UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE MADRID

ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIEROS DE MONTES

**APLICACIÓN DE LA HIDRODINÁMICA SUAVIZADA DE
PARTÍCULAS A LA SIMULACIÓN DE FLUJOS HIDRÁULICOS
TURBULENTOS**

*APPLICATION OF SMOOTHED PARTICLE HYDRODYNAMICS TO
SIMULATION OF HYDRAULIC TURBULENT FLOWS*

TESIS DOCTORAL

CON MENCIÓN INTERNACIONAL

ROBERTO MARIVELA COLMENAREJO

Ingeniero de Montes

Madrid, 2016

DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA Y GESTIÓN FORESTAL Y AMBIENTAL
ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIEROS DE MONTES

**APLICACIÓN DE LA HIDRODINÁMICA SUAVIZADA DE
PARTÍCULAS A LA SIMULACIÓN DE FLUJOS HIDRÁULICOS
TURBULENTOS**

***APPLICATION OF SMOOTHED PARTICLE HYDRODYNAMICS TO
SIMULATION OF HYDRAULIC TURBULENT FLOWS***

ROBERTO MARIVELA COLMENAREJO

Ingeniero de Montes

DIRECTORES

José Luis García Rodríguez

Doctor Ingeniero de Montes

David López Gómez

Doctor en Ingeniero de Caminos

Madrid, 2016

Tribunal nombrado por el Mgfco. Y Excmo. Sr. Rector de la Universidad
Politécnica de Madrid, el díade de 20 ...

Presidente

Vocal

Vocal

Vocal

Secretario

Suplente

Suplente

Realizado el acto de defensa y lectura de la Tesis el día de
..... de 201 en la E.T.S.I / Facultad

EL PRESIDENTE

LOS VOCALES

EL SECRETARIO

MENCIÓN DE DOCTORADO INTERNACIONAL

INTERNATIONAL DOCTORATE MENTION

Esta Tesis ha sido informada positivamente para su defensa en exposición pública por los siguientes investigadores:

This Ph.D. Thesis has been positively evaluated for its defense by the next international reviewers:

Dr. Christopher George

Executive Director of
International Association for Hydro-Environment Engineering Research
(IAHR)

Dr. Daniele Tonina

Associate Professor
Center for Ecohydraulics Research
University of Idaho (United States)

*a mi padre y madre.
por tantas y tantas cosas...*

lo último que se aprende es por dónde empezar

Agradecimientos

Me gustaría dar mi más sincero agradecimiento a todas aquellas personas que, en cualquier momento y de cualquier forma, me han apoyado para hacer posible la consecución de esta Tesis Doctoral. A mis compañeros de la escuela de Montes. Cuántas vivencias y aventuras que han hecho que lleve por el mundo con gran orgullo el ser de montes! Cuántos amigos me ha dejado esta escuela! a Alicia, Ángel, Antonio, César, Chus, Cris Bajadó, Cuchi, Elena, Fran, Glori, Ignacio, Irene, Jaime, Juan Fran, Luiso, Mario, Miguel, Mohi, Nacho, Noe, Óscar, Paco, Perales, Ramón, Roldán, Rubén, Sara, Sarita, Silvia, Valen, Vallejo, Víctor y a tantos y a tantos otros que me dejo en el teclado. Qué hubiera sido de mí sin esta escuela... A esos mis antiguos amigos del pueblo y demás aventuras: David, Félix, Fernando, Jesús, Mar, Pope, Vitorio. A todos mis compañeros-amigos del CEDEX. Por todos esos momentos, conversaciones y experiencias que convirtieron mi estancia allí en algo completamente inolvidable.

Me gustaría agradecer a Daniele Tonina por su incondicional e inestimable ayuda durante mi estancia en Idaho, la cual despertó en mí esta inquietud de cambio y pasión por toma de decisiones.

Agradezco especialmente a mi director de tesis, el profesor José Luis García Rodríguez, no sólo por su disposición continua de apoyo que he tenido desde que nos conocimos, sino también por la relación personal que nos une. Por esa amistad y momentos únicos que, sin hacer juicios de valor, hacen de Josele una curiosa mezcla amigo-advisor irremplazable.

Otro agradecimiento especial merece mi segundo director de tesis, el Dr. David López Gómez. Por esa infinita, energética y encomiable ilusión que tienes por el trabajo, y que ha contribuido en gran medida al entusiasmo que he tenido prácticamente durante todos mis días en el CEDEX. También por tu liderazgo y buena gestión de los recursos humanos. No creo que nunca tenga un mejor jefe que tú. Gracias.

Y cómo no agradecer a la Dr. María Jesús García García. Por toda tu comprensión y apoyo incesante, por tu confianza y lealtad, por tu justo criterio y por ejemplo de persona. Gracias de veras por tu cercanía y amistad.

A Kannikha, por tu paciencia, apoyo y compañía durante estos momentos de inversión de futuro.

A todos vosotros... gracias de corazón.

Esta tesis ha sido posible gracias a la ayuda del Consejo Social de la UPM que con fecha del 22 de Julio de 2011 resolvió concederme 6700 euros para financiar parte de mi investigación en la Universidad de Idaho durante seis meses en el año 2012.

También, mi más sincero agradecimiento.

RESUMEN

La aplicación de métodos numéricos a la simulación hidrodinámica de fluidos se ha visto incrementada gracias al desarrollo y accesibilidad de máquinas de cálculo y técnicas informáticas. Esto permite que métodos que demandan altos recursos computacionales, como el SPH, se hagan cada vez más populares y asequibles a comunidades empresariales o investigadoras. Es por esto que resulta importante comprobar su idoneidad en situaciones de cálculo límite, esto es cuando el flujo presenta bruscos cambios de velocidad y/o caudal, los cuales, pueden generar inestabilidades en el proceso de cálculo.

Con este fin, simulaciones numéricas de dos casos hidrodinámicos complejos se realizan en esta tesis. La primera es la simulación de un resalto hidráulico en régimen variable, en la cual, se implementa una modificación de la viscosidad artificial que permite ajustar los resultados de la simulación a los de la modelización física. En lugar de mantener constante la viscosidad artificial para todas las partículas y durante toda la simulación, esta mejora consiste, básicamente, en aportar una viscosidad artificial a cada partícula y en cada paso de tiempo en función de su vorticidad.

Una segunda investigación se ha realizado sobre la evolución de propiedades físicas de olas rompientes durante su proceso de inundación en una playa de alta pendiente. Este trabajo se ha llevado a cabo bajo distintas configuraciones de macro rugosidad que simulan rodales costeros de vegetación. Se concluye que las distintas disposiciones de rugosidad modifican el patrón de flujo de la inundación a través y entre los rodales, pero tienen una escasa relevancia en la extensión de la inundación, menor del 3%, en comparación con la configuración de control o sin rugosidad.

Conclusiones y experiencias de las anteriores investigaciones se consideran en la tercera. Ésta se centra en la simulación de otro caso de compleja hidrodinámica donde se presentan altas turbulencias. Este caso trata sobre ondas solitarias de oleaje con el fin de obtener su capacidad destructiva antes, durante y después de su proceso de rotura. En este estudio se incorpora un método eficiente de obtención de datos de la simulación y aporta un mayor conocimiento del proceso complejo de rotura. Se concluye que el promediado del momento de flujo y de energía cinética deber ser analizados simultánea y separadamente para entender su capacidad destructiva.

ABSTRACT

The advance of the application of numerical methods on fluid hydrodynamic simulation has been increased thanks to the development and accessibility of powerful computer and computational techniques. This allows that methods that require high computational resources, such SPH, become increasingly popular and affordable to business and research communities. Therefore it is important to check its suitability in extreme situations. This occurs when the flow experiments sudden speed and/or discharge changes which can generate instability in the calculation process.

For this purpose, hydrodynamic numerical simulations of two complex cases are carried out in this thesis. The first one is the simulation of a hydraulic jump in unsteady regime where, a modification of the artificial viscosity is implemented to adjust the simulation results to those of physical modeling. Instead of keeping the artificial viscosity constant for all particles and throughout the whole simulation, this improvement is based on providing an artificial viscosity to each particle and at each time step depending on its vorticity.

A second investigation is carried out on the evolution of physical properties of breaking waves during the runup process on a high slope beach with different roughness configurations, which represent coastal vegetation. We conclude that the different roughness configurations modify the flow pattern through and between the patches but, have little relevance to the total runup, less than 3%, compared to the control scenario.

Conclusions and experiences of the previous works are considered in the third one. This following research focuses on another complex hydrodynamic simulation where high turbulence are presented. This case is about solitary breaking waves in order to obtain its destructive capacity before, during and after the breaking process. In this study an efficient method of obtaining data from the simulation is presented which provides a greater understanding of the complex process of breaking concluding, that the averaged flow momentum and kinetic energy must be analyzed simultaneously and separately to understand the destructive capacity.

ÍNDICE

1. INTRODUCCIÓN.....	2
1. Objetivos	4
1. EL MÉTODO SPH	8
2. VENTAJAS Y DESVENTAJAS DE SPH.....	11
3. ARTÍCULO I.....	14
1. Introducción.....	14
2. Material y métodos	14
1. Caso de prueba.....	14
2. Tratamiento de los contornos	15
3. La rugosidad numérica.....	18
4. La nueva viscosidad artificial propuesta para SPH.....	20
3. Resultados y discusiones	25
4. Conclusiones	26
4. ARTÍCULO II.....	29
1. Introducción.....	29
2. Estado del arte	30
3. Caso de prueba.....	31
4. Métodos de análisis	32
5. Resultados.....	33
1. Profundidad del flujo	33
2. Seguimiento del frente de onda.....	35
3. Velocidad.....	36

4.	Fuerzas hidrodinámicas	39
6.	Discusión y conclusiones.....	40
5.	ARTÍCULO III.....	44
1.	Introducción.....	44
2.	Material y métodos	45
1.	El modelo GPUSPH	45
2.	El caso de prueba.....	45
3.	Simulaciones de ondas solitarias y su análisis.....	46
3.	Resumen de resultados.....	47
1.	Resultados de la validación.....	47
2.	Resultados de las simulaciones	49
4.	Discusión.....	51
5.	Conclusiones	53
6.	DISCUSION GENERAL	56
1.	Discusión general	56
2.	Futuras líneas de investigación.....	57
7.	CONCLUSIONES / CONCLUSIONS.....	60
8.	BIBLIOGRAFÍA.....	67

INDICE DE FIGURAS

Figura 1. Efecto numérico debido a las fuerzas de repulsión ejercidas desde el contorno en el entorno de la compuerta.....	16
Figura 2. Efecto numérico debido a las fuerzas de repulsión ejercidas desde el contorno en el entorno del escalón. Se aprecia la diferencia entre el contorno numérico y geométrico.	16
Figura 3. Comparación sobre el test 1 de Hd, Xr, Yr para distintos tiempos de la simulación entre el modelo físico (azul), las simulaciones sin la relocalización de los contornos (rojo) y las simulaciones después de la relocalización de los contornos (verde).	17
Figura 4. Comparación sobre el test 2 de Hd, Xr, Yr para distintos tiempos de la simulación entre el modelo físico (azul), las simulaciones sin la relocalización de los contornos (rojo) y las simulaciones después de la relocalización de los contornos (verde).	17
Figura 5. Comparación sobre el test 3 de Hd, Xr, Yr para distintos tiempos de la simulación entre el modelo físico (azul), las simulaciones sin la relocalización de los contornos (rojo) y las simulaciones después de la relocalización de los contornos (verde).	18
Figura 6. Ejemplo de distribución de partículas de fluido bajo distintas configuraciones de discretización de partículas de contorno. En la subfigura superior la discretización de las partículas de contorno es cuatro veces mayor que la distancia entre partículas de fluido. En la subfigura inferior la discretización de las partículas de contorno es dos veces menor la distancia entre partículas de fluido.	19
Figura 7. Comparación sobre el test 1 de Hd, Xr, Yr para distintos tiempos de la simulación entre el modelo físico (azul), las simulaciones sin la relocalización de los contornos (rojo), simulaciones después de la relocalización de los contornos (verde) y las simulaciones después de la relocalización de los contornos y con corrección de la rugosidad numérica (magenta).	19
Figura 8. Comparación sobre el test 2 de Hd, Xr, Yr para distintos tiempos de la simulación entre el modelo físico (azul), las simulaciones sin la relocalización de los contornos (rojo), simulaciones después de la relocalización de los contornos (verde) y las simulaciones después de la relocalización de los contornos y con corrección de la rugosidad numérica (magenta).	20

Figura 9. Comparación sobre el test 3 de Hd, Xr, Yr para distintos tiempos de la simulación entre el modelo físico (azul), las simulaciones sin la relocalización de los contornos (rojo), simulaciones después de la relocalización de los contornos (verde) y las simulaciones después de la relocalización de los contornos y con corrección de la rugosidad numérica (magenta). 20

Figura 10. Comparación del Test 3 entre las simulaciones de SPH con la implementación de *avor* y la superficie del fluido obtenida de simulación física para varios pasos de tiempo. 23

Figura 11. Comparación de simulaciones SPH del test 3 con modelos de turbulencia $\alpha = 0.01$, $k - \epsilon$ y *avor* en contraste con la elevación del fluido obtenida de modelo físico (línea roja) en el instante t=5 s. 24

Figura 12. Comparación de simulaciones SPH del test 3 con modelos de turbulencia $\alpha = 0.01$, $k - \epsilon$ y *avor* en contraste con la elevación del fluido obtenida de modelo físico (línea roja) en el instante t=10 s. 24

Figura 13. Comparación de simulaciones SPH del test 3 con modelos de turbulencia $\alpha = 0.01$, $k - \epsilon$ y *avor* en contraste con la elevación del fluido obtenida de modelo físico (línea roja) en el instante t=15 s. 25

Figura 14. Comparación de simulaciones SPH del test 3 con modelos de turbulencia $\alpha = 0.01$, $k - \epsilon$ y *avor* en contraste con la elevación del fluido obtenida de modelo físico (línea roja) en el instante t=20 s. 25

Figura 15. Comparación de simulaciones SPH del test 3 con modelos de turbulencia $\alpha = 0.01$, $k - \epsilon$ y *avor* en contraste con la elevación del fluido obtenida de modelo físico (línea roja) en el instante t=25 s. 25

Figura 16. Series temporales de profundidad del flujo en los puntos seleccionados, mostrados en la Figura 17, para el escenario de control (fila superior), para el escenario de baja rugosidad (fila media) y para el escenario de alta rugosidad (fila inferior). Los colores corresponden a las localizaciones mostradas también la Figura 17. La línea de puntos indica el momento en el que el flujo revierte la dirección de la velocidad..... 34

Figura 17. Localizaciones de puntos donde se toman los datos de series temporales de profundidad y velocidad de flujo..... 34

Figura 18. Evolución temporal de la zona de inundación sobre la playa. La figura A corresponde al escenario de control, la figura B corresponde al escenario de baja rugosidad y la figura C corresponde al escenario de alta rugosidad. 36

Figura 19. Campo de velocidad horizontal en el avance de la inundación (columna de la izquierda) y en su retroceso (columna de la derecha). A y B indican el escenario de control, C y D el escenario de baja rugosidad y E y F el escenario de alta rugosidad. 37

Figura 20. Velocidad horizontal del flujo en m/s en los puntos seleccionados, y mostrados en la Figura 17, para el escenario de control (fila superior), para el escenario de baja rugosidad (fila media) y para el escenario de alta rugosidad (fila inferior). Los colores corresponden a las localizaciones mostradas también la Figura 17. La línea de puntos indica el momento en el que el flujo revierte la dirección de la velocidad. 38

Figura 21. Diferencia adimensional entre el escenario de control y el escenario de baja rugosidad (fila superior) y entre el escenario de alta densidad (fila inferior). El proceso de inundación viene representado en la columna izquierda y el proceso de retroceso está representado por la columna de la derecha. 40

Figura 22. Esquema de los experimentos presentados en Synolakis (1986) y Synolakis (1987) y también usado para las simulaciones realizadas con GPUSPH. El pie de la playa está representado con X_0 y localizado a 14.68 m. desde la posición inicial de la pala de oleaje. La pendiente de la playa es 1:19.85 y el sistema de coordenadas está situado en la posición inicial de la línea de playa. 46

Figura 23. Comparación del nivel de agua para el caso de onda solitaria con $H/d=0.30$ sobre una playa con pendiente 1:19.85 entre el experimento 225a presentado en Synolakis (1986) (cruces) y la simulación numérica (línea sólida roja). 48

Figura 24. Comparación de la evolución de la máxima elevación de onda para el caso de onda solitaria con $H/d=0.30$ sobre una playa con pendiente 1:19.85 entre el experimento 225a presentado en Synolakis (1986) (cruces) y la simulación numérica (línea sólida roja). El resto de líneas representan las evoluciones de las máximas elevaciones de onda para el resto de simulaciones. 48

Figura 25. Trayectoria del frente de onda, Wf , de las simulaciones GPUSPH con diferente ratio H/d donde $x^*=x/d$. El origen de tiempo normalizado, $t^*=tg/d$, y

se origina cuando la cresta de la onda pasa por la vertical del punto $X0$. Los círculos representan la localización de los máximos absolutos de la energía cinética y los cuadrados la localización de los máximos absolutos del momento del flujo. 49

Figura 26. La figura a) muestra la evolución del la evolución del momento de flujo máximo y los cuadrados representan su máximo absoluto. La figura b) muestra la evolución de la energía cinética máxima. Los círculos representan la localización de su absoluto máximo y los triángulos muestran la localización de máximos locales que coinciden con los máximos locales de la figura a). La figura c) muestra la evolución del número de Froude basado en la velocidad y calado obtenidos de la figura b). 50

Figura 27. Como se ha mostrado en figuras anteriores cuadrados y círculos representan los valores máximos absolutos del momento de flujo y de la energía cinética. En esta figura son comparados con el ratio H/d . La Figura b) indica dónde se producen y la Figura c) indica cuándo se producen. 50

INTRODUCCIÓN

1. INTRODUCCIÓN

Debido a su vital importancia como elemento y como sustento vital de vida, el agua ha sido siempre objeto de estudio en múltiples ámbitos. Uno de ellos es el conocimiento de su física, que permite un aprovechamiento más eficiente de ella como recurso y además, posibilita que sea empleada en ingeniería hidráulica. El abordaje del conocimiento de sus propiedades físicas se ha venido llevando a cabo desde el inicio de la humanidad en sí misma y su física ha sido ya analíticamente resuelta. Sin embargo, la aplicación de sus fórmulas no siempre resulta sencilla y el empleo de adicionales herramientas se hace necesario. En este sentido los modelos numéricos han ido tomando auge posibilitados, también debido al desarrollo de la tecnología computacional. Estos modelos no están exentos de sus problemas intrínsecos y, en este sentido, esta tesis trata de afrontarlos en casos en los que el flujo se desarrolla con alta turbulencia.

La aplicación de los principios de conservación de masa y de cantidad de movimiento, junto a las leyes de la termodinámica a un volumen de fluido, es la que posibilita la obtención de las ecuaciones de Navier-Stokes. Estas ecuaciones gobiernan el movimiento de los fluidos y fueron obtenidas por Claude-Louis Navier (1785-1836) y George Gabriel Stokes (1819-1903).

Las ecuaciones de Navier-Stokes son ecuaciones no lineales en derivadas parciales y, todavía hoy, no se conoce su resolución exacta para todo tipo de fluido. Sin embargo para determinados fluidos y, en casos específicos, se pueden asumir ciertas simplificaciones, lo que hace posible la utilización de herramientas de simulación numérica o, *Computational Fluid Dynamics* (CFD).

El CFD usa dos aproximaciones para afrontar la resolución de las ecuaciones. La primera de ellas es el análisis del fluido desde una perspectiva Euleriana. Esto consiste en que la determinación de las propiedades físicas del dominio de control se afronta usando un sistema de referencia cuya localización no varía con el tiempo. Esta aproximación tiene la ventaja de que, por lo general, la resolución es rápida y requiere menos recursos computacionales, ya que el sistema de coordenadas es común a todo el dominio de estudio.

La segunda perspectiva es la Lagrangiana, en la que cada dominio de control posee su propio sistema de referencia, y cuya localización está asociada a sus propiedades físicas. Esta aproximación es más costosa en términos computacionales, en tanto que existen tantos sistemas de referencia como dominios de control y,

además, no son constantes en la simulación. Por contra, la ventaja de estos tipos de métodos radica en que la evolución temporal de los dominios de control se ajusta más al comportamiento real del fluido estudiado.

La mayor demanda computacional de los métodos Lagrangianos ha hecho que la utilización de los métodos Eulerianos haya sido más empleada en estudios de mayor extensión, como cuencas hidrográficas, cauces de ríos o estudios costeros de inundación. En estos casos, los estudios realizados suelen ser bidimensionales y promediados en profundidad, como en los casos de obtención de llanura de inundación. Los resultados de estos estudios suelen tener una muy buena correlación con el flujo en términos generales. Estos métodos suelen emplear dominios de control groseros con lo que cuando la importancia del estudio se centra en áreas pequeñas, la aproximación Euleriana no es suficientemente precisa.

Cuando la precisión general del análisis requerida es más elevada, los métodos Lagrangianos son más apropiados pero, generalmente, son más comunes en áreas de estudio menores y con requerimiento tridimensional, como infraestructuras hidráulicas o rotura de olas. Los resultados de estos métodos son más realistas, capaces de aportar áreas de vorticidad tridimensional o salpicaduras de gotas de agua debido a la turbulencia del fluido. Estos métodos aceptan mejor la simulación del fluido bajo geometrías complejas o a los cambios bruscos y frecuentes del fondo debido, como por ejemplo, una batimetría abrupta.

Uno de los métodos Lagrangianos que más se ha extendido en la última década es el conocido como "*Smoothed Particles Hydrodynamics*", SPH, el cual se encuentra dentro de los métodos denominados "*meshless*" o sin malla. El método SPH no utiliza una malla de cálculo sino que la discretización del dominio se realiza utilizando partículas, por lo que éste método se engloba dentro de los llamados "métodos de partículas". Cada partícula representa un volumen de control y, para la obtención de las propiedades de cada partícula, SPH emplea una función de interpolado que considera las propiedades físicas de las partículas localizadas en su entorno, también llamadas partículas vecinas. De esta manera se consigue representar el fluido como un medio continuo, a pesar de que el elemento de cálculo que SPH usa es discreto.

SPH fue inicialmente introducido para estudios en el ámbito de la astrofísica por Gingold y Monaghan en 1977 en donde, principalmente, fue utilizado para la simulación sobre evolución estelar. SPH fue pronto utilizado en el campo de la mecánica de fluidos donde, por su esquema conceptual, se convertiría en una aproximación muy adecuada al análisis de flujos, ya que permite evaluar

naturalmente líneas de corriente y flujo. Su aplicación es idónea para flujos quasi o incompresibles de lámina libre (Monaghan, 1994, Monaghan y Kos, 1999). Adicionalmente Dalrymple, R. y Rogers, B. (2006) desarrollan diversas aplicaciones en ingeniería marítima.

La elegancia conceptual del método SPH le convierten en un método idóneo para estudiar problemas hidráulicos muy bien localizados. Si bien su utilización para áreas más extensas lo hacen de más difícil aplicación, debido a su coste computacional. No obstante, el incesante progreso de la tecnología hará pronto solventar esta dificultad. De hecho, la implementación en el proceso de cálculo de *Graphic Processing Units*, GPU, permite ya acelerar las simulaciones a casi dos órdenes de magnitud mayor que los códigos secuenciales de SPH. Unas nuevas herramientas informáticas están ya siendo utilizadas como las inteligentes librerías MKL (*Math Kernel Libraries* de Intel) o los nuevos *nodes* de cálculo MIC (*Many integrated core*), los cuáles permiten una paralelización automática y optimizada, sin necesidad de una paralización ad-hoc del propio código.

1. Objetivos

El objetivo principal de esta tesis es valorar la idoneidad del método SPH cuando es aplicado a flujos de agua con bruscos cambios de velocidad. Por norma general, cuando se simula un fluido que se comporta de forma más o menos homogénea, el método numérico utilizado suele dar buenos resultados, dado que la solución suele ser cercana a un régimen permanente, lo que se adapta muy bien a la propia estructura de código. Sin embargo, cuando se simulan flujos con súbitos cambios de turbulencia, éstos suelen generar inestabilidades en el cálculo, lo que consecuentemente afecta a los resultados finales. Estas disconformidades en los resultados se acrecientan cuando las simulaciones son tridimensionales, ya que las probabilidades de encontrar los cambios bruscos de turbulencia aumentan y, así, sus repercusiones en el resto del fluido, generando a su vez nuevas áreas de alta o brusca turbulencia.

La modelización física ha sido de gran ayuda para el conocimiento del comportamiento del fluido en estas circunstancias. Es por ello que las discusiones y análisis de resultados hacen múltiples referencias a modelos físicos relacionados con las simulaciones numéricas. Estos modelos físicos son utilizados, bien para la calibración o validación del método o bien, para la comparación de resultados.

La motivación de este trabajo es aportar conclusiones que permitan definir consideraciones a tener en cuenta cuando se aplica SPH a casos tridimensionales

complejos. Esto es importante porque la modelización física va siendo cada vez más costosa económica y temporalmente con respecto a los modelos numéricos y a la tecnología, por lo que es relevante conocer posibles limitaciones o aspectos a tener en cuenta en las simulaciones.

Así mismo, el empleo del método SPH también permite obtener resultados que no han sido hasta ahora posibles con el empleo de la modelización física. El análisis de flujos con modelización física se ha centrado principalmente en la comparación visual del "ojo de experto" y, en la mayor parte de los casos, en un análisis visual de la superficie del fluido. El análisis más detallado del flujo, por ejemplo, el estudio del mismo en profundidad, ha sido muy poco frecuente en la modelización física debido a la necesidad del empleo de instrumentación cara y específica. En este sentido, el análisis de resultados de los modelos numéricos aportan un relativamente fácil acceso a mediciones del flujo en cualquier área del dominio. Esto abre un nuevo campo de información hidrodinámica que puede llegar a ser excesivo. Esta tesis también versa acerca de cómo obtener la mejor calidad de resultados de la simulación.

Los objetivos específicos son los siguientes:

A) **Manuscrito número 1.** Estudiar como la viscosidad artificial del método SPH influye en la turbulencia del flujo simulado.

La viscosidad artificial es una viscosidad numérica que evita que las pequeñas fluctuaciones de densidad de las partículas se conviertan en inestabilidades. La viscosidad artificial es inherentemente necesaria al método y su validación ha sido ya satisfactoriamente realizada para flujos poco turbulentos. Esta viscosidad será estudiada y, en su caso corregida, cuando el flujo estudiado tenga bruscos cambios de turbulencia. Para este objetivo se estudiará un resalto hidráulico en régimen no uniforme y su comparación con modelo físico.

B) **Manuscrito número 2.** Estudiar con modelización física cómo la vegetación costera afecta a la zona de inundación generada por ondas de oleaje.

El tipo, distribución y densidad de vegetación costera influye y modifica el comportamiento del flujo generado por la rotura de las ondas marítimas. El conocimiento de este aspecto es relevante debido a que esta vegetación puede disminuir la capacidad destructiva de los tsunamis, pudiendo salvar gran cantidad de recursos materiales y vidas humanas.

C) **Manuscrito número 3.** Estudiar la capacidad destructiva de los tsunamis.

Utilizando el método SPH y conclusiones del objetivo A, junto a la experiencia del objetivo específico B, se aportaran criterios y consideraciones para definir la capacidad destructiva de tsunamis durante y después de la rotura de su onda. Gracias a la posibilidad de estudiar adicionales resultados numéricos en la apropiada forma, se define la capacidad destructiva de los tsunamis y su evolución temporal durante el proceso de aproximación, rotura y avance de sus ondas.

EL MÉTODO SPH

1. EL MÉTODO SPH

El método SPH es una técnica de representación de dominios de medios continuos, mediante la discretización del mismo, usando partículas o puntos de integración que se mueven con el fluido. Este método aporta soluciones numéricas de las ecuaciones de la dinámica de fluidos en cada partícula y en cada paso de tiempo. SPH representa una técnica alternativa a los métodos de diferencias, elementos ó volúmenes finitos, pero con la particularidad de considerar el medio mediante partículas, lo que infiere una forma más natural de resolver el movimiento el fluido. De esta forma las características de flujo pueden ser representadas en un enfoque lagrangiano y sin la necesidad de mallado.

El método SPH requiere de una discretización del dominio, base fundamental del mismo. Esta discretización es usada para la obtención de las variables en cada punto, o partícula de flujo, así como de sus derivadas mediante una función de promediado llamada kernel. La forma básica de interpolación se presenta mediante la siguiente expresión:

$$A(r) = \int A(r') W(r - r', h) dr$$

donde $A(r)$ es la variable en proceso de cálculo para una localización y calculada en función de la misma variable localizada en otro lugar, $A(r')$, y ponderada con la función kernel $W(r - r', h)$, dependiente de la distancia entre ambos puntos y de la distancia de suavizado, h . La función kernel, o de suavizado, debe cumplir que sea monótonamente decreciente, no negativa, continua, simétrica y con derivada también continua. La función gaussiana se ha utilizado ampliamente como función de interpolado ya que cumple estas condiciones. Sin embargo, esta función no es compacta y computacionalmente resulta no muy eficiente. Por esta razón es común sustituir esta función gaussiana por una función spline cúbico:

$$w_{3d}(q) = \frac{8}{\pi} \begin{cases} 1 - 6q^2 + 6q^3, & 0 \leq q \leq \frac{1}{2} \\ 2(1 - q)^3, & \frac{1}{2} \leq q \leq 1 \\ 0, & q > 1 \end{cases}$$

donde $W(r, h) = w\left(\frac{r}{2h}\right)$ y $q = r/h$.

Supongamos que se conoce el campo en un conjunto de puntos, r_i , con lo que $F_i = F(r_i)$. Los puntos tienen asociadas una masa, m_i , y una densidad, ρ_i , de tal forma que Δr_i , está relacionada con m_i/ρ de su elemento de volumen asociado. Siempre que los puntos se encuentren suficientemente cercanos se puede simplificar al anterior integral en:

$$F_i(r) \simeq \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} F_j W(r - r_j, h)$$

Esta es una integración de Monte-Carlo, excepto que gracias a la distribución relativamente regular de puntos encontrados en la práctica, la precisión es mejor que una distribución aleatoria de los puntos de muestreo. En particular, para los puntos en una dimensión con la misma separación, d , se puede demostrar que cuando $h = d$, la suma de la ecuación anterior proporciona una aproximación exacta. Desafortunadamente, para las configuraciones de partículas irregulares, aunque algo ordenadas como las encontradas en aplicaciones reales, un análisis de error formal no es sencillo.

Es importante destacar que $F_i(r)$ está definido en todas partes, no sólo en los puntos subyacentes, y que es diferenciable gracias a la diferenciabilidad del kernel, aunque con un error de interpolación mayor en la derivada. Si $F(r) = \rho(r)$ tenemos entonces que:

$$\rho_i(r) = \sum_j m_j W(r - r_j, h)$$

De forma general, y basado en el método de interpolación de SPH, las ecuaciones de Navier-Stokes de conservación de masa y de momento se pueden escribir como sigue:

$$\frac{d\rho_i}{dt} = \sum_j m_j (u_i - u_j) \nabla W_{ij}$$

$$\frac{du_i}{dt} = - \sum_j m_j \left(\frac{p_j}{\rho_j^2} + \frac{p_i}{\rho_i^2} + \Pi_{ij} \right) \nabla W_{ij} + g$$

donde W es la función de ponderación o kernel, definida para aproximarla a la función delta de Dirac. Generalmente el espaciado inicial de las partículas en las simulaciones se hace corresponder con la distancia de suavizado, h . El subíndice i denota la partícula de integración y j se refiere a las partículas dentro de su vecindad

con las cuales se hace la interpolación. Las propiedades de las partículas son u, p, m y ρ que representan la velocidad, presión, masa y densidad respectivamente. El término Π_{ij} representa la viscosidad artificial del método:

$$\Pi_{ij} = \begin{cases} \frac{-\alpha c_{ij} \mu_{ij} + \beta \mu_{ij}^2}{\bar{\rho}_{ij}}, & u_{ij} r_{ij} < 0 \\ 0, & u_{ij} r_{ij} > 0 \end{cases}$$

$$\mu_{ij} = \frac{h u_{ij} r_{ij}}{r_{ij}^2 + (0.1 h^2)}$$

donde c_{ij} es la velocidad del sonido promediada y, α y β parámetros que permanecen constantes para todas las partículas y durante de la simulación. Es común usar $\alpha = 0.01$ y $\beta = 0$ para simulaciones de superficie libre.

Para el cálculo las propiedades físicas de cada partícula se requiere una búsqueda de partículas en su entorno, las cuales interactúan con ella para integrar las ecuaciones en cada paso de tiempo. Esta búsqueda es el rasgo distintivo de los métodos sin malla en comparación con los métodos de elementos finitos o volúmenes finitos. Por otra parte, los métodos sin malla precisan de un tiempo de procesamiento mayor. Es común utilizar una cuadrícula de celdas cartesiana en el entorno de la partícula para limitar la búsqueda de partículas en el entorno. De esta forma se asignan los pares de interacción reduciendo el tiempo de consulta y por lo tanto de cálculo. El tamaño de la celda es igual al radio del kernel y la distribución de las mismas se extiende en todo el dominio de simulación.

Las ecuaciones anteriores representan las ecuaciones de Navier-Stokes en una forma conservativa. Nótese que los términos convectivos desaparecen debido al enfoque lagrangiano, resultando un sistema de ecuaciones diferenciales ordinarias. Para resolver el problema, se asume un fluido muy poco compresible en lugar de uno incompresible. Debido a variaciones locales de densidad es necesario incorporar una expresión que garantice la quasi compresibilidad del flujo. La ecuación de estado es ampliamente usada con este fin en SPH (Monaghan, 1992):

$$p_i = \frac{\rho_0 c^2}{\gamma} \left(\left(\frac{\rho_i}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right)$$

donde $\gamma = 7$ y c es igual a 10 veces la velocidad máxima esperada en la simulación. Así se consigue un paso de tiempo de cálculo mayor cuando se usa un esquema predictor-corrector en el proceso de cálculo.

Para reproducir los contornos se utiliza el sistema propuesto por Monaghan (1994) en el que se simulan las superficies de contorno con partículas fijas. Éstas ejercen una fuerza de repulsión de Lennard-Jones a las partículas de fluido de los alrededores según la siguiente expresión:

$$f(r) = d_0 \left(\left(\frac{r_0}{r} \right)^{p1} - \left(\frac{r_0}{r} \right)^{p2} \right) \frac{r}{r^2}$$

donde r_0 es el radio máximo de acción de la fuerza de repulsión, $p1 = 4$, $p2 = 7$ y d_0 es un coeficiente de intensidad de la fuerza. La distribución de esta fuerza es esférica desde la partícula de contorno, lo que implica que una partícula de fluido que se mueve paralela al contorno es sometida a una fuerza variable, ya que el contorno es representado mediante partículas. Sin embargo, este fenómeno no distorsiona significativamente los resultados especialmente cuando el flujo es suficientemente profundo. Este efecto se ve aún más disminuido cuando la distancia de las partículas de contorno se reduce con respecto a la distancia de suavizado.

2. VENTAJAS Y DESVENTAJAS DE SPH

El método SPH representa un enfoque muy versátil y sencillo para la simulación de dinámica de fluidos. La facilidad con la que puede proporcionar resolución espacial, así como una resolución de forma automática adaptativa, son incomparables con los métodos Eulerianos. Al mismo tiempo, SPH tiene excelentes propiedades de conservación, no sólo de la energía y del momento lineal, sino también para el momento angular. Esto último no se garantiza de forma automática en los códigos Eulerianos, aunque los resultados tienen una calidad aceptable. Cuando se considera la gravedad, SPH conserva la energía total con exactitud, lo que no es manifiestamente cierto en la mayoría de los enfoques basados en celdas. Gracias a su naturaleza completamente libre de malla, SPH puede tratar fácilmente con geometrías complejas. La creación de códigos SPH suele ser simple y su lectura muy asequible. Al mismo tiempo, el esquema se caracteriza por su notable robustez.

La principal desventaja de SPH es su precisión limitada en los flujos tridimensionales. Las fuente de incertidumbre es originada, además de que el tamaño de partícula no es muy pequeño en estos casos, cuando las partículas se aproximan en

demasiá. Este efecto, cuando ocurre, no tiene grandes repercusiones en simulación unidimensional. En fluidos bi o tri dimensionales, este efecto se incrementa y debe ser tratado especialmente y además se presenta con frecuencia en flujos de impacto donde se dan altas velocidades y gradientes de las mismas.

ARTÍCULO I

3. ARTÍCULO I.

David López , Roberto Marivela & Luis Garrote (2010) **Smoothed particle hydrodynamics model applied to hydraulic structures: a hydraulic jump test case**, Journal of Hydraulic Research, 48:S1, 142-158, DOI: 10.1080/00221686.2010.9641255

1. Introducción

En el campo de la mecánica de fluidos, y más concretamente en el de la hidráulica, cada vez son más los modelos numéricos que se están empleando, en gran parte debido al cada vez más fácil acceso a potentes fuentes de computación. Aunque estos modelos son especialmente útiles cuando son aplicados a áreas extensas, los modelos de partículas son más apropiados cuando se trata de estudiar problemas muy bien localizados y que requieren un alto grado de detalle.

El método SPH ha sido ampliamente empleado en estudios de oleaje costero y está siendo cada vez más en simulaciones de infraestructuras hidráulicas. En estos casos es habitual la presencia de resaltos hidráulicos, complicadas geometrías y flujos con altas velocidades que, en consecuencia, derivan en la presencia de áreas donde el flujo alcanza altas turbulencias. Estas condiciones derivan a una situación extrema a la que se somete al método y cuya idoneidad requiere ser comprobada. Generalmente los modelos numéricos existentes no reproducen suficientemente bien la turbulencia que se desarrolla en el resalto hidráulico. El hecho adicional de que existe extensa documentación estudiando este fenómeno lo convierte en un caso muy apropiado para estudiarlo con SPH.

2. Material y métodos

1. Caso de prueba

El caso de prueba consiste en un depósito de agua que es contenida mediante una compuerta, la cual, permite circular el agua sobre una solera horizontal, libre de rugosidad, y sobre la se ubica un escalón para generar el resalto hidráulico. La apertura de la compuerta se realiza de manera instantánea y el caudal de salida depende de altura de carga por encima de la misma. Para una mayor generalidad de los resultados se estudian tres depósitos que con tres diferentes alturas, $H=32, 18$ y 10 m. La altura del escalón es $1, 2$ o 3 m. y constante durante cada simulación. La apertura de la compuerta es de un metro en todas las simulaciones realizadas.

Debido a que el caudal a través de la compuerta depende de la altura de carga instantánea en el depósito, se trata de un caso de flujo no permanente lo que convierte este estudio más complejo que un simple resalto hidráulico en régimen permanente. Esto hace necesario la reproducción del mismo caso con modelación física cuya escala geométrica es 1:50. En la construcción de este modelo se utilizan laterales de metacrilato para la mejor observación del flujo y toma de datos. Todas las simulaciones tienen un tamaño de partícula igual a 0.20 m.

2. Tratamiento de los contornos

El tratamiento de los contornos en SPH representa uno de los retos más importantes en este método. Dado que SPH representa el fluido mediante partículas y su simulación mediante un punto de vista lagrangiano, la representación de un elemento fijo bajo unas perspectivas lagrangianas no es trivial. Salvo excepciones, como por ejemplo, la pala de generación de ondas de oleaje o compuertas en aliviaderos, el contorno en las simulaciones de SPH suele ser estático. Como ya se comentó, existen dos formas de representarlo. La primera es mediante la simulación de partículas fantasma, las cuales requieren de adicional cálculo. La segunda, y usada en este trabajo, es mediante la existencia de partículas estáticas, y lagrangianas, distribuidas a lo largo de la superficie a modelizar. En cualquiera de los dos métodos se necesita la existencia de un campo repulsivo de fuerzas aplicado desde las partículas de contorno a las de fluido para evitar que éstas crucen la superficie de contorno. La extensión de la aplicación de este campo de fuerzas depende a su vez de la carga hidrodinámica a la que las partículas de contorno están sometidas, con lo que es necesario tener este efecto en cuenta en la representación de las superficies de contorno. En otras palabras, la representación del contorno numérico difiere del geométrico en un valor igual a la magnitud de la extensión del campo de fuerzas repulsivo. Este efecto numérico no suele traducirse en una discrepancia significativa entre los resultados simulados y los reales. Sin embargo, en los casos en los que el agua es somera o la relación entre el calado y el campo de fuerzas es pequeña, es necesario tener en cuenta la diferencia entre contorno numérico y geométrico.

En nuestras simulaciones ha sido necesario corregir este efecto numérico. Esto es debido a que la relación entre la diferencia entre contorno numérico y el geométrico y el calado es suficientemente grande como para que existan diferencias sustanciales en los resultados. Afortunadamente, corregir este efecto en superficies de contorno planas no suele representar un gran problema, no siendo así cuando las superficies de contorno geométrico son curvas. En nuestras simulaciones todas las superficies son planas, con lo que el único ajuste necesario es ajustar la localización

de las superficies geométricas para que cuando se apliquen las fuerzas repulsivas, la superficie numérica resultante coincida con la superficie geométrica inicial. Con esta consideración, las alturas de los escalones, inicialmente de 1, 2 y 3 m, se reajustan a 1.10, 2.10 y 3.10 m. (Figura 2). También se debe tener cuenta que la apertura de la compuerta, que inicialmente fue diseñada para ser de un metro, tenga que se reajustada a ser $1+2(r_o/2)=1.20$ m. (Figura 1).

Figura 1. Efecto numérico debido a las fuerzas de repulsión ejercidas desde el contorno en el entorno de la compuerta.

Figura 2. Efecto numérico debido a las fuerzas de repulsión ejercidas desde el contorno en el entorno del escalón. Se aprecia la diferencia entre el contorno numérico y geométrico.

Los resultados entre la simulación numérica y la simulación física se ven mejorados tras la reubicación de las superficies de contorno, tal y como puede observarse en la Figura 3, Figura 4 y Figura 5.

Figura 3. Comparación sobre el test 1 de Hd, Xr, Yr para distintos tiempos de la simulación entre el modelo físico (azul), las simulaciones sin la relocalización de los contornos (rojo) y las simulaciones después de la relocalización de los contornos (verde).

Figura 4. Comparación sobre el test 2 de Hd, Xr, Yr para distintos tiempos de la simulación entre el modelo físico (azul), las simulaciones sin la relocalización de los contornos (rojo) y las simulaciones después de la relocalización de los contornos (verde).

Figura 5. Comparación sobre el test 3 de Hd, Xr, Yr para distintos tiempos de la simulación entre el modelo físico (azul), las simulaciones sin la relocalización de los contornos (rojo) y las simulaciones después de la relocalización de los contornos (verde).

En estas figuras se observa cómo, en la mayoría de los casos, el ajuste es mejor entre el SPH-modificado y la simulación física que entre el SPH-original y la simulación física, con lo que consideración del ajuste de la localización de los contornos se hace conveniente.

3. La rugosidad numérica

Otro efecto que tiene que debe ser tenido en cuenta en las simulaciones es el hecho de que las partículas de fluido pueden verse sometidas a perturbaciones generadas debido a la falta de continuidad en la distribución de las partículas de contorno. Si las partículas de contorno no se encuentran muy juntas entre sí, puede darse el caso de que la partícula de fluido que se aproxima al contorno se dirija a zonas sin una buena representación con partículas de contorno. En estos casos, la dirección de la fuerza de reacción resultante no es perpendicular a la superficie de contorno debido al efecto esférico del campo de fuerzas de las partículas de contorno.

Este efecto puede se representa en la Figura 6. En la subfigura superior la discretización del contorno es cuatro veces mayor que la de la discretización de fluido mientras. En la subfigura inferior, la discretización de las partículas de contorno es la mitad que la de las partículas de fluido. En el primer caso se observa como las partículas de fluido pueden llegar a situarse entre los radios de influencia de las partículas de contorno. Esto puede producir perturbaciones y efectos de rebote afectando a las velocidades de las partículas y, en consecuencia, la dirección de la fuerza resultante sobre las partículas de fluido difiere de la perpendicular a la

superficie de contorno. Este efecto se hace mucho menos probable en la subfigura inferior, con lo que, a menor distancia de espaciamiento de las partículas de contorno, mejor representación del contorno geométrico.

Figura 6. Ejemplo de distribución de partículas de fluido bajo distintas configuraciones de discretización de partículas de contorno. En la subfigura superior la discretización de las partículas de contorno es cuatro veces mayor que la distancia entre partículas de fluido. En la subfigura inferior la discretización de las partículas de contorno es dos veces menor la distancia entre partículas de fluido.

Una vez también corregido este efecto, los resultados de las simulaciones SPH se ajustan aún más a los resultados procedentes de la simulación física como se puede observar en la Figura 7, Figura 8 y Figura 9.

Figura 7. Comparación sobre el test 1 de Hd, Xr, Yr para distintos tiempos de la simulación entre el modelo físico (azul), las simulaciones sin la relocalización de los contornos (rojo), simulaciones después de la relocalización de los contornos (verde) y las simulaciones después de la relocalización de los contornos y con corrección de la rugosidad numérica (magenta).

Figura 8. Comparación sobre el test 2 de Hd, Xr, Yr para distintos tiempos de la simulación entre el modelo físico (azul), las simulaciones sin la relocalización de los contornos (rojo), simulaciones después de la relocalización de los contornos (verde) y las simulaciones después de la relocalización de los contornos y con corrección de la rugosidad numérica (magenta).

Figura 9. Comparación sobre el test 3 de Hd, Xr, Yr para distintos tiempos de la simulación entre el modelo físico (azul), las simulaciones sin la relocalización de los contornos (rojo), simulaciones después de la relocalización de los contornos (verde) y las simulaciones después de la relocalización de los contornos y con corrección de la rugosidad numérica (magenta).

Aunque los resultados se ajustan bien en los test 1 y 2, no ocurre así en el caso del test 3. Este efecto es tratado en el siguiente apartado donde se hace mención al modelo de turbulencia y objeto fundamental de este artículo.

4. La nueva viscosidad artificial propuesta para SPH

Debido a las discrepancias encontradas entre los resultados de las simulaciones de SPH con $\alpha = 0.01$ y con el modelo de turbulencia $k - \epsilon$ con respecto

a los resultados de la modelización física, se hace necesario una modificación de la viscosidad artificial que se adapta a los casos con altos números de Froude. Se persigue con esta aproximación el aunar las ventajas de los dos modelos de turbulencia mencionados. Se ha observado también que el modelo de Monaghan es más sensible al parámetro α que a β , con que el modelo propuesto se centrará especialmente en un ajuste especial de α . Con valores de α pequeños, el fluido se comporta similar a un fluido laminar, sin embargo, cuando se asigna a α un valor alto, en torno a uno, la viscosidad el fluido es muy elevada. Teniendo en cuenta que la viscosidad turbulenta depende de las características del flujo y no del fluido, un modelo de viscosidad constante no puede reproducir correctamente un flujo turbulento. Morris y Monaghan (1997) determinaron valores de α altos cerca de los choques y un valor más pequeño lejos de los mismos.

Inspirados en esta idea, cada partícula tendrá su propio valor de viscosidad artificial en función de las propiedades de flujo en el entorno de partícula. Inicialmente se optó por otorgar un valor individual α en relación con su velocidad, sin conseguirse mejoras importantes. Posteriormente, se optó por hacerlo depender del cuadrado de la velocidad, donde tampoco se apreciaron mejoras a reseñar, con lo que consideraciones adicionales se hicieron necesarias.

Según la teoría de Kolmogorov, la característica principal de la turbulencia son los remolinos, los cuales se van dividiendo en remolinos cada vez más pequeños hasta alcanzar la disipación viscosa donde desaparecen en el estado de microescala. Considerando que los remolinos están intrínsecamente ligados a la turbulencia, se opta por analizar la viscosidad artificial mediante la vorticidad en lugar de usar la velocidad.

La vorticidad es un tensor que mide el ratio de rotación del flujo en torno a los ejes principales de tal forma que:

$$vor_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right)$$

y expresada en formulación coherente con SPH se tiene que es definida mediante el producto vectorial de la diferencias de velocidades por el gradiente del kernel, con lo que:

$$vor_{ij} = (\vec{\nabla} \times \vec{v})_a = \frac{1}{\rho_a} \sum_b m_b (v_a - v_b) \times \nabla_a W_{ab}$$

Este nuevo método aporta un valor individual de α a cada partícula en función de su vorticidad.

$$\alpha_{vor,a} = \psi(\text{Vorticidad}, t) \quad 106)$$

Así, cuando el flujo es laminar, todas las partículas tendrán vorticidad nula y el método aportará a α un valor mínimo debido a la inexistencia de remolinos, con lo que Π_{ab} únicamente reproducirá la disipación viscosa. Este valor mínimo se ajusta a:

$$\alpha_{mol} = \frac{2\nu_{mol}}{\bar{c}_{ab}h}$$

relación obtenida de la ecuación de la dinámica en modo SPH para flujo laminar o valor a aportar en caso de representar flujos laminares. Para la representación de flujos turbulentos, con presencia de remolinos, la vorticidad dejará de ser nula y tomará valores más altos cuanto mayor sea la intensidad y presencia de vórtices. De esta forma $\alpha_{vor,i}$ de las partícula en el entorno de la turbulencia será también mayor y así, el término viscoso Π_{ab} también aumentará. Se han realizado simulaciones con el fin de definir el valor máximo de α_{vor} y definir su dependencia con la vorticidad: $\alpha_{vor} = \psi(\text{Vorticidad}, t)$.

De esta forma se define la función buscada como sigue:

$$\alpha_{vor,i}(t) = C(\text{abs}(\text{Vorticidad}))^k$$

El valor absoluto se justifica a que la disipación de la energía viscosa se produce independientemente del sentido del giro. Se observó que la dependencia lineal aportaba buenos resultados, con lo que los posteriores ensayos se centran en obtener el más apropiado valor del coeficiente C , y en el máximo valor de α_{vor} . El mejor ajuste encontrado es con $C=1s$, donde el coeficiente C tiene unidades de tiempo y así, la ley de variación es dimensionalmente correcta. La mejor comparación se

consigue con un valor máximo de $\alpha_{vor,a} = 0.5$, con lo que la ley obtenida se muestra como sigue:

$$\alpha_{vor,a} = \begin{cases} abs(vorticidad_a), & si \quad vorticidad_a < \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2}, & si \quad vorticidad_a \geq \frac{1}{2} \end{cases}$$

Y finalmente la viscosidad artificial resultante es:

$$\Pi_{ab} = \begin{cases} -(\alpha_{mol} + \alpha_{vor,a})c_{ab}h \left(\frac{v_{ab} \cdot r_{ab}}{r_{ab}^2 + \eta^2} \right); & \mathbf{v}_{ab} \cdot \mathbf{I} \\ 0; & \mathbf{v}_{ab} \cdot \mathbf{r}_{ab} > 0 \end{cases}$$

Esta ley simula los remolinos de gran diámetro resolviendo las ecuaciones de Navier Stokes mientras que la disipación viscosa se resuelve mediante la viscosidad artificial, la cual, depende de la vorticidad. La Figura 10 muestra la comparación entre las simulaciones SPH con el modelo de turbulencia propuesto y la elevación del fluido tomado de la simulación física para el test 3. En términos generales se observa la mejora es notable.

Figura 10. Comparación del Test 3 entre las simulaciones de SPH con la implementación de α_{vor} y la superficie del fluido obtenida de simulación física para varios pasos de tiempo.

Las Figura 11, Figura 12, Figura 13, Figura 14 y Figura 15 muestran la comparación de la elevación del fluido entre el modelo físico y las simulación SPH realizadas con los modelos de turbulencia $\alpha = 0.01$, $k - \epsilon$ y α_{vor} en los pasos de tiempo 5, 10, 15, 20 y 25 s. Se aprecia claramente cómo la simulación numérica realizada con α_{vor} tiene un ajuste excelente con los resultados de la modelización física para todos los pasos de tiempo presentados.

Figura 11. Comparación de simulaciones SPH del test 3 con modelos de turbulencia $\alpha = 0.01$, $k - \epsilon$ y α_{vor} en contraste con la elevación del fluido obtenida de modelo físico (línea roja) en el instante $t=5$ s.

Figura 12. Comparación de simulaciones SPH del test 3 con modelos de turbulencia $\alpha = 0.01$, $k - \epsilon$ y α_{vor} en contraste con la elevación del fluido obtenida de modelo físico (línea roja) en el instante $t=10$ s.

Figura 13. Comparación de simulaciones SPH del test 3 con modelos de turbulencia $\alpha = 0.01$, $k - \epsilon$ y α_{vor} en contraste con la elevación del fluido obtenida de modelo físico (línea roja) en el instante $t=15$ s.

Figura 14. Comparación de simulaciones SPH del test 3 con modelos de turbulencia $\alpha = 0.01$, $k - \epsilon$ y α_{vor} en contraste con la elevación del fluido obtenida de modelo físico (línea roja) en el instante $t=20$ s.

Figura 15. Comparación de simulaciones SPH del test 3 con modelos de turbulencia $\alpha = 0.01$, $k - \epsilon$ y α_{vor} en contraste con la elevación del fluido obtenida de modelo físico (línea roja) en el instante $t=25$ s.

3. Resultados y discusiones

La comparación de los resultados de las simulaciones con los del modelo físico son buenas en los casos en los que el número de Froude del flujo es inferior a

cinco. Sin embargo, en las simulaciones en las que el número de Froude es superior al anterior valor, se produce una mayor discrepancia con la experimentación física especialmente en el test 3. Violeau y Isa (2007) estudiaron un caso similar de colapso de una columna de agua con SPH y llegaron a buenos resultados mediante la implementación de distintos modelos de turbulencia. En esta línea incorporamos el modelo de turbulencia $k - \varepsilon$ consiguiendo una considerable mejora en la comparación, pero por contra, el tiempo de simulación aumenta hasta casi el doble. Para solventar esta desventaja nos inspiramos en el concepto presentado por Morris y Monaghan (1997) en el que aumentan la viscosidad artificial en función de la siguiente expresión, en donde α_0 es un valor de referencia y $\tau = h/c_s$:

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{\alpha - \alpha_0}{\tau} + S$$

Tomando esta idea, en este trabajo se varía la viscosidad artificial de cada partícula en cada paso de cálculo y la hacemos depender de su vorticidad según Kolmogorov (1941). De esta manera se obtiene una ley lineal entre viscosidad artificial y vorticidad para nuestros casos de estudio.

4. Conclusiones

Después de considerar y corregir los efectos de la distribución de partículas de contorno y de la rugosidad numérica, aún es necesaria una corrección adicional en la viscosidad artificial del método SHP para obtener un buen ajuste con los resultados del modelo físico, especialmente en el caso donde se presenta una mayor turbulencia, test 3.

Las simulaciones SPH de los resaltos hidráulicos variables con alturas de carga iniciales de 10 y 18 m., en las que se ha mantenido el valor por defecto de $\alpha=0.01$ propuesto por Monaghan (1992), presentan ajustes razonablemente buenos con respecto a las observaciones del modelo físico. Esto se debe a que la máxima turbulencia presente en estos casos es menor que la presente en el caso de $H=32$ m. y también a que el tiempo de duración del propio resalto es menor, con lo que no da lugar a que secundarios remolinos concurren y a su vez generen turbulencias adicionales.

En el caso de $H=32$ m., el valor de $\alpha=0.01$ en la viscosidad artificial presenta discrepancias con el modelo físico con lo que α requiere ser corregido y adaptado. La introducción del modelo de turbulencia $k - \varepsilon$ en la viscosidad artificial mejora la

representación del método SPH aunque aún discrepancias con el experimento físico son fácilmente observables.

Violeau y Isa (2007) varían el valor de α de cada partícula y a su vez lo actualizan en cada paso de cálculo, haciéndolo depender del valor del paso de cálculo previo y compensado con un valor de referencia α_0 . En este trabajo se toma la idea de una actualización de α de cada partícula en cada paso de tiempo, pero se considera más apropiado hacer depender su valor de la vorticidad. Este nuevo parámetro es llamado α_{vor} y su introducción aporta un ajuste realmente bueno al compararse sus resultados con los observados de la modelación física.

Una relación lineal entre α_{vor} de cada partícula y su vorticidad es suficiente para mejorar considerablemente la comparación de la evolución del flujo del resalto hidráulico variable del test 3 ($H=32$ m.). Recordemos que en este caso se presenta una alta turbulencia en el resalto con elevados números de Froude.

ARTÍCULO II

4. ARTÍCULO II

Jennifer L. Irish, Robert Weiss, Yongqian Yang, Youn Kyung Song, Amir Zainali, Roberto Marivela-Colmenarejo (2014) **Laboratory experiments of tsunami run-up and withdrawal in patchy coastal forest on a steep beach**, Nat Hazards (2014) 74:1933–1949, DOI 10.1007/s11069-014-1286-1

1. Introducción

Los tsunamis representan una amenaza significativa para la vida e infraestructuras en muchos lugares del mundo, como se ha demostrado recientemente en Japón (2011), Chile (2010), y más especialmente en el Océano Índico (2004). El campo de la modelización numérica de la dinámica de los tsunamis ha hecho un progreso significativo y estos modelos son ampliamente utilizados en las evaluaciones de riesgo. A pesar de esto, las predicciones de carga hidráulica actualmente no están incluidas en las estrategias de gestión de riesgo y evacuación de tsunamis. En concreto, las complejas interacciones entre la ola del tsunami y la variabilidad en los ambientes terrestres costeros no se conocen bien.

Por esto, hay una necesidad crítica para cuantificar y modelar la variabilidad en la dinámica de flujo de los tsunamis debido a la variabilidad espacial en ambientes terrestres. Aunque se reconoce que la vegetación costera disipa la energía de la onda del tsunami, este papel de la vegetación en la reducción del momento del flujo no se conoce completamente (Tanaka 2009). Esta comprensión limitada se suma a la incertidumbre en la determinación de la carga hidráulica inducida por los tsunamis en la infraestructuras costeras. La dinámica del flujo con presencia de vegetación es complicada y las discontinuidades espaciales en la cobertura de la vegetación crean un problema aún más complejo. En este trabajo se emplea modelación física para estudiar el impacto irregular de la macro-rugosidad en la variación de la resistencia de la inundación del tsunami y de su retroceso en una playa de fuerte pendiente. Aquí, la macro-rugosidad es análoga a las áreas emergentes de bosques y la variación de resistencia se introduce mediante el empleo de matrices de cilindros con dos densidades diferentes. Los experimentos han sido diseñados basados en la hipótesis de que los cambios en la rugosidad de los parches van a modificar: (a) extensión de inundación y (b) el grado en el cual el flujo se ve modificado y canalizado por entre parches.

A continuación, se describe el estado actual del conocimiento del flujo a través de áreas con vegetación. Después se presentan los resultados del flujo a través

de dos diseños de macro rugosidad irregular en una playa con pendiente 1:10, concluyendo que la configuración espacial de macro-rugosidad, como la creada por la vegetación subaérea, juega un papel significativo en la carga hidráulica.

2. Estado del arte

Hay una abundante bibliografía de estudios de campo sobre eventos de tsunami. En estos estudios los autores han dado cuenta del potencial de mitigación de la vegetación en la carga de los tsunamis (Shuto 1987; Dengler y Preuss 2003; Dahdouh-Guebas et al 2005; Danielsen et al., 2005; Imai y Matsutomi 2005; Kathiresan y Rajendran 2005; Kaplan et al 2009; Oyana et al 2009).

Tanaka et al. (2007) llegó a la conclusión, mediante las observaciones hechas después del tsunami en el Océano Índico en 2004, de que el potencial de mitigación de la vegetación fue fuertemente ligada a la densidad de tallos en los bosques costeros, que se correlaciona con el grado de resistencia a la rugosidad. Tanaka, en su artículo de revisión de 2009, resumió que la eficacia de la vegetación para la mitigación del tsunami depende de la fuerza de las olas del tsunami y del tipo, edad, configuración y estado de la vegetación. Identificó también la presencia de huecos abiertos entre rodales de vegetación como una debilidad particular de la vegetación como defensa de mitigación debido a que esos espacios actúan como canalización y amplificación del flujo. Por último, Tanaka afirmó que para el uso efectivo de la vegetación como bio escudo contra los tsunamis es necesario conocer cuantitativamente la capacidad de la vegetación para reducir la energía de las olas del tsunami. En este aspecto, este trabajo se centra en la cuantificación de la dinámica de flujo en presencia irregular de macro-rugosidad, con el fin de estudiar su impacto en los procesos de inundación y retirada.

Nepf (2004) mostró que el efecto de la vegetación en la resistencia al flujo puede estar representado por la fricción de fondo y por el arrastre dentro de la columna de agua. El coeficiente de arrastre C_d se basa en el comportamiento colectivo de los tallos de la planta (Hosokawa y Horie 1992; Burke y Stolzenbach 1.983; Petryk y Bosmajian 1975) y varía con el diámetro del tallo de la planta y con el espaciamiento (Nepf 2004). Por lo tanto, la geometría de la planta y cobertura espacial afectan a la capacidad de la vegetación para reducir la velocidad del flujo. En la práctica, la vegetación se modela generalmente usando coeficientes de rugosidad empíricos integrados en profundidad (Bunya et al 2010; Guardo y Tomassello 1995; Kadlec 1990).

Para cuantificar la influencia de la vegetación en la inundación del tsunami, varios estudios recientes (Nandasena et al 2008; Irtem 2009 et al; Tanaka et al 2009) han utilizado experimentos y modelos numéricos que emplean las ecuaciones de aguas someras no lineales y el coeficiente C_d integrado y/o un coeficiente de rugosidad inferior. Para representar la resistencia vegetativa Irtem et al. (2009) llevaron a cabo experimentos de inundación con vegetación uniforme en una playa de fuerte pendiente (1:3.5 y 1:5). Confirmaron que la altura de la inundación disminuyó con el aumento de la resistencia vegetal. Tanaka et al. (2009) estudiaron el impacto sobre la inundación debido a grados variables de resistencia en una playa con pendiente moderada (1:20.5). Sus resultados mostraron las reducciones más dramáticas en la velocidad de flujo durante el retroceso, entre el 22 y el 72%, dependiendo de la ubicación y el escenario de la prueba. Las velocidades de flujo en la retirada también fueron los más sensibles a los cambios en la extensión transversal de la vegetación. Mientras que las velocidades de flujo cambiaron insignificante en relación con el aumento de la extensión, las velocidades de flujo del retroceso se redujeron un 9.6% adicional. Se puede concluir que, en la presencia de resistencia vegetativa, la profundidad de flujo del tsunami y velocidad dependen, no sólo de la cantidad promedio de la resistencia, sino también de la distribución espacial de la misma.

Usando experimentos y un modelo de aguas someras no lineal bidimensional (horizontal), Thuy et al. (2009) cuantificó el impacto de un flujo en un canal sin obstáculos contra una base de vegetación emergente. Ellos mostraron un aumento del 70% en la velocidad de flujo dentro del canal sin obstáculos, con respecto al caso sin vegetación. Thuy et al. también aplicaron su modelo a distintas configuraciones de macro-rugosidad, demostrando que el flujo se canaliza entre los parches y diverge en las zonas de menor resistencia detrás de los parches. Se puede concluir que la discontinua macro-rugosidad dará lugar a una disminución del flujo a través de los parches de vegetación y a la canalización del flujo en las zonas de menor resistencia.

3. Caso de prueba

Los experimentos de laboratorio se han llevado a cabo en el tanque de tsunamis de *Oregon State University*. Se utilizaron cilindros sintéticos para representar la macro rugosidad discontinua en una playa, inicialmente seca, con el fin de cuantificar la dinámica del flujo durante el proceso de inundación y retroceso. Dos escenarios de macro rugosidad fueron probados mediante una matriz de parches de 1.20 m. La playa con una pendiente 1:10 fue seleccionado porque fue la única pendiente topográfica disponible para este servicio en el momento de la

experimentación. El espaciamiento medio entre los centros de parche es de 3.05 m, de tal manera que cubre el 12% de la superficie. Cada parche de macro rugosidad es representado por un conjunto de cilindros de PVC de 2.7 cm. de diámetro y 20.3 cm. de alto anclados a chapas de acero de 3.6 mm. de grosor. Todos los parches dentro de un mismo escenario tienen las mismas características de resistencia, donde los dos escenarios de macro rugosidad ensayados son los siguientes:

1. Veintidós parches de uniforme baja rugosidad con un espaciamiento entre cilindros de 26.7 cm., de tal manera que el 1% de la superficie horizontal del parche está ocupada por los ellos.

2. Veintidós parches de uniforme alta rugosidad con un espaciamiento entre cilindros de 13.4 cm., de tal manera que el 3% de la superficie horizontal del parche está ocupada por los ellos.

Adicionalmente, un escenario de control fue probado, donde se retiraron los cilindros de PVC utilizados para crear la rugosidad. La profundidad del agua fue de 0.73 m, y la altura de la onda 0.43 m.

Velocímetros acústicos Doppler (ADV; 50 Hz) y medidores de ondas sónicas (50 Hz.) se utilizaron en una mitad de la playa para medir la velocidad y la profundidad del flujo para los dos escenarios de macro rugosidad. En la otra mitad dos cámaras aéreas (Panasonic AW-HE60SN; 60 frames/s.) se utilizaron para cuantificar posición del frente de onda durante la inundación y el retroceso. Para verificar la trayectoria de la onda se emplearon cinco resistencias de alambre que midieron las series temporales de elevación de agua. La de onda se repitió al menos 15 veces para cada configuración de calibrado y escenario, con el fin de lograr la convergencia del promediado de los parámetros del flujo.

4. Métodos de análisis

La extensión de la capacidad destructiva de los tsunamis está relacionada con la extensión de la inundación (Liu et al. 2003). Por este motivo, las imágenes de vídeo se utilizan para cuantificar la posición del frente de la inundación, siguiendo los métodos descritos en Song (2013). La distribución espacial de la extensión de la inundación para cada escenario (L, medida desde la posición inicial de agua en la playa) se cuantificó para cada experimento y después se ponderó con todos los experimentos de cada escenario. Las distancias máximas, medias y mínimas de inundación, junto con la desviación estándar en la distancia de inundación, se calcula a partir de la línea de inundación promedio.

El análisis de los datos in situ se centró en la comprensión de las condiciones medias del flujo y del potencial de daño debido a los tsunamis. Con el fin de identificar los cambios en los patrones de la profundidad del flujo en presencia de macro-rugosidad, se promediaron las series temporales de la velocidad principal de flujo y su profundidad considerando todos los datos de todos experimentos. Para desarrollar campos de flujo entre los parches para los dos escenarios de macro rugosidad, asumimos simetría sobre las líneas de corriente que se producen entre los mismos.

El potencial destructivo de los tsunamis está muy estrechamente relacionado con la fuerza del fluido sobre las estructuras e igual a $1/2Cd\rho U^2hw$, donde Cd es el coeficiente de arrastre, ρ la densidad del agua, U es la velocidad media, h es la profundidad media del flujo y w la anchura de la infraestructura. De esta manera se pueden cuantificar cambios en el momento horizontal del flujo cuando una rugosidad irregular está presente. El momento horizontal del flujo (por unidad de anchura) se define como $M = \rho U^2 h$. Su promediado durante el avance y retroceso se representa a continuación:

$$M_{i-runup} = \frac{\sum_{t \leq tr} Mi(t) - Mc(t)}{\sum_{t \leq tr} Mc(t)}$$
$$M_{i-withdrawal} = \frac{\sum_{t > tr} Mi(t) - Mc(t)}{\sum_{t > tr} Mc(t)}$$

donde t es el tiempo, tr es el tiempo en el que comienza el retroceso, i es el escenario y donde c representa el escenario de control. Se asume que estas ecuaciones son suficientemente representativas de la fuerza ejercida en estructuras costeras asumiendo que el coeficiente de arrastre se mantiene constante dado que se espera un comportamiento turbulento del flujo.

5. Resultados

1. Profundidad del flujo

La Figura 16 muestra las series temporales de la profundidad del flujo en los lugares seleccionados. Se estudian primero las profundidades observadas en el escenario de control. Se aprecia alguna variación inducida por la configuración experimental, es decir, por la presencia de las placas de 6 mm. de espesor instalados en la playa.

Con el fin de entender el significado de la variabilidad introducido únicamente por la rugosidad, el grado de variación se cuantifica mediante el cálculo de la diferencia de la raíz cuadrática media (RMSD) entre el escenario de control y el resto de escenarios. Suponemos que la influencia de la rugosidad en la variación en la profundidad de flujo es significativo cuando RMSD es mayor que la del escenario de control.

Figura 16. Series temporales de profundidad del flujo en los puntos seleccionados, mostrados en la Figura 17, para el escenario de control (fila superior), para el escenario de baja rugosidad (fila media) y para el escenario de alta rugosidad (fila inferior). Los colores corresponden a las localizaciones mostradas también la Figura 17. La línea de puntos indica el momento en el que el flujo revierte la dirección de la velocidad.

Figura 17. Localizaciones de puntos donde se toman los datos de series temporales de profundidad y velocidad de flujo.

Los valores de RMSD indican que la rugosidad inducida en la profundidad de flujo justo en frente de la matriz del parches (en $x=32.87$ m) es insignificante durante el proceso de inundación. Sin embargo, dentro del grupo de parches de rugosidad, se produce una variación significativa en la profundidad de flujo, excepto cerca del momento de la inversión de la velocidad del flujo. La Figura 16 muestra que la profundidad en la ubicación B ($x=35.06$ m.) durante la inundación es generalmente más grande en el canal (azul), por detrás del primer parche (cian), debido a la estela que se forma detrás del parche y posterior canalización alrededor del mismo. Este efecto es más pronunciado para el escenario de alta rugosidad, donde la profundidad del flujo dentro del canal y detrás del primer parche difiere en hasta 3 cm., (40%). En el punto B, las profundidades en frente del segundo parche (rojo) son también menores que en el canal (azul).

Durante la retirada, es significativa la variación de la rugosidad si los parches están presentes. Mientras que el análisis RMSD sugiere que los cambios en profundidad de flujo delante de la matriz de parches (ubicación A en $x = 32,87$ m.) no son significativas para el escenario de baja rugosidad, una variación significativa es evidente para el escenario de alta rugosidad. Aquí, las profundidades de flujo en frente del primer parche (cian) se reducen, con respecto al flujo de profundidades en el canal (azul) donde las diferencias de profundidad son hasta de 4 cm., (67%) en el escenario de alta rugosidad.

2. Seguimiento del frente de onda

La Figura 18 muestra la posición del frente de onda observado a través del tiempo. Comparando el escenario de control con los escenarios de rugosidad, es evidente que el frente de onda se ralentiza sustancialmente en las estelas que se forman detrás de los parches; esto es particularmente evidente en el escenario de alta rugosidad. Esto sugiere una desaceleración de la velocidad de la onda a medida que pasa a través del parche de rugosidad, lo que induce un fuerte gradiente en la posición del frente de onda.

Como se preveía, la presencia de parches de rugosidad reduce la inundación; sin embargo, los datos experimentales muestran que esta reducción es pequeña. La distancia de la inundación media se redujo en un 1.1% para el escenario de baja rugosidad y un 3.6% para el escenario de alta rugosidad. El área inundada se redujo de manera similar en un 1.2 y 3.7% respectivamente. El porcentaje de cambio en la distancia de inundación máxima es aproximadamente del 2% o inferior, donde la inundación máxima se produce en los canales entre parches. Detrás de los parches, la

distancia mínima de inundación se reduce en un 2.4 y 4.5% para los escenarios de baja y de alta rugosidad respectivamente.

Figura 18. Evolución temporal de la zona de inundación sobre la playa. La figura A corresponde al escenario de control, la figura B corresponde al escenario de baja rugosidad y la figura C corresponde al escenario de alta rugosidad.

Es interesante observar que, si bien hay un marcado retraso en la inundación de los lugares detrás de los parches, en particular para el escenario de alta rugosidad, la convergencia del flujo resulta en una menor diferencia de la distancia de inundación. La variación en la distancia de inundación es pequeña, con desviaciones estándar aproximadamente iguales a 1% de la distancia de inundación media.

3. Velocidad

La Figura 19 muestra el campo de velocidad horizontal durante el avance (paneles izquierdos) y la retirada (paneles de la derecha). Durante la retirada la gravedad tiene un importante efecto debido a la elevada pendiente de la playa, produciendo grandes velocidades de flujo, que son del mismo orden que las velocidades de flujo en el avance. Las subfiguras de la derecha muestran que, en

presencia de la rugosidad irregular, la retirada del flujo diverge cerca de los parches y resulta en un flujo canalizado entre los parches. Esta canalización de flujo es más pronunciada en el escenario de alta rugosidad, lo que indica que el grado de divergencia de flujo y canalización está vinculada con la cantidad de resistencia proporcionada por los parches.

Excepto cerca del momento de la inversión del flujo, la velocidad v es mucho menor que la velocidad u . Lejos del momento de la inversión, la magnitud de la velocidad longitudinal a la costa es, en promedio, alrededor del 10% de la magnitud de la velocidad transversal para el escenario de control y el escenario de baja rugosidad, y aproximadamente del 15% para el escenario de alta rugosidad. Mientras que la velocidad longitudinal es relativamente débil para los escenarios analizados aquí, estos resultados sugieren que los parches de vegetación muy densa (más densa que los escenarios de prueba aquí) pueden dar lugar a importantes componentes de la velocidad longitudinal. Este trabajo se centra en el análisis sobre la magnitud de la velocidad horizontal $U = \sqrt{u^2 + v^2}$ donde la dirección de la velocidad horizontal se denota como positiva en el avance de la inundación y como negativa en la retirada.

Figura 19. Campo de velocidad horizontal en el avance de la inundación (columna de la izquierda) y en su retroceso (columna de la derecha). A y B indican el escenario de control, C y D el escenario de baja rugosidad y E y F el escenario de alta rugosidad.

La Figura 20 muestra las series temporales de la velocidad horizontal en los lugares seleccionados. En la comparación de los datos de velocidad con las observaciones en profundidad, se desprende que los medidores ADV no pudieron recoger datos de calidad en las etapas iniciales de la inundación ni en las etapas finales de la retirada. La principal limitación radica en el requisito de disponer de cierta profundidad sobre la sonda ADV con el fin de hacer la medición de la velocidad. Durante inicio de la inundación, la gran cantidad de burbujas presentes dio lugar a toma de datos con demasiado ruido. Como resultado, no fue posible cuantificar las velocidades máximas de flujo al comienzo de la inundación ni al final de la retirada. Sin embargo, la serie temporal de velocidad horizontal muestra claramente varias diferencias en el campo de velocidades cuando los parches de rugosidad están presente.

Figura 20. Velocidad horizontal del flujo en m/s en los puntos seleccionados, y mostrados en la Figura 17, para el escenario de control (fila superior), para el escenario de baja rugosidad (fila media) y para el escenario de alta rugosidad (fila inferior). Los colores corresponden a las localizaciones mostradas también la Figura 17. La línea de puntos indica el momento en el que el flujo revierte la dirección de la velocidad.

Al igual que con el análisis de profundidad de flujo, pequeñas diferencias en la variación de magnitud de la velocidad horizontal se ven en el escenario de control como resultado de la configuración experimental. El análisis muestra que los cambios

de RMSD son estadísticamente significativos en la velocidad de flujo y son inducidos por los parches de rugosidad, pero que representan una variación insignificante antes de los parches y durante el avance.

La Figura 20 revela dos fenómenos notables en la presencia de los parches de rugosidad. En primer lugar, cuando la rugosidad está presente, hay un cambio en el momento donde la velocidad del flujo se invierte dentro de la matriz parches. Entre el primer y tercer parche (ubicaciones cian del B, C y D), el flujo de inversión se produce antes cuando la rugosidad está presente: en promedio, 0.05 s. antes para el escenario de baja rugosidad y 0.30 s. antes para el escenario de alta rugosidad. Por el contrario, la inversión del flujo se produce más tarde dentro de los canales (ubicaciones azules del B, C y D): en promedio, 0.03 y 0.10 s. después en los escenarios de baja y alta rugosidad respectivamente. Este retardo de tiempo es probablemente el resultado de la variación en propagación del frente de onda inducida por los parches de rugosidad.

En segundo lugar, en el escenario de alta rugosidad, hay evidencias de formación de resalto hidráulico en el momento de la retirada del flujo, donde el avance de las aguas converge con las aguas en retroceso. Esto ocurre en el canal (azul) en las posiciones C ($x=36.18$ m.) y D ($x=37.29$ m.), y posiblemente debido a la disipación adicional de turbulencia.

4. Fuerzas hidrodinámicas

Usando las ecuaciones de momento presentadas anteriormente, se calcula la variación relativa del momento como consecuencia de la presencia de la rugosidad irregular y se muestra en la Figura 21. Durante el avance es evidente que el momento se reduce en las zonas de frenado que se forman detrás de los parches de rugosidad. Inmediatamente detrás del primer y tercer parches, el momento disminuye en más de un 30% en promedio en el escenario de alta rugosidad. En contraste, el momento aumenta como resultado de la canalización de flujo entre los parches. Sin embargo, en el parche situado más cercano a la costa del escenario de alta rugosidad, se observa una reducción en el flujo de momento a causa de la reducción de la profundidad.

Durante el retroceso del agua, algunos lugares que se beneficiaron de una reducción en el momento durante el avance, están expuestos a mayores momentos. En concreto, se incrementa en más de un 30% tras el primer parche, tanto en los escenarios de baja y alta rugosidad. Esto es probablemente debido al gran tiempo en el que el flujo tiene una alta profundidad en combinación con la aceleración de las

velocidades de flujo inducidas por la gravedad. Al mismo tiempo, sin embargo, todos los parches situados en segunda línea presentan reducciones de momento durante la retirada. Esta reducción en el flujo de momento es más significativo en el escenario de alta rugosidad, donde es hasta un 30% que en otros lugares. Esta reducción en el momento del flujo es en gran medida resultado a las reducciones de las profundidades.

Figura 21. Diferencia adimensional entre el escenario de control y el escenario de baja rugosidad (fila superior) y entre el escenario de alta densidad (fila inferior). El proceso de inundación viene representado en la columna izquierda y el proceso de retroceso está representado por la columna de la derecha.

6. Discusión y conclusiones

Los resultados de estos experimentos ponen de relieve la necesidad de una comprensión más completa de las características terrestres tales como la vegetación, edificios, y las variaciones topográficas locales, las cuales repercuten en la influencia de la inundación de los tsunamis y su impacto sobre el entorno construido. Si bien se reconoce que la resistencia de flujo varía significativamente con el tipo de vegetación y su ubicación, entre otros factores. Estos experimentos proporcionan información sobre los cambios potenciales en la inundación de tsunami en una playa con fuerte pendiente en presencia de rodales costeros. En primer lugar, relativamente pequeños cambios en el área inundada pueden ocurrir en la presencia de bosquetes costeros. Sin embargo, pequeñas diferencias en la zona inundada pueden ser beneficiosos, ya que incluso pequeños cambios en la inundación pueden tener grandes impactos en la reducción de daños.

En segundo lugar, la convergencia del flujo durante el avance de la inundación, y su posterior retroceso debido a la gravedad, conlleva la presencia de grandes profundidades en algunos lugares. Esto significa que cuando el bosque irregular está presente, los daños por el tsunami podrían ser mucho mayor en algunas zonas con respecto a la esperada en las regiones sin bosques costeros.

En tercer lugar, una mayor variación de las profundidades de flujo es probable durante el proceso de retroceso. En cuarto lugar, una característica única de la inundación del tsunami es el intenso flujo de retroceso debido a la gravedad (Carrier et al. 2003). A menudo, el pronóstico de daño de los tsunamis se centra sólo en el avance de su inundación. Sin embargo, estos experimentos confirman que las velocidades de flujo durante el retroceso son del mismo orden en el caso del avance de la inundación. Por otra parte, la presencia irregular del bosque costero puede conducir a la canalización del flujo a través de huecos entre los rodales durante el retroceso. Estos dos hallazgos pueden, por ejemplo, tener implicaciones importantes cuando se considera transporte de material ya sea de la propia vegetación, coches o restos estructurales. Nuestros experimentos sugieren que durante el retorno del flujo, estos desechos se canalizan entre los rodales con lo se podría incrementar el daño en esas zonas.

En quinto lugar, y lo más relevante para la comprensión de cómo la vegetación costera puede afectar a los daños de los tsunamis, nuestros resultados indican que la presencia de bosque costero irregular no puede conducir a una reducción global de la carga hidráulica a las infraestructuras costeras. Más bien, la vegetación costera irregular puede inducir cambios significativos en la fuerza de arrastre, donde algunas áreas se benefician de una reducción de la fuerza durante la inundación pero, a su vez, pueden experimentar una amplificación de la fuerza durante el retroceso, como por ejemplo, alrededor del borde de los rodales. Durante el retroceso del tsunami, también se prevé que las grandes fuerzas de arrastre pueden localizarse detrás de los rodales ubicados más cerca de la costa.

Nuestros resultados, sin embargo, están limitadas por restricciones en la configuración experimental. Estos incluyen la incapacidad para producir una verdadera ola de tsunami a escala de laboratorio, tanto en términos de forma y longitud de onda. Además, la vegetación costera natural puede deformarse o romper durante la inundación, lo que proporciona más resistencia al flujo. Por lo tanto, la rugosidad estática utilizada en nuestros experimentos no puede representar plenamente las condiciones de rugosidad esperados durante todas las fases de inundación y retroceso. Estos resultados también vienen condicionados por un

número limitado de escenarios de rugosidad, mientras que la vegetación costera natural varía ampliamente en función de la densidad de la vegetación y el grado de cobertura. Por último, muchas regiones costeras de todo el mundo se caracterizan por una pendiente costera menor que la utilizada en nuestros experimentos, 1:10.

Para terminar, nuestros hallazgos sugieren que la vegetación costera irregular puede conducir, al mismo tiempo, a una mayor protección en algunas áreas y una mayor vulnerabilidad en otras. El análisis de la fuerza de flujo (Figura 21) sugiere que las fuerzas pueden variar en más de un 30% (aumento o disminución), donde se prevé que estos aumentos y disminuciones son más frecuentes en las regiones con más vegetación resistente. Un cuidadoso análisis y consideración se debe dar al interpretar el papel de la vegetación costera como medida de protección de mitigación. La vegetación costera por su propia naturaleza es dinámica y en continuo cambio, no sólo en su cobertura espacial sino también su en tasa de reposición. Por lo tanto, la planificación futura del desarrollo costero que considere el uso de la vegetación natural como bio-escudo contra los tsunamis deberá evaluar cuidadosamente cómo la colocación de la vegetación influirá en la capacidad de protección. Del mismo modo, la planificación también deberá considerar la duración del ciclo de vida de vegetación. Específicamente, la rugosidad inducida por la vegetación costera puede cambiar cada año con las estaciones. Tales variaciones espacio-temporales de la cobertura vegetal también presentan un gran desafío para la predicción de la inundación del tsunami. El trabajo futuro será aclarar aún más el papel de la vegetación en la inundación y retroceso del tsunami e incluir, por ejemplo, el estudio de la dinámica de flujo tsunami-vegetación en función de diferentes pendientes topográficas y en función de las formas de onda del tsunami. Debido a la inmensa amenaza que representan los tsunamis en todo el mundo, es esencial que se siga mejorando nuestra comprensión de cómo diferentes grados de cobertura forestal influyen en la resistencia dinámica del flujo del tsunami, con el fin de mejorar la alerta, planificación y mitigación.

ARTÍCULO III

5. ARTÍCULO III

Roberto Marivela, Robert Weiss, Costas Synolakis (2015) **Destructive potential of breaking solitary waves**. Artículo enviado a Coastal Engineering

1. Introducción

El tsunami de Sumatra que azotó el Océano Índico en 2004 supuso una importante llamada de atención en todo el mundo ante la amenaza de los tsunamis y para, en la medida de lo posible, estar mejor preparados para este tipo de desastres. En esta contienda, muchos países iniciaron la evaluación o, en algunos casos, reevaluación del riesgo planteado por los tsunamis. Dunbar y Weaver (2008) destacan en su informe correspondiente a las costas de Estados Unidos que el único conocimiento de la extensión de la llanura de inundación podría no ser apropiado para cuantificar el daño de los tsunamis, y lo más importante, para predecir el impacto de los futuros. Desde el tsunami de 2004 en Sumatra, esos acontecimientos han experimentado una mayor atención por parte del público, sin embargo, el tsunami de Tohoku-oki de 2011 es un recordatorio de que se necesita más investigación para reducir el impacto físico, económico y social de los tsunamis.

En esta contribución, utilizamos simulaciones numéricas tridimensionales para examinar el potencial destructivo de los tsunamis. Para ello simulamos la configuración experimental de un problema canónico de inundación de ondas con muy baja frecuencia empleando el *software* GPUSPH. Utilizamos ondas solitarias propuestas en Synolakis (1986, 1987) a pesar de que, Madsen et al. (2008) y Madsen y Schaeffer (2010), pusieron de manifiesto el hecho de que las ondas solitarias no son el mejor modelo para representar las olas del tsunami.

El peligro de la onda no sólo está asociado a la inundación de la misma. Hay otros aspectos que deben también ser considerados, especialmente en el proceso de la rotura de la onda. Hay situaciones en las que no es posible la evacuación de algunos recursos, como casas o infraestructuras. En estos casos es importante conocer si soportarán el impacto de la onda o si, por el contrario, colapsarán. Por este motivo el objetivo de este estudio es analizar como la capacidad destructiva de los tsunamis evoluciona con su proceso de inundación.

2. Material y métodos

1. El modelo GPUSPH

Para este trabajo se vuelve a utilizar el método SPH pero, esta vez, empleando el software GPUSPH (Hérault et al (2010)), desarrollado principalmente por el *Department of Civil Engineering* de la Universidad *Johns Hopkins*, Baltimore, Maryland, Estados Unidos y conjuntamente con el *Istituto Nazionale di Geofisica e Vulcanologia, Sezione di Catania, Italia*. Como también pasara con el código MDST, GPUSPH resuelve las ecuaciones de Navier-Stokes con ayuda de *Graphic Processing Units*. Está programado usando el lenguaje C++ sobre el sistema operativo *Scientific Linux* que permite utilizar cuatro tarjetas gráficas simultáneamente en las simulaciones. La tarjetas gráficas empleadas en este trabajo son Nvidia GTX690 con una memoria RAM de 2MB permitiendo calcular alrededor de 25 millones de partículas en cada simulación.

2. El caso de prueba

Como ya se comentó en la introducción, el objetivo de este paper es obtener el potencial destructivo de los tsunamis mediante el empleo del método SPH. Para ello es necesaria la realización de la validación del método a este tipo de casos y, posteriormente, escoger el caso de prueba. Para la validación se ha utilizado la geometría del caso de prueba presentado en Synolakis (1986) y Synolakis (1987), en donde se estudia la extensión de la zona de inundación mediante experimentación física. La Figura 22 muestra el esquema de la geometría utilizado en estos trabajos. El autor compara los resultados obtenidos de la simulación física con los obtenidos de la resolución de la teoría. Para ello el autor diseña una batería de ensayos en donde varía la profundidad inicial del agua, d , y la altura de la onda sobre el nivel inicial de agua, H . De esta forma obtiene una amplia distribución de resultados. Para generalizar los resultados a cualquier configuración de simulación, el autor presenta los resultados relacionando la extensión horizontal del área de inundación normalizada con la profundidad inicial, R_x/d , y con el parámetro adimensional H/d . Los resultados de estos trabajos han sido ampliamente referenciados y citados por numerosos investigadores. La geometría presentada en ellos se ha convertido en un *benchmark* muy utilizado en la investigación de las ondas rompientes.

La geometría consiste en una solera plana horizontal donde se sitúa una pala de generación de ondas de oleaje. El pie de playa se sitúa a 14.68 m. desde la posición inicial de la pala. La pendiente de la playa es de 1:19.85 y el origen de coordenadas se sitúa ubicado en el punto de intersección entre el nivel de agua inicial y el plano de

playa. El eje x crece hacia aguas adentro, el eje y representa la anchura del modelo y el eje z crece con la altura.

Figura 22. Esquema de los experimentos presentados en Synolakis (1986) y Synolakis (1987) y también usado para las simulaciones realizadas con GPUSPH. El pie de la playa está representado con X_0 y localizado a 14.68 m. desde la posición inicial de la pala de oleaje. La pendiente de la playa es 1:19.85 y el sistema de coordenadas está situado en la posición inicial de la línea de playa.

Las ondas solitarias presentan el siguiente perfil:

$$\eta(x, 0) = \frac{H}{d} \operatorname{sech}^2 \left[\sqrt{\frac{3H}{4d}} (x - X_1) \right]$$

en donde X_1 corresponde a la localización de la cresta de la ola generada. El desplazamiento de la pala de oleaje para generar la apropiada onda solitaria, δ , es definida en Synolakis (1987) y presentada a continuación donde el número de onda, k , es igual a $\sqrt{3H/4d^3}$:

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{H \operatorname{sech}^2 k(\delta - ct)}{1 + H \operatorname{sech}^2 k(\delta - ct)}$$

La pala de oleaje es representada mediante partículas de contorno distribuidas uniformemente que aplican fuerzas repulsivas de Lennard-Jones (Jones, 1924; Monaghan, 1994) a las partículas de fluido.

3. Simulaciones de ondas solitarias y su análisis.

Las simulaciones numéricas que se llevan a cabo en este trabajo tratan de abarcar un amplio rango de amplitudes de onda. Para ello se generan simulaciones variando el parámetro H/d desde un valor inferior de 0.10 hasta un valor superior de 0.45. El incremento de H/d en cada simulación es de 0.05 con lo que en total se generan 8 simulaciones. De esta forma se pueden analizar los distintos efectos hidrodinámicos de la evolución de la onda, su rotura y su progreso playa adentro para distintas configuraciones de ondas y así poder generar conclusiones más generales en base a las tendencias de las variables físicas estudiadas.

Para analizar los resultados de las simulaciones se divide el dominio en una secuencia de prismas a lo largo del eje x . Estos prismas tienen unas dimensiones de 0.010 m. en la dirección x , 0.39 m. en la dirección y , y 0.70 m en la dirección z . Utilizando todas las partículas contenidas en ellos se generan los valores medios del momento de flujo y de la energía cinética en cada prisma y en cada paso de tiempo ($\Delta t = 0.10$ s.). De entre todos estos valores medios, se obtiene el valor máximo de entre todos los prismas y en cada paso de tiempo. Nos referiremos a estos valores como máximo momento de flujo y máxima energía cinética. Es importante destacar que se puede obtener una evolución del máximo momento de flujo y de la máxima energía cinética ya que cada valor está asociado a su respectivo paso de tiempo. El paso siguiente consiste en seleccionar el máximo de los máximos de estos valores de entre todos los pasos de tiempo comprendidos en la simulación. A estos nuevos valores nos referiremos como máximo absoluto del momento de flujo y máximo absoluto de la energía cinética.

Para que el análisis de los resultados resulte de una aplicación más general, se utilizarán variables adimensionales así, la longitud adimensional está representada por $x^* = x/d$, el tiempo adimensional por $t^* = t\sqrt{g/d}$ y la elevación de la onda sobre el nivel inicial de agua por $\eta^* = \eta/d$.

Adicionalmente para el análisis se emplean los siguientes conceptos: cresta de onda, W_c , que viene representado por la elevación máxima de la onda en cada paso de tiempo y frente de onda, W_f , que viene definido por la partícula de la onda con más avanzada posición en el eje x y cuya elevación es, como mínimo, el 40% de la elevación del nivel de agua en cada paso de tiempo.

3. Resumen de resultados

1. Resultados de la validación

La validación se ha llevado a cabo mediante la comparación entre el experimento físico 225a de la onda solitaria descrita en Synolakis (1986) y Synolakis (1987) y la simulación numérica desarrollada con GPUSPH. La configuración geométrica en ambos casos es la misma y mostrada en la Figura 22. El parámetro $H/d = 0.30$ también en ambos casos. La profundidad inicial en el experimento físico es de 0.19 m. mientras que en la simulación numérica la profundidad inicial es de 0.70 m. Como ya se comentó, dado que la comparación se realiza mediante contraste de variables adimensionales, la diferencia entre ambos casos de la profundidad inicial y la altura de onda no resulta un problema.

La comparación de la validación se presenta en la Figura 23. Puede observarse un muy buen ajuste en los niveles de agua en el entorno de la onda para distintos pasos de tiempo. El ajuste sigue siendo muy bueno aún durante y después de la rotura de la onda, casos en los que generalmente los modelos numéricos suelen presentar discrepancias con los modelos físicos.

Figura 23. Comparación del nivel de agua para el caso de onda solitaria con $H/d=0.30$ sobre una playa con pendiente 1:19.85 entre el experimento 225a presentado en Synolakis (1986) (cruces) y la simulación numérica (línea sólida roja).

Otra forma de comprobar la validación es mediante la comparación de la evolución de la máxima altura de onda, o lo que es lo mismo, W_c , entre el experimento y la simulación. La Figura 24 muestra dicha comparación de la evolución con respecto a la profundidad en el punto donde aquella se produce. De nuevo se produce un buen ajuste de W_c entre los experimentos (cruces) y la simulación (línea sólida roja) de diferentes ondas solitarias con distinto H/d ratio.

Figura 24. Comparación de la evolución de la máxima elevación de onda para el caso de onda solitaria con $H/d=0.30$ sobre una playa con pendiente 1:19.85 entre el experimento 225a presentado en Synolakis (1986) (cruces) y la simulación numérica (línea sólida roja). El resto de líneas representan las evoluciones de las máximas elevaciones de onda para el resto de simulaciones.

Adicionalmente en la misma figura se presenta la evolución de W_c para el resto de las simulaciones que componen este estudio. Los resultados son congruentes entre sí y con su respecto valor del ratio H/d .

2. Resultados de las simulaciones

En su documento de tesis, Synolakis (1986) presento por primera vez la comparación entre las trayectorias del frente de onda para una onda solitaria con $H/d = 0.0185$ entre un caso experimental y resolución de teoría no lineal. La Figura 25 muestra la evolución de frente de onda de las simulaciones con diferentes ratios H/d así como las localizaciones de los máximos absolutos de los momentos de flujo (cuadrados) y de la energía cinética (círculos).

Figura 25. Trayectoria del frente de onda, W_f , de las simulaciones GPUSPH con diferente ratio H/d donde $x^*=x/d$. El origen de tiempo normalizado, $t^* = t\sqrt{g/d}$, y se origina cuando la cresta de la onda pasa por la vertical del punto X_0 . Los círculos representan la localización de los máximos absolutos de la energía cinética y los cuadrados la localización de los máximos absolutos del momento del flujo.

La evolución temporal de las variable estudiadas se presentan en la Figura 26. La Figura a) muestra la evolución de los máximos del momento de flujo y su máximo absoluto representado con cuadrados. La Figura b) muestra la evolución de los máximos de la energía cinética y su máximo absoluto representado con círculos. Con triángulos se representa la presencia del primer pico local de la máxima energía cinética y que coincide con el segundo pico del máximo momento de flujo. La figura c) muestra la evolución del número de Froude. La velocidad necesaria para obtener este valor ha sido tomada de la Figura b) y el calado ha sido obtenido de donde esta máxima energía cinética se presenta.

Figura 26. La figura a) muestra la evolución del la evolución del momento de flujo máximo y los cuadrados representan su máximo absoluto. La figura b) muestra la evolución de la energía cinética máxima. Los círculos representan la localización de su absoluto máximo y los triángulos muestran la localización de máximos locales que coinciden con los máximos locales de la figura a). La figura c) muestra la evolución del número de Froude basado en la velocidad y calado obtenidos de la figura b).

A continuación se relaciona las propiedades de los máximos absolutos con el ratio H/d en la Figura 27. La figura a) muestra la relación entre el valor del máximo absoluto de momento de flujo y el H/d . La Figura b) muestra la relación entre los lugares donde los máximos absolutos ocurren y el ratio H/d . La Figura c) muestra la relación entre los tiempos donde los máximos absolutos ocurren.

Figura 27. Como se ha mostrado en figuras anteriores cuadrados y círculos representan los valores máximos absolutos del momento de flujo y de la energía cinética. En esta figura son comparados con el ratio H/d . La Figura b) indica dónde se producen y la Figura c) indica cuándo se producen.

4. Discusión

En esta contribución, se estudia el proceso tridimensional de rotura de oleaje de olas solitarias utilizando el modelo GPUSPH. Una vez hecho, determinamos su potencial destructivo basado en el momento y la energía cinética.

El frente de onda de las simulaciones se muestra en la Figura 25. En las simulaciones cuyo $H/d < 0.35$, la velocidad del frente de onda disminuye después de la rotura. Sin embargo, la velocidad del frente de onda aumenta después de romper en las simulaciones con $H/d > 0.35$.

Cuando la distancia relativa entre el frente y la cresta de la ola comienza a reducirse, ésta se deforma y cambia su aspecto a una forma más apuntada (*shoaling*). Esto es principalmente debido a que el frente de onda reduce su velocidad y la cresta de onda se desarrolla más rápido. A medida que el *shoaling* avanza y se acentúa, el momento máximo del flujo aumenta. La elevación máxima de la cresta de la ola coincide con el máximo absoluto del momento de flujo. Este es el momento en que comienza la rotura de la ola (cuadrados en la Figura 26a). Después de la rotura de la ola, el máximo momento de flujo disminuye debido a que la onda disminuye su altura y también, debido a que la profundidad del agua donde se produce el máximo momento de flujo en ese instante es más somera.

Justo después del inicio de la rotura de la onda, la parte de la cresta que se precipita posee altas velocidades. Sin embargo, cuando promediamos esta velocidad en los segmentos en los que cae la cresta, el agua más lenta situada más profunda también se considera en el cálculo del promedio, por esto, estos segmentos no son los lugares donde la máxima energía cinética presenta su máximo absoluto. La máxima energía cinética alcanza su máximo absoluto más adelante debido a roturas secundarias (círculos en la Figura 26b). Este es el momento en el que el proceso de rotura termina y comienza el proceso de avance de la onda (*runup*). Los círculos en la Figura 26b también son los lugares donde el frente y la cresta de la ola convergen. La rotura se produce entre los cuadrados y círculos en las Figuras 25, 26, y 27. Cuanto mayor es la relación H/d , mayor es la distancia entre cuadrados y círculos, Figura 27b y Figura 27c, lo que implica que el proceso de rotura es más duradero y la inundación en la playa también es más extensa.

Cuando el máximo absoluto del momento se produce, cuadrados en la Figura 26a, la máxima energía cinética en ese momento es muy pequeña en comparación con su máximo absoluto, círculos en la Figura 26b. Además, cuando se produce el máximo absoluto del momento, el número de Froude es bajo, Figura 26c.

Complementariamente, cuando el flujo alcanza el máximo absoluto de su energía cinética, círculos en la Figura 26b, el máximo momento es pequeño en comparación con su máximo absoluto, cuadrados en la Figura 26a.

Mediante el análisis del promedio de la energía cinética, líneas en la Figura 26b, se observa que el agua es muy poco profunda donde la máxima energía cinética alcanza su máximo absoluto. Aunque la energía cinética está obviamente implicada en el potencial destructivo, no es la única variable que debe ser considerada. El momento del fluido también debe ser considerado según el análisis del número de Froude. El primer incremento del número de Froude, Figura 26c, es un factor importante en la comprensión del potencial destructivo de las ondas solitarias. Sin embargo, el segundo incremento del número de Froude no es tan importante, ya que sus altos valores son consecuencia de los pequeños calados donde se producen. Además, en esos instantes, el momento es pequeño. Luego entonces ni el máximo momento de flujo ni la máxima energía cinética son suficientes si se consideran por separado. Sin embargo, ambos alcanzan respectivos máximos locales simultáneamente. Estos instantes son representados con triángulos en la Figura 26b. Los momentos donde esto ocurre también coincide con el momento en que el número de Froude aumenta desde valores cercanos a cero hasta valores entre tres y cuatro. Después de este aumento, el número de Froude disminuye muy lentamente hasta que la máxima energía cinética comienza su segundo aumento, Figura 26c. Esta lenta disminución del número de Froude se produce a pesar de las variaciones en la máxima energía cinética, Figura 26b, y de las variaciones del máximo momento del flujo, Figura 26a.

La consistencia en la existencia simultánea entre el segundo pico del máximo momento de flujo, del primer pico de la máxima energía cinética y del primer pico del número de Froude infiere que, éste es el momento en que el potencial destructivo de ondas solitarias es máximo. Estos picos aparecen justo después del colapso de la onda de oleaje. El colapso de la onda provoca una zona altamente caótica y turbulenta del flujo con unas velocidades significativamente mayores en la superficie y sus alrededores. Este proceso crea un aumento repentino de la energía cinética y del nivel de agua que aumenta el momento en el mismo lugar e instante. Este es el instante donde el flujo se vuelve más turbulento.

La Figura 27a representa los máximos absoluta de los momentos de flujo en función de H/d . Estos valores permiten estimar el máximo absoluto del momento para cualquier onda solitaria que no se haya estudiado en este trabajo. Se debe considerar para ello que esta tendencia debe pasar por el punto (0, 0) de coordenadas.

Además las Figura 27b y Figura 27c proporcionan la ubicación y el tiempo, respectivamente, del máximo absoluto del momento de flujo y del máximo absoluto de la energía cinética. Así, únicamente conociendo la relación H/d de cualquier onda solitaria, es posible estimar no sólo la magnitud de los máximos absolutos de flujo, sino también dónde y cuándo se producen.

5. Conclusiones

En este trabajo se ha llevado a cabo simulaciones numéricas de ondas solitarias usando el software GPUSPH modificando el valor H/d y relacionarlo con el potencial destructivo de las ondas de tsunamis. Debido a que la complejidad del proceso de rotura de oleaje se desarrolla en tres dimensiones, ni las ecuaciones de aguas someras, ni las aproximaciones de Boussinesq pueden abordar el análisis de rotura en tres dimensiones con precisión. La forma de afrontar este trabajo es mediante el promediado del momento de flujo y de la energía cinética del flujo en prismas distribuidos secuencialmente a lo largo del eje x . Se llega a la conclusión de que ambas variables deben ser analizados separada y simultáneamente, con el fin de obtener un adecuado entendimiento sobre el potencial destructivo de las ondas de los tsunamis. Ambas variables alcanzan sus máximos locales siempre al mismo tiempo en todas las simulaciones, independientemente de la relación H/d en la onda.

También se llega a la conclusión de que el potencial destructivo de ondas solitarias debe definirse como una función del momento máximo y la máxima energía cinética. El máximo potencial destructivo se produce cuando el momento máximo alcanza su segundo máximo local, que a su vez, es cuando la energía cinética máxima alcanza su primer máximo local, que es a su vez, cuando el número de Froude alcanza su primer incremento. El lugar y el momento en que esto ocurre, y adicionalmente, los valores de los máximos locales, están relacionadas con la relación H/d .

Además los valores de los máximos absolutos del momento y de la energía cinética, considerándose ambos por separado, también están relacionados con la relación H/d . Además, la ubicación y el momento cuando se producen también dependen de H/d . Adicionalmente se concluye que la rotura se produce entre los máximos absolutos del momento del flujo y de la energía cinética. Antes de romper, el flujo es principalmente bidimensional, durante la rotura el flujo es fundamentalmente tridimensional y después de la rotura, el flujo puede ser considerado básicamente unidimensional.

Estas conclusiones aportan una mejor comprensión del proceso de rotura de la onda de oleaje y proporcionan las variables físicas más importantes que deben ser

considerados para evaluar el potencial destructivo de los tsunamis. Además, la evaluación del riesgo de la ola solitaria será más fiable, la cual puede ser empleada para proteger infraestructuras marinas y salvar vidas humanas.

DISCUSIONES GENERALES

6. DISCUSION GENERAL

1. *Discusión general*

El hecho de que el método SPH basa su cálculo en una representación del dominio mediante partículas, permite simular flujos con elevados cambios de turbulencia de forma sencilla. Estas turbulencias también son susceptibles de incorporar inestabilidades como ocurre en los modelos Eulerianos, pero estas inestabilidades son afrontadas por SPH de forma más eficiente. El sencillo acto de limitar la velocidad del sonido en el término de la velocidad artificial suele ser suficiente para solventar las inestabilidades antes mencionadas. Se suele dar un valor a la velocidad del sonido de alrededor diez veces la mayor velocidad estimada durante la simulación. A mayor valor de velocidad de sonido, mayor estabilidad en el código, pero a su vez mayor es el tiempo que requiere la simulación.

Cuando este ajuste no es suficiente en la obtención de resultados consistentes con otras técnicas, como simulación física, una modificación de la viscosidad artificial se considera altamente apropiado. En esta tesis se ha desarrollado una táctica que consiste en proveer a cada partícula de flujo una viscosidad artificial propia y variable en lugar de fijar un valor fijo para todas las partículas y para toda la simulación. Se ha hecho depender este nuevo valor de viscosidad artificial linealmente con la vorticidad de la partícula en cuestión. Los resultados procedentes de esta aproximación satisfacen los resultados obtenidos de la modelización física. Conceptualmente tiene sentido físico y el tiempo de cálculo se penaliza pero en muy poca medida.

En general, SPH, es una muy buena herramienta para la simulación de flujos hidráulicos turbulentos tridimensionales, soportando muy fácilmente la simulación de bruscos cambios de flujo y de geometrías complejas o condiciones de contorno complicadas.

Con respecto a la segunda investigación, se ha observado que los parches de rugosidad tienen una influencia en el flujo alrededor de los mismos, no existiendo grandes diferencias, alrededor del 5%, con respecto a la llanura de inundación de la ola del escenario de control o sin rugosidad. Para una considerable reducción de esta extensión, se recomienda una barrera continua y paralela a playa que evite las canalizaciones del flujo entre los parches, aunque se entiende que tal construcción puede tener gran impacto en el entorno costero. Los principales efectos de la distribución discontinua de los parches provoca, por lo general, una disminución del

momento de flujo antes y después de cada parche y un incremento del mismo entre los mismos. Esto puede tener especial relevancia en los casos en los que se quiera proteger zonas situadas detrás de infraestructuras o bosquetes. Aunque esta investigación se ha realizado con experimentación con lecho fijo, las consecuencias podrían ser más relevantes en caso de experimentación con lecho móvil, dado que habría una clara deposición de sedimentos antes de los parches y una clara erosión entre los mismos.

Otro hecho digno de remarcar es el hecho de que la diferencia del comportamiento de flujo, con respecto al escenario de control, es mucho mayor en el proceso de avance de la inundación que durante el retroceso. Esto no indica que se no deba evaluar el flujo durante su retirada, pero sí que se debe incidir más en los efectos del avance de la misma.

En lo referente a la tercera investigación, de nuevo el método SPH representa una herramienta adecuada para estudiar la rotura de una onda de oleaje. En este caso, con números de Froude en torno a cuatro, la turbulencia asociada es menor que en el caso de la primera investigación, donde se alcanzaron números de Froude en torno a ocho. Es por esta razón por la que no se ha requerido modificar la viscosidad artificial del método, aunque sí la velocidad del sonido.

Los modelos bidimensionales usualmente funcionan basando su esquema de cálculo en una integración en profundidad. En este caso la simulación es tridimensional y se ha hecho un análisis de resultados mediante una ponderación en profundidad. Este procedimiento ha permitido considerar la hidrodinámica tridimensional asociada a la rotura, y a su posterior seguimiento a lo largo de la simulación de las variables físicas que definen el potencial destructivo de los tsunamis. Los resultados son consistentes con la experimentación física con la que se ha llevado a cabo la validación así como con la literatura científica desarrollada en este campo.

2. Futuras líneas de investigación

Interesantes son la líneas futuras de investigación que sugiere este trabajo. Como idea general, sería apropiado la creación de una viscosidad artificial más general aplicable a un más rango de campos de la hidráulica. Este objetivo resultaría muy conveniente pero dado el amplísimo rango de campos al que SPH es sometido, podría no resultar del todo factible. Sí lo sería si la obtención de esta general viscosidad artificial se viese acotada al campo de hidráulica fluvial.

Sobre la segunda investigación se propone un análisis de cómo los parches de rugosidad afectan a la distribución de la velocidad de fricción, del número de Reynolds o del coeficiente de fricción. De esta forma sería mucho más asequible valorar el efecto de los bosquetes de vegetación, no sólo en la extensión de la inundación, sino también en la distribución de fuerzas hidrodinámicas a las que se verían sometidas eventuales infraestructuras. Adicionalmente se podría valorar el efecto de transporte, deposición y erosión de material. De hecho esta línea ya ha sido comenzada y se prevé una publicación a este respecto en el presente año.

Por último, para la tercera investigación, se está actualmente considerando la obtención de un patrón de perfil de velocidad en el momento en el que el potencial destructivo de la onda solitaria es máximo. De esta forma se podrían diseñar infraestructuras costeras considerando el caso más desfavorable. Así, la pérdida de recursos se vería seriamente reducida así como también de pérdida de vidas humanas.

CONCLUSIONES / CONCLUSIONS

7. CONCLUSIONES / CONCLUSIONS

1.1) El tratamiento de los contorno en SPH debe ser tratado de forma cuidadosa ya que puede introducir ruido numérico, especialmente en los resultados de las zonas donde el flujo es somero, o donde pocas partículas de fluido representan el flujo en el entorno de contorno.

1.1) Treatment of SPH boundaries should be done carefully because it may introduce numerical disturbances to the results, especially in areas where flow is shallow or where few fluid particles represent the flow at the contour environment.

1.2) Una densificación de las partículas de contorno en las superficies reduce este ruido numérico. Otra forma de reducirlo es mediante un kernel de suavizado aplicado al contorno, lo que reduce el efecto esférico de los campos de fuerzas de Lennard Jones desde las partículas de contorno.

1.2) Densification of contour surfaces reduces the numerical disturbance. Another way to reduce it is through a smoothing kernel applied to boundaries so the spherical field of Lennard Jones forces, applied from the boundary particles, is reduced.

1.3) En las simulaciones donde el flujo presenta grandes turbulencias se requiere de una comprobación de resultados con *benchmarks* o modelación física. En caso de disconformidades, la solución puede consistir en la modificación de la viscosidad artificial. La incorporación del modelo de turbulencia $k - \varepsilon$ en SPH aporta buenos resultados, aunque el tiempo de computación se ve seriamente afectado.

1.3) In simulations where the flow presents great turbulence, result must require checking with benchmarks or physical modeling. In case of disagreements, the solution may be to modify the SPH artificial viscosity. The incorporation of $k - \varepsilon$ turbulence model in SPH provides good results but the computation time is severely affected.

1.4) La incorporación del modelo de turbulencia α_{vor} implica unos resultados incluso mejores que aquellos aportados por el modelo $k - \varepsilon$. Una ventaja adicional es que el tiempo de simulación no se ve prácticamente afectado. El modelo de turbulencia α_{vor} implica una asignación de turbulencia a cada partícula y en cada paso de tiempo en función de su vorticidad, de modo que cada partícula disipa la energía turbulenta viscosa de una forma más realista. Se ha empleado la vorticidad

como elemento para modificar el parámetro α_{vor} debido a su relación directa con los remolinos y su disipación viscosa.

1.4) The incorporation of α_{vor} turbulence model involves even better results than those provided by the $k - \varepsilon$ model. An additional advantage is that the simulation time is not practically affected. α_{vor} turbulence model assigns to each particle an artificial viscosity at each time step according to its vorticity so each particle dissipates viscous turbulent energy in a more realistic way. Vorticity has been used as element to modify the parameter α_{vor} because its direct relationship with viscous dissipation.

1.5) En el resto de los casos en los que los números de Froude son relativamente pequeños, el método SPH produce buenos resultados y la viscosidad artificial que Monaghan presentó en 1992 no requiere modificación alguna.

1.5) In all the other cases where the Froude numbers are relatively small, SPH produces good results and the artificial viscosity that Monaghan introduced in 1992 does not require any further modification.

1.6) El método SPH es muy apropiado para simular flujos tridimensionales. Esto hace que las simulaciones de SPH sean computacionalmente costosas. Por eso es muy recomendable diseñar los códigos para empleen recursos computacionales adicionales, tales como codificación MPI o GPU.

1.6) The SPH method is very appropriate to simulate three-dimensional flows. This makes the SPH simulations computationally very expensive. Therefore it is highly recommended to design the codes for employing additional computational resources such as MPI or GPU.

1.7) La modelización numérica SPH junto a la modelización física supone la forma más eficiente de actuar para alcanzar la mejor solución en problemas de estructuras hidráulicas. De esta forma se suman las ventajas de ambos métodos.

1.7) The join of SPH numerical modeling along with physical modeling represents the most efficient way to act in order to achieve the best solution in hydraulic structures problems. Thus the advantages of both methods are added to each other.

2.1) Los resultados de los experimentos llevados a cabo para entender el efecto de la vegetación en la inundación de ondas rompientes ponen de manifiesto la necesidad de mejorar la comprensión de su influencia.

2.1) The results of the experiments conducted to understand the effect of vegetation on the waves flooding highlight the need for better understanding of their influence.

2.2) Las configuraciones de rugosidad presentadas en este trabajo suponen cambios relativamente pequeños en el área de inundación con respecto al escenario de control o sin rugosidad. Sin embargo hay diferencias sustanciales en los entornos de los parches. Estas diferencias están presentes tanto en el proceso de avance como en el de retroceso de la inundación. Estas diferencias tienen repercusiones en los posibles daños en dichas zonas.

2.2) The roughness configurations presented in the paper involve relatively small changes in the maximum runup with respect to the control scenario. However there are substantial differences in the flow around the patches environments. That variability also varies between the process of runup and rundown. These differences have implications for possible damage in these areas.

2.3) La presencia de parches en las configuraciones de rugosidad infieren una intensidad de flujo entre los parches y una disminución del mismo dentro de los mismos. Esto repercute en una diferente distribución de velocidades y calados y, en consecuencia, también del momento del flujo. Esto significa que cuando el bosque irregular está presente, los daños por el tsunami podrían ser mucho mayor en algunas zonas con respecto a la esperada en las regiones sin bosques costeros. Una mayor variación de las profundidades de flujo es probable durante el proceso de retroceso.

2.3) The presence of patches as roughness infers a flux intensity between patches and a decrease within them. This leads to a different velocity and depth distributions, and consequently, to a different flow momentum. This means that when the irregular forest is present, the damage from the tsunami could be much higher in some areas compared to that expected in coastal regions without forests. Greater variations in flow depths are likely during rundown.

2.4) A menudo, el pronóstico de daño de los tsunamis se centra sólo en el avance de su inundación. Sin embargo, estos experimentos confirman que las

velocidades de flujo durante el retroceso son del mismo orden de magnitud que aquellas durante el avance de la inundación.

2.4) Often, the tsunamis damage forecast only focuses on its runup. However, these experiments confirm that the flow velocities during rundown is similar to those in runup.

2.5) Las dos últimas conclusiones pueden tener implicaciones importantes cuando se considera transporte de material como la propia vegetación, coches o restos estructurales. Los experimentos sugieren que durante el retorno del flujo, estos desechos se canalizan entre los rodales con lo se podría incrementar el daño en esas zonas.

2.5) The last two conclusions have important implications when considering material transport such as vegetation rests, cars or structural remains. Experiments suggest that during the rundown, this material is addressed between the patches so it could increase the damage in those areas.

2.6) Nuestros resultados indican que la presencia de bosque costero irregular no puede conducir a una reducción global de la carga hidráulica a las infraestructuras costeras. Más bien, la vegetación costera irregular puede inducir cambios significativos en la fuerza de arrastre, donde algunas áreas que se benefician de una reducción de la fuerza durante la inundación, pueden a su vez experimentar una amplificación de la fuerza durante el retroceso, como por ejemplo, alrededor del borde de los rodales.

2.6) Our results indicate that the presence of irregular coastal forest may not lead to an overall reduction of the hydraulic load on coastal infrastructure. Rather, the irregular shoreline vegetation can induce significant changes in the drag force, where some areas may benefit from a reduction of their force during runup but also, they may experience an amplification of the force during the rundown, for instance, around the patches edges.

2.7) Estas conclusiones están sujetas a restricciones en la configuración experimental. La vegetación costera natural se puede deformar o romper durante la inundación, lo que proporciona más resistencia al flujo. Por lo tanto, la rugosidad estática utilizada en nuestros experimentos no puede representar plenamente las condiciones de rugosidad esperadas durante todas las fases de inundación y retroceso.

2.7) These conclusions are subject to restrictions in the experimental scenarios. Natural coastal vegetation can deform or break during flooding, which

provides more resistance to the flow. Therefore, the static roughness used in our experiments could not fully represent the conditions expected during real runup and rundown.

2.8) Los resultados sugieren que la vegetación costera irregular puede conducir al mismo tiempo a una mayor protección en algunas áreas y una mayor vulnerabilidad en otras. El momento de flujo puede variar en más de un 30%.

2.8) Results suggest that irregular coastal vegetation can lead to greater protection in some areas and increased vulnerability in others. The flow momentum may vary by more than 30%.

2.9) Por su propia naturaleza, la vegetación costera es dinámica y en continuo cambio, no sólo en su cobertura espacial sino también su en tasa de reposición. Por lo tanto, la futura planificación costera que considere el uso de la vegetación natural como bio-escudo contra los tsunamis, deberá evaluar cuidadosamente cómo la colocación de la vegetación influirá en la capacidad de protección. También la rugosidad inducida por la vegetación costera puede cambiar cada año con las estaciones. Tales variaciones espacio-temporales de la cobertura vegetal también presentan un gran desafío para la predicción de la inundación del tsunami.

2.9) By its own nature, the coastal vegetation is dynamic and in constant change, not only in their spatial coverage but also in its recovering capability. Therefore, the future planning of coastal development that considers the use of natural vegetation as bio-shield should carefully evaluate how the placement of vegetation affects the protection capacity. Also the roughness induced by the coastal vegetation can change each year because the seasons. Such spatial and temporal variations in vegetation represents a major challenge for the prediction of tsunami inundation.

3.1) En este estudio se ha empleado una fila de prismas estrechos a lo largo del eje x que han sido utilizados para promediar el momento de flujo y su energía cinética. De estos valores se escogen los máximos valores de las variables en cada paso de tiempo con lo que se obtiene una evolución temporal de las mismas, lo que aporta un muy buen análisis de resultados.

3.1) In this study we use a row of narrow segments along the x axis and they are used to average the flow momentum and its kinetic energy. From these values, the maximum values of these variables are chosen at each time step so it is possible to obtain a temporal evolution of them. This represent a very convenient way to obtain easy and very important data from a complex hydrodynamic case.

3.2) El momento de flujo y la energía cinética son las variables a tener en cuenta para obtener el potencial destructivo de las ondas solitarias rompientes. Dichas variables deben ser consideradas de forma separada y simultánea.

3.2) The flow momentum and kinetic energy are the variables to be consider in order to obtain the destructive potential of breaking solitary waves. These variables must be considered separately and simultaneously.

3.3) El momento de flujo incrementa con el cambio de forma de onda antes de la rotura y disminuye durante el mismo excepto por la presencia un máximo local. La energía cinética es pequeña antes de la rotura y presenta un máximo local durante la rotura.

3.3) The flow momentum increases with the wave shoaling before breaking and decreases after the breaking starts, except for the presence of a local maximum. The kinetic energy is small before the breaking start and exhibits a local maximum at a time during the break.

3.4) Ambos máximos locales coinciden en tiempo y lugar en medio del proceso de rotura. Éste es el momento donde se considera que el potencial destructivo de la onda rompiente es máximo.

3.4) Both local maxima coincide in the same place and time in the middle of the breaking process. This is considered as the maximum tsunami destructive potential.

BIBLIOGRAFÍA

8. BIBLIOGRAFÍA

- Baldock T, Cox D, Maddux T, Killian J, Fayler L (2009) Kinematics of breaking tsunami wavefronts: a data set from large scale laboratory experiments. *Coast Eng* 56:506–516
- Burke R, Stolzenbach K (1983) Modeling of turbulent canopy flow. In: *Proceedings of the conference of frontiers in hydraulic engineering*, pp 295–300
- Bunya S, Dietrich J, Westerink J, Ebersole B, Smith J, Atkinson J, Jensen R, Resio D, Luetich R, Dawson C, Cardone V, Cox A, Powell M, Westerink H, Roberts H (2010) A high-resolution coupled riverine flow, tide, wind, wind wave, and storm surge model for Southern Louisiana and Mississippi: Part 1: Model development and validation. *Mon Weather Rev* 138:345–377
- Carrier G, Wu TT, Yeh H (2003) Tsunami run-up and draw-down on a plane beach. *J Fluid Mech* 475:79–99
- Colagrossi, A., Landrini, (2003). Numerical simulation of interfacial flows by smoothed particle hydrodynamics. *J. Comput. Phys.* 191.
- Crespo, A.J.C., Gómez-Gesteira, M., Dalrymple, R.A. (2007). 3D SPH Simulation of large waves mitigation with a dike. *J. Hydr. Res.* 45(5), 631—642.
- Dahdouh-Guebas F, Jayatissa L, Di Nitto D, Bosire J, Koedam N (2005) How effective were mangroves as a defense against the recent tsunami? *Curr Biol* 15(12):443–447.
- Dalrymple, R., Rogers, B., 2006. Numerical modeling of water waves with the sph method. *Coastal engineering* 53 (2), 141-147.
- Danielsen F, Sorensen M, Olwig M, Selvam V, Parish F, Burgess ND, Hiraishi T, Karunakaran V, Rasmussen M, Hansen L, Quarto A, Suryadiputra N (2005) The Asian tsunami: a protective role for coastal vegetation. *Science* 320(5748):643
- Dengler L, Preuss J (2003) Mitigation lessons from the July 17, 1998 Papua New Guinea tsunami. *Pure Appl Geophys* 160:2001–2031
- Dunbar, P. K., Weaver, C. S., 2008. US States and Territories National Tsunami Hazard Assessment: Historical Record and Sources for Waves. US Department of Commerce, National Oceanic and Atmospheric Administration Washington, DC.
- Forster J.W., Skrinde R.A. (1950). Control of the hydraulic jump by sills. *Transactions*, ASCE, 115, 973–987.

- Gatti, D., Maffio, A., Zuccalà, D., Di Monaco, A. (2007). SPH simulation of hydrodynamics problems related to dam safety. Proc. 32nd Congress of IAHR, CD-Rom. Paper 2, SS09.Venice. Italy.
- Gingold, R.A., Monaghan, J.J. (1977). Smoothed particle hydrodynamics: Theory and application to nonspherical stars. *Mon. Not. R. Astr. Soc.* 181, 375–389.
- Gómez-Gesteira, M., Dalrymple, R. (2004). Using a 3D SPH method for wave impact on a tall structure. *J. Wtrwy. Port, Coast. Ocean Engng.* 130(2), 63–69.
- Gómez-Gesteira, M., Cerqueiro, D., Crespo, C., Dalrymple, R. (2005). Green water overtopping analyzed with a SPH model. *Ocean Engng.* 32, 223–238.
- Grassa. J.M. (2004). El método SPH. “Aplicaciones en Ingeniería marítima”. Revista de Ingeniería Civil, 133 (In Spanish).
- Grassa. J.M. (2007). Wave Forces on a Wavemaker. SPH “Simulation and Comparison with Analytic Results”. Proc. IAHR-LAD. Venezuela, 2006.
- Guardo M, Tomassello R (1995) Hydrodynamic simulations of a constructed wetlands in South Florida. *Water Resour Bull* 31:687–701
- Hosokawa Y, Horie T (1992) Flow and particulate nutrient removal by wetland with emergent macrophyte. *Sci Total Environ Suppl* 1271–1282. (Supplement 1992: Marine Coastal Eutrophication)
- Imai K, Matsutomi H (2005) Fluid force on vegetation due to tsunami flow on a sand spit. In: Satake K (ed) *Tsunamis: case studies and recent developments*. Springer, Berlin, pp 293–304
- Irtem E, Gedik N, Kabdasli M, Yasa N (2009) Coastal forest effects on tsunami run-up heights. *Ocean Eng* 36:313–320
- Kadlec R (1990) Overland flow in wetlands: vegetation resistance. *J Hydraul Eng ASCE* 116(5):691–706
- Kaplan M, Renaud F, Luchters G (2009) Vulnerability assessment and protective effects of coastal vegetation during the 2004 tsunami in Sri Lanka. *Nat Hazards Earth Syst Sci* 9:1479–1494
- Kathiresan K, Rajendran N (2005) Coastal mangrove forests mitigated tsunami. *Estuar Coast Shelf Sci* 65(3):601–606
- Kolmogorov, A.N. (1941). The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers, *Proceedings of the USSR Academy of Sciences* 30, 299–303. (Russian), translated into English by

- Kolmogorov, Andrey Nikolaevich (July 8 1991). The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers, *Proceedings of the Royal Society of London, Series A:Mathematical and Physical Sciences* 434, 9–13.
- Herault, A., Bilotta, G., Dalrymple, R. A., 2010. Sph on gpu with cuda. *Journal of Hydraulic Research* 48 (S1), 74-79.
- Herault, A., Bilotta, G., Dalrymple, R. A., Rustico, E., Del Negro, C. (2006-2014). Gpusph.
- Jones, J. E. (1924). On the determination of molecular _elds. ii. from the equation of state of a gas. In: *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. Vol. 106. The Royal Society, pp. 463-477.
- Liu, G.R. (2003). *Mesh free methods: Moving beyond the finite element method*. CRC Press, 692 pp.
- Liu P, Lynett P, Fernando H, Jaffe B, Fritz H, Higman B, Morton R, Goff J, Synolakis C (2003) Observations by the International Tsunami Survey Team in Sri Lanka. *Science* 308:1595
- Lucy, L. (1977). A numerical approach to the testing of fusion process. *J. Astronom.* 82, 1013–1024.
- Ma, F., Hou, Y., Prinos, P. (2001). Numerical calculation of submerged hydraulic jumps, *J. Hydr. Res.* 39(5), 493–503.
- Madsen P, Fuhrman D, Schaffer H (2008) On the solitary wave paradigm for tsunamis. *J Geophys Research* 56:C12012
- Madsen, P. A., Schae_er, H. A. (2010). Analytical solutions for tsunami runup on a plane beach: single waves, n-waves and transient waves. *Journal of Fluid Mechanics* 645, 27-57.
- Maffio A. (2006). Ongoing developments at CESI RICERCA. Milan, SPHERIC Newsletter Issue 3, (<http://cfed.me.umist.ac.uk/sph/newsletters.html>).
- Monaghan, J.J. (1982). Why particle methods work. *Siam J. Sci.Stat. Comput.* 3, 422–433.
- Monaghan, J.J. (1992). Smoothed particle hydrodynamics. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 30, 543–574.
- Monaghan, J.J.(1994). Simulating free surface flows with SPH. *J. Comput. Phys.* 110, 1–15.
- Monaghan, J.J. (1996). Gravity currents and solitarywaves. *Phys. D* 98, 523–53.

- Monaghan, J.J. (2005). Smoothed particle hydrodynamics. *Reports on Progress in Physics* 68, 1703–1759.
- Monaghan, J., Kajtar, J. (2009). Sph particle boundary forces for arbitrary boundaries. *Computer Physics Communications* 180 (10), 1811–1820.
- Morris, J.P., Monaghan, J.J. (1997). A switch to reduce SPH viscosity. *J. Comput. Phys.* 136, 41–50.
- Mossa, M. (1999). On the oscillating characteristics of hydraulic jumps. *J. Hydr. Res.* 37(4), 541–558.
- Nandasena N, Tanaka N, Tanimoto K (2008) Tsunami current inundation of ground with coastal vegetation effects: an initial step towards a natural solution for tsunamiameleoration. *J Earthq Tsunami* 2(2):1258–1269
- Nepf H (2004) Vegetative flow dynamics. In the *Ecogeomorphology of Tidal Marshes*. *Coast Estuar Stud* 59:137–163
- Oyana T, Sun W, Sirikulchayanon P (2009) Buffering functions of mangroves in the 2004 tsunami. *Int J Digit Earth* 2(3):257–274
- Park H, Cox D, Lynett P, Wiebe D, Shin S (2013) Tsunami inundation modeling in constructed environments: a physical and numerical comparison of free-surface elevation, velocity, and momentum flux. *Coast Eng* 79:9–21
- Petryk S, Bosmajian GI (1975) Analysis of flow through vegetation. *J Hydraul Div* 101(7):871–884
- Pope, S.B. (2000). *Turbulent flows*. Cambridge University Press: Cambridge, MA.
- Pope, S.B. (1975). A more general effective-viscosity hypothesis. *J. Fluid Mech.* 2, 331–340.
- Rueben M, Holman R, Cox D, Shin S, Killian J, Stanley J (2011) Optical measurements of tsunami inundation through an urban waterfront modeled in a large-scale laboratory basin. *Coast Eng* 58(3):229–238
- Shao, S. D. (2006). Simulation of breaking wave by SPH method coupled with K-Epsilon model, *J. Hyd. Res.* 44(3), 338–349.
- Shuto N (1987) The effectiveness and limit of tsunami control forests. *Coast Eng Jpn* 30:143–153
- Song Y (2013) Study of kinematics of extreme waves impacting offshore and coastal structures by non intrusive measurement techniques. PhD thesis, Texas A&M University

- Tadepalli S, Synolakis C (1996) Model for the leading waves of tsunamis. *Phys Rev Lett* 77(10):2141–2144
- Tanaka N (2009) Vegetation bioshields for tsunami mitigation: review of effectiveness, limitations, construction, and sustainable management. *Landsc Ecol Eng* 5:71–79
- Tanaka N, Sasaki Y, Mowjood MIM, Jinadasa K (2007) Coastal vegetation structures and their functions in tsunami protection: experience of the recent indian ocean tsunami. *Landsc Ecol Eng* 3:33–45
- Tanaka N, Nandasena N, Jinadasa K, Sasaki Y, Tanimoto K, Mowjood M (2009) Developing effective vegetation bioshield for tsunami protection. *Civil Eng Environ Syst* 26(2):163–180
- Thomas S, Cox D (2012) Influence of finite-length seawalls for tsunami loading on coastal structures. *J Waterw Port Coast Ocean Eng* 138:203–214
- Thuy N, Tanimoto K, Tanaka N, Harada K, Iimura K (2009) Effect of open gap in coastal forest on tsunami run-up investigations by experiment and numerical simulation. *Ocean Eng* 36:1258–1269
- Violeau, D., ISSA, R. (2007). Numerical modelling of complex turbulence free-surface flows, with the SPH method: An overview. *Int. J. Numer. Meth. Fluids* 53, 277–304.