\gamma_0 = 95$  W<sup>-1</sup> km<sup>-1</sup>; para el MIR, los parámetros son los típicos de una fibra ZBLAN con  $\beta_2 = -30,5$  ps<sup>2</sup> km<sup>-1</sup> y  $\gamma_0 = 1$  W<sup>-1</sup> km<sup>-1</sup> [135]. Tanto para el NIR como para el MIR, la Eq. 4.1 y las simulaciones reproducen muy bien los resultados. Como referencia, se obtiene un retardo  $\Delta_T \approx 0,5$  ps para una potencia de 130 kW en el MIR.

Se evalúa a continuación la robustez del método para posibles errores experimentales, como cambios en la forma del pulso, en su duración o en su potencia pico. En el panel superior de la Fig. 4.4 se muestran los resultados de propagar un pulso gaussiano en lugar de una *sech*. Se observa que el error en el retraso se acentúa linealmente a medida que se incrementa la potencia. No obstante, mientras esta tendencia permanezca



**Figura 4.4:** retraso normalizado *vs.* potencia pico para  $s = -1$ . Efecto de una forma de pulso gaussiana (cuadrados) y sech (círculos) en el NIR (arriba). Efecto del posible error en el orden del solitón,  $N = 1$ , en el MIR (abajo). Los resultados de la Eq. 4.1 se muestran en líneas punteadas; la línea a trazos es una guía para el ojo.

lineal el método seguirá siendo válido. En el panel inferior de la Fig. 4.4 se muestran los resultados al considerar errores en la condición de solitón fundamental,  $N = 1$ ; en términos prácticos, estos pueden deberse a incertidumbres en la determinación de la potencia pico y/o la duración del pulso. Como puede apreciarse, los resultados de las simulaciones concuerdan con el modelo.

Experimentalmente, existen varias fuentes de error más allá de las mencionadas, como la atenuación, los términos de dispersión lineal y no lineal de alto orden ( $\beta_3$  y  $\gamma_2$ , respectivamente) o el SSFS. Los efectos de la atenuación pueden ignorarse toda vez que la distancia de propagación sea menor que la longitud efectiva,  $L_{\text{eff}}$ . Por su parte, la pendiente de GVD,  $\beta_3$ , induce un retraso adicional al generado por el parámetro de GVD, el cual ya ha sido calculado analíticamente para la NLSE [5, 131]. Al tratarse de un efecto lineal, puede incluirse directamente en la Eq. 4.1. Análogamente, la contribución de Raman (SSFS) puede incluirse de manera directa utilizando todos los términos de la Eq. 3.12 descartados por simplicidad en este capítulo. Por último, en la Ref. [132] se muestra que el método sigue siendo robusto aún para  $\gamma_2 \neq 0$ , toda vez que el solitón esté en el régimen de pulsos largos ( $T_0 > 100$  fs).



La Eq. 3.12 también permite la estimación de la contribución fraccional de Raman,  $f_R$ . Dado que el parámetro  $T_R \approx f_R \int_0^\infty t h_R(t) dt$  es directamente proporcional a  $f_R$  [5], podemos estimar este último a través de la medición del corrimiento en frecuencia del solitón. Como la forma funcional de  $h_R$  puede ser encontrada fácilmente en la literatura, o incluso obtenida experimentalmente, la integral  $\int_0^\infty t h_R(t) dt$  puede ser evaluada numéricamente, relacionando entonces el corrimiento en frecuencia  $\Omega_p$  con  $f_R$  [64].

#### 4.1.1. Estimación de $\gamma_2$

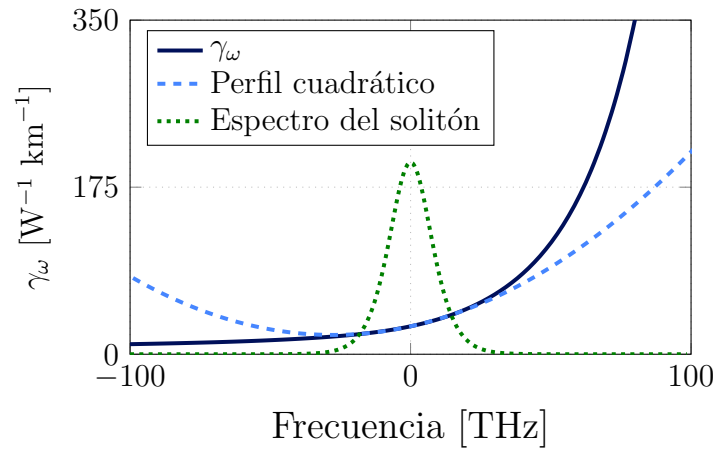
La dependencia del retraso experimentado por solitones de corta duración con el parámetro de SS de segundo orden,  $s_2$ , sugiere nuevamente un método para su estimación [64]. Un esquema práctico requiere primero del cálculo de  $s$  a partir de la medición del retraso de un solitón de larga duración, para evitar así la perturbación introducida por  $s_2$ ; luego, el efecto de  $s_2$  se hace evidente al propagar un solitón de menor duración.

En el siguiente ejemplo se muestra, a través de simulaciones numéricas, la aplicación del esquema propuesto, en donde se realiza la estimación de  $s$  y  $s_2$  en un perfil resonante de  $\gamma_\omega$  obtenido a partir del modelo de una guía de onda dopada con nanopartículas. El uso de nanopartículas metálicas permite la generación de efectos plasmónicos superficiales, los cuales incrementan significativamente la no linealidad efectiva del medio compuesto. El diámetro de estas es del orden del 1 % de la longitud de onda del pulso incidente, y los parámetros de diseño relevantes son la densidad de partículas,  $f$ , su relación de aspecto,  $AR$ , y su composición.

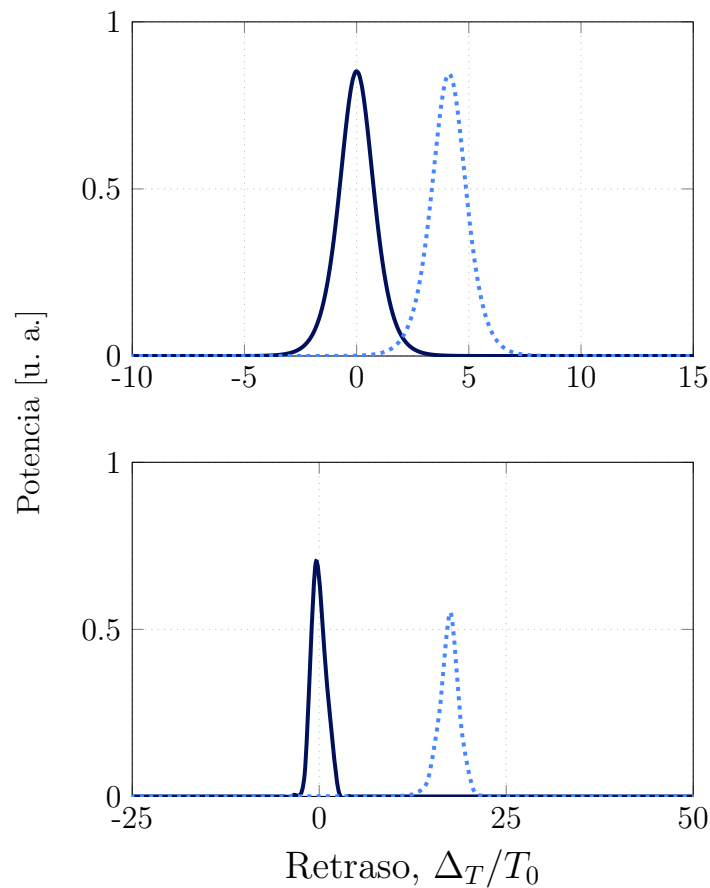
En este ejemplo, se utiliza el perfil de una guía de onda dopada con nanopartículas de Au en  $\lambda_0 = 850$  nm,  $f = 10^{-3}$  y  $AR = 3$  [60]. La Fig. 4.5 muestra el perfil (línea continua) junto con su aproximación cuadrática (línea a trazos). Se ha supuesto que los valores de  $\beta_2$  ( $= -100$  ps<sup>2</sup> km<sup>-1</sup>) y  $\gamma_0$  ( $= 30$  W<sup>-1</sup> km<sup>-1</sup>) son conocidos. Los parámetros de Raman son los de la sílice [54].

Primero, se propaga un solitón fundamental de 100 fs para hallar  $s$ . El panel superior de la Fig. 4.6 muestra los pulsos de entrada y salida luego de propagarse una distancia de  $30 L_D$ . El retraso medido y el parámetro de SS estimado son  $\Delta_T = 4,12 T_0$  y  $\hat{s} = 7,64$ , respectivamente. Luego, se propaga un solitón de corta duración, 10 fs, a lo largo de  $30 L_D$ . Como puede verificarse en el panel inferior de la Fig. 4.6, el retraso medido es de  $\Delta_T = 17,10 T_0$ . Para poder estimar  $s_2$  se realizaron simulaciones numéricas con el valor calculado de  $\hat{s}$  y para distintos valores de  $s_2$ : 30, 60, 90 y 120. En cada una de ellas se obtiene un retraso diferente, como se muestra en la Fig. 4.7 (cuadrados). Al interpolar estos valores, se puede estimar que el parámetro de SS de segundo orden es  $\hat{s}_2 = 86$  (marcado en la figura con un punto rojo).

Se pueden comparar los resultados de la estimación con los de la aproximación

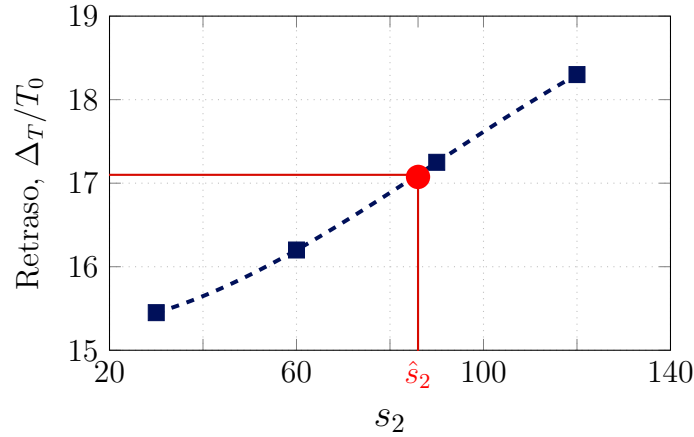


**Figura 4.5:** perfil no lineal de una guía de onda dopada con nanopartículas de Au (línea continua) y su aproximación cuadrática alrededor de  $\omega = \omega_0$  (línea a trazos). El espectro de un solitón de 10 fs se muestra en línea punteada. Coeficientes de la aproximación:  $\gamma_0 = 30 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ ,  $s = 7,86$  y  $s_2 = 100,03$ .



**Figura 4.6:** retraso experimental por un solitón de 100 fs (arriba) y de 10 fs (abajo) en una guía de onda dopada con nanopartículas de Au. Pulso de entrada (línea continua) y pulso de salida (línea punteada).

cuadrática del perfil de  $\gamma_\omega$  (ver Fig. 4.5),  $s = 7,86$  y  $s_2 = 100,03$ . Los errores relativos incurridos en la estimación de  $s$  y  $s_2$  son  $\sim 3\%$  y  $\sim 14\%$ , respectivamente. Así, el esquema propuesto permite obtener una buena aproximación de los parámetros de SS



**Figura 4.7:** retraso normalizado  $\Delta_T/T_0$  vs.  $s_2$ . Simulaciones para  $s_2 = 30, 60, 90$  y  $120$  (cuadrados azules) y resultados interpolados (línea a trazos). El punto rojo marca el valor de  $s_2$  estimado para la guía de onda dopada.

de primer y segundo orden.

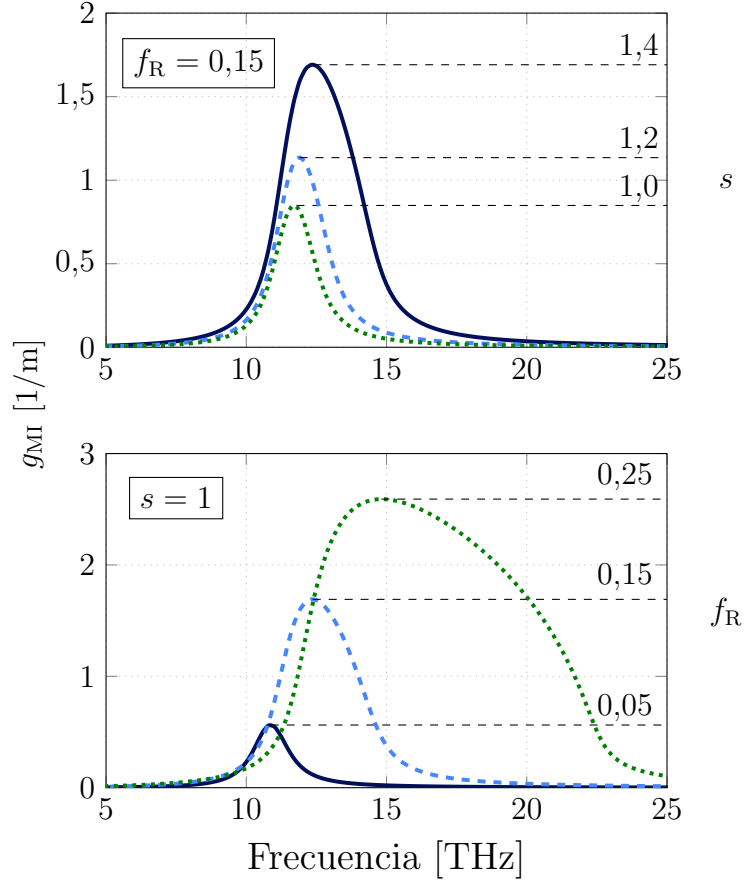
Es importante aclarar que la longitud de onda del pulso debe estar apartada de la longitud de onda de la resonancia del plasmón de la nanopartícula dopante (en este caso en  $\approx 530$  nm) para evitar una absorción excesiva (una discusión detallada sobre este tema puede encontrarse en la Ref. [60]). Aún cumpliendo con este requisito, como es el caso en este ejemplo, la longitud de la guía de onda es mayor a  $L_{\text{eff}}$ . Si bien la influencia de la atenuación fue ignorada para enfatizar el efecto de las no linealidades de alto orden, puede incorporarse trivialmente en la pcGNLSE. De la misma manera, la TPA puede ser incorporada a la pcNLSE utilizando la ecuación Eq. 1.16 [97, 98].

## 4.2. Método CW

En esta sección se describe un método directo para la medición simultánea del parámetro de SS,  $s$ , y de la contribución fraccional de Raman,  $f_R$ , basado en una medición espectral de la ganancia de IM en el régimen de GDR. Por lo tanto, nos referiremos al mismo como “método CW” [64], para distinguirlo del descrito en la sección. 4.1, referido como “método pulsado”.

Es importante mencionar que ya se ha propuesto un método para la medición de  $f_R$  en la Ref. [117] basado en resultados derivados de la GNLSE y, por lo tanto, solo válido para  $s = 1$ . Como la frecuencia del máximo de las bandas de ganancia de IM en la zona de GDR varía con la potencia y  $f_R$  [37, 136], se puede estimar el valor de este último experimentalmente [117].

En esta sección se extiende el resultado de la Ref. [117] para la pcGNLSE y, por lo tanto, para valores arbitrarios de  $s$ . En el Capítulo 2 se mostó que  $g_{\text{MI}} = g_{\text{MI}}(\Omega, P_0, f_R, s)$ , es decir, que no solo depende de la potencia y de la frecuencia, sino que también es función de  $f_R$  y  $s$ . Esta dependencia se muestra en la Fig. 4.8 para



**Figura 4.8:** ganancia de IM en el infrarrojo medio, en el régimen de GDR, para diferentes valores de  $s$  (arriba) y de  $f_R$  (abajo).

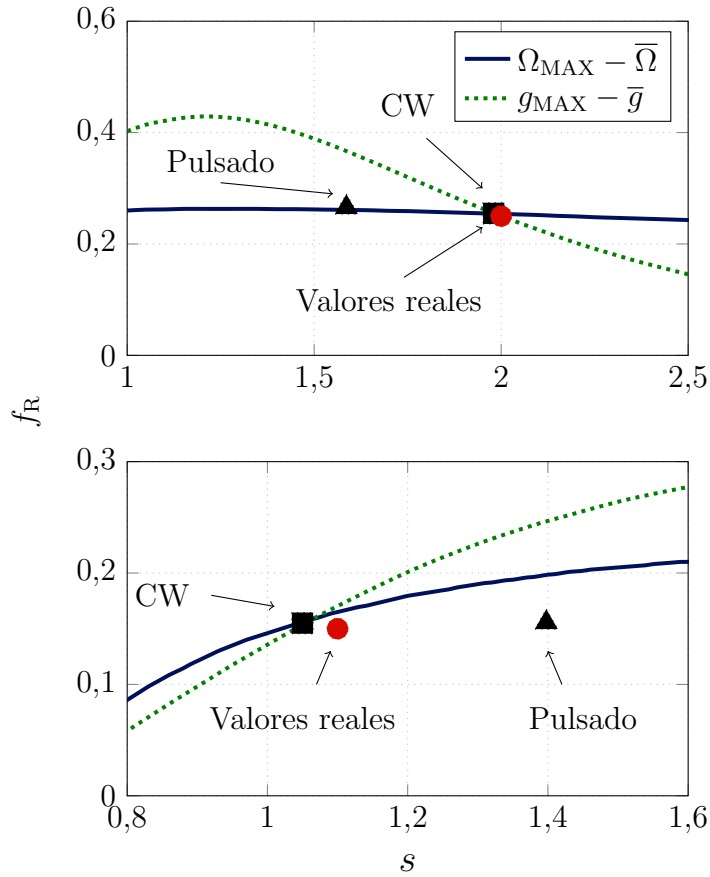
un pump CW de  $P_0 = 20$  W en una fibra de calcogenuro ( $\beta_2 = -10^{-4}$  ps<sup>2</sup> m<sup>-1</sup> y  $\gamma_0 = 1$  W<sup>-1</sup> m<sup>-1</sup> [137, 138]) en  $\lambda_0 = 5000$  nm. En el panel superior se muestra la dependencia para diferentes valores de  $s$  ( $f_R = 0,15$ ), y en el panel inferior para diferentes valores de  $f_R$  ( $s = 1$ ). La respuesta de Raman,  $h_R$ , fue modelada según la Eq.1.12, con  $\tau_1 = 15,5$  fs y  $\tau_2 = 230,5$  fs [85, 139].

La Fig. 4.8 sugiere que tanto  $s$  como  $f_R$  pueden ser estimados mediante la medición de la frecuencia y de la ganancia de IM en la región de GDR. Para una potencia de pump  $P_0 \gg P^c$ , definimos la ganancia y frecuencia de uno de los picos de GDR como

$$g_{MAX}(f_R, s) = \max_{\Omega > 0} g_{MI}(\Omega, P_0, f_R, s), \quad (4.3)$$

$$\Omega_{MAX}(f_R, s) = \arg \max_{\Omega > 0} g_{MI}(\Omega, P_0, f_R, s). \quad (4.4)$$

Estas funciones pueden ser resueltas numéricamente a partir de la expresión analítica de  $g_{MI}$  (Eq. 2.11). Denominando  $\bar{g}$  y  $\bar{\Omega}$  a las mediciones del pico de ganancia y su frecuencia, respectivamente, podemos estimar  $f_R$  y  $s$  resolviendo las ecuaciones  $g_{MAX}(f_R, s) = \bar{g}$  y  $\Omega_{MAX}(f_R, s) = \bar{\Omega}$ . Geométricamente, dicha estimación corresponde a la intersección de



**Figura 4.9:** aplicación de los métodos CW (cuadrado negro) y pulsado (triángulo negro) en el MIR (arriba) y en el NIR (abajo). Los puntos rojos marcan los valores de  $f_R$  y  $s$ . La estimación del método CW está dada por la intersección de las curvas de ganancia del pico de IM (línea verde a trazos) y su frecuencia (línea azul a continua).

dos curvas independientes en el plano  $(f_R, s)$

$$g_{\text{MAX}}(f_R, s) - \bar{g} = 0, \quad \Omega_{\text{MAX}}(f_R, s) - \bar{\Omega} = 0. \quad (4.5)$$

En la Fig. 4.9 se muestra un ejemplo numérico de la aplicación del método CW para la medición en dos regiones espectrales: MIR y NIR. En el panel superior se muestran los resultados para una fibra con los mismos parámetros que en la Fig. 4.8, excepto  $\beta_2 = -0,1 \text{ ps}^2 \text{ km}^{-1}$ , considerando que la longitud de onda del pump está próxima al cero de dispersión (*zero-dispersion wavelength*, ZDW). Los parámetros a determinar,  $s = 2,00$  y  $f_R = 0,25$ , están marcados con un punto rojo. Para el método CW, se propagó un pump de 100 W en 5000 nm. Las líneas azul continua y verde a trazos muestran, respectivamente,  $\Omega_{\text{MAX}}$  y  $g_{\text{MAX}}$ ; la intersección de ambas líneas corresponde a los valores estimados de  $f_R$  y  $s$  (cuadrado negro). Como puede apreciarse, la estimación resulta muy similar al valor real de estos parámetros.

A su vez, en la Fig. 4.9 se comparan los resultados obtenidos con los de aplicar el método pulsado (triángulo negro, Eqs. 3.12) al propagar un solitón fundamental

Parámetro	Fig. 3 (arriba)	Fig. 3 (abajo)
Rango espectral	MIR	NIR
Fibra óptica	Calcogenuro	PCF
$\lambda_0$ [nm]	5000	800
$s$	2,00	1,10
$f_R$	0,25	0,15
$\beta_2$ [ps <sup>2</sup> km <sup>-1</sup> ]	-0,1 <sup>(a)</sup>	-0,1 <sup>(a)</sup>
$\gamma_0$ [W <sup>-1</sup> km <sup>-1</sup> ]	1000	130
Método CW		
$P_0$ [W]	100 <sup>(b)</sup>	6000 <sup>(b)</sup>
Método pulsado		
$P_0$ [mW]	2,5	20
$T_0$ [ps]	0,2	0,2

**Tabla 4.1:** parámetros de las simulaciones utilizados para la Fig. 4.9 para los dos métodos. (a) La longitud de onda del pump está próxima al ZDW. (b) Relación señal a ruido de 60 dB.

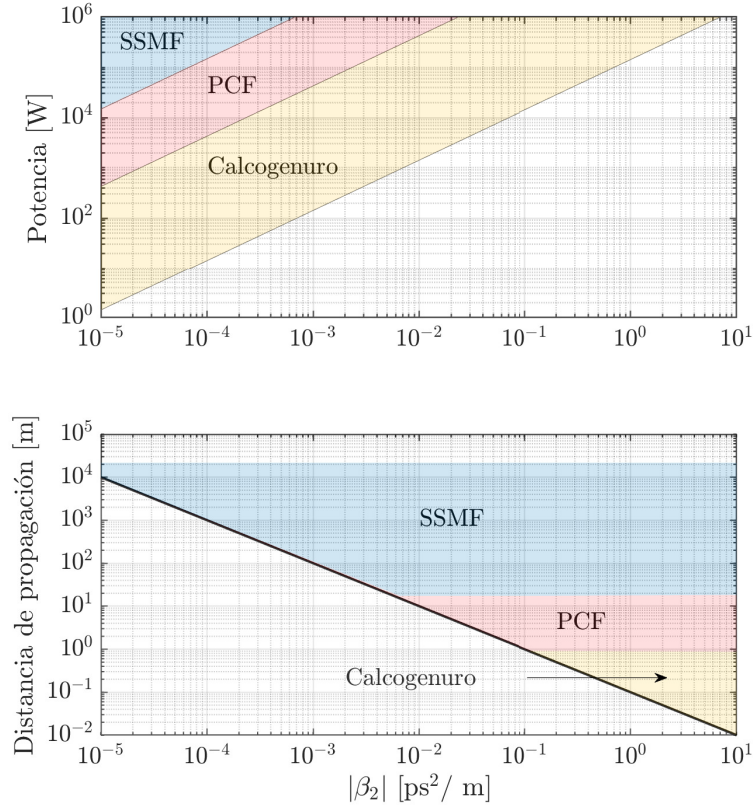
de 200 fs a lo largo de  $50L_D$ . En la Tabla 4.1 se resumen todos los parámetros de la Fig. 4.9.

El motivo por el cuál el método pulsado falla considerablemente al estimar  $s$  es que el retraso inducido por Raman es considerablemente mayor al introducido por SS, por lo que un pequeño error en la medición de la frecuencia genera un error considerable en la estimación de  $s$ . Por el contrario, puede observarse que el error de  $f_R$  (5,6 %) es mucho menor que el de  $s$  (27 %).

El panel inferior de la Fig. 4.9 muestra la aplicación del método CW en el NIR, al propagar un pump CW de 6000 W, en 800 nm, por una PCF ( $\beta_2 = -0,1$  ps<sup>2</sup> km<sup>-1</sup> y  $\gamma_0 = 130$  W<sup>-1</sup> km<sup>-1</sup>) próximo a la ZDW. Los parámetros de SS y Raman son 1,10 y 0,15, respectivamente (marcados con un punto rojo). Para el método pulsado se propaga un solitón fundamental de 200 fs a lo largo de  $10 L_D$ . Nuevamente, se observan muy buenos resultados para el método CW (cuadrado negro) y un error considerable para la estimación de  $s$  en el método pulsado (triángulo negro).

La incertidumbre en la frecuencia en las simulaciones está dada por la discretización del espectro, la cual se eligió de forma consistente con la resolución típica de un analizador de espectro óptico, de modo de reproducir las condiciones experimentales. Si tomamos, por ejemplo, la resolución de este en 800 nm,  $\sim 1,0$  mW y  $\sim 0,2$  nm, obtenemos, mediante un análisis estándar del error, una incertidumbre de  $\sim 7\%$  y  $\sim 9\%$  en  $f_R$  y  $s$ , respectivamente, similares a los valores encontrados en la literatura [84].

Es importante aclarar que el método CW puede ser implementado con pulsos cuasi CW, que permite obtener potencias pico mayores con potencias medias moderadas, toda vez que el ancho espectral del pulso sea mucho menor que la frecuencia del pico de ganancia de Raman [102]. En silicio, por ejemplo, esta está desplazada  $\approx 13$  THz del



**Figura 4.10:** limitaciones de los métodos CW y pulsado. Potencia requerida para el método CW (arriba) y distancia de propagación requerida para el método pulsado (abajo). Las líneas diagonales muestran la  $P^{\text{co}}$  aproximada para cada rango espectral y tipo de fibra (arriba). La parte superior de cada banda coloreada corresponde a la  $L_{\text{eff}}$  (abajo). En ambos paneles, las regiones coloreadas indican el rango de parámetros para la aplicación práctica de cada método.

pump [5]; de esta forma, pulsos de duración mayor a 100 ps pueden ser considerados como fuentes cuasi CW.

### 4.3. Comparación de los métodos CW y pulsado

En esta sección se realiza una comparación de los esquemas de medición presentados en las secciones 4.1 y 4.2. Si bien el método pulsado es directo y simple, puede ser difícil disponer de fuentes de solitones para el rango espectral de interés. Además, como el retraso inducido por Raman puede ser órdenes de magnitud mayor al retraso inducido por SS, una pequeña incertidumbre en la medición de la frecuencia conduce a un error significativo en la estimación de  $s$ , limitando fuertemente la aplicación del método. Finalmente, para pulsos próximos al ZDW la distancia de propagación requerida es larga ( $L \approx L_D$ ), haciendo que efectos como la atenuación no puedan despreciarse. Por otra parte, el método CW requiere que  $P_0 > P^{\text{co}}$  para estar en la región de GDR. Como  $P^{\text{co}} \propto |\beta_2|$ , para valores grandes de  $\beta_2$  la potencia requerida es elevada.

**Tabla 4.2:** parámetros de las fibras usadas en la Fig. 4.10

Fibra	Long. de onda [ $\mu\text{m}$ ]	Atenuación [dB/m]	ZDW [ $\mu\text{m}$ ]	Coef. no lineal [ $\text{W}^{-1} \text{m}^{-1}$ ]
PCF	0,80	0,25	0,77 - 0,80	0,13
SSMF	1,55	$2 \times 10^{-4}$	1,31	$10^{-3}$
Calcogenuro <sup>(a)</sup>	5,00	0,80 - 5,00	3,00 - 5,00	1,00

<sup>(a)</sup>Valores tomados de las Refs. [137, 138, 140].

La Fig. 4.10 compara cuantitativamente la posibilidad de aplicar ambos métodos, según el rango espectral y el tipo de fibra requeridos. El panel superior de la figura muestra la  $P^{\text{co}}$  para  $s = 1$  en función del parámetro de GVD, para diferentes longitudes de onda y fibras, cuyos parámetros más relevantes están resumidos en la Tabla 4.2. Las líneas negras indican el límite de aplicación del método CW para cada tipo de fibra. El panel inferior de la figura muestra la dependencia de la distancia de propagación requerida por el método pulsado con  $\beta_2$ ; el límite superior de cada banda indica la  $L_{\text{eff}}$  de cada tipo de fibra. Cuando la longitud de onda del pump se encuentra distante del ZDW (mayor  $\beta_2$ ), el método pulsado resulta más indicado que el esquema CW; por el contrario, cuando la longitud de onda del pump se encuentra próxima al ZDW, el método CW resulta más apropiado.

En la región del infrarrojo medio resulta más conveniente la aplicación del método CW dada la falta de fuentes de pulsos cortos, ya que se dispone de fibras altamente no lineales (calcogenuros) con el ZDW dentro de la banda espectral. Por el contrario, la no linealidad de una fibra en el NIR, por ejemplo en la tercera ventana de las telecomunicaciones, suele ser muy baja y el ZDW no se encuentra dentro de la banda espectral. Sin embargo, existe una gran disponibilidad de láseres de pulsos cortos en este rango espectral; por ello, el método pulsado resulta más apropiado para el NIR.

Otra limitación del método CW consiste en que para valores grandes de  $f_R$  y ciertos valores de  $s$ , no existe cutoff ( $P^{\text{co}} \rightarrow \infty$ ). No obstante, esto no sucede para los valores típicos de  $f_R$  y  $s$ , que varían entre 0,10 – 0,30 [30, 81, 85, 141] y 1,00 – 2,50 [28, 40, 43], respectivamente.

## 4.4. Resumen del capítulo

En este capítulo se propusieron dos esquemas de medición de self-steepening y de la contribución fraccional de Raman, uno pulsado y otro CW, y se mostró numéricamente su validez para dos regiones espectrales de interés, NIR y MIR. El pulsado, basado en la propagación de solitones, permite la medición de  $s$ ,  $s_2$  y  $f_R$ . Se analizaron posibles errores experimentales, como la incertidumbre en el orden del solitón (potencia pico o



duración) y diferentes desvíos en la forma del pulso. A modo de ejemplo, se estimaron los valores de  $s$  y  $s_2$  para un perfil de no linealidad resonante de una guía de onda dopada con nanopartículas, obteniendo resultados comparables con la aproximación cuadrática de dicho perfil. La atenuación, la dispersión lineal y no lineal de alto orden y el scattering de Raman producen desplazamientos adicionales en frecuencia y/o tiempo y pueden ser considerados incluyendo términos adicionales en la Eq. 3.12.

El método CW, por su parte, permite la medición directa y simultánea de  $s$  y  $f_R$  y requiere equipamiento estándar de laboratorio. Se basa en la dependencia de la frecuencia de la ganancia de IM en la región de GDR con el valor de  $f_R$  y de  $s$ . Se compararon cuantitativa y cualitativamente los dos esquemas de medición propuestos, el pulsado y el CW, mencionando sus limitaciones y sus posibles aplicaciones a diferentes regiones espectrales y fibras ópticas.



# Capítulo 5

## Generación de supercontinuo en nanowires

En este capítulo se estudia la generación de supercontinuo en nanowires de silicio decorados con medios bidimensionales (medios 2D), se explica la necesidad de un modelo adecuado para la propagación de pulsos en este tipo de medios inhomogéneos y se propone una solución de parámetros efectivos basada en la pcNLSE. Además, se analiza el rol del parámetro de self-steepening en la generación de supercontinuo y se propone un mecanismo para modificar su valor. Los principales resultados de este capítulo han sido publicados en las Refs. [98, 142].

### 5.1. Nanowires decorados con medios 2D

En los últimos años, los nanowires recubiertos con medios bidimensionales han atraído la atención de la comunidad del área de la óptica no lineal debido a sus singulares propiedades eléctricas y ópticas [143–145]. En particular, el grafeno tiene un índice de refracción no lineal  $\sim 10^6 - 10^7$  veces mayor al de la sílice [146–149]. De esta manera, con la aplicación de una monocapa de grafeno sobre un nanowire se puede obtener un incremento de  $\sim 10$  en el coeficiente de no linealidad de este en la banda de las telecomunicaciones [49, 150, 151]. Este efecto puede aprovecharse en dispositivos fotónicos para la generación de supercontinuo; una aplicación experimental se muestra en la Ref. [49], donde se genera SC en un nanowire de silicio recubierto con una monocapa de grafeno. La integración del grafeno a dispositivos de silicio también ha sido objeto de estudio en la última década [152, 153].

El grafeno es un semimetal formado por una red cristalina monoatómica de carbono. Posee una relación de dispersión lineal y una estructura de bandas con energía de gap  $E_g = 0$  eV [154]. Una monocapa tiene un espesor que oscila entre 0,3 – 0,35 nm y posee una absorción lineal notablemente elevada: en el rango del visible al infrarrojo absorbe

	$n_0$	$n_2$ [m <sup>2</sup> /W]	$\beta^{\text{TPA}}$ [m/W]
Si	3.45	$4,2 \times 10^{-18}$	$8 \times 10^{-12}$
SiO <sub>2</sub>	1.45	$3 \times 10^{-20}$	0
Grafeno	3.65	$10^{-13}$	$10^{-7}$
OG	1.90	$1,38 \times 10^{-14}$	0

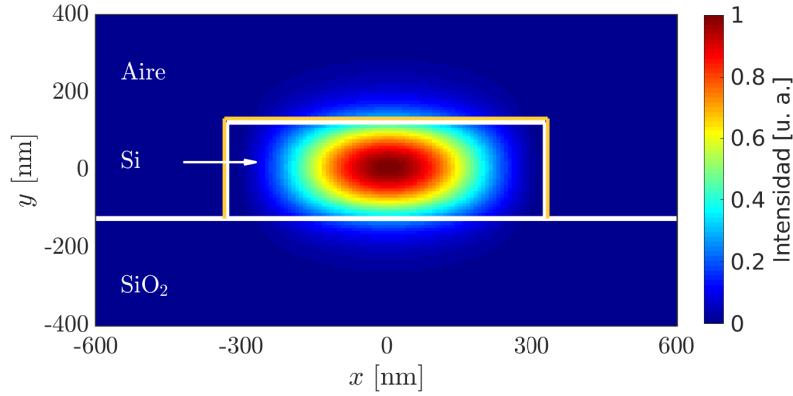
**Tabla 5.1:** valores de los índices de refracción lineal y no lineal y de los coeficientes de TPA utilizados en las simulaciones. Los valores fueron tomados de las Refs. [5, 49, 154, 159]

$\pi\alpha = 2,3\%$  de la luz incidente, donde  $\alpha \approx 1/137$  es la constante de estructura fina [155]. A su vez, presenta un coeficiente de absorción de dos fotones,  $\beta^{\text{TPA}}$ , cuatro órdenes de magnitud superior al del silicio [154]. Por tal motivo, la decoración de nanowires no se limita al grafeno, sino que también suelen utilizarse en la literatura otros materiales, como el óxido de grafeno (OG), el diseleniuro de molibdeno (MoSe<sub>2</sub>) o el diseleniuro de paladio (PdSe<sub>2</sub>) [156–158]. En particular, el OG reviste especial interés ya que, en contraste con el grafeno, es un material dieléctrico cuya energía de gap se encuentra en el rango  $E_g = 2,1 - 2,4$  eV. De esta forma, su absorción lineal es más de 100 veces menor que la del grafeno y la TPA en la banda de las telecomunicaciones resulta despreciable [154]. La Tabla 5.1 resume los valores de los índices de refracción lineal, no lineal y el coeficiente de TPA para cuatro de los materiales más relevantes en esta tesis: silicio, sílice, grafeno y OG.

## 5.2. Modelo de parámetros efectivos

El modelado de la propagación de pulsos en nanowires decorados con medios 2D presenta tres problemas fundamentales que no están presentes en las fibras ópticas convencionales. El primero de ellos es la necesidad de considerar la dependencia con la frecuencia del coeficiente no lineal,  $\gamma_\omega$ , lo cual se abordó aplicando la pcNLSE (Eq. 1.13). El segundo problema es la necesidad de incluir TPA; si bien este es un proceso relevante tanto en semiconductores como en la mayoría de los medios bidimensionales, la inclusión fenomenológica en la NLSE, como se detalló en el Capítulo 1, resulta inadecuada. Por último, es importante remarcar que tanto la NLSE/GNLSE como la pcNLSE/pcGNLSE resultan adecuadas para guías de onda homogéneas. Por el contrario, los nanowires recubiertos presentan propiedades ópticas muy disímiles en las diferentes regiones de sus secciones transversales.

Como resultado de esta tesis, en la Ref. [98] se introdujo un modelo de parámetros efectivos para la propagación de pulsos en medios decorados capaz de superar estos problemas. La propuesta se basa, por un lado, en una inclusión de TPA en la pcNLSE (Eq. 1.16) que representa de manera correcta al proceso físico y la dependencia con la frecuencia del coeficiente de TPA,  $\beta^{\text{TPA}}$ . Los detalles de esta derivación se encuentran



**Figura 5.1:** nanowire propuesto: distribución transversal del modo de un nanowire de silicio sobre un substrato de sílice. Las líneas blancas separan los diferentes medios y las amarillas indican la capa bidimensional.

en el Apéndice A de la Ref. [98]. A su vez, este modelo se aplicó satisfactoriamente a la generación de fotones heraldos en nanowires recubiertos con óxido de grafeno [160].

Por otro lado, se calcula un coeficiente no lineal efectivo para toda la sección transversal del nanowire, ponderando los índices de refracción no lineal por la distribución del modo fundamental del campo electromagnético [161]

$$\gamma(\omega) = \frac{\omega}{c} \frac{\iint \bar{n}_2(x, y) |F(\omega, x, y)|^4 dx dy}{\left( \iint |F(\omega, x, y)|^2 dx dy \right)^2}, \quad (5.1)$$

donde  $F(\omega, x, y) \propto n(x, y)S(\omega, x, y)$ ,  $S(\omega, x, y)$  es la distribución del modo dependiente de la frecuencia y  $\bar{n}_2 = n_2 + ic\beta^{\text{TPA}}/2\omega_0$ . Debe notarse que  $\gamma(\omega) \in \mathbb{C}$  ya que incluye los efectos Kerr y TPA.

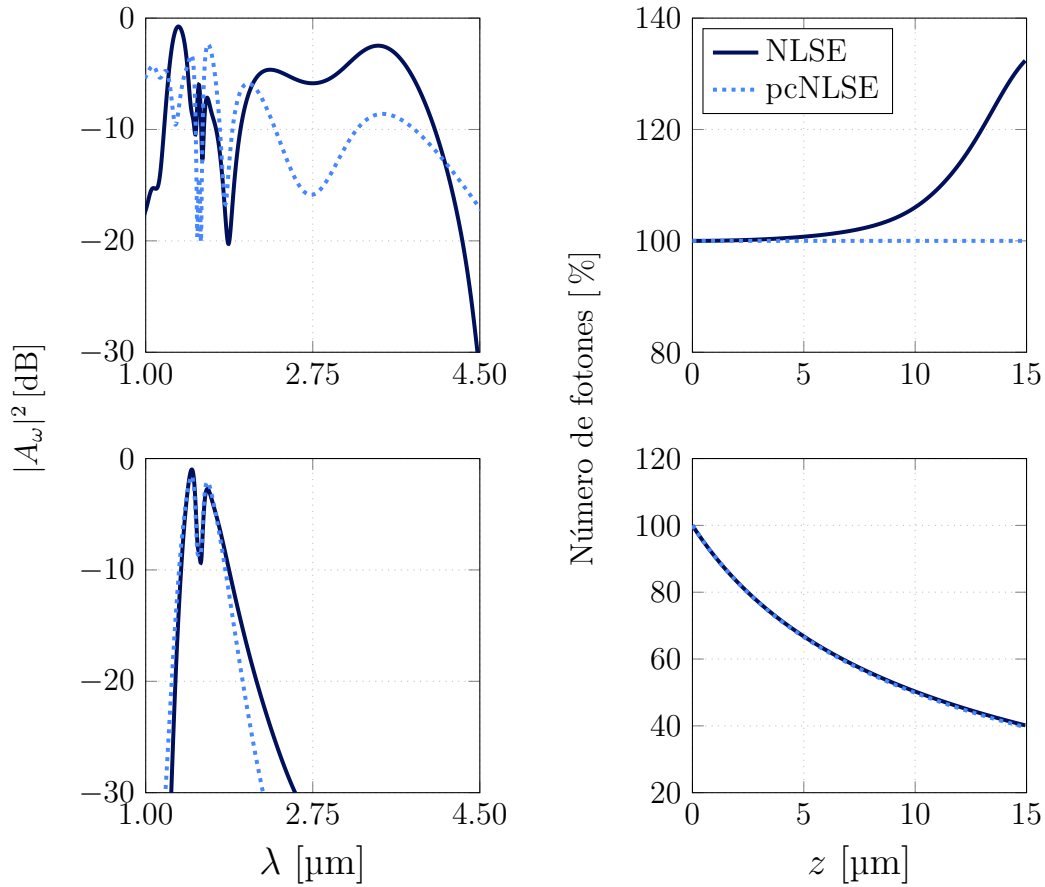
Como ejemplo, se modeló un nanowire de silicio de  $660 \times 250 \text{ nm}^2$  sobre un substrato de sílice y se calcularon los modos transversales propagantes usando un algoritmo de diferencias finitas en el dominio del tiempo (*finite-difference time-domain*, FDTD) [162]. En la Fig. 5.1 se esquematiza la guía propuesta y se muestra la distribución del modo en  $\lambda = 1550 \text{ nm}$ ; la línea amarilla muestra la capa del medio 2D alrededor del nanowire. Se verificó que la distribución del modo no se ve afectada por esta capa cuando su espesor,  $\Lambda$ , es despreciable frente a las dimensiones del nanowire, observación que está de acuerdo con la pequeña fracción del modo en contacto con el medio bidimensional [154]. Además, el perfil de dispersión lineal de la guía de onda coincide con el reportado en la Ref. [49], donde se decoró un nanowire de silicio con la misma geometría y similares dimensiones.

Como el valor máximo de longitud de onda que puede propagarse en la guía se encuentra en  $2,5 \text{ }\mu\text{m}$ , y como la TPA en silicio es relevante hasta  $\sim 2,2 \text{ }\mu\text{m}$  [163], se despreció la absorción de tres fotones, dominante en el rango de  $2,2$  a  $3,3 \text{ }\mu\text{m}$  [164]. No obstante, puede incluirse fácilmente siguiendo el procedimiento descrito en el Apéndice

A de la Ref. [98]. Asimismo, no se tuvo en cuenta el efecto del scattering de Raman debido a la pequeña longitud típica de los nanowires [15, 93, 165].

Una ventaja del agregado de la decoración a través de la Eq. 5.1 es la posibilidad de obtener un único valor del coeficiente de no linealidad para cada frecuencia en toda la sección de la guía de onda. Por otro lado, es importante remarcar que la integración numérica de la Eq. 5.1 requiere de una alta resolución en el cálculo de  $F(\omega, x, y)$  para la correcta inclusión del medio 2D, ya que su espesor es inferior al nanómetro mientras que las dimensiones del resto de la guía son de cientos de nanómetros; no obstante, no es viable el cálculo de los modos con el algoritmo FDTD con la resolución requerida. Por lo tanto, y aprovechando que la distribución de los modos no se ve afectada por la capa 2D, estos son calculados con una resolución comparable a la de la guía de onda (unidades de nm) y luego, por medio de una interpolación estándar, se calcula  $\gamma_\omega$  con la Eq. 5.1 incluyendo al revestimiento (resolución de décimas de nm). Esta independencia de la distribución del modo con el recubrimiento 2D ha sido verificada con simulaciones numéricas para la guía de onda propuesta en la Fig. 5.1 cubierta con una monocapa de grafeno; más aún, en la Ref. [154] se estima que la superposición entre el modo y el OG es de  $\approx 0,10$  % para una monocapa (2 nm de espesor) y de  $\approx 0,85$  % para 10 capas (20 nm de espesor).

Para poner de manifiesto la necesidad de un modelo completo, la Fig. 5.2 compara los resultados de simulaciones de generación de SC obtenidos con la NLSE (Eq. 1.7) y con la pcNLSE (Eq. 1.16). Se propagó un pulso tipo sech de 438 W y  $T_0 = 20$  fs en  $\lambda_0 = 1560$  nm, a lo largo de un nanowire de silicio de 15  $\mu\text{m}$  cubierto con una monocapa de grafeno ( $\Lambda = 0,35$  nm), parámetros similares a los utilizados en los experimentos en la Ref. [49]. El perfil de dispersión se obtuvo con el algoritmo FDTD (ver la Fig. 1 de la Ref. [98]) y se incluyó su dependencia con la frecuencia. Por simplicidad, para la Fig. 5.2 se utilizó una aproximación de sólo primer orden de la no linealidad Kerr,  $\gamma_\omega^{\text{Kerr}} = \gamma_0^{\text{Kerr}}(1 + s\Omega/\omega_0)$ , con  $\gamma_0^{\text{Kerr}} \approx 1150 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$ , y  $s = -1$  para exponer mejor las diferencias entre ambas ecuaciones. Es ilustrativo comparar el valor de  $\gamma_0^{\text{Kerr}}$  obtenido en este nanowire con el de una fibra SSMF, en donde  $\gamma_0^{\text{Kerr}} = 1,2 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$  es  $10^6$  veces menor. Para poder evaluar la evolución del número de fotones, se despreció la absorción lineal y no lineal en el panel superior de la figura en donde se muestran, en el panel izquierdo, los espectros normalizados de la NLSE (línea continua) y la pcNLSE (línea punteada); y el número de fotones en el panel derecho. Puede observarse cómo la NLSE falla en preservar esta magnitud, mientras que en la pcNLSE se mantiene constante. No obstante, este problema pasa inadvertido cuando se incluyen los efectos de absorción lineal,  $\alpha = 0,052 \text{ dB}/\mu\text{m}$  [49], y no lineal  $\gamma_\omega^{\text{TPA}} = \gamma_0^{\text{TPA}}(1 + s\Omega/\omega_0)$ , con  $\gamma_0^{\text{TPA}} \approx 156 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$  y  $s = -1$ , como se muestra en los paneles inferiores de la figura. La evolución del número de fotones con ambas ecuaciones es similar y oculta así la limitación de la NLSE debido a los dos mecanismos de pérdida de fotones presentes;

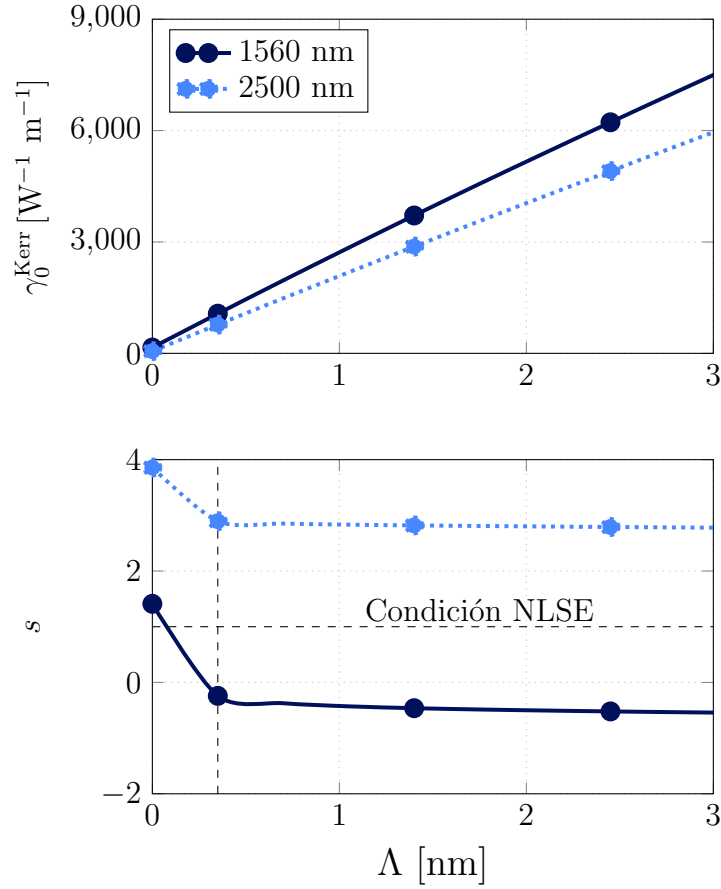


**Figura 5.2:** generación de SC con la NLSE (línea continua) y con la pcNLSE (línea punteada), no incluyendo (arriba) e incluyendo (abajo) la absorción lineal y TPA. Espectros de salida (izquierda) y evolución del número de fotones (derecha).

no obstante, la NLSE y la pcNLSE producen resultados diferentes en el espectro. En la Fig. 5.2 se puede observar, también, que la TPA limita el ensanchamiento espectral de la generación de SC, como se mencionó en el Capítulo 1 [166, 167].

Los índices de refracción lineal y no lineal y el coeficiente de absorción de TPA para cada material se encuentran resumidos en la Tabla 5.1. Además, se utilizó la aproximación de que  $n_2$  puede considerarse independiente del espesor si el número de capas del medio 2D es pequeño ( $\lesssim 10$ ) [147, 148, 168].

Utilizando la Eq. 5.1, con los parámetros de la Tabla 5.1 y los modos calculados con el algoritmo FDTD, puede hallarse el  $\gamma_\omega$  complejo para diferentes materiales de revestimiento de interés. La dependencia de  $\gamma_\omega^{\text{Kerr}}$  y  $s$  con el espesor del medio 2D,  $\Lambda$ , se muestra en la Fig. 5.3 para grafeno y en la Fig. 5.4 para óxido de grafeno, en dos longitudes de onda relevantes: una en la banda de las telecomunicaciones (1560 nm, línea continua) y otra en el MIR (2500 nm, línea punteada); el coeficiente no lineal Kerr obtenido para el grafeno en 1560 nm está de acuerdo con el reportado en la Ref. [49]. Los puntos en las figuras representan cada una de las capas de revestimiento:  $\Lambda = 0,35$  nm para el grafeno y  $\Lambda = 1,1$  nm para el OG; los parámetros en  $\Lambda = 0$  representan la



**Figura 5.3:** coeficiente no lineal (arriba) y parámetro de SS (abajo) en función del espesor de la capa de decoración,  $\Lambda$ , en 1560 nm (línea continua) y 2500 nm (línea punteada). Los puntos representan cada capa de grafeno (0,35 nm, línea vertical a trazos) y el valor  $\Lambda = 0$  nm representa al nanowire sin decorar. La línea horizontal a trazos muestra el valor de  $s$  para el cual se conserva el número de fotones en la NLSE, i.e.,  $s = 1$ . Las líneas que conectan los puntos son una guía para el ojo.

guía sin decorar. Es importante remarcar que la dependencia en frecuencia de  $\gamma_\omega^{\text{Kerr}}$  y  $\gamma_\omega^{\text{TPA}}$  se debe únicamente al área efectiva, ya que tanto  $n_2$  como  $\beta^{\text{TPA}}$  se consideraron constantes.

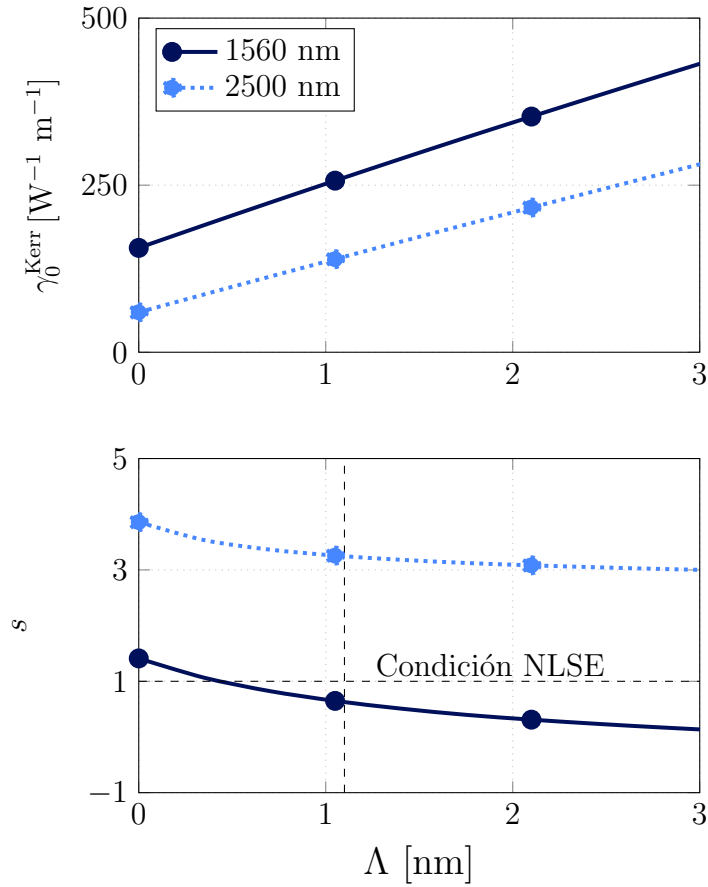
Como puede observarse en las Figs. 5.3 y 5.4,  $\gamma_0^{\text{Kerr}}$  varía linealmente con el número de capas de revestimiento, ya que este aumenta linealmente el numerador de la Eq. 5.1 [154]. Esto se puede entender fácilmente despreciando  $\beta^{\text{TPA}}$  y tomando  $n$  constante e igual para el nanowire y la capa 2D. De esta manera, se puede reescribir la Eq. 5.1 como

$$\gamma(\omega) = \frac{\omega}{cA_{\text{eff}}} [\varepsilon n_2^{\text{DL}} + (1 - \varepsilon)n_2^{\text{WG}}], \quad (5.2)$$

donde  $n_2^{\text{DL}}$  y  $n_2^{\text{WG}}$  son el índice de refracción no lineal del medio 2D y de la guía de onda, respectivamente, y

$$\varepsilon = \frac{\iint_{R_{\text{DL}}} |S|^4 dx dy}{\iint |S|^4 dx dy} \quad (5.3)$$



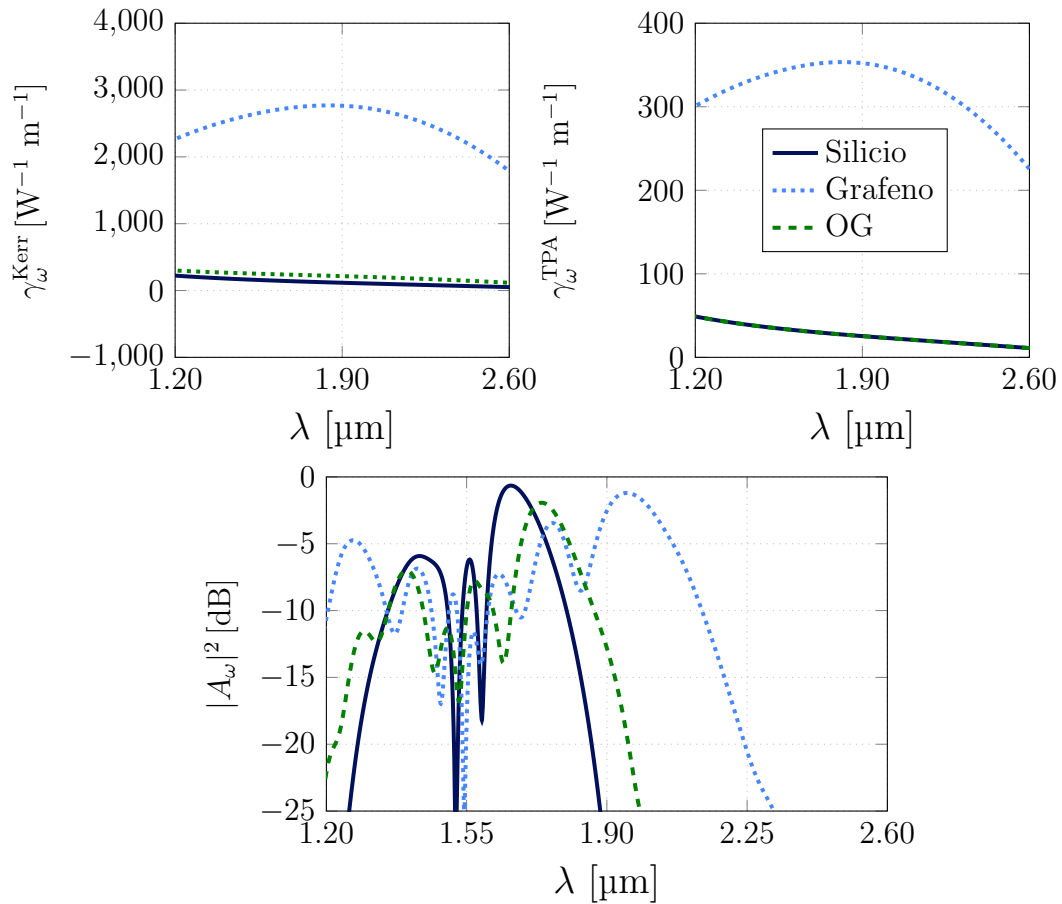


**Figura 5.4:** coeficiente no lineal (arriba) y parámetro de SS (abajo) en función del espesor de la capa de decoración,  $\Lambda$ , en 1560 nm (línea continua) y 2500 nm (línea punteada). Los puntos representan cada capa de óxido de grafeno (1,1 nm, línea vertical a trazos) y el valor  $\Lambda = 0$  nm representa al nanowire sin decorar. La línea horizontal a trazos muestra el valor de  $s$  para el cual se conserva el número de fotones en la NLSE, i.e.,  $s = 1$ . Las líneas que conectan los puntos son una guía para el ojo.

es la contribución relativa de ambos medios, donde  $R_{\text{DL}}$  es la región correspondiente al medio bidimensional. Cuando el número de capas aumenta también lo hace la región  $R_{\text{DL}}$ , y  $\varepsilon$  aumenta. Como  $n_2^{\text{DL}} \gg n_2^{\text{WG}}$  esto resulta en un aumento de  $\gamma_{\omega}^{\text{Kerr}}$ . Luego, como  $n_2^{\text{DL}}/n_2^{\text{WG}} \gg n^{\text{DL}}/n^{\text{WG}}$ , donde  $n^{\text{DL}}$  y  $n^{\text{WG}}$  son, respectivamente, los índices de refracción lineal del medio 2D y de la guía de onda, se obtiene un resultado similar. Se verificó, también, que la absorción lineal de la guía de onda decorada,  $\alpha_{\text{eff}}$ , aumenta linealmente con el número de capas, análogamente a  $\gamma_0^{\text{Kerr}}$  y  $\gamma_0^{\text{TPA}}$ .

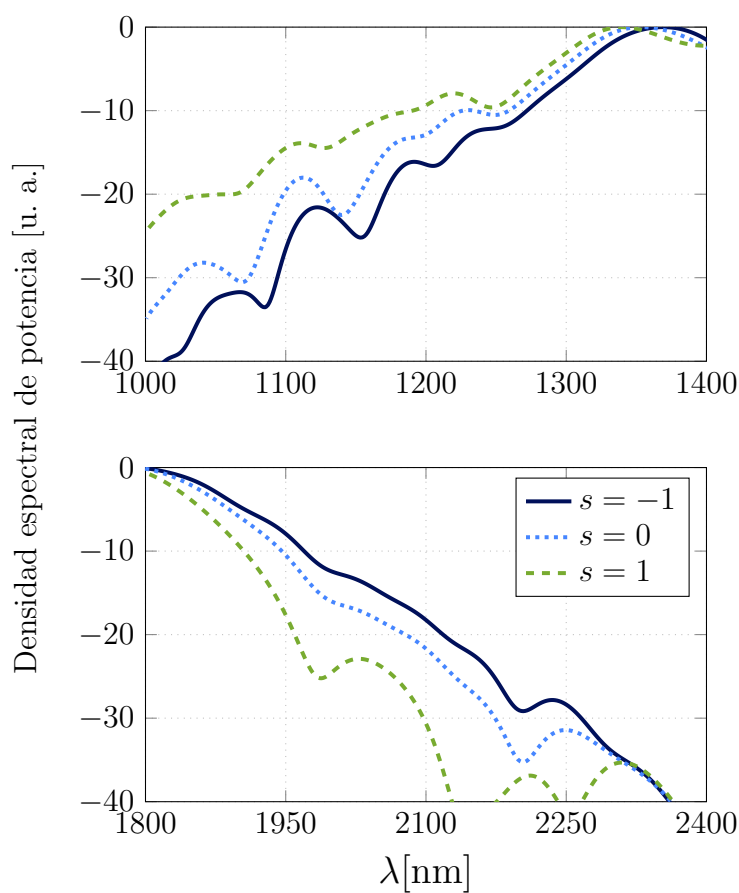
Por el contrario, el parámetro de self-steepening permanece aproximadamente constante con  $\Lambda$ . Para ambos medios 2D,  $s$  adquiere valores positivos relativamente grandes en el MIR, e incluso toma valores negativos para el grafeno en la banda de las telecomunicaciones. En todos los casos, puede verse que  $s$  difiere del valor que asegura la conservación del número de fotones en la NLSE, poniendo de manifiesto que modelar estos sistemas con esa ecuación resulta inadecuado.

Como ejemplo de aplicación del modelo propuesto, se generó SC en un nanowire de



**Figura 5.5:** generación de supercontinuo en nanowires. Los paneles superiores muestran los coeficientes de no linealidad Kerr (izquierda) y de TPA (derecha), dependientes de la frecuencia, para un nanowire de silicio sin decorar (línea continua), decorado con grafeno (línea punteada) y con óxido de grafeno (línea a trazos). El panel inferior muestra los espectros normalizados a la salida del nanowire.

silicio de 150  $\mu\text{m}$  de longitud con la sección transversal de la Fig. 5.1, para la guía de onda sin decorar y para una revestida con  $\Lambda \approx 1,1$  nm de grafeno ( $\sim 3$  capas) y de OG ( $\sim 1$  capa). Los parámetros  $\gamma_{\omega}^{\text{Kerr}}$  y  $\gamma_{\omega}^{\text{TPA}}$  dependientes con la frecuencia, calculados con la Eq. 5.1 al igual que en las Figs. 5.3 y 5.4, se muestran en los paneles superiores de la Fig. 5.5. Nuevamente, la dependencia con la frecuencia de estos perfiles requiere del uso de una ecuación de propagación adecuada como la pNLSE. El panel inferior de la figura muestra los espectros a la salida del nanowire cuando el pulso de entrada es el mismo que en la Fig. 5.2. La mayor no linealidad en la guía de onda decorada con grafeno da lugar a un espectro más ancho comparado con los otros dos casos. Aún con una no linealidad menor, en la guía de onda revestida con OG se obtiene un espectro SC de mayor ancho de banda que en la guía sin decorar. Como la TPA limita el ancho de la generación de SC en el nanowire de grafeno, las longitudes de propagación deben ser moderadas. Por el contrario, el OG permite nanowires más largos al tener un coeficiente de TPA  $\beta^{\text{TPA}} \approx 0$ . Los coeficientes de absorción efectivos utilizados en las simulaciones son  $\alpha_{\text{eff}} = 1,19 \times 10^4$  [49],  $1,19 \times 10^2$  [154, 159] y  $0,8 \text{ m}^{-1}$  [169] para el grafeno, el óxido



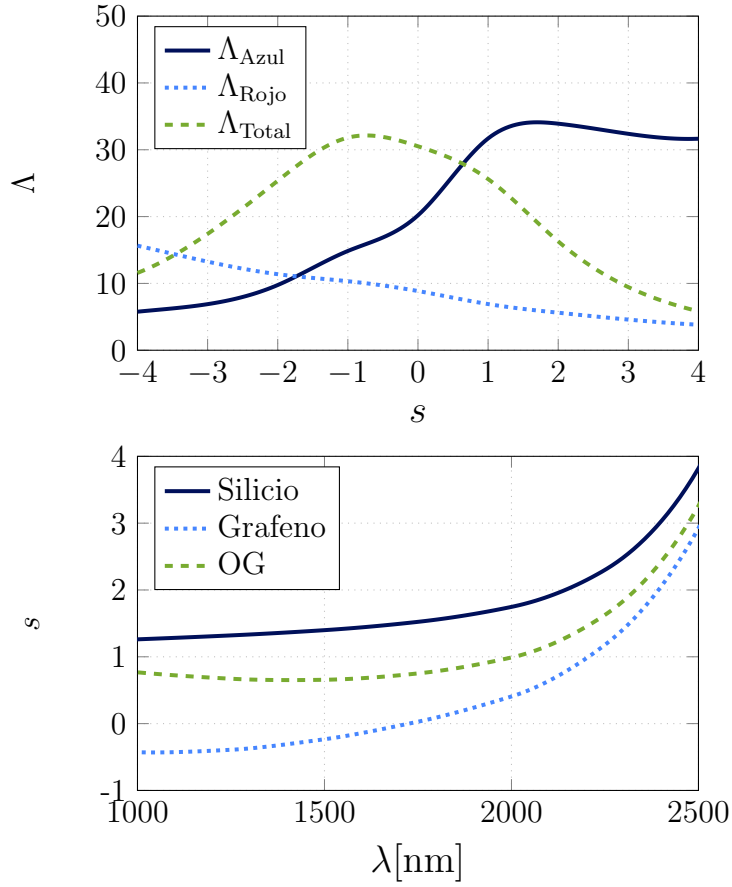
**Figura 5.6:** influencia del self-steepening en la generación de supercontinuo en un nanowire de silicio decorado con grafeno: extremo azul (arriba) y extremo rojo del espectro (abajo) para  $s = -1, 0, 1$ .

de grafeno y el silicio, respectivamente.

### 5.3. El rol del SS en la generación de SC

La influencia de los mecanismos lineales y no lineales en el ensanchamiento espectral han sido ampliamente estudiados en la literatura. Su dependencia con la frecuencia juega un rol importante en procesos de banda ancha como el de la generación de supercontinuo. Muchos trabajos en la literatura han estudiado la influencia de los coeficientes de orden superior de la expansión de Taylor de  $\beta_\omega$  [170]. No obstante, como se explicó en la Introducción, los términos de orden superior no lineales suelen considerarse solo hasta el primer orden. Los perfiles de no linealidad de los nanowires decorados con medios 2D permiten explorar la influencia de estos términos en la generación de SC.

La Fig. 5.6 muestra el resultado de propagar un pulso de 5 kW y 20 fs a lo largo de 150  $\mu\text{m}$  del nanowire utilizado en la sección anterior, recubierto con una monocapa de grafeno, para diferentes valores del parámetro del SS,  $s = -1, 0$  y 1 (línea continua, punteada y a trazos, respectivamente). Los paneles superior e inferior mues-



**Figura 5.7:** arriba: ensanchamiento espectral  $\Lambda_{Azul}$  (línea continua),  $\Lambda_{Rojo}$  (línea punteada) y  $\Lambda_{Total}$  (línea a trazos) en función de  $s$ . Abajo: dependencia del parámetro de SS con la longitud de onda y el medio 2D.

tran la densidad espectral de potencia para longitudes de onda menores y mayores al pump (1560 nm), respectivamente; los espectros están normalizados a sus respectivos máximos. Como puede observarse, el rol del self-steepening resulta determinante en el ensanchamiento espectral.

Para realizar un análisis cuantitativo del rol del SS en el ensanchamiento espectral, definimos el factor  $\Lambda = \mu(L)/\mu(0)$ , donde

$$\mu(z) = \frac{\int \omega^2 |\tilde{A}_z|^2 d\omega}{\int |\tilde{A}_z|^2 d\omega} - \left( \frac{\int \omega |\tilde{A}_z|^2 d\omega}{\int |\tilde{A}_z|^2 d\omega} \right)^2, \quad (5.4)$$

es el ancho espectral RMS. El ensanchamiento en las regiones azul y roja del espectro,  $\Lambda_{Azul}$  y  $\Lambda_{Rojo}$ , respectivamente, pueden calcularse tomando los límites de integración entre  $\lambda = 1000$  nm y  $\lambda = 1400$  nm para el primero, y entre  $\lambda = 1800$  nm y  $\lambda = 2400$  nm para el segundo, calculando también el ensanchamiento total,  $\Lambda_{Total}$ , tomando los límites de integración entre  $\lambda = 1000$  nm y  $\lambda = 2400$  nm. La dependencia de  $\Lambda$  con el parámetro de SS se muestra en el panel superior de la Fig. 5.7 para  $\Lambda_{Azul}$  (línea continua),  $\Lambda_{Rojo}$  (línea punteada) y  $\Lambda_{Total}$  (línea a trazos). Como puede observarse,

existe un valor del parámetro de self-steepening que maximiza el ancho espectral del supercontinuo generado.

El panel inferior de la Fig. 5.7 muestra la dependencia de  $s$  con la longitud de onda para dos medios 2D diferentes: grafeno (monocapa de 0,35 nm) y óxido de grafeno (monocapa de 1,1 nm), y sin revestimiento. Resulta evidente que los materiales de la guía de onda pueden ser elegidos ad hoc de modo de modificar el parámetro de SS. Estos resultados muestran, por ejemplo, que un nanowire cubierto con grafeno puede lograr un ancho de banda mayor que con el óxido de grafeno (para un mismo valor de  $\gamma_0^{\text{Kerr}}$ ), mientras que si se desea optimizar el ancho de banda en el extremo azul del espectro, el nanowire no decorado resulta la mejor opción.

## 5.4. Resumen

En este capítulo se propuso un modelo basado en la pcNLSE para la propagación de pulsos en nanowires revestidos con medios 2D, abordando el problema de la no conservación del número de fotones, del cálculo de parámetros efectivos en medios inhomogéneos y de la inclusión del fenómeno de TPA en la pcNLSE. Se estudió la generación de supercontinuo y se calcularon los coeficientes de no linealidad Kerr y TPA efectivos y el parámetro de SS, dependientes de la frecuencia, para nanowires de silicio decorados con grafeno y óxido de grafeno. Además, se analizó la influencia del espesor de la capa 2D en estos perfiles, encontrando que  $\gamma_0^{\text{Kerr}}$  depende linealmente con el número de capas y que el parámetro  $s$ , por el contrario, permanece constante.

Por otra parte, se estudió cuantitativamente el rol del parámetro de self-steepening en la generación de supercontinuo y se encontró que existe un valor que maximiza su ensanchamiento. Se mostró también que el mismo puede ser modificado, por ejemplo, cambiando el medio de revestimiento de la guía de onda.



# Capítulo 6

## Conclusiones y perspectivas

Los avances tecnológicos en materia electrónica siguen desde hace décadas un ritmo vertiginoso caracterizado por la ley de Moore. No obstante, este encuentra limitaciones cada vez más difíciles de superar. La introducción de técnicas para satisfacer a las permanentes y crecientes demandas en términos de desempeño, como el *system in package* o empaques tridimensionales, no resulta suficiente: presentan desafíos tecnológicos y exigen elevadas tasas de operación, a las que los dispositivos electrónicos no pueden operar.

Por otra parte, el gran ancho de banda, el bajo nivel de consumo y la potencial capacidad de miniaturización de los dispositivos ópticos ubican a la fotónica como un fuerte candidato para continuar con el desarrollo tecnológico previsto por la ley de Moore, aun cuando el procesamiento óptico de información no cuente hoy en día con el grado de madurez de la transmisión óptica. La posibilidad de integrar estos dispositivos se debe fundamentalmente al silicio, un material maduro en la industria de la electrónica y con ventajas desde el punto de vista de la óptica, lo que permite la fabricación de circuitos integrados híbridos compatibles con la tecnología CMOS.

La respuesta no lineal de los dispositivos fotónicos ofrece la posibilidad de generar y procesar señales ópticamente a tasas superiores a los Tbps y permite, además, la generación de otros procesos sin correlato electrónico, como la generación de supercontinuo, la generación de peines de frecuencia (Premio Nobel de Física 2005) o las fuentes de fotones únicos, solo por nombrar algunas aplicaciones. Por este motivo, existe un gran interés por parte de la comunidad en el estudio de estos fenómenos. El incremento de la no linealidad de los nanowires mediante métodos compatibles con la fabricación de semiconductores, como puede lograrse mediante la decoración de estos con medios 2D, adquiere actualmente enorme relevancia. En particular, el grafeno es un medio que no solo es compatible con el silicio, con otros semiconductores y con la fabricación CMOS sino que, además, posee cualidades eléctricas y ópticas singulares que dan lugar a una gran respuesta no lineal.

Por este motivo, resulta imprescindible contar con modelos adecuados para este tipo de medios. Las ecuaciones pcNLSE y pcGNLSE, que fueron derivadas como parte de un trabajo de tesis doctoral en el ámbito de nuestro grupo de investigación, son un ejemplo de estos. Se desarrollaron con el fin de asegurar la conservación del número de fotones en guías de onda con perfiles de no linealidad con una dependencia arbitraria con la frecuencia, como es el caso de los medios mencionados. En particular, permiten modelar correctamente guías de onda con valores arbitrarios de self-steepening, incluyendo perfiles con ceros de no linealidad en la región espectral de interés, un tema que suscitó un marcado interés en la comunidad científica en los últimos años.

En esta tesis se abordó el estudio de efectos no lineales en el contexto de la pcNLSE/pcGNLSE. Se mostró, en primer lugar, que los perfiles de no linealidad de algunas fibras ópticas y de los nanowires pueden depender fuertemente con la frecuencia; no obstante, esta dependencia suele ser desestimada en la literatura. Además, se analizó en detalle el rol del parámetro de self-steepening,  $s$ , del parámetro del self-steepening de orden superior,  $s_2$ , y de la contribución fraccional de Raman,  $f_R$ , fundamentales para describir correctamente la respuesta no lineal. Sin embargo, es difícil encontrar técnicas experimentales en la literatura para obtenerlos; por este motivo, en esta tesis se propusieron dos esquemas para su medición. Por último, se estudió la generación de SC en nanowires decorados con diferentes medios bidimensionales.

En el Capítulo 2 se mostró una expresión analítica de la ganancia de inestabilidad modulacional con la pcNLSE/pcGNLSE y se estudió su dependencia con  $s$  y  $f_R$ . A diferencia del modelo basado en la NLSE/GNLSE, se encontró que existe ganancia de IM más allá del cero de no linealidad. Además, esta depende significativamente del signo de  $s$ , dando lugar a la existencia de dos regímenes bien diferenciados en los cuales se suprime la potencia de cutoff: uno de ganancia estrecha y otro de ganancia ultra ancha. En el Capítulo 3 se estudió la dinámica de solitones con las ecuaciones que conservan el número de fotones y se derivó una expresión analítica para el retraso y el corrimiento en frecuencia que experimentan estos pulsos. Por otra parte, se analizó la dinámica de solitones de corta duración ( $< 100$  fs), los que a diferencia de los solitones de larga duración, se ven afectados por el parámetro de SS de segundo orden,  $s_2$ , experimentando un retraso adicional; este atraso se pone de manifiesto únicamente en presencia del scattering de Raman.

Motivado por las observaciones realizadas en los Capítulos 2 y 3 se propusieron, respectivamente, dos esquemas de medición, uno CW y otro pulsado. Estos se desarrollaron en el Capítulo 4 y permiten la estimación simultánea de  $s$  y de  $f_R$ . El primero está basado en la dependencia de la frecuencia de la ganancia de IM en la región que denominamos de “ganancia dominada por Raman” con el valor de  $f_R$  y la potencia. Por su parte, el método pulsado se basa en la propagación de solitones y permite, además de la medición de  $s$  y  $f_R$ , la estimación de  $s_2$ . Se analizaron las principales



---

fuentes experimentales de error como las fluctuaciones en la potencia, en la duración y en la forma del pulso. Para ejemplificar el uso del método propuesto, se estimaron los valores de  $s$  y  $s_2$  de un perfil de no linealidad Kerr de una guía de onda dopada con nanopartículas, obteniendo resultados comparables con la aproximación cuadrática de dicho perfil. Finalmente, se compararon cualitativa y cuantitativamente los dos esquemas de medición propuestos, estudiando sus limitaciones y sus posibles aplicaciones a diferentes regiones espectrales y tipos de fibra óptica. El método CW resulta más apropiado para fibras ópticas en la región del infrarrojo medio, ya que en esa porción del espectro se dispone de fibras altamente no lineales que tienen allí su cero de dispersión, permitiendo potencias de cutoff menores; además, no existe una gran disponibilidad de fuentes de pulsos cortos en el infrarrojo medio. Por el contrario, el método pulsado resulta más apropiado en la región del infrarrojo cercano, ya que las fibras ópticas tienen el cero de dispersión fuera de la banda espectral de interés y poseen un coeficiente no lineal relativamente bajo. A su vez, se dispone de una gran variedad de fuentes de pulsos cortos en esta región del espectro. En todos los casos se utilizaron parámetros compatibles con fibras ópticas y láseres comerciales y se estudiaron consideraciones de índole práctico, como las fuentes de error típicas de los esquemas experimentales y de los instrumentos de medición.

Finalmente, en el Capítulo 5 se analizó, como ejemplo de aplicación, la generación de supercontinuo en nanowires decorados con medios bidimensionales. Se propuso un modelo de parámetros efectivos, basado en la pcNLSE, para modelar la propagación de pulsos en guías de onda inhomogéneas y se calcularon perfiles de no linealidad para nanowires decorados con medios 2D, encontrando que poseen una fuerte dependencia con la longitud de onda. Se analizó el rol del número de capas del medio 2D y se encontró que  $\gamma_0^{\text{Kerr}}$  depende linealmente con el espesor de las mismas y que  $s$ , por el contrario, permanece constante. Luego, se analizó la incidencia del self-steepening en el ensanchamiento espectral del supercontinuo en nanowires decorados y se encontró que existe un valor óptimo de  $s$ , el cual puede ser utilizado como parámetro de diseño, modificando su valor seleccionando las características del medio bidimensional o la longitud de onda del pump.

Es interesante mencionar que el modelo de parámetros efectivos se aplicó, también, a la generación de fotones heraldos en nanowires decorados con óxido de grafeno [160]; a su vez, se está estudiando la aplicación del modelo al sensado distribuido de esfuerzos mecánicos utilizando fibras ópticas decoradas [171]. No obstante, los procesos físicos que dan origen a la no linealidad en el grafeno son todavía hoy objeto de discusión en la literatura del área. El modelo de parámetros efectivos que se presentó en esta tesis se basa en el supuesto de que el índice de refracción no lineal encuentra su origen

en la susceptibilidad de tercer orden,  $\chi^{(3)}$ ; sin embargo, este resulta apropiado solo para la descripción de medios de extensión volumétrica. Más aún, existe una discusión abierta en la literatura sobre la magnitud y el signo del índice de refracción no lineal del grafeno: los resultados de los cálculos teóricos y de las mediciones son fuertemente dependientes de la técnica usada para la deposición de la capa 2D, del material del sustrato, de la intensidad y de la duración del pulso de prueba y de las condiciones experimentales en general.

Por tal motivo, en la literatura existen otras explicaciones para el origen de la no linealidad del grafeno que no están basadas en el efecto Kerr óptico. En particular, en la Ref. [172] se la explica a través de un proceso conocido como “refracción saturable de portadores fotoexcitados” (SPCR, *saturable photocarrier-excited refraction*). Fuera del marco de esta tesis se ha derivado un modelo para el estudio de la generación de supercontinuo en nanowires, el cual se basa en la inclusión del efecto de SPCR en la pcNLSE (Ref. [173]).

Finalmente, se estudió la generación de supercontinuo en nanowires de nitruro de silicio, un medio que si bien posee un coeficiente de no linealidad menor al del silicio, carece de la TPA y de la generación de portadores libres, dos fenómenos que limitan el ancho de banda de la generación de SC. Además, al poseer un índice de refracción lineal diferente al del silicio permite modificar el confinamiento del modo y, por lo tanto, la influencia de la capa bidimensional. De la misma manera, se han estudiado diferentes geometrías y dimensiones de guía de onda con el fin de poder controlar el impacto de la no linealidad y de la absorción del recubrimiento 2D.

---

En síntesis, se estudiaron diversos procesos de la óptica no lineal, un área central de la fotónica, y se presentaron herramientas para modelarlos en el marco de la conservación del número de fotones. Se resaltó, también, la importancia de los parámetros de no linealidad de orden superior, pocas veces estudiados en la literatura, y se presentaron esquemas experimentales para su medición. Como se mencionó, la compatibilidad de la fotónica con las tecnologías existentes de fabricación de semiconductores y su gran ventaja en términos de ancho de banda, de tasa de operación y su potencial integración colocan a la óptica no lineal como un campo de enorme relevancia en la transición de una era dominada por la electrónica a otra dominada por la fotónica.

---

# Apéndice A

## Método de los momentos

El método de los momentos es una técnica semianalítica para la obtención de una solución aproximada de la GNLSE (Eq. 1.11). Se parte de la suposición de que la forma del pulso no varía a lo largo de la propagación, por lo que resulta especialmente adecuada para el estudio de solitones [5, 129, 174]. El método de los momentos trata al pulso como una partícula, caracterizada por cinco parámetros: energía  $E_p$ , ancho RMS  $\sigma_p$ , chirp  $C'_p$ , retraso  $q_p$  y desplazamiento en frecuencia de la portadora  $\Omega_p$ . Estos cinco parámetros están dados por [131]

$$\begin{aligned} E_p &= \int_{-\infty}^{\infty} |A|^2 dt, \\ \sigma_p^2 &= \frac{1}{E_p} \int_{-\infty}^{\infty} (t - q_p)^2 |A|^2 dt, \\ C'_p &= \frac{i}{2E_p} \int_{-\infty}^{\infty} (t - q_p) \left( A^* \frac{\partial A}{\partial t} - A \frac{\partial A^*}{\partial t} \right) dt, \\ q_p &= \frac{1}{E_p} \int_{-\infty}^{\infty} t |A|^2 dt, \\ \Omega_p &= \frac{i}{2E_p} \int_{-\infty}^{\infty} \left( A^* \frac{\partial A}{\partial t} - A \frac{\partial A^*}{\partial t} \right) 2dt. \end{aligned} \tag{A.1}$$

Resulta conveniente en este punto particularizar el análisis para pulsos del tipo *sech*,

$$A(z, T) = a_p \operatorname{sech} \left( \frac{T - q_p}{T_p} \right) \exp \left\{ -i\Omega_p(T - q_p) - iC_p \frac{(T - q_p)^2}{2T_p^2} + i\phi_p \right\}, \tag{A.2}$$

donde  $a_p$ ,  $T_p$ ,  $C_p$  y  $\phi_p$  son la amplitud, el semiancho  $1/e$ , el chirp y la fase del solitón, respectivamente. Luego, es posible relacionar estos parámetros con los momentos:  $a_p = \sqrt{E_p/2T_p}$ ,  $T_p = \sqrt{12/\pi^2}\sigma$  y  $C_p = \sqrt{12/\pi^2}C'_p$ ; la fase puede omitirse sin pérdida de generalidad. Para hallar la evolución de estos parámetros hay que derivar las Eqs. A.1 respecto a  $z$  y reemplazar en la Eq. 1.11. En el marco de referencia de la portadora en

$\omega_p$ , se obtiene [131]

$$\begin{aligned}
\frac{\partial E_p}{\partial z} &= -\alpha E_p - \frac{4\gamma_1 T_R E_p^2}{15T_p^3}, \\
\frac{\partial q_p}{\partial z} &= \frac{\beta_3}{6T_p^2} \left(1 + \frac{\pi^2 C_p^2}{4}\right) + \frac{\gamma_1 E_p}{2T_p}, \\
\frac{\partial \Omega_p}{\partial z} &= -\frac{4\gamma_0 T_R E_p}{15T_p^3} + \frac{\gamma_1 C_p E_p}{3T_p^3}, \\
\frac{\partial T_p}{\partial z} &= \frac{\beta_2 C_p}{T_p} + \frac{4\gamma_1 T_R E_p}{\pi^2 T_p^2}, \\
\frac{\partial C_p}{\partial z} &= \left(\frac{4}{\pi^2} + C_p^2\right) \frac{\beta_2}{T_p^2} + \frac{2\gamma_0 E_p}{\pi^2 T_p} + \frac{(150 - 4\pi^2)\gamma_1 T_R E_p C_p}{15\pi^2 T_p^3},
\end{aligned} \tag{A.3}$$

donde el parámetro  $T_R$  es un tiempo efectivo del scattering de Raman definido en la Eq. 3.4. Por simplicidad, se han destacado en color verde, rojo y azul los términos de orden superior de la dispersión de tercer orden, del scattering de Raman y del self-steepening, respectivamente. Para soluciones con forma de pulso arbitraria, se refiere al lector a la Ref. [130].

Según las Eqs. A.3 es simple verificar que en ausencia de términos de orden superior (NLSE), el retraso y el corrimiento en frecuencia no varían conforme el pulso se propaga; además, para pulsos inicialmente sin chirp,  $T_p(z) = T_0$ . Por lo tanto, para distancias de propagación cortas respecto a  $L_{\text{eff}}$  y  $L_D$ ,  $C_p(z) = 0$ . No obstante, en presencia de estos términos, el solitón experimenta tanto un retraso como un corrimiento en frecuencia, induciendo así un chirp y modificando el ancho del pulso. En la aproximación de pulsos largos ( $\gtrsim 100$  fs) pueden desestimarse los términos cruzados, i.e. aquellos que contienen productos  $\gamma_1 T_R$ ; no obstante, esta aproximación no es válida para pulsos cortos, por lo que en estos casos debe recurrirse a soluciones numéricas.

# Bibliografía

- [1] Maiman, T. H., *et al.* Stimulated optical radiation in ruby. London: MacMillan & Co, 1960.
- [2] Hecht, J. The breakthrough birth of low-loss fiber optics. *Optics and Photonics News*, **31** (3), 26–33, 2020.
- [3] Takeshita, H., Sato, M., Inada, Y., de Gabory, E. L. T., Nakamura, Y. Past, current and future technologies for optical submarine cables. *2019 IEEE/ACM Workshop on Photonics-Optics Technology Oriented Networking, Information and Computing Systems (PHOTONICS)*, págs. 36–42, 2019.
- [4] Ramaswami, R., Sivarajan, K., Sasaki, G. Optical networks: a practical perspective. Morgan Kaufmann, 2009.
- [5] Agrawal, G. P. Nonlinear Fiber Optics. Academic Press, 2013.
- [6] Boyd, R. W. Nonlinear Optics, Third Edition. Academic Press, 2008.
- [7] Asobe, M., Suzuki, K., Kanamori, T., Kubodera, K. Nonlinear refractive index measurement in chalcogenide-glass fibers by self-phase modulation. *Applied Physics Letters*, **60** (10), 1153–1154, 1992.
- [8] Sanghera, J. S., Shaw, L. B., Pureza, P., Nguyen, V. Q., Gibson, D., Busse, L., *et al.* Nonlinear properties of chalcogenide glass fibers. *International Journal of Applied Glass Science*, **1** (3), 296–308, 2010.
- [9] Knight, J., Arriaga, J., Birks, T., Ortigosa-Blanch, A., Wadsworth, W., Russell, P. S. J. Anomalous dispersion in photonic crystal fiber. *IEEE Photonics Technology Letters*, **12** (7), 807–809, 2000.
- [10] Leuthold, J., Koos, C., Freude, W. Nonlinear silicon photonics. *Nature Photonics*, **4** (8), 535, 2010.
- [11] Kuyken, B., Ideguchi, T., Holzner, S., Yan, M., Hänsch, T. W., Van Campenhout, J., *et al.* An octave-spanning mid-infrared frequency comb generated in a silicon nanophotonic wire waveguide. *Nature Communications*, **6** (1), 1–6, 2015.

- [12] Soref, R. Mid-infrared photonics in silicon and germanium. *Nature Photonics*, **4** (8), 495–497, 2010.
- [13] Zhang, L., Agarwal, A. M., Kimerling, L. C., Michel, J. Nonlinear group iv photonics based on silicon and germanium: from near-infrared to mid-infrared. *Nanophotonics*, **3** (4-5), 247–268, 2014.
- [14] Hsieh, I.-W., Chen, X., Liu, X., Dadap, J. I., Panoiu, N. C., Chou, C.-Y., *et al.* Supercontinuum generation in silicon photonic wires. *Optics Express*, **15** (23), 15242–15249, 2007.
- [15] Singh, N., Hudson, D. D., Yu, Y., Grillet, C., Jackson, S. D., Casas-Bedoya, A., *et al.* Midinfrared supercontinuum generation from 2 to 6  $\mu\text{m}$  in a silicon nanowire. *Optica*, **2** (9), 797–802, 2015.
- [16] Singh, N., Xin, M., Vermeulen, D., Shtyrkova, K., Li, N., Callahan, P. T., *et al.* Octave-spanning coherent supercontinuum generation in silicon on insulator from 1.06  $\mu\text{m}$  to beyond 2.4  $\mu\text{m}$ . *Light: Science & Applications*, **7** (1), 17131–17131, 2018.
- [17] Dudley, J. M., Genty, G., Coen, S. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber. *Reviews of Modern Physics*, **78** (4), 1135, 2006.
- [18] Pfeifle, J., Brasch, V., Lauermann, M., Yu, Y., Wegner, D., Herr, T., *et al.* Coherent terabit communications with microresonator kerr frequency combs. *Nature Photonics*, **8** (5), 375–380, 2014.
- [19] Griffith, A. G., Lau, R. K., Cardenas, J., Okawachi, Y., Mohanty, A., Fain, R., *et al.* Silicon-chip mid-infrared frequency comb generation. *Nature Communications*, **6**, 6299, 2015.
- [20] Kippenberg, T. J., Holzwarth, R., Diddams, S. A. Microresonator-based optical frequency combs. *Science*, **332** (6029), 555–559, 2011.
- [21] Nishizawa, N. Generation and application of high-quality supercontinuum sources. *Optical Fiber Technology*, **18** (5), 394–402, 2012.
- [22] Ranka, J. K., Gaeta, A. L. Breakdown of the slowly varying envelope approximation in the self-focusing of ultrashort pulses. *Optics Letters*, **23** (7), 534–536, 1998.
- [23] Blow, K. J., Wood, D. Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **25** (12), 2665–2673, 1989.

- [24] Hult, J. A fourth-order Runge–Kutta in the interaction picture method for simulating supercontinuum generation in optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, **25** (12), 3770–3775, 2007.
- [25] Anderson, D., Lisak, M. Nonlinear asymmetric self-phase modulation and self-steepening of pulses in long optical waveguides. *Physical Review A*, **27** (3), 1393, 1983.
- [26] Zhang, L., Yan, Y., Yue, Y., Lin, Q., Painter, O., Beausoleil, R. G., *et al.* On-chip two-octave supercontinuum generation by enhancing self-steepening of optical pulses. *Optics Express*, **19** (12), 11584–11590, 2011.
- [27] Barviau, B., Kibler, B., Picozzi, A. Wave-turbulence approach of supercontinuum generation: Influence of self-steepening and higher-order dispersion. *Physical Review A*, **79** (6), 063840, 2009.
- [28] Kibler, B., Dudley, J., Coen, S. Supercontinuum generation and nonlinear pulse propagation in photonic crystal fiber: influence of the frequency-dependent effective mode area. *Applied Physics B*, **81** (2-3), 337–342, 2005.
- [29] Mitschke, F. M., Mollenauer, L. F. Discovery of the soliton self-frequency shift. *Optics Letters*, **11** (10), 659–661, 1986.
- [30] Lin, Q., Agrawal, G. P. Raman response function for silica fibers. *Optics Letters*, **31** (21), 3086–3088, 2006.
- [31] Liu, X., Xu, C., Knox, W., Chandalia, J., Eggleton, B. J., Kosinski, S. G., *et al.* Soliton self-frequency shift in a short tapered air–silica microstructure fiber. *Optics Letters*, **26** (6), 358–360, 2001.
- [32] Washburn, B. R., Ralph, S. E., Lacourt, P. A., Dudley, J. M., Rhodes, W. T., Windeler, R. S., *et al.* Tunable near-infrared femtosecond soliton generation in photonic crystal fibres. *Electronics Letters*, **37** (25), 1510–1512, 2001.
- [33] Hernández, S. M., Bonetti, J., Linale, N., Grosz, D. F., Fierens, P. I. Soliton solutions and self-steepening in the photon-conserving nonlinear schrödinger equation. *Waves in Random and Complex Media*, **0** (0), 1–17, 2020.
- [34] Lægsgaard, J. Mode profile dispersion in the generalized nonlinear schrödinger equation. *Optics Express*, **15** (24), 16110–16123, 2007.
- [35] Wen, S., Xiang, Y., Dai, X., Tang, Z., Su, W., Fan, D. Theoretical models for ultrashort electromagnetic pulse propagation in nonlinear metamaterials. *Physical Review A*, **75** (3), 033815, 2007.

- [36] Vanvincq, O., Travers, J. C., Kudlinski, A. Conservation of the photon number in the generalized nonlinear schrödinger equation in axially varying optical fibers. *Physical Review A*, **84**, 063820, 2011.
- [37] Sánchez, A. D., Fierens, P. I., Hernandez, S. M., Bonetti, J., Brambilla, G., Grosz, D. Anti-Stokes Raman gain enabled by modulation instability in mid-ir waveguides. *Journal of the Optical Society of America B*, **35** (11), 2828–2832, 2018.
- [38] Zheltikov, A. Optical shock wave and photon-number conservation. *Physical Review A*, **98** (4), 043833, 2018.
- [39] Mamyshev, P., Chernikov, S. V. Ultrashort-pulse propagation in optical fibers. *Optics Letters*, **15** (19), 1076–1078, 1990.
- [40] Price, J. H., Monro, T. M., Ebendorff-Heidepriem, H., Poletti, F., Finazzi, V., Leong, J. Y., *et al.* Non-silica microstructured optical fibers for mid-ir supercontinuum generation from 2  $\mu\text{m}$ –5  $\mu\text{m}$ . *Fiber Lasers III: Technology, Systems, and Applications*, **6102**, 61020A, 2006.
- [41] Panoiu, N. C., Liu, X., Osgood, R. M. Nonlinear dispersion in silicon photonic wires. *2008 Conference on Lasers and Electro-Optics and 2008 Conference on Quantum Electronics and Laser Science*, págs. 1–2, 2008.
- [42] Panoiu, N. C., Liu, X., Osgood Jr, R. M. Self-steepening of ultrashort pulses in silicon photonic nanowires. *Optics Letters*, **34** (7), 947–949, 2009.
- [43] Cheng, T., Gao, W., Xue, X., Suzuki, T., Ohishi, Y. Experimental investigation of multiple Raman peak properties in a hundred-meter tellurite fiber. *Optical Materials Express*, **6** (11), 3438–3445, 2016.
- [44] Pendry, J. B., Smith, D. R. Reversing light with negative refraction. *Physics Today*, **57**, 37–43, 2004.
- [45] Scalora, M., Syrchin, M. S., Akozbek, N., Poliakov, E. Y., D’Aguanno, G., Mattiucci, N., *et al.* Generalized nonlinear Schrödinger equation for dispersive susceptibility and permeability: application to negative index materials. *Physical Review Letters*, **95** (1), 013902, 2005.
- [46] Wen, S., Wang, Y., Su, W., Xiang, Y., Fu, X., Fan, D. Modulation instability in nonlinear negative-index material. *Physical Review E*, **73** (3), 036617, 2006.
- [47] Wen, S., Xiang, Y., Su, W., Hu, Y., Fu, X., Fan, D. Role of the anomalous self-steepening effect in modulation instability in negative-index material. *Optics Express*, **14** (4), 1568–1575, 2006.



- [48] Xiang, Y., Wen, S., Dai, X., Tang, Z., Su, W., Fan, D. Modulation instability induced by nonlinear dispersion in nonlinear metamaterials. *Journal of the Optical Society of America B*, **24** (12), 3058–3063, 2007.
- [49] Ishizawa, A., Kou, R., Goto, T., Tsuchizawa, T., Matsuda, N., Hitachi, K., *et al.* Optical nonlinearity enhancement with graphene-decorated silicon waveguides. *Scientific Reports*, **7**, 45520, 2017.
- [50] Driben, R., Herrmann, J. Solitary pulse propagation and soliton-induced supercontinuum generation in silica glasses containing silver nanoparticles. *Optics Letters*, **35** (15), 2529–2531, 2010.
- [51] Bose, S., Sahoo, A., Chattopadhyay, R., Roy, S., Bhadra, S. K., Agrawal, G. P. Implications of a zero-nonlinearity wavelength in photonic crystal fibers doped with silver nanoparticles. *Physical Review A*, **94**, 043835, 2016.
- [52] Linale, N., Bonetti, J., Sánchez, A. D., Hernandez, S., Fierens, P. I., Grosz, D. F. Modulation instability in waveguides with an arbitrary frequency-dependent nonlinear coefficient. *Optics Letters*, **45** (9), 2498–2501, 2020.
- [53] Arteaga-Sierra, F., Antikainen, A., Agrawal, G. P. Soliton dynamics in photonic-crystal fibers with frequency-dependent kerr nonlinearity. *Physical Review A*, **98** (1), 013830, 2018.
- [54] Bose, S., Sahoo, A., Chattopadhyay, R., Roy, S., Bhadra, S. K., Agrawal, G. P. Implications of a zero-nonlinearity wavelength in photonic crystal fibers doped with silver nanoparticles. *Physical Review A*, **94** (4), 043835, 2016.
- [55] Arteaga-Sierra, F. R., Antikainen, A., Agrawal, G. P. Soliton mitosis across a zero-nonlinearity wavelength in photonic crystal fibers. *Frontiers in Optics*, págs. FTu5A–2, 2017.
- [56] Zhao, S., Sun, X. Soliton dynamics in an all-normal-dispersion photonic crystal fiber with frequency-dependent Kerr nonlinearity. *Physical Review A*, **102** (3), 033514, 2020.
- [57] Raineri, F., Karle, T., Roppo, V., Monnier, P., Raj, R. Time-domain mapping of nonlinear pulse propagation in photonic-crystal slow-light waveguides. *Physical Review A*, **87** (4), 041802, 2013.
- [58] Husko, C., Colman, P. Giant anomalous self-steepening in photonic crystal waveguides. *Physical Review A*, **92** (1), 013816, 2015.

- [59] Liao, J., Tan, Y., Gao, Y., Wang, Z., Sun, Y., Ma, L., *et al.* Giant anomalous self-steepening and temporal soliton compression in silicon photonic crystal waveguides. *APL Photonics*, **6** (8), 086107, 2021.
- [60] Sánchez, A. D., Linale, N., Bonetti, J., Grosz, D. F. Modulation instability in waveguides doped with anisotropic nanoparticles. *Optics Letters*, **45** (11), 3119–3122, 2020.
- [61] Sánchez, A. D., Linale, N., Grosz, D. F. Simple model for the nonlinear optical response of dimer-doped waveguides. *Journal of the Optical Society of America B*, **38** (1), 17–23, 2021.
- [62] Bonetti, J., Linale, N., Sánchez, A. D., Hernandez, S. M., Fierens, P. I., Grosz, D. F. Photon-conserving generalized nonlinear Schrödinger equation for frequency-dependent nonlinearities. *Journal of the Optical Society of America B*, **37** (2), 445–450, 2020.
- [63] Bonetti, J., Linale, N., Sánchez, A. D., Hernandez, S. M., Fierens, P. I., Grosz, D. F. Modified nonlinear Schrödinger equation for frequency-dependent nonlinear profiles of arbitrary sign. *Journal of the Optical Society of America B*, **36** (11), 3139–3144, 2019.
- [64] Linale, N., Bonetti, J., Fierens, P. I., Hernandez, S. M., Grosz, D. F. A direct method for the simultaneous estimation of self-steepening and the fractional raman contribution in fiber optics. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **57** (3), 1–7, 2021.
- [65] Milam, D. Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica. *Applied Optics*, **37** (3), 546–550, 1998.
- [66] Wong, W. S., Peng, X., McLaughlin, J. M., Dong, L. Breaking the limit of maximum effective area for robust single-mode propagation in optical fibers. *Optics Letters*, **30** (21), 2855–2857, 2005.
- [67] Huy, M. C. P., Baron, A., Lebrun, S., Frey, R., Delaye, P. Characterization of self-phase modulation in liquid filled hollow core photonic bandgap fibers. *Journal of the Optical Society of America B*, **27** (9), 1886–1893, 2010.
- [68] Huy, M. C. P., Baron, A., Lebrun, S., Frey, R., Delaye, P. Characterization of self-phase modulation in liquid filled hollow core photonic band gap fibers: erratum. *Journal of the Optical Society of America B*, **30** (6), 1651–1651, 2013.
- [69] Monroe, T. M., Richardson, D., Broderick, N., Bennett, P. Modeling large air fraction holey optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*, **18** (1), 50, 2000.

- [70] Chang, G., Norris, T. B., Winful, H. G. Optimization of supercontinuum generation in photonic crystal fibers for pulse compression. *Optics Letters*, **28** (7), 546–548, 2003.
- [71] Mortensen, N. A. Effective area of photonic crystal fibers. *Optics Express*, **10** (7), 341–348, 2002.
- [72] Saitoh, K., Koshihara, M., Hasegawa, T., Sasaoka, E. Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion. *Optics Express*, **11** (8), 843–852, 2003.
- [73] Razzak, S. A., Namiyama, Y. Proposal for highly nonlinear dispersion-flattened octagonal photonic crystal fibers. *IEEE Photonics Technology Letters*, **20** (4), 249–251, 2008.
- [74] Wang, Y., Zhang, X., Ren, X., Zheng, L., Liu, X., Huang, Y. Design and analysis of a dispersion flattened and highly nonlinear photonic crystal fiber with ultralow confinement loss. *Applied Optics*, **49** (3), 292–297, 2010.
- [75] Chugh, S., Gulistan, A., Ghosh, S., Rahman, B. Machine learning approach for computing optical properties of a photonic crystal fiber. *Optics Express*, **27** (25), 36414–36425, 2019.
- [76] Streckert, J. New method for measuring the spot size of single-mode fibers. *Optics Letters*, **5** (12), 505–506, 1980.
- [77] Marcuse, D. Gaussian approximation of the fundamental modes of graded-index fibers. *Journal of the Optical Society of America A*, **68** (1), 103–109, 1978.
- [78] Koshihara, M., Saitoh, K. Structural dependence of effective area and mode field diameter for holey fibers. *Optics Express*, **11** (15), 1746–1756, 2003.
- [79] Hellwarth, R., Cherlow, J., Yang, T.-T. Origin and frequency dependence of nonlinear optical susceptibilities of glasses. *Physical Review B*, **11** (2), 964, 1975.
- [80] Stolen, R. H., Ippen, E. P. Raman gain in glass optical waveguides. *Applied Physics Letters*, **22** (6), 276–278, 1973.
- [81] Stolen, R. H., Gordon, J. P., Tomlinson, W., Haus, H. A. Raman response function of silica-core fibers. *Journal of the Optical Society of America B*, **6** (6), 1159–1166, 1989.

- [82] Hu, J., Menyuk, C. R., Shaw, L. B., Sanghera, J. S., Aggarwal, I. D. Raman response function and supercontinuum generation in chalcogenide fiber. *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, págs. 1–2, 2008.
- [83] Hu, J., C. Menyuk, Shaw, L. B., Sanghera, J. S., Aggarwal, I. D. Maximizing the bandwidth of supercontinuum generation in As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide fibers. *Optics Express*, **18** (7), 6722, 2010.
- [84] Slusher, R. E., Lenz, G., Hodelin, J., Sanghera, J., Shaw, L. B., Aggarwal, I. D. Large Raman gain and nonlinear phase shifts in high-purity as<sub>2</sub>se<sub>3</sub> chalcogenide fibers. *Journal of the Optical Society of America B*, **21** (6), 1146–1155, 2004.
- [85] Xiong, C., Magi, E., Luan, F., Tuniz, A., Dekker, S., Sanghera, J. S., *et al.* Characterization of picosecond pulse nonlinear propagation in chalcogenide As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> fiber. *Applied Optics*, **48** (29), 5467–5474, 2009.
- [86] Hutchings, D., Van Stryland, E. W. Nondegenerate two-photon absorption in zinc blende semiconductors. *Journal of the Optical Society of America B*, **9** (11), 2065–2074, 1992.
- [87] Shen, Y.-R. The principles of nonlinear optics. New York, Wiley-Interscience, 1984.
- [88] Lin, Q., Painter, O. J., Agrawal, G. P. Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides: modeling and applications. *Optics Express*, **15** (25), 16604–16644, 2007.
- [89] Liu, X., Osgood Jr, R. M., Vlasov, Y. A., Green, W. M. Mid-infrared optical parametric amplifier using silicon nanophotonic waveguides. *Nature Photonics*, **4** (8), 557, 2010.
- [90] Poulvellarie, N., Ciret, C., Kuyken, B., Leo, F., Gorza, S.-P. Highly nondegenerate two-photon absorption in silicon wire waveguides. *Physical Review Applied*, **10** (2), 024033, 2018.
- [91] Koonath, P., Solli, D. R., Jalali, B. Limiting nature of continuum generation in silicon. *Applied Physics Letters*, **93** (9), 091114, 2008.
- [92] Hsieh, I.-W., Chen, X., Dadap, J. I., Panoiu, N. C., Osgood, R. M., McNab, S. J., *et al.* Ultrafast-pulse self-phase modulation and third-order dispersion in si photonic wire-waveguides. *Optics Express*, **14** (25), 12380–12387, 2006.

- [93] Yin, L., Lin, Q., Agrawal, G. P. Soliton fission and supercontinuum generation in silicon waveguides. *Optics Letters*, **32** (4), 391–393, 2007.
- [94] Dekker, R., Driessen, A., Wahlbrink, T., Moormann, C., Niehusmann, J., Först, M. Ultrafast kerr-induced all-optical wavelength conversion in silicon waveguides using 1.55  $\mu\text{m}$  femtosecond pulses. *Optics Express*, **14** (18), 8336–8346, 2006.
- [95] Paufler, P. Pn butcher, d. cotter the elements of nonlinear optics. cambridge university press. cambridge 1990, xiv+ 344p. preis£ 30.00, isbn 0-521-34183-3. *Crystal Research and Technology*, **26** (6), 802–802, 1991.
- [96] Bechtel, J., Smith, W. L. Two-photon absorption in semiconductors with picosecond laser pulses. *Physical Review B*, **13** (8), 3515, 1976.
- [97] Linale, N., Bonetti, J., Sparapani, A., Sánchez, A. D., Grosz, D. F. Equation for modeling two-photon absorption in nonlinear waveguides. *Journal of the Optical Society of America B*, **37** (6), 1906–1910, 2020.
- [98] Linale, N., Bonetti, J., Sánchez, A. D., Fierens, P. I., Grosz, D. F. Model for frequency-dependent nonlinear propagation in 2D-decorated nanowires. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **57** (4), 1–8, 2021.
- [99] Linale, N., Fierens, P., Hernandez, S., Bonetti, J., Grosz, D. Narrowband and ultra-wideband modulation instability in nonlinear metamaterial waveguides. *Journal of the Optical Society of America B*, **37** (11), 3194–3199, 2020.
- [100] Hasegawa, A., Brinkman, W. Tunable coherent ir and fir sources utilizing modulational instability. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **16** (7), 694–697, 1980.
- [101] Anderson, D., Lisak, M. Modulational instability of coherent optical-fiber transmission signals. *Optics Letters*, **9** (10), 468–470, 1984.
- [102] Tai, K., Hasegawa, A., Tomita, A. Observation of modulational instability in optical fibers. *Physical Review Letters*, **56** (2), 135, 1986.
- [103] Potasek, M. Modulation instability in an extended nonlinear Schrödinger equation. *Optics Letters*, **12** (11), 921–923, 1987.
- [104] Seadawy, A. R. Modulation instability analysis for the generalized derivative higher order nonlinear Schrödinger equation and its the bright and dark soliton solutions. *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, **31** (14), 1353–1362, 2017.

- [105] Hernandez, S. M., Fierens, P. I., Bonetti, J., Sánchez, A. D., Grosz, D. F. A geometrical view of scalar modulation instability in optical fibers. *IEEE Photonics Journal*, **9** (5), 1–8, 2017.
- [106] Bonetti, J., Hernandez, S. M., Fierens, P. I., Grosz, D. A higher-order perturbation analysis of the nonlinear Schrödinger equation. *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*, **72**, 152–161, 2019.
- [107] Nakazawa, M., Suzuki, K., Kubota, H., Haus, H. A. High-order solitons and the modulational instability. *Physical Review A*, **39**, 5768–5776, 1989.
- [108] Hasegawa, A., Brinkman, W. Tunable coherent IR and FIR sources utilizing modulational instability. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **16** (7), 694–697, 1980.
- [109] Grosz, D. F., Mazzali, C., Celaschi, S., Paradisi, A., Fragnito, H. Modulation instability induced resonant four-wave mixing in WDM systems. *IEEE Photonics Technology Letters*, **11** (3), 379–381, 1999.
- [110] Zakharov, V. E., Ostrovsky, L. Modulation instability: the beginning. *Physica D*, **238** (5), 540–548, 2009.
- [111] Saha, M., Sarma, A. K. Solitary wave solutions and modulation instability analysis of the nonlinear Schrödinger equation with higher order dispersion and nonlinear terms. *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*, **18** (9), 2420–2425, 2013.
- [112] Béjot, P., Kibler, B., Hertz, E., Lavorel, B., Faucher, O. General approach to spatiotemporal modulational instability processes. *Physical Review A*, **83**, 013830, 2011.
- [113] Bonetti, J., Hernandez, S. M., Fierens, P. I., Grosz, D. F. Analytical study of coherence in seeded modulation instability. *Physical Review A*, **94**, 033826, 2016.
- [114] Shukla, P. K., Rasmussen, J. J. Modulational instability of short pulses in long optical fibers. *Optics Letters*, **11** (3), 171–173, 1986.
- [115] Angelis, C. D., Nalesso, G., Santagiustina, M. Role of nonlinear dispersion in the dynamics of induced modulational instability in kerr media. *Journal of the Optical Society of America B*, **13** (5), 848–855, 1996.
- [116] Sánchez, A. D., Hernandez, S. M., Bonetti, J., Fierens, P. I., Grosz, D. F. Tunable Raman gain in mid-IR waveguides. *Journal of the Optical Society of America B*, **35** (1), 95–99, 2018.

- [117] Sánchez, A. D., Linale, N., Bonetti, J., Hernández, S. M., Fierens, P. I., Brambilla, G., *et al.* Simple method for estimating the fractional raman contribution. *Optics Letters*, **44** (3), 538–541, 2019.
- [118] Sánchez, A. D. Efectos no lineales en guías de onda en la región del infrarrojo medio. Tesis Doctoral, Universidad Nacional de Cuyo, 2020.
- [119] Bonetti, J., Hernandez, S. M., Fierens, P. I., Grosz, D. F. Analytical study of coherence in seeded modulation instability. *Physical Review A*, **94**, 033826, 2016.
- [120] Linale, N., Fierens, P. I., Grosz, D. F. Revisiting soliton dynamics in fiber optics under strict photon-number conservation. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **57** (2), 1–8, 2020.
- [121] Hasegawa, A., Tappert, F., Mollenauer, L. F., Stolen, R. H., Gordon, L. P. Experimental observation of pico second pulse narrowing and solitons in optical fiber. *Applied Physics Letters*, **23**, 142, 1973.
- [122] Mollenauer, L. F., Stolen, R. H., Gordon, J. P. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers. *Physical Review Letters*, **45** (13), 1095, 1980.
- [123] Ohkuma, K., Ichikawa, Y. H., Abe, Y. Soliton propagation along optical fibers. *Optics Letters*, **12** (7), 516–518, 1987.
- [124] De Oliveira, J. R., de Moura, M. A., Hickmann, J. M., Gomes, A. S. L. Self-steepening of optical pulses in dispersive media. *Journal of the Optical Society of America B*, **9** (11), 2025–2027, 1992.
- [125] Agrawal, G. P. Effect of intrapulse stimulated Raman scattering on soliton-effect pulse compression in optical fibers. *Optics Letters*, **15** (4), 224–226, 1990.
- [126] Masip, M. E., Rieznik, A. A., König, P. G., Grosz, D. F., Bragas, A. V., Martinez, O. E. Femtosecond soliton source with fast and broad spectral tunability. *Optics Letters*, **34** (6), 842–844, 2009.
- [127] Lee, J. H., van Howe, J., Xu, C., Liu, X. Soliton self-frequency shift: experimental demonstrations and applications. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **14** (3), 713–723, 2008.
- [128] Satsuma, J., Yajima, N. B. initial value problems of one-dimensional self-modulation of nonlinear waves in dispersive media. *Progress of Theoretical Physics Supplement*, **55**, 284–306, 1974.

- [129] Marcuse, D. RMS width of pulses in nonlinear dispersive fibers. *Journal of Lightwave Technology*, **10** (1), 17–21, 1992.
- [130] Santhanam, J., Agrawal, G. P. Raman-induced spectral shifts in optical fibers: general theory based on the moment method. *Optics Communications*, **222** (1-6), 413–420, 2003.
- [131] Chen, Z., Taylor, A. J., Efimov, A. Soliton dynamics in non-uniform fiber tapers: analytical description through an improved moment method. *Journal of the Optical Society of America B*, **27** (5), 1022–1030, 2010.
- [132] Linale, N., Fierens, P. I., Bonetti, J., Sánchez, A. D., Hernandez, S. M., Grosz, D. F. Measuring self-steepening with the photon-conserving nonlinear Schrödinger equation. *Optics Letters*, **45** (16), 4535–4538, 2020.
- [133] Akturk, S., Kimmel, M., O’Shea, P., Trebino, R. Extremely simple device for measuring 20-fs pulses. *Optics Letters*, **29** (9), 1025–1027, 2004.
- [134] Chen, J., Xia, W., Wang, M. Characteristic measurement for femtosecond laser pulses using a GaAs pin photodiode as a two-photon photovoltaic receiver. *Journal of Applied Physics*, **121** (22), 223103, 2017.
- [135] Klimentov, D., Tolstik, N., Dvoyrin, V., Kalashnikov, V. L., Sorokina, I. T. Broadband dispersion measurement of ZBLAN, germanate and silica fibers in MidIR. *Journal of Lightwave Technology*, **30** (12), 1943–1947, 2012.
- [136] Sánchez, A. D., Hernandez, S. M., Bonetti, J., Fierens, P. I., Grosz, D. F. Tunable Raman gain in mid-IR waveguides. *Journal of the Optical Society of America B*, **35** (1), 95–99, 2018.
- [137] Eggleton, B. J., Luther-Davies, B., Richardson, K. Chalcogenide photonics. *Nature Photonics*, **5** (3), 141–148, 2011.
- [138] Ung, B., Skorobogatiy, M. Chalcogenide microporous fibers for linear and nonlinear applications in the mid-infrared. *Optics Express*, **18** (8), 8647–8659, 2010.
- [139] Granzow, N., Stark, S. P., Schmidt, M. A., Tverjanovich, A. S., Wondraczek, L., Russell, P. S. J. Supercontinuum generation in chalcogenide-silica step-index fibers. *Optics Express*, **19** (21), 21003–21010, 2011.
- [140] Sanghera, J. S., Aggarwal, I., Shaw, L., Florea, C., Pureza, P., Nguyen, V., *et al.* Nonlinear properties of chalcogenide glass fibers. *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, **8** (6), 2148–2155, 2006.



- [141] Saini, T. S., Kumar, A., Sinha, R. K. Broadband mid-infrared supercontinuum spectra spanning 2–15  $\mu\text{m}$  using As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> chalcogenide glass triangular-core graded-index photonic crystal fiber. *Journal of Lightwave Technology*, **33** (18), 3914–3920, 2015.
- [142] Linale, N., Hernandez, S., Grosz, D. The role of self-steepening in supercontinuum generation in nanowires. En: Nonlinear Optics, págs. NTh3A–15. Optical Society of America, 2021.
- [143] Castro Neto, A. H., Guinea, F., Peres, N. M., Novoselov, K. S., Geim, A. K. The electronic properties of graphene. *Reviews of Modern Physics*, **81** (1), 109, 2009.
- [144] Geim, A. K., Novoselov, K. S. The rise of graphene. *Nature Materials*, **6**, 183–191, 2007.
- [145] Novoselov, K. S., Fal, V., Colombo, L., Gellert, P., Schwab, M., Kim, K., *et al.* A roadmap for graphene. *Nature*, **490** (7419), 192–200, 2012.
- [146] Hendry, E., Hale, P. J., Moger, J., Savchenko, A., Mikhailov, S. A. Coherent nonlinear optical response of graphene. *Physical Review Letters*, **105** (9), 097401, 2010.
- [147] Chen, W., Wang, G., Qin, S., Wang, C., Fang, J., Qi, J., *et al.* The nonlinear optical properties of coupling and decoupling graphene layers. *AIP Advances*, **3** (4), 042123, 2013.
- [148] Demetriou, G., Bookey, H. T., Biancalana, F., Abraham, E., Wang, Y., Ji, W., *et al.* Nonlinear optical properties of multilayer graphene in the infrared. *Optics Express*, **24** (12), 13033–13043, 2016.
- [149] Yamashita, S. Nonlinear optics in carbon nanotube, graphene, and related 2d materials. *APL Photonics*, **4** (3), 034301, 2019.
- [150] Zhang, Z., Voss, P. L. Full-band quantum-dynamical theory of saturation and four-wave mixing in graphene. *Optics Letters*, **36** (23), 4569–4571, 2011.
- [151] Vermeulen, N., Castelló-Lurbe, D., Cheng, J., Pasternak, I., Krajewska, A., Ciuk, T., *et al.* Negative kerr nonlinearity of graphene as seen via chirped-pulse-pumped self-phase modulation. *Physical Review Applied*, **6** (4), 044006, 2016.
- [152] Kim, K., Choi, J.-Y., Kim, T., Cho, S.-H., Chung, H.-J. A role for graphene in silicon-based semiconductor devices. *Nature*, **479** (7373), 338–344, 2011.

- [153] Akinwande, D., Huyghebaert, C., Wang, C.-H., Serna, M. I., Goossens, S., Li, L.-J., *et al.* Graphene and two-dimensional materials for silicon technology. *Nature*, **573** (7775), 507–518, 2019.
- [154] Qu, Y., Wu, J., Yang, Y., Zhang, Y., Liang, Y., El Dirani, H., *et al.* Enhanced four-wave mixing in silicon nitride waveguides integrated with 2d layered graphene oxide films. *Advanced Optical Materials*, pág. 2001048, 2020.
- [155] Bao, Q., Zhang, H., Wang, Y., Ni, Z., Yan, Y., Shen, Z. X., *et al.* Atomic-layer graphene as a saturable absorber for ultrafast pulsed lasers. *Advanced Functional Materials*, **19** (19), 3077–3083, 2009.
- [156] Donarelli, M., Ottaviano, L. 2d materials for gas sensing applications: a review on graphene oxide, mos2, ws2 and phosphorene. *Sensors*, **18** (11), 3638, 2018.
- [157] Chen, J., Wu, X.-J., Gong, Y., Zhu, Y., Yang, Z., Li, B., *et al.* Edge epitaxy of two-dimensional mose2 and mos2 nanosheets on one-dimensional nanowires. *Journal of the American Chemical Society*, **139** (25), 8653–8660, 2017.
- [158] Qin, D., Yan, P., Ding, G., Ge, X., Song, H., Gao, G. Monolayer pdse2: A promising two-dimensional thermoelectric material. *Scientific reports*, **8** (1), 1–8, 2018.
- [159] Zhang, Y., Wu, J., Yang, Y., Qu, Y., Jia, L., Moein, T., *et al.* Enhanced kerr nonlinearity and nonlinear figure of merit in silicon nanowires integrated with 2d graphene oxide films. *ACS Applied Materials & Interfaces*, **12** (29), 33094–33103, 2020.
- [160] Bonetti, J., Linale, N., Grosz, D. Heralded single-photon sources based on 2d-decorated nanowires. *Physics Letters A*, pág. 128018, 2022.
- [161] Yang, Y., Wu, J., Xu, X., Liang, Y., Chu, S. T., Little, B. E., *et al.* Invited article: Enhanced four-wave mixing in waveguides integrated with graphene oxide. *APL Photonics*, **3** (12), 120803, 2018.
- [162] Oskooi, A. F., Roundy, D., Ibanescu, M., Bermel, P., Joannopoulos, J. D., Johnson, S. G. Meep: A flexible free-software package for electromagnetic simulations by the fdtd method. *Computer Physics Communications*, **181** (3), 687–702, 2010.
- [163] Van Stryland, E. W., Woodall, M., Vanherzeele, H., Soileau, M. Energy band-gap dependence of two-photon absorption. *Optics Letters*, **10** (10), 490–492, 1985.
- [164] Pearl, S., Rotenberg, N., van Driel, H. M. Three photon absorption in silicon for 2300–3300 nm. *Applied Physics Letters*, **93** (13), 131102, 2008.

- [165] Leo, F., Gorza, S.-P., Safioui, J., Kockaert, P., Coen, S., Dave, U., *et al.* Dispersive wave emission and supercontinuum generation in a silicon wire waveguide pumped around the 1550 nm telecommunication wavelength. *Optics Letters*, **39** (12), 3623–3626, 2014.
- [166] Yeom, D.-I., Mägi, E. C., Lamont, M. R., Roelens, M. A., Fu, L., Eggleton, B. J. Low-threshold supercontinuum generation in highly nonlinear chalcogenide nanowires. *Optics Letters*, **33** (7), 660–662, 2008.
- [167] Al-kadry, A., Baker, C., El Amraoui, M., Messaddeq, Y., Rochette, M. Broadband supercontinuum generation in as 2 se 3 chalcogenide wires by avoiding the two-photon absorption effects. *Optics Letters*, **38** (7), 1185–1187, 2013.
- [168] Zhang, H., Virally, S., Bao, Q., Ping, L. K., Massar, S., Godbout, N., *et al.* Z-scan measurement of the nonlinear refractive index of graphene. *Optics Letters*, **37** (11), 1856–1858, 2012.
- [169] Kitamura, R., Pilon, L., Jonasz, M. Optical constants of silica glass from extreme ultraviolet to far infrared at near room temperature. *Applied optics*, **46** (33), 8118–8133, 2007.
- [170] Cristiani, I., Tediosi, R., Tartara, L., Degiorgio, V. Dispersive wave generation by solitons in microstructured optical fibers. *Optics Express*, **12** (1), 124–135, 2004.
- [171] Fernández, G., Linale, N., Benítez, J., Grosz, D. Linear and nonlinear distributed stress sensing with graphene-decorated optical fibers. En: Laser Science, págs. JTh5A–115. Optical Society of America, 2021.
- [172] Vermeulen, N., Castelló-Lurbe, D., Khoder, M., Pasternak, I., Krajewska, A., Ciuk, T., *et al.* Graphene’s nonlinear-optical physics revealed through exponentially growing self-phase modulation. *Nature Communications*, **9** (1), 1–9, 2018.
- [173] Linale, N., Fierens, P., Vermeulen, N., Grosz, D. A generic model for the study of supercontinuum generation in graphene-covered nanowires. *Journal of Physics: Photonics*, **4** (1), 015001, 2021.
- [174] Bélanger, P.-A., Bélanger, N. Rms characteristics of pulses in nonlinear dispersive lossy fibers. *Optics Communications*, **117** (1-2), 56–60, 1995.



# Publicaciones asociadas

## Publicaciones en revistas

1. N. Linale, P. I. Fierens, N. Vermeulen, and D. F. Grosz, “A generic model for the study of supercontinuum generation in graphene-covered nanowires,” *Journal of Physics: Photonics* 4(1), 015001 (2021)
2. N. Linale, J. Bonetti, A. D. Sánchez, P. I. Fierens, and D. F. Grosz, “Model for frequency-dependent nonlinear propagation in 2D-decorated nanowires,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* 57(4), 1-8 (2021)
3. N. Linale, J. Bonetti, P. I. Fierens, S. M. Hernandez, and D. F. Grosz, “A direct method for the simultaneous estimation of self-steepening and the fractional Raman contribution in fiber optics,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* 57(3), 1-7 (2021)
4. N. Linale, P. I. Fierens, and D. F. Grosz, “Revisiting soliton dynamics in fiber optics under strict photon-number conservation,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* 57(2), 1-8 (2021)
5. N. Linale, P. I. Fierens, S. M. Hernandez, J. Bonetti, and D. F. Grosz, “Narrow-band and ultra-wideband modulation instability in nonlinear metamaterial waveguides,” *Journal of the Optical Society of America B* 37(11), 3194-3199 (2020)
6. N. Linale, P. I. Fierens, J. Bonetti, A. D. Sánchez, S. M. Hernandez, and D. F. Grosz, “Measuring self-steepening with the photon-conserving nonlinear Schrödinger equation,” *Optics Letters* 45(16), 4535-4538 (2020)
7. N. Linale, J. Bonetti, A. Sánchez, S. M. Hernandez, P. I. Fierens, and D. F. Grosz, “Modulation instability in waveguides with an arbitrary frequency-dependent nonlinear coefficient,” *Optics Letters* 45(9), 2498- 2501 (2020)

## Publicaciones en conferencias

1. N. Linale, S. M. Hernandez, D. F. Grosz, “The role of self-steepening in supercontinuum generation in nanowire,” proceedings of *Frontiers in Optics / Laser Science, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2021)*, paper NTh3A.15.
2. N. Linale, D. F. Grosz, and P. I. Fierens, “Probing Higher-Order Nonlinearities with Ultrashort Solitons,” proceedings of *Frontiers in Optics / Laser Science, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2020)*, paper JTh4A.40.

## Otras publicaciones

1. J. Bonetti, N. Linale, and D. F. Grosz, “Heralded single-photon sources based on 2D-decorated nanowires,” *Physics Letters A*, 128018 (2022).
2. S. M. Hernandez, A. Sparapani, N. Linale, J. Bonetti, D. F. Grosz, and P. I. Fierens, “Dispersive waves and radiation trapping in optical fibers with a zero-nonlinearity wavelength,” *Waves in Random and Complex Media*, 1-15 (2022).
3. A. Sparapani, G. Fernández, A. D. Sánchez, J. Bonetti, N. Linale, and D. F. Grosz, “All-optical pulse-train generation through the temporal analogue of a laser,” *Optical Fiber Technology* 68, 102785 (2022)
4. G. Fernández, N. Linale, J. C. Benítez, and D. F. Grosz, “Linear and nonlinear distributed stress sensing with graphene-decorated optical fibers,” in *Laser Science (Optical Society of America, 2021)*, paper JTh5A-115.
5. S. M. Hernandez, J. Bonetti, N. Linale, D. F. Grosz, and P. I. Fierens, “Soliton solutions and self-steepening in the photon-conserving nonlinear Schrödinger equation,” *Waves in Random and Complex Media* 31, 1-17 (2021)
6. A. D. Sanchez, N. Linale, and D. F. Grosz, “Simple model for the nonlinear optical response of dimer-doped waveguides,” *Journal of the Optical Society of America B* 38(1), 17-23 (2021)
7. N. Linale, J. Bonetti, A. Sparapani, A. D. Sánchez, and D. F. Grosz, “Equation for modeling two-photon absorption in nonlinear waveguides,” *Journal of the Optical Society of America B* 37(6), 1906-1910 (2020)

8. A. D. Sánchez, N. Linale, J. Bonetti, and D. F. Grosz, “Modulation instability in waveguides doped with anisotropic nanoparticles,” *Optics Letters* 45(11), 3119-3122 (2020)
9. J. Bonetti, N. Linale, A. D. Sánchez, S. M. Hernandez, P. I. Fierens and D. F. Grosz, “Photon-conserving generalized nonlinear Schrödinger equation for frequency-dependent nonlinearities,” *Journal of the Optical Society of America B* 37(2), 445-450 (2020)
10. A. D. Sánchez, N. Linale, D. F. Grosz, and P. I. Fierens, “Nonlinear optics in waveguides doped with dimers of metal nanoparticles,” proceedings of *Frontiers in Optics / Laser Science, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2020)*, paper JTh4A.24.
11. A. C. Sparapani, A. D. Sánchez, N. Linale, J. Bonetti, D. F. Grosz, and G. R. Fernández, “All-optical pulse-train generation through the temporal analogue of a laser,” proceedings of *Frontiers in Optics / Laser Science, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2020)*, paper JTh4A.41.
12. A. C. Sparapani, N. Linale, D. F. Grosz, J. Bonetti, P. I. Fierens, and S. M. Hernandez, “Dispersive waves in optical fibers with a zero-nonlinearity wavelength,” proceedings of *Frontiers in Optics / Laser Science, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2020)*, paper NTu2A.4.
13. J. Bonetti, N. Linale, A. D. Sánchez, S. M. Hernandez, P. I. Fierens and D. F. Grosz, “Modified nonlinear Schrödinger equation for frequency-dependent nonlinear profiles of arbitrary sign,” *Journal of the Optical Society of America B* 36(11), 3139-3144 (2019)
14. A. D. Sánchez, N. Linale, J. Bonetti, S. M. Hernandez, P. I. Fierens, G. Brambilla, and D. F. Grosz, “Simple method for estimating the fractional Raman contribution,” *Optics Letters* 44(3), 538- 541 (2019)





# Agradecimientos

Quiero agradecerle, en primera instancia, al sistema científico nacional, el cual a través del CONICET me dio la oportunidad de realizar el doctorado; espero haber estado a la altura de las expectativas del mismo. También quiero agradecerle al Centro Atómico Bariloche por haberme facilitado un espacio de trabajo sin igual en la Argentina.

No puedo dejar de mencionar a mis compañeros del Grupo de Comunicaciones Ópticas, una gran familia con la que compartí momentos formidables que recordaré para siempre; es un grupo humano excepcional de los que no se encuentra con frecuencia. Nos divertimos en los momentos de alegría, me soportaron en los momentos de enojo y frustración y me acompañaron en los momentos difíciles.

A su vez, quiero darles un agradecimiento especial al Ing. Julio C. Benítez, responsable directo de mi incorporación en el grupo, y a los doctores Santiago M. Hernández y Pablo I. Fierens, de quienes aprendí muchísimo. También les quiero agradecer a los doctores Juan I. Bonetti y Alfredo D. Sánchez, dos hermanos mayores que me guiaron desde el primer día.

Finalmente, quiero agradecerle a mi director de tesis, el doctor Diego F. Grosz, por la infinita cantidad de horas dedicadas a mi formación a lo largo de estos cuatro años; siempre estaré en deuda con él. Me ayudó a crecer tanto en lo profesional como en lo personal; me mostró constantemente todos los caminos, me señaló siempre el correcto y me dio la libertad de elegir el mío; me ayudó a dar mis primeros pasos en la ciencia y me dio las alas para seguir creciendo.

