



BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

INSTITUTO DE CIENCIAS

POSGRADO EN CIENCIAS AMBIENTALES



“La tierra no es de nosotros, nosotros somos de la tierra”

ESTUDIO DEL IMPACTO AMBIENTAL DE LAS ONDAS LINEALES Y NO LINEALES GENERADOS POR TSUNAMIS Y HURACANES EN ZONAS COSTERAS.

TESIS

Que para obtener el grado de:

DOCTOR EN CIENCIAS AMBIENTALES

Presenta

ARMANDO MENA CONTLA

Asesor de tesis:

Dr. Ricardo Darío Peña Moreno

Noviembre 2018



BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

INSTITUTO DE CIENCIAS

POSGRADO EN CIENCIAS AMBIENTALES



“La tierra no es de nosotros, nosotros somos de la tierra”

ESTUDIO DEL IMPACTO AMBIENTAL DE LAS ONDAS LINEALES Y NO LINEALES GENERADOS POR TSUNAMIS Y HURACANES EN ZONAS COSTERAS.

TESIS

Que para obtener el grado de:

DOCTOR EN CIENCIAS AMBIENTALES

Presenta

ARMANDO MENA CONTLA

Comité tutorial:

| | |
|----------------------------|---------------------------------|
| Asesor | Dr. Ricardo Darío Peña Moreno |
| Integrante Comité Tutorial | Dra. María Teresa Zayas Pérez |
| Integrante Comité Tutorial | Dr. Vladimir Serkin Nikolaevich |
| Integrante Comité Tutorial | Dra. Gladis Linares Fleites |

Noviembre 2018



BUAP

C. ARMANDO MENA CONTLA

Por este conducto me permito comunicarle que los miembros del jurado integrado por:

| | |
|---|----------------------|
| <i>Dr. Máximo Augusto Agüero Granados</i> | <i>Presidente</i> |
| <i>Dr. Miguel Ángel González Fuentes</i> | <i>Secretario</i> |
| <i>Dr. J. Santos Hernández Zepeda</i> | <i>1er. Vocal</i> |
| <i>Dra. Fabiola Avelino Flores</i> | <i>2do. Vocal</i> |
| <i>Dr. Celso Hernández Tenorio</i> | <i>3er. Vocal</i> |
| <i>Dra. Gladys Linares Fleites</i> | <i>1er. Suplente</i> |
| <i>Dr. José Víctor Rosendo Tamariz Flores</i> | <i>2do. Suplente</i> |

Designado para la defensa de su tesis "Estudio del impacto ambiental de las ondas lineales y no lineales generados por tsunamis y huracanes en zonas costeras" han manifestado mediante su voto que ésta cumple con los méritos suficientes para ser defendida como tesis de grado de Doctorado en Ciencias Ambientales, por lo que este Posgrado le autoriza la impresión de la misma.

Sin otro asunto en lo particular, quedo de usted.

ATENTAMENTE

"PENSAR BIEN, PARA VIVIR MEJOR"

H. PUEBLA DE Z., NOVIEMBRE 23 DE 2018

DR. EDUARDO TORRES RAMÍREZ
COORDINADOR



ITR/agg
c.e.p. Archivo
c.e.p. Ministerio

Posgrado en Ciencias Ambientales
Instituto de Ciencias (ICJAP)

Edificio ICJ,
Ciudad Universitaria,
Col. San Manuel, Puebla, Pue. C.P. 72570
01 (222) 229 55 00 Ext. 7056

Dedicatoria

El presente trabajo lo dedico a Dios, por ser el creador, inspirador y al mismo tiempo quien me da fortaleza para continuar en este proceso de obtener uno de mis anhelos más deseados.

Dedico este trabajo a mi papá Porfirio Mena y a mi mamá Susana Contla † por su amor, trabajo y sacrificio en todos estos años.

Agradecimientos

El presente trabajo es resultado del apoyo conjunto en el cual, participó mucha gente, examinando, apreciando, revisando, dando aliento, acompañando en los momentos difíciles y de alegría; por lo que agradezco su colaboración, considerando que sin este no hubiese sido posible la culminación de mi proyecto.

Agradezco al Dr. Vladimir N. Serkin, por haber depositado su confianza en mi persona, por la paciencia e invaluable dirección de este trabajo.

También agradezco al Dr. Ricardo Darío Peña Moreno, por su acompañamiento en todo el proceso de elaboración. A cada uno de los profesores que participaron en mi desarrollo durante el doctorado, compartiendo sus conocimientos y experiencias.

A mis compañeros de doctorado, Erika, Robinson, Arturo y Gonzalo por su amistad, por aquellas reuniones de agradables conversaciones.

Quiero agradecer además a mi comisión de revisión, porque siempre hicieron grandes aportaciones al desarrollo de esta tesis.

A mi esposa Jacqueline e hija Itzel Naybe por su apoyo incondicional en mi vida, que con su amor y respaldo, me ayudan a alcanzar mis objetivos.

Así también, agradezco el apoyo incondicional de toda mi familia que deposita su confianza y me alientan día a día a seguir logrando cada una de mis metas.

Índice General

| | Pág. |
|--|------|
| Dedicatoria ----- | IV |
| Agradecimientos ----- | IV |
| Índice general ----- | V |
| Índice de Figuras ----- | VII |
| Índice de tablas ----- | X |
| Índice de Abreviaturas ----- | X |
| Publicaciones ----- | XI |
| Resumen ----- | XII |
| CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN ----- | 1 |
| CAPÍTULO 2. MARCO CONTEXTUAL ----- | 2 |
| 2.1 Olas. ----- | 2 |
| 2.1.1 Teorías del oleaje (ondas)----- | 4 |
| 2.1.2 Ondas transversales y longitudinales----- | 5 |
| 2.1.3 Teoría lineal de ondas y teoría no lineales----- | 6 |
| 2.2 Los Tsunamis ----- | 8 |
| 2.2.1 Características y generación----- | 8 |
| 2.2.2 Estimación del grado de peligro----- | 13 |
| 2.2.3 Peligro de tsunamis en México----- | 22 |
| 2.3 Estabilización firme----- | 29 |
| 2.4 Huracanes----- | 31 |
| 2.5 Olas monstruosas----- | 32 |
| 2.6 Justificación ----- | 35 |
| 2.7 Hipótesis ----- | 35 |
| 2.8 Objetivos ----- | 36 |
| 2.8.1 Objetivo general ----- | 36 |
| 2.8.2 Objetivos específicos ----- | 36 |
| CAPÍTULO 3. MARCO TEÓRICO ----- | 37 |
| 3.1. La ecuación de Korteweg-de Vries ----- | 37 |
| 3.2 La ecuación no lineal de Schrödinger ----- | 39 |

| | |
|--|----|
| 3.3. Simulación de olas gigantes en laboratorio ----- | 40 |
| 3.4 Protección de línea costera con estructuras artificiales ----- | 44 |
| 3.4.1 La zona costera de la bahía de Acapulco ----- | 44 |
| 3.4. 2 Tipos de rompeolas con el fin de protección de la costa y puertos----- | 48 |
| CAPÍTULO 4. METODOLOGIA ----- | 55 |
| 4.1 La ecuación no lineal de Schrödinger----- | 55 |
| 4.2 Solitones de envolvente----- | 55 |
| 4.3 Transformada de dispersión inversa ----- | 56 |
| 4.4 Fortran ----- | 58 |
| 4.5 Surfer ----- | 58 |
| CAPÍTULO 5 RESULTADOS Y DISCUSION ----- | 59 |
| 5.1 Simulación numérica de ondas no lineales extremas----- | 59 |
| 5.1.1 Simulación numérica de la ecuación no lineal de Schrödinger----- | 59 |
| 5.2. Estudio de la ecuación no lineal de Schrödinger con potencial lineal----- | 62 |
| 5.2.1. El modelo de NLSE completamente integrable con el potencial lineal----- | 62 |
| 5.2.2. Paquetes de ondas acelerados, lineales y no lineales, en potenciales de tipo gravitacional----- | 64 |
| 5.2.3 Los solitones NLSE de orden superior----- | 67 |
| 5.2.4 Desintegración no lineal de los solitones NLSE de orden superior en potenciales externos: resultados de experimentos computacionales----- | 69 |
| 5.2.5 Efecto de forma e inclinación de los perfiles costeros----- | 74 |
| 5.3 Solitones de la ecuacion de schrödinger no lineal con potenciales tipo barreras y pozos y sus posibles aplicaciones para la protección de costa oceánica ----- | 78 |
| 5.3.1 Dinámica del soliton NLSE en potenciales gravitacionales con barreras y pozos incorporados----- | 78 |
| 5.3.2 Dinámica del soliton NLSE en potenciales variables ----- | 82 |
| CAPÍTULO 6. CONCLUSIONES ----- | 87 |
| CAPÍTULO 7.BIBLIOGRAFIA ----- | 89 |

Índice de Figuras

| | |
|--|----|
| Figura 2.1 Zona costera ideal [1].----- | 2 |
| Figura 2.2 Diagrama idealizado de una onda oceánica no rompiente [1]. ----- | 3 |
| Figura 2.3 Cambios que se producen en una ola al acercarse al litoral [1]. ----- | 4 |
| Figura 2.4 Características de una onda senoidal pura (ola). ----- | 5 |
| Figura 2.5a Esquema de la generación de un tsunami por un sismo con desplazamiento vertical de las placas tectónicas, 1.5b, representación esquemática de una zona de subducción [6].----- | 10 |
| Figura 2.6 Mapa mundial de las localizaciones de los tsunamis históricos (círculos) y estaciones de DART (triángulos) operadas por nueve naciones. ----- | 11 |
| Figura 2.7. Altura de la onda y profundidad del agua. ----- | 13 |
| Figura 2.8 Formulación del problema del acercamiento e inundación de un tsunami en la costa [12]. | 14 |
| Figura 2.9 Ondas de destrucción. Olas que golpearon las calles de la ciudad de Miyako, prefectura de Iwate. ----- | 21 |
| Figura 2.10 El aeropuerto de Sendai de la ciudad Miyako en noreste de Japón el 11 de marzo de 2011. ----- | 21 |
| Figura 2.11 Placas tectónicas en la República Mexicana [14]. ----- | 23 |
| Figura 2.12. Escenario sismotectónico y predominancia de tsunamis o lo largo de lo costa del Pacífico de México, corvos negros; zonas turísticas, cuadros negros Puertos y zonas industriales. [14]. ----- | 24 |
| Figura 2.13. Localización del municipio de Acapulco ubicado al sur del estado de Guerrero, ubicada en la Bahía del mismo nombre [15]. ----- | 28 |
| Figura 2.14. Comprende las curvas de nivel, el límite de la costa y la batimetría de la carta topográfica “Acapulco” E14-C57 de acuerdo al índice cartográfico nacional de la escala 1;50,000. --- | 29 |
| Figura 2.15 a) Plataforma petrolera Draupner, b) registro de la ola gigante, c) Registro promedio de la altura de las olas en el mar [17]. ----- | 34 |
| Figura 3.1. Analogía entre olas en el océano y pulsos ultracortos. ----- | 40 |
| Figura 3.2 Representación de una onda del mar. ----- | 40 |
| Figura 3.3 Los grupos de ondas solitarias con pendiente (a) $kA \approx 0.13$ y (b) $kA \approx 0.30$ que han usado los experimentos numéricos. La curva roja muestra el envolvente [40]. ----- | 42 |
| Figura 3.4 Comparación de la altura de la superficie medida en la posición de máxima amplitud de la onda gigante (línea continua) con la solución Tipo Peregrine (línea discontinua) evaluada en $X = 0$. [48]. ----- | 43 |
| Figura 3.5. Pruebas con condiciones adversas del mar de mantenimiento utilizando soluciones de la NLSE [44]. ----- | 43 |
| Figura 3.6 Bahía de Acapulco y playas que la integran, carta topográfica E14C57. ----- | 45 |
| Figura 3.7 Mapa de riesgo de inundación por tsunami de la zona costera de Acapulco [15]. ----- | 45 |
| Figura 3.8 Microzonificación del riesgo de inundación por Tsunami de la bahía de Acapulco [15]. ----- | 46 |
| Figura 3.9 Perfiles batimétricos de la línea de costa de la bahía de Acapulco [54]. ----- | 47 |
| Figura 3.10 Perfil idealizado del acercamiento de un tsunami a una playa hipotética ideal [12].----- | 48 |
| Figura 3.11 El dique fue trapezoidal, con dirección a la tierra y hacia el mar, una altura $h_1 = 0,4$ m, y una anchura en la cresta $b = h_1$ (55). ----- | 49 |
| Figura 3.12 Una vista del rompeolas vertical ranurado (izquierda) y el esquema de la configuración computacional [56]. ----- | 49 |
| Figura 3.13 Mediciones de las ondas incidente, reflejadas y transmitidas [56]. ----- | 50 |
| Figura 3.14 Representación esquemática del puente de doble [58]. ----- | 51 |
| Figura 3.15 Representación esquemática de una pared vertical contra tsunamis [59]. ----- | 52 |

| | |
|---|----|
| Figura 3.16 Representación esquemática de una sección transversal De un ejemplo de una barrera flexible [60].----- | 53 |
| Figura 3.17 Esquema de una sección de un dique convencional [61]. ----- | 54 |
| Figura 3.18 Vista de una sección de un rompeolas tsunami de acuerdo con la invención tomada a lo largo de su sección transversal [61]. ----- | 54 |
| Figura 5.1 Representación grafica de la solución de la ecuación de Schrödinger. ----- | 61 |
| Figura 5.2 La solución de la NLSE que presenta un soliton de envolvente con modulación de amplitud del $\sin(k_0x)$ en el nivel del mar. ----- | 62 |
| Figura 5.3 (a) Representación de un perfil de playa en forma similar al potencial lineal $U(x) = 2\lambda_0x$. La dinámica espaciotemporal similar a Newtoniana de (b) paquete de ondas lineal; (c) un solitón de Ec. (5.1) con condiciones iniciales $q(x,t) = \text{sech}(x + k_0t)$. El parámetro de barrera: $2\lambda_0 = -0.07$, y los parámetros de soliton y el pulso lineal: $\eta_0 = 0.5$ y $k_0 = -2.65$. ----- | 66 |
| Figura 5.4 La dinámica espaciotemporal similar a Newtoniana de solitones de orden superior con condiciones iniciales $q(x,t) = N\text{sech}(x)$ en un perfil de playa en forma similar al potencial lineal $U(x) = 2\lambda_0x$: (a) $N = 2$ y (b) $N = 3$ órdenes calculados por integración de la ecuación NLSE (5.1) después de elegir el parámetro de barrera: $2\lambda_0 = -0.07$ y los parámetros de soliton: $\eta_0 = 0.5$ y $k_0 = -2.65$. ----- | 68 |
| Figura 5.5 Escenario detallado de la descomposición de solitones de orden superior en (a) un perfil de playa en forma similar al potencial con un perfil de función logarítmico, ilustrado para el caso del modelo de NLSE no integrable para solitones de órdenes (b) $N = 3$ y (c) $N = 4$.----- | 70 |
| Figura 5.6 Escenario detallado de la desintegración de solitones con $N = 2$ en (a) un perfil de playa en forma similar al potencial de tangente hiperbólica $U(x) = \beta \tanh(\gamma x)$ calculado en el marco del modelo de NLSE no integrable (4.9). (b) La dinámica espacio-temporal y (c) los gráficos de contornos correspondientes con los parámetros principales de barrera y solitón: $\beta = 10.0$; $\gamma = 0.5$; $\eta_0 = 0.5$ y $k_0 = -3.0$. ----- | 72 |
| Figura 5.7 Escenario detallado del decaimiento de solitón de orden superior $N = 4$ en (a) el potencial con perfil hiperbólico tipo tangente $U(x) = \beta \tanh(\gamma x)$ calculado en el marco del modelo de NLSE no integrable (4.9). (b) La dinámica espaciotemporal calculada con los parámetros principales de la barrera y del solitón: $\beta = 10.0$; $\gamma = 0.5$; $\eta_0 = 0.5$ y $k_0 = -3.0$. La característica más importante de este escenario consiste en el hecho de que las intensidades de los solitones individuales separados de la superposición $N = 4$ -solitones están relacionados por $\eta_1^2 : \eta_2^2 : \eta_3^2 : \eta_4^2 = 1^2 : 3^2 : 5^2 : 7^2$ en total conformidad con los resultados exactos del problema IST. ----- | 73 |
| Figura 5.8. Perfiles de la playa o estructura costera con diferentes inclinaciones: a) 45° b) 90° .----- | 74 |
| Figura 5.9 Dispersión de la onda en un escenario lineal. ----- | 75 |
| Figura 5.10 Dispersión de la onda en un escenario no lineal.----- | 76 |
| Figura 5.11 Las principales características de la reflexión no lineal del solitón del potencial externo de tipo tangente hiperbólico dado por $U(x) = \beta \tanh(\gamma x)$: (a) dependencia de la intensidad máxima del soliton obtenida en la región de la cima de la pared del valor de la inclinación γ del potencial (el efecto de saturación de intensidad); (b) dependencia de las intensidades máximas de las estructuras de interferencia formadas en la región de reflexión de la velocidad de los solitones de orden superior con $N = 2$. ----- | 77 |
| Figura 5.12 (a-c): Escenarios detallados de túnel de solitones no lineales a través de la barrera de potencial de repulsión Gaussiana $U(x) = U_0 \exp(-(x/a_0)^2)$ con los parámetros de barrera: $U_0 = 0.6$; $a_0 = 1.0$; Parámetros de soliton: $q_0(x,t = 0) = \alpha_0 \text{sech}[\alpha_0(x-x_0)] \exp[-iV_0(x-x_0)]$; $V_0 = 1.0$; (a) $\alpha_0 = 0.25$; | |

| | |
|--|----|
| (b) $\kappa_0 = 1.0$, y (c) $\kappa_0 = 2.0$. La región de la barrera se muestra mediante línea discontinua amarilla.-- | 80 |
| Figura 5.12 (d-f): Escenarios detallados de dispersión de solitones no lineales del potencial de atracción de Gauss $U(x) = -U_0 \exp(-(x/a_0)^2)$ con los parámetros de pozo: $U_0 = 0.6$; $a_0 = 1.0$; y los parámetros iniciales de soliton: $q_0(x, t = 0) = \kappa_0 \operatorname{sech} [\kappa_0(x-x_0)] \exp[-iV_0(x-x_0)]$; $V_0 = 1.0$; (d) $\kappa_0 = 0.25$; (e) $\kappa_0 = 1.0$, y (f) $\kappa_0 = 2.0$. La región de pozo se muestra mediante línea discontinua amarilla. -- | 81 |
| Figura 5.13 Comparación de los escenarios de dispersión de un soliton en un perfil de playa en forma similar al potencial con un perfil de función logarítmico (arriba) y en una estructura variable incorporada (abajo). ----- | 83 |
| Figura 5.14: Comparación de los escenarios de dispersión y destrucción de una onda solitónica en un perfil de playa en forma similar a la función logarítmica con oscilaciones incorporadas. ----- | 84 |
| Figura 5.15 Comparación de los escenarios de dispersión y destrucción de las ondas solitónicas en un perfil de playa en forma similar a la función logarítmica con oscilaciones incorporadas dependiendo de las longitudes de onda del soliton. ----- | 85 |
| Figura 5.16 Destrucción total de los solitones con amplitudes grandes en un perfil de playa en forma similar a la función logarítmico con la estructura oscilatoria acelerada incorporada por encima del perfil. ----- | 86 |

Índice de tablas

| | Pág. |
|--|------|
| Tabla 1 Escala modificada de Sieberg de la intensidad de los tsunamis [6,12]. | 14 |
| Tabla 2. Tsunamis generados por sismos en la costa del pacifico mexicano de 1732 a 2011 [NOAA]. | 25 |
| Tabla 3.-Tiempos de propagación de maremotos transpacíficos desde su origen hasta su arribo a Acapulco [15]. | 27 |
| Tabla 4. Clasificación simplificada de sistemas tropicales. | 32 |

Índice de Abreviaturas

| | |
|---------|---|
| BEC | Condensación Bose-Einstein |
| NLSE | Ecuación No Lineal de Schrödinger |
| EDPNLs, | Ecuaciones Diferenciales Parciales No Lineales |
| PNLs | <i>Procesos No Lineales</i> |
| DART | Evaluación de océano profundo y reporte de tsunamis |
| ONU | Organización de las Naciones Unidas |
| NOAA | Administración Nacional Oceánica y Atmosférica |
| KdV | <i>Korteweg-de Vries</i> |
| AT&T | American Telephone and Telegraph |
| MI | Inestabilidad de Modulación |
| SEDESOL | Secretaria de Desarrollo Social |
| MATLAB | MATrix LABoratory |
| IST | Transformación de Dispersión Inversa |
| Mw | Escala de magnitud de momento sísmico |

Publicaciones

Schrödinger solitons in gravitational-like potentials with embedded barriers and wells: Possible applications for the optical soliton supercontinuum generation and the ocean coast line protection

Article in [Optik - International Journal for Light and Electron Optics](#) 159 · April 2018

[DOI: 10.1016/j.ijleo.2018.01.090](https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2018.01.090)

Extreme nonlinear waves in external gravitational-like potentials: Possible applications for the optical soliton supercontinuum generation and the ocean coast line protection

Article in [Optik - International Journal for Light and Electron Optics](#) 161 · January 2018

[DOI: 10.1016/j.ijleo.2018.01.031](https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2018.01.031)

Analogies and distinctions between hydrodynamic and optical nonlinear waves

Article in [Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering](#) 9447 · January 2015

[DOI: 10.1117/12.2177001](https://doi.org/10.1117/12.2177001)

Resumen

El desarrollo de la teoría de ondas no lineales para aplicaciones hidrodinámicas es muy actual e importante para México, un país con una línea costera muy larga y una industria turística desarrollada y con alta probabilidad de ser alcanzado por tsunamis locales, regionales o transoceánicos, así como por huracanes de gran intensidad.

De ahí la importancia del estudio de procesos no lineales, como los tsunamis, mediante sistemas de ecuaciones diferenciales parciales no lineales como la ecuación de Schrödinger no lineal, para comprender su comportamiento, su aplicación, así como la interacción con el ambiente y contribuir con el discernimiento de la complejidad ambiental, puesto que en ella convergen diferentes miradas y lenguajes sobre lo real que se construyen a través de epistemologías, racionalidades e imaginarios sobre la naturaleza.

Se desarrolló y aplico los métodos matemáticos para encontrar las soluciones analíticas y numéricas de la NLSE generalizada y las propiedades de sus soluciones de tipo solitón, así como sus colisiones, propagación y destrucción, para diseñar elementos que disminuyan el impacto destructivo de las olas producidas por huracanes y olas gigantes o tsunamis.

Se presentan los estudios detallados de las interacciones de los solitones NLSE con diferentes potenciales externos incluyendo aquellos con niveles variables de inclinaciones, y se demuestro el mecanismo efectivo de la ruptura tanto del solitón fundamental, como de la onda de N -solitones de orden superior. Basado en una amplia gama de aplicabilidad del modelo NLSE, se estableció que las analogías matemáticas consideradas abren la posibilidad de estudiar solitones ópticos, de onda de materia e hidrodinámicos en paralelo y debido a la evidente complejidad de experimentos con solitones de onda de materia y ondas no lineales extremas en los océanos, ofrecen posibilidades notables en los estudios de estos sistemas tan complejos mediante la realización de experimentos en los sistemas de fibra óptica no lineal.

Se analizó algunos aspectos hidrodinámicos donde los solitones son importantes, y esperando que el estudio de la dinámica de nuevos tipos de soluciones solitonicas de ecuaciones diferenciales parciales no lineales (EDPNLs), incrementar el interés práctico y aplicaciones de la teoría de ondas no lineales. Los problemas que, analizados en este proyecto, unen los métodos de

física, matemáticas y química para su aplicación en problemas ambientales, como la protección y conservación de la línea costera contra los impactos de ondas oceánicas. Y se menciona a los tsunamis, olas monstruosas (“rogue waves”), su impacto y posibilidades de protección.

CAPÍTULO 1. INTRODUCCIÓN

Las olas oceánicas catastróficas, denominadas "tsunami" hasta la década de 1960, se consideraron un fenómeno misterioso e inexplicable de la vida del océano. La repentina arremetida en la costa por una ola gigante rabiosa tomaría la vida de decenas de miles de personas y dejaría recuerdos grabados durante mucho tiempo en la mente de aquellos que permanecieron vivos. Los científicos de muchos países han unido sus esfuerzos para comprender el secreto de este fenómeno impresionante y para acercar la resolución del problema de las olas del tsunami. La aplicación de modelos analíticos para describir tsunamis reales es limitada. La única alternativa obvia consiste en el modelado numérico. La eficiencia de tales medios para estudiar tsunamis ha sido reconocida por unanimidad por la comunidad científica. La simulación numérica de los tsunamis reales comenzó a fines de los años sesenta. Donde los primeros trabajos en esta dirección fueron realizados por investigadores japoneses, Como regla general, los modelos numéricos de tsunami se basan en la teoría de las ondas largas (en aguas poco profundas), que se ocupa de las ecuaciones de la hidrodinámica, promediadas sobre la coordenada vertical. Dentro de la teoría de las ondas largas, el problema tridimensional total (3D) se reduce a uno bidimensional (2D), cuya resolución numérica requiere un volumen de cálculos relativamente pequeño [12].

Por lo que se propuso el análisis de la interacción de un tsunami y la costa mediante sistemas de ecuaciones diferenciales parciales no lineales como la ecuación de Schrödinger no lineal, Se analizaron algunos aspectos hidrodinámicos donde los solitones son importantes, y las de soluciones solitónicas de EDPNLs, para proponer que “la forma de la zona litoral (prerribera, ribera cercana, playa baja, playa alta) es un elemento amplificador en el avance de las ondas monstruosas.

Y con ello desarrollar y aplicar los métodos matemáticos para estudiar las soluciones analíticas y numéricas de la NLSE generalizada y las propiedades de sus soluciones de tipo solitón, así como sus colisiones, propagación y destrucción, para diseñar elementos que disminuyan el impacto destructivo de las olas producidas por huracanes y olas gigantescas o tsunamis

CAPÍTULO 2. MARCO CONTEXTUAL

Las líneas litorales son ambientes dinámicos, entre el aire, la tierra y el mar. En este lugar se puede observar la elevación y el descenso rítmico de las mareas, así como la constante ondulación y ruptura de las olas, A veces las olas son bajas y suaves. En otras ocasiones sobrepasan la costa con una furia pavorosa.

La costa tiene un carácter complejo que es la consecuencia de procesos geológicos múltiples. La zona costera actual está experimentando una intensa actividad humana, que la ha considerado una plataforma estable sobre la cual las estructuras pueden edificarse con toda seguridad, lo que conlleva a conflictos entre las personas y la naturaleza. En la figura 2.1 se muestra el perfil idealizado de la zona costera [1].

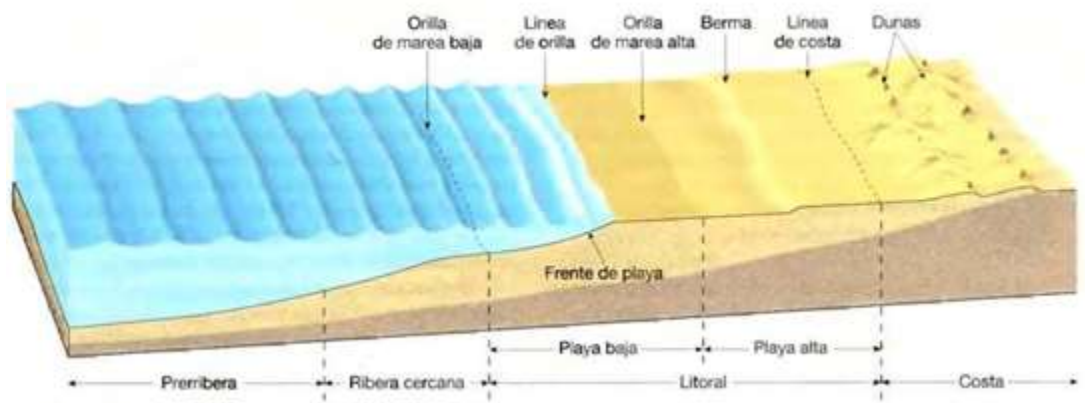


Figura 2.1 Zona costera ideal [1].

2.1 Olas

Las olas oceánicas son energía que se desplaza a lo largo de la interface entre el océano y la atmosfera, y a menudo transfieren energía de un temporal en alta mar a distancias de varios miles de kilómetros. Las olas generadas por el viento proporcionan la mayor parte de la energía que conforma y modifica las líneas litorales.

La energía y movimiento de la mayoría de las olas derivan del viento, pero no es la única fuente, también están las fuerzas gravitacionales que ejercen la luna y el sol, sobre las masas oceánicas, los tsunamis ó maremotos, las tormentas (huracanes). En la Figura 2.2 se

muestra una forma ondulada simple que no rompe, se ilustran las características de las olas oceánicas. La parte superior de las olas son las crestas, que están separadas por valles. A medio camino entre las crestas y los valles se encuentra el nivel de aguas tranquilas, que es el nivel que ocuparía el agua si no hubiera olas. La distancia vertical entre el valle y la cresta es la altura de la ola y la distancia horizontal es la longitud de onda. El tiempo que tarda una ola entera en (una longitud de onda) en pasar por una posición fija se denomina periodo de la ola.

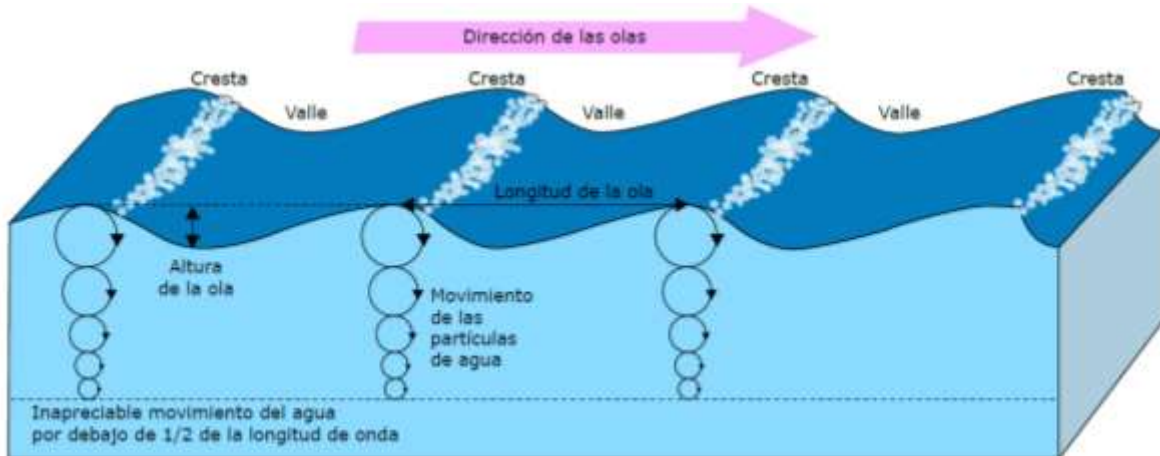


Figura 2.2 Diagrama idealizado de una onda oceánica no rompiente [1].

Cuando una ola está en la zona de aguas profundas no se ve afectada por la profundidad como se observa en la Figura 2.2 izquierda, sin embargo, cuando se aproxima a litoral el agua se hace más somera e influye en el comportamiento de la ola. La ola empieza a >> sentir fondo<< a una profundidad del agua al de la base del oleaje.

Esas profundidades interfieren en el movimiento del agua en la base de la ola y ralentizan su avance Figura 1.3 centro. A medida que avanza la ola hacia el litoral, las olas ligeramente más rápidas se lanzan hacia adelante, reduciendo la longitud de onda. A medida que la velocidad y la longitud disminuyen, esta última incrementa la altura. Por último, alcanza un punto crucial cuando la ola es demasiado empinada para mantenerse y el frente de la ola se desploma o rompe, haciendo que el agua avance sobre la costa Figura 2.3 derecho [1].

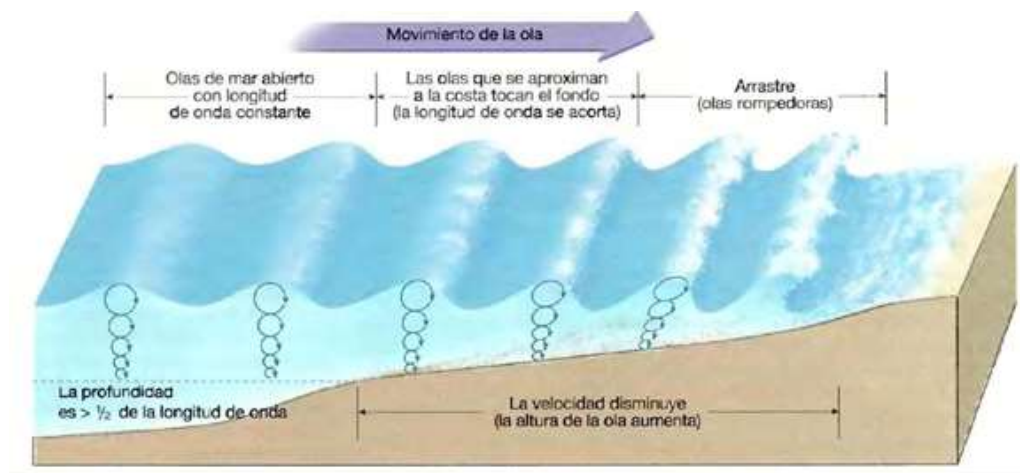


Figura 2.3 Cambios que se producen en una ola al acercarse al litoral [1].

2.1.1. Teorías del oleaje (ondas)

Desde el punto de vista físico las olas tienen las características de una onda mecánica, las cuales se define como una perturbación que se propagan en un medio en el que la substancia que constituye el medio es la que se deforma. La deformación tiende a corregirse mediante fuerzas restauradoras que aparecen como consecuencia de la deformación. El movimiento de onda continuo u onda periódica requiere de una perturbación constante de una fuente de oscilación de manera que dicho movimiento tendrá forma senoidal tanto en el tiempo como en el espacio que es el caso de las olas.

Las ondas (olas) se caracterizan por su longitud de onda, L , altura de onda, H , y el periodo, T (Figura 2.4). La longitud de onda es la distancia entre dos picos consecutivos; la altura de onda es la diferencia en altura entre un pico y un valle; y el periodo es el tiempo en segundos que tarda un valle o un pico de la ola en recorrer su longitud de onda. La frecuencia f de la ola se define como el número de oscilaciones pico a pico (o valle a valle) de la superficie de la ola por segundo, visto por un observador fijo, y es el inverso del periodo, Es decir, $f=1/T$. La velocidad c de propagación de una ola viene dada por el cociente entre la longitud L y el periodo T , es decir, $c=L/T$.

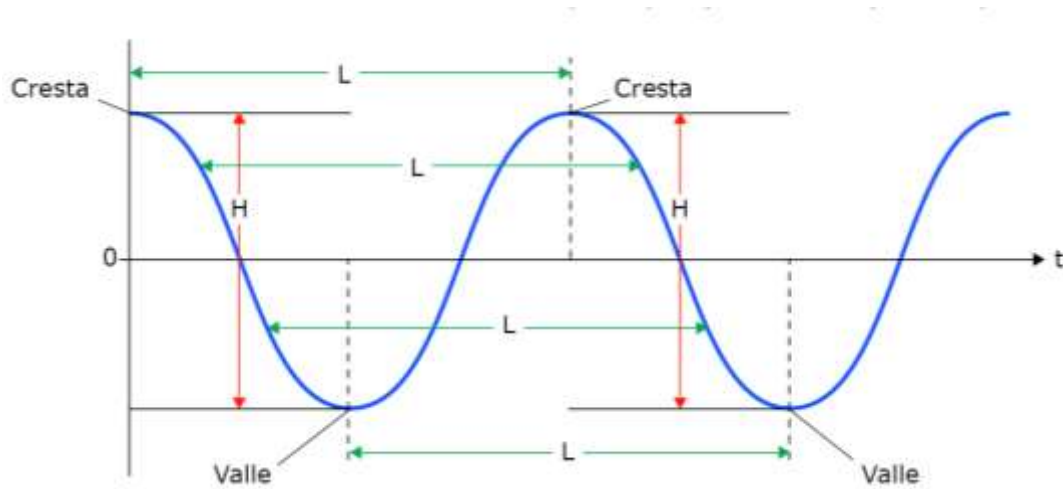


Figura 2.4 Características de una onda senoidal pura (ola).

Existen diferentes tipos de ondas. Las ondas se clasifican de acuerdo con el tipo de movimiento que generan en una parte determinada del medio en el cual se producen respecto a la dirección en la que se propaga la onda.

2.1.2 Ondas transversales y longitudinales

En las ondas transversales la perturbación es en una dirección perpendicular al desplazamiento de la onda. En el caso de las ondas longitudinales, la perturbación es paralela a la dirección de la propagación de la onda.

Las teorías de las olas, formulaciones matemáticas que determinan los cambios en las propiedades de olas (altura, periodo, velocidad de las partículas etc), cuando estas abandonan las áreas de generación y comienzan a llegar a la costa, y que permiten estimar las características de las olas en aguas someras a partir de datos de aguas profundas se remontan al siglo XIX. Con los trabajos clásicos de Gerstener (1802), Airy (1844), Stokes (1847), Kelvin (1887) y Helmholtz (1888), muchos científicos, ingenieros y matemáticos han postulado las diferentes formas de movimiento de las olas sobre el océano y sus interacciones con el viento, con variaciones en la complejidad y exactitud, ejemplificando que en aguas someras la complejidad de las teorías aplicables es mayor que en aguas profundas [2].

2.1.3 Teoría lineal de ondas y teoría no lineales

Las teorías sobre generación y propagación de ondas se clasifican en dos grandes grupos: las teorías sobre ondas de pequeña amplitud que es usada para describir ondas gravitatorias, sobre todo en aguas profundas; y en segundo lugar las teorías de ondas largas, más adecuadas para su aplicación en aguas someras.

La función de onda, es una ecuación que describe la forma en que una partícula cambia con el paso del tiempo de tal manera que las diferentes teorías han planteado ecuaciones para describir el comportamiento de las ondas (olas).

La teoría de Airy o teoría lineal de olas, que describe el movimiento de las ondas en aguas profundas, no siendo aplicable a aguas someras, o la del régimen de Stokes, y sus soluciones de II, III y IV orden, los procesos que sufren las olas en las proximidades de la costa, donde domina las interacciones no lineales, se tiene en cuenta, a pesar de que la teoría de Stokes se aplica a olas de amplitud finita a todas las profundidades y proporciona una buena descripción de los movimientos de las olas, se recurre a las teorías de onda larga aplicables a aguas someras.

Las ecuaciones de Boussinesq, es una aproximación para ondas largas débilmente no lineales, son válidas para modelar la propagación de ondas desde profundidades indefinidas hasta reducidas, por otra parte, la onda senoidal (Korteweg-deVries, 1895), aplicable a ondas de amplitud finita en profundidades reducidas, considera los efectos dispersivos como los no lineales y destaca por su aplicación a olas de crestas escarpadas separadas por grandes surcos (valles), típicas de aguas someras. Finalmente, la onda solitaria (Russel, 1844) se caracteriza por no ser una onda oscilatoria si no de traslación este tipo de ondas largas se asocian a tsunamis (maremotos) o deslizamientos [2].

De las diferentes teorías del oleaje desarrolladas se han obtenido modelos analíticos y descripciones de las características para la mayoría de los tipos de olas. Lo que permite su análisis y estudio; sin embargo, aún existen aspectos teóricos relacionados con las ecuaciones de gobierno del movimiento ondulatorio y las ecuaciones de contorno, sobre todo en condiciones no lineales dominantes, que dificulta obtener soluciones analíticas completas.

Con relación a esto en los últimos años se ha producido un avance, lográndose importantes avances en el desarrollo computacional de soluciones numéricas para las ecuaciones diferenciales que gobiernan las teorías del oleaje, lo cual ha provocado la aparición de modelos de simulación más complejos y precisos capaces de resolver las ecuaciones de gobierno y dar una aproximación más real al problema de la propagación del oleaje en las proximidades de la costa. Los procesos y transformaciones que sufren las olas (somerización, refracción, difracción y reflexión y rotura) al separarse del campo de generación y en su viaje y aproximación a la costa son diferentes a los que se producen en aguas profundas [2].

Uno de los logros más notables que se han conseguido en la segunda mitad del siglo XX y que además ilustra con claridad la unidad subyacente de las Matemáticas es la Teoría de Solitones. Los solitones son ondas no lineales que exhiben un comportamiento extremadamente inesperado e interesante.

La historia comienza en 1834 cuando el ingeniero escocés John Scott Russell investigaba el diseño más eficiente de un bote para navegar por un canal. Cierta día, observó que, en canales poco profundos, las olas se comportaban de forma peculiar. Las olas pueden viajar largas distancias a velocidad constante sin cambiar su forma, pero las de amplitud grande viajan más rápidamente que las de amplitud pequeña. Una ola grande puede alcanzar a una pequeña, y como resultado de complejas interacciones, la ola grande emerge avanzando a mayor velocidad que la pequeña. Tras esta interacción no lineal las dos olas siguen su camino comportándose como ondas lineales.

A mediados de 1960 los científicos comenzaron a usar computadoras digitales para estudiar la propagación de ondas no lineales, y fue entonces que las primeras ideas de Russell empezaron a ser apreciadas. Este equipo de investigación en matemáticas estaba estudiando la ecuación de ondas no lineal. Como esta ecuación describe ondas no lineales, ellos esperaban que sus soluciones exhibieran en algún momento singularidades, o roturas, tal y como se observa en las olas que se cruzan, interactúan y se rompen de forma no lineal.

Escribieron un programa de ordenador para resolver la ecuación numéricamente y descubrieron, para su sorpresa, que la onda no se rompía como habían previsto. Esto les llevó a la ecuación de Korteweg-de Vries, que había sido escrita cien años antes con el propósito de

describir el comportamiento de olas en aguas poco profundas, y descubrieron que el fenómeno que Russell había descrito, se podía demostrar matemáticamente usando esa ecuación; en otras palabras, las soluciones de la ecuación de Korteweg-de Vries exhiben comportamiento solitón [3].

El avance de la ciencia ha ido generando nuevos campos de investigación, nuevas subdisciplinas, y nuevos campos de investigación interdisciplinarios.

Es bien conocido que la presencia de *procesos no lineales* (PNLs), descritos por ecuaciones diferenciales parciales no lineales (EDPNLs), en todas las áreas científicas, abre la posibilidad de tender puentes entre esas áreas.

En particular, si en dos campos distintos tenemos PNLs descritos por EDPNLs con soluciones tipo ondas solitarias o “*solitones*”, entonces estos dos campos tienen muchas cosas en común. Y algo importante es que las ondas no lineales en general aparecen en múltiples ramas de la ciencia y la tecnología, desde la óptica no lineal y las telecomunicaciones hasta los condensados de Bose-Einstein en la física de plasmas y las olas marinas en la biofísica y la cosmología. Esta ubicuidad justifica la opinión de J. A. Krumhansl, ex-presidente de la *American Physical Society*, quien consideraba al concepto de *solitón* como uno de los mejores ejemplos del “cemento” que une a las subdisciplinas que conforman a la física y como un paradigma de vista común a la naturaleza [4].

Los dos ejemplos más dramáticos de lo que puede ser un *solitón* se han producido recientemente: los tsunamis de Indonesia (diciembre 26, 2004) y Fukushima (marzo 11, 2011).

El término tsunami es japonés; internacionalmente se usa para designar el fenómeno que en español se denomina maremoto.

2.2 Los Tsunamis

1.2.1 Características y generación

Un tsunami es un conjunto o serie de olas del mar causado por una abrupta perturbación de la superficie del mar, la palabra tsunami es de origen japonés, representada por dos vocablos o caracteres: tsu, que significa, "puerto", y nami que significado "ola", un tsunami tiene tres características, su generación, su propagación y su llegada a la costa. Principalmente, los tsunamis son generados por temblores (sismos o terremotos), también pueden producirse por deslizamientos de tierra y erupciones volcánicas; y, menos frecuentemente, por meteoritos u otros impactos en la superficie oceánica. Los tsunamis son generados más comúnmente por sismos en regiones marinas y costeras. Los principales tsunamis fueron producidos por grandes sismos (superiores a 7 en la escala de magnitud de momento sísmico M_w), y localizados a menos de 30 kilómetros de profundidad en la tierra, (sismos someros), estos sismos están asociados con el movimiento de las placas oceánicas y continentales. Los cuales ocurren con frecuencia en el Pacífico, donde las placas oceánicas más densas se deslizan bajo las placas continentales más ligeras [5].

Cuando estas placas se fracturan, proporcionan un movimiento vertical del fondo marino que permite una transferencia rápida y eficaz de la energía de la tierra sólida hacia el océano, cuya altura en mar abierto parece inofensiva: alrededor de unos 60 cm, como se muestra en la Figura 2. 5 (a) y 2.5 (b) [6].

Los deslizamientos de tierra, incluyendo colapsos del flanco de un volcán o flujos volcánicos, constituyen la segunda mayor causa importante de tsunamis [7]. Deslizamientos de tierra bajo el agua asociados a sismos más pequeños también son capaces de generar tsunamis destructivos. El tsunami que asoló la costa noroeste de Papúa Nueva Guinea el 17 de julio de 1998, fue generado por un terremoto que registró 7.0 en la escala de magnitud de momento sísmico (M_w), que aparentemente provocó un gran deslizamiento de tierra bajo el agua [8].

En una revisión reciente de los tsunamis generados entre el año 1900 y 2009, concluyo que la mayoría de los tsunamis reportados generados, fueron por temblores o sismos (95.5%), con una magnitud mediana para el sismo de 8.1 (media 8.1; rango 6.3 - 9.5), seguido de los deslizamientos de tierra (3.0%), y en menor cantidad los provocados por los volcanes (0.8%), y los eventos meteorológicos (0.8%) [9].



5a



5b

Figura 2.5 (a) Esquema de la generación de un tsunami por un sismo con desplazamiento vertical de las placas tectónicas, 2.5 (b), representación esquemática de una zona de subducción [6].

Entre 1900 y 2009, se registraron 94 tsunamis que afectaron a poblaciones humanas. La frecuencia de los eventos fue relativamente constante hasta la década de 1980, después de la cual se informó un aumento, probablemente por las mejoras en los sistemas de monitoreo y reporte. La frecuencia y mortalidad de tsunamis se concentraron en las regiones del Pacífico occidental, el sudeste asiático y las Américas, cada una de las cuales representó casi un tercio de los eventos y muertes por tsunami, pero el sudeste asiático representó el 52% de la población afectada por el tsunami entre 1900 y 2009. 95% de la población afectada por el tsunami desde 1980 hasta 2009. Se estima que 2,5 millones de personas se vieron afectadas por tsunamis entre 1900 y 2009. Se observó un fuerte aumento en la mortalidad por tsunami y las poblaciones afectadas desde 2000 hasta 2009 como resultado del tsunami del Océano Índico en 2004. El impacto global de los tsunamis en las poblaciones humanas. Se notificaron muertes en 92.6% ($n = 94$) de tsunamis entre 1900 y 2009. Hubo un estimado de 255,195 muertes (rango 252,619-275,784) como resultado de los tsunamis registrados, con el tsunami del Océano Índico en 2004 representando un estimado 227,497 muertes (89%) de toda la mortalidad. Las muertes se concentraron en Indonesia (62% o 170,689 muertes), Sri Lanka

(13% o 35,399 muertes), Tailandia (3,2%, 8,876 muertes) y Filipinas (3% u 8,137 muertes). Además de los raros eventos de alto impacto como el tsunami del Océano Índico en 2004, los niveles de mortalidad en tsunamis tienden a ser relativamente bajos, con una mediana de 50 muertes por evento (promedio = 2,963, rango 0-165,708) cuando se usa la cifra de muertes más alta reportada [9].

En la Figura 2.6 se muestra la localización de los tsunamis históricos que han causado daño y muerte por la inundación violenta a lo largo de la costa del mundo. Las zonas de subducción se identifican con líneas rojas. Óvalos indican cuatro principales sistemas de alerta de tsunami regional que en conjunto constituyen el sistema global [10].

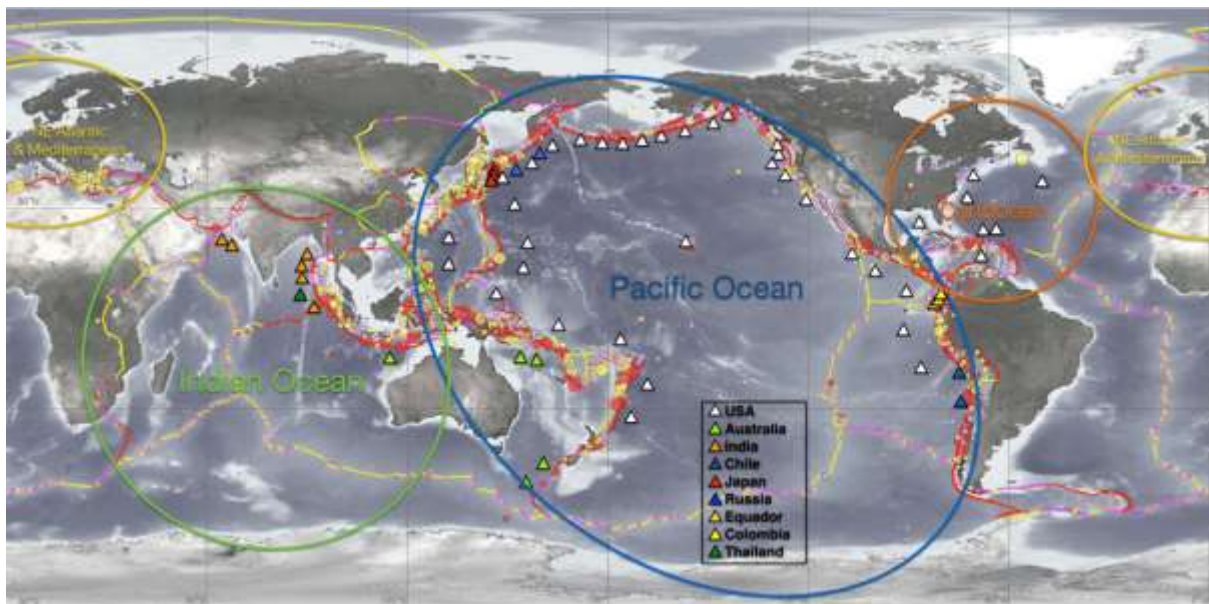


Figura 2.6 Mapa mundial de las localizaciones de los tsunamis históricos (círculos) y estaciones de DART (triángulos) operadas por nueve naciones. Lugares de generación de tsunamis desde 1650 se indican con círculos, donde el rojo indica tsunamis destructivos y el amarillo indica tsunamis que provocaron poco daño. Cuanto mayor sea el círculo, más grande es el terremoto. Líneas de color indican grandes fallas identificadas y los límites de placas [10].

Los movimientos de tierra asociados con grandes sismos que involucran muchos kilómetros cuadrados de superficie, cualquier movimiento vertical del fondo marino, cambia inmediatamente la superficie del mar, y el tsunami resultante se propaga en mar abierto como un conjunto de ondas cuya energía se concentra en longitudes de onda correspondientes a los

movimientos de tierra (~ 100 km), la altura de las olas está determinada por el desplazamiento vertical (~ 1 m), y la dirección de las ondas se determina por la geometría de la costa adyacente. Debido a que cada terremoto es único, cada tsunami tiene longitudes de onda única, altura de las olas, y la direccionalidad, y su velocidad depende de la profundidad del agua, en mar abierto alcanza valores sorprendentes: entre 300 y 700 km/h [5].

De todos los problemas relacionados con la dinámica del tsunami, la descripción de la transformación de la onda en la franja costera, junto con las inundaciones de la zona costera representa una de las tareas más difíciles de resolver. Esto es principalmente al problema de no linealidad del medio y a que el límite de la costa es móvil.

Los efectos devastadores de los tsunamis se deben a que, al acercarse a la costa, la profundidad del mar disminuye y la velocidad del frente de onda también decrece, lo cual provoca que la altura de la onda se incremente enormemente, pudiendo sobrepasar los 30 m.

En la Figura 2.7 y tabla anexa (calculadas mediante una teoría sencilla), se muestra el incremento de altura de las olas por disminución de la profundidad (asomeramiento), se ilustra también numéricamente para una ola con periodo de 18 minutos que, al propagarse desde los 4,000 hasta 10 metros de profundidad, la altura aumenta de 1.15 a 5.14 metros [6, 11].

Existen diferentes formas de acercamiento del tsunami a la orilla. Este acercamiento varía desde una inundación gradual (como las mareas) hasta el ataque en la costa de una pared vertical de agua de forma turbulenta. Como regla (alrededor del 75% de los eventos), las olas del tsunami inundan la costa sin romper. Los tsunamis en forma de una pared son muy raros. Se han identificado tres tipos principales de la onda de inundación (run-up) en el litoral: **1.** En forma de derrame – la cresta de la ola rompe, la espuma fluye por su pendiente frontal, peculiar de pendiente suaves. **2.** En forma de hundimiento – la cresta de la ola supera a la base formando rizos hacia abajo, peculiar en lugares con el fondo inclinado. **3.** Los de forma creciente - ola inunda la costa sin romper, peculiar en lugares de fuertes pendientes [12].

Un mismo tsunami puede presentar diferentes formas de inundación en diferentes puntos de la costa. El modelo matemático más extendido, aplicado en la descripción de la dinámica de onda en la zona costera, hace uso de las ecuaciones no lineales de ondas largas.

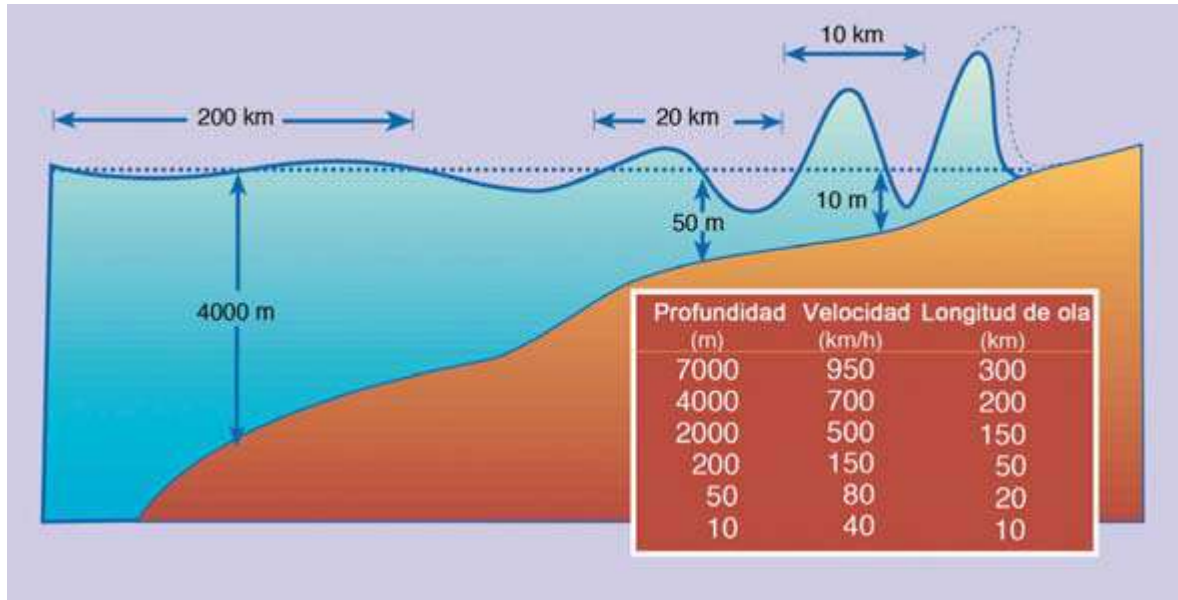


Figura 2.7 Altura de la onda y profundidad del agua. Disminución de velocidad de fase (c), acortamiento de longitud de onda (λ) e incremento de la amplitud (a) de una onda de tsunami de 18 minutos de periodo, por asomeramiento o disminución de la profundidad (d) [6].

La mayoría de los estudios para una región se realizan con un modelo, donde se representa una pendiente relacionada con un fondo del océano horizontal lisa, como se muestra en la Figura 1.8 [12].

2.2.2 Estimación del grado de peligro

La estimación del grado de peligro de tsunami para una u otra costa (previsión de tsunami a largo plazo) se basa principalmente en el análisis estadístico de los hechos, que ocurrieron en el pasado. Para la estimación del peligro de tsunami, las descripciones subjetivas son más importantes que los parámetros físicos abstractos. Los habitantes de las regiones costeras no están interesados en la energía (en julios) de la ola que se acerca, pero están interesados en saber si la onda es peligrosa para su vida, qué daño puede hacer y cómo se puede evitar. El primer intento de clasificación de los tsunamis fue hecho por Sieberg en 1927, que introdujo una escala de seis puntos de intensidades de tsunami por analogía con la escala de intensidades de los sismos.

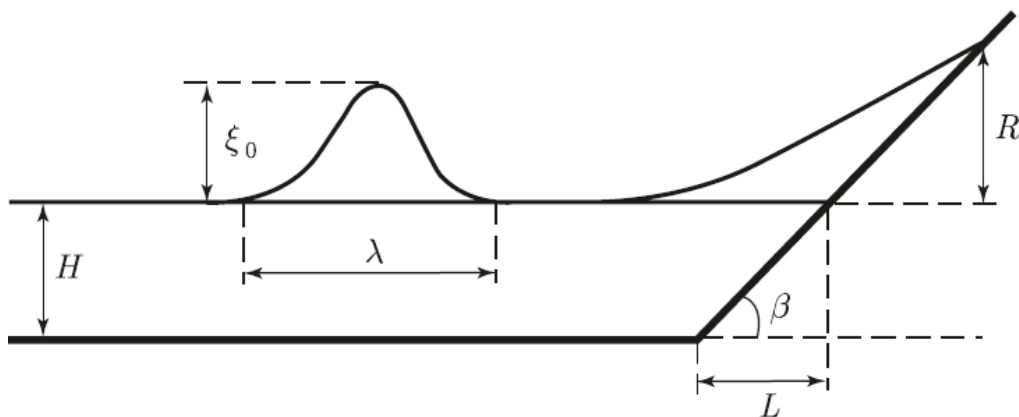


Figura 2.8 Formulación del problema del acercamiento e inundación de un tsunami en la costa [12].

Tabla 1 Escala modificada de Sieberg de la intensidad de los tsunamis [6,12].

| | |
|----------------------------|---|
| 1. Muy suave | Solo perceptible en los registros de los mareógrafos |
| 2. Suave. | Percibidas por aquellos que viven a lo largo de la costa y están familiarizados con el mar. |
| 3. Bastante fuerte. | Generalmente es percibido. Inundación de costas de pendientes suaves. Embarcaciones deportivas pequeñas son arrastradas a la costa. Daños leves en estructuras de material ligero situadas cerca de las costas. En estuarios, se invierten los flujos de los ríos hacia arriba. |
| 4. Fuerte. | Inundación de la costa hasta determinada profundidad. Daños de erosión en rellenos construidos por el hombre. Terraplenes y diques dañados. Las estructuras de material ligero cercanas a la costa son dañadas. Las estructuras costeras sólidas sufren daños menores. Embarcaciones grandes y pequeños buques son derivados tierra adentro o mar afuera. Costas cubiertas con desechos flotantes. |
| 5. Muy fuerte. | Inundación general de la costa hasta determinada profundidad. Los muros de embarcaderos y estructuras sólidas cercanas al mar son dañados. Las estructuras de material ligero son destruidas. Severa erosión de tierras cultivadas y la costa se encuentra cubierta de desechos flotantes y animales marinos. A excepción de los grandes barcos, todo tipo de embarcación es llevada tierra adentro o hacia el mar. Grandes ascensos de agua en ríos estuarinos. Instalaciones portuarias resultan dañadas. Gente parece ahogada. Las olas van acompañadas de un fuerte rugido. |
| 6. Desastroso | Destrucción parcial o completa de estructuras artificiales a determinada distancia de la costa. Grandes inundaciones costeras. Buques grandes severamente dañados. Árboles Arrancados de raíz o rotos. Muchas víctimas. |

Esta escala no estaba relacionada con la medición de parámetros físicos (altura de las olas, longitudes de carrera, etc.); se basa en la descripción de los efectos macroscópicos, revelando el grado de destrucción. Posteriormente, la escala Sieberg se modificó un poco por Ambraseys en 1962 [12]. En la tabla 1 se muestra la escala de Sieberg modificada [6,12].

En Japón se han hecho intentos para introducir un carácter cuantitativo de la fuerza del tsunami. Surgiendo la escala Imamura-Iida, la cual permite estimar la magnitud por la fórmula:

$$m = \log_2 H_{\max}, (2.1)$$

Donde H_{\max} es la altura de ola máxima en metros, observada en la orilla o medida por un mareógrafo.

En la práctica, la escala Imamura-Iida es una escala de seis puntos (de -1 hasta 4). En los intentos de mejorar la escala Imamura-Iida, SL Soloviev introdujo la siguiente intensidad para un tsunami:

$$I = 1/2 + \log_2 H, (2.2)$$

Donde H es la altura media del tsunami en la costa cercana a la fuente

Otro enfoque esencialmente diferente a la definición de la magnitud del tsunami la escala Murty and Loomis. Se basa en la estimación de los del tsunami potencial de energía E (en ergios) para el cual cálculo de la magnitud, $ML = 2 (\log E - 19)$. La definición de magnitud basada en la energía de onda es naturalmente, la más adecuada definición, desde un punto de vista físico. Sin embargo, no siempre es posible para calcular la energía de las olas. La cual se puede basar en la energía potencial de la elevación inicial de la superficie del agua, teniendo en cuenta que sea idéntica a los desplazamientos del fondo marino. Debe tenerse en cuenta que la escala de intensidad Imamura-Iida o la intensidad Soloviev-Imamura da una idea de la altura de ola en la costa y, en consecuencia, permite juzgar la magnitud de las destrucciones. Pero, aunque la escala de magnitud de Murty-Loomis es una cantidad físicamente correcta, no puede ser inequívocamente relacionado con la manifestación de un tsunami en la costa [12].

Recientemente, se propuso una nueva escala descriptiva detallada de la intensidad tsunami de 12 puntos (Papadopoulos-Imamura). Su elaboración se basó en los más de 100 años de experiencia, acumulada por los sismólogos en la elaboración de escalas de intensidad de terremotos. Esta escala no está relacionada con ningún parámetro físicos cuantitativos (amplitudes de onda, la energía y así sucesivamente), se organiza de acuerdo con la siguiente tres características:

(A) Su influencia sobre la gente.

(B) Su impacto en los objetos naturales y artificiales, incluyendo los barcos de diferentes tamaños.

(C) Los daños causados a los edificios.

Por lo tanto, un tsunami de gran amplitud que golpea una costa débilmente habitada puede asignar una intensidad baja, de acuerdo con la escala Papadopoulos-Imamura. Y, por el contrario, un tsunami de amplitud moderada que interacciona con una zona densamente poblada de la costa puede caracterizarse como de alta intensidad [12].

Una descripción coherente y sistemática de las manifestaciones del tsunami en la costa ofrece una imagen bastante completa del fenómeno.

I. No percibido

a) No se sintió incluso en las circunstancias más favorables.

b) Sin efecto.

c) No hay daños.

II. Apenas sintió

a) Percibido por pocas personas a bordo de pequeñas embarcaciones. No se observa en la costa.

b) Sin efecto.

c) No hay daños.

III. Débiles

a) Percibido por la mayoría de las personas a bordo de pequeñas embarcaciones. Observado por pocas personas en la costa.

b) Sin efecto.

c) No hay daños.

IV. Observado en gran medida

a) Sentido por todos a bordo de pequeñas embarcaciones y por pocas personas a bordo en los buques grandes. Observado por la mayoría de la gente en la costa.

b) Unos vasos pequeños se mueven ligeramente en tierra.

c) No hay daños.

V. Fuerte

a) Sentido por todos a bordo de grandes buques y observado por todos en la costa. Pocas personas se asustan y corren a tierras más altas.

b) Muchos barcos pequeños se mueven firmemente en tierra, algunos de ellos estrellan entre. Las huellas de la capa de arena se quedan atrás en un terreno de condiciones favorables. Inundaciones limitadas de tierra cultivada.

c) Las inundaciones limitadas de instalaciones al aire libre (por ejemplo, jardines) de estructuras cercanas a la costa.

VI. Ligeramente dañino

a) Muchas personas se asustan y corren a tierras más altas.

b) La mayoría de los vasos pequeños se mueven violentamente en tierra, o se estrellan fuertemente entre sí.

c) Los daños y las inundaciones en algunas estructuras de madera. La mayoría de los edificios de mampostería resisten.

VII. Perjudicial

a) La mayoría de las personas se asustan y tratan de correr en un terreno más alto.

b) Muchos contenedores pequeños dañados. Contenedores grandes oscilan violentamente. Objetos de tamaño variable y vuelco estabilidad y la deriva. Capa de arena y acumulaciones de guijarros se quedan atrás. Pocas balsas de acuicultura lavados.

c) Muchas estructuras de madera dañados, pocos son demolidas o arrasadas. Daño de grado 1 y las inundaciones en algunos edificios de mampostería.

VIII. Muy dañino

a) Todas las personas escapan a terrenos más altos.

b) La mayoría de los pequeños vasos están dañados, muchos son arrastrados. Algunos buques grandes se mueven en tierra o se estrellaron entre sí. Grandes objetos se alejaban. Erosiona y tirar basura en la playa. Grandes inundaciones. Daños leves en bosque de control tsunami, Muchos embalses de acuicultura lavados, pocos parcialmente dañado.

c) La mayoría de las estructuras de madera son lavados o demolidas. Daños de grado 2 en algunos edificios de mampostería. La mayoría de los edificios de RC sufren daños, en pocos daños de grado 1 y las inundaciones que se observa.

IX. Destructivo

a) Muchas personas son lavados.

b) Los barcos más pequeños son destruidos o arrasados. Muchos buques grandes son movidos violentamente a tierra, pocos son destruidos. Amplia erosión y tirar basura de la playa. Hundimiento del suelo local. Destrucción parcial en el control de tsunami bosque, deja de derivas.

c) Los daños de grado 3 en muchos edificios de mampostería, pocos edificios sufren daños de grado 2.

X. Muy destructiva

a) Pánico General. La mayoría de las personas son arrastradas.

b) La mayoría de los grandes buques se mueven violentamente a tierra, muchos se destruyen o chocaron con los edificios. Derrame de petróleo, incendios comienzan. Hundimiento de la tierra extensa.

c) Los daños de grado 4 en muchos edificios de mampostería, pocos edificios sufren grado de daños 3. Colapso de terraplenes artificiales,

XI. Devastador

b) Las líneas de vida interrumpida. Extensos incendios. Lavado de agua se desplaza coches y otros objetos en el mar.

c) Los daños de grado 5 en muchos edificios de mampostería. Pocos edificios RC sufren daños de grado 4, muchos sufren daños de grado 3.

XII. Completamente devastador

d) Prácticamente todos los edificios demolidos. La mayoría de los edificios sufren al menos daños de grado 3.

La clasificación de los daños a los edificios

Aunque la clasificación de los daños a los edificios debido a los terremotos está bien definida, tal clasificación no está todavía disponible para daños a los edificios debido a los tsunamis. Por tanto, sólo una clasificación se utiliza en asociación a la escala de intensidad del tsunami:

Grado 1: Daños leves.

Grado 2: Daños moderados

Grado 3: Daño Pesado

Grado 4: Destrucción

Grado 5: Los daños totales [12].

Entre 1900 y 2009, se registraron 94 tsunamis que afectaron a las poblaciones humanas. La frecuencia y mortalidad se concentraron en el Pacífico Occidental, el sudeste de Asia y regiones de América, cada una de las cuales representaron casi un tercio de los tsunamis y las muertes. Se estima que unos 2,5 millones de personas se vieron afectadas por tsunamis entre 1900 y 2009, Las muertes que se registraron en el 92,6% (n = 94) de los tsunamis ocurridos entre 1900 y 2009. Se estima en 255,195 muertes, tan solo con el tsunami en el Océano Índico en 2004 la mortalidad se estimó en alrededor de 227,497 muertes (89%) de toda la mortalidad. Las muertes se concentraron en Indonesia (62% o 170,689 defunciones), Sri Lanka (13% o 35,399 muertes), Tailandia (3,2%, 8.876 defunciones) y Filipinas (3% o 8.137 muertes). Además del evento raro de alto impacto como el tsunami del Océano Índico de 2004, los niveles de mortalidad en los tsunamis tienden a ser relativamente bajo, con una media de 50 muertes por cada uno [9].

El *tsunami* de Indonesia fue provocado por un terremoto de 9,2 grados en la escala de magnitud de momento sísmico (Mw) (el 2º terremoto más fuerte desde la invención del sísmógrafo), su epicentro se localizó en la costa oeste de Sumatra. La manifestación de este tsunami fue de carácter global. Además de las consecuencias catastróficas en la costa de Sumatra, las olas se registraron en casi todos los océanos del mundo, y en particular en la costa del Pacífico de México, con incrementos en el nivel del mar de alrededor de 0.5 metros.

El *tsunami* que golpeó la región de Fukushima (literalmente “isla de la buena fortuna”) se generó por un terremoto de 9,0 y 9,2 en la escala de magnitud de momento sísmico (Mw) (el 4º terremoto más intenso registrado hasta hoy), y tuvo su epicentro en el mar, a 130 Km al noreste de Honshu, la isla principal de Japón (Figuras. 2.9 y 2.10).

Se calcula que en algunas partes el tsunami de Fukushima alcanzó unos 38 m de altura. Esta ola (o serie de olas) es capaz de provocar inundaciones tierra adentro alejadas hasta 3 - 5 km de la costa. Sin embargo, la velocidad del primer frente de la ola al llegar a la costa es mucho menor que en mar abierto. El análisis de los videos que se hicieron durante el tsunami en Indonesia mostró que la velocidad del agua al llegar a la costa no fue mayor de 18 Km/h.

Además de las muertes provocadas, los daños a la infraestructura costera son cuantiosos, un informe reciente de la Organización de las Naciones Unidas (ONU) estima que cada año aproximadamente a nivel mundial 60 000 personas y \$ 4 mil millones (US \$) en activos están expuestos al peligro de los tsunamis [13].



Figura 2.9 Ondas de destrucción. Olas que golpearon las calles de la ciudad de Miyako, prefectura de Iwate y Figura 2.10 El aeropuerto de Sendai de la ciudad Miyako en noreste de Japón el 11 de marzo de 2011. Fotos Reuters.

2.2.3 Peligro de tsunamis en México

La República Mexicana, geológicamente hablando, es el resultado de múltiples procesos tectónicos llevados a cabo durante su evolución. El territorio mexicano está situado sobre cinco placas litosféricas, en cuyos límites encontramos trincheras, centros de expansión y fallas transformantes. La mayor parte del territorio continental pertenece a la **placa norteamericana**, mientras que la península de Baja California pertenece a la **placa del Pacífico**; en el litoral del Pacífico se tiene la **microplaca de Rivera**, la **placa de Cocos**, y la **del Caribe**.

La Placa de Norteamericana contiene, además de la mayor parte del continente mexicano, a toda Norteamérica, parte del océano Atlántico y parte de Asia. La Placa del Pacífico incluye la península de Baja California, el oeste de California y al Océano Pacífico. La Placa del Caribe abarca el sur de Chiapas, las islas caribeñas y los países de Centroamérica. Las otras dos placas que conforman el rompecabezas tectónico de México, Cocos y Rivera, son oceánicas y se encuentran en el océano pacífico. Como se muestra en la Figura 1.11 [14].

La zona de subducción de la Placa de Cocos, adyacente a la costa occidental de México es una de las zonas sísmicas más activa en el Hemisferio Occidental. Y hasta el año de 1993 se tiene registro que en esta zona han ocurrido aproximadamente 40 sismos de magnitud mayor que siete durante el siglo XX y del total de sismos mexicanos producidos en la zona de subducción de la Fosa Mesoamericana en los últimos tres siglos, generaron tsunamis destructivos con alturas de las olas de 2 a 11 metros. Los tsunamis de origen local fueron generados en la parte Sur, a lo largo de la Fosa Mesoamericana, donde la placa de Cocos se desliza bajo la placa de Norteamérica algunos de ellos fueron localmente muy destructivos. Sus alturas, así como sus efectos, disminuyeron gradualmente desde el origen hacia el Norte y Sur a lo largo de la línea de costa. [14].



Figura 2.11 Placas tectónicas en la República Mexicana [14].

En la Figura 2.12 se muestra de manera esquemática las zonas que son afectadas por tsunamis de origen lejano, o tsunamis de origen local, así como las zonas turísticas y portuarias que podrían ser afectadas por un tsunami [14].

La información histórica registra el arribo de 60 tsunamis a la costa occidental de México en los últimos 250 años. Los tsunamis de origen lejano han tenido olas de 2.5 m. de altura y los de origen local han tenido olas de 5 m. en promedio y excepcionalmente hasta 10 m. de altura, causando pérdida de vidas y bienes con la consecuente destrucción de comunidades.

En la tabla 2 se muestra enlistados los sismos ocurridos en la costa del pacifico mexicano, que ha dado origen a un tsunami de diversa intensidad, el listado abarca de 1732 a 2016 y propiamente son datos históricos, y en muchos casos no se determinó el lugar del epicentro o magnitud del epicentro y la altura adquirida de la olas que llegaron a la costa fue

determinada de manera visual por la inundación alcanzada, dado que fue hasta los años 50 del siglo veinte que comenzó la colocación de mareógrafos en la costa del pacifico mexicano, solo se muestran aquellos que han donde la altura de las olas fue mayo a 1.5 metros [14].

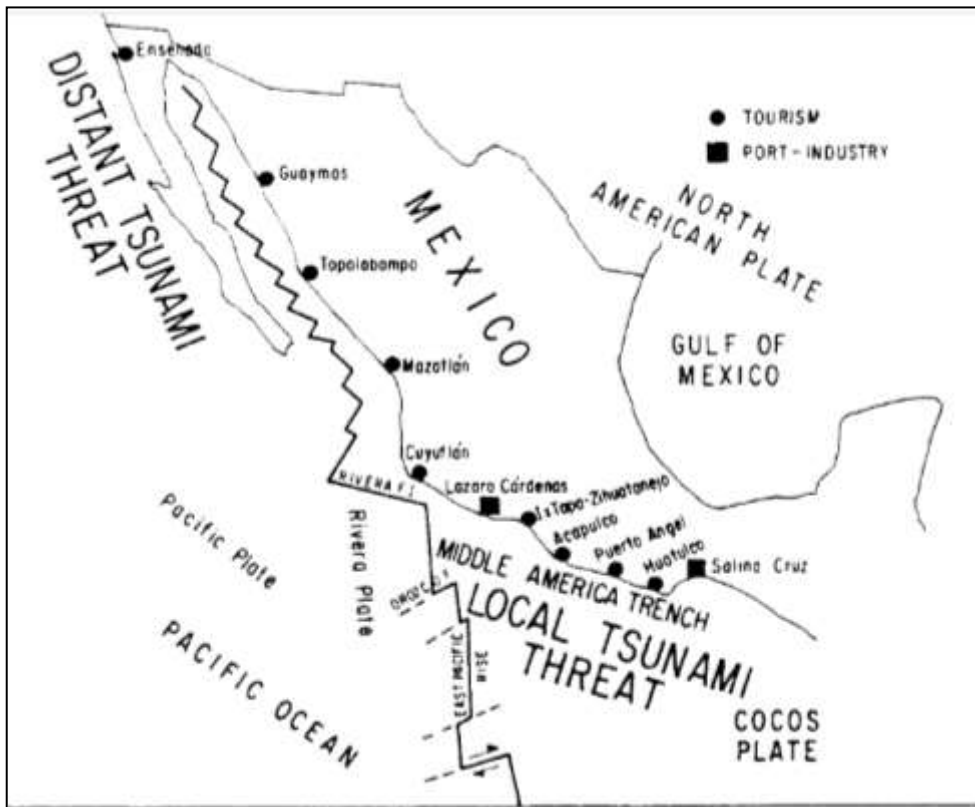


Figura 2.12 Escenario sismotectónico y predominancia de tsunamis o lo largo de lo costa del Pacifico de México, corvos negros; zonas turísticas, cuadros negros Puertos y zonas industriales. [14].

En la historia reciente no se tiene conocimiento de que en México hayan ocurrido tsunamis tan destructivos como los de Chile de 1960 y del 2010; el de Alaska de 1964; el de Sumatra en 2004 y el de Japón en 2011. Sin embargo, no podemos descartar la posibilidad de que tsunamis como estos puedan ocurrir en la costa del Pacífico Mexicano. De hecho, existen evidencias de que en 1787 ocurrió un gran terremoto de magnitud 8.4 en San Sixto, Oaxaca, que generó un tsunami local sumamente destructivo [15].

Tabla 2. Tsunamis generados por sismos en la costa del pacifico mexicano de 1732 a 2016 [NOAA].

| Date | | Tsunami Cause | | | | Tsunami Source Location | | | | Tsunami Parameters | | | Tsunami Effects | | | | | | Photos | | | | | | |
|------|----|---------------|----|------|------|-------------------------|----------------|---------|--------------|--------------------|-------------------------------|----------|-----------------|------------------|----------------|-----------|----------|--------|--------|----------|--------|------------------|----------------|--|--|
| Year | Mo | Day | Mo | Sec | Val | Code | Earthquake Mag | Volcano | Aft/750 Info | Country | Name | Latitude | Longitude | Max Water Height | Num. of Runups | Magnitude | Tsu Int. | Deaths | | Injuries | Damage | Houses Destroyed | Houses Damaged | | |
| 1925 | 11 | 14 | 11 | 54.0 | 1 | 1 | 7.8 | * | | MEXICO | S. MEXICO | 18.500 | -107.000 | 11.00 | 1 | | 3.50 | 3.00 | | | | | | | |
| 1988 | 10 | 6 | 18 | 35 | 4 | 1 | 8.2 | * | | MEXICO | S. MEXICO | 19.285 | -104.205 | 11.00 | 11 | | 2.30 | 2.50 | 1 | 1 | | 1 | 1 | | |
| 1932 | 6 | 2 | 10 | 38 | 20.0 | 4 | 1 | 8.1 | * | MEXICO | CENTRAL MEXICO | 19.500 | -104.250 | 10.00 | 19 | | 1.50 | 2.00 | 4 | 1 | | 2 | 2 | | |
| 1932 | 8 | 22 | 12 | 39 | 24.0 | 4 | 1 | 7.8 | * | MEXICO | CENTRAL MEXICO | 19.000 | -104.500 | 10.00 | 6 | | 2.30 | 1.50 | 78 | 2 | 100 | 2 | 3 | | |
| 1909 | 7 | 20 | 10 | 51 | 54.0 | 2 | 1 | 7.4 | * | MEXICO | S. MEXICO | 18.800 | -99.800 | 8.00 | 1 | | 3.20 | | | | | | | | |
| 1948 | 12 | 2 | 8 | 22 | 48.0 | 2 | 1 | 6.9 | * | MEXICO | MEXICO | 22.000 | -106.000 | 5.00 | 1 | | 1.00 | 1.50 | | | | | | | |
| 1794 | 9 | 1 | 7 | 0 | | 3 | 1 | * | | MEXICO | S. MEXICO | 18.800 | -99.200 | 4.00 | 1 | | 2.00 | 2.00 | | | | 3 | 3 | | |
| 1787 | 3 | 28 | 17 | 30 | | 4 | 1 | 8.3 | * | MEXICO | SAN MARCOS | 18.600 | -98.600 | 4.00 | 4 | | 2.00 | 2.50 | 11 | 1 | 1 | 3 | 3 | | |
| 1787 | 4 | 3 | 15 | 30 | | 2 | 1 | 7.1 | * | MEXICO | SAN MARCOS | 18.500 | -97.000 | 4.00 | 3 | | 2.00 | 1.00 | | | | | | | |
| 1820 | 5 | 4 | | | | 4 | 1 | 7.6 | * | MEXICO | S. MEXICO | 17.200 | -98.600 | 4.00 | 1 | | 1.00 | 1.50 | | | | | | | |
| 1732 | 2 | 25 | | | | 3 | 1 | * | | MEXICO | S. MEXICO | 18.800 | -98.800 | 3.00 | 1 | | 1.60 | 1.50 | | | | 1 | | | |
| 1754 | 7 | 28 | | | | 1 | 1 | * | | MEXICO | S. MEXICO | 18.900 | -99.900 | 3.00 | 1 | | | | 1 | | | | | | |
| 1852 | 11 | 28 | | | | 3 | 1 | 7.9 | * | MEXICO | N. MEXICO | 32.900 | -118.900 | 3.00 | 1 | | 1.00 | | | | | | | | |
| 1885 | 9 | 19 | 13 | 17 | 47.3 | 4 | 1 | 8.9 | * | MEXICO | MEXICO | 18.290 | -102.533 | 3.00 | 18 | | | | | | | 1 | | | |
| 1907 | 4 | 14 | 6 | 8 | 4.0 | 2 | 1 | 8.1 | * | MEXICO | S. MEXICO | 17.600 | -100.000 | 2.00 | 3 | | 1.00 | | | | | | | | |
| 1968 | 9 | 25 | | | | 1 | 1 | 7.9 | * | MEXICO | S. MEXICO-GUATEMALA-NICARAGUA | 13.400 | -92.400 | 2.00 | 9 | | 1.00 | | | | | | | | |
| 1978 | 11 | 29 | 18 | 52 | 47.4 | 2 | 1 | 7.8 | * | MEXICO | MEXICO | 18.910 | -98.591 | 1.50 | 1 | | | 60 | | | | | | | |
| 1957 | 7 | 28 | 8 | 40 | 1.0 | 4 | 1 | 7.2 | * | MEXICO | S. MEXICO | 18.500 | -99.100 | 1.30 | 3 | | 1.30 | 50 | | | | | | | |
| 1979 | 3 | 14 | 11 | 7 | 16.3 | 4 | 1 | 7.4 | * | MEXICO | S. MEXICO | 17.813 | -101.274 | 1.30 | 3 | | 1.30 | | | | | | | | |

Dado que a su arribo los tsunamis pueden causar daños materiales entre los que se encuentran:

1) Primarios: causados directamente por la acción estática del agua (inundación, presión, flotación) en las estructuras, o por su acción dinámica (corrientes, fuerzas de arrastre), y rompimiento de las olas o rebasado de sus aguas en muelles y rompeolas.

2) Secundarios: ocasionados por:

a) Impacto de objetos flotantes o arrastrados por las aguas (embarcaciones, vehículos, etc.) en estructuras fijas.

b) Incendios o explosiones, inducidos por el impacto de tales objetos flotantes en tanques de almacenamiento de combustible.

c) Líneas eléctricas caídas.

d) Derrumbe de edificaciones, por escurrimiento del material térreo de soporte de sus cimientos.

e) Contaminación por líquidos y/o gases tóxicos, al romperse los recipientes o envases.

También tienen impacto social, pues producen:

a) Decesos y heridos

b) Destrucción de construcciones

c) Daños en vías de comunicación, hospitales y escuelas

d) Interrupción de servicios públicos (electricidad, telefonía, etc.) y en las actividades cotidianas de la población;

e) Pérdida de viviendas, desplazamiento y reubicación de asentamientos humanos.

En este sentido es la importancia del análisis mediante modelación numérica de los tsunamis [11].

Como ejemplo se tiene al municipio de Acapulco presenta con mucha frecuencia el oleaje de los maremotos, tanto de origen local como regional o lejano. De los peligros por tsunami de origen local cabe mencionar el del sismo generado en la fosa Mesoamericana frente a las costas de Michoacán, el 19 de septiembre de 1985, tardó sólo 23 minutos para llegar a Acapulco. De entre los de origen regional o lejano cabe mencionar el relacionado al sismo en la costa de Colombia el 12 de diciembre de 1979 que provocó un maremoto que tardó 4 horas para llegar a Acapulco (Tabla 3).

Conlleva el peligro de penetración tierra adentro por lo que puede causar daños en obras, bienes y servicios, así como la pérdida de vidas humanas en una zona urbana cercana a la costa. El uso del suelo a lo largo del litoral del municipio de Acapulco de Juárez es intenso y en algunos lugares presenta asentamientos irregulares.

Tabla 3.-Tiempos de propagación de maremotos transpacíficos desde su origen hasta su arribo a Acapulco [15].

| Fecha | Origen | Tiempo de viaje (horas: min) |
|------------|------------------|------------------------------|
| 09-03-1957 | Islas Aleutianas | 10:51 |
| 22-05-1960 | Chile | 9:49 |
| 13-10-1963 | Islas Kuriles | 15:22 |
| 28-03-1964 | Alaska | 9:29 |
| 16-05-1968 | Japón | 16:31 |
| 29-11-1975 | Hawai | 08:11 |
| 14-01-1976 | Kermadec | 14:02 |

Debido a la infraestructura turística-urbana y a la densidad de población, tanto permanente como flotante, la zona costera de Acapulco es vulnerable, en diferentes grados a la acción de peligros naturales como son tormentas tropicales, huracanes sismos, tsunamis y otros peligros estos fenómenos es alta y en algunos casos es además periódica, por lo que representa un peligro serio para la población en general.

Dado que de las 32 entidades federativas que conforman la República Mexicana, los 17 estados de la república mexicana que tienen frente litoral representan 56 % del territorio continental nacional y tuvieron una población de 47 344 698 habitantes en el año 2005 (46 por ciento de la población de México). Son 156 municipios con apertura al litoral, que representan 21.3 por ciento de la superficie continental del país. En dichos municipios se registraron 15 942 551 habitantes en el año 2005, lo cual representó 15.4 % de la población nacional y 33.7 % de los estados costeros. Entre los años 2000 y 2005, la población de los municipios con apertura al litoral se incrementó en 1 099 855 habitantes, lo cual representó 41 % del crecimiento reportado en los estados costeros, y en el caso particular de Acapulco, la población en el año 2005 era 717 766, siendo el quinto más poblado [15].

El área de propuesta de estudio comprende la zona de la bahía de Acapulco, que se ubica al sur del Estado de Guerrero y en la carta topográfica E14C57, como se muestra en la Figura 2.13.



Figura 2.13 Localización del municipio de Acapulco ubicado al sur del estado de Guerrero, ubicada en la Bahía del mismo nombre [15]. La carta imagen digital consiste en una imagen que tiene el mismo contenido que la carta topográfica escala 1:50 000.

Asimismo, se cuenta con la altimetría de la zona propuesta de estudio de la bahía de Acapulco, la cual se muestra en la Figura 2.14, La batimetría representa puntos con la misma profundidad bajo el nivel medio del mar. Para la zona de estudio se utilizó la carta náutica de la Secretaría de Marina y se representa con polígonos de color, de azul claro a azul oscuro, con valores mínimos de 5 metros a 220 metros de profundidad (Figura 2.14) [15].

La morfología costera del estado de Guerrero es muy irregular, se presentan regiones de planicies costeras angostas, que incluyen lagunas y deltas con playas extensas y alternan con regiones de pendientes fuertes en donde existen salientes rocosas con acantilados altos y entrantes de dimensiones diversas, que forman bahías y caletas con playas en ocasiones extensas o pequeñas.



Figura.2.14 Comprende las curvas de nivel, el límite de la costa y la batimetría de la carta topográfica “Acapulco” E14-C57 de acuerdo al índice cartográfico nacional de la escala 1; 50,000. Se tienen las curvas de nivel en color sepia y el límite de la costa en línea negra y la batimetría en tonos de azul [15].

Esta morfología costera presenta dos cuerpos de agua principales, la Bahía de Acapulco y la Bahía de Puerto Marques, y tanto al noreste, como hacia el sureste se han desarrollado playas de barrera extensas que encierran las lagunas de Coyuca en el noroeste y la laguna de Tres Palos en el sureste. Los procesos que ocasionan ascensos del nivel del mar que pueden representar un peligro para las poblaciones o actividades que se desarrollan a lo largo de los litorales son: los maremotos, las mareas de tormenta y el ascenso lento del nivel del mar por cambio climático [16].

2.3. Estabilización firme

Las estructuras construidas para proteger una costa de la erosión o para impedir el movimiento de arena a lo largo de una playa se denominan estabilización firme. La estabilización firme puede adoptar muchas formas y suele provocar resultados predecibles,

aunque no deseados. La estabilización firme incluye, entre otros, los malecones, los espigones, los rompeolas y los diques.

Malecones. El objetivo principal en las áreas de costa fue el desarrollo y el mantenimiento de los puertos. En muchos casos, esto implicaba la construcción de sistemas de malecones. Los malecones suelen construirse en Parejas y extenderse en el océano en los lugares de entrada de ríos y puertos. Al confinar el flujo de agua a una zona estrecha, el flujo y el reflujos causados por la subida y bajada de las mareas mantienen la arena en movimiento e impiden la sedimentación en el cauce. Sin embargo, el malecón puede actuar como una presa contra la cual la corriente y la deriva litorales depositan la arena. Al mismo tiempo, la actividad de las olas extrae arena del otro lado. Dado que el otro lado no está recibiendo arena nueva, pronto dejará de haber playa.

Espigones Para mantener o ensanchar las playas que están perdiendo arena, a veces se construyen espigones. Un espigón es una barrera construida en ángulo recto a la playa para atrapar la arena que se mueve en paralelo a la costa. Los espigones suelen construirse con rocas grandes, pero también pueden estar formados por madera. Estas estructuras, a menudo, realizan su trabajo con tanta eficacia que la corriente litoral más allá del espigón carece en absoluto de arena. Como consecuencia, la corriente erosiona la arena de la playa en el lado a favor de la corriente del espigón. Para compensar este efecto, los propietarios de construcciones situadas corriente abajo de la estructura pueden levantar espigones en su propiedad. De esta manera, se multiplica el número de espigones, lo que da lugar a un campo de espigones. Como se ha demostrado que los espigones no proporcionan a menudo una solución satisfactoria, ya no son el método preferido para mantener a raya la erosión de las playas.

Rompeolas y diques La estabilización firme puede construirse también en paralelo a la línea de costa. Una estructura de este tipo es un rompeolas, cuyo propósito es proteger los barcos de la fuerza de las grandes olas rompientes creando una zona de agua tranquila cerca de la línea de costa. Sin embargo, cuando se hace esto, la reducción de la actividad de las olas a lo largo de la costa por detrás de la estructura puede permitir la acumulación de arena. Si esto ocurre, la dársena acabará llenándose de arena mientras que la playa corriente abajo se

erosiona y retrocede. En Santa Mónica, California, donde la construcción de un rompeolas originó este problema, la ciudad tuvo que instalar una draga para eliminar la arena de la zona de agua tranquila protegida y depositarla hacia debajo de la playa, donde las corrientes litorales y la deriva de playa podrían volver a poner en circulación la arena. Otro tipo de estabilización firme construida paralela a la línea de costa es un dique, que se diseña para acorazar la costa y defender la propiedad de la fuerza de las que se diseña para acorazar la costa y defender la propiedad de la fuerza de las olas rompientes. Las olas dispersan mucha de su energía atravesando la playa abierta. Los diques acortan este proceso reflejando la fuerza de las olas no gastadas en dirección al mar. Como consecuencia, la playa del lado situado en la dirección del mar del dique experimenta una significativa erosión y puede, en algunos casos, ser eliminada del todo. Una vez reducida la anchura de la playa, el dique es sometido a un bombardeo incluso mayor por parte de las olas. Finalmente, este bombardeo hará que se caiga el muro y deberá construirse uno más grande y caro para reemplazarlo [1].

2.4. Huracanes

Los huracanes son otra causa en la generación de olas. Representan fenómenos determinantes para México desde varios puntos de vista: condiciones meteorológicas, operación de obras hidráulicas, control de inundaciones, producción de alimentos y energía, protección civil, desarrollo sustentable de las comunidades, transporte de personas y mercancías, etcétera. Año con año, la temporada de ciclones tropicales implica un claro incremento en el nivel de actividad de muchos profesionales, que, de una u otra manera, deben lidiar con sus efectos.

Al término de dicha temporada se tiene un cúmulo de información, la cual, apropiadamente integrada, analizada y difundida, puede resultar en un enriquecimiento profesional para dicha comunidad y en una mejora en el estado de preparación de la sociedad ante estos fenómenos.

Un ciclón tropical es una manifestación extrema del flujo atmosférico alrededor de un centro de muy baja presión sobre la superficie terrestre, en la tabla 4 se muestra la clasificación simplificada de sistemas tropicales, incluye la Escala de Huracanes

Tabla 4. Clasificación simplificada de sistemas tropicales.

| Tipo | Terminología | Vientos Máximos en Km/h | Presión central (hPa) | Marea de tormenta (m) | Daños Potenciales | Índice de peligrosidad | Definición |
|------|-----------------------|--|---------------------------------|---------------------------------|----------------------------|------------------------|--|
| 0 | Onda Tropical | -- | -- | -- | Mínimos | -- | Vaguada o elongación con curvatura ciclónica formada en la corriente de los vientos alisios |
| 1 | Perturbación Tropical | -- | 1008 | -- | Moderados | -- | Sistema de convección organizada originado en los trópicos |
| 2 | Depresión tropical | < 62 km/h | 1005 | -- | Localmente destructivo | Moderado | Ciclón tropical en el que el viento en superficie es de 62 km/h o menos |
| 3 | Tormenta tropical | 63 a 118 km/h | 1004 a 985 | Menor a 1.1 | Destructivo | Moderado | Ciclón tropical bien organizado, de núcleo caliente con vientos de 63 a 118 km/h |
| 4 | Huracán moderado | (Cat 1) 119 a 153 (Cat 2) 154 a 177 | 984 a 980 979 a 965 | 1.2 a 1.5 1.6 a 2.4 | Altamente destructivo | Fuerte | Ciclón tropical de núcleo caliente en el cual el viento máximo sostenido en superficie es de 119 km/h o más. |
| 5 | Huracán intenso | (Cat 3) 178 a 208 (Cat 4) 209 a 251 (Cat 5) =/ > 252 | 964 a 945 944 a 920 < 920 | 2.5 a 3.6 3.7 a 5.4 > 5.4 | Extremadamente destructivo | Severo | |

Saffir-Simpson con la modificación adoptada en el Plan Operativo de Huracanes de la Región IV de la Organización Meteorológica Mundial en abril de 2012 [16]. Si la tormenta llega a intensificarse lo suficiente para rebasar vientos de 119 km/h, entonces se le clasifica como huracán y la formación de marea tormenta genera olas de 1.2 a 1.5 m y si el huracán alcanza una categoría de 5 la marea de tormenta puede alcanzar más de 5.4 m.

2.5 Olas monstruosas

Desde tiempos remotos la gente del mar sabe que a veces, en mares aparentemente en calma surgen abruptamente olas gigantescas, Las olas gigantes, también conocidas como **olas** vagabundas u olas monstruo, son olas relativamente grandes y espontáneas que no se explican por el estado del mar ni por terremotos, y que constituyen una amenaza incluso para los grandes barcos y transatlánticos. En oceanografía, se las define con más precisión como aquellas olas cuya altura es mayor que el doble de la media de la altura del tercio mayor de las

olas en un registro. Dado que estas ondas son poco comunes, sus mediciones y análisis de este fenómeno es extremadamente rara, sin embargo, en enero de 1995, se pudo corroborar la existencia de estas olas, cuando debajo de la plataforma Draupner en el Mar del Norte se midió una ola de 18.5 m de amplitud máxima y 25.6 m de altitud, una ola furtiva que superaba los 10.8 metros de la altura significativa del resto de ese día. La ola fue conocida como la “Ola de Año nuevo” y marcó un antes y un después en la aceptación de la existencia de estas olas monstruo. En la Figura 1.15 se muestra la una fotografía de la plataforma petrolera 15. a) y el registro de la altura de la ola 15. b), y así mismo un histograma de los registros promedio de las alturas de las olas registradas del año 1980 a 2003, por la boya 46005 [17].

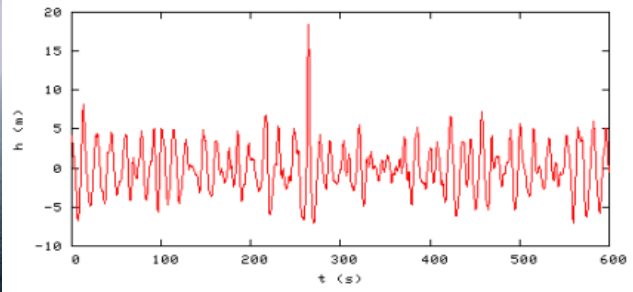
La causa de la formación de estas olas: Interferencia constructiva. A menudo olas extremas se forman porque se superponen, durante su viaje a través del océano, lo hacen a diferentes velocidades y direcciones. A medida que estas olas pasan unas a través de otras, sus crestas, valles, y longitudes veces coinciden y se refuerzan mutuamente. Este proceso puede formar olas inusualmente grandes, imponentes que desaparecen rápidamente. Si las olas viajan en la misma dirección, estas olas montañosas pueden durar varios minutos antes de remitir.

Enfoque de la energía de las olas. Cuando las ondas formadas por una tormenta se desarrollan en una corriente de agua en contra de la dirección normal del oleaje, una interacción puede tener lugar lo que resulta en una reducción de la frecuencia de la onda. Esto puede causar que las olas se unan dinámicamente entre sí, formando olas muy grandes.

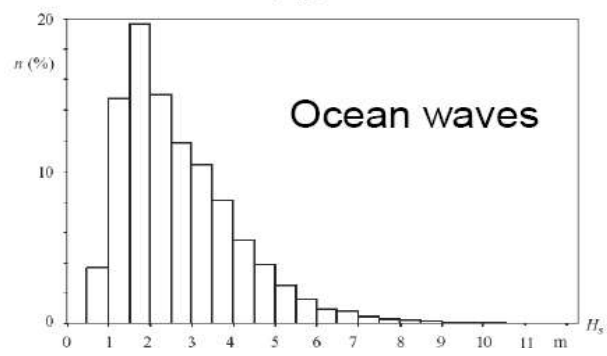
El análisis del comportamiento del oleaje medido en la plataforma Draupner, es análogo a comportamiento estadístico de un pulso de energía en el campo de la óptica, y esta es una de las razones para considerar que las olas monstruosas o gigantes, se podrían explicar a través de una ecuación no lineal



a)



b)



c)

c)

Figura 2.15 (a) Plataforma petrolera Draupner, (b) registro de la ola gigante, (c) Registro promedio de la altura de las olas en el mar [17].

2.6 Justificación

La formación de ondas solitarias presenta un fenómeno universal apareciendo en diferentes sistemas físicos. El estudio de esta forma de propagación de materia aumenta nuestro conocimiento en general y puede ser utilizado para las tecnologías más precisas y avanzadas. Actualmente se puede hablar sobre aplicación de la teoría de ondas no lineales para desarrollar nuevas líneas de telecomunicaciones ultra rápidas, láseres en solitones, conjuntos de átomos congelados tipo condensación Bose-Einstein (BEC). Se están desarrollando fundamentos teóricos del láser atómico basado en un sistema de átomos en el estado de BEC. El desarrollo de la teoría de ondas no lineales para aplicaciones hidrodinámicas es muy actual e importante para México, un país con una línea costera muy larga y una industria turística desarrollada y con alta probabilidad de ser alcanzado por tsunamis locales, regionales o transoceánicos, así como por huracanes de gran intensidad.

De ahí la importancia del estudio de procesos no lineales, como los tsunamis, mediante sistemas de ecuaciones diferenciales parciales no lineales como la ecuación de Schrödinger no lineal, para comprender su comportamiento, su aplicación, así como la interacción con el ambiente y contribuir con el discernimiento de la complejidad ambiental, puesto que en ella convergen diferentes miradas y lenguajes sobre lo real que se construyen a través de epistemologías, racionalidades e imaginarios sobre la naturaleza.

2.7 Hipótesis

Debido a que una onda solitaria también llamado solitón tiene la característica de propagarse en un medio no lineal sin deformarse, al acercarse a las playas el solitón disminuye su longitud de onda pero incrementa su altura y energía de choque provocando un enorme daño a los perfiles de las zonas costeras, arrecifes coralinos, personas, etc., se enfocó en demostrar que *“la forma de la zona litoral (prerribera, ribera cercana, playa baja y playa alta) es un elemento amplificador en el avance de las ondas monstruosas”*.

2.8 Objetivos

2.8.1 Objetivo general

Se desarrolló y aplico los métodos matemáticos para estudiar las soluciones analíticas de la NLSE generalizada y las propiedades de sus soluciones del tipo solitón, así como sus colisiones, interacciones y su propagación, para diseñar elementos que disminuyan el impacto destructivo de las olas producidas por huracanes y olas gigantes o tsunamis.

2.8. 2 Objetivos específicos

Se determinó las variables que describen el comportamiento de una ola gigante.

Se desarrolló el sistema de ecuaciones que describe la interacción de olas con la zona litoral de la bahía de Acapulco.

Se determinó las variables que describen los elementos de protección contra el oleaje.

Se desarrolló el sistema de ecuaciones que describe la interacción de olas con los elementos de protección.

Simulo la interacción de los elementos de protección, las formas del litoral y las olas empleando el software diseñado.

Obtuvo el mejor elemento de protección a partir de las simulaciones.

CAPÍTULO 3. MARCO TEÓRICO

3.1. La ecuación de Korteweg-de Vries

El conocimiento preciso de estos procesos es tarea difícil y gracias a los modelos matemáticos, se puede simular y conocer estas transformaciones cuya importancia en el modelaje costero, en la dinámica de corrientes y sedimentos, así como en la morfodinámica los hace imprescindibles en cualquier proceso de caracterización morfodinámica. De tal manera que los modelos matemáticos de previsión de oleaje se han convertido en una herramienta ampliamente utilizada por ingenieros marítimos oceanógrafos e investigadores [2].

Los modelos matemáticos han sido utilizados como procesos dinámicos que ayuda a entender cierto problema o alguna situación de interés en física, química o biología etc. El asunto es que el problema o situación es compleja, afectada por muchas variables.

Siendo complejo el problema este tiene un componente cuantitativo, una cantidad extrema de interacciones e interferencias entre un número muy grande de unidades, Pero la complejidad no comprende solamente cantidades de unidades e interacciones que desafían nuestras posibilidades de cálculo; incluye también incertidumbres, indeterminaciones, fenómenos aleatorios. La complejidad siempre está relacionada con el azar [18].

Es en este sentido los fenómenos físicos como los tsunamis y olas de tormenta generados por los vientos de huracanes, son fenómenos complejos afectados por muchos factores y sujetos incertidumbre. Sin embargo, se puede lograr un abordaje matemático para su explicación.

Existen múltiples modelos que describen la propagación de ondas no lineales. Algunos modelos se basan en ecuaciones tipo Boussinesq, que contienen términos dispersivos y no lineales. Otros modelos retienen los términos no lineales, pero desprecian los términos dispersivos. Y hay modelos más simples, constituidos únicamente por ecuaciones lineales. Entre los modelos que toman en cuenta términos dispersivos y no lineales está la famosa ecuación de *Korteweg-de Vries* (KdV) (3.1):

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} = 0. \quad 3.1$$

Los holandeses Diedereik Johannes Korteweg y Gustav de Vries hallaron esta ecuación en 1895, mientras buscaban una explicación para el fenómeno observado por el ingeniero escocés John Scott Russell, quien en agosto de 1834 vió que una pequeña onda, generada por el movimiento de una lancha a lo largo de un angosto canal, lograba avanzar varios kilómetros sin desvanecerse. La ecuación KdV permaneció casi olvidada hasta 1965, cuando Norman Zabusky y Martin Kruskal [19] la re-descubrieron al examinar el fenómeno de *recurrencia* descubierto por Fermi, Pasta y Ulam en 1955 mientras estudiaban la propagación de calor en sólidos mediante un modelo unidimensional sencillo. Zabusky y Kruskal hallaron numéricamente que la ecuación KdV describe la propagación de pulsos de distintas alturas y velocidades, que recuperan sus formas y velocidades originales después de chocar entre sí. Sorprendidos por este comportamiento, Zabusky y Kruskal inventaron el nombre de “**solitón**” para designar a estas curiosas ondas no lineales. Dos años después, Gardner, Greene, Kruskal y Miura desarrollarían el originalísimo método conocido en inglés como “*inverse scattering transform*” (IST), que permitía resolver el problema de condiciones iniciales para la ecuación KdV [20]. Por primera vez en la historia se descubría una forma de resolver una ecuación diferencial parcial no lineal (y no linealizable mediante cambios de variables). En los años siguientes se continuó estudiando intensivamente la ecuación KdV, la cual pronto se convirtió en el prototipo de las ecuaciones “*solitónicas*”.

El solitón ha sido considerado como uno de los fenómenos de mayor importancia y belleza en los últimos años en la física no lineal. En particular, los solitones ópticos están siendo ampliamente estudiados con la finalidad de convertirlos en la base de los sistemas de comunicación puramente ópticos. Los solitones son ondas no lineales que exhiben un comportamiento extremadamente inesperado e interesante. **Un solitón es una onda solitaria que se propaga sin deformarse en un medio no lineal.** Se encuentra en fenómenos físicos como solución a ecuaciones diferenciales no lineales.

La ecuación KdV se empezó a utilizar en la década de los 80s para describir a los *tsunamis*, y actualmente variantes de esta ecuación siguen siendo útiles para entender cómo se comportan estas ondas [21].

El uso de solitones fue propuesto en 1973 por Akira Hasegawa [22], de los laboratorios Bell de la empresa AT&T, para mejorar el rendimiento de las transmisiones en las redes ópticas de telecomunicaciones. En 1988 Linn Mollenauer y su equipo transmitieron solitones a más de 4.000 Km usando el efecto Raman (nombre de un científico Indio que describió una forma de amplificar las señales en una fibra óptica) [23]. En 1991, también en los laboratorios Bell, un equipo transmitió solitones a más de 14,000 Km utilizando amplificadores de Erblio. En 1998 Thierry Georges y su equipo del centro de investigación y desarrollo de France Télécom combinaron solitones de longitudes de onda diferentes para realizar una transmisión a razón superior a 1 terabit por segundo (1,000,000,000,000 bits / segundo) [24]. En 2001 los solitones encontraron una aplicación práctica con el primer equipo de telecomunicaciones, que los utilizaba para transporte de tráfico real de señales sobre una red comercial.

3.2 La ecuación no lineal de Schrödinger

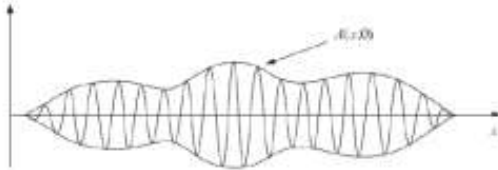
Hay un gran número de EDPNLs o ecuaciones de evolución no lineales que presentan soluciones solitónicas, como la ecuación de Korteweg-de Vries, la ecuación de Boussinesq, la ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE), la ecuación sin-Gordon, etc.

La analogía física de la propagación de ondas no lineal en la óptica y en la hidrodinámica se conoce desde hace décadas, y la NLSE se aplica para las dos áreas en ciertos límites. Una analogía entre esta inestabilidad óptica y las olas gigantes oceánicas se sugirió por dos razones. En primer lugar, las distribuciones altamente sesgadas a menudo se consideran para definir procesos extremos, ya que prevén que los eventos de gran amplitud lejos de la media todavía se observan con una probabilidad no despreciable. Y, en segundo lugar, el régimen especial de generación de supercontinuo óptico se desarrolló a partir de la inestabilidad de modulación (MI), un proceso no lineal asociado con la amplificación exponencial de ruido que previamente había sido propuesto como un mecanismo generador de olas gigantes del océano [29]. De tal manera que grupos de ondas en agua del océano y pulsos ultracortos en fibras ópticas están ambos descritos por la misma ecuación NLSE.

En la Figura 3.1 se muestra la analogía en el comportamiento no lineal de las olas en el océano y pulsos ultracortos conducidos a través de una fibra óptica.

$$\frac{\partial A}{\partial t} + i\sigma \frac{1}{8} \frac{\omega_0}{k_0^2} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + i\beta \frac{1}{2} \omega_0 k_0^2 |A|^2 A = 0$$

A is surface elevation of wave group
 $\sigma, \beta \sim 1$ in deep water



$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - i\gamma |A|^2 A = 0$$

A is amplitude of pulse envelope
 $\beta_2 < 0$ group velocity dispersion
 γ nonlinearity

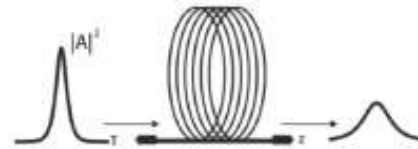


Figura 3.1 Analogía entre olas en el océano y pulsos ultracortos.

Ondas ópticas y en agua tienen la misma no linealidad- su velocidad depende de la

A gran escala las ondas (olas) en el océano pueden ser representadas en una dimensión (1 D).

$$\frac{\partial A}{\partial t} + i\sigma \frac{1}{8} \frac{\omega_0}{k_0^2} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + i\beta \frac{1}{2} \omega_0 k_0^2 |A|^2 A = 0$$

A es la elevación de la superficie del grupo de ola.

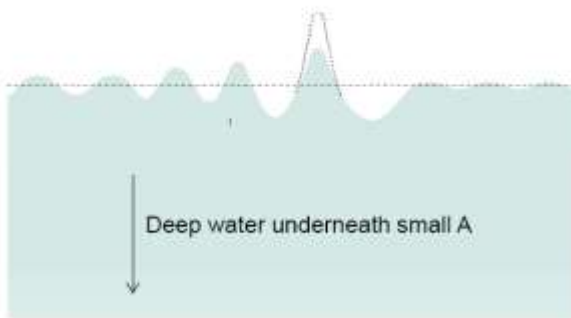


Figura 3.2 Representación de una onda del mar.

3.3 Simulación de olas gigantes en laboratorio

La estructura grupal de las olas del mar es una característica importante que determina, por ejemplo, condiciones de navegación y transportación de cargas. El proceso de generación de olas por condiciones climatológicas es complejo; el espectro de viento típico no es estrecho, y la coexistencia de diferentes escalas en el espectro se hace evidente a través de las

modulaciones de onda. Debido a la dispersión de ondas en superficie, los grupos de ondas se separan y agrupan todo el tiempo de manera estocástica. Debido a las interacciones no lineales, las ondas superficiales regulares de aguas profundas tienen tendencias a formar grupos. Este efecto se conoce como inestabilidad de modulación (MI) [30, 31,32]. Las olas gigantes oceánicas están actualmente comúnmente relacionadas con la MI [33,34, 21]. La MI es más eficiente cuando el espectro de frecuencia es estrecho. En particular, un aumento crucial de la probabilidad de una ola grande cuando el espectro es estrecho se ha observado muchas veces en simulaciones numéricas de propagación de ondas unidireccionales dentro de diferentes modelos, así como en los experimentos de laboratorio [21, 35, 36,37]. La MI es evocada por las propiedades físicas básicas de las ondas de gravedad en aguas profundas, la dispersión y la no linealidad débil.

La ecuación no lineal de Schrödinger es un modelo más simple para descripción de ondas superficiales no lineales [38]. La NLSE para ondas unidireccionales es integrable y posee soluciones solitónicas para un envolvente de grupa de ondas. Estos grupos existen debido al equilibrio entre la no linealidad y la dispersión; no se dispersan con el tiempo y no se desintegran cuando interactúan con otras ondas, por lo tanto, son objetos crucialmente diferentes en comparación con los grupos de ondas lineales.

Ablowitz y Segur establecieron que grupos de ondas estables con mayor pendiente (steepness) $kA \approx 0.13$ (donde k es el número de onda y A es la amplitud) tienen formas que concordaron bien con la predicción de la NLSE [39]. Grupos de ondas solitarias intensas con pendiente $kA \approx 0.3$ se reprodujeron con éxito en experimentos de laboratorio Figura 2.3 [40].

Las colisiones de los grupos de ondas solitarias se simularon dentro de las ecuaciones de Euler en trabajos de Zakharov [41], Slunyaev [42], y Dyachenko.[43]. La conclusión general de estos trabajos es que los grupos solitarios interactúan en gran medida de forma elástica.

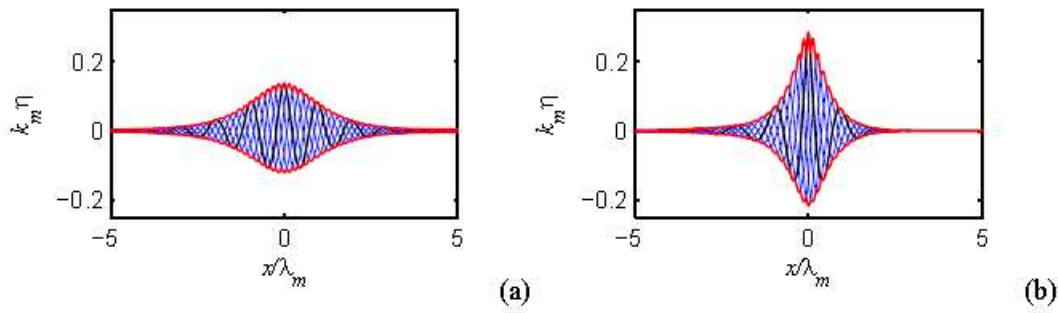


Figura 3.3 Los grupos de ondas solitarias con pendiente (a) $kA \approx 0.13$ y (b) $kA \approx 0.30$ que han usado los experimentos numéricos. La curva roja muestra el envolvente [40].

En el límite de no linealidad y modulación débiles, los solitones se describen mediante la teoría de NLSE totalmente integrable, y esta teoría es ventajosa para la comprensión del comportamiento de ondas no lineales complicadas. Los solitones de envolvente que se propagan sobre ondas de fondo de amplitud significativa, corresponden a las soluciones de la NLSE tipo “breather” (la solución estacionaria de dos solitones) que son prototipos de ondas gigantes (rogue waves) [21, 44, 45]. Debido a combinaciones particulares entre las fases de grupos solitarios y ondas del fondo, se pueden resumir y causar olas extremadamente grandes [46, 47].

La figura 3.4 muestra la comparación de formación de una onda gigante observada experimentalmente en un tanque de agua con una solución tipo Peregrine de la NLSE [48]. El problema de interacción entre ondas y estructuras tiene un interés práctico extremo, ha sido ampliamente estudiado teóricamente, numéricamente y experimentalmente, igual como las olas regulares, permanentes o solitarias, que se propagan a través de aguas relativamente poco profundas [49].

Asimismo, se ha puesto a prueba de manera experimental con éxito las soluciones de la NLSE con condiciones de mar adversas, en donde se construyó un estanque para contener agua con un pistón para provocar desplazamiento de agua y un barco petrolero con una escala 1:70 [44]. Los resultados concluyen que las soluciones a la NLSE permiten generar eventos de ondas u olas gigantes para la investigación sistemática del impacto en los buques, lo cual podría cambiar las normas para la construcción de barcos.

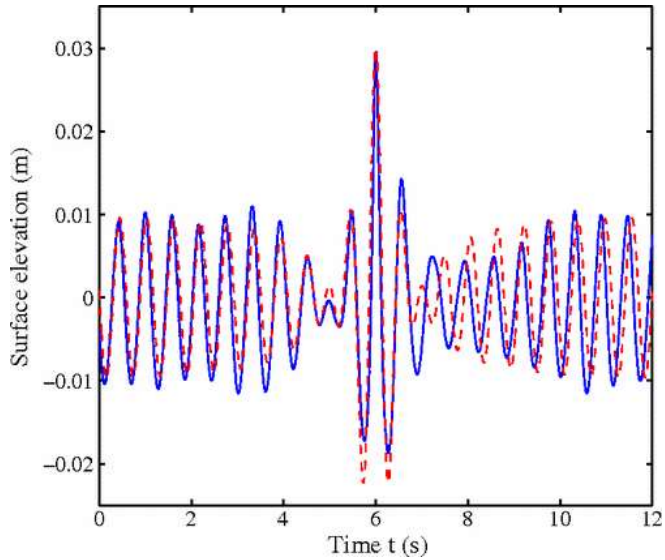


Figura 3.4 Comparación de la altura de la superficie medida en la posición de máxima amplitud de la onda gigante (línea continua) con la solución Tipo Peregrine (línea discontinua) evaluada en $X = 0$. [48]

Sin embargo, la generación experimental de ondas de tipo Peregrine y su aplicación a las pruebas con condiciones adversas del mar no solo es objeto de análisis matemático, sino que tenga un impacto importante en el estudio de onda/estructura de la interacción durante las condiciones oceánicas extremas [44]. En la Figura 3.5 se muestra el buque tanque construido a escala 1:70 y la interacción la onda generada.



Figura 3.5. Pruebas con condiciones adversas del mar de mantenimiento utilizando soluciones de la NLSE [44].

Después de los primeros experimentos en óptica, los efectos no lineales están siendo estudiadas y observadas en una variedad de contextos hidrodinámicos. En uno de ellos consideran la interacción de una ola con la pared vertical [50] en donde concluyen que grupos de olas pueden producir incrementos de inundaciones mucho más altos que lo predicho. En particular, con ciertas frecuencias de ondas incidentes, las alturas de inundación superaron a la amplitud de onda inicial por un factor de cinco, lo que sugiere que el conocimiento de la onda empleada en el diseño de estructuras costeras podría necesitar ser revisada.

La solución a la ecuación con aplicación en hidrodinámica también se ha observado en el contexto de la hidrodinámica de las ondas de superficie generadas por la gravedad, revelando la correspondencia entre la dinámica de ondas 1D en tanques y sistemas de fibra óptica [51].

3.4 protección de línea costera con estructuras artificiales

3.4.1 La zona costera de la bahía de Acapulco

La idea central del trabajo es obtener soluciones numéricas de la NLSE de manera adecuada la descripción del movimiento de una ola con las características de un tsunami aproximándose a la zona costera. Como primer paso es necesario estudiar la zona costera para realizar el modelo. Por lo que decidió basarse en la bahía de Acapulco, Guerrero, por su alta densidad de población en el municipio, dado que es el quinto más poblado en zonas costeras para el año 2010 tenía una población de 863,431 habitantes y debido a la importancia económica por su actividad turística. La bahía de Acapulco tiene forma oval, con su eje mayor orientado a los paralelos (este a oeste), y el eje menor a los meridianos (norte a sur). En sus flancos sureste y noroeste tiene grandes puntas que aíslan la bahía del exterior, comunicándose al océano Pacífico sólo mediante la Boca Grande. En la accidentada punta, al sureste de la Boca Grande, se encuentra Punta Guitarrón y Punta Brujas; más hacia el sureste está la bahía de Puerto Marqués y Punta Diamante. Al oeste de la Boca Grande se encuentra la Punta Grifo, la ensenada de los Presos y la Piedra del Elefante, además de la Isla de la Roqueta, separada del continente, formando la Boca Chica, como se muestra en la Figura 3.6



Figura 3.6 Bahía de Acapulco y playas que la integran, carta topográfica E14C57.

En el año 2003 SEDESOL elaboró un atlas de riesgos para el municipio de Acapulco donde se incluyó el riesgo de inundación por tsunamis para la zona costera de Acapulco incluyendo a la bahía, como se muestra en la Figura 3.7, la línea roja indica las zonas de alto riesgo de inundación por tsunami y las líneas amarillas las zonas de bajo riesgo de inundación [15].

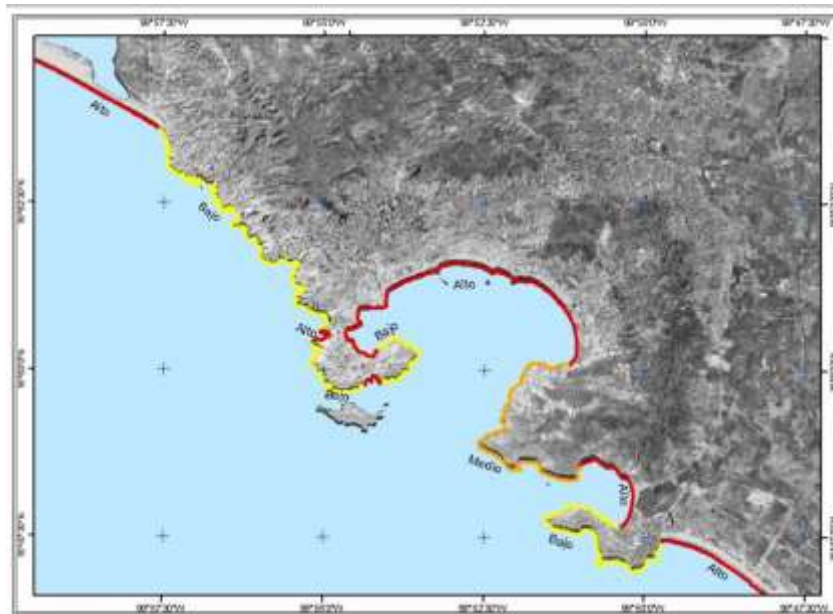


Figura 3.7 Mapa de riesgo de inundación por tsunami de la zona costera de Acapulco [15].

Como se observa de la Figura 3.2 la bahía de Acapulco se catalogó como zona de alto riesgo de inundación.

Asimismo, SEDESOL realizó una microzonificación del riesgo de inundación para las diferentes playas que integran la bahía de Acapulco, como se observa en la Figura 3.8 [5].

La elaboración del mapa de riesgo de inundación por Tsunami SEDESOL, tomó en cuenta los datos históricos de la llegada de tsunamis a la bahía de Acapulco, sin embargo, no se realizó una asociación con la batimetría de las diferentes playas, las cuales presentan las siguientes características; que la batimetría frente a la zona de Acapulco es homogénea, con una pendiente aproximada de 0.09, esto es que a 12 km de la costa ya se tiene una profundidad de 1000 m.



Figura 3.8 Microzonificación del riesgo de inundación por Tsunami de la bahía de Acapulco [15].

En la Boca Grande, la entrada a la bahía de Acapulco, existe un pequeño cañón, con una profundidad de 36 m en su cabeza, al interior de la bahía que termina en una profundidad

de 68 m, a una milla al sur de la Boca Grande, Las secciones batimétricas levantadas, perpendiculares a la costa de Acapulco, de 0 a 1.5 km, tienen una pendiente del 1.6% en promedio, y no se observaron estructuras relevantes, lo que explicaría el riesgo de inundación, por lo que el siguiente paso es realizar un modelo de la interacción de un tsunami empleando estas características de la batimetría de la zona costera de la bahía, se tiene información de la línea de costa hacia mar adentro, como se muestra de manera esquemática en la Figura 3.9 la cual abarca las partes que constituyen el litoral, desde la preribera que es la parte más profunda y alejada, seguida de la rivera cercana, hasta la playa baja y la playa alta, y como se observa en la Figura 3.9 la inclinación que presentan el frente de playa de las cuatro zonas de la bahía de Acapulco es muy similar [54].

La característica homogénea explicaría el alto riesgo de inundación de las diferentes playas catalogadas con alto riesgo de inundación por tsunami.

Faltando analizar la manera de incluir los diferentes parámetros (topografía del fondo, interacciones de onda no lineal, ruptura de la ola, la disipación de energía, y los efectos de flujo de retorno) que afectan a una ola (tsunami) cuando este se acerca a una playa idealizada en primera instancia como la que se muestra en la Figura 3.10 en donde la profundidad del mar alejada de la costa es uniforme y el Angulo de inclinación de la línea costera es uniforme y en caso de la Figura con una Angulo de 45° [12].

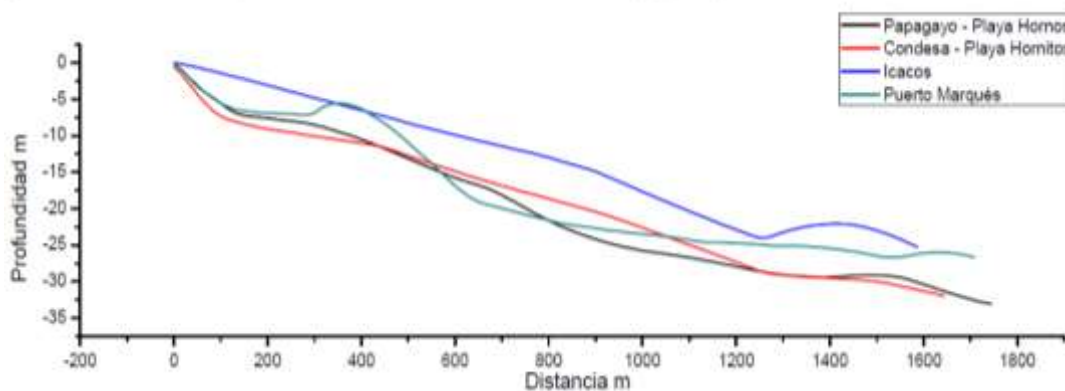


Figura 3.9 Perfiles batimétricos de la línea de costa de la bahía de Acapulco [54].

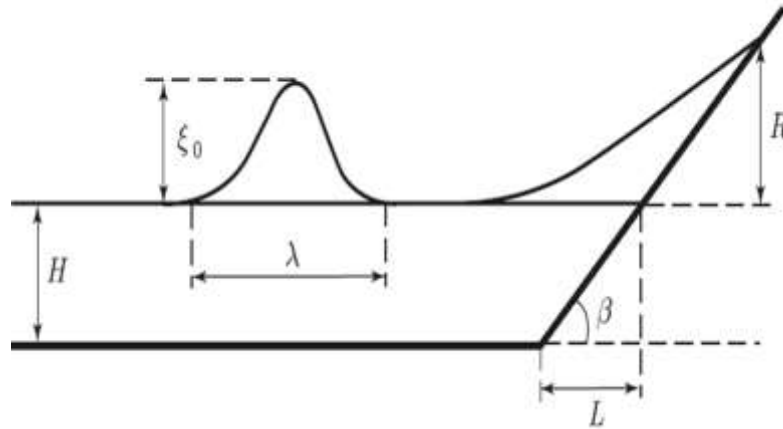


Figura 3.10 Perfil idealizado del acercamiento de un tsunami a una playa hipotética ideal [12].

3.4. 2. Tipos de rompeolas con el fin de protección de la costa y puertos

Se han desarrollado muchos tipos de rompeolas con el fin de protección de la costa y puertos. El objetivo común de estas estructuras es reducir la altura de onda y la energía a un nivel aceptable en las zonas costeras. De tal manera que se han propuesto tanto estructuras sumergidas o emergidas, con diferentes configuraciones geométricas desde la trapezoidales, en algunos casos se han realizado experimentos de laboratorio donde los resultados obtenidos indican que para rompeolas sumergidos, la transmisión de la ola es grande y ofrece poca protección contra olas grandes como los tsunamis, así como cuando se trata de rompeolas emergidos, sigue existiendo transmisión de la ola, y lo que encontraron es este estudio fue que incrementando la anchura de la cresta del dique o rompeolas se generaban olas más pequeñas, dejando abierto el análisis de la influencia de las pendientes de los diques [55], en la Figura 3.11 se muestra un esquema de la configuración del rompeolas, el cual tiene un forma trapezoidal y se encuentra sumergido.

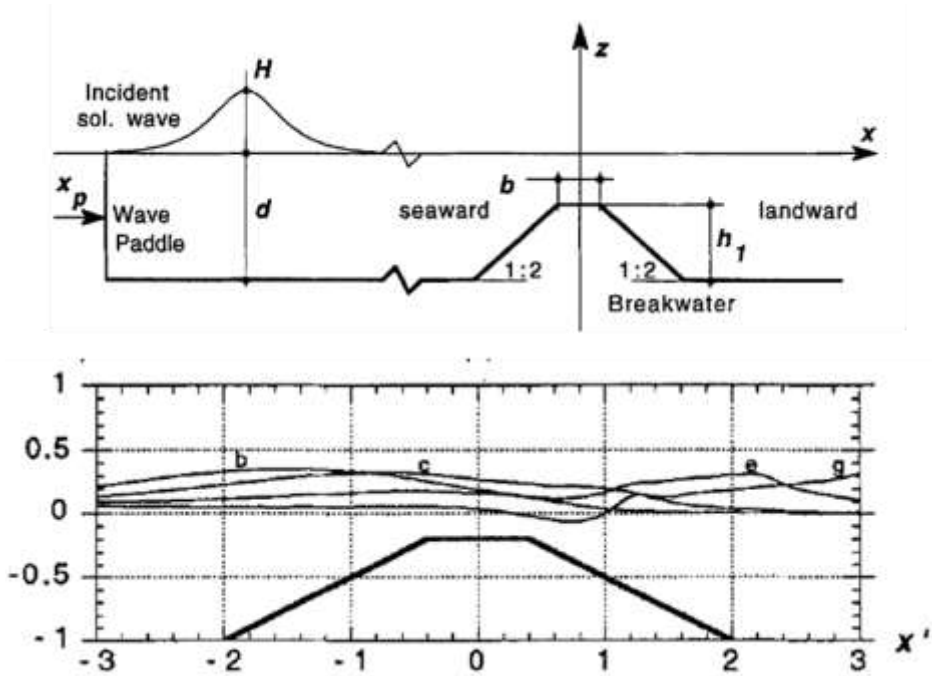


Figura 3.11 Dique trapezoidal, con dirección a la tierra y hacia el mar, una altura $h_1 = 0,4$ m, y una anchura en la cresta $b = h_1$ (55).

Asimismo otras propuestas de rompeolas para disminuir el impacto de intensidad de un tsunami, son los rompeolas ranurados verticales, elegido para proporcionar una protección económica a los puertos, en este caso realizaron experimentos y simulación para establecer si existía disipación de las olas y en ambos resultados tanto numéricos y experimentales indican que la transmisión de la onda solitaria disminuye y el reflejo de la onda aumenta con la reducción de las diferencias entre los cilindros adyacentes, y que tanto la transmisión como coeficientes de reflexión no son muy sensibles a la variación de altura de las olas, en la Figura 3.12 se muestra un esquema de las características de este rompeolas [56].

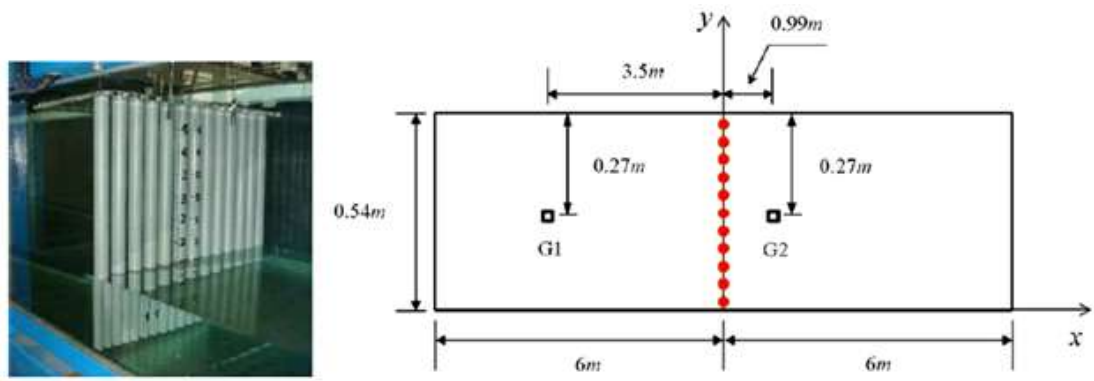


Figura 3.12 Una vista del rompeolas vertical ranurado (zquierda) y el esquema de la configuración computacional [56].

En la Figura 3.13 y se muestra uno de los resultados de una medición del oleaje incidente, transmitido y reflejado [56].

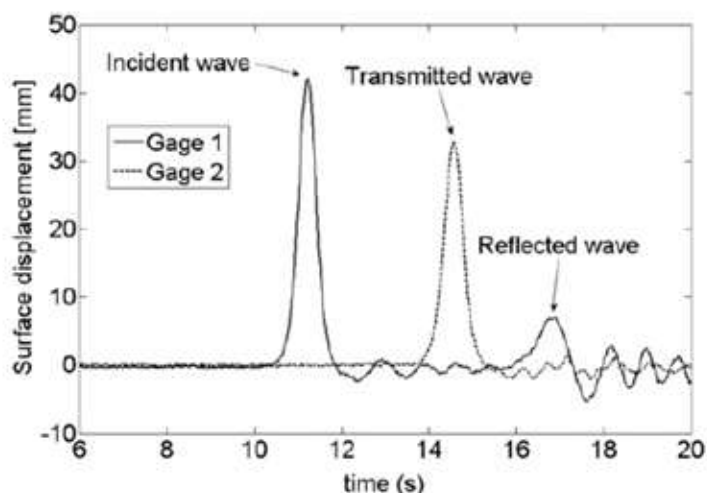


Figura 3.13 Mediciones de las ondas incidente, reflejadas y transmitidas [56].

Existe información asimismo que una de las soluciones más eficaces para mejorar la estabilidad de las estructuras costeras es construir un rompeolas sumergido en frente de la infraestructura en situación de riesgo. El éxito de esta estrategia se debe al mecanismo de disipación de energía en los bordes de un rompeolas sumergido, en el que las ondas se descomponen en armónicos más altos y la energía de la onda se refleja parcialmente. Por otra parte, un rompeolas sumergido tiene las ventajas de la eficiencia de ingeniería para proteger a las comunidades costeras, y un diseño respetuoso del medio ambiente, lo que asegura que el paisaje natural y el ecosistema se conserven. La mayoría de los estudios sobre estructuras sumergidas se han llevado a cabo en un intento de comprender la evolución de una onda incidente durante la propagación sobre la cresta sumergida y examinar el efecto de las ondas de transmisión a la costa y estructuras costeras. La interacción entre las olas y rompeolas sumergidos en condiciones de no separación ha sido investigada a fondo el uso de diferentes enfoques [57].

De tal manera que las investigaciones han desembocado en la solicitud de patentes, como las siguientes: una tecnología propone construir barreras sumergidas tsunami en alta mar con el fin de reflejar totalmente las olas del tsunami antes de que crezcan a alturas catastróficas en la costa. El cual consiste de un puente de doble portón que inicia desde una rampa en la costa y permite insertar vallas de acero en ambos lados y dejar caer rocas en el espacio entre los dos pontones con el fin de erigir una pared vertical estable. Este es asistido

por tubos verticales de acero, rellenos de hormigón, para conectar vallas de acero vecinos para erigir una barrera largo paralelo a la costa. Esta barrera se extiende por encima del nivel del mar y está cubierto por un camino de suministro y servicio flanqueado a ambos lados por muros de hormigón con tapones de sobretensiones con el fin de evitar el desbordamiento de las olas de tormenta. Turbinas o ruedas hidráulicas dentro de la barrera usarán las mareas para generar electricidad, y las cercas en las lagunas de la barrera de permitir el intercambio de agua de mar para el depósito de barrera y la formación de las grandes explotaciones de pesca. El trabajo de construcción está protegido por una valla de acero horizontal extendida, mantiene flotando por pontones y fijado al fondo del mar, con el fin de atenuar las olas de tormenta como se muestra en la Figura 3.14 [58].

Otra patente encontrada plantea la construcción de muros de gaviones construidos en el mar como barreras tsunami, que se extenderían al menos 50 metros hasta 4 kilómetros por debajo del nivel del mar, así como paredes verticales que se extienden sobre el nivel del mar, protegidos preferentemente con estructuras triangulares como tapones de sobretensión, con dirección a la tierra de estabilización, en sustitución de diques y diques convencionales y para salvar las zonas terrestres.

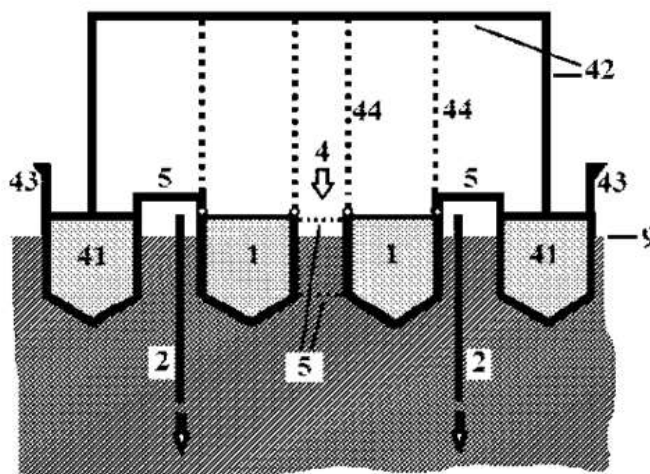


Figura 3.14 Representación esquemática del puente de doble [58].

Paredes verticales de vallas que se extienden sobre el nivel del mar, que son circulares y lleno de roca, rodean pilares para proteger las plataformas, plantas de energía eólica, pilares de puentes y otras estructuras submarinas, como se muestra en la Figura 3.15 representa una

sección transversal esquemática de una barrera vertical. En este caso idealizado de la barrera vertical se extiende a la parte inferior del océano, típicamente de 4 km, y por lo tanto refleja totalmente la onda de presión del tsunami. Sin embargo, si se considera la variación de la velocidad de la onda y los relativos el desarrollo de amplitud durante el movimiento hacia la costa, que es durante experimentando en agua de profundidad reducida, uno se da cuenta de que las olas del Tsunami son altas en agua con profundidad menor a 500 m o incluso 200 m [59].

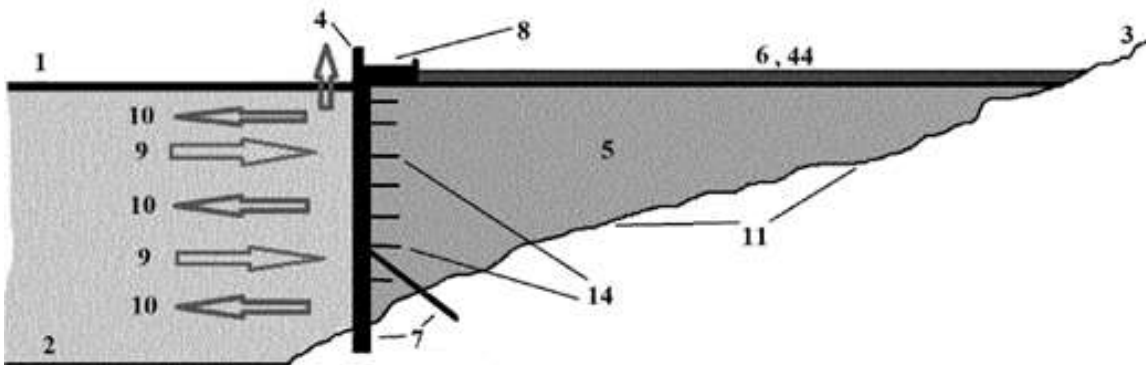


Fig. 1

Figura 3.15 Representación esquemática de una pared vertical contra tsunamis [59].

Otra invención se basa en el principio de que las ondas de presión se reflejan respectivamente con la erosión mínima de las paredes verticales. Aunque los perfiles de paredes ligeramente redondeadas o paredes ligeramente inclinadas también tienen un efecto reflejo razonable, la pared vertical tiene una ventaja de fácil fabricación, control, reparación y limpieza.

La invención se basa en la reflexión de las ondas de presión/de choque aproximadamente horizontal en una pared vertical (barrera) sumergida en el mar y fijado a fondo marino. Si la barrera vertical se extiende al fondo del mar (por lo general de 4 km en el Pacífico) su reflexión total previene la formación de olas del tsunami catastróficos. Si la altura de la barrera es menor, entonces la relación de altura de la barrera a la profundidad del mar aproximadamente determinará la fuerza de reducción de la onda del tsunami, dejando de lado la fricción en el suelo y la interferencia entre el entrante y que refleja las ondas de choque. En

este caso una barrera por encima del nivel del mar hacia la costa tiene que estar dispuesta para detener la ola del tsunami reducida figura 3.16 [60].

Asimismo, se han propuesto otras configuraciones de los diques o barreras como en el siguiente ejemplo; diseñado para un romper olas efectivamente, capaz de resistir el ataque de tsunami, cuando este llega de repente, a calle en los pueblos, puertos, etc. cerca de la orilla del mar que los protegen contra catástrofes como resultado del tsunami. También proporciona un método para proteger una bahía mediante el uso rompeolas, así como para proteger los barcos anclados en la bahía desde el ataque del tsunami.

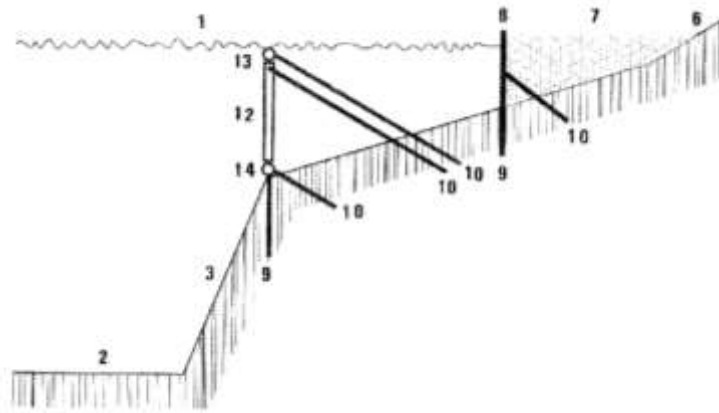


Figura 3.16 Representación esquemática de una sección transversal De un ejemplo de una barrera flexible [60].

En la Figura 3.17 se muestra de forma esquemática la forma de un dique convencional, emergido, mientras que en la Figura 3.18 se muestra un esquema del dique propuesto en esta patente. Con el fin de indicar las diferencias características entre un rompeolas típico y un rompeolas contra tsunami de acuerdo con la invención

La sección transversal del rompeolas se muestra en la Figura 3.17 es un trapecoide ABCD con una parte superior más corta, una parte inferior más larga AD lado y una cara lateral AB frente al mar, denotada por una línea recta, en la que el lado AB indica la superficie del dique que esta frente al mar se encuentra en la forma de una pendiente.

Visto desde su sección transversal como se muestra en la Figura 3.18, el rompeolas en uno de los lados es curvo trapecoide ABCDEFG con un lado EF superior más corto, un lado inferior AG lado más largo y una cara lateral ABCDE frente al mar H siendo en forma de una curva.

La posición A del lado curvo trapezoide cerca de la orilla del mar es el punto más bajo, y la zona vecina de la misma es relativamente plana. Como las curvas se incrementa curva hacia arriba poco a poco en una dirección desde el punto A hasta los puntos B, C, D. Su radio de curvatura se reduce gradualmente, y su centro de curvatura también se reduce gradualmente. La altura del centro de curvatura de la curva de O en la posición D cerca del punto E en el lado superior de la escollera se ha bajado por debajo la altura del rompeolas. La curva DE después del punto D se extiende hasta el punto E en la superficie superior en forma de una línea vertical, o una línea recta o una curva ligeramente inclinada hacia el exterior. Los perfiles del ABCDE lado curvo del trapecio lado curvo es similar a una parábola cóncava, lo que representa que la superficie del dique tsunami frente al mar se encuentra en la forma de una superficie en forma de paraboloides [61].

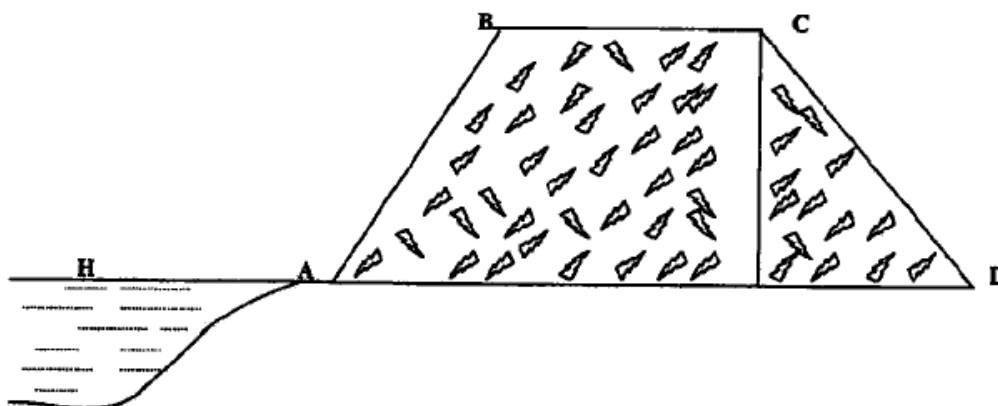


Figura 3.17 Esquema de una sección de un dique convencional [61].

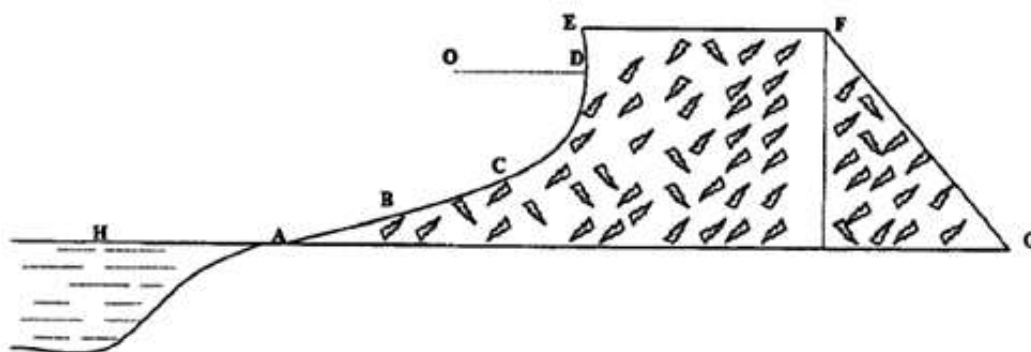


Figura 3.18 Vista de una sección de un rompeolas tsunami de acuerdo con la invención tomada a lo largo de su sección transversal [61].

CAPÍTULO 4 METODOLOGIA

En este trabajo se enfocó en la NLSE:

4.1 La ecuación no lineal de Schrödinger

$$i \frac{\partial}{\partial t} \psi(r, t) + \left[\nabla^2 + |\psi(r, t)|^2 + V(r) \right] \psi(r, t) = 0 \quad (4.1)$$

Que describe la dinámica de una onda solitaria con amplitud compleja en un medio no lineal dispersivo. La generalización de la ecuación (4.1) fue realizada en [23, 25-28] y conduce a la siguiente forma de la ecuación de Schrödinger con los coeficientes dependientes del tiempo y los potenciales externos:

$$i \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{2} D(t) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + R(t) |u|^2 u + V(x) u = 0 \quad (4.2)$$

Bajo ciertas condiciones, la ecuación (4.2) tiene soluciones analíticas que fueron nombradas solitones no autónomos. Este tipo de solitones pueden ser usados en líneas de comunicación ultra rápidas con la dispersión cambiada por la longitud de línea óptica, ajustada de tal manera que permite mantener el pulso no lineal en forma de solitón y así propagarse sin perder su energía.

4.2 Solitones de envolvente

Los solitones de envolvente son soluciones estables de la NLSE que gobierna la evolución de una función compleja del espacio y el tiempo, $A(x, t)$ [38, 52].

$$i \left(\frac{\partial A}{\partial t} + C_{gr} \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \alpha |A|^2 A + \beta \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} = 0. \quad (4.3)$$

La envolvente compleja $A(x, t)$ determina simultáneamente la elevación de la superficie $\eta(x, t)$ y la potencial de velocidades en el nivel de agua en reposo, $\phi(x, t) = \phi(x, z=0, t)$, como

$$\eta = \text{Re}(A \exp(i\omega_0 t - ik_0 x)), \quad (4.4)$$

$$\phi = -\frac{g}{\omega_0} \text{Im}(A \exp(i\omega_0 t - ik_0 x)), \quad (4.5)$$

Donde k_0 y ω_0 son el número de ondas y la frecuencia cíclica de carrera, que están relacionados de acuerdo con la relación de dispersión; C_{gr} es la velocidad lineal de grupo, g es la aceleración de gravedad.

Para el problema de valor inicial, todos los coeficientes son funciones de k_0 y profundidad del agua, h . En el límite de la profundidad del agua infinita, $k_0 h \rightarrow \infty$, las relaciones de dispersión y los coeficientes tienden a las siguientes expresiones,

$$\left(\omega_0 = \sqrt{gk_0} \right), \quad \left(C_{gr} = \frac{\omega_0}{2k_0} \right), \quad \left(\beta = \frac{\omega_0}{8k_0^2} \right), \quad \left(\alpha = \frac{\omega_0 k_0^2}{2} \right). \quad (4.6)$$

En este límite, la envolvente de solitón es

$$A_{sol}(x, t) = \frac{A_0}{\cosh[\sqrt{2}k_0 a(x - C_{gr} t)]} \left(\exp(i \frac{a^2}{4} \omega_0 t) \right), \quad (4.7)$$

Donde la amplitud adimensional $a \equiv k_0 A_0$ caracteriza la inclinación máxima de la ola.

Dentro de la ecuación integrable de NLSE (4.3), los solitones envolventes persisten e interactúan elásticamente con todas las demás ondas, incluidos otros solitones de envolvente. Desde el punto de vista de experimentos de laboratorio, se espera que un solitón envolvente forme un grupo de ondas estructuralmente estable, que no muestra una variación significativa de la forma de la envolvente cuando se propaga. Por ejemplo, en los experimentos [40], los grupos viajaron por alrededor de 60 longitudes de onda o 15-30 longitudes de grupo a lo largo del tanque sin un cambio significativo de la forma del grupo o radiación notable.

4.3 Transformada de dispersión inversa

Es método introducido en 1967 por Gardner, Greene, Kruskal y Miura que proporciona una solución al problema del valor inicial para una ecuación diferencial parcial no lineal integrable, con la ayuda de las soluciones a los problemas de dispersión directa e inversa para una ecuación diferencial ordinaria lineal asociado. Ciertas ecuaciones diferenciales parciales no lineales se clasifican como integrables en el sentido de que sus problemas del valor inicial correspondientes se pueden resolver con la ayuda de una transformada de dispersión inversa.

La idea detrás del método de transformada de dispersión inversa es la siguiente: cada ecuación diferencial parcial no lineal integrable, está asociado con una de ecuación diferencial ordinaria lineal (o un sistema de ecuación diferencial ordinaria lineal) que contiene un parámetro λ (generalmente conocido como el parámetro espectral), y la solución $u(x, t)$ para la ecuación diferencial parcial no lineal aparece como un coeficiente (generalmente conocido como potencial) en la ecuación diferencial ordinaria lineal correspondiente. En la ecuación diferencial parciales no lineal, las cantidades x y t aparecen como variables independientes (generalmente conocidas como coordenadas espaciales y temporales, respectivamente), y en la ecuación diferencial ordinaria lineal x es una variable independiente y λ y t aparecen como parámetros. Normalmente, $u(x, t)$ se desvanece en cada t fija mientras x se vuelve infinita, de modo que se puede crear un escenario de dispersión para la ecuación diferencial ordinaria lineal relacionado, en el que el potencial $u(x, t)$ puede asociarse de forma única con algunos datos de dispersión $S(\lambda, t)$. El problema de determinar $S(\lambda, t)$ para todos los valores λ de $u(x, t)$ dados para todos los valores de x se conoce como el problema de dispersión directa para la ecuación diferencial ordinaria lineal. Por otro lado, el problema de determinar $u(x, t)$ a partir de $S(\lambda, t)$ se conoce como el problema de dispersión inversa para esa ecuación diferencial ordinaria lineal. Se emplea para hallar la solución de la ecuación no lineal de Schrödinger. Una solución de solitón para una ecuación diferencial parcial no lineal integrable es una solución $u(x, t)$ para la cual el coeficiente de reflexión en los datos de dispersión correspondientes es cero. En otras palabras, una solución de solitón $u(x, t)$ para una ecuación diferencial parcial no lineal integrable no es más que un potencial sin reflexión en la ecuación diferencial ordinaria lineal asociado. Cuando el coeficiente de reflexión es cero, el núcleo de la ecuación integral de Marchenko relevante se puede separar. Una ecuación integral con un núcleo separable se puede resolver explícitamente transformando esa ecuación lineal en un sistema de ecuaciones algebraicas lineales. En ese caso, obtenemos soluciones exactas para la ecuación diferencial parcial no lineal integrable, que se conocen como soluciones de solitón [84].

4.4 Fortran

Fortran es un lenguaje de programación desarrollado en los años 50 y activamente utilizado desde entonces. Acrónimo de "Formula Translación". Fortran se utiliza principalmente en aplicaciones científicas y análisis numérico.

El lenguaje ha sido ampliamente adoptado por la comunidad científica para escribir aplicaciones con cómputos intensivos. La inclusión en el lenguaje de la aritmética de números complejos amplió la gama de aplicaciones para las cuales el lenguaje se adapta especialmente y muchas técnicas de compilación de lenguajes han sido creadas para mejorar la calidad del código generado por los compiladores de Fortran. El cual se empleó para realizar el análisis numérico [85].

4.5 Surfer

Los gráficos se generaron con el Software Surfer que es un software completo para la visualización en 3D, la creación de isolíneas, y el modelado de superficies que se ejecuta bajo Microsoft Windows. Surfer se utiliza ampliamente para el modelamiento 3D del terreno, modelamiento batimétrico, la visualización del paisaje, análisis de superficies, cartografía de curvas de nivel, la cartografía de superficie 3D, grillado, la volumetría, y mucho más.

El sofisticado motor de la interpolación de Surfer transforma los datos XYZ en mapas con calidad de publicación. Surfer ofrece más métodos de grillado y más control sobre los parámetros de grillado, incluyendo varios programas personalizados, que cualquier otro paquete de software en el mercado. También puede utilizar los archivos de la red procedentes de otras fuentes, tales como archivos USGS DEM o archivos ESRI GRID [86].

CAPÍTULO 5 RESULTADOS Y DISCUSION

5.1 Simulación numérica de ondas no lineales extremas

5.1.1 Simulación numérica de la ecuación no lineal de Schrödinger

Los tsunamis son olas marinas generadas por terremotos o deslizamientos submarinos. Cuando un tsunami se propaga hacia la costa sufre cambios causados por la orilla o batimetría y puede aumentar significativamente en altura y romper cerca de la costa, viajando hacia el interior con el potencial de causar grandes daños materiales y pérdidas de vidas. Dado que la mayoría de los daños asociados a los tsunamis se relaciona con su incremento de su altura en la costa, es importante comprender y ser capaces de predecir el comportamiento de las olas cuando estas rompen contra la costa y con ello mejorar los esfuerzos de mitigación [62].

La simulación numérica es la herramienta más importante para ayudar a prepararse para futuros tsunamis. Los modelos numéricos apropiados para estas simulaciones deben incluir la topografía específica del fondo de la región costera, las interacciones no lineales de onda, la fractura de la onda, la energía disipación, y cualquier otro efecto que podrían ser importantes para esa región. Las ondas entrantes para estas simulaciones se pueden parametrizar, por lo que el análisis para cada región costera demostrará cómo esa región responde a una variedad de posibles tsunamis entrantes -procedentes de diferentes direcciones, con distintas combinaciones de longitud de onda y amplitud de la onda. Muchos investigadores han utilizado un modelo no lineal de onda larga ("las ecuaciones de aguas poco profundas") para describir la dinámica de olas cerca de la costa. La evolución del tsunami cerca de la costa es de vital importancia, donde las olas son peligrosas y destructivas. Y los detalles esta evolución de la onda - el tsunami de 2004- dejó destruidos completamente algunos lugares, mientras que otros lugares se salvaron a pocos kilómetros de distancia. Estas grandes variaciones en la onda de inundación deben ser por causa de las variaciones en la topografía del fondo en alta mar, que dirigió el tsunami de un lugar a otro. Por lo tanto, efectos que son insignificantes en el océano abierto se convierten en cruciales cerca de la orilla, incluyendo detalles de la topografía del fondo, interacciones de onda no lineal, ruptura de la ola, la disipación de energía, y los efectos de flujo de retorno [63].

De tal manera que se analizó la NLSE, la cual especifica las leyes del movimiento ondulatorio que obedecen las partículas de cualquier sistema microscópico, definiendo para cada sistema, la ecuación que controla el comportamiento de la función de onda y la conexión entre el comportamiento de la función de onda y el comportamiento de la partícula

La ecuación no lineal de Schrödinger establece la forma de la función de onda $\Psi(x,t)$. Dado que la ecuación permite describir el comportamiento de una onda se buscó obtener la solución a la ecuación de ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE), y se realizó un algoritmo en el software MATLAB [65], basado en C++, para desarrollar la simulación del oleaje de esta manera.

Asimismo se realizó una solución de la ecuación con las siguientes condiciones.

```

L = 2*pi; % Longitud del intervalo
n = 50; % numero d divisones de x
x = linspace(0, L, n);
u = zeros(1, n);
ut = zeros(1, n);
t = 0;
fps = 24; %Cuadros por segundo
tmax = 30;
dx = x(2) - x(1);
steps = 500; % pasos calculados por cuadro
dt = 1 / (steps * fps);

%Parametro y Condiciones iniciales
%u0, V, a
u = exp(-2*(x - pi/2).^2);
V = 0.3 * (x - pi).^2 ;
%V = 0.01 * (x ) - 01;
a = 0.1;
conjugado=conj(u);
%normalization
pdf = u.*conjugado;
I = sum(pdf) * dx;
u = u / sqrt(I);

%configuración de captura de la animación
%fig1 = figure(1);
axes = [0, L, -1, 1.5];
%aviobj = avifile('swe1d3.avi', 'FPS', fps);
f = 0;

```

```

while t <= tmax
    ut = 1i*a*([0 u(1:n-1)] - 2*u + [u(2:n) 0]) / (dx^2) - 1i*V.*u; % i*a*u_xx - i*V*u
    u = u + ut * dt; %Euler's method
    % plot u, V, pdf
    f = mod(f+1, steps);
    if f==1
        plot(x,V,'color','g','linewidth',2);
        hold on
        plot(x,real(u),'--','color','r')
        plot(x,imag(u),'--','color','b')
        pdf = u.*conj(u);
        plot(x,pdf,'-', 'linewidth',1,'color','y','linewidth',2);
        axis(axes);
        %axis off
        hold off
        pause(.001)
        % F = getframe(fig1);
        % aviobj = addframe(aviobj,F);
    end
    t = t + dt;
end

%close(fig1);
%aviobj = close(aviobj);

```

Y con el obtener una simulación numérica para una onda que se desplaza en una dimensión, asimismo, se muestra en la Figura 5.1 el resultado de la simulación del oleaje.

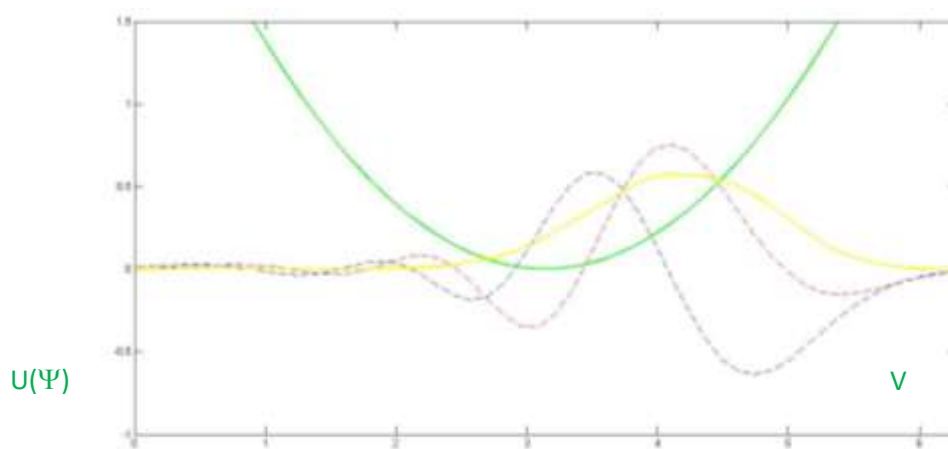


Figura 5.1 Representación gráfica de la solución de la ecuación de Schrödinger.

Una solución de la NLSE para un soliton envolvente se presenta en la Figura 5.2. Condiciones iniciales: Envolvente gaussiana con modulación de amplitud del seno en el nivel del mar.

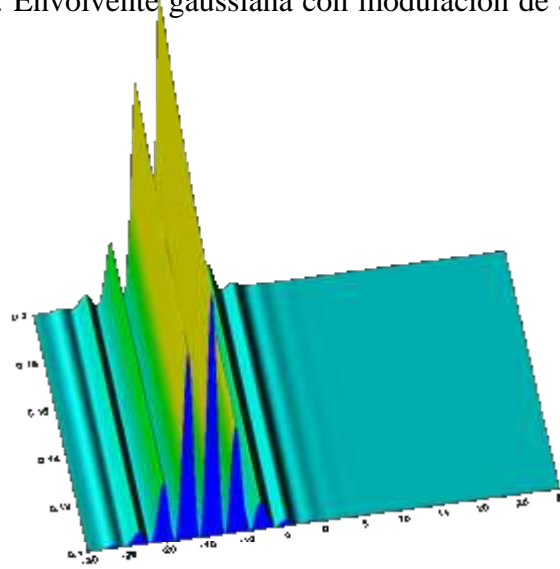


Figura 5.2. La solución de la NLSE que presenta un soliton de envolvente con modulación de amplitud del $\sin(k_0x)$ en el nivel del mar.

5.2. Estudio de la ecuación no lineal de Schrödinger con potencial lineal.

5.2.1. El modelo de NLSE completamente integrable con el potencial lineal.

La ecuación no lineal de Schrödinger con potencial externo (4.1) es completamente integrable en el caso especial del potencial lineal externo. Cuando los coeficientes de dispersión y no linealidad son constantes, Ecuacion. (4.1) presenta la NLSE estudiado por primera vez en [66].

$$i \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} + |q|^2 q - \frac{1}{2} \lambda_0 x q = 0, \quad (5.1)$$

la cual, en general, tiene soluciones solitónicas que se mueven con velocidades variables en el tiempo en el potencial $U(x)=\lambda_0 x$. Es claro que este modelo describe el movimiento de un cuerpo en el campo tipo gravitacionales, porque la energía potencial cerca del superficie de la Tierra tiene la forma $U(x)= mgx$ y $\lambda_0=mg$ es la intensidad del potencial.

La característica clave del modelo NLSE (5.1) consiste en que este modelo sigue siendo exactamente integrable, de modo que **el potencial lineal gravitacional se considerará** aquí como un análogo a "los perfiles de línea costeros lineales ideales". Las soluciones exactas del modelo de NLSE (5.1) completamente integrable no pueden alterar radicalmente la dinámica del solitón y no destruyen los solitones y todas que incluye las ondas gigantes (monstruosas).

La solución de solitón de la ecuación. (5.1) tiene la velocidad variable en el tiempo, pero la amplitud constante

$$\eta(t) = \eta_0, \quad k(t) = k_0 + \lambda_0 t, \quad (5.2)$$

y se define por el valor inicial de la amplitud η_0 y la velocidad k_0 .

La solución solitónica de ecuación. (5.1)

$$\begin{aligned} q(x, t) &= 2\eta_0 \operatorname{sech}[\xi(x, t)] \exp[-i\chi(x, t)], \\ \xi(x, t) &= 2\eta_0(x - x_0 + 2k_0 t + \lambda_0 t^2), \\ \chi(x, t) &= 2(k_0 + \lambda_0 t)(x - x_0) + 2(k_0^2 - \eta_0^2) + 2k_0 \lambda_0 t^2 + \frac{2}{3} \lambda_0^2 t^3, \end{aligned} \quad (5.3)$$

puede ser encontrada por aplicar la transformación.

$$\begin{aligned} Q[T(x, t), Z(t)] &= q(x, t) \exp[i\varphi(x, t)], \\ \varphi(x, t) &= 2\lambda_0 x t + \frac{2}{3} \lambda_0^2 t^3, \\ T(x, t) &= x + \lambda_0 t^2, \\ Z(t) &= t \end{aligned} \quad (5.4)$$

de la NLSE canónica sin potencial

$$i \frac{\partial Q}{\partial Z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 Q}{\partial T^2} + |Q|^2 Q = 0, \quad (5.5)$$

a la NLSE forzada con potencial lineal (4.1).

La idea central del trabajo es demostrar una posible forma del mecanismo físico de decaimiento y destrucción de los solitones NLSE en hidrodinámica por analogía a óptica no

lineal. Tanto en hidrodinámica como en óptica no lineal, la desintegración (fisión) de los solitones NLSE de orden superior (que contienen mucha energía) en solitones fundamentales individuales ocurre debido a las perturbaciones no lineales de los modelos NLSE.

En la siguiente parte del estudio, se presenta la revisión de las características principales de los paquetes de ondas acelerados, lineales y no lineales.

5.2.2. Paquetes de ondas acelerados, lineales y no lineales, en potenciales de tipo gravitacional.

Históricamente, los descubrimientos de los paquetes de ondas acelerados lineales y no lineales en los potenciales de tipo gravitacional lineal son excepcionalmente intrigantes. El descubrimiento del paquete lineal de ondas de materia acelerado se remonta a los primeros días de la mecánica cuántica [67]. Curiosamente, que en paralelo, el descubrimiento de paquetes de ondas aceleradoras no lineales (solitones envolventes) también se remonta a los primeros días del desarrollo del método de Transformación de Dispersión Inversa (IST) con parámetros espectrales variables en el tiempo [66].

En la mecánica cuántica, la ecuación lineal de Schrödinger (SE)

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} - mgx\Psi = 0, \quad (5.6)$$

se introdujo como el modelo cuántico de la caída libre de una partícula sobre la superficie de la Tierra en el potencial gravitacional $U(x) = mgx$. En las coordenadas independientes adimensionales, $t' = t/\tau_0$; $x' = x/x_0$; esta ecuación se puede reescribir en la forma matemática canónica.

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t'} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x'^2} - 2\lambda_0 x' \Psi = 0, \quad (5.7)$$

donde $x_0^2 = m / (\hbar\tau_0)$; $\lambda_0 = \pi mgx_0 / E_0$, y $E_0 = \hbar\omega_0$ es la energía de cuanta.

Por primera vez, la solución de tipo un paquete de ondas acelerado y dispersado para la SE lineal (4.3) fue obtenida por Darwin en 1928, y es conocida en la mecánica cuántica como la solución de paquete de ondas de Darwin [67]. En la teoría de ondas no lineales, Chen y Liu [66] introdujeron en 1976 un análogo no lineal de la SE que incluye los efectos de auto-acción

y el potencial lineal gravitacional $U(x) = mgx$ (4.1). La importancia de esta ecuación no puede ser exagerada. En general, el NLSE con potencial gravitatorio $U(x) = 2\lambda_0 x$ abrió una nueva era en el método IST justificado para el caso del parámetro espectral (amplitud y velocidad del soliton) dependiente del tiempo $\Lambda(t)$, conocido también como el problema de dispersión inversa no isoespectral. Como enfatizaron especialmente Chen y Liu en su trabajo pionero [66], "la mayor diferencia introducida por la inhomogeneidad (potencial externo) es que los valores propios $\Lambda(t)$ ya no son constantes, sino que dependen linealmente a tiempo. Al permitir el valor propio variable en el tiempo, hemos ampliado en gran medida el conjunto de ecuaciones de evolución del tiempo no lineal exactamente solucionables".

Debe enfatizarse que las soluciones de solitón obtenidas en el marco del problema de dispersión inversa no isoespectral amplían sustancialmente el concepto de solitones clásicos. El concepto de solitones no autónomos se ha propuesto en [25, 26] para los modelos de la NLSE con la dispersión, no linealidad, ganancia o absorción dependientes del tiempo, y se ha extendido a solitones no autónomos sometidos a potenciales que varían en tiempo y espacio [27, 68, 69, 70]. Los solitones no autónomos, igual como los autónomos, interactúan elásticamente, pero generalmente se mueven con amplitudes, velocidades y espectros variables, adaptados tanto a los potenciales externos como a los cambios de dispersión y no linealidad. El estado actual del arte en este campo tan activo se revisa, por ejemplo, en [71].

En la Figura 5.3 (a) se muestra el perfil idealizado del litoral que abarca preribera, la ribera cercana, la playa baja y la playa alta representado por el potencial lineal gravitacional por medio de colores, tal que la ubicación de la playa alta ubicada del lado izquierdo con un color verde y el cambio de inclinación hacia la preribera y al lecho del mar el cual se representa en color azul. El eje x representa la distancia de la playa alta hacia el lecho marino, y el eje y la elevación con respecto al nivel del agua.

En las Figuras. 5.3 (b, c) comparamos la dinámica del paquete de ondas lineal de Darwin acelerado y un soliton acelerado en el potencial gravitacional $U(x) = 2\lambda_0 x$ obtenidos en los experimentos computacionales directos. El comportamiento del solitón es análogo al de tipo Newtoniano, es que las ondas con una velocidad inicial mueven por las trayectorias tipo parábola.

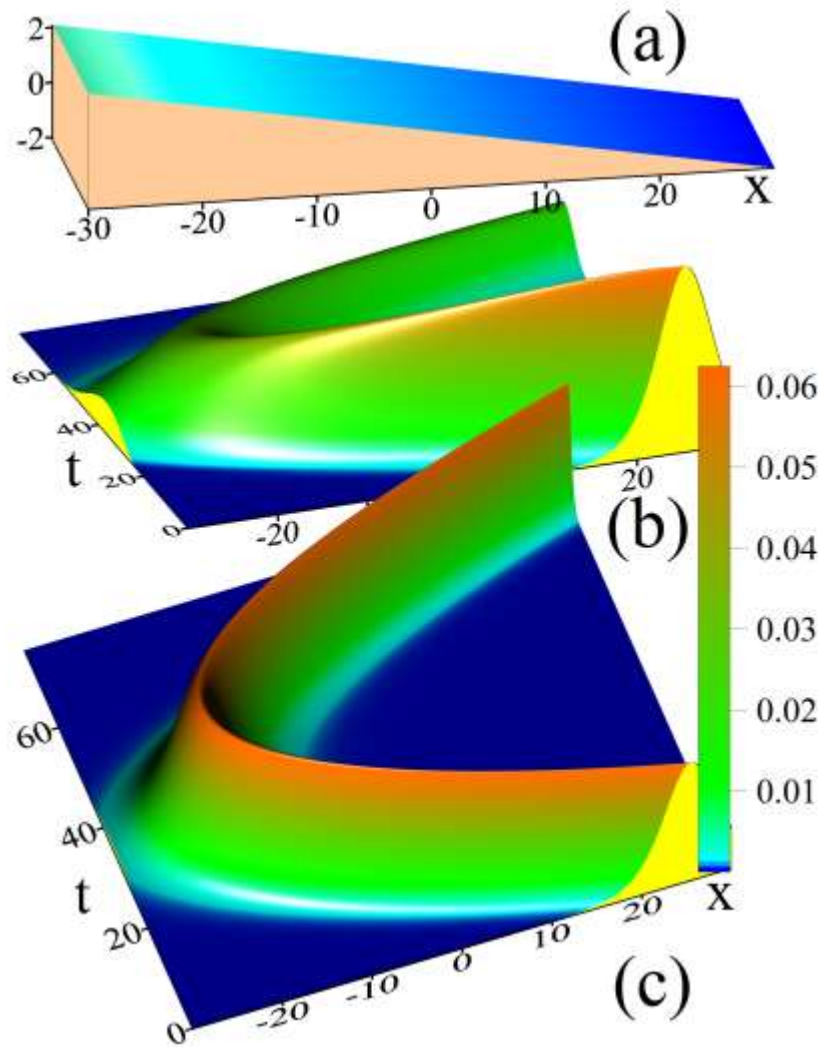


Figura 5.3 (a) Representación de un perfil de playa en forma similar al potencial lineal $U(x) = 2\lambda_0 x$. La dinámica espaciotemporal similar a Newtoniana de (b) paquete de ondas lineal; (c) un solitón de Ec. (5.1) con condiciones iniciales $q(x,t) = \text{sech}(x + k_0 t)$. El parámetro de barrera: $2\lambda_0 = -0.07$, y los parámetros de soliton y el pulso lineal: $\eta_0 = 0.5$ y $k_0 = -2.65$.

En la mecánica clásica, si consideramos que una partícula en movimiento encuentra una barrera, la barrera ralentiza la partícula, y si la energía de la partícula es demasiado baja en relación con la altura de la barrera, la partícula se refleja. El comportamiento del solitón en el potencial gravitacional lineal es análogo al mecánico-clásico como se muestra por la solución exacta (5.3) y se representa en las Figura 5.3 (c) donde se puede ver que el paquete de ondas no lineal conserva su amplitud. La simulación computacional del escenario lineal (U_{self} .

$action(x,t) = |q|^2 = 0$) demuestra que el paquete de onda lineal se dispersa considerablemente con aumento del potencial lineal, como se muestra en la Figura. 5.3 (b).

5.2.3. Los solitones NLSE de orden superior

Históricamente, ya en 1980 en los primeros experimentos [72], Mollenauer, Stolen y Gordon descubrieron como el solitón óptico fundamental, tanto los pulsos de N -solitones de orden superior (con $N = 2, 3$ y 4). Los últimos presentan los estados ligados de N solitones y se producen a niveles de potencia más elevados. Tienen los envolventes periódicamente estrechados y divididos a lo largo de la distancia de propagación con un período conocido como el período de solitón.

Este tipo de solitones de la NLSE de orden superior han sido pronosticados por Satsuma y Yajima en [73], y hoy, los estados unidos de N -soliton son conocidos también como los “breathers” de Satsuma y Yajima. La naturaleza periódica de los solitones NLSE de orden superior implica que el pulso debe restaurar periódicamente su forma original con el período de solitón, y esta característica notable fue estudiada detalladamente por Stolen, Mollenauer, Gordon y Tomlinson [74,75] para los órdenes del soliton $N = 2$ y $N = 3$. El solitón NLSE de orden superior generado, en particular, a partir de la condición inicial $\psi(x,t=0) = Nsech(x)$, representa una superposición no lineal de N solitones fundamentales con amplitudes $\eta_n = 2n-1$, $n = 1, 2, N$.

Todos los estados ligados de solitón (solitones NLSE de orden superior) en el potencial lineal no cambian su propia dinámica y restauran sus formas periódicamente.

Los resultados representativos de nuestros experimentos con computadora se muestran en las Figuras 5.4 (a, b) para los solitones de orden superior ($N = 2$, Figura 5.4 (a) y $N = 3$, Figura 5.4 (b) y el perfil de playa mostrado en la Figura 5.3 (a).

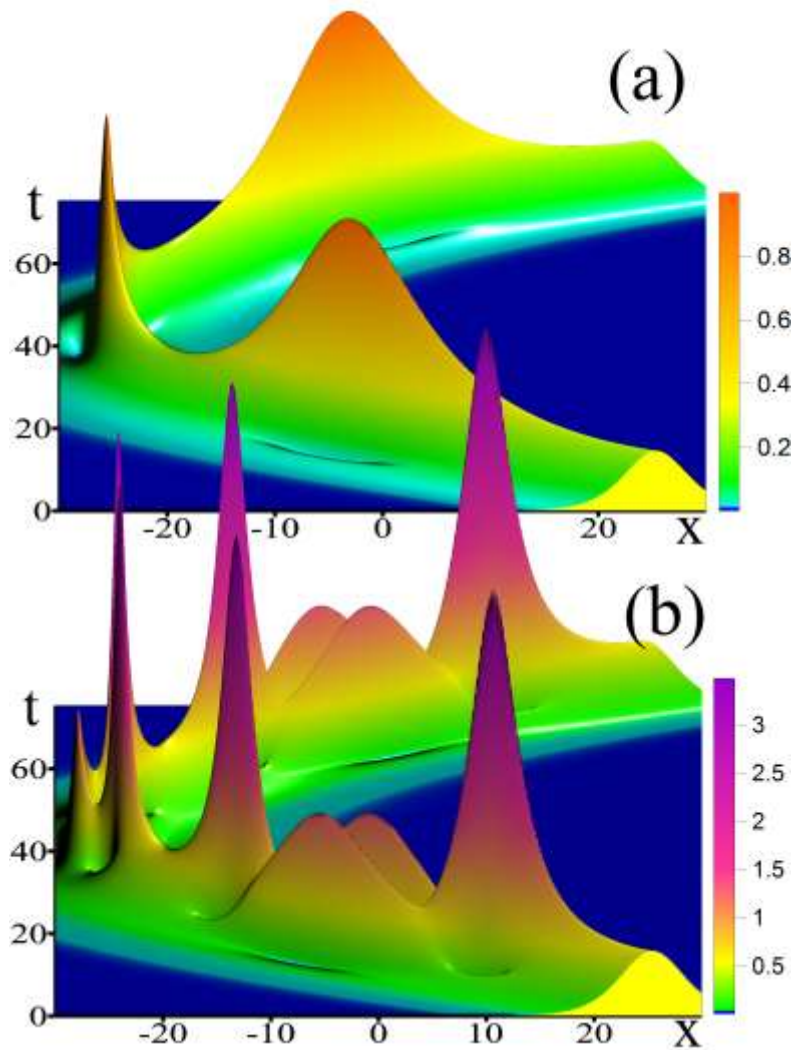


Figura 5.4 La dinámica espacio temporal similar a Newtoniana de solitones de orden superior con condiciones iniciales $q(x,t) = N \operatorname{sech}(x)$ en un perfil de playa en forma similar al potencial lineal $U(x) = 2\lambda_0 x$: (a) $N = 2$ y (b) $N = 3$ órdenes calculados por integración de la ecuación NLSE (5.1) después de elegir el parámetro de barrera: $2\lambda_0 = -0.07$ y los parámetros de soliton: $\eta_0 = 0.5$ y $k_0 = -2.65$.

Cabe destacar que recientemente, Tikan [76, 77] demostraron experimentalmente la universalidad de las estructuras de tipo soliton de Peregrine (PS) en sistemas físicos gobernados por el modelo NLSE y confirman sus estudios teóricamente basándose en teoría de catástrofes. La estructura de tipo Peregrine representa un pico corto y poderoso formado en un pedestal ancho en la región de la auto-compresión máxima del paquete de ondas de N -solitones. Sin embargo, una inspección más cercana a la dinámica del solitón muestra que, en el caso general, para solitones mayores que $N \geq 10$, todos los solitones NLSE de orden superior decaen en solitones fundamentales individuales después del punto de su auto-compresión óptima debido a las perturbaciones no lineales del orden superior en el modelo NLSE que da lugar a la generación de supercontinuo de solitón [77].

En el contexto de los experimentos hidrodinámicos en los tanques de agua, la observación experimental de ondas de gravedad superficial no lineal y solitones NLSE de orden superior con $N = 2, 3$ se informó recientemente en [Akhmediev 2013 PRL]. También se demostró que para números de solitones de entrada más grandes, el grupo de ondas experimenta un aumento espectral irreversible, y este fenómeno se denominó como el supercontinuo hidrodinámico por utilizar la analogía con la óptica no lineal de femto-segundos [Akhmediev 2013 PRL]. La generación de supercontinuo hidrodinámico se asoció con la desintegración (fisión) de los solitones NLSE de orden superior a los solitones fundamentales individuales debido a perturbaciones no lineales de orden superior del modelo NLSE [77].

5.2.4. Desintegración no lineal de los solitones NLSE de orden superior en potenciales externos: resultados de experimentos computacionales

Al considerar el efecto del decaimiento de solitones de orden superior (fisión) que surge en el marco de los modelos NLSE no integrables exactamente. Ya el potencial externo con la forma similar al perfil logarítmico $U(x) = \ln(\alpha x)$ (cuya curva es descendente convexa) desencadena la desintegración de los estados ligados al solitón NLSE de orden superior como se muestra en la Figura 5.5 (b, c) para $N = 3$ y $N = 4$.

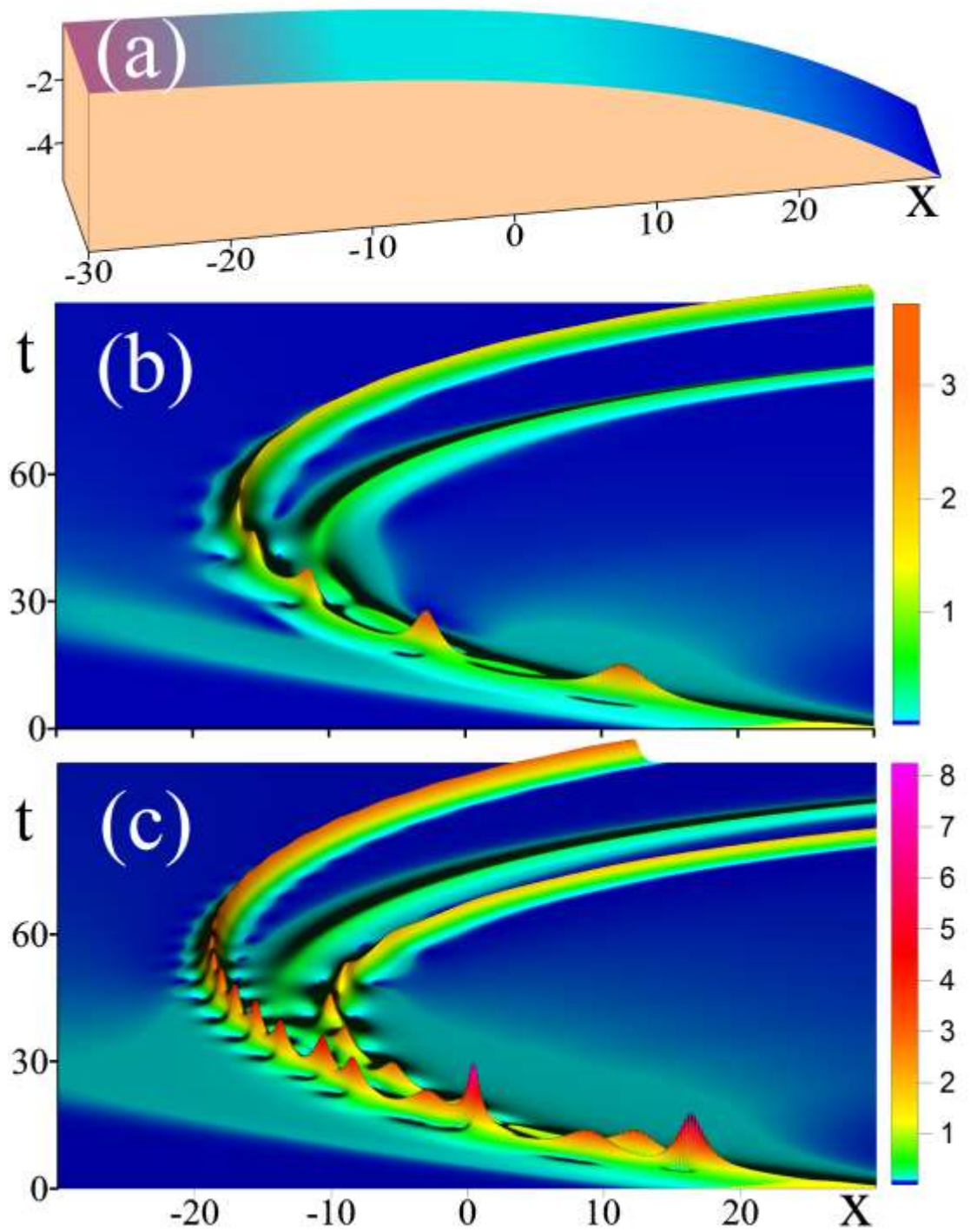


Figura 5.5 Escenario detallado de la descomposición de solitones de orden superior en (a) un perfil de playa en forma similar al potencial con un perfil de función logarítmico, ilustrado para el caso del modelo de NLSE no integrable para solitones de órdenes (b) $N = 3$ y (c) $N = 4$.

Para obtener una visión más profunda del escenario físico del decaimiento del solitón, se puede suponer que el potencial externo viene dado por la función que puede transformarse a lo largo de la distancia de propagación del lineal al muro escalonado. Este caso corresponde a construcción de una estructura artificial de forma específica para prevención de destrucción de la costa.

En particular, se analizó una estructura representado por la función $U(x) = \beta \tanh(\gamma x)$ con un valor variable de sus inclinaciones γ .

A muy bajas inclinaciones $\gamma \ll 1$,

$$U(x) = \beta \tanh(\gamma x) \approx \beta \gamma x, \quad (5.8)$$

y el paquete de ondas de solitones se propaga en el potencial similar a uno lineal.

En el caso opuesto, si $\beta \rightarrow \infty$ y $\gamma \rightarrow \infty$, el potencial $U(x) = \beta \tanh(\gamma x)$ se transforma en el perfil de pared infinito escalonado, $U(x) \rightarrow \pm \infty$.

La dinámica del solitón es la más interesante de la región de los límites de potencial, cerca de la pared, donde se pueden observar cambios considerables de la forma del solitón. Consideremos en detalle la dinámica de los solitones reflejados desde las paredes con inclinaciones variables, y en particular, reflejados desde el límite de la pared infinita escalonada. Como mencionamos anteriormente, estos escenarios se pueden investigar en el marco del siguiente modelo NLSE con potencial externo dado por el perfil potencial $U(x) = \beta \tanh(\gamma x)$ con parámetros variables de la inclinación γ :

$$i \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} + |q|^2 q + \beta \tanh(\gamma x) q = 0, \quad (5.9)$$

En el límite del escalón infinito, ($\beta \rightarrow \infty$ y las energías cinéticas $v^2/2 \ll \beta$, donde la velocidad del solitón viene dada por $v = 2k_0$), debido a la interferencia de la parte incidente del solitón con su propia parte reflejada mostrada, por ejemplo, en las Figuras. 5.5 (b) y 5.6 (b), las intensidades máximas de las estructuras de interferencia que se forman en la parte frontal del solitón dependen fuertemente del valor de la inclinación potencial γ .

En las Figuras 5.6 (a-c) y 5.7 (a-b) presentamos los resultados representativos de nuestros experimentos computacionales detallados.

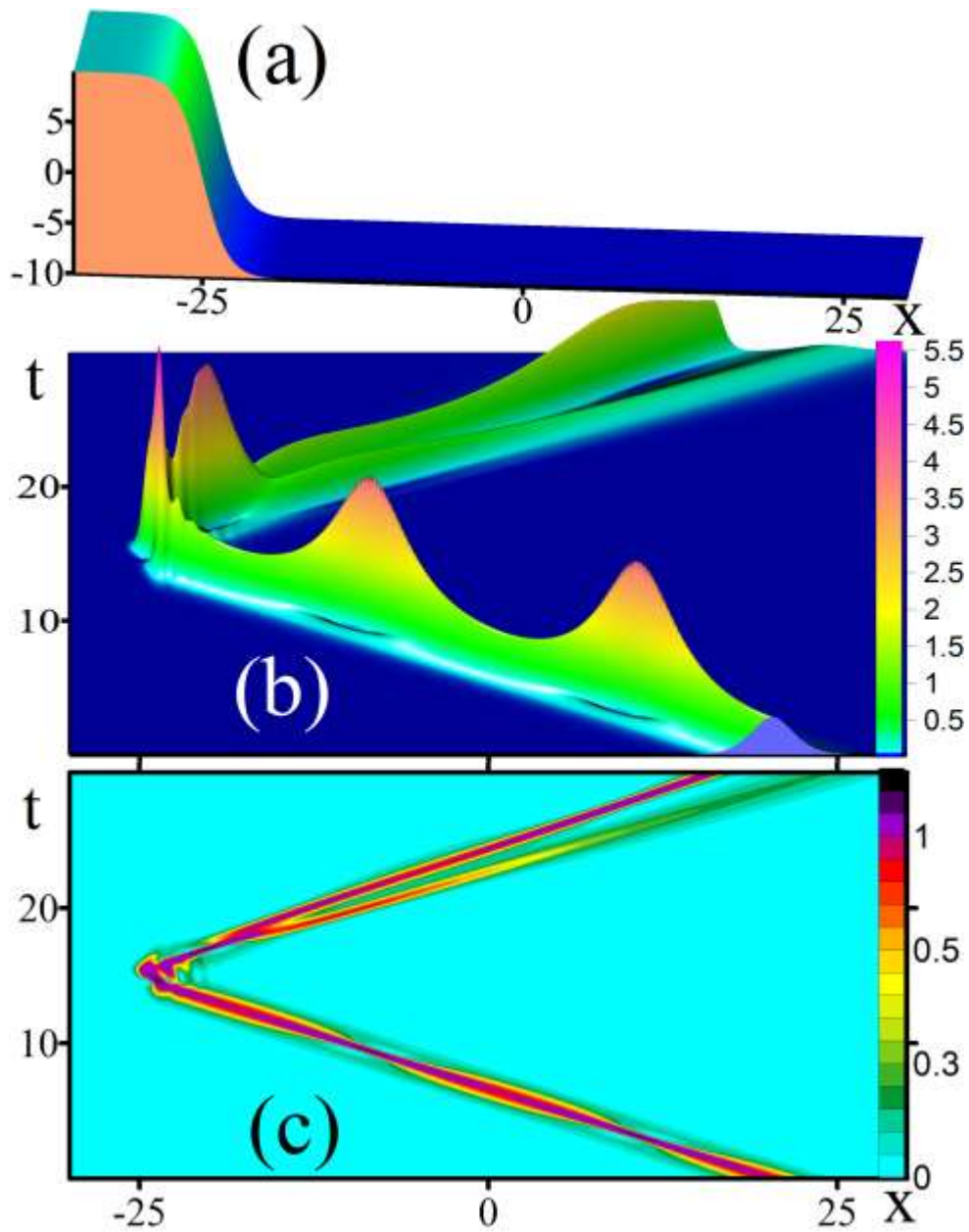


Figura 5.6 Escenario detallado de la desintegración de solitones con $N = 2$ en (a) un perfil de playa en forma similar al potencial de tangente hiperbólica $U(x) = \beta \tanh(\gamma x)$ calculado en el marco del modelo de NLSE no integrable (4.9). (b) La dinámica espacio-temporal y (c) los gráficos de contornos correspondientes con los parámetros principales de barrera y solitón: $\beta = 10.0$; $\gamma = 0.5$; $\eta_0 = 0.5$ y $k_0 = -3.0$.

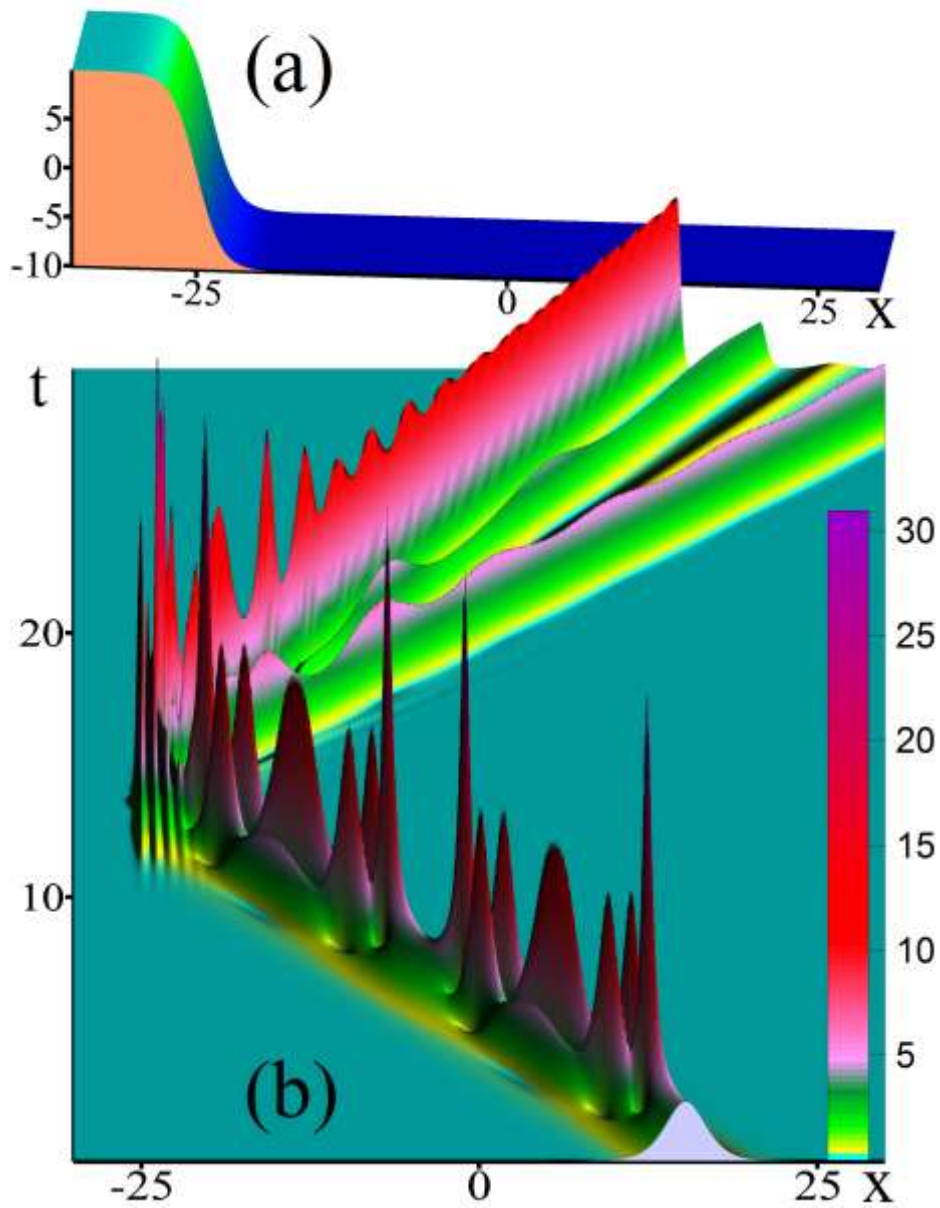


Figura 5.7 Escenario detallado del decaimiento de solitón de orden superior $N = 4$ en (a) el potencial con perfil hiperbólico tipo tangente $U(x) = \beta \tanh(\gamma x)$ calculado en el marco del modelo de NLSE no integrable (4.9). (b) La dinámica espaciotemporal calculada con los parámetros principales de la barrera y del solitón: $\beta = 10.0$; $\gamma = 0.5$; $\eta_0 = 0.5$ y $k_0 = -3.0$. La característica más importante de este escenario consiste en el hecho de que las intensidades de los solitones individuales separados de la superposición $N = 4$ -solitones están relacionados por $\eta_1^2 : \eta_2^2 : \eta_3^2 : \eta_4^2 = 1^2 : 3^2 : 5^2 : 7^2$ en total conformidad con los resultados exactos del problema IST.

5.2.5 Efecto de forma e inclinación de los perfiles costeros.

Se investigó el efecto de la forma y inclinación de las estructuras artificiales con los perfiles de tangente hiperbólica a proceso de destrucción de las ondas de la intensidad grande. Figura 5.7 muestra los perfiles de la costa o estructura con diferentes pendientes.

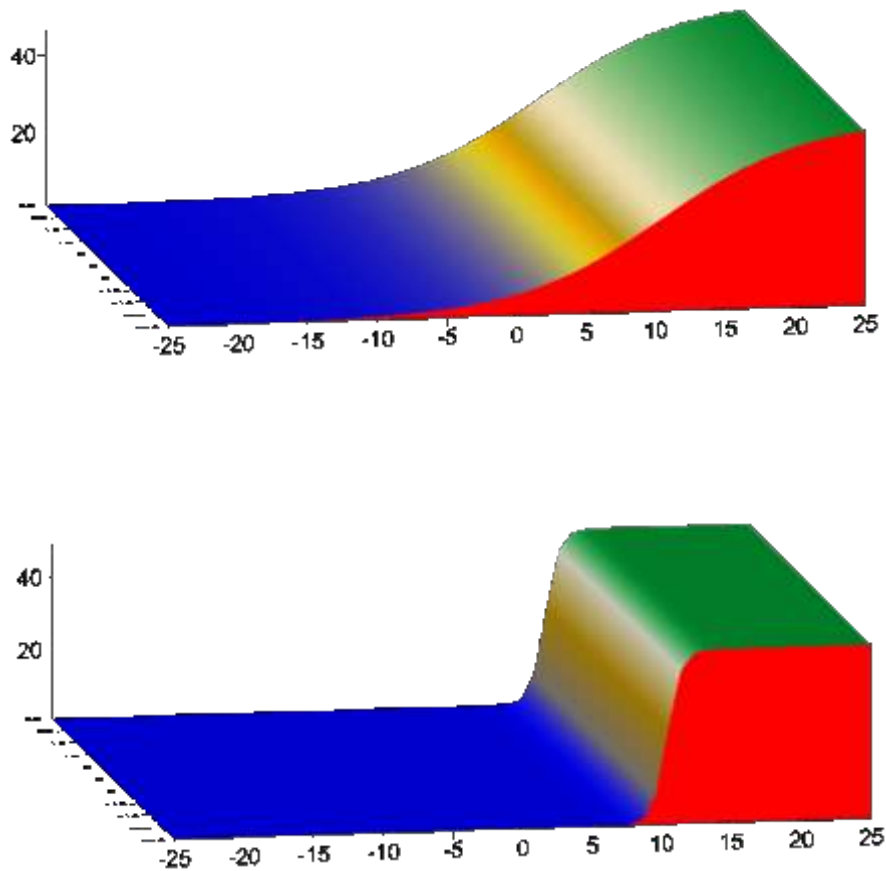


Figura 5.8. Perfiles de la playa o estructura costera con diferentes inclinaciones: a) 45° b) 90° .

En la Figura 5.9 se muestra la dispersión de una onda lineal y su consecuente dispersión de la estructura costero tipo pared. La intensidad de la onda está representada en la escala de color de la derecha.

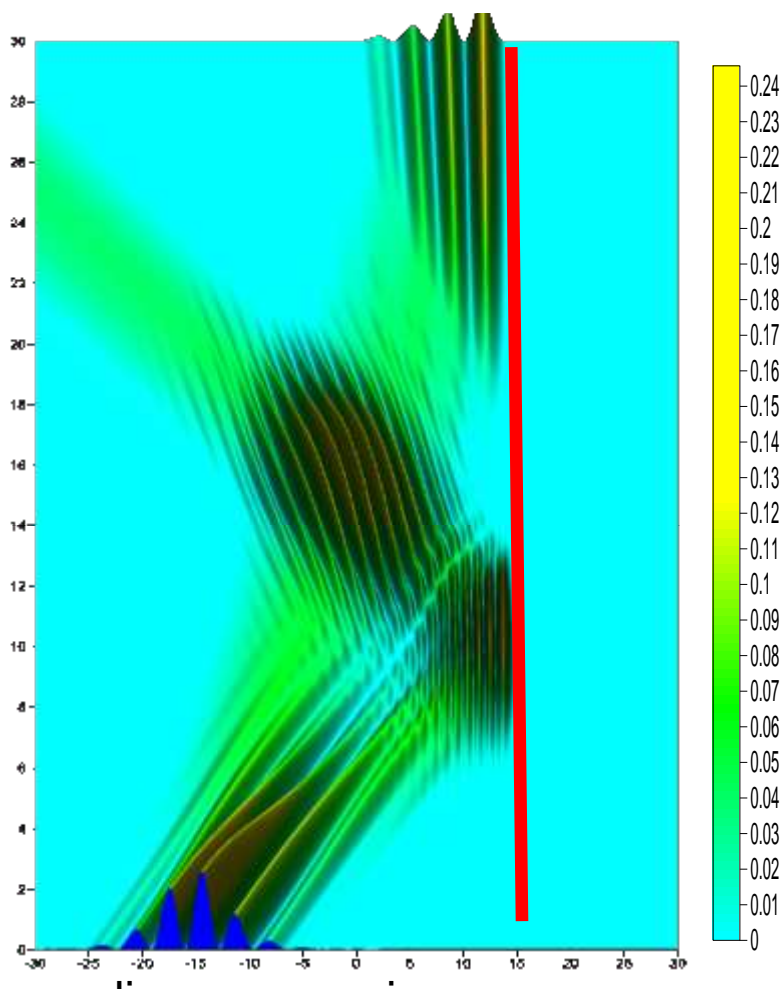


Figura 5.9 Dispersión de la onda en un escenario lineal.

En la Figura 5.10 se muestra la interacción entre una barrera, representada por la línea roja y una onda en condiciones no lineales, en ella se observa la formación de ondas gigantes o monstruosas. Así como la reflexión al chocar contra la barrera o pared.

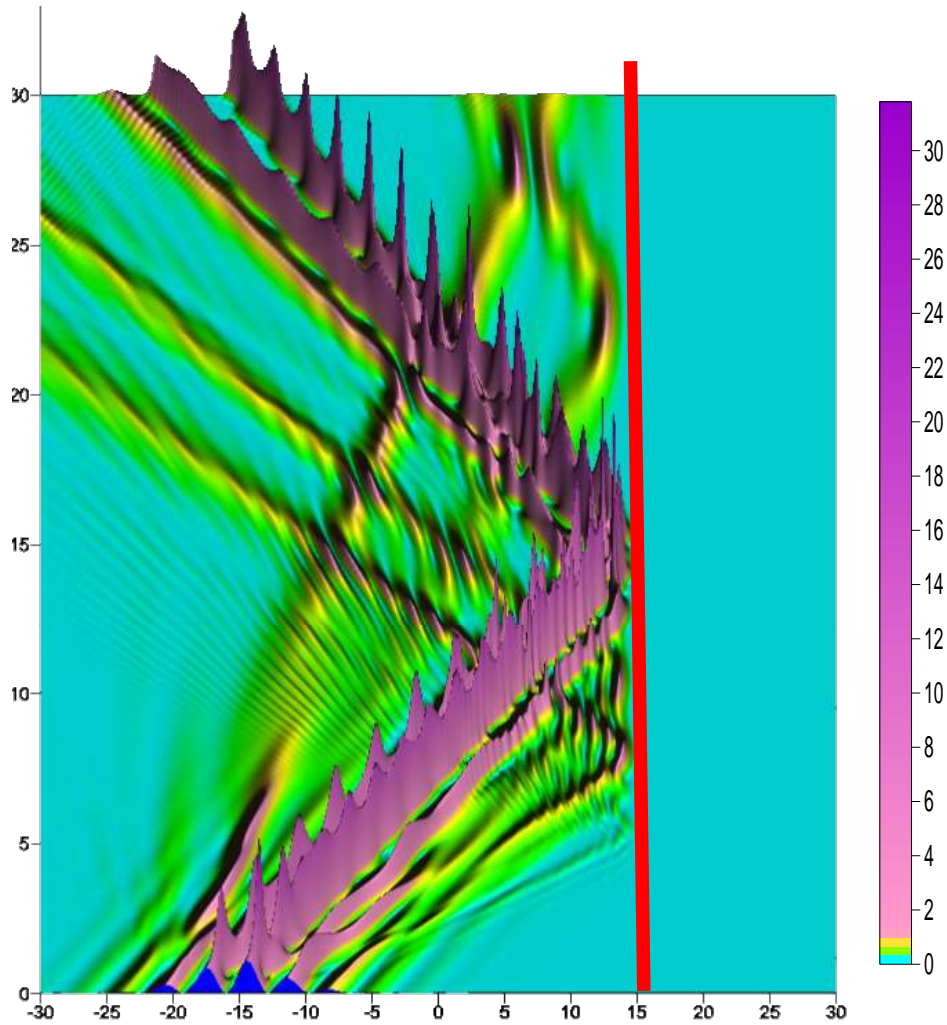


Figura 5.10 Dispersión de la onda en un escenario no lineal.

Dependencia de la intensidad máxima de un solitón fundamental que se detiene en la pared del potencial $U(x) = \beta \tanh(\gamma x)$ del pendiente γ (con factor de forma $k = 2\eta_0 = 1.0$) se muestra en la Figura 5.10 (a). Se puede ver que el pico más grande se está formando en el límite de la pared y la intensidad aumenta rápidamente cuando γ crece de cero a uno. La intensidad está saturando con un valor creciente de inclinación γ mayor que dos.

Para los solitones de orden superior, el efecto más importante está relacionado con el carácter periódico de su compresión de forma original, división y restauración de su forma en el período de solitón en el límite del potencial externo escalonado. Resulta que las estructuras

de interferencia formadas en la región de reflexión dependen fuertemente de la velocidad de los solitones de orden superior como se muestra en la Figura 5.10 (b) para el orden de solitones $N = 2$.

Los ejemplos demostrados arriba revelan un mecanismo efectivo novedoso de la generación supercontinua tanto en óptica no lineal como en hidrodinámica. Está basado en el decaimiento de los paquetes de ondas de N-solitones de mayor orden (ondas más intensivas y energéticas) al encontrar las estructuras artificiales con los perfiles de tangente hiperbólica con inclinaciones variables, consideradas aquí similares a la costa oceánica real.

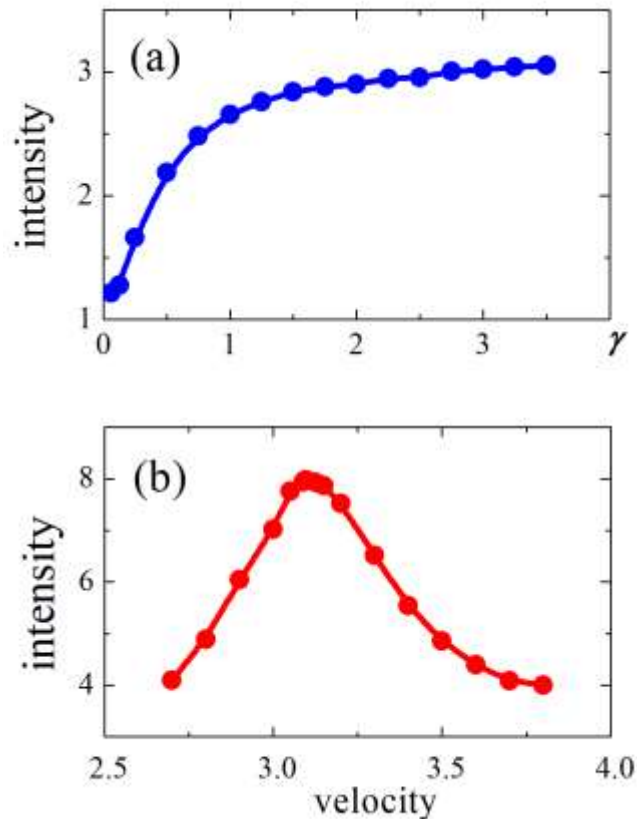


Figura 5.11 Las principales características de la reflexión no lineal del solitón del potencial externo de tipo tangente hiperbólico dado por $U(x) = \beta \tanh(\gamma x)$: (a) dependencia de la intensidad máxima del soliton obtenida en la región de la cima de la pared del valor de la inclinación γ del potencial (el efecto de saturación de intensidad); (b) dependencia de las intensidades máximas de las estructuras de interferencia formadas en la región de reflexión de la velocidad de los solitones de orden superior con $N = 2$.

5.3 Solitones de la ecuación de Schrödinger no lineal con potenciales tipo barreras y pozos y sus posibles aplicaciones para la protección de costa oceánica

5.3.1 Dinámica del soliton NLSE en potenciales gravitacionales con barreras y pozos incorporados.

La idea central de este capítulo se relaciona con una posibilidad más del decaimiento de solitones NLSE de orden superior y la generación de supercontinuo solitón. Aquí, se consideró el modelo de la NLSE con los potenciales tipo una barrera $U(x) = U_b(x)$ y un pozo $U(x) = U_p(x)$ que se superponen en el potencial lineal $V(x) = 2\lambda_0 x$ con el parámetro de inclinación λ_0 variable.

$$i \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} + |q|^2 q - 2\lambda_0 x U(x) q = 0, \quad (5.8)$$

Tenemos en la cuenta que el parámetro λ_0 tiene una analogía notable con la "constante efectiva de la aceleración gravitacional" en el modelo cuántico-mecánico de la caída libre de una partícula sobre la superficie de la Tierra en el potencial gravitacional. En "hidrodinámica óptica" [78], el potencial efectivo $2\lambda_0 x U(x)$ se puede usar para simular de manera efectiva los perfiles reales de la línea costera oceánica. Específicamente, en este capítulo presentamos los resultados de los experimentos computacionales de la dinámica de los solitones en potenciales externos con barreras y pozos incorporados.

En el punto 5.2.2. se ha mostrado que incluyendo el potencial lineal (gravitacional) que considera aquí como un análogo a los perfiles de línea costera ideal, no cambia radicalmente la dinámica del solitón y no destruye los solitones y todas otras soluciones exactas del modelo de la NLSE completamente integrable, incluido olas gigantes, monstruosas. En consecuencia, un solitón de la NLSE con potencial externo lineal puede considerarse como una partícula clásica puntual, que se rige por las ecuaciones de movimiento de Newton.

Las barreras y pozos de potenciales externos arbitrarios que se superponen al potencial lineal rompen la dinámica newtoniana de solitones. Es por eso que debemos esperar encontrar cambios considerables en la dinámica de solitones en potenciales similares a la gravitación externa con barreras y pozos incorporados.

Por otro lado, como los objetos similares a partículas extendidas, los solitones se caracterizan por su propia energía negativa de auto-interacción (energía de enlace). Esta forma de energía proporciona la forma y la estabilidad estructural de solitones como objetos no lineales extendidos y, de forma similar a la energía de enlace nuclear, puede considerarse como la fuerza con que las cuasi-partículas que componen un solitón están ligadas juntas [79].

En la Figura 5.12 (a) - (c) ilustramos las características más importantes del escenario de túnel de solitón a través de una barrera prohibida clásicamente, cuando la energía cinética del paquete de onda incidente está por debajo del nivel máximo de la barrera. Figura 5.11 (a) muestra el escenario de túnel del paquete lineal, calculado en ausencia de los efectos de auto-interacción. Una parte del paquete lineal se refleja y su otra parte se transmite dispersando continuamente.

En la Figura 5.12 (b,c) se observa la diferencia dramática en los escenarios de túnel para los solitones con diferentes amplitudes $\varkappa_0 = 2\eta_0$, y por lo tanto, diferentes energías de enlace $E_{\text{bind}} = -\varkappa_0^2/3$. El solitón pasa bajo la barrera y refleja sin perder su forma y amplitud (5.12 (b)). En los trabajos [79-82] se mostró que existe la energía de enlace crítica de solitón, por encima de la cual todos los solitones con energías cinéticas "clásicas" menores que el máximo de barrera potencial se reflejan elásticamente y nunca se transmiten, como una partícula clásica (la Figura 5.12 (c)).

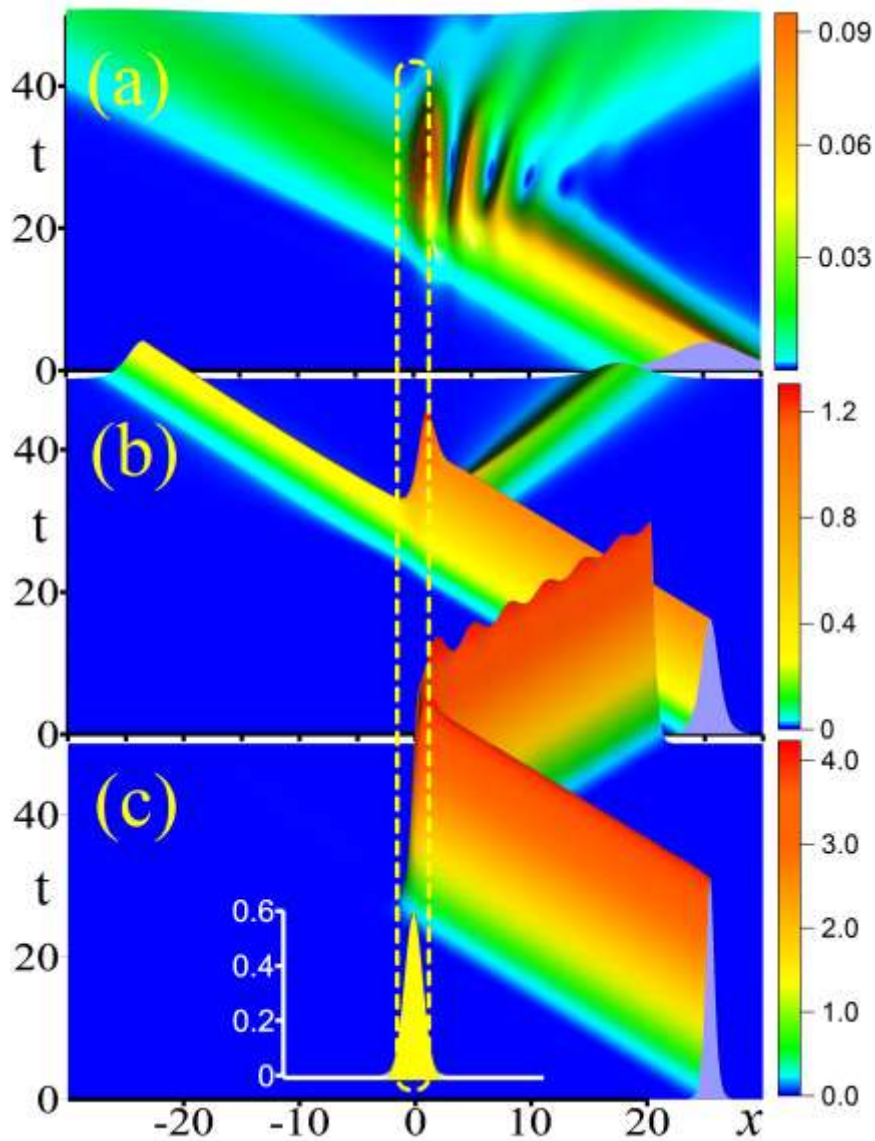


Figura 5.12 (a-c): Escenarios detallados de túnel de solitones no lineales a través de la barrera de potencial de repulsión Gaussiana $U(x) = U_0 \exp(-x/a_0)^2$ con los parámetros de barrera: $U_0 = 0.6$; $a_0 = 1.0$; Parámetros de soliton: $q_0(x, t = 0) = \kappa_0 \operatorname{sech}[\kappa_0(x-x_0)] \exp[-iV_0(x-x_0)]$; $V_0 = 1.0$; (a) $\kappa_0 = 0.25$; (b) $\kappa_0 = 1.0$, y (c) $\kappa_0 = 2.0$. La región de la barrera se muestra mediante línea discontinua amarilla.

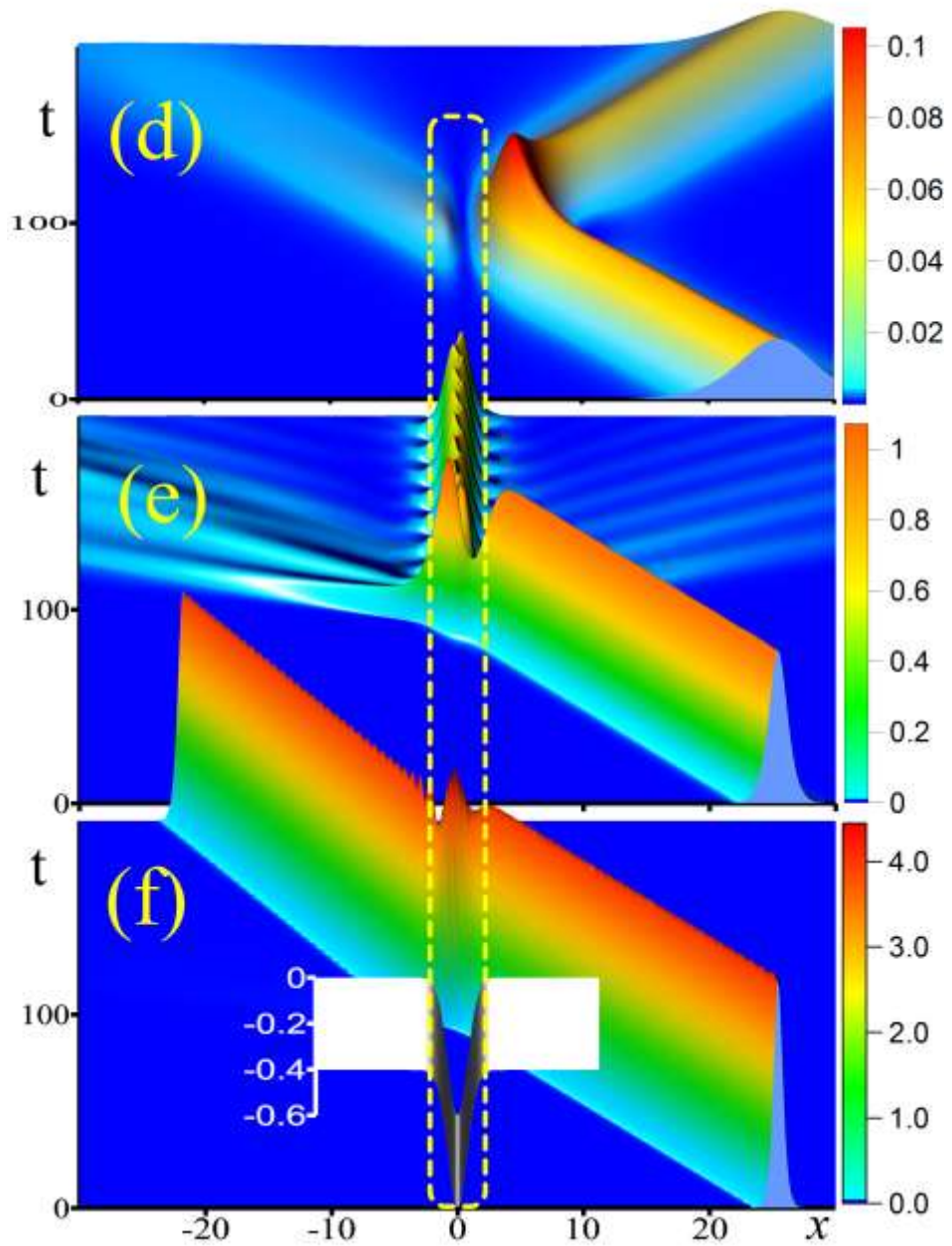


Figura 5.12 (d-f): Escenarios detallados de dispersión de solitones no lineales del potencial de atracción de Gauss $U(x) = -U_0 \exp(-(x/a_0)^2)$ con los parámetros de pozo: $U_0 = 0.6$; $a_0 = 1.0$; y los parámetros iniciales de soliton: $q_0(x, t = 0) = \varkappa_0 \operatorname{sech}[\varkappa_0(x-x_0)] \exp[-iV_0(x-x_0)]$; $V_0 = 1.0$; (d) $\varkappa_0 = 0.25$; (e) $\varkappa_0 = 1.0$, y (f) $\varkappa_0 = 2.0$. La región de pozo se muestra mediante línea discontinua amarilla.

Ahora queremos responder a la pregunta: ¿Qué sucede con un solitón cuando está disperso por el pozo de forma Gaussiana $U(x) = -U_0 \exp(-(x/a)^2)$?

Ilustramos todos los escenarios físicos básicos de este efecto para solitones en las Figuras 5.11 (d-f). En la Figura 5.11 (d) consideramos los solitones entrantes con energías cinéticas bajas y pequeñas amplitudes de solitón $\kappa_0 = 2\eta_0$. El efecto más interesante es la reflexión del solitón desde el pozo que se muestra en la Figura 5.11 (d), la cual es el resultado de la naturaleza ondulatoria del soliton. Para los solitones con amplitudes y energías de enlace grandes se puede observar la transmisión total de soliton a través del pozo (Figura. 5.11 (f)). A las amplitudes de solitón intermedias entre las de la reflexión total (Figura 5.11 (d)) y la transmisión total (Figura 5.11 (f)), se puede observar el efecto de captura total o parcial de solitones por el pozo (Figura 5.11 (e)). En este caso, los solitones pierden su energía y excitan los modos no lineales dentro del potencial de atracción como se ilustra en detalle en la Figura 5.11 (e).

5.3.2 Dinámica del soliton NLSE en potenciales variables

Hay una pregunta básica que debe ser respondida. ¿Cómo realizar la destrucción total de las ondas solitarias usando las estructuras con perfiles de forma variable?

Los resultados representativos más importantes de nuestras simulaciones por computadora aparecen en las Figuras. 5.12– 5.15. Consideremos las analogías hidrodinámicas más importantes para el modelo de NLSE con potencial de barrera colocado, por ejemplo, en encima del potencial con la forma similar al perfil logarítmico $U(x) = \ln(ax)$ (ver Figura. 5.12 (a)). Observe que la trayectoria del solitón en este régimen de dispersión es extremadamente sensible a la forma de superficie, la velocidad y la amplitud iniciales. La variación arbitraria de inclinación del perfil resulta en variación en la amplitud y anchura del soliton inicial sin su destrucción y decaimiento.

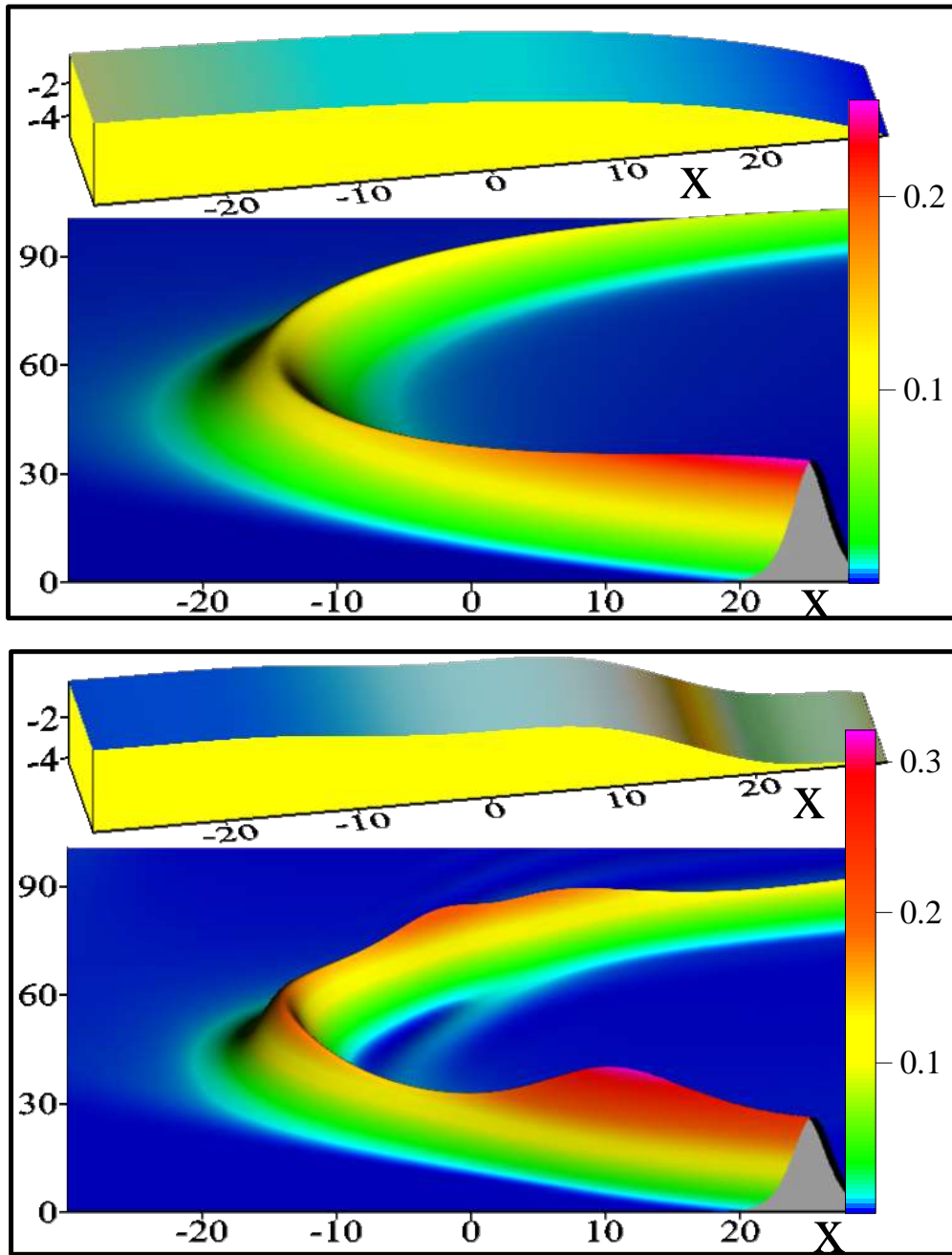


Figura 5.13 Comparación de los escenarios de dispersión de un soliton en un perfil de playa en forma similar al potencial con un perfil de función logarítmico (arriba) y en una estructura variable incorporada (abajo).

Incorporación de la estructura oscilatoria al potencial logarítmico resulta en mayor efectividad del perfil para la destrucción de las ondas poderosas, como se muestra en la Figura 5.13.

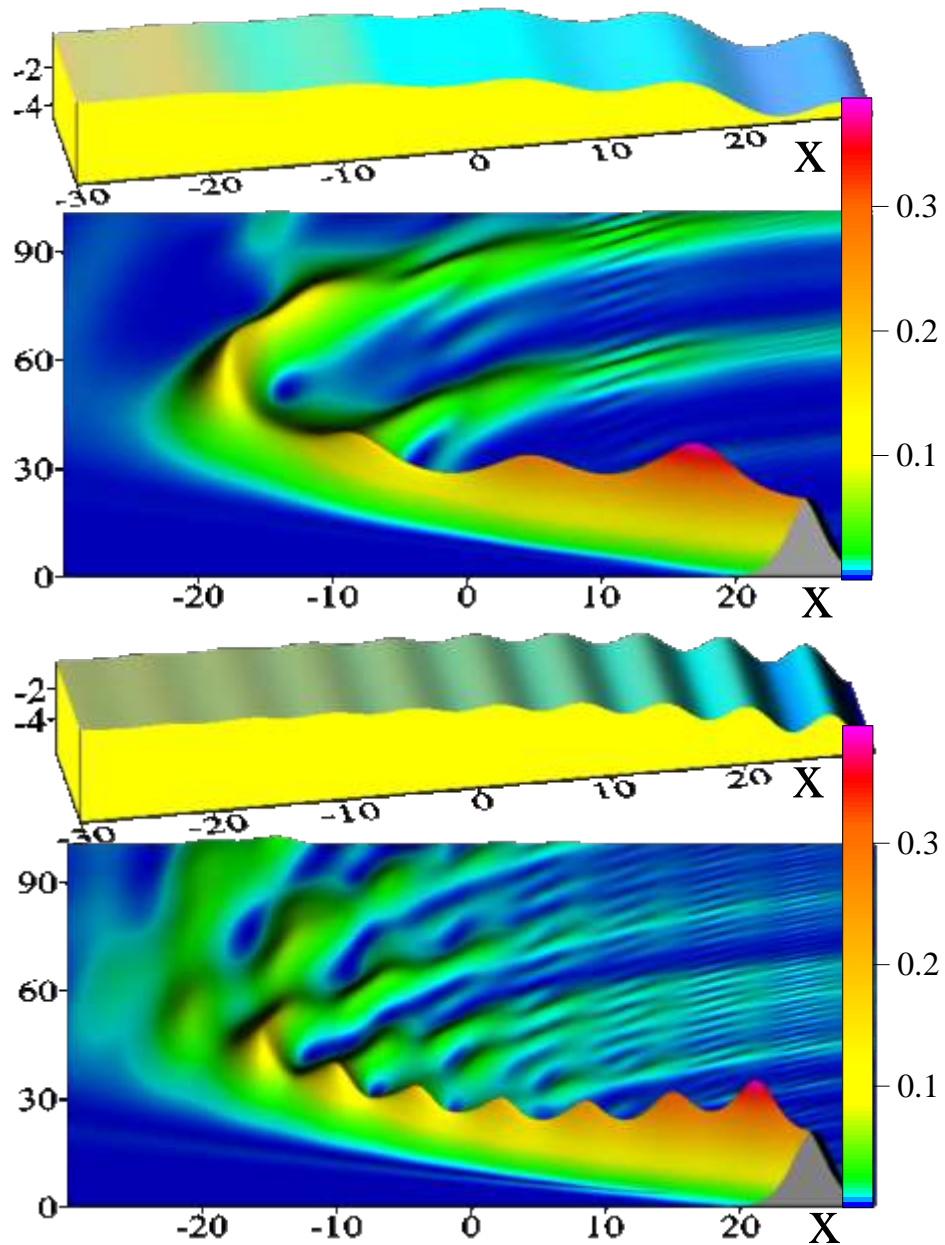


Figura 5.14 Comparación de los escenarios de dispersión y destrucción de una onda solitónica en un perfil de playa en forma similar a la función logarítmica con oscilaciones incorporadas.

La dispersión destructiva no depende solamente de la estructura y perfil costero sino también de la longitud de onda y la amplitud de soliton. La Figura 5.14 muestra los escenarios

de dispersión para los solitones con las longitudes de onda que disminuyen en Figuras de arriba hacia abajo (con aumento de la amplitud del soliton). Se observa que la efectividad de destrucción disminuye de igual manera.

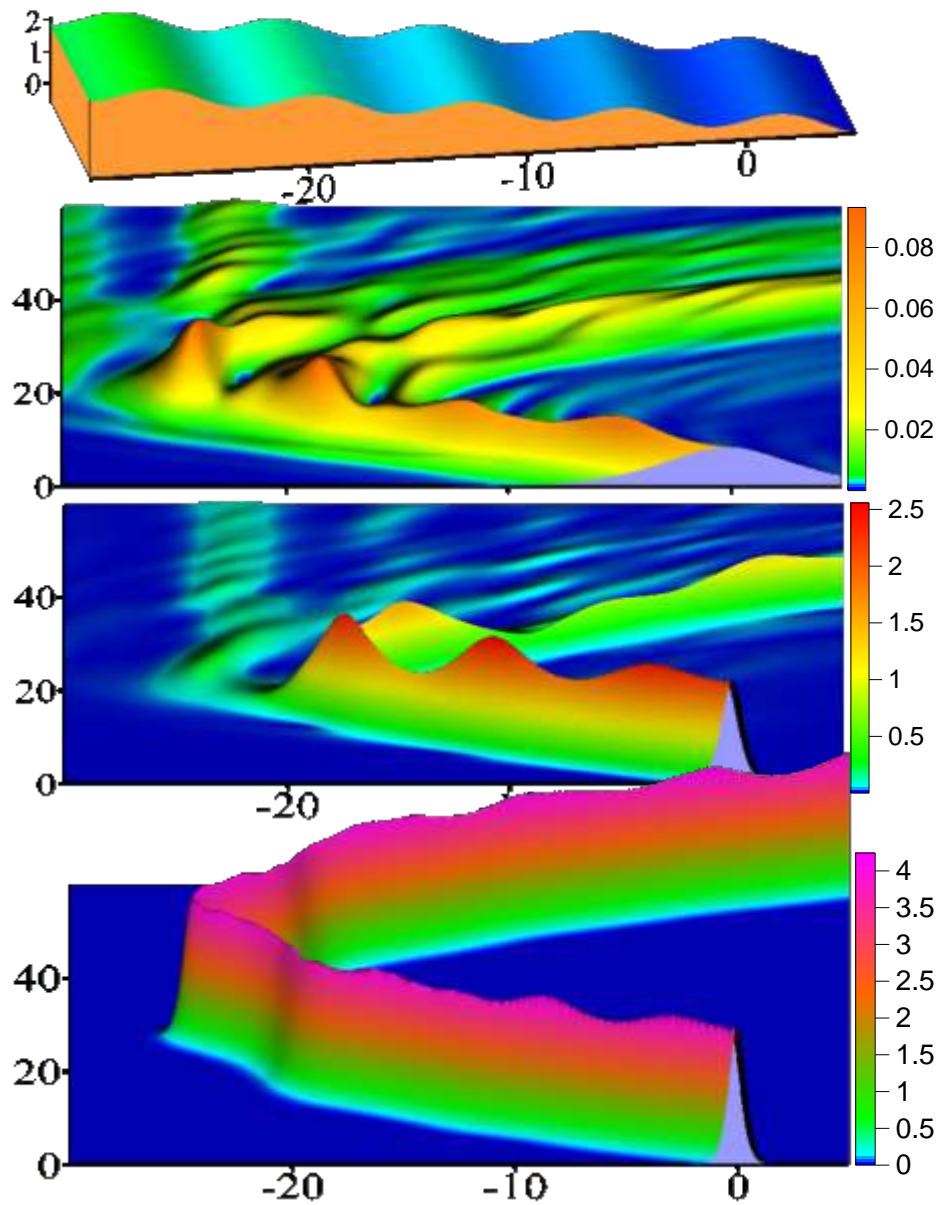


Figura 5.15 Comparación de los escenarios de dispersión y destrucción de las ondas solitónicas en un perfil de playa en forma similar a la función logarítmica con oscilaciones incorporadas dependiendo de las longitudes de onda del soliton.

Las simulaciones computacionales realizadas permitieron estudiar y elegir las estructuras más efectivas para la dispersión destructiva de las ondas no lineales de orden superior. En la Figura 5.15 se muestra un perfil de playa en forma de función logarítmica y estructura oscilatoria incorporada que corresponde a la disminución de la longitud de onda de olas saliendo a una costa. Se observa la mejor efectividad de este perfil para la destrucción de las ondas grandes con amplitudes y energías mayores [83].

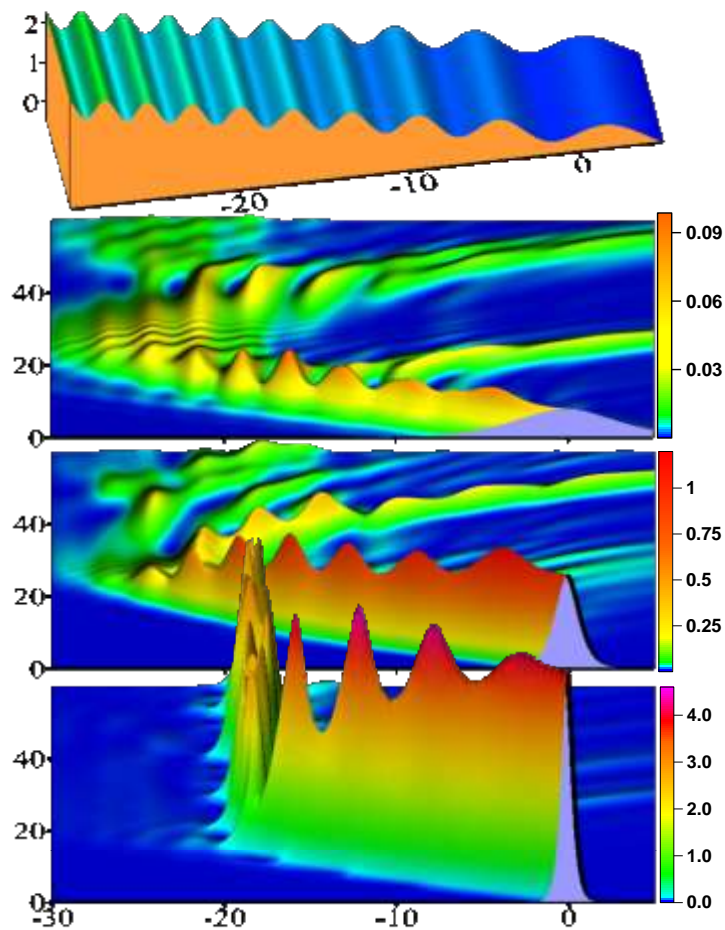


Figura 5.16 Destrucción total de los solitones con amplitudes grandes en un perfil de playa en forma similar a la función logarítmica con la estructura oscilatoria acelerada incorporada por encima del perfil.

CAPÍTULO 6 CONCLUSIONES

El objetivo principal de este trabajo fue desarrollar y aplicar los métodos matemáticos para estudiar las soluciones analíticas y numéricas de la NLSE generalizada y las propiedades de sus soluciones del tipo solitón, así como sus colisiones, propagación y decaimiento, para diseñar elementos que disminuyan el impacto destructivo de las olas producidas por huracanes y olas gigantescas o tsunamis.

1. Se mostró que los paralelismos matemáticos y las analogías formales consideradas abren la posibilidad de estudiar solitones ópticos e hidrodinámicos en paralelo y debido a la evidente complejidad de los experimentos con las ondas no lineales extremas en los océanos, ofrecen posibilidades notables en los estudios de estos sistemas tan complejos mediante la realización de experimentos en los sistemas de fibra óptica no lineal.

2. Resumiendo los experimentos de computadora realizados en el marco del modelo de NLSE, se demostró que los potenciales externos permiten hacer situaciones de dispersión y destrucción de las ondas no lineales solitarias (solitones), realizando la modelación numérica de diferentes perfiles de estructuras costeros y estudiando su efectividad en proceso de protección de de las playas y estructuras costeras contra olas no lineales gigantescas.

3. Se revisó en detalle las principales características del modelo NLSE con potencial externo lineal que es exactamente integrable, de modo que los potenciales lineales gravitacionales (considerados aquí análogos a "los perfiles de línea costeros lineales ideales") no pueden alterar radicalmente la dinámica del solitón y no destruye los solitones y todas las soluciones exactas del modelo NLSE incluyendo las olas gigantes (monstruo).

4. Se presentan los resultados de los experimentos en computadora de las interacciones de solitones con diferentes potenciales externos de tipo gravitacional, incluyendo aquellos con diferentes inclinaciones.

5. Se demostró un mecanismo físico adicional del decaimiento de solitones NLSE de orden superior y la generación de supercontinuo de solitones.

6. Se revelo el papel oculto de la energía de auto interacción del solitón en la dispersión de solitones por potenciales externos atractivos y repulsivos incorporados en el potencial externo lineal. Hemos investigado la interacción de solitones entrantes, de diferentes amplitudes (y por lo tanto, diferentes energías de enlace) y velocidades, con barreras de diferentes perfiles.

7. La principal característica especial de un solitón en el potencial externo de tipo gravitacional radica en el hecho de que su velocidad ya no es constante, sino que depende linealmente del tiempo.

8. La energía de auto interacción del solitón se demuestra tanto para el túnel de solitón a través de la barrera de potencial prohibida clásicamente superpuesta al potencial externo lineal.

CAPÍTULO 7 BIBLIOGRAFÍA

1. E. J. Tarbuck., F.K Lutgens. y D.Tasa, *Ciencias de la Tierra*. Edit. Prentice Hall, edición 2005, trad. de 8ª ed.
2. E. P. Guisado, G. G. Malvarez, F. C. Navas: "Los modelos de propagación de oleaje simulación morfodinamica y las TIG". En: Ojeda., Pita. M.F. y Vallejo (Eds). *Tecnologías de la información Geográfica: La Geografía al servicio de los ciudadanos*. Secretariado de Publicaciones de la Universidad de Sevilla. Sevilla. pp 861-872. 2010.
3. M. Agüero, J. Fujioka, L. Ceciliano. "La antisoledad de la onda solitaria. Ciencia" *Ergo Sum*, 9-2, pp. 197-201. Julio. 2002
4. J. A. Krumhansl, "Unity in the Science of Physics." *Physics Today* 44 Marzo 33-38 1991.
5. http://www.tsunami.noaa.gov/tsunami_story.html
6. Comisión Oceanográfica Intergubernamental. *Glosario de tsunamis. Colección Técnica de la COI N° 85 rev.* París, UNESCO, 2013. <http://unesdoc.unesco.org/images/0018/001882/188226s.pdf>
7. F. Løvholt, G. Pedersen, CB. Harbitz, S. Glimsdal, J. Kim." On the characteristics of landslide tsunamis". *Phil. Trans. R. Soc. A 373*: 20140376. 2015.
8. Y. Kawata, B. C. Benson, J. C. Borrero, J. L. Borrero, H. L. Daoies, W. P. de Lange, F. Imamura, J. H. L. Nott., C. E. Synolakis. "Tsunami in Papua New Guinea was intense as first thought." *EOS Trans.* 80, 101–112. 1999.
9. S. Doocy, A. Daniels, A. Dick, TD. Kirsch. "The Human Impact of Tsunamis: a Historical Review of Events 1900- 2009 and Systematic Literature Review." *PLOS Currents Disasters*. Apr 16. 2013 Edition 1.
10. E. Bernard, V. Titov. "Evolution of tsunami warning systems and products." *Phil. Trans. R. Soc. A 373*: 20140371. 2015.
11. F. Salvador Farreras, R. Domínguez Mora, C. A. Gutiérrez Martínez. "Tsunamis". México, D.F.: *CENAPRED*. 2005.
12. B. L. Mikhail Nosov. *Physics of Tsunamis*. Springer Science. 2009.
13. UNISDR. "Hacia el desarrollo sostenible: El futuro de la gestión del riesgo de desastres. Informe de Evaluación Global sobre la Reducción del Riesgo de Desastres."

- Ginebra, Suiza: Oficina de las Naciones Unidas para la Reducción del Riesgo de Desastres (UNISDR). 2015.
14. D. A. J. Sánchez, S. F.S. Farreras. “Catálogo de Tsunamis (Maremotos) en la Costa Occidental de México.” United States Department of Commerce, National Oceanic and Atmospheric Administration. 1993
 15. SEDESOL, COREMI. “Atlas de peligros naturales de la ciudad de Acapulco de Juárez, Gro.” 2004
 16. Comisión Nacional del Agua. “Análisis de las temporadas de huracanes de los años 2009, 2010 y 2011 en México”. 2012.
 17. H. Sverre. “A Possible Freak Wave Event Measured at the Draupner Jacket January 1 1995, Marine Structures and Risers, Statoil ASA”, N-4035 Stavanger, Norway. 2004.
 18. E. Morín. *Introducción al pensamiento complejo*. Barcelona: Gedisa. 1994.
 19. N. J. Zabusky and M. D. Kruskal, “Interaction of Solitons in a Collisionless Plasma and the Recurrence of Initial States,” *Phys. Rev. Lett.* 15 240.1965.
 20. C. S. Gardner, J. M. Greene, M. D. Kruskal and R.M. Miura, “Method for Solving the Korteweg-deVries Equation,” *Phys. Rev. Lett.* 19 1095. 1967.
 21. C. Kharif, E. Pelinovsky, A. Slunyaev, *Rogue Waves in the Ocean* (Springer-Verlag, 2009); E. Bryant, *Tsunami: the underrated hazard*, Springer, 2008; S. Murata, F. Imamura, K. Katoh, *Tsunami: To Survive from Tsunami*, World Scientific, 2009.
 22. A. Hasegawa, *Optical Solitons in Fibers*; Springer-Verlag: Berlin, 1989; A. Hasegawa, Y. Kodama, *Solitons in Optical Communications*; Oxford University Press: New York, 1995; A. Hasegawa, M. Matsumoto, *Optical Solitons in Fibers*; Springer-Verlag: Berlin, 2003.
 23. L. F. Mollenauer and J. P. Gordon, *Solitons in Optical Fibers*. Academic Press, Boston, 2006.
 24. T. Georges, F. Favre. *Transmission Systems Based on Dispersion-Managed Solitons: Theory and Experiment*. In: Hasegawa A. (eds) *New Trends in Optical Soliton Transmission Systems*. Solid-State Science and Technology Library, vol 5. Springer, Dordrecht. 1998.
 25. V. N. Serkin, A. Hasegawa, “Novel Soliton Solutions of the Nonlinear Schrödinger Equation Model,” *Phys. Rev. Lett.*, 85, 4502. 2000.

26. V. N. Serkin, A. Hasegawa, "Soliton management in the nonlinear Schrödinger equation model with varying dispersion, nonlinearity, and gain," *JETP Letters*, 72, 125 (2000).
27. V. N. Serkin and A. Hasegawa, "Exactly Integrable Nonlinear Schrodinger Ecuation Models with Varying Dispersion, Nonlinearity and Gain: Application for Soliton Dispersion Management," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, V.8, 418, 2002.
28. T. L. Belyaeva, V. N. Serkin, *Nonautonomous Solitons: Applications from Nonlinear Optics to BEC and Hydrodynamics*, in *Hydrodynamics*, H. E. Schulz (Ed.), ISBN 978-953-307-893-9, InTech .2011.
29. J. M. Dudley, F. Dias, M. Erkintalo, G.Genty. "Instabilities, breathers and rogue waves in optics." *Nature Photonics* volume 8, pages 755–764. 2014.
30. T.B. Benjamin, J. E. Feir, "The disintegration of wave trains on deep water. Part 1. Theory," *J. Fluid Mech.* 27, 417-430. 1967.
31. V. E. Zakharov, L. A. Ostrovsky, "Modulation instability: the beginning" *Physica D* 238, 540–548 2009.
32. I.E. Alber, "The effects of randomness on the stability of two-dimensional surface wave train," *Proc. Roy. Soc. Lond. A* 363, 525-546.1978.
33. M. Onorato, A. R. Osborne, M. Serio, S. Bertone. "Freak waves in random oceanic sea states," *Phys. Rev. Lett.* 86, 5831–5834. 2001.
34. M. Onorato, T.Waseda, A.Toffoli, L. Cavaleri, O. Gramstad, , P. A. Janssen, T. Kinoshita, J. Monbaliu, N. Mori, A.R. Osborne, M. Serio, C.T. Stansberg, H. Tamura, K. Trulsen. "Statistical properties of directional ocean waves: the role of the modulational in stability in the formation of extreme events," *Phys. Rev. Lett.* 102, 114502. 2009.
35. L. Shemer, D. Sergeeva, "An experimental study of spatial evolution of statistical parameters in a unidirectional narrow-banded random wavefield," *J. Geophys. Res.* 114, C01015 (2009).
36. L. Shemer, A. Sergeeva, D. Liberzon, "Effect of the initial spectral shape on spatial evolution of the statistics of unidirectional nonlinear random waves," *J. Geophys. Res.* 115, 12039 (2010a).

37. L. Shemer, A. Sergeeva, A. Slunyaev, "Applicability of envelope model equations for simulation of narrow-spectrum unidirectional random field evolution: experimental validation," *Phys. Fluids* 22, 016601. 2010b.
38. V. Zakharov, "Stability of periodic waves of finite amplitude on a surface of deep fluid," *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* 2, 190–194. 1968.
39. Ablowitz, M.J., Segur, H. "On the evolution of packets of water waves," *J. Fluid Mech.* 92, 691-715. 1979.
40. A. Slunyaev, Clauss, Klein, M., Onorato, M., "Simulations and experiments of short intense envelope solitons of surface water waves," *Phys. Fluids* 25, 067105, 2013a.
41. V.E. Zakharov, A.I. Dyachenko, A.O. Prokofiev, "Freak waves as nonlinear stage of Stokes wave modulation instability," *Eur. J. Mech. B / Fluids* 25, 677-692, 2006.
42. A.V. Slunyaev, "Numerical simulation of "limiting" envelope solitons of gravity waves on deep water," *JETP* 109, 676-686. 2009.
43. A.I. Dyachenko, D.I. Kachulin, V.E. Zakharov, "New compact equation for numerical simulation of freak waves on deep water," *J. Phys.: Conf. Ser.* 681, 012028, 2016.
44. M. Onorato, D. Proment, G. Clauss, M.Klein, "Rogue waves: From nonlinear Schrodinger breather solutions to sea-keeping test," *PLOS One.* 8, e54629, 2013.
45. M. Klein, G.F.Clauss, S.Rajendran, C.G. Soares, M.Onorato, "Peregrine breathers as design waves for wave-structure interaction," **Ocean Eng.**, in press, 2016.
46. Y.-H. Sun, "Soliton synchronization in the focusing nonlinear Schrödinger equation," *Phys. Rev. E.* 93, 052222. 2016.
47. A.V. Slunyaev, E.N.Pelinovsky, "The role of multiple soliton interactions in generation of rogue waves: the mKdV framework," *Phys. Rev. Lett.* 117, 214501, 2016.
48. A. Chabchoub, N. P. Hoffmann, N. Akhmediev, "Rogue Wave Observation in a WaterWave Tank", *PHYSICAL REVIEW LETTERS PRL* 106, 204502, 2011.
49. Y.Y. Chen, C. Kharif, J.H. Yang, H.C. Hsu, J. Touboul, J. Chambarel, "An experimental study of steep solitary wave reflection at a vertical wall," *Eur. J. Mech. B/Fluids* 49, 20-28,2015.
50. F. Carbone, D. Dutykh, J. M. Dudley, F. Dias, "Extreme wave runup on a vertical cliff", *Geophysical Research Letters*, Vol. 40, 3138–3143, Doi:10.1002/grl.50637, 2013.

51. Chabchoub A., Hoffmann N., Onorato M., Genty G., Dudley J. M., Akhmediev N. Hydrodynamic Supercontinuum Phys.Rev. Lett. 111, 054104 — Published 2 August 2013 DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.054104.
52. H. Hasimoto, H. Ono, "Nonlinear modulation of gravity waves," J. Phys. Soc. Japan 33, 805-811, 1972.
53. Política Nacional de Mares y Costas de México, http://www.biodiversidad.gob.mx/pais/mares/pdf/A4_PNMC_actualizada_dic2015.pdf.
54. “Estudio de la vulnerabilidad y programa de adaptación ante la variabilidad climática y el cambio climático en diez destinos turísticos estratégicos, así como propuesta de un sistema de alerta temprana a eventos hidrometeorológicos extremos”, sección II, vulnerabilidad del destino turístico Acap. <http://www.sectur.gob.mx/wp-content/uploads/2014/09/SECCION-II.-ACAPULCO.pdf>.
55. T. G. Stephan, A. L. Miguel, and F. Martin 1994, "Characteristics of solitary wave breaking induced by breakwaters". *ASCE Member*", 1994.
56. L.A. Hongwei, S. Mohamed, A. Ghidaoui, H. Zhenhua, Y.B Zhida W. Jun, "Numerical investigation of the interactions between solitary waves and pile breakwaters using BGK-based methods". *Computers and Mathematics with Applications*, 61 3668–3677, 2011.
57. H. Taemin, Y. Jeseon, H. Sejong, and C. Yong-Sik. "Numerical Study on Tsunami Hazard Mitigation Using a Submerged Breakwater", Vol. 2014, 11 pages, 2014.
58. H. J Scheel, “Double-pontoon-bridge construction of submerged barriers and of off-shore roads”. PCT/IB2013/059511, 21.10.2013.
59. H. J Scheel, “Submarine construction for tsunami and flooding protection, for fish farming, and for protection of buildings in the sea”. EP 2 781 659 A1, 08.04.2013.
60. . H. J Scheel. “Structure and method for protection against tsunami -waves and high sea-waves caused by storm”. PCT/IB2012/05454, 03.09.2012.
61. L. Gushi, L. Lijuan , “Breakwater”, US 2010/0215435 A1 Aug. 26, 2010
62. L. Jying and F. Raichlen. *Fluid Mech.*, vol. 456, pp. 295-318, (2002)
63. H. Segur, Waves in shallow water, with emphasis on the tsunami of 2004, *in Tsunami and Nonlinear Waves*, edited by A. Kundu, pp. 3 – 29, Springer, Berlin, 2007.

64. R. Eisberg, and R. Resnick, Física cuántica. Noriega Limusa, Mexico Novena reimpresión, 1994.
65. H. Moore,. MATLAB® para ingenieros. Pearson educación Primera edición, México. 2007.
66. H. H. Chen, C. S. Liu, "Solitons in nonuniform media", *Phys. Rev. Lett.* 37, 693--696 (1976).
67. C. G. Darwin, "Free Motion in the Wave Mechanics", *Proc. Royal Soc. London* 117, 258--293 (1928).
68. V. N. Serkin, T. L. Belyaeva, "High-energy optical Schrödinger solitons", *JETP Lett.* Vol. 74, 573—577, 2001.
69. V. N. Serkin, T. L. Belyaeva, "The Lax representation in the problem of soliton management", *Quant. Electron.* Vol. 31, 1007—1013, 2001.
70. V. N. Serkin, A. Hasegawa, T. L. Belyaeva, "Nonautonomous solitons in external potentials", *Phys. Rev. Lett.* Vol. 98, 074102, 2007.
71. V. N. Serkin, A. Hasegawa, T. L. Belyaeva, "Hidden symmetry reductions and the Ablowitz--Kaup--Newell--Segur hierarchies for nonautonomous solitons", in: K. Porsezian, R. Ganapathy (Eds.), *Odyssey of Light in Nonlinear Optical Fibers: Theory and Applications*, CRC Press, Taylor & Francis, 145-187, (2015)
72. L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, "Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers", *Phys. Rev. Lett.* Vol. 45, 1095—1098, 1980.
73. J. Satsuma, N. Yajima, "Initial value problems of one-dimensional self-modulation of nonlinear waves in dispersive media", *Prog. Theor. Phys. Suppl.* Vol. 55, 284--306, 1974.
74. L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, and W. J. Tomlinson, "Extreme picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in single-mode optical fibers, " *Opt Lett.* 8, 289—291, 1983.
75. R. H. Stolen, L. F. Mollenauer, and W. J. Tomlinson," Observation of pulse restoration at the soliton period in optical fibers", *Opt. Lett.* 8, 186—188, 1983.
76. A. Tikan, C. Billet, G. El, A. Tovbis, M. Bertola, T. Sylvestre, F. Gustave, S. Randoux, G. Genty, P. Suret, J. M. Dudley, "Universality of the Peregrine soliton in the

- focusing dynamics of the cubic nonlinear Schrodinger equation", *Phys. Rev. Lett.* 119, 033901, 2017.
77. J. M. Dudley, J. R. Taylor, *Optical Fiber Supercontinuum Generation*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2010.
 78. N Akhmediev, J M Dudley, D R Solli and S K Turitsyn, "Recent progress in investigating optical rogue waves", *J. Opt.* 15, 060201, 2013.
 79. T. L. Belyaeva and V. N. Serkin, "Wave-particle duality of solitons and solitonic analog of the Ramsauer-Townsend effect", *Eur. Phys. J. D*, 66, 153, 2012.
 80. T. L. Belyaeva, V. N. Serkin, C. Hernandez-Tenorio and F. Garcia-Santibañez, "Enigmas of optical and matter-wave soliton nonlinear tunneling", *J. Mod. Optics*, 57, 1087—1099, 2010.
 81. V. N. Serkin, A. Hasegawa and T. L. Belyaeva, "Geiger--Nuttall law for Schrödinger solitons", *J. Mod. Optics* 60, 116, 2013.
 82. V. N. Serkin, A. Hasegawa and T. L. Belyaeva, "Soliton self-induced sub-barrier transparency and the controllable 'shooting out' effect", *J. Mod. Optics* 60, 444—451, 2013.
 83. A. Mena-Contla , V. N. Serkin, , T. L. Belyaeva , R. Peña-Moreno , M. A. Agüero , C. Hernandez-Tenorio and L. Morales-Lara, Extreme nonlinear waves in external gravitational-like potentials: possible applications for the optical soliton supercontinuum generation and the ocean coast line protection, *Optik* 161 187–195, (2018).
 84. T .Aktosun (2009) Inverse Scattering Transform and the Theory of Solitons. In: Meyers R. (eds) Encyclopedia of Complexity and Systems Science. Springer, New York, NY.
 85. H. C. Muller Santa Cruz, *Programando en Fortran 2007*
 86. Golden Software, Inc. 809 14th Street, Golden, Colorado 80401-1866, U.S.A. Phone: 303-279-1021 Fax: 303-279-0909 www.GoldenSoftware.com