

**MODELOS ESPECTRALES Y PARAMÉTRICOS PROMEDIADOS EN EL TIEMPO
PARA PENDIENTES POROSAS Y PLAYAS ARENOSAS**

**“TIME-AVERAGED PARAMETERIC AND SPECTRAL MODELS FOR POROUS SLOPES AND
SANDY BEACHES”**

Francisco Javier de los Santos Ramos

TESIS DOCTORAL

Directores:

Prof. Dr. Miguel A. Losada Rodríguez

Prof. Dr. Nobuhisa Kobayashi

Departamento de Mecánica de Estructuras e Ingeniería Hidráulica

Universidad de Granada

Julio 2006

TESIS DOCTORAL REALIZADA POR:

Francisco Javier de los Santos Ramos

Y DIRIGIDA POR:

Prof. Dr. Miguel Ángel Losada Rodríguez

Catedrático de Ingeniería Hidráulica

Universidad de Granada

Y

Prof. Dr. Nobuhisa Kobayashi

Professor of Coastal Engineering

University of Delaware (USA)

ÍNDICE

AGRADECIMIENTOS	v
SUMMARY	vi
RESUMEN	ix
CAPÍTULO 1 INTRODUCCIÓN	1
1.1 MOTIVACIÓN	1
1.2 OBJETIVOS	4
1.3 ORGANIZACIÓN DE LA TESIS	5
CAPÍTULO 2 SETUP SOBRE PENDIENTES PERMEABLES	8
2.1 INTRODUCCIÓN.....	8
2.2 EXPERIMENTOS	9
2.3 DISTRIBUCIONES DE PROBABILIDAD	12
2.4 COMPARACIÓN CON EL MODELO NUMÉRICO.....	17
2.5 CONCLUSIONES	20
CAPÍTULO 3 WAVE RUNUP ON POROUS SLOPES	21
3.1 INTRODUCTION.....	21
3.2 NUMERICAL MODEL	23
3.3 EXPERIMENTS.....	32
3.4 PROBABILITY DISTRIBUTIONS	38
3.5 COMPARISON WITH EXPERIMENTS	43
CAPÍTULO 4 INFILTRACIÓN Y REBASE SOBRE PENDIENTES POROSAS..	63
4.1 INTRODUCCIÓN.....	63
4.2 EXPERIMENTOS	65
4.3 MODELO NUMÉRICO	78

4.4	COMPARACIÓN CON EXPERIMENTOS	87
4.5	CONCLUSIONES	126
CAPÍTULO 5 LOCAL WAVE REFLECTION ON BEACHES.....		128
5.1	INTRODUCTION.....	128
5.2	OBJECTIVES	130
5.3	NUMERICAL MODEL	130
5.4	COMPARISON WITH LABORATORY DATA.....	147
CAPÍTULO 6 CONCLUSIONES Y FUTURAS LÍNEAS DE TRABAJO.....		165
6.1	CONCLUSIONES	165
6.2	FUTURAS LÍNEAS DE TRABAJO	169
BIBLIOGRAFÍA.....		170

AGRADECIMIENTOS

Esta Tesis Doctoral no hubiera sido escrita de no haber contado con la ayuda de algunas personas.

En primer lugar quiero agradecer la inestimable ayuda proporcionada durante la realización de este trabajo por mis directores de tesis Prof. Dr. Miguel A. Losada Rodríguez y Prof. Dr. Nobuhisa Kobayashi. Sin su ayuda y entusiasmo no hubiera sido posible completar este trabajo.

Agradecer también a mis compañeros del Grupo de Puertos y Costas de la Universidad de Granada los momentos compartidos. A mis padres, hermanos y familia, por su apoyo infinito y sus palabras de ánimo. A Ángela, por compartir conmigo el día a día, por su paciencia, amistad y apoyo.

Finalmente quiero agradecer la financiación proporcionada por el Ministerio de Educación Cultura y Deporte por la concesión de la beca de Formación de Profesorado Universitario FPU (AP20024082).

Este trabajo ha sido desarrollado en el ámbito del Proyecto Europeo "Human Interaction with Large Scale Coastal Morphological Evolution" (HUMOR) EVK3-CT-2000-00023.

SUMMARY

A time-averaged probabilistic model is developed to predict irregular wave runup statistics on permeable slopes such as cobble beaches and revetments. The cross-shore variations of the mean and standard deviation of the free surface elevation and horizontal fluid velocities above and inside a porous layer are predicted using the time-averaged continuity, momentum and energy equations. The mean and standard deviation of the shoreline elevation measured by a runup wire are estimated from the predicted mean and standard deviation of the free surface elevation. The wave runup height above the mean water level including wave setup is assumed to be given by the Rayleigh distribution. The wave reflection coefficient is estimated from the wave energy flux remaining at the still water shoreline. This computationally efficient model is shown to be in fair agreement with 57 tests conducted on 1/5 and 1/2 permeable slopes situated inside surf zones on impermeable gentle slopes.

The numerical model is shown to predict the cross-shore variations of the mean and standard deviation of the measured free surface elevation and horizontal velocity fairly accurately when the breaker ratio parameter γ is calibrated for some of the 1/2 slope tests. The numerical model predicts the mean and standard deviation of the measured shoreline oscillations reasonably well except that the mean is overpredicted for some of the 1/2 slope tests. Nevertheless, the numerical model predicts the significant and 2% runup heights within the error of about 20%. This accuracy is similar to the accuracy of an available empirical formula based on the known wave conditions at the toe of the permeable slope. The advantage of this numerical model is that it can predict the irregular wave transformation on a beach of arbitrary profile. Furthermore, the numerical model may be applied to gentler permeable slopes for which the effect of wave setup is not negligible. This numerical model is computationally efficient and easy to use because no numerical difficulty has been experienced in the region of very small water depth.

Additional experiments were conducted to investigate wave seepage and overtopping of permeable stone slopes with wide crests. The numerical model based on the time-averaged continuity, momentum and energy equations is extended to include the landward water flux due to wave seepage and overtopping. The measured wave runup distributions are fitted to the Weibull distribution whose shape parameter increases with the increase of the wave overtopping probability. The wave overtopping rate normalized by the wave-induced water flux at the still water shoreline is shown to depend on the wave overtopping probability and the horizontal number of stones above the maximum wave setup. A simple formula for the seepage rate is proposed by analyzing the seepage flow driven by the wave setup on the seaward slope. The extended numerical model is shown to be in agreement with the measurements of the free surface elevation, cross-shore velocity, wave runup, and seepage and overtopping rates but will need to be evaluated using more extensive data sets.

A spectral model has been developed for the prediction of irregular breaking waves on sandy beaches under local wave reflection conditions. The numerical model is an extension of the model of Baquerizo et al. (1998) being the main differences the incorporation of phase shift effects on reflection and the momentum conservation equation for the prediction of the wave-related hydrodynamics. Roller effects and some modifications in the region of very small water depth, as made by Kobayashi et al. (2005), has enabled the extension of the model to the lower swash zone. The model is computationally very efficient and can be used for the propagation of waves from an offshore location up to the lower swash zone, including also coastal structures. Results and computations show the importance of wave reflection in surf and swash zones to model correctly coastal processes in this high energetic region. The hypothesis of second order linear interaction between nodal components due to wave reflection needs further research. It represents the first step towards a simple process-based morphodynamic model for engineering applications.

The developed model is compared with 5 large scale tests, including barred and non-barred beach profiles, from SUPERTANK experiment, showing good agreement for the available data to the author. However, additional data are needed in order to validate the model in the lower swash zone. Computations are also made to examine sensitivities of the model to the roller volume flux, breaker ratio parameter and wave reflection.

Moreover, it has been shown that the phase shift on reflection introduces an oscillatory term in the governing equations which modifies the cross-shore variation of the hydrodynamics magnitudes. The phase-shift seems to be essential to correctly model the deformation of the spectrum across the surf zone.

RESUMEN

El modelo numérico desarrollado para la predicción de la transmisión del oleaje sobre estructuras permeables sumergidas bajo la acción de oleaje irregular por Kobayashi et al. (2005) ha sido extendido para predecir el asomeramiento, rotura setup y runup del oleaje sobre pendientes porosas correspondientes a revestimientos y playas de material grueso. El modelo numérico está basado en las ecuaciones de continuidad y conservación de cantidad de movimiento y flujo de energía promediadas en el tiempo y es capaz de predecir la variación espacial de la media y la desviación típica de las oscilaciones de la superficie libre, así como la velocidad horizontal dentro y fuera de una capa permeable. Los parámetros estadísticos de las oscilaciones de la línea de costa han sido estimados a partir de los resultados del modelo numérico de propagación del oleaje sobre la pendiente permeable. La función de distribución del runup sobre el nivel medio del mar en reposo se ha asumido que sigue una distribución de Rayleigh donde se ha incluido el efecto del setup cerca de la línea de costa. Se ha establecido una relación empírica entre el runup significativo y la media y desviación típica de las oscilaciones de la línea de costa.

El modelo numérico-probabilístico desarrollado ha sido comparado con experimentos realizados sobre una rampa porosa de pendiente $1/5$ y con datos obtenidos por Kearney and Kobayashi (2001) para un revestimiento de pendiente $1/2$. El modelo numérico es capaz de predecir la variación transversal de la media y la desviación típica de las oscilaciones de la superficie libre y la velocidad horizontal con bastante exactitud cuando el parámetro de rotura es calibrado para algunos de los tests con pendiente $1/2$. Los resultados obtenidos por el modelo con y sin el efecto de la permeabilidad han sido comparados para examinar los efectos de la permeabilidad en las variables hidrodinámicas. El modelo predice la media y la desviación típica de las oscilaciones de la línea de costa de forma exacta salvo para algunos casos de los experimentos con pendiente $1/2$ donde el valor medio se sobrestima. Además, el

modelo es capaz de predecir el runup 2% con una exactitud de un 20%. Esta exactitud es similar a la de las formulaciones empíricas existentes que se basan en el conocimiento de la altura de ola a pie de estructura. La ventaja del modelo es que puede predecir la transformación del oleaje irregular desde una posición offshore con playas de perfil arbitrario con y sin estructuras permeables. Además, el modelo se puede aplicar a pendientes menos inclinadas donde el efecto del setup no es nada despreciable. El modelo numérico es computacionalmente eficiente y no se han encontrado dificultades numéricas en la región de muy poco.

Experimentos adicionales han sido realizados para investigar los procesos de rebase e infiltración sobre estructuras permeables. El modelo numérico descrito anteriormente para el cálculo del runup ha sido extendido para tener en cuenta el flujo de masa hacia la costa resultante de los efectos de rebase e infiltración. Las funciones de distribución del runup se modifican por efectos del rebase y han sido ajustadas a una función tipo Weibull cuyo parámetro de forma aumenta con el incremento de la probabilidad de rebase. La distribución de Weibull se reduce a una distribución tipo Rayleigh para los casos de rebase despreciable. El caudal de rebase unitario normalizado por el flujo de masa inducido por el oleaje en la línea de costa se ha expresado en función de la probabilidad de rebase con dos parámetros empíricos que dependen de la longitud horizontal de infiltración. Se ha visto que el rebase es muy sensible al grado de infiltración sobre la cresta. El flujo de infiltración controlado por el setup en la línea de costa ha sido analizado para obtener una formulación simple para la estimación del caudal de infiltración unitario.

El modelo numérico de propagación acoplado con las formulaciones para el caudal de rebase y de infiltración reproduce con exactitud la variación espacial de las variables hidrodinámicas involucradas. El efecto del rebase e infiltración queda prácticamente limitado a la velocidad media horizontal. El modelo numérico predice el runup 2% con un error de un

20 % y el flujo combinado de rebase e infiltración en un factor 2. Se ha visto que el flujo de infiltración es comparable al de rebase incluso para casos de rebase significativo.

El modelo numérico propuesto necesita ser calibrado y evaluado usando una base de datos más extensa, incluyendo datos de campo. Además, sería recomendable disponer de mediciones detalladas de caudales de rebase e infiltración para refinar las formulaciones simples desarrolladas en este estudio.

La última parte de esta tesis se centra en el desarrollo de un modelo espectral para la propagación del oleaje irregular sobre playas arenosas bajo condiciones de reflexión local. El modelo numérico es una extensión del modelo de Baquerizo et al. (1998) donde la mayor diferencia ha sido la incorporación del desfase entre las componentes de la onda incidente y reflejada y la incorporación de la ecuación de conservación de cantidad de movimiento en forma espectral con los términos inducidos por la reflexión incluidos de forma explícita. Además, se han incluido los efectos del roller y las modificaciones propuestas por Kobayashi et al. (2005) en zonas con muy poco calado, que han permitido la extensión del modelo hasta la zona de swash. El modelo es computacionalmente muy eficiente y puede ser usado para la predicción de las características del oleaje y la hidrodinámica inducida en playas arenosas incluso en la presencia de estructuras marítimas. La hipótesis de interacción lineal entre componentes forzadas por el efecto de la reflexión necesita ser comprobada con datos de campo. Este modelo representa un primer paso para el desarrollo de un modelo morfodinámico simple para aplicaciones ingenieriles.

El modelo desarrollado ha sido comparado con 5 experimentos de gran escala sobre lecho móvil, proyecto SUPERTANK, incluyendo perfiles con y sin barra, y mostrando un buen acuerdo entre los resultados del modelo y los datos medidos. Adicionalmente se ha realizado un análisis de sensibilidad del modelo para determinar el efecto de los distintos procesos físicos involucrados en los resultados.

Además, se ha demostrado que la inclusión del desfase entre la onda incidente y la reflejada introduce una oscilación especial en las variables hidrodinámicas que pueden ayudar a explicar la formación de patrones morfológicos rítmicos. Se ha visto que el desfase parece ser clave para modelar la transformación del espectro del oleaje a través del perfil de playa.

CAPÍTULO 1 INTRODUCCIÓN

1.1 MOTIVACIÓN

Las zonas litorales son generalmente regiones densamente pobladas con un valor económico y ambiental muy elevado. La posición de la línea de costa puede cambiar debido a acciones naturales o por causa de la intervención humana. Para poder realizar una predicción morfológica de la evolución del sistema en estudio, es necesario llegar a entender físicamente los procesos morfodinámicos que tienen lugar en estas regiones. Esto permite plantear esquemas de gestión y actuación con suficiente antelación, que minimicen el impacto negativo que la evolución morfológica del sistema pueda tener en las actividades que se desarrollan en estas zonas.

Aproximadamente 2/3 de la población mundial vive en una estrecha zona adyacente a la línea de costa (Komar, 1998). Las zonas litorales son regiones muy dinámicas donde multitud de procesos con diferentes escalas espaciales y temporales interaccionan entre sí. Existe una preocupación importante sobre las playas debido a que la mayoría están

experimentando tendencias erosivas a largo plazo. Los daños producidos por temporales y la erosión costera se tienden a acelerarse debido a la subida del nivel medio del mar como consecuencia del efecto invernadero. Por otro lado, los tsunamis generados por desprendimientos de tierra a gran escala y terremotos submarinos pueden causar enormes daños en infraestructuras civiles y pérdidas de vidas humanas (e.g. Wiegel and Saville 1996).

1.1.1 OLEAJE SOBRE PENDIENTES POROSAS

La calidad técnica de una regeneración de playas o el proyecto de una estructura marítima de protección de costas suele estimarse extrapolando series históricas de la posición de la línea de costa debido a que en la actualidad no existe un modelo lo suficientemente satisfactorio para la predicción de la interacción entre el oleaje, las corrientes y el transporte de sedimentos (Kobayashi 1999). Por otra parte, el diseño de estructuras marítimas está basado en el uso de formulaciones empíricas y la ejecución de ensayos de laboratorio de pequeña escala. Un gran número de estructuras marítimas están formadas por materiales granulares, formando mantos permeables de protección. Así mismo, una gran parte de las playas a nivel mundial están compuestas por materiales gruesos como pueden ser gravas y cantos.

En la actualidad no existe ningún modelo numérico simple que se pueda aplicar a pendientes permeables. La primera parte de esta tesis se centra en el desarrollo de un modelo numérico basado en las ecuaciones promediadas temporalmente de continuidad, conservación de cantidad de movimiento y flujo de energía sobre un lecho poroso bajo la acción del oleaje irregular. Este modelo ha sido acoplado a un modelo probabilístico para estimar los parámetros estadísticos del runup y el caudal de rebase. El runup se define como la distancia vertical desde el nivel medio del mar en reposo hasta el máximo nivel que alcanza la superficie libre al ascender por el talud. La estimación del runup sobre pendientes porosas es

un parámetro de diseño esencial para el proyecto de estructuras marítimas ya que determina la cota de coronación de las mismas. Al mismo tiempo, el runup determina el límite de actuación del oleaje sobre una playa. Si el runup excede la cota de coronación de la estructura se produce el fenómeno del rebase, por el que un flujo de masa de agua y energía se transmite hacia la región abrigada. El caudal de rebase es un parámetro que determina los daños producidos en la zona abrigada (e.g. Kobayashi and Reece 1983).

Como se ha mencionado anteriormente, en la actualidad no existe ningún modelo numérico simple que se pueda aplicar a pendientes permeables. Existen modelos numéricos dependientes del tiempo capaces de predecir la evolución del oleaje sobre pendientes permeables relativamente inclinadas (e.g., Wurjanto & Kobayashi 1993), pero estos modelos son computacionalmente muy costosos y no son usados comúnmente en aplicaciones ingenieriles. Consecuentemente, uno de los objetivos de esta tesis es el desarrollo de un modelo de propagación del oleaje sobre pendientes permeables de aplicación directa a caballo entre las formulaciones empíricas y los complejos modelos numéricos dependientes del tiempo.

1.1.2 OLEAJE SOBRE PLAYAS ARENOSAS CON REFLEXIÓN LOCAL

La reflexión del oleaje en playas naturales se ha considerado despreciable para la mayoría de las aplicaciones prácticas. Sin embargo, en la naturaleza siempre existe un flujo de energía reflejada desde la línea de costa hacia mar abierto debido a que la disipación de la energía del oleaje no es completa o la pendiente de la playa es abrupta (Yu and Mei 2000). La presencia de una o varias barras arenosas paralelas a la costa es una característica común en el entorno litoral. En la actualidad existen muchas teorías que intentan explicar la formación y evolución de estas formas rítmicas en el fondo marino (e.g. Komar, 1998; Rivas, 2004) pero todavía no queda claro la importancia de los distintos mecanismos que gobiernan su origen y

evolución. Una de las principales teorías existentes relaciona la presencia de barras con la generación de ondas infragravitatorias (e.g. Carter et al. 1973; Short 1975; Sallenger and Holman 1987). El principal inconveniente de esta teoría es la falta de un criterio establecido de selección del modo de oscilación, frecuencia, fase y amplitud de la onda infragravitatoria responsable del crecimiento de la barra. (Holman and Sallenger 1993; Falqués et al. 1996; Wijnberg and Kroon 1998).

En esta tesis se extiende el modelo paramétrico desarrollado en los capítulos 2, 3 y 4 reformulando las ecuaciones de gobierno de forma espectral e incluyendo explícitamente el efecto de la reflexión local del oleaje. Las formulaciones de disipación de energía, así como las demás variables hidrodinámicas involucradas se han expresado también en forma espectral. De esta forma se ha determinado la evolución del espectro de energía a lo largo del perfil de playa. La hipótesis de generación de ondas infragravitatorias de segundo orden forzadas por el efecto de la reflexión ha sido analizada.

El modelo espectral ha sido comparado con datos experimentales del proyecto SUPERTANK, donde experimentos en un canal de oleaje de gran escala con lecho móvil fueron llevados a cabo.

1.2 OBJETIVOS

El principal objetivo de la tesis es el desarrollo de un modelo numérico hidrodinámico de propagación del oleaje sobre lechos porosos e impermeables para aplicaciones ingenieriles. Este modelo representa el primer paso hacia un modelo morfodinámico aplicable a estructuras marítimas y playas de gravas y arenas. Se ha prestado especial atención a la aplicación del modelo al análisis del setup, runup, rebase y reflexión local. Cada uno de estos procesos físicos ha sido analizado en un capítulo de esta tesis.

Para alcanzar el objetivo principal presentado, se plantean los siguientes objetivos específicos:

- Desarrollo de un modelo numérico paramétrico promediado en el tiempo para la predicción de las características hidrodinámicas de la propagación del oleaje sobre lechos porosos e impermeables.
- Extensión del modelo numérico para estimar el runup. Desarrollo, calibración y validación de un modelo probabilístico de runup.
- Incorporación de los efectos del caudal de rebase e infiltración a través de lechos permeables en el modelo numérico. Formulación de nuevas expresiones para la estimación del runup y caudales de rebase e infiltración bajo condiciones de estructuras de baja cota de coronación.
- Realización de ensayos en modelo reducido para modelar y validar el modelo numérico desarrollado.
- Reformulación de las ecuaciones de gobierno en forma espectral para incorporar el efecto de la reflexión local del oleaje en playas arenosas.
- Analizar la formación de ondas infragravitarias de segundo orden forzadas por el proceso de reflexión local. Estudiar el impacto de estas ondas en la evolución morfológica del perfil de playa.

1.3 ORGANIZACIÓN DE LA TESIS

Para una clara exposición del trabajo este documento está organizado en 6 capítulos. El Capítulo 1 presenta la introducción del problema a analizar y enumera los objetivos perseguidos.

En el Capítulo 2 se desarrollan las bases del modelo numérico paramétrico de transformación del oleaje y se analizan las distribuciones de probabilidad de las oscilaciones de la superficie libre y de la velocidad horizontal. Se pone de manifiesto la importancia de la correcta estimación del setup sobre pendientes permeables a la hora de poder calcular el runup.

El Capítulo 3 se centra en la elaboración del modelo probabilístico del runup. Se describe el dispositivo experimental, así como el método de análisis de los datos, empleado para el desarrollo del modelo de runup. El modelo numérico de propagación ha sido acoplado al de runup y comparado con los datos experimentales. Se realiza una discusión de los resultados y se presentan las principales conclusiones.

En el Capítulo 4 se analiza el fenómeno del rebase e infiltración del oleaje sobre pendientes permeables. Se describen los experimentos realizados en un canal de oleaje donde se instaló una playa impermeable de pendiente suave y una rampa porosa de pendiente 1/5. Tras el análisis de los datos, la función de distribución del runup ha sido representada por una función de distribución tipo Weibull cuyo parámetro de forma se expresa en función de las características del oleaje y la geometría de la estructura permeable. A continuación se ha desarrollado un modelo semi-empírico acoplado al modelo de propagación de oleaje irregular para la estimación de los caudales de rebase e infiltración. Finalmente se compara el modelo con los datos de laboratorio y se presentan las conclusiones de este capítulo.

En el Capítulo 5 se extiende el modelo desarrollado en los anteriores capítulos formulando las ecuaciones de gobierno de forma espectral e introduciendo de forma explícita la reflexión local del oleaje. A continuación se describen las principales características del proyecto SUPERTANK, donde se realizaron ensayos de laboratorio de gran escala con lecho móvil. Los resultados del modelo espectral han sido comparados con los datos existentes del

proyecto SUPERTANK, incluyendo la transformación transversal del espectro a lo largo del perfil de playa.

Finalmente, en el Capítulo 6 se exponen las principales conclusiones de esta tesis y se realiza una serie de recomendaciones para las futuras líneas de trabajo que deja abiertas esta tesis.

CAPÍTULO 2 SETUP SOBRE PENDIENTES PERMEABLES

2.1 INTRODUCCIÓN

La predicción cuantitativa del setup y el runup sobre pendientes porosas bajo oleaje irregular es necesaria para abordar el diseño óptimo de estructuras permeables, así como para entender la evolución de playas de material grueso. Actualmente no existe ningún modelo promediado en el tiempo que tenga en cuenta el efecto del oleaje y las corrientes sobre pendientes porosas. Existen modelos numéricos dependientes del tiempo capaces de predecir la evolución del oleaje sobre pendientes permeables relativamente inclinadas (e.g., Wurjanto & Kobayashi 1993), pero estos modelos son computacionalmente muy costosos y no son usados comúnmente en aplicaciones ingenieriles. Debido a esto, se ha desarrollado un modelo numérico relativamente simple basado en las ecuaciones promediadas en el tiempo de continuidad, conservación de cantidad de movimiento y energía, capaz de predecir el valor medio y la desviación típica de las oscilaciones de la superficie libre y la velocidad horizontal dentro y fuera de una capa permeable (Kobayashi et al. 2005). Este modelo es una versión extendida del modelo no-lineal promediado en el tiempo CSHORE, aplicable a la zona de

rompientes y de swash en playas con fondo impermeable (Johnson & Kobayashi 1998). Se ha realizado una serie de experimentos en un canal de oleaje para calibrar y validar el modelo numérico propuesto y obtener datos para desarrollar un modelo de predicción del runup bajo oleaje irregular.

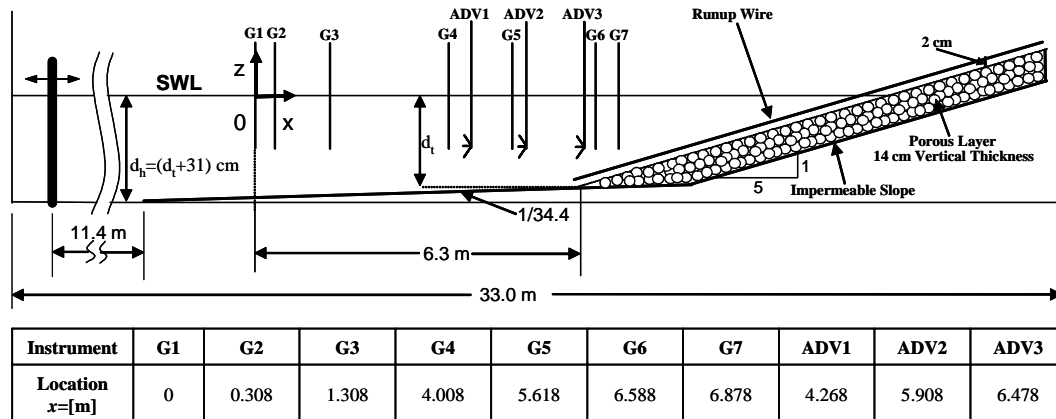


Fig. 1: Dispositivo experimental y ubicación de los instrumentos: G=sensor de nivel; ADV=correntímetro acústico Doppler.

2.2 EXPERIMENTOS

Los experimentos han sido realizados en un canal de oleaje de 33 m de longitud, 0.6 m de ancho y 1.5 m de alto (Fig. 1). El oleaje irregular generado por una pala tipo pistón estaba basado en el espectro TMA. Se instaló en el canal una playa impermeable de pendiente 1:34.4 y una rampa porosa de 14 cm de espesor y pendiente 1:5. La masa media del material granular que forma la rampa porosa era $M_{50}=118$ g. La densidad del material era $\rho_s=2.96$ g/cm³, la porosidad $n_p=0.5$ y el diámetro nominal $D_{n50} = (M_{50} / \rho_s)^{1/3} = 3.4$ cm. No se detectó ningún movimiento de las piezas durante los experimentos. La tabla de la Fig. 1 indica la ubicación de los 7 sensores de nivel y los tres correntímetros acústicos Doppler utilizados.

Se llevaron a cabo 15 tests con 5 diferentes profundidades a pie de la pendiente porosa ($d_t=16.6, 18.6, 20.6, 22.6$ y 24.6 cm) y 3 periodos de pico espectral ($T_p \approx 1.5, 2.3$ y 3 s), enumerados en la Tabla 1. La altura de ola media cuadrática H_{rms} , definida como $H_{rms} = \sqrt{8} \cdot \sigma_\eta$, con σ_η = desviación típica de las oscilaciones de la superficie libre η , está basada en las olas más grandes que se pudieron generar sin que hubiera rotura de olas en las cercanías de la pala. El eje horizontal x es positivo hacia la costa con $x=0$ en la posición del sensor 1 (G1), y el eje vertical z es positivo hacia arriba con $z=0$ en el nivel del agua en reposo (SWL), como se muestra en la Fig. 1.

Durante la realización de cada test, se usaron 7 sensores de nivel capacitivos y 1 sensor de runup, también capacitivo, para medir las oscilaciones de la superficie libre y de la línea de costa, respectivamente. Las 3 componentes de la velocidad fueron medidas simultáneamente en 3 puntos a lo largo de la zona de rompientes, usando correntímetros acústicos Doppler (ADV) de 3 componentes. Los tres correntímetros estaban ubicados en la mitad de la columna de agua durante todos los tests, excepto el ADV3 que fue colocado más cerca del fondo durante los tests con $d_t=16.6$ y 18.6 cm, para evitar la exposición al aire del mismo durante los eventos de descenso de la lámina de agua sobre la pendiente porosa.

Table 1: Características del oleaje en el sensor de nivel 1

Test	d_t [cm]	d_l [cm]	T_p [s]	H_{rms} [cm]	$(H_{rms})_i$ [cm]	r
R16A1	16.6	34.9	1.53	10.04	9.62	0.17
R16B1	16.6	34.9	2.31	10.47	10.07	0.20
R16C1	16.6	34.9	3.10	6.76	6.66	0.24
R18A1	18.6	36.9	1.53	10.54	10.18	0.17
R18B1	18.6	36.9	2.31	9.66	9.25	0.18
R18C1	18.6	36.9	3.09	7.19	6.98	0.23
R20A1	20.6	38.9	1.53	10.94	10.71	0.16
R20B1	20.6	38.9	2.31	11.49	11.05	0.19
R20C1	20.6	38.9	2.96	7.43	7.21	0.22
R22A1	22.6	40.9	1.53	11.43	11.16	0.17
R22B1	22.6	40.9	2.31	12.08	11.53	0.19
R22C1	22.6	40.9	2.90	7.81	7.47	0.23
R24A1	24.6	42.9	1.59	11.59	11.29	0.17
R24B1	24.6	42.9	2.31	12.22	11.72	0.20
R24C1	24.6	42.9	2.90	7.96	7.59	0.23

Los sensores de nivel 1, 2 y 3 estaban situados justamente fuera de la zona de rompientes y se usaron para separar la onda incidente de la reflejada asumiendo teoría lineal. La Table 1 enumera los valores medidos de T_p y H_{rms} por el sensor 1 situado a la profundidad d_I , así como la altura de ola media cuadrática incidente $(H_{rms})_i$, y el coeficiente medio de reflexión $r = (H_{rms})_r / (H_{rms})_i$, con $(H_{rms})_r =$ altura de ola media cuadrática reflejada. El coeficiente de reflexión estaba en el rango 0.16 – 0.24 e incrementaba su valor con el aumento de T_p . El resto de los sensores de nivel estaban situados en posiciones fijas destinados a medir la transformación del oleaje irregular sobre la pendiente impermeable y la rampa porosa. El medidor de runup se situó paralelo a la pendiente porosa 2 cm por encima de la superficie media aproximada del material granular que forma la capa permeable.

Cada test se repitió 2 veces para comprobar la fiabilidad de las medidas. La Table 1 enumera sólo uno de los tests por brevedad, pero ambos están incluidos en el análisis de los datos efectuado a continuación. La duración de cada test fue de 429.6 s. y la frecuencia de muestreo para todas las series temporales de 20 Hz. Los primeros 20 s de cada serie temporal fueron eliminados para el análisis estadístico.

La Table 2 muestra el valor medio y la desviación típica de las oscilaciones de la superficie libre η para el sensor de nivel 6 y las oscilaciones de la línea de costa η_r sobre el nivel medio en reposo SWL, medidas por el sensor de runup, así como $R_{1/3} =$ runup significativo sobre SWL y $R_{2\%} =$ runup correspondiente a una probabilidad de excedencia del 2%. El setup $\bar{\eta}$ a pie de la rampa porosa era del orden de 0-0.3 cm, mientras $\bar{\eta}_r$ del orden de 1-3 cm. Las desviaciones típicas σ y σ_r eran del mismo orden de magnitud para los casos ensayados. A continuación se analiza la función de distribución del runup sobre la pendiente porosa.

Table 2: Media y desviación típica de las oscilaciones de la superficie libre en el sensor de nivel 6 y estadísticas del runup.

Test	Sensor de Nivel 6		Medidor de Runup			
	$\bar{\eta}$ [cm]	σ [cm]	$\bar{\eta}_r$ [cm]	σ_r [cm]	$R_{1/3}$ [cm]	$R_{2\%}$ [cm]
R16A1	0.28	2.88	1.27	2.28	5.82	7.41
R16B1	0.29	2.92	1.55	3.09	8.19	11.29
R16C1	0.04	2.40	0.77	2.90	7.69	10.73
R18A1	0.26	3.14	1.94	2.51	7.42	9.70
R18B1	0.16	2.94	2.02	3.29	9.57	11.61
R18C1	0.05	2.41	1.34	3.33	9.86	12.43
R20A1	0.23	3.38	2.47	2.90	8.98	10.62
R20B1	0.19	3.34	2.38	3.90	11.03	13.61
R20C1	-0.01	2.48	1.99	3.66	11.01	14.12
R22A1	0.25	3.49	2.70	2.95	9.06	11.10
R22B1	0.17	3.53	3.18	4.31	12.19	14.31
R22C1	0.04	2.49	1.82	4.19	11.58	15.20
R24A1	0.21	3.66	2.73	2.92	8.67	10.54
R24B1	0.06	3.82	2.56	4.23	10.69	12.33
R24C1	0.01	2.56	1.67	4.09	10.38	13.09

2.3 DISTRIBUCIONES DE PROBABILIDAD

Primeramente se va a realizar un análisis estadístico de las series temporales medidas de las oscilaciones de la superficie libre η y η_r , así como de la velocidad horizontal u . Los valores normalizados de las oscilaciones de la superficie libre η_* y la velocidad horizontal u_* se definen como

$$\eta_* = \frac{\eta - \bar{\eta}}{\sigma}; \quad u_* = \frac{u - \bar{u}}{\sigma_u} \quad (1)$$

donde σ y σ_u son las desviaciones típicas de η y u , respectivamente. Para los valores de las oscilaciones verticales de la línea de costa η_r , $\bar{\eta}$ y σ se reemplazan por $\bar{\eta}_r$ y σ_r . La media y la desviación típica de η_* y u_* son 0 y 1, respectivamente. Kobayashi et al. (1998) compararon la función de densidad medida para η_* y u_* con la función de densidad de Gauss y con la función gamma exponencial, usando los valores medidos de la media, la desviación típica y la asimetría (skewness).

La Fig. 2 muestra la función de densidad medida en los sensores de nivel 1, 5 y 6, y el sensor de runup para los 30 tests. El sensor 1 está situado en el borde exterior de la zona de rompientes, el sensor 5 en la parte central de la zona de rompientes y el sensor 6 a pie de la rampa porosa. Las elevaciones de la línea de costa sobre el nivel del mar en reposo medidas por el sensor de runup son analizadas de la misma forma que las oscilaciones de la superficie libre. La función de densidad gamma exponencial también se ha dibujado en la Fig. 2 usando el valor medio medido de la asimetría, s , de todos los tests para cada uno de los sensores de nivel. La función de densidad gaussiana representa un caso especial de la gamma exponencial cuando $s=0$, que también se ha dibujado para su comparación en la Fig. 2. La Fig. 2 muestra las funciones de densidad asimétricas en la zona de rompientes con crestas más acusadas y senos más aplanados debido a interacciones no-lineales. El acuerdo con la función gamma exponencial es bueno. Sin embargo, la adopción de la función gamma exponencial para realizar predicciones no es un procedimiento muy adecuado, ya que la estimación de la asimetría es bastante difícil hacerla con exactitud. La distribución gaussiana es una buena aproximación para las oscilaciones de la línea de costa.

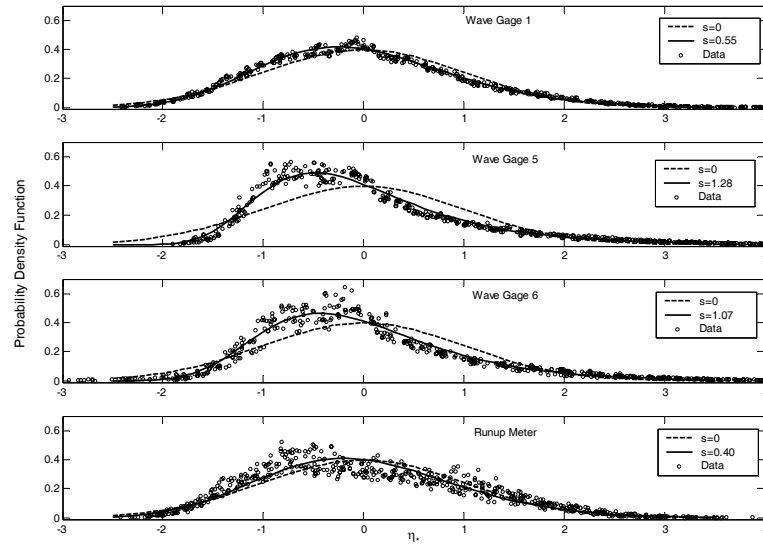


Fig. 2: Funciones de densidad medidas y calculadas de las elevaciones de la superficie libre normalizada η_* en los sensores de nivel 1, 5 y 6 y en el sensor de runup para los 30 tests.

La Fig. 3 muestra la comparación entre la función de densidad medida de la velocidad horizontal normalizada u_* y la función gamma exponencial usando el valor medio medido de la asimetría, s_{u_* , para todos los tests en cada uno de los correntímetros. La asimetría medida, s_{u_* , es del orden de 0-0.50. La función de densidad gaussiana es una buena aproximación. Se aprecia que el valor de la asimetría es más pequeño para la velocidad horizontal que para las oscilaciones de la superficie libre, lo que implica que los efectos no lineales decrecen hacia abajo desde la superficie libre.

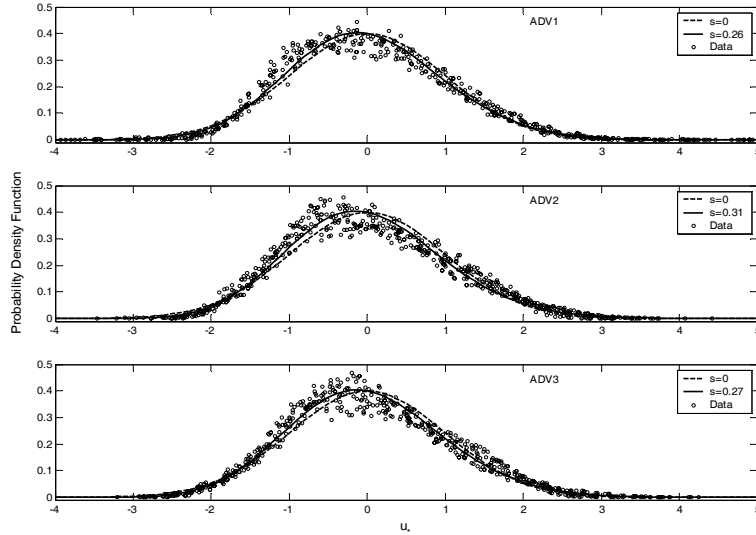


Fig. 3: Funciones de densidad medidas y calculadas de la velocidad horizontal normalizada u_* en ADV1, ADV2 y ADV3 para los 30 tests.

La Fig. 4 compara la probabilidad de excedencia de altura de ola H medida en los sensores 1, 5 y 6 con la función de distribución Rayleigh $P = \exp\left[-2(H / H_{1/3})^2\right]$ donde $P =$ probabilidad de excedencia y $H_{1/3} =$ altura de ola significativa medida para cada serie temporal. La distribución Rayleigh es una buena aproximación excepto que la dispersión de los datos es grande para valores de P muy pequeños. Esto es debido en parte a que la duración de cada test (429.6 s) no es lo suficientemente larga.

El runup se define como la distancia vertical desde el nivel medio en reposo hasta el máximo nivel que alcanza la superficie libre al ascender por el talud. La distribución de crestas viene dada por la función de Rayleigh para oleaje lineal tipo gaussiano con espectro de banda estrecha (e.g., Goda 2000). Se asume que las distribuciones de probabilidad del runup y de las crestas son similares excepto que para el caso de las crestas se define como la altura sobre el nivel medio del mar. La Fig. 5 muestra la probabilidad de excedencia medida y estimada en función de $(R - \bar{\eta}_r) / \sigma_r$ y R / σ_r para los 30 tests junto con la distribución de Rayleigh, donde $R =$ runup sobre el nivel medio en reposo, y $\bar{\eta}_r$ y σ_r el valor medio y

desviación típica de η_r , respectivamente. La distribución de Rayleigh con y sin el efecto del setup viene dada por

$$P = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{R - \bar{\eta}_r}{\sigma_r}\right)^2\right]; \quad P = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{R}{\sigma_r}\right)^2\right] \quad (2)$$

El acuerdo es bastante mejor cuando $\bar{\eta}_r$ es tenido en cuenta en la normalización del runup, ya que $(R - \bar{\eta}_r)$ es el valor del runup sobre el nivel medio del mar, de la misma manera que la distribución de crestas. El efecto del setup $\bar{\eta}_r$ sobre la capa porosa de pendiente 1:5 no es nada despreciable, como se muestra en la Tabla 2.

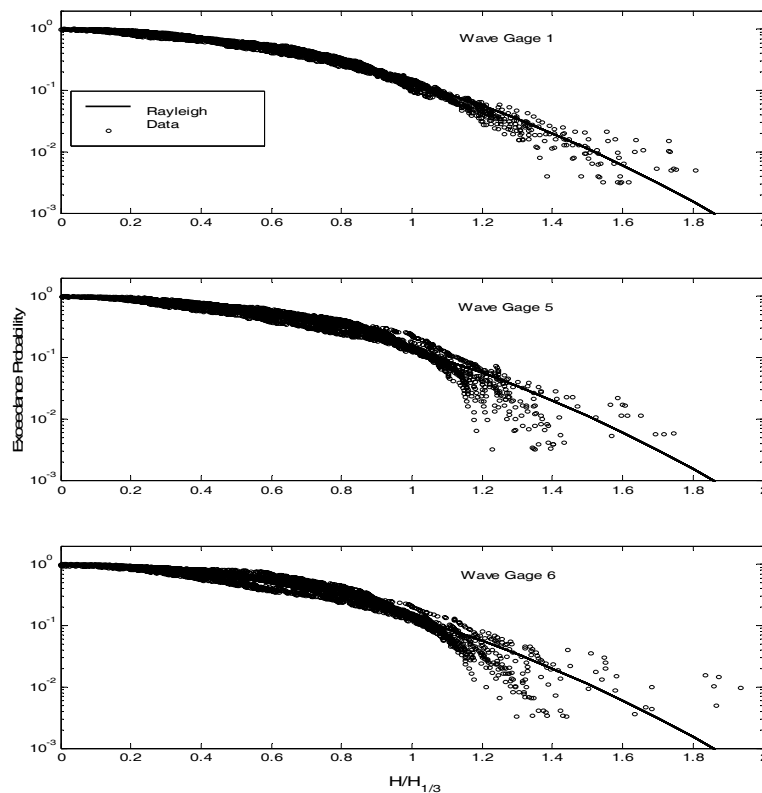


Fig. 4: Comparación de la probabilidad de excedencia de altura de ola medida en los sensores de nivel 1, 5 y 6 con la función de Rayleigh para los 30 tests.

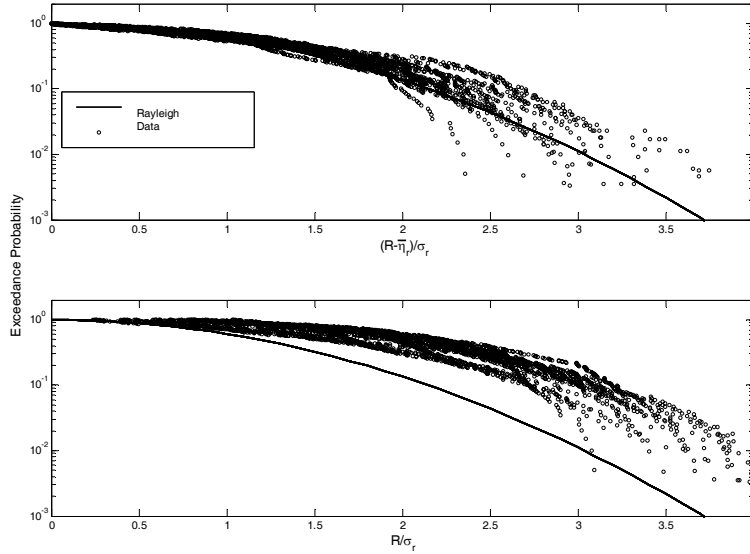


Fig. 5: Comparación de la probabilidad de excedencia de runup medida en el sensor de runup con la función de Rayleigh en función de $(R - \bar{\eta}_r) / \sigma_r$ y R / σ_r para los 30 tests.

2.4 COMPARACIÓN CON EL MODELO NUMÉRICO

El modelo usado en este estudio está basado en el modelo numérico promediado en el tiempo de Meigs et al. (2004) y Kobayashi et al. (2005). Los efectos de la fricción con el fondo están incluidos en las ecuaciones de conservación de cantidad de movimiento y de energía. La formulación para estimar la tasa de disipación de energía por rotura de Battjes & Stive (1985) ha sido modificada para tener en cuenta situaciones donde la pendiente es más acusada y la rotura se produce en una zona más concentrada. Adicionalmente, se ha incluido otro término de disipación de energía para tener en cuenta la resistencia dentro del medio poroso. Los parámetros empíricos calibrados por Kobayashi et al. (2005) son el factor de ajuste por pendiente $b=3$, el coeficiente de fricción por fondo en la rampa porosa $f_b=0.01$, el coeficiente de fricción turbulenta en el medio poroso $\beta_0=5$, y el índice de rotura $\gamma=0.7$. Estos valores han sido utilizados en este estudio sin calibración adicional.

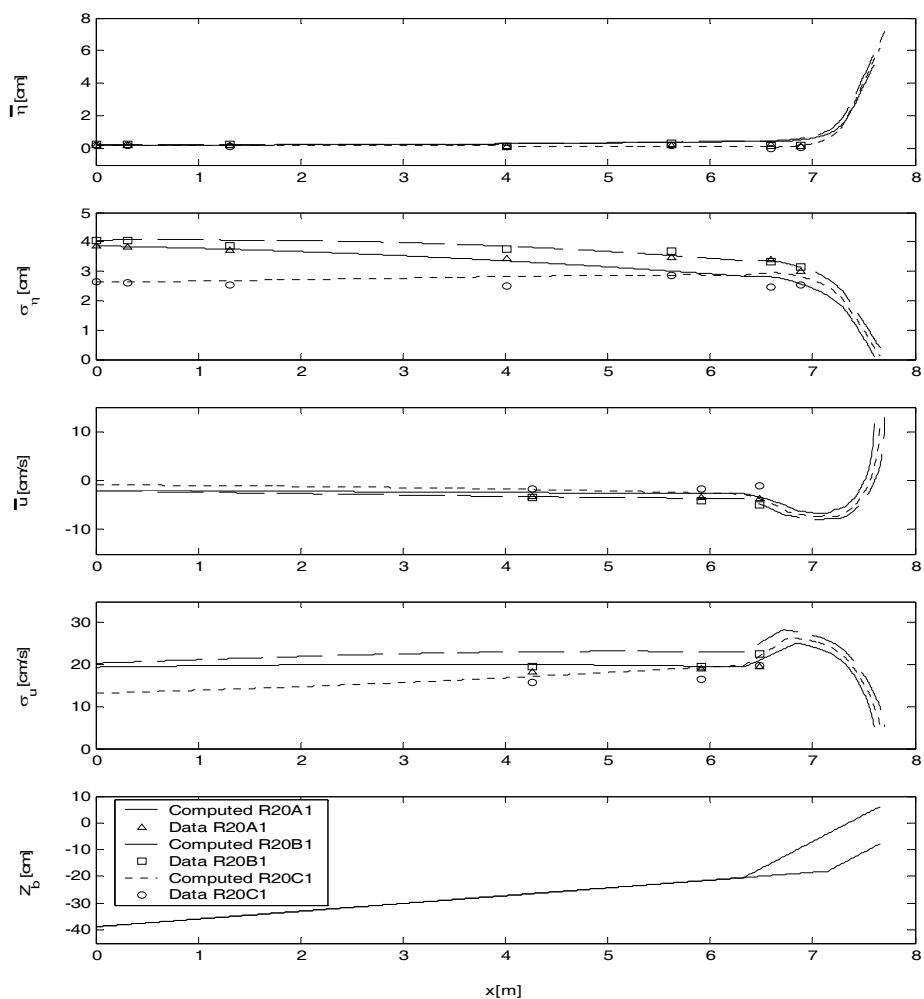


Fig. 6: Comparación de los datos medidos y calculados de la variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sobre el fondo z_b para los tests R20A1, R20B1 y R20C1.

La Fig. 6 muestra la variación transversal del valor medio y la desviación típica de las oscilaciones de la superficie libre y la velocidad horizontal a lo largo de la playa impermeable y la pendiente porosa para los tests R20A1, R20B1 y R20C1. La bondad de los resultados para los demás tests es similar a la mostrada en la Fig. 6. El setup $\bar{\eta}$ se vuelve tangencial a la pendiente porosa y, σ_η y σ_u decrecen muy rápidamente sobre la pendiente permeable por la disipación de energía debida a la rotura del oleaje y a la fricción en el medio poroso. La

velocidad media \bar{u} es negativa debido a la corriente de retorno, pero se vuelve positiva por encima del nivel medio en reposo debido a la infiltración en la capa porosa.

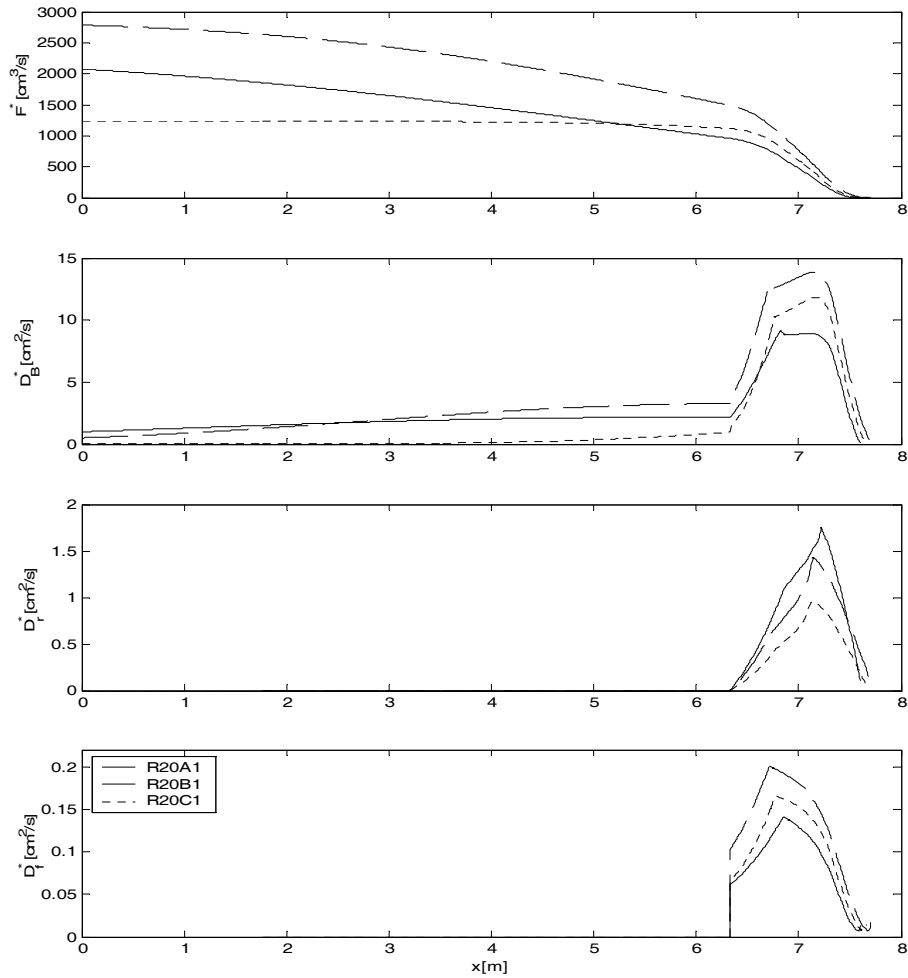


Fig. 7: Variación transversal del flujo de energía $F = \rho g F^*$ y tasas de disipación $D_B = \rho g D_B^*$, $D_r = \rho g D_r^*$ y $D_f = \rho g D_f^*$ debido a la rotura del oleaje, fricción en el medio poroso y fricción con el fondo, respectivamente, para los tests R20A1, R20B1 y R20C1.

La Fig.7 muestra la variación transversal de $F^* = F / \rho g$, $D_B^* = D_B / \rho g$, $D_r^* = D_r / \rho g$ y $D_f^* = D_f / \rho g$ donde ρ = densidad del fluido; g = aceleración de la gravedad; F = flujo de energía del oleaje por unidad de anchura; y D_B , D_r y D_f = tasas de disipación de energía por unidad de área horizontal debido a la rotura del oleaje, fricción

dentro del medio poroso y fricción con el fondo, respectivamente. D_B^* aumenta gradualmente sobre la pendiente impermeable a medida que las olas se asomeran y rompen al propagarse hacia la costa. La rampa porosa de pendiente 1:5 causa que la mayoría de las olas rompan en una zona muy concentrada. D_B es el término de disipación dominante para esta configuración, en la que la capa permeable es relativamente fina (espesor de la capa porosa = 14 cm), D_r representa el 10-20% de D_B , y D_f es despreciable para este tipo de material, con $f_b=0.01$.

2.5 CONCLUSIONES

Se han realizado 15 tests con oleaje irregular incidiendo sobre una playa impermeable con una rampa porosa de pendiente 1:5 para analizar las funciones de distribución de las oscilaciones de la superficie libre y la línea de costa, así como de las velocidades horizontales en la zona de rompientes y de swash. La función gamma exponencial con los valores medidos de la media, desviación típica y asimetría representa muy bien las funciones de distribución asimétricas medidas en la zona de rompientes. Sin embargo, en la práctica, es difícil estimar con precisión el valor de la asimetría. Por lo tanto, se asume que la distribución de Gauss es una primera aproximación razonable para las velocidades horizontales y las oscilaciones de la superficie libre y de la línea de costa. Además, la función de distribución del runup queda representada bastante bien por la función de Rayleigh, donde el setup $\overline{\eta_r}$ es tenido en cuenta para definir el runup sobre el nivel medio del mar.

El modelo numérico predice el valor medio y la desviación típica de las oscilaciones de la superficie libre y la velocidad horizontal desde fuera de la zona de rompientes hasta la costa, incluyendo la pendiente porosa. El modelo promediado en el tiempo es computacionalmente muy eficiente y muy apropiado para aplicaciones ingenieriles.

CAPÍTULO 3 WAVE RUNUP ON POROUS SLOPES

3.1 INTRODUCTION

The prediction of irregular wave runup is necessary in determining the crest height of a coastal structure and the landward limit of wave action on a beach. A large number of studies were performed to understand the swash dynamics and predict wave runup for given slope and offshore wave characteristics as reviewed by Kobayashi (1999). The prediction of wave runup was initially based on experiments and empirical formulas because of the complexity involved in wave breaking and runup. Time-dependent numerical models for shallow-water waves were developed to predict regular wave runup (Kobayashi et al. 1987), irregular wave runup on a rough impermeable slope (Kobayashi et al. 1990), and irregular wave runup on a permeable slope (Wurjanto and Kobayashi, 1993). These models are one-dimensional in the cross-shore direction and do not predict the vertical variations of fluid velocities. Vertically two-dimensional models were also developed to predict plunging waves on an impermeable slope (van der Meer et al. 1992) and regular wave interaction with a steep

porous structure (Liu et al. 1999). These numerical models predict the detailed temporal and spatial variations of the free surface elevation and fluid velocities which are needed to understand the complicated hydrodynamics.

For practical applications, the time-dependent models for wave runup have not been applied routinely perhaps because these models require significant computational efforts and experience to run computer programs and obtain quantities of practical importance. On the other hand, empirical formulas for irregular wave runup on coastal structures have been improved to account for various factors (van der Meer and Janssen 1995; van Gent 2001) but are not versatile enough to deal with various combinations of different beaches and structures. These empirical formulas require the input of the representative height and period of incident waves at the toe of the structure which is normally located inside the surf zone during a severe storm. Consequently, a wave model will be necessary to predict the wave transformation from offshore to the toe of the structure.

Irregular wave breaking and wave setup on an impermeable beach of arbitrary profile are generally predicted using numerical models such as that of Battjes and Stive (1985) based on time-averaged momentum and energy equations. Their time-averaged model predicts only the mean and standard deviation of the free surface elevation but is widely used because of its computational efficiency. In this study, the time-averaged model of Battjes and Stive (1985) is extended landward to a permeable slope such as a revetment and a cobble beach. The extended wave propagation model is combined with a probabilistic wave runup model to predict the runup heights of practical importance such as the significant and 2% runup heights. Furthermore, this time-averaged probabilistic model predicts the cross-shore variations of the mean and standard deviation of the free surface elevation and horizontal fluid velocities above and inside the permeable layer.

In the following, the time-averaged probabilistic model is presented first. The laboratory experiments using 1/5 and 1/2 permeable slopes are described second. The developed model is compared with 57 tests in the two experiments and used to examine the permeability effects on the wave motion on the slope and the sensitivity of the model to the roller effect, the breaker ratio parameter and the bottom friction factor. Finally, the findings of this study are summarized.

It is noted that the results in this report will be presented concisely by de los Santos, Kobayashi, Meigs and Losada (2005) and Kobayashi, de los Santos and Kearney (2005).

3.2 NUMERICAL MODEL

The numerical model based on the time-averaged continuity, momentum and energy equations is presented first in this chapter. The effects of bottom friction and the presence of a roller on the cross-shore momentum and energy equations are included. The formula for the energy dissipation rate due to wave breaking developed by Battjes & Stive (1985) is modified to include the effect of a relative steep slope to allow situations where the energy dissipation is more concentrated locally. Furthermore, an extra energy dissipation term is included to account for the flow resistance inside the porous layer. Finally, a probabilistic model for irregular wave runup is developed using the computed mean and standard deviation of the free surface elevation η on the permeable slope.

3.2.1 TIME-AVERAGED WAVE MODEL

The problem examined here is depicted in Fig. 3-1 where alongshore uniformity and normally incident waves are assumed. The cross-shore coordinate x is positive onshore. The vertical coordinate z is positive upward with $z = 0$ at the still water level (SWL). The upper and lower boundaries of the permeable stone layer are located at $z = z_b$ and z_p , respectively,

where the lower boundary is assumed to be impermeable. The beach in front of the permeable slope is assumed to be impermeable and $z_b = z_p$ on the beach. The instantaneous water depth and free surface elevation are denoted by h and η , respectively, and $h = (\eta - z_b)$. The horizontal fluid velocity u is the depth-averaged velocity. The still water depth d_t at the toe of the permeable slope is located inside the surf zone on the beach in the experiments in this study.

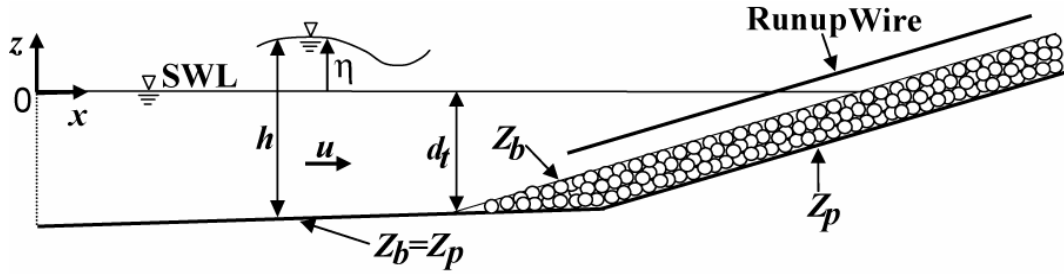


Fig. 3-1: Time averaged model for wave propagation on permeable slope.

The time-averaged continuity, momentum and energy equations used here are those given by Kobayashi et al. (2005) for the prediction of irregular breaking wave transmission over a submerged porous breakwater together with the roller effect discussed by Kobayashi et al. (2005) for sand suspension. These equations are summarized in the following. The time-averaged momentum and energy equations are expressed as

$$\frac{dS_{xx}}{dx} = -\rho g \bar{h} \frac{d\bar{\eta}}{dx} - \tau_b \quad ; \quad \frac{dF}{dx} = -D_B - D_f - D_r \quad (3)$$

where S_{xx} = cross-shore radiation stress; ρ = fluid density; g = gravitational acceleration; \bar{h} = mean water depth with the overbar denoting time averaging; $\bar{\eta}$ = wave setup or setdown; τ_b = time-averaged bottom shear stress; F = wave energy flux per unit width; and D_B, D_f

and D_r = time-averaged energy dissipation rate per unit horizontal area due to wave breaking, bottom friction, and porous flow resistance, respectively.

Linear wave theory for onshore progressive waves is used to estimate S_{xx} and F where the root-mean-square wave height H_{rms} is defined as $H_{rms} = \sqrt{8} \sigma_\eta$ with σ_η = standard deviation of η (Battjes and Stive 1985).

$$S_{xx} = \rho g \sigma_\eta^2 (2n - 0.5) + \rho C_p q_r \quad ; \quad F = \rho g C_g \sigma_\eta^2 \quad (4)$$

where $n = C_g / C_p$ with C_g and C_p = group velocity and phase velocity in the mean water depth \bar{h} corresponding to the spectral peak period T_p of incident waves, and q_r is the volume flux due to the roller on the steep front of a breaking wave.

The roller effect has been represented by its area or energy (Svendsen 1984) but the roller volume flux is used here because the roller effect is the most apparent in the increase of undertow current. The term $\rho C_p q_r$ in S_{xx} is the roller momentum flux due to the roller propagating with the speed of C_p and causes the landward shift of $\bar{\eta}$ in the breaker zone (Kobayashi et al. 2005). The dissipated wave energy is converted to the roller energy which is assumed to be governed by (Stive and DeVriend 1994)

$$\frac{d}{dx} (\rho C_p^2 q_r) = D_B - \rho g \beta_r q_r \quad (5)$$

where the roller dissipation rate, $\rho g \beta_r q_r$, is assumed to equal the rate of work to maintain the roller on the wave-front slope β_r of order 0.1 (Deigaard 1993).

The bottom shear stress τ_b and the corresponding dissipation rate D_f are expressed using the formulas based on the quadratic drag force based on the horizontal velocity u . The mean and standard deviation of u are denoted by \bar{u} and σ_u , respectively. The Gaussian

distribution of u and the equivalency of the time and probabilistic averaging are assumed to express τ_b and D_f in terms of \bar{u} and σ_u

$$\tau_b = \frac{1}{2} \rho f_b \sigma_u^2 G_2(u_*) \quad ; \quad D_f = \frac{1}{2} \rho f_b \sigma_u^3 G_3(u_*) \quad ; \quad u_* = \frac{\bar{u}}{\sigma_u} \quad (6)$$

where f_b = bottom friction factor which is taken as $f_b = 0$ on the beach and $f_b = 0.01$ on the stone slope (Kobayashi et al. 2005). The analytical functions $G_2(r)$ and $G_3(r)$ for the arbitrary variable r are given by Kobayashi et al. (2005) and can be approximated as $G_2 \approx 1.64r$ and $G_3 \approx (1.6 + 2.6r^2)$ for $|r| < 1$.

The standard deviation σ_u is estimated using the relationship between σ_u and σ_η based on linear shallow-water wave theory (Kobayashi et al. 1998)

$$\sigma_u = \sigma_* (g\bar{h})^{0.5} \quad ; \quad \sigma_* = \sigma_\eta / \bar{h} \quad (7)$$

The mean \bar{u} is estimated using the time-averaged, vertically-integrated continuity equation $(\sigma_u \sigma_\eta + \bar{u}\bar{h} + \bar{v}h_p + q_r) = 0$ with the condition of no net landward water flux. In this equation, $\sigma_u \sigma_\eta$ is the onshore flux due to linear shallow-water waves (Kobayashi et al. 1998), $\bar{u}\bar{h}$ is the offshore flux due to the return current \bar{u} , q_r is the volume flux due to the roller of a breaking wave, and $\bar{v}h_p$ is the water flux inside the permeable layer of vertical height h_p due to the time-averaged horizontal discharge velocity \bar{v} . Substitution of Eq. (7) into the continuity equation yields

$$\bar{u} = - \left[\sigma_*^2 \sqrt{g\bar{h} + \bar{v}h_p / \bar{h} + q_r / \bar{h}} \right] \quad ; \quad h_p = z_b - z_p \quad (8)$$

where $h_p = 0$ on the impermeable beach.

The energy dissipation rate D_r in Eq. (3) is estimated using the formula by Wurjanto and Kobayashi (1993) based on the discharge velocity v whose probability distribution is assumed to be Gaussian

$$D_r = \rho h_p \left[\alpha \sigma_v^2 (1 + v_*^2) + \beta \sigma_v^3 G_3(v_*) \right] \quad ; \quad v_* = \frac{\bar{v}}{\sigma_v} \quad (9)$$

where σ_v = standard deviation of v ; G_3 = same function as in Eq. (6) except for $r = v_*$; and α and β = laminar and turbulent flow resistance coefficients. Kobayashi et al. (2005) modified the formulas of α and β by van Gent (1995) for irregular waves in the form

$$\alpha = \alpha_o \left(\frac{1 - n_p}{n_p} \right)^2 \frac{\nu}{D_{n50}^2} \quad ; \quad \beta = \left(\beta_1 + \frac{\beta_2}{\sigma_v} \right) \quad ; \quad \beta_1 = \frac{\beta_o (1 - n_p)}{n_p^3 D_{n50}} \quad ; \quad \beta_2 = \frac{7.5 \beta_o (1 - n_p)}{\sqrt{2} n_p^2 T_p} \quad (10)$$

where α_o and β_o = empirical parameters calibrated as $\alpha_o = 1,000$ and $\beta_o = 5$; n_p = porosity of the stone; D_{n50} = nominal stone diameter defined as $D_{n50} = (M_{50} / \rho_s)^{1/3}$ with M_{50} = median stone mass and ρ_s = stone density; ν = kinematic viscosity of water ($\nu \approx 0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$); and T_p = spectral peak period. The mean \bar{v} and standard deviation σ_v are estimated assuming the local force balance between the horizontal gradient of hydrostatic pressure and the flow resistance inside the permeable layer

$$(\alpha + 1.64 \beta \sigma_v) \bar{v} = -g \frac{d\bar{\eta}}{dx} \quad ; \quad \alpha \sigma_v + 1.9 \beta \sigma_v^2 = g k_p \bar{h} \sigma_* \quad (11)$$

where k_p = linear wave number based on \bar{h} and T_p . Eq. (11) can be solved analytically to obtain σ_v and \bar{v} for known $k_p \bar{h} \sigma_*$ and $d\bar{\eta}/dx$.

The energy dissipation rate D_b due to wave breaking in Eq. (3) is estimated using the formula by Battjes and Stive (1985) which is modified by Kobayashi et al. (2005) as

$$D_B = \frac{\rho g a Q H_B^2}{4 T_p} ; a = \frac{T_p S_b}{b} \left(\frac{g}{\bar{h}} \right)^{0.5} \geq 1 ;$$

$$\frac{Q-1}{\ln Q} = \left(\frac{H_{\text{rms}}}{H_m} \right)^2 ; H_m = \frac{0.88}{k_p} \tanh \left(\frac{\gamma k_p \bar{h}}{0.88} \right)$$
(12)

where a = empirical coefficient; Q = fraction of breaking waves with $Q=0$ for no wave breaking and $Q=1$ when all waves break; H_B = wave height used to estimate D_B ; S_b = local bottom slope defined as $S_b = dz_b/dx$; b = slope adjustment factor calibrated as $b=3$; H_m = local depth-limited wave height with $H_m = \gamma \bar{h}$ in shallow water; and γ = breaker ratio parameter. The coefficient a is the ratio between the wavelength and the horizontal length scale (\bar{h}/S_b) imposed by the small depth \bar{h} and the bottom slope S_b near the shoreline when $a > 1$.

The increase of D_B due to the slope effect results in the increase of q_r in Eq. (5). To offset this increase, use is made of $\beta_r = (0.1 + S_b) \geq 0.1$, which implies that the wave-front slope increases on the upward slope (Kobayashi et al. 2005).

The requirement of $0 \leq Q \leq 1$ implies $H_{\text{rms}} \leq H_m$ but H_{rms} becomes larger than H_m in very shallow water. When $H_{\text{rms}} > H_m$, use is made of $Q=1$ and $H_B = H_{\text{rms}}$ instead of $H_B = H_m$ for $H_{\text{rms}} \leq H_m$. In addition, $\sigma_* = \sigma_\eta / \bar{h}$ in Eqs. (7), (8) and (11) becomes too large due to the local use of linear shallow-water wave theory and use is made of $\sigma_* = (\sigma_{*c} \sigma_\eta / \bar{h})^{0.5}$ if $\sigma_* > \sigma_{*c} = \gamma / \sqrt{8}$. The values of γ calibrated by Battjes and Stive (1985) were in the range of 0.6 – 0.8. In the subsequent comparisons, $\gamma = 0.6, 0.7$ and 0.8 are tried, whereas the other empirical parameters are kept the same as those used by Kobayashi et al. (2005) for the related problem of wave transmission over a submerged porous breakwater.

Eqs. (3) – (12) are solved using a finite difference method with constant nodal spacing Δx of approximately 1 cm for the small-scale experiments in this study. The bottom elevation $z_b(x)$ and the impermeable boundary $z_p(x)$ are specified as input. The stone is characterized by its nominal diameter D_{n50} and porosity n_p . The measured values of $T_p, \bar{\eta}$ and $H_{rms} = \sqrt{8} \sigma_\eta$ as well as $q_r = 0$ are specified at the seaward boundary $x = 0$ outside the surf zone. The landward-marching computation is continued until the computed value of \bar{h} or σ_η becomes negative in the region of \bar{h} on the order of 0.1 cm. For the option of IROLL = 0, the roller volume flux $q_r = 0$ and Eq. (5) is not used. The computation time is of the order of one second.

The time-averaged model based on Eqs. (3) – (12) neglects reflected waves. An attempt is made to estimate the degree of wave reflection. The onshore energy flux F in Eq. (3) decreases landward due to wave breaking, bottom friction and porous flow resistance. The residual energy flux F_{sws} at the still water shoreline located at $z_b = 0$ is assumed to be reflected and propagate seaward. This assumption neglects the fact that the landward-marching computation is made without regard to wave reflection. The root-mean-square wave height $(H_{rms})_r$ due to the reflected wave energy flux is crudely estimated as

$$(H_{rms})_r = \left[8F_{sws} / (\rho g C_g) \right]^{0.5} \quad (13)$$

3.2.2 PROBABILISTIC RUNUP MODEL

A probabilistic model for irregular wave runup is developed using the computed $\bar{\eta}(x)$ and $\sigma_\eta(x)$ on the permeable slope. A runup wire is used in the subsequent experiments to measure the shoreline oscillations above the slope as shown in Fig. 3-1. The vertical height δ_r of the wire above the average stone surface is known in the following. The wire measures

the instantaneous elevation $\eta_r(t)$ above SWL of the intersection between the wire and the free surface unlike a wave gauge that measures $\eta(t)$ at given x . Fig. 3-2 depicts an intuitive method used to estimate the mean $\bar{\eta}_r$ and standard deviation σ_r of $\eta_r(t)$.

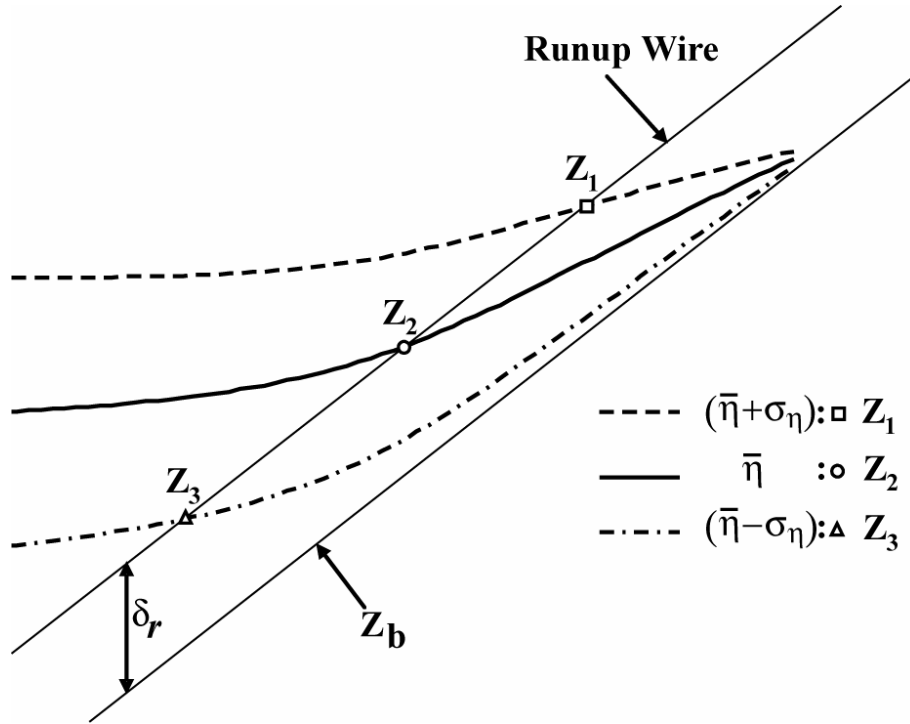


Fig. 3-2: Elevations Z_1, Z_2 and Z_3 of intersections of $(\bar{\eta} + \sigma_{\eta}), \bar{\eta}$ and $(\bar{\eta} - \sigma_{\eta})$ with runup wire where $\bar{\eta}$ and σ_{η} are the mean and standard deviation of free surface elevation.

The probabilities of η exceeding $(\bar{\eta} + \sigma_{\eta}), \bar{\eta}$ and $(\bar{\eta} - \sigma_{\eta})$ are assumed to be the same as the probabilities of η_r exceeding $(\bar{\eta}_r + \sigma_r), \bar{\eta}_r$ and $(\bar{\eta}_r - \sigma_r)$, respectively. The elevations of Z_1, Z_2 and Z_3 of the intersections of $(\bar{\eta} + \sigma_{\eta}), \bar{\eta}$ and $(\bar{\eta} - \sigma_{\eta})$ with the runup wire are obtained using the computed $\bar{\eta}(x)$ and $\sigma_{\eta}(x)$ together with the wire elevation

$[z_b(x) + \delta_r]$. The obtained elevations are assumed to correspond to $Z_1 = (\bar{\eta}_r + \sigma_r)$, $Z_2 = \bar{\eta}_r$ and $Z_3 = (\bar{\eta}_r - \sigma_r)$. The mean and standard deviation of $\eta_r(t)$ are estimated as

$$\bar{\eta}_r = (Z_1 + Z_2 + Z_3)/3 \quad ; \quad \sigma_r = (Z_1 - Z_3)/2 \quad (14)$$

where the use of Z_1 , Z_2 and Z_3 to estimate $\bar{\eta}_r$ is slightly more reliable than $\bar{\eta}_r = Z_2$ because the elevation Z_2 is somewhat sensitive to the detailed spatial variation of $\bar{\eta}(x)$.

The runup height R is defined as the crest height above SWL of the temporal variation of η_r . The time series of $[\eta_r(t) - \bar{\eta}_r]$ is analyzed using a zero-upcrossing method to identify the crests in the time series. This procedure is the same as that used for the analysis of the wave crests in the time series of $\eta(t)$ except that the wave crest is defined as the height above the mean water level. The probability distribution of linear wave crests is normally given by the Rayleigh distribution [e.g., Goda (2000)], whereas Tayfun (2004) presented the distribution of nonlinear wave crests in deep water. As a first approximation, the runup height $(R - \bar{\eta}_r)$ above the mean level $\bar{\eta}_r$ is given by the Rayleigh distribution

$$P(R) = \exp \left[-2 \left(\frac{R - \bar{\eta}_r}{R_{1/3} - \bar{\eta}_r} \right)^2 \right] \quad (15)$$

where $P(R)$ = exceedance probability of the runup height R above SWL; and $R_{1/3}$ = significant runup height defined as the average of 1/3 highest values of R . The mean $\bar{\eta}_r$ related to wave setup is normally neglected in Eq. (15) for the prediction of irregular wave runup on steep coastal structures [e.g., van der Meer and Janssen (1995)]. However, wave setup on gentler slopes is not negligible as will be shown for the permeable slope experiments in this study.

Finally, it is necessary to express $R_{1/3}$ in terms of $\overline{\eta_r}$ and σ_r estimated using Eq. (14).

If the probability distribution of η_r is approximately Gaussian, use may be made of $(R_{1/3} - \overline{\eta_r}) \approx 2\sigma_r$ (Goda 2000). For the following experiments using 1/5 and 1/2 permeable slopes, $R_{1/3}$ is estimated as

$$R_{1/3} = \overline{\eta_r} + (2 + \tan \theta) \sigma_r \quad (16)$$

where θ = slope angle from the horizontal and $\tan \theta = 1/5$ and $1/2$ in the experiments. The slope correction in Eq. (16) is purely empirical and needs to be verified for other slopes.

3.3 EXPERIMENTS

Thirty tests under incident irregular waves were conducted to analyze the cross-shore wave evolution and horizontal velocity in the surf zone on a gently sloping impermeable beach and a 1/5 slope with a porous cobble layer. This chapter will review the experimental setup for the 1/5 slope experiment and summarize the experiment conducted by Kearney and Kobayashi (2000) with a 1/2 slope stone revetment. The measurement procedures of the free surface elevation, runup and velocities are explained in the subsequent sections. The obtained data were used to validate the numerical wave model and the probabilistic runup model.

3.3.1 EXPERIMENTAL SETUP FOR 1/5 SLOPE TESTS

The experiment was conducted in a wave flume in the Ocean Engineering Laboratory of the University of Delaware, that was 33 m long, 0.6 m wide and 1.5 m high as shown in Fig. 3-3. An impermeable smooth beach with a 1/34.4 slope was installed in the flume. Angular stone was placed on a 1/5 impermeable slope to simulate an idealized cobble beach. The nominal diameter and porosity of the stone were $D_{n50} = 3.4$ cm and $n_p = 0.5$,

respectively. The vertical thickness of the stone layer was 14 cm. No stone movement was detected during the experiment.

Irregular waves, based on the TMA spectrum, were generated in a burst of 429.6 s using a piston-type wave paddle. The sampling rate was 20 Hz for all the time series measured in the experiment. The initial transient of 20 s in each burst was removed for subsequent data analyses.

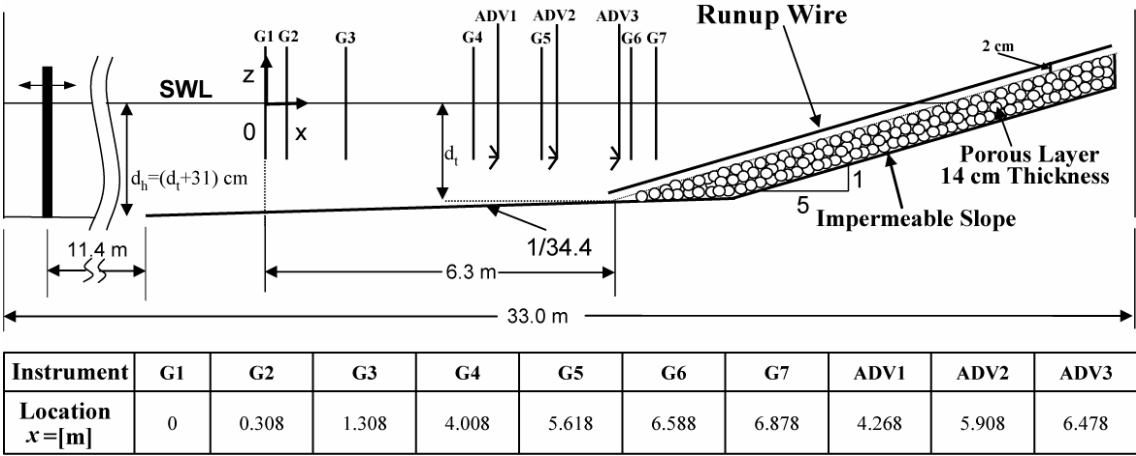


Fig. 3-3: Experimental setup for 1/5 slope tests.

Thirty tests were conducted for the 1/5 slope experiment. The still water depth d_i at the toe of the slope was varied from 16.6 cm to 24.6 cm with an increment of 2 cm. The spectral peak period T_p was approximately 1.5, 2.3 and 3.0 s. Table 3 lists the measured values of T_p and H_{rms} at wave gauge 1 located in the still water depth d_i , as well as the incident root-mean-square wave height $(H_{rms})_i$, and the average reflection coefficient r defined as $r = (H_{rms})_r / (H_{rms})_i$ where $(H_{rms})_r$ and $(H_{rms})_i$ are the reflected and incident root-mean-square wave heights obtained using wave gauges 1 – 3 (Kobayashi et al., 1990). H_{rms} includes both incident and reflected waves. The difference between H_{rms} and $(H_{rms})_i$ was less than 5% because $r = 0.16 - 0.24$ and wave gauge 1 was located at the horizontal distance

of 6.3 m seaward of the toe of the 1/5 slope. The root-mean-square wave height $H_{rms} = \sqrt{8} \sigma_\eta$ was selected to be as large as feasible without any wave breaking in the vicinity of the wavemaker located in the still water depth $d_h = (d_t + 31)$ cm. For the specified d_t and T_p , two tests were performed to check the variability of H_{rms} resulting from the generation of large waves. Table 1 lists only one of the two repeated tests for brevity but both tests are included in the following data analysis.

Table 3: Wave characteristics at wave gauge 1 for the 1/5 slope experiment.

Test	d_t [cm]	d_l [cm]	T_p [s]	H_{rms} [cm]	$(H_{rms})_i$ [cm]	r
R16A1	16.6	34.9	1.53	10.04	9.62	0.17
R16B1	16.6	34.9	2.31	10.47	10.07	0.20
R16C1	16.6	34.9	3.10	6.76	6.66	0.24
R18A1	18.6	36.9	1.53	10.54	10.18	0.17
R18B1	18.6	36.9	2.31	9.66	9.25	0.18
R18C1	18.6	36.9	3.09	7.19	6.98	0.23
R20A1	20.6	38.9	1.53	10.94	10.71	0.16
R20B1	20.6	38.9	2.31	11.49	11.05	0.19
R20C1	20.6	38.9	2.96	7.43	7.21	0.22
R22A1	22.6	40.9	1.53	11.43	11.16	0.17
R22B1	22.6	40.9	2.31	12.08	11.53	0.19
R22C1	22.6	40.9	2.90	7.81	7.47	0.23
R24A1	24.6	42.9	1.59	11.59	11.29	0.17
R24B1	24.6	42.9	2.31	12.22	11.72	0.20
R24C1	24.6	42.9	2.90	7.96	7.59	0.23

d_t = toe depth; d_l = still water depth at wave gauge 1; T_p = spectral peak period; H_{rms} = root-mean-square wave height; $(H_{rms})_i$ = incident H_{rms} ; r = average reflection coefficient.

3.3.2 EXPERIMENTAL SETUP FOR 1/2 SLOPE TESTS

The 1/2 slope tests were reported concisely by Kearney and Kobayashi (2000) but they are summarized here for the sake of completeness. The experiment was conducted in a wave tank that was 30 m long, 2.44 m wide, and 1.5 m high. A plywood beach with a 1/32.1 slope and a stone revetment with a 1/2 slope were installed in the tank. The nominal diameter of the stone was $D_{n50} = 3.2$ cm and the stone porosity, which was not measured, is assumed to be the same as $n_p = 0.5$ for the stone used in the 1/5 slope experiment. The thickness of the

permeable layer was approximately 14 cm. A runup wire was placed at a distance of $\delta_r = 2.5$ cm above the 1/2 stone revetment. Ten wave gauges were arranged like in Fig. 3-1 to measure the irregular wave transformation from outside the surf zone to the toe of the 1/2 slope. Wave gauge 1 was located 14.8 m seaward of the toe. One ADV was also placed at the toe. Twenty-seven tests were conducted for the spectral peak periods $T_p = 1.5, 2.4$ and 4.7 s of the TMA spectra and nine different toe depths $d_t = 4 - 20$ cm with an increment of 2 cm. The repeatability of each test was checked but the repeated test results were not reported. The duration of each test and the sampling rate were 400 s and 20 Hz for $T_p = 1.5$ and 2.4 s and 800 s and 10 Hz for $T_p = 4.7$ s. The initial transition of 1,200 data points was removed before the data analyses. The wave characteristics and the reflection coefficient r at wave gauge 1 for the 27 tests are listed in Table 4. The values of r were slightly larger for the 1/2 slope than for the 1/5 slope.

Table 4: Wave characteristics at wave gauge 1 for the 1/2 slope experiment.

Test	d_t [cm]	d_l [cm]	T_p [s]	H_{rms} [cm]	$(H_{rms})_i$ [cm]	r
A20	20.0	66.1	4.7	16.4	15.8	0.33
A18	18.0	64.1	4.7	16.0	15.1	0.32
A16	16.0	62.1	4.7	14.7	15.3	0.34
A14	14.0	60.1	4.7	14.3	14.5	0.28
A12	12.0	58.1	4.7	13.9	14.4	0.27
A10	10.0	56.1	4.7	13.7	14.0	0.28
A8	8.0	54.1	4.7	13.7	13.2	0.27
A6	6.0	52.1	4.7	12.4	12.9	0.26
A4	4.0	50.1	4.7	12.7	12.5	0.26
B20	20.0	66.1	2.4	11.4	13.8	0.36
B18	18.0	64.1	2.4	10.9	13.4	0.36
B16	16.0	62.1	2.4	10.3	13.2	0.36
B14	14.0	60.1	2.4	9.9	12.9	0.35
B12	12.0	58.1	2.4	9.9	12.6	0.34
B10	10.0	56.1	2.4	10.0	12.3	0.30
B8	8.0	54.1	2.4	9.1	11.9	0.32
B6	6.0	52.1	2.4	9.2	11.6	0.29
B4	4.0	50.1	2.4	9.1	11.3	0.26
C20	20.0	66.1	1.5	9.7	10.0	0.23
C18	18.0	64.1	1.5	9.4	9.7	0.22
C16	16.0	62.1	1.5	9.4	9.4	0.23
C14	14.0	60.1	1.5	9.1	9.2	0.24
C12	12.0	58.1	1.5	8.9	9.0	0.24
C10	10.0	56.1	1.5	8.8	8.9	0.22
C8	8.0	54.1	1.5	8.6	8.8	0.20
C6	6.0	52.1	1.5	8.4	8.6	0.20
C4	4.0	50.1	1.5	8.4	8.5	0.20

d_t = toe depth; d_l = still water depth at wave gauge 1; T_p = spectral peak period; H_{rms} = root-mean-square wave height; $(H_{rms})_i$ = incident H_{rms} ; r = average reflection coefficient.

3.3.3 FREE SURFACE AND RUNUP MEASUREMENTS

For each test, seven capacitance-type wave gauges and a runup wire were used to measure the time series of η and η_r for the 1/5 slope experiment at the locations indicated in Fig. 3-3 where $x = 0$ at wave gauge 1. Wave gauges 1 – 3 were located immediately outside the surf zone and used to separate the incident and reflected waves using linear wave theory (Kobayashi et al. 1990). Wave gauges 4 – 7 measured the irregular breaking wave transformation on the gentle slope and the seaward edge of the 1/5 porous slope. Calibration of all the wave gauges was performed frequently to ensure the reliability of the measurements.

A capacitance-type runup wire was placed parallel to the 1:5 porous slope to measure the shoreline oscillations above the slope as shown in Fig. 3-3. The vertical height δ_r of the runup wire above the slope was approximately 2 cm. The wire measures the instantaneous elevation $\eta_r(t)$ above SWL of the intersection between the wire and the free surface. The runup wire was calibrated simultaneously as the wave gauges. Because the runup wire was much longer than the wire used for the wave gauges, an extra capacitor was added in series in such a way that the entire length of the wire could be used for the runup measurement. Due to this modification, a third order fit was used for the runup wire calibration.

Table 5 shows the mean and standard deviation of η at wave gauge 6, located at the toe of the porous slope, and the shoreline elevation η_r above SWL measured by the runup wire as well as $R_{1/3}$ = significant runup height above SWL and $R_{2\%}$ = runup height corresponding to 2% exceedance probability. Wave setup $\bar{\eta}$ at the toe of the 1:5 porous slope is in the range of 0-0.3 cm, while $\bar{\eta}_r$ is in the range of 1-3 cm. The standard deviations σ_η and σ_r are on the same order of magnitude for the 1:5 porous slope.

Table 5: Mean and standard deviation of free surface elevation at wave gauge 6 and corresponding runup statistics for the 1/5 slope experiment.

Test	Wave Gauge 6		Wave Runup Wire			
	$\bar{\eta}$ [cm]	σ_η [cm]	$\bar{\eta}_r$ [cm]	σ_r [cm]	$R_{1/3}$ [cm]	$R_{2\%}$ [cm]
R16A1	0.28	2.88	1.27	2.28	5.82	7.41
R16B1	0.29	2.92	1.55	3.09	8.19	11.29
R16C1	0.04	2.40	0.77	2.90	7.69	10.73
R18A1	0.26	3.14	1.94	2.51	7.42	9.70
R18B1	0.16	2.94	2.02	3.29	9.57	11.61
R18C1	0.05	2.41	1.34	3.33	9.86	12.43
R20A1	0.23	3.38	2.47	2.90	8.98	10.62
R20B1	0.19	3.34	2.38	3.90	11.03	13.61
R20C1	-0.01	2.48	1.99	3.66	11.01	14.12
R22A1	0.25	3.49	2.70	2.95	9.06	11.10
R22B1	0.17	3.53	3.18	4.31	12.19	14.31
R22C1	0.04	2.49	1.82	4.19	11.58	15.20
R24A1	0.21	3.66	2.73	2.92	8.67	10.54
R24B1	0.06	3.82	2.56	4.23	10.69	12.33
R24C1	0.01	2.56	1.67	4.09	10.38	13.09

3.3.4 VELOCITY MEASUREMENTS

Three 3D acoustic Doppler velocimeters (ADV) were used to measure fluid velocities at the approximate middle between the still water level and the beach. ADV3 located at the toe of the 1:5 slope was lowered for the tests with $d_r = 16.6$ and 18.6 cm to avoid exposure to air during wave rundown. The cross-shore locations of the three ADVs are given in Fig. 3-3. The measured vertical and cross-flume velocities appeared to be dominated by turbulent velocities and were much smaller than the cross-shore velocity u which was dominated by the wave component. Only the horizontal velocity u is considered hereafter.

3.4 PROBABILITY DISTRIBUTIONS

3.4.1 WAVE RUNUP DISTRIBUTION

Fig. 3-4 and Fig. 3-5 compare the measured probability distributions of zero-upcrossing runup heights with the Rayleigh distribution given by Eq. (15) which accounts for the mean $\bar{\eta}_r$ for the runup height R above SWL, and the standard Rayleigh distribution $P(R) = \exp\left[-2(R/R_{1/3})^2\right]$, with no regard to the wave setup. Fig. 3-4 includes all the data points from the 30 tests in the 1/5 slope experiment, while Fig. 3-5 all the data for the 27 tests in the 1/2 slope experiment. The Rayleigh distribution is a good approximation except for the scatter of data points for the exceedance probabilities of the order of 0.01 or less. The agreement for the standard Rayleigh distribution without the wave setup is worse for the 1/5 slope but is similar for the 1/2 slope because the wave setup is appreciable on the 1/5 slope and should be accounted for.

In the same manner as in Figs. 4-6 and 4-7 for the wave height distributions, Fig. 3-6 compares the measured exceedance probability distributions of runup heights as a function of

$(R - \bar{\eta}_r) / (R_{1/3} - \bar{\eta}_r)$ and $R / R_{1/3}$ for test R20B1 with Weibull and Rayleigh distributions.

Table 6 lists the Weibull parameters α and β estimated using the maximum likelihood method. The values of α and β are not too different from two when the wave setup is accounted for.

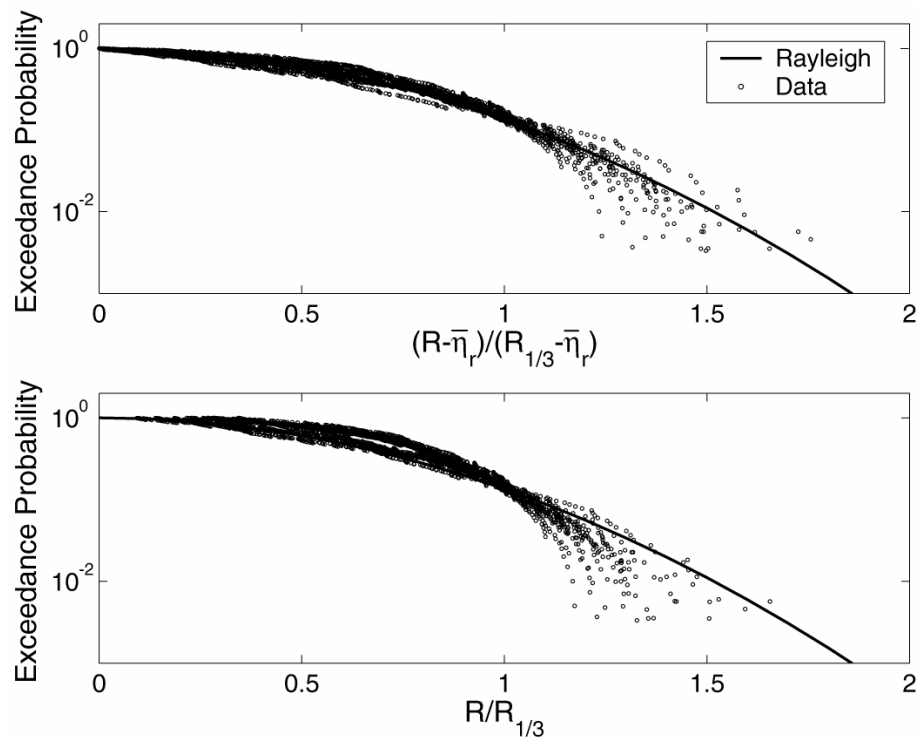


Fig. 3-4: Measured and Rayleigh exceedance probability distributions of runup heights as a function of $(R - \bar{\eta}_r) / (R_{1/3} - \bar{\eta}_r)$ and $R / R_{1/3}$ for all the 1/5 slope tests.

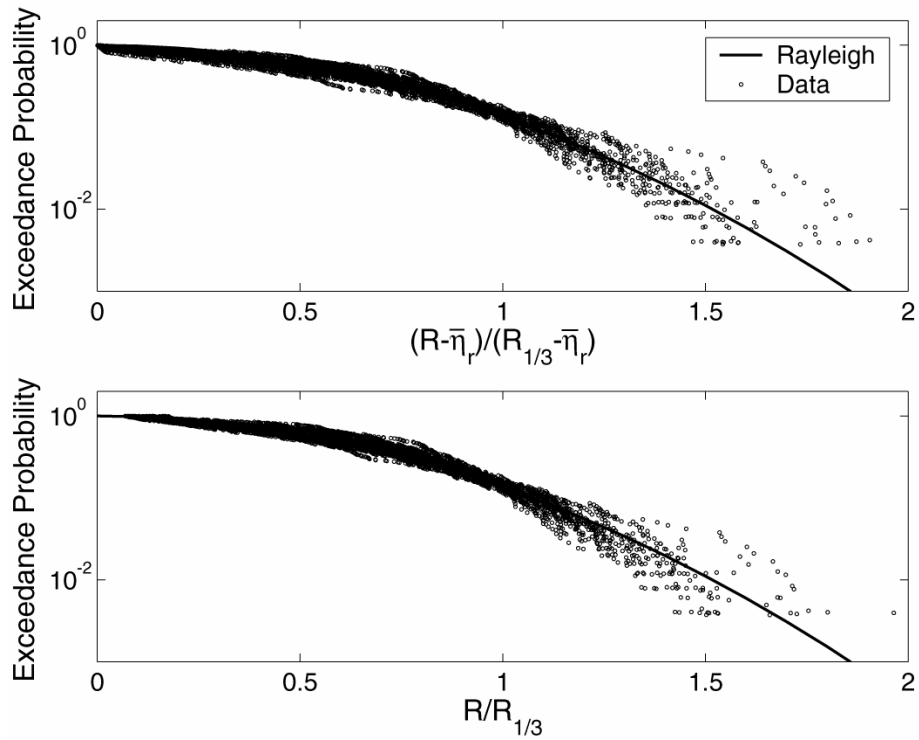


Fig. 3-5: Measured and Rayleigh exceedance probability distributions of runup heights as a function of $(R - \bar{\eta}_r) / (R_{1/3} - \bar{\eta}_r)$ and $R / R_{1/3}$ for all the 1/2 slope tests.

Table 6: Estimates of Weibull parameters for runup heights in the 1/5 slope experiment.

TEST	$(R - \bar{\eta}_r) / (R_{1/3} - \bar{\eta}_r)$		$R / R_{1/3}$	
	α	β	α	β
R16A1	2.13	1.89	3.29	1.90
R16B1	1.68	1.97	2.57	1.98
R16C1	1.42	1.91	1.98	1.99
R18A1	1.64	2.03	2.92	2.06
R18B1	1.48	1.96	2.59	2.05
R18C1	1.41	2.07	2.06	2.14
R20A1	1.89	1.96	3.48	2.04
R20B1	1.75	1.88	3.03	1.97
R20C1	1.14	1.95	2.10	2.09
R22A1	1.92	1.93	3.70	2.00
R22B1	1.65	1.88	3.28	2.01
R22C1	1.38	1.91	2.26	2.02
R24A1	1.50	1.86	3.37	1.97
R24B1	2.00	1.90	3.53	2.00
R24C1	1.51	1.95	2.36	2.03

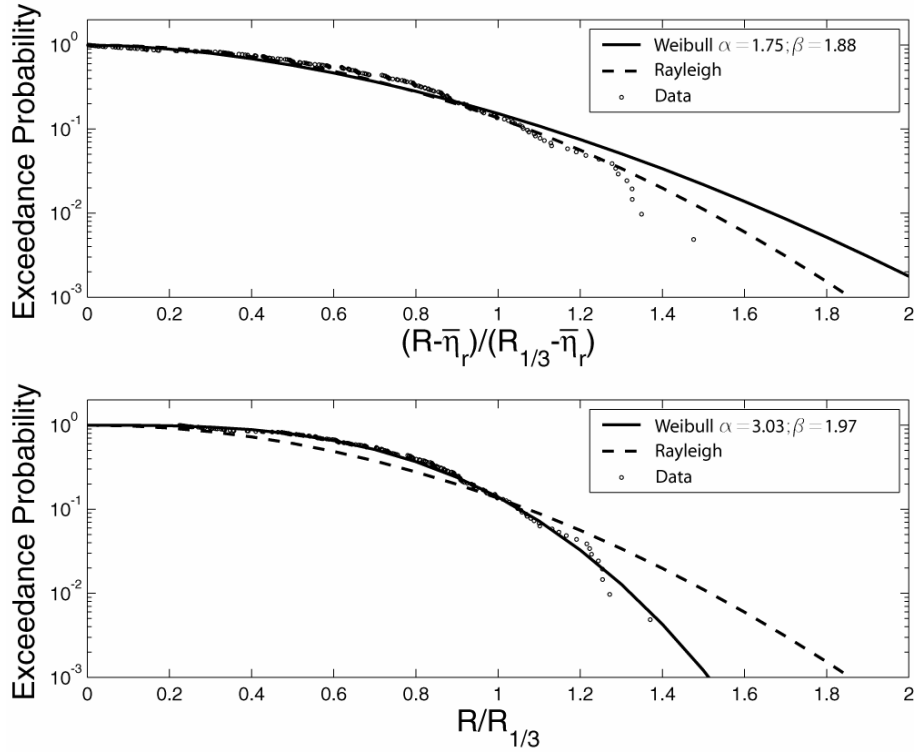


Fig. 3-6: Measured, Rayleigh and Weibull exceedance probability distributions of runup heights as a function of $(R - \bar{\eta}_r) / (R_{1/3} - \bar{\eta}_r)$ and $R/R_{1/3}$ for test R20B1 on 1/5 slope.

Fig. 3-7 shows the relationship between the 2% runup height $R_{2\%}$ and significant runup height $R_{1/3}$ for each of the 57 tests where Eq. (15) yields

$$R_{2\%} - \bar{\eta}_r = 1.4(R_{1/3} - \bar{\eta}_r) \quad (17)$$

It is noted that $R_{2\%}$ is used for the design of the crest height of a dike in The Netherlands (van Gent 2001). Fig. 3-7 indicates that Eq. (17) based on the Rayleigh distribution with the wave setup effect slightly overpredicts $R_{2\%}$ for given $R_{1/3}$ and $\bar{\eta}_r$. The degree of the overprediction increases when the measured values of $R_{2\%}$ and $R_{1/3}$ are compared with $R_{2\%} = 1.4 R_{1/3}$ without the wave setup effect, as can be seen in Fig. 3-8.

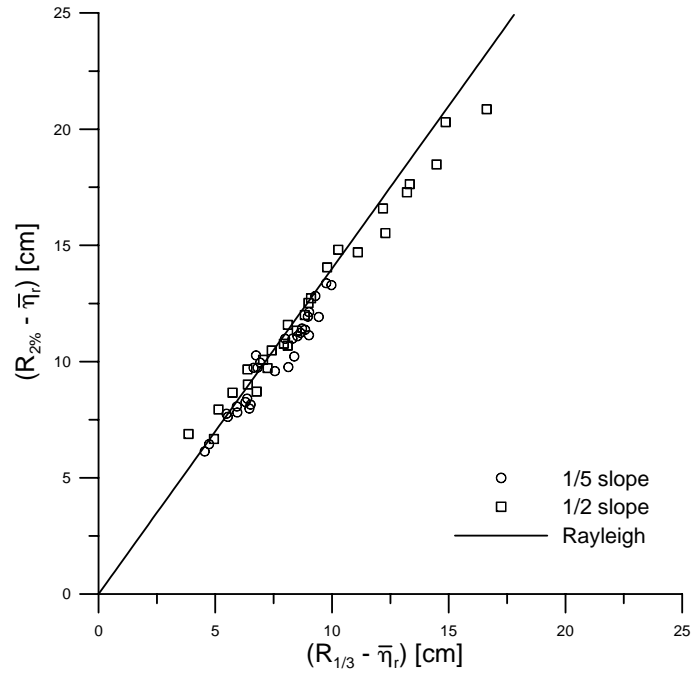


Fig. 3-7: Relationship between $(R_{2\%} - \bar{\eta}_r)$ and $(R_{1/3} - \bar{\eta}_r)$ for 1/5 and 1/2 slope tests.

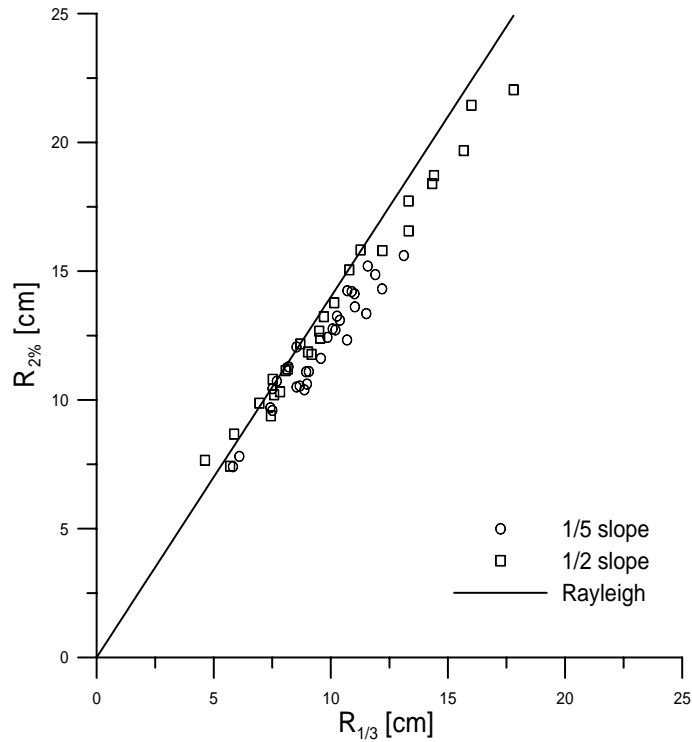


Fig. 3-8: Relationship between $R_{2\%}$ and $R_{1/3}$ for 1/5 and 1/2 slope tests.

Fig. 3-9 examines the accuracy of Eq. (16) for $\tan\theta=1/5$ and $1/2$. The slope correction term $(\sigma_r \tan\theta)$ improves the agreement in comparison with $(R_{1/3} - \bar{\eta}_r) = 2\sigma_r$ based on the Gaussian shoreline fluctuations. This slope correction will not be valid when the slope becomes steeper and the slope angle θ approaches 90° .

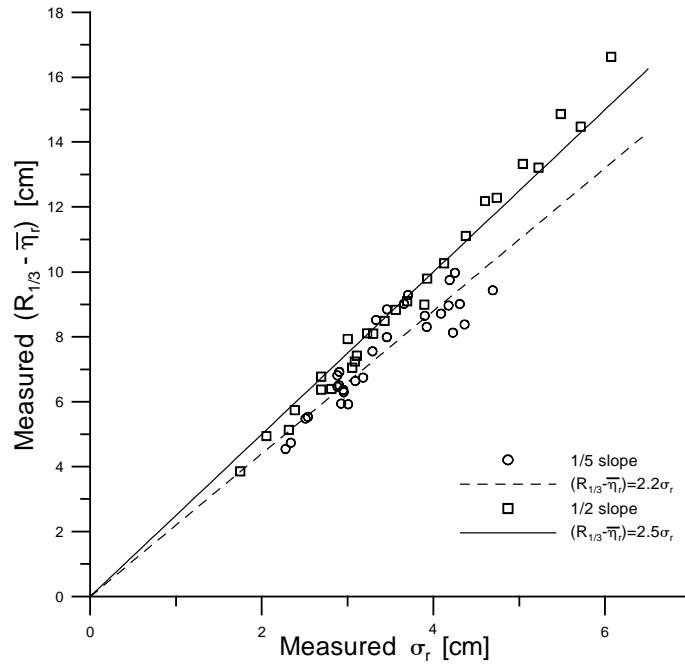


Fig. 3-9: Empirical formula $(R_{1/3} - \bar{\eta}_r) = 2.2\sigma_r$ and $2.5\sigma_r$ for 1/5 and 1/2 slopes.

3.5 COMPARISON WITH EXPERIMENTS

In this chapter, the comparisons of the numerical model with the experiments are shown. First, the measured and predicted cross-shore variations of $\bar{\eta}$, σ_η , \bar{u} and σ_u for the 15 pairs of the two repeated tests for the 1/5 slope experiment are presented. Second, the permeability effects on $\bar{\eta}$, σ_η , \bar{u} and σ_u as well as the sensitivities of the numerical model to the roller effect, the breaker ratio parameter and bottom friction factor on the porous slope are

examined. Last, the measured wave runup statistics for the 1/5 and 1/2 slope experiments are compared with the results of the time-averaged probabilistic model.

3.5.1 CROSS-SHORE WAVE TRANSFORMATION

Fig. 3-4 - Fig. 3-9 indicate that Eqs. (15), (16) and (17) may be used to predict the wave runup heights $R_{1/3}$ and $R_{2\%}$ as well as the value of R for the specified exceedance probability P if the mean $\bar{\eta}_r$ and standard deviation σ_r of the shoreline fluctuations can be predicted accurately by the numerical model based on Eqs. (3) - (14). For each of the 57 tests, the bottom profiles $z_b(x)$ and $z_p(x)$ and the measured values of T_p , $\bar{\eta}$ and σ_η at $x=0$ are specified as input to the numerical model. The output of the numerical model includes the cross-shore variations of the variables in Eqs. (3) - (12), the reflected wave height given by Eq. (13), and the values of $\bar{\eta}_r$ and σ_r in Eq. (14). The only empirical parameter calibrated here is the breaker ratio parameter γ in Eq. (12). Use is made of $\gamma = 0.7$ calibrated by Kobayashi et al. (2005) who compared the numerical model with the experiment in which the 1/5 permeable slope in Fig. 3-3 was replaced by a submerged porous breakwater. The increase of γ causes the landward shift of irregular wave breaking on the gently sloping beach. The calibration of γ is made by comparing the measured and computed cross-shore variations of $\bar{\eta}$, σ_η , \bar{u} and σ_u . The overall agreement is good except for the 1/2 slope tests with $T_p = 1.5$ and 2.4 s. For these tests, $\gamma = 0.8$ is used to improve the agreement but the reason for this increase of γ is not clear. The other empirical parameters calibrated by Kobayashi et al. (2005) are the slope adjustment factor $b=3$ in Eq. (10), the bottom friction factor on the stone slope, $f_b = 0.01$ in Eq. (14), and the turbulent porous flow resistance factor $\beta_0 = 5$ in Eq. (8). These values are used here in the subsequent analysis without any

additional calibration. In the following, the roller effect is not included to reduce the number of the empirical parameters except in Section 5.3.

Fig. 7 - Fig. 8 compare the measured and predicted cross-shore variations of $\bar{\eta}$, σ_η , \bar{u} and σ_u and the bottom profiles $z_b(x)$ and $z_p(x)$ for 3 pairs of the two repeated tests (runs 1 and 2) for the 1/5 slope experiment. The rest of the pairs are shown in de los Santos and Kobayashi (2005). The tests were repeatable, indicating the reliability of the data. The computed results in the region of small water depth above SWL are reproducible, implying the numerical stability in the region of numerical difficulties. The numerical model slightly overpredicts the wave setup $\bar{\eta}$ near the shoreline. The agreement for σ_η is good partly because the measured σ_η did not vary much. The comparisons for \bar{u} and σ_u are somewhat ambiguous because the computed u is the depth-averaged velocity but the measured u corresponded to the mid-depth elevation. The agreement for \bar{u} is better than expected from the previous comparison for a submerged breakwater by Kobayashi et al. (2005). The standard deviation σ_u is overpredicted slightly. On the other hand, the comparisons with the 27 tests in the 1/2 slope experiment were presented in the report by Kearney and Kobayashi (2001) who used the earlier version of this numerical model by Johnson and Kobayashi (1998). The present numerical model has also been compared with the 27 tests and the agreement has been found to be very similar because the major improvement here is essentially limited to the region near the shoreline where η and u were not measured.

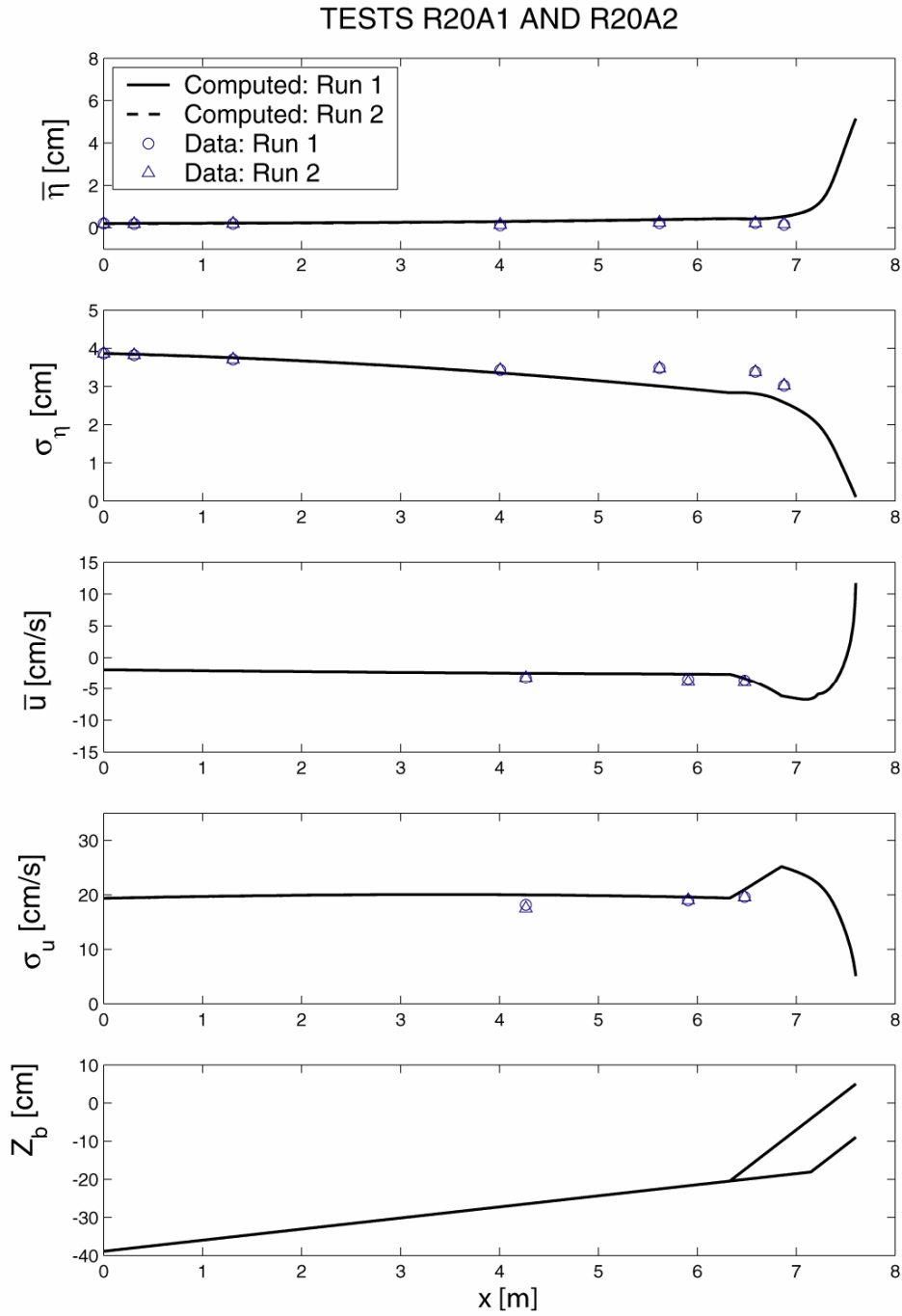


Fig. 3-10: Measured and predicted cross-shore variations of mean and standard deviation of η and u above bottom profile z_b for tests R20A1 and R20A2 on 1/5 slope.

TESTS R20B1 AND R20B2

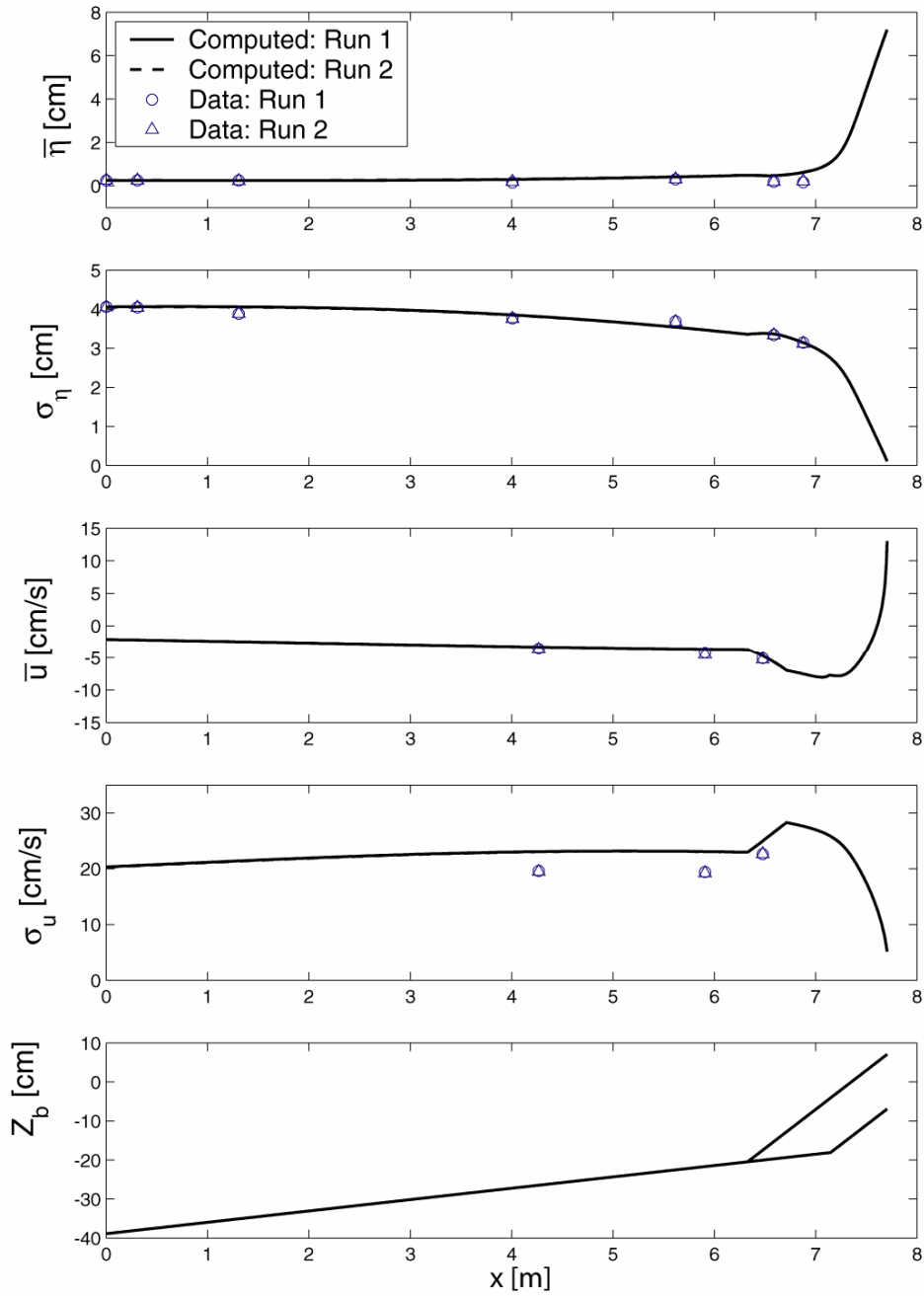


Fig. 3-11: Measured and predicted cross-shore variations of mean and standard deviation of η and u above bottom profile z_b for tests R20B1 and R20B2 on 1/5 slope.

3.5.2 EFFECTS OF POROUS LAYER

To examine the permeability effects on $\bar{\eta}$, σ_η , \bar{u} and σ_u , computation is also made for the 1/5 slope tests with no permeable layer by specifying $z_p = z_b$ and $h_p = 0$ in Eqs. (8) and (9). The empirical parameters used in the computations are $\gamma = 0.7$, $\beta_o = 5$, $b = 3$ and $f_b = 0.01$. The permeability effects tend to increase with the increase of the toe depth d_t and with the decrease of the period T_p . Consequently, the computed results for the test with the largest $d_t = 24.6$ cm and the smallest $T_p = 1.59$ s are presented in Fig. 3-12 where $H_{\text{rms}} = 11.59$ cm at $x = 0$. The cross-shore variations above the 1/5 slope are shown to differentiate the computed variations on the porous and impermeable slopes. The wave setup $\bar{\eta}$ reaches a higher elevation as it approaches tangential to the impermeable slope. The standard deviation σ_η decreases landward more gradually because of no energy dissipation due to porous flow resistance. The return current \bar{u} is negative (offshore) on the impermeable slope, whereas \bar{u} becomes positive above the still water shoreline on the porous slope because of infiltration and return flow inside the porous layer. The computed mean discharge velocity \bar{v} is of the order of -0.3 cm/s and the corresponding standard deviation σ_v is about 1 cm/s as shown in Fig. 5-19. Obviously, \bar{v} and σ_v are zero for the impermeable slope. The standard deviation σ_u of the horizontal velocity u above the slope is much larger than σ_v and decreases landward more gradually on the impermeable slope.

The figure shows the computed cross-shore variations of n , a , Q and σ_* . The ratio n between the group and phase velocities in Eq. (2) is almost unity in the shallow water on the 1/5 slope. The coefficient a in Eq. (12) increases landward with the decrease of \bar{h} and significantly increases D_B due to intense wave breaking on the 1/5 slope. The fraction Q of

breaking waves in Eq. (10) increases rapidly over the 1/5 slope and indicates the breaking of all waves in the region $x > 6.9$ m. The ratio $\sigma_* = \sigma_\eta / \bar{h}$ increases landward but is less than unity due to the empirical adjustment for $\sigma_* > \sigma_{*c} = \gamma / \sqrt{8}$ discussed below Eq. (10).

The next figure shows the cross-shore variations of $S_{xx}^* = S_{xx} / \rho g$ and $\tau_b^* = \tau_b / \rho g$ involved in the momentum equation in Eq. (3). S_{xx} decreases rapidly due to wave breaking in the region of $Q = 1$ and causes the increase of the wave setup. τ_b is negative because $\bar{u} < 0$ except above the still water shoreline on the porous slope because of infiltration into the permeable layer. $|\tau_b|$ is somewhat larger on the impermeable slope due to the larger σ_u on the impermeable slope.

Fig. 5-20 shows the computed cross-shore variations of $F^* = F / \rho g$, $D_B^* = D_B / \rho g$, $D_r^* = D_r / \rho g$ and $D_f^* = D_f / \rho g$ involved in the energy equation in Eq. (3). The wave energy flux F decreases landward due to the energy dissipation but the difference between the values on the porous and impermeable slopes is small. This is because the energy dissipation rate D_B due to wave breaking increases on the impermeable slope for which the energy dissipation rate D_r due to porous flow resistance is zero. The energy dissipation rate D_f due to the bottom friction is of the order of $0.02 D_B$. The computed results in Fig. 3-12 may not be very accurate but indicate the interconnected nature of the variables in Eqs. (3) – (12).

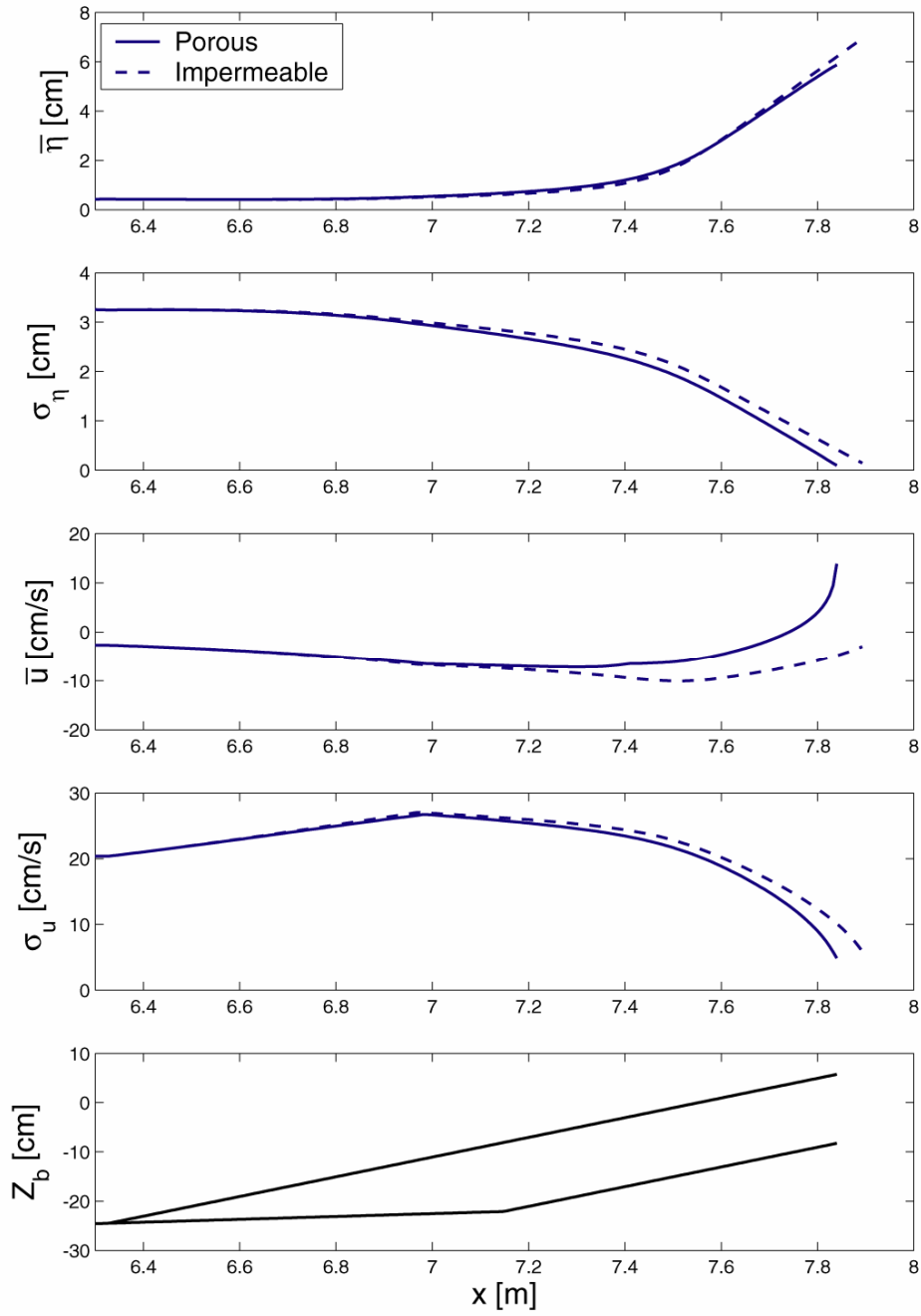


Fig. 3-12: Permeability effects on $\bar{\eta}$, σ_{η} , \bar{u} and σ_u for test R24A1.

3.5.3 SENSITIVITY TO ROLLER EFFECT

In this section the sensitivity of the computed results to the roller effect is investigated. Fig. 3-13 shows the measured and computed $\bar{\eta}$, σ_η , \bar{u} and σ_u for test R20B1 where IROLL = 1 and IROLL = 0 indicate the computed results with and without the roller volume flux q_r in Eqs. (2) and (6). The empirical parameters used in the computations are $\gamma = 0.7$, $\beta_o = 5$, $b = 3$ and $f_b = 0.01$. The inclusion of the roller volume flux q_r increases significantly the wave setup $\bar{\eta}$ near the still water shoreline, while the effect on $\bar{\eta}$ over the gentler impermeable beach slope is negligible. The standard deviations of the free surface elevation and horizontal velocity σ_η and σ_u decrease landward more gradually with IROLL = 1 near the still water shoreline where the wave energy flux $F = \rho g C_g \sigma_\eta^2$ in the adopted wave energy equation (3) has no effect of q_r . The mean horizontal velocity \bar{u} becomes more negative (seaward), on the porous slope due to the contribution of the roller volume flux q_r in Eq. (8), whereas the onshore mean velocity \bar{u} above the still water shoreline is reduced.

The inclusion of the roller effect with the additional empirical parameter β_r did not necessarily improve the agreement as was the case for sand beaches (Kobayashi et al., 2005). Consequently, the roller effect has been neglected for the rest of the computed results in this report.

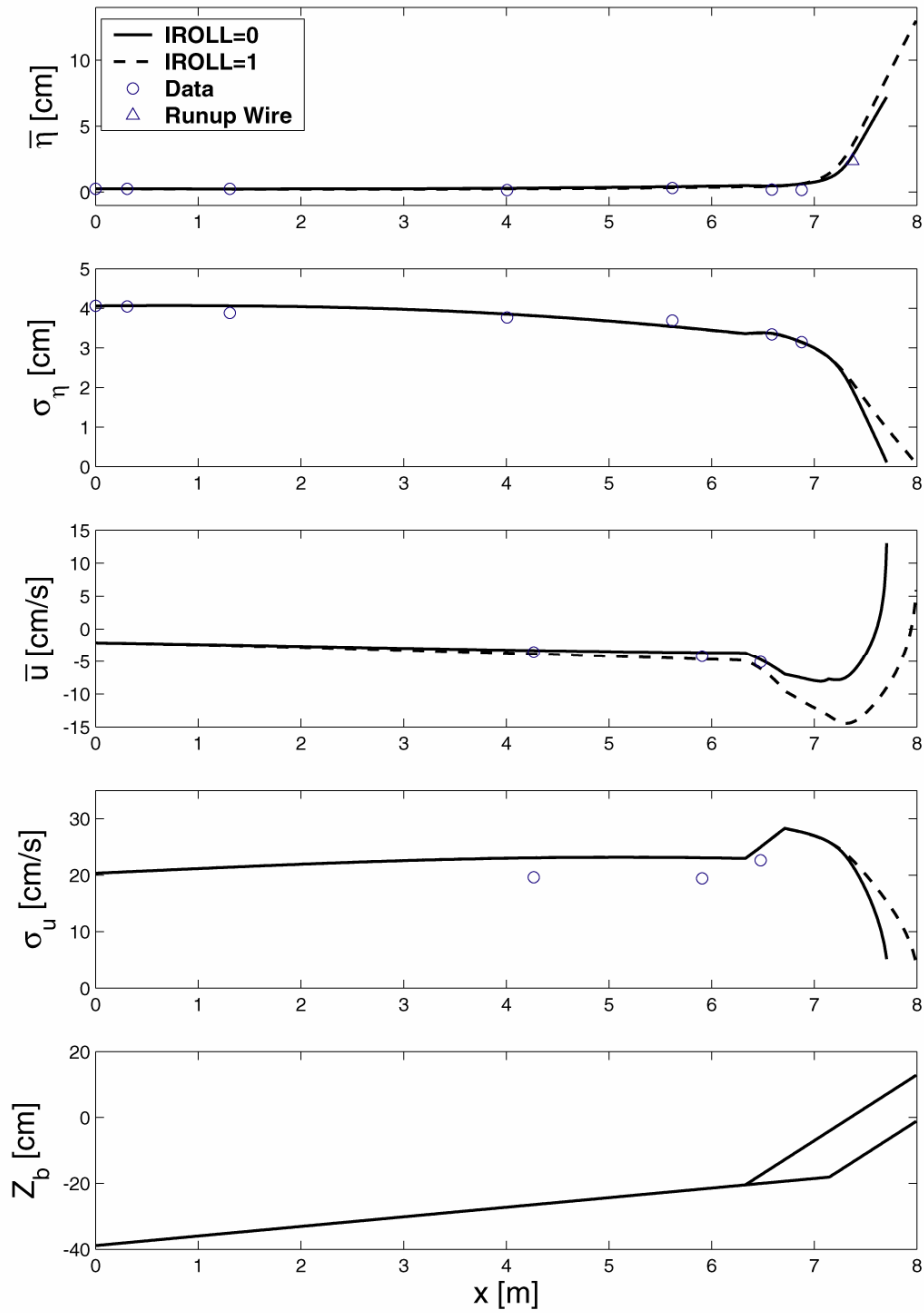


Fig. 3-13: Measured and computed $\bar{\eta}$, σ_{η} , \bar{u} and σ_u for test R20B1 where IROLL = 0 and 1 indicate the computed results with and without the roller volume flux q_r .

3.5.4 SENSITIVITY TO BREAKER RATIO PARAMETER

The breaker ratio parameter γ in Eq. (12) is varied here to analyze the sensitivity of the computed results to this parameter. Table 7 shows the estimated values of the breaker ratio parameter γ using the empirical formula by Battjes and Stive (1985)

$$\gamma = 0.5 + 0.4 \tanh(33s_o) \quad (18)$$

with $s_o = H_{rmso} / L_{op} =$ deep-water wave steepness. H_{rmso} and L_{op} are the equivalent deep water root-mean-square wave height and wavelength, respectively, based on linear wave shoaling for periodic waves with frequency $1/T_p$. The estimated values are in the range of 0.6 - 0.8 for all the 1/5 slope tests. Consequently, computations are made with $\gamma = 0.6, 0.7$ and 0.8 . Fig. 3-14 shows the comparisons between the measured and computed $\bar{\eta}, \sigma_\eta, \bar{u}$ and σ_u for test R20B1 for $\gamma = 0.6, 0.7$ and 0.8 . The decrease of γ reduces the depth-limited wave height H_m in Eq. (10), and increases Q and D_B in Eq. (12). This increase of D_B in Eq. (3) results in the decrease of $\sigma_\eta, |\bar{u}|$ and σ_u and the increase of $\bar{\eta}$ on the impermeable beach. However, $\bar{\eta}$ is reduced slightly on the permeable 1/5 slope due to the decrease of σ_η . As a whole, $\gamma = 0.7$ predicts σ_η better for most of the 1/5 slope tests and $\gamma = 0.7$ is used for all the 1/5 slope tests.

Table 7: Estimated breaker ratio parameter γ using Battjes and Stive (1985).

Test	H_{rms} [m]	d_1 [m]	T_p [s]	s_o	γ
R16A1	0.100	0.349	1.5	0.029	0.80
R16B1	0.105	0.349	2.3	0.012	0.65
R16C1	0.068	0.349	3.0	0.004	0.56
R18A1	0.105	0.369	1.5	0.031	0.81
R18B1	0.097	0.369	2.3	0.011	0.64
R18C1	0.072	0.369	3.0	0.005	0.56
R20A1	0.109	0.389	1.5	0.032	0.81
R20B1	0.115	0.389	2.3	0.013	0.67
R20C1	0.074	0.389	3.0	0.005	0.56
R22A1	0.114	0.409	1.5	0.034	0.82
R22B1	0.121	0.409	2.3	0.014	0.67
R22C1	0.078	0.409	3.0	0.005	0.57
R24A1	0.116	0.429	1.5	0.034	0.83
R24B1	0.122	0.429	2.3	0.014	0.68
R24C1	0.080	0.429	3.0	0.005	0.57

H_{rms} = measured root-mean-square wave height at wave gauge 1; d_1 = water depth at wave gauge 1; T_p = peak period; s_o = deep water steepness; γ = breaker ratio parameter

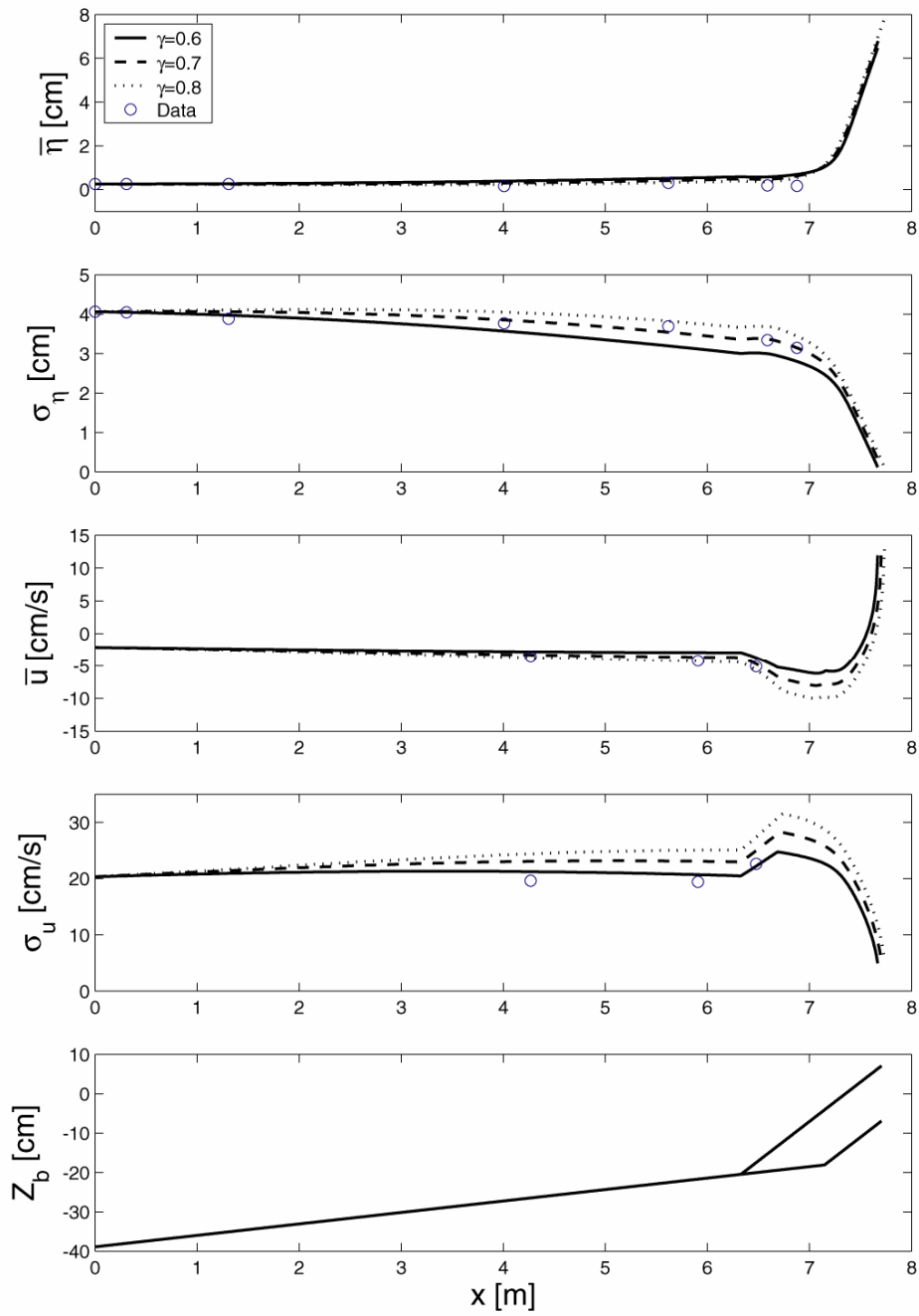


Fig. 3-14: Sensitivity to breaker ratio parameter $\gamma = 0.6, 0.7$ and 0.8 for test R20B1.

3.5.5 WAVE RUNUP STATISTICS

Fig. 3-15 and Fig. 3-16 compare the measured and predicted values of the mean $\bar{\eta}_r$ of the shoreline elevation η_r for the 1/5 and 1/2 slope experiments, respectively, for the different values of T_p . Fig. 3-17 and Fig. 3-18 compare the standard deviation σ_r for both experiments. The agreement is fair except for $\bar{\eta}_r$ on the 1/2 slope. The computed $\bar{\eta}_r$ for $T_p = 2.4$ and 4.7 s is too large in comparison with the measured $\bar{\eta}_r$ of about 1 cm. The effect of this overprediction on $R_{1/3}$ and $R_{2\%}$ is minor because σ_r on the 1/2 slope for $T_p = 2.4$ and 4.7 s is of the order of 4 cm and much larger than the measured $\bar{\eta}_r$.

Fig. 3-19 and Fig. 3-20 compare the measured and predicted significant runup heights $R_{1/3}$ for the 1/5 and 1/2 porous slope experiments for the different values of T_p , where $R_{1/3}$ is predicted using Eq. (16). The numerical model predicts $R_{1/3}$ within the error of about 20% partly because the slope correction is included in Eq. (16) empirically.

Fig. 3-21 and Fig. 3-22 compare the measured and predicted 2% runup heights $R_{2\%}$ where use is made of Eq. (17). The empirical formula of van der Meer and Janssen (1995) is also compared with the data. For the case of normally incident waves on a slope with no berm, this formula can be expressed as

$$R_{2\%} = 1.5 \xi \gamma_f \gamma_h H_{1/3} \quad \text{with} \quad \xi \leq 2 \quad (19)$$

with

$$\xi = \left(\frac{gT_p^2}{2\pi H_{1/3}} \right)^{0.5} \tan \theta \quad ; \quad \gamma_h = 1 - 0.03 \left(4 - \frac{d_t}{H_{1/3}} \right)^2 \quad \text{if} \quad \frac{d_t}{H_{1/3}} < 4 \quad (20)$$

where ξ = surf similarity parameter; $H_{1/3}$ = significant wave height at the toe of the slope; γ_f = reduction factor due to slope roughness; γ_h = reduction factor due to wave breaking on a shallow foreshore which is less than unity if $(d_t / H_{1/3}) < 4$. Eq. (19) implies that (1.5ξ) is replaced by 3.0 if $\xi > 2$. The reduction factor γ_h based on the measured ratio, $H_{2\%} / (1.4 H_{1/3})$, on a foreshore slope of 1/100 with $H_{2\%} = 2\%$ wave height is assumed to be valid for the present beach slopes of 1/34.4 and 1/32.1. The reduction factor γ_f for a rubble layer with two or more stone diameter thickness was suggested to be in the range of 0.50 – 0.55 for $\xi < 4$ and larger for $\xi > 4$ but $\gamma_f = 0.52$ is used here to obtain the fair agreement shown in Fig. 3-21 and Fig. 3-22. The significant wave height $H_{1/3}$ for each test is obtained from the time series of the free surface elevation measured by the wave gauge at the toe of the slope. For the 1/5 slope tests, $0.97 < \xi < 2.23$ and $0.78 < \gamma_h < 0.91$. For the 1/2 slope tests, $2.85 < \xi < 9.33$ and $0.61 < \gamma_h < 0.86$. Eq. (27) developed originally for $0.5 < \xi < 5$ is applied here for $0.97 < \xi < 9.33$. Fig. 3-21 and Fig. 3-22 indicate that the numerical model and empirical formula predicts $R_{2\%}$ within the error of about 20%. It should be noted that the numerical model uses the measured H_{rms} outside the surf zone instead of the measured $H_{1/3}$ at the toe of the slope.

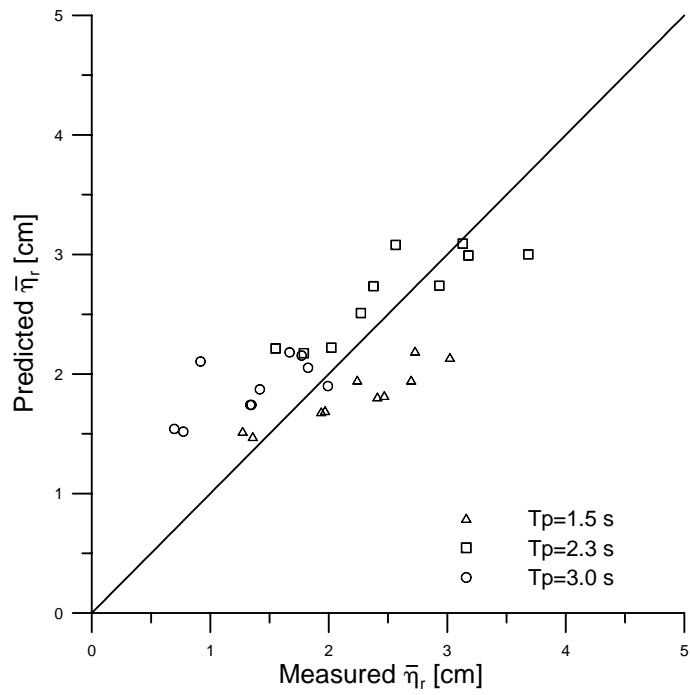


Fig. 3-15: Measured and predicted mean shoreline elevations $\bar{\eta}_r$ for 1/5 slope tests.

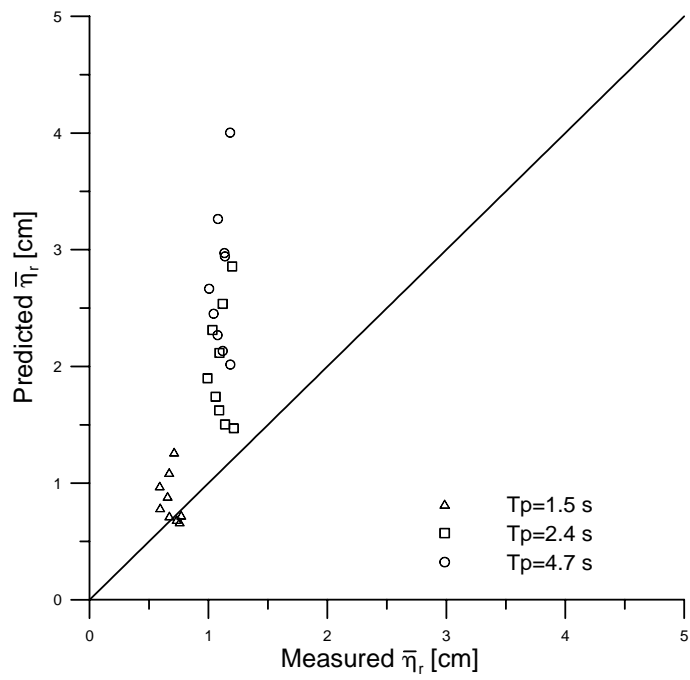


Fig. 3-16: Measured and predicted mean shoreline elevations $\bar{\eta}_r$ for 1/2 slope tests.

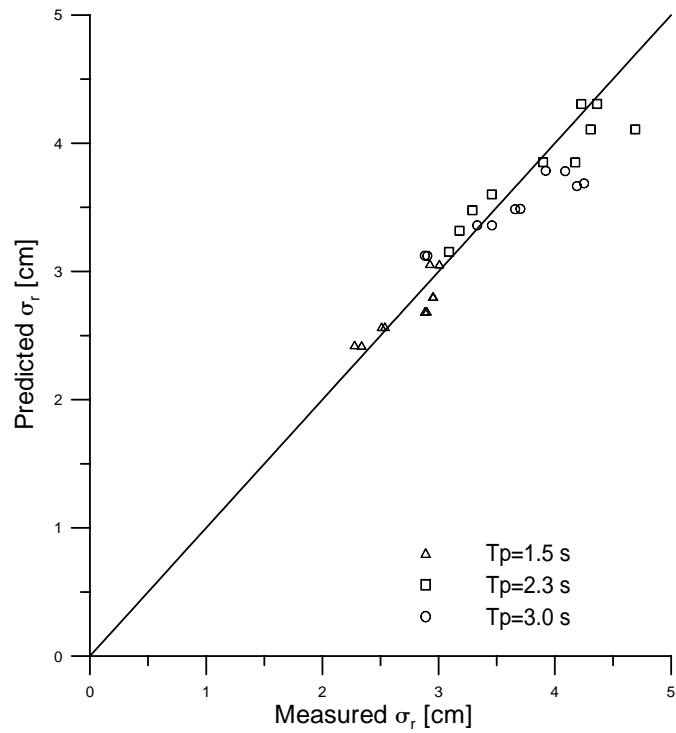


Fig. 3-17: Measured and predicted standard deviations of shoreline oscillations σ_r for 1/5 slope tests.

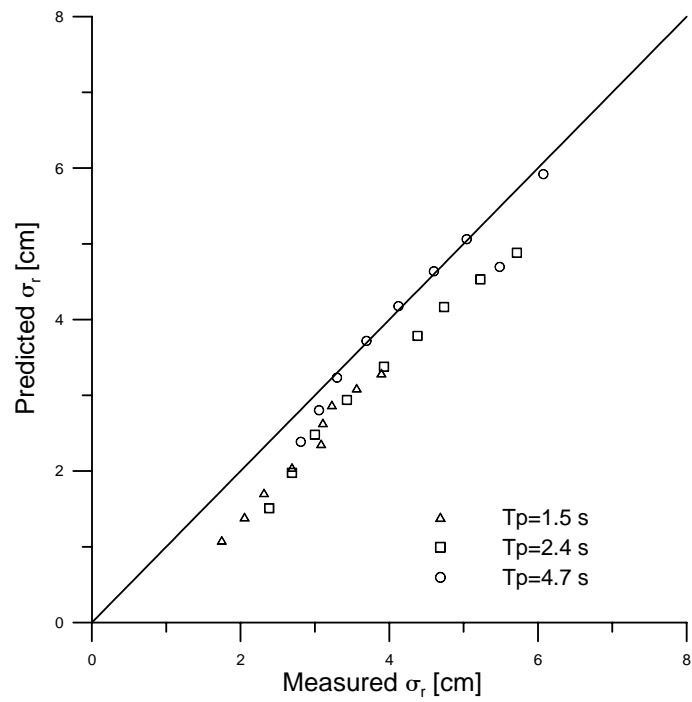


Fig. 3-18: Measured and predicted standard deviations of shoreline oscillations σ_r for 1/2 slope tests.

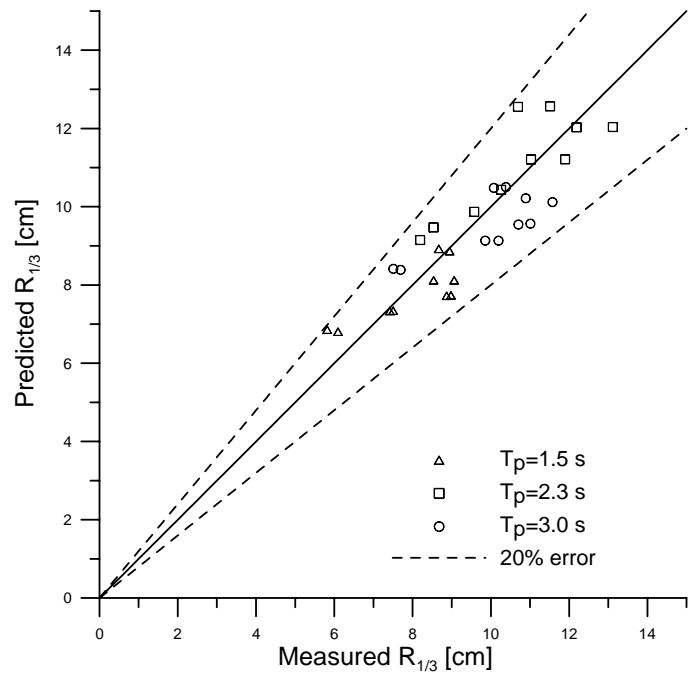


Fig. 3-19: Measured and predicted significant runup heights $R_{1/3}$ for 1/5 slope tests.

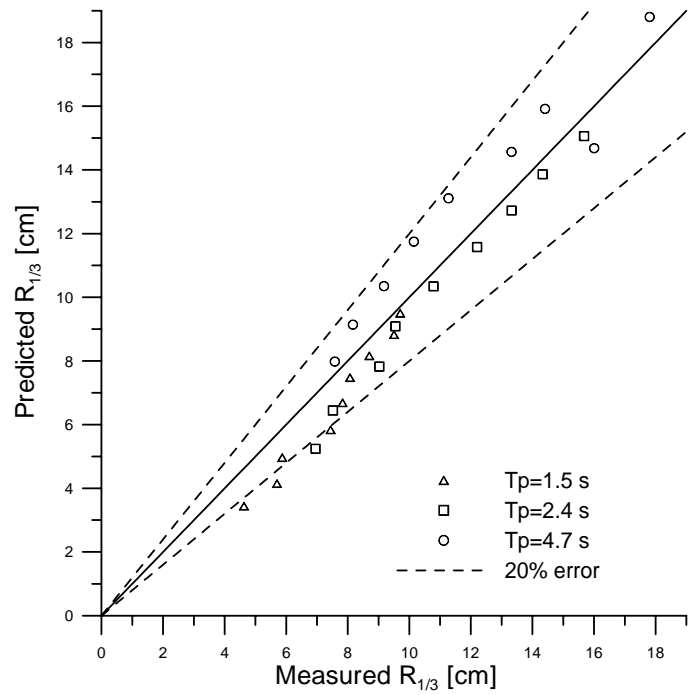


Fig. 3-20: Measured and predicted significant runup heights $R_{1/3}$ for 1/2 slope tests.

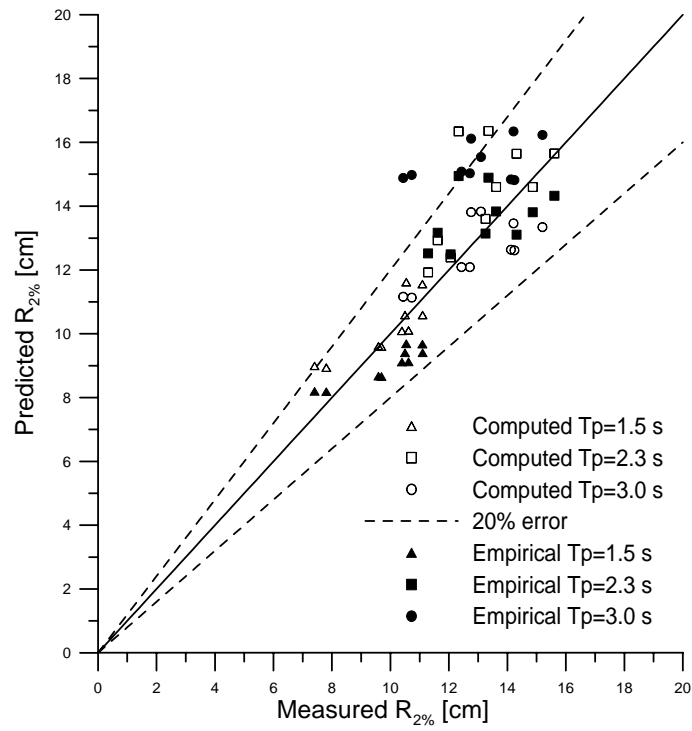


Fig. 3-21: Measured and predicted 2% runup heights $R_{2\%}$ for 1/5 slope tests.

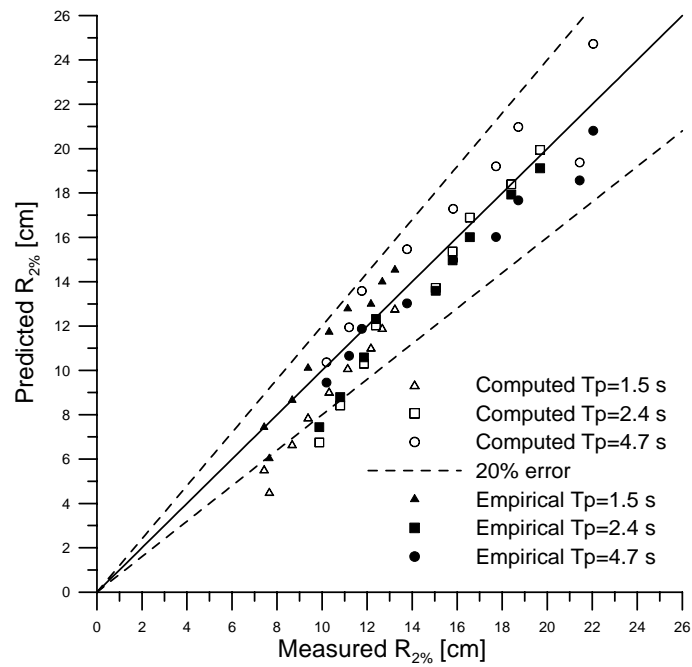


Fig. 3-22: Measured and predicted 2% runup heights $R_{2\%}$ for 1/2 slope tests.

3.5.6 WAVE REFLECTION COEFFICIENT

Fig. 3-23 and Fig. 3-24 compare the measured and predicted reflection coefficient r at $x=0$ for the 1/5 and 1/2 slope experiments, respectively, where r is predicted using Eq. (13). The numerical model overpredicts r for the 1/5 slope and underpredicts r for the 1/2 slope. The error is of the order of 30%. The wave reflection coefficient estimated from the residual wave energy flux at the still water shoreline may be crude but is useful in estimating the order of magnitude of wave reflection using the time-averaged model.

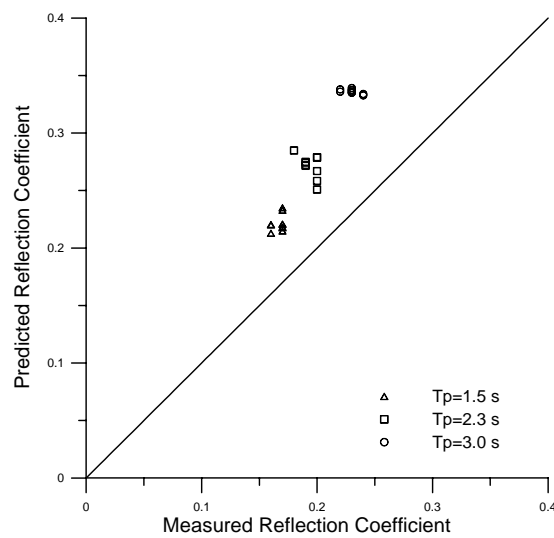


Fig. 3-23: Measured and predicted wave reflection coefficients r for 1/5 slope tests.

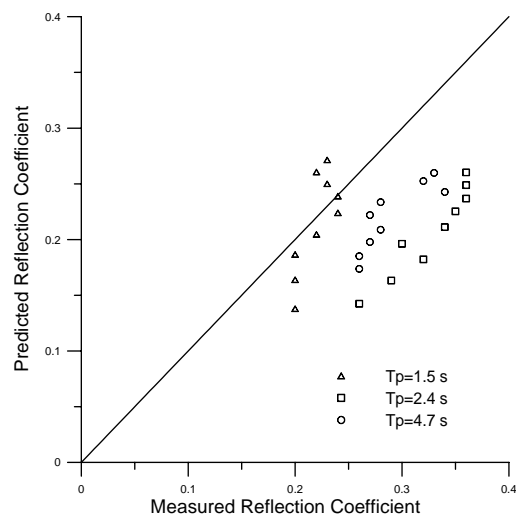


Fig. 3-24: Measured and predicted wave reflection coefficients r for 1/2 slope tests.

CAPÍTULO 4 INFILTRACIÓN Y REBASE SOBRE PENDIENTES POROSAS

4.1 INTRODUCCIÓN

La estimación del caudal de rebase sobre una estructura costera es un parámetro de diseño importante porque determina la cota de coronación de la estructura. Para estructuras rebasables, se necesita calcular el flujo de masa y energía transmitida a través y por encima de la estructura (Zanuttigh and Lamberti 2006). El rebase de una playa de material grueso puede causar daños a las estructuras situadas en las zonas adyacentes (Allan and Komar 2002). En consecuencia, se han realizado un gran número de trabajos experimentales para la determinación de los caudales de rebase bajo distintas condiciones y casos específicos de estructuras (Steendam et al. 2004). En la actualidad también se están realizando campañas de campo para intentar disminuir los efectos de escala (Troch et al. 2004). Sin embargo, los caudales de rebase no se pueden estimar con la suficiente exactitud, donde los errores típicos son de orden 10 para pequeños caudales de rebase (Pozueta et al. 2004). Con el objeto de mejorar nuestro entendimiento sobre el proceso de rebase de estructuras porosas, este capítulo analiza el efecto del rebase en la función de distribución del runup para oleaje irregular, el

fenómeno de infiltración a través de una pendiente permeable, y el efecto de la infiltración sobre los caudales de rebase. Verhagen et al. (2004) demostró experimentalmente que los efectos de infiltración sobre crestas anchas pueden ser muy sustanciales.

En primer lugar se describen los experimentos realizados para medir la función de distribución del runup y los caudales de infiltración y rebase sobre pendientes permeables con crestas anchas. Segundo, el modelo promediado en el tiempo para el análisis de la transmisión del oleaje sobre estructuras sumergidas (Kobayashi et al. 2006b) y el modelo probabilístico desarrollado en los anteriores capítulos ha sido mejorado para permitir el flujo de masa hacia la costa debido a infiltración y. Una distribución de Weibull ha sido ajustada a la función de distribución medida del runup sobre estructuras rebasables para predecir la probabilidad de rebase P_o . El flujo de infiltración dominado por el setup en la capa permeable es analizado para obtener una formulación simple para la estimación del flujo de infiltración. El caudal de rebase normalizado por el flujo de masa de agua hacia la costa en la línea de costa en reposo se ha expresado en función de P_o , donde la anchura de la cresta sobre el máximo setup ha sido incluido en la formulación. Tercero, se compara el modelo con los datos experimentales y se muestra que el runup significativo y el 2%, el coeficiente de reflexión, así como los caudales de rebase e infiltración son predichos por el modelo. Sin embargo, el modelo necesita ser comparado con experimentos de laboratorio adicionales y con datos de campo.

A continuación se describen primero los experimentos ya que las formulas propuestas están basadas en las observaciones de laboratorio. Segundo, el modelo numérico basado en las ecuaciones promediadas en el tiempo de continuidad, cantidad de movimiento y flujo de energía, es extendido para predecir caudales de infiltración y rebase. Tercero, el modelo es comparado con los datos experimentales. Finalmente, se presenta un resumen de los principales resultados de este capítulo.

4.2 EXPERIMENTOS

Se han realizado 22 tests con oleaje irregular en un canal de oleaje para analizar los procesos de infiltración y rebase sobre una pendiente permeable de pendiente 1/5. A continuación se describe el dispositivo experimental usado para los tests de infiltración (S) y de infiltración y rebase (OS) y resume los experimentos de rebase (O) ejecutados por Kobayashi and Raichle (1994) con un revestimiento de pendiente 1/2. Los datos obtenidos han sido utilizados para el desarrollo y la validación del modelo numérico.

4.2.1 DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

Los experimentos se han llevado a cabo en un canal de oleaje de 33 m de largo, 0.6 m de ancho y 1.5 m de alto, Fig. 8. El oleaje irregular generado por una pala tipo pistón estaba basado en el espectro TMA. Se instaló en el canal una playa impermeable de pendiente 1:34.4 y una rampa porosa de 14 cm de espesor y pendiente 1/5. La masa media del material granular que forma la rampa porosa era $M_{50}=118$ g. La densidad del material era $\rho_s=2.96$ g/cm³, la porosidad $n_p=0.5$ y el diámetro nominal $D_{n50} = (M_{50} / \rho_s)^{1/3} = 3.4$ cm. No se detectó ningún movimiento de las piezas durante los experimentos.

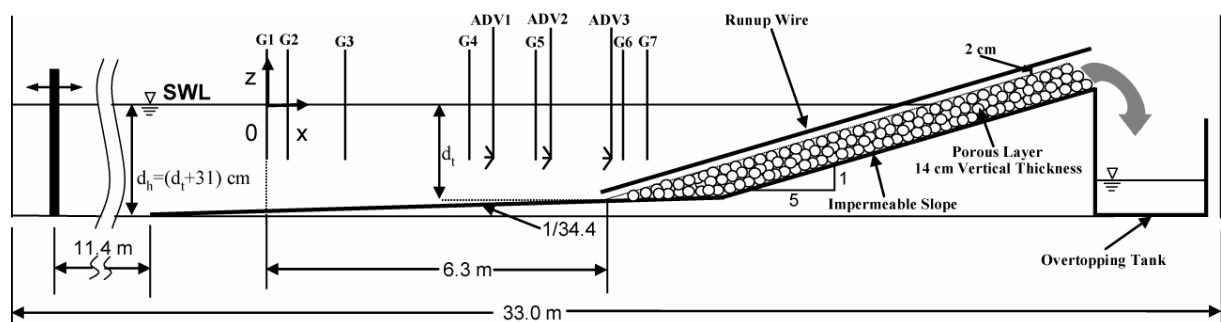


Fig. 8: Dispositivo experimental de los ensayos con pendiente 1/5.

La altura de ola media cuadrática H_{rms} , definida como $H_{rms} = \sqrt{8} \cdot \sigma_\eta$, con σ_η = desviación típica de las oscilaciones de la superficie libre η , está basada en las olas más grandes que se pudieron generar sin que hubiera rotura de olas en las cercanías de la pala. El eje horizontal x es positivo hacia la costa con $x=0$ en la posición del sensor 1 (G1), y el eje vertical z es positivo hacia arriba con $z=0$ en el nivel del agua en reposo (SWL), como se muestra en la Fig. 1. Los sensores de nivel 1, 2 y 3 estaban situados justamente fuera de la zona de rompientes y se usaron para separar la onda incidente de la reflejada asumiendo teoría lineal. El coeficiente de reflexión estaba en el rango 0.16 – 0.24. El resto de los sensores de nivel estaban situados en posiciones fijas destinados a medir la transformación del oleaje irregular sobre la pendiente impermeable y la rampa porosa. El medidor de runup se situó paralelo a la pendiente porosa 2 cm por encima de la superficie media aproximada del material granular que forma la capa permeable. Durante la realización de cada test, se usaron 7 sensores de nivel capacitivos y 1 sensor de runup, también capacitivo, para medir las oscilaciones de la superficie libre y de la línea de costa, respectivamente. Las 3 componentes de la velocidad fueron medidas simultáneamente en 3 puntos a lo largo de la zona de rompientes, usando correntímetros acústicos Doppler (ADV) de 3 componentes. Los tres correntímetros estaban ubicados en la mitad de la columna de agua. Se usó un tanque adosado al extremo superior de la pendiente porosa para recoger y medir el volumen de agua procedente de infiltración y rebase. La elevación del borde del tanque sobre el pié de la pendiente porosa era de 27.2 cm.

La geometría de la coronación de los 12 tests de infiltración se muestra en la parte superior de la Fig. 9 donde la cota de coronación es $R_c = (39.1 - d_t)$ cm sobre el nivel del agua en reposo. La elevada cota de la coronación no permitía que se produjera rebase. Los caudales de rebase por unidad de anchura, q_s , estaban en el rango 0.04 – 5.57 cm²/s, como se muestra en la Table 8. Para permitir el rebase significativo, la cota de coronación R_c fue reducida a $R_c = (30.2 - d_t)$ cm como se muestra en la parte inferior de la Fig. 9. El caudal unitario

combinado de rebase e infiltración, q_{os} , para los 10 tests estaba en el rango de 0.11 – 12.56 cm^2/s . El caudal almacenado en el tanque aumentó en un factor de 2 a 3 para las mismas condiciones de oleaje debido a la reducción de la cota de coronación.

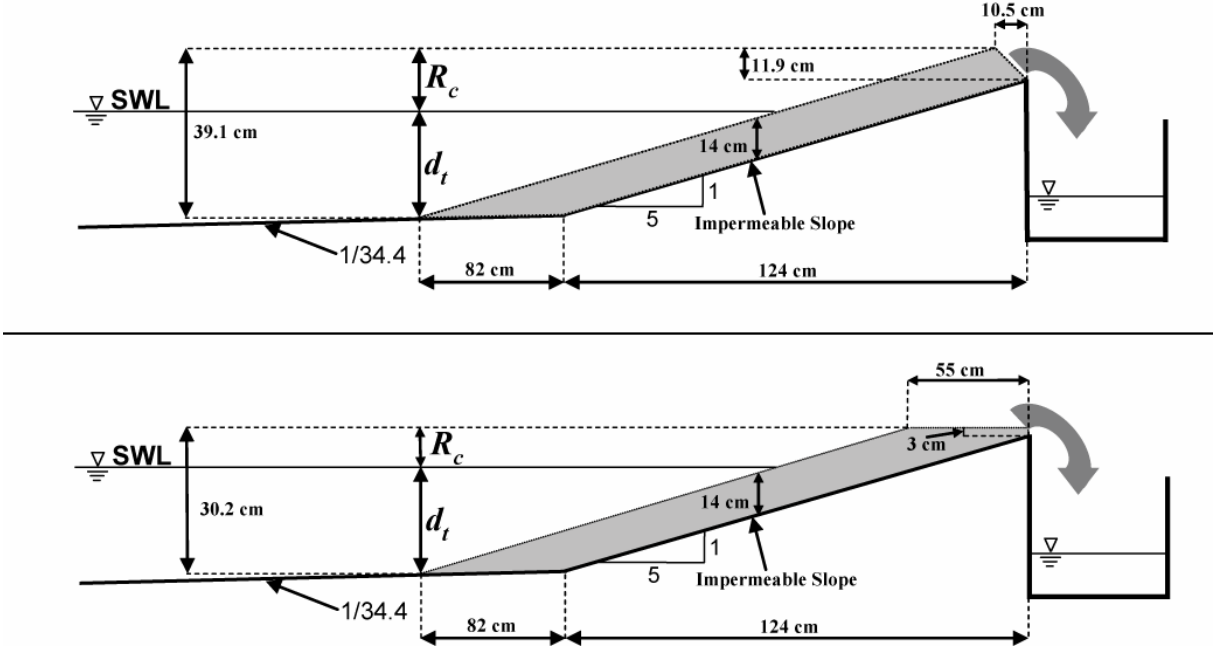


Fig. 9: Geometría de la coronación para los tests de infiltración (arriba) y rebase e infiltración (abajo).

Tablas 1 y 2 resumen las condiciones de oleaje fuera de la zona de rompientes para los tests de infiltración (S) y los de rebase e infiltración (OS) donde d_1 , T_p y H_{rms} = profundidad, periodo de pico espectral y altura de ola media cuadrática medida en el sensor 1, respectivamente.

Table 8: Características del oleaje en el sensor 1 para los tests de infiltración (S).

Test	d_1 [cm]	T_p [s]	H_{rms} [cm]	d_t [cm]	R_c [cm]	q_s [cm ² /s]	r
RS20B1	38.9	2.3	11.2	20.6	18.6	0.12	0.20
RS20B2	38.9	2.3	11.2	20.6	18.6	0.10	0.20
RS20C1	38.9	3.0	7.3	20.6	18.6	0.04	0.23
RS20C2	38.9	3.0	7.3	20.6	18.6	0.05	0.23
RS22B1	40.9	2.3	11.6	22.6	16.6	1.57	0.20
RS22B2	40.9	2.3	11.6	22.6	16.6	1.13	0.20
RS22C1	40.9	2.9	7.6	22.6	16.6	0.31	0.23
RS22C2	40.9	2.9	7.6	22.6	16.6	0.30	0.23
RS24B1	42.9	2.3	11.9	24.6	14.6	5.57	0.20
RS24B2	42.9	2.3	11.9	24.6	14.6	5.02	0.20
RS24C1	42.9	2.9	7.8	24.6	14.6	2.23	0.23
RS24C2	42.9	2.9	7.8	24.6	14.6	1.84	0.23

Table 9: Características del oleaje en el sensor 1 para los tests de rebase e infiltración (OS).

Test	d_1 [cm]	T_p [s]	H_{rms} [cm]	d_t [cm]	R_c [cm]	q_{os} [cm ² /s]	r
RO20B1	38.9	2.3	11.3	20.6	9.70	0.28	0.19
RO20C1	38.9	3.0	7.3	20.6	9.70	0.11	0.22
RO22B1	40.9	2.3	11.6	22.6	7.70	3.36	0.20
RO22B2	40.9	2.3	11.7	22.6	7.70	3.22	0.20
RO22C1	40.9	2.9	7.5	22.6	7.70	1.07	0.22
RO22C2	40.9	2.9	7.5	22.6	7.70	1.07	0.22
RO24B1	42.9	2.3	11.9	24.6	5.70	12.18	0.20
RO24B2	42.9	2.3	11.9	24.6	5.70	12.56	0.20
RO24C1	42.9	2.9	7.8	24.6	5.70	4.33	0.21
RO24C2	42.9	2.9	7.8	24.6	5.70	5.02	0.21

La Table 10 resume las condiciones de oleaje medidas en el sensor 1 para los tests de rebase (O) realizados por Kobayashi and Raichle (1994). En estos experimentos no se produjo infiltración. La Fig. 10 muestra el dispositivo experimental empleado para un revestimiento de pendiente 1/2 y una sola capa de material granular grueso de diámetro 4.23 cm. El espesor vertical de la capa de material granular era de 4.73 cm en comparación con los 14 cm en la

Fig. 9. Las cotas de coronación de la cresta $R_c = (27.3 - d_t)$ cm están entre las cotas de los tests S y OS, y los valores de T_p y H_{rms} eran un poco menores, como se muestran en la Table 10. Los coeficientes de reflexión medidos para el revestimiento de pendiente 1/2 estaban en el rango de 0.38 – 0.43 en comparación con 0.19 – 0.23 para los experimentos realizados con pendiente permeable de 1/5. En estos experimentos, el runup y las velocidades no se midieron pero se colocó un sensor de nivel sobre la coronación impermeable para medir los espesores del flujo de rebase sobre la estructura y obtener la probabilidad de rebase. Estos experimentos O son usados a continuación para examinar los efectos de infiltración sobre las caudales de rebase.

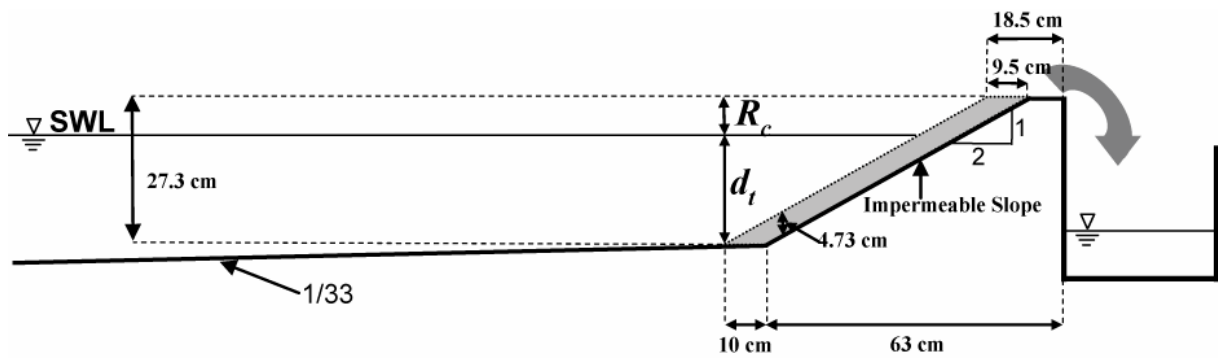


Fig. 10: Overtopping tests for 1/2 slope with single layer of stone.

Table 10: Características del oleaje en el sensor 1 para los tests de overtopping (O).

Test	d_1 [cm]	T_p [s]	H_{rms} [cm]	d_t [cm]	R_c [cm]	q_o [cm ² /s]	r
A11A	26.8	2.5	7.4	14.3	13	1.76	0.41
A12A	26.8	2.0	7.5	14.3	13	1.86	0.41
A21A	26.8	2.5	7.7	14.3	13	1.29	0.41
A22A	26.8	2.0	8.2	14.3	13	1.37	0.38
B12A	27.8	2.0	7.6	15.3	12	2.90	0.41
B22A	27.8	2.0	8.3	15.3	12	2.30	0.39
C11A	28.8	2.5	7.9	16.3	11	4.79	0.41
C12A	28.8	2.0	7.9	16.3	11	4.89	0.42
C21A	28.8	2.5	8.0	16.3	11	3.58	0.43
C22A	28.8	2.0	8.5	16.3	11	4.20	0.39
D12A	29.8	2.0	7.9	17.3	10	7.10	0.43
D22A	29.8	2.0	8.5	17.3	10	5.80	0.40

4.2.2 DISTRIBUCIÓN DEL RUNUP

El runup R se define como la máxima altura sobre el nivel medio del mar en reposo de la variación temporal de las oscilaciones de la línea de costa η_r . Las series temporales de $[\eta_r(t) - \bar{\eta}_r]$ han sido analizadas usando el método de los pasos ascendentes por cero para identificar las crestas en las series temporales. Este procedimiento es el mismo que el que se utiliza para el análisis de las crestas de olas en las series temporales de las series temporales de la superficie libre $\eta(t)$ excepto que las crestas de olas se definen como la altura medida desde el nivel medio del mar. Las tablas 4 y 5 muestran la media, $\bar{\eta}_r$, y la desviación típica, σ_r , de las elevaciones de la superficie libre η_r sobre el nivel del mar en reposo, el runup significativo $R_{1/3}$ y el runup $R_{2\%}$ correspondiente a la probabilidad de excedencia del 2% medido por el sensor de runup para los experimentos de infiltración (S) y rebase e infiltración

(OS). Se observa que el setup en la línea de costa $\bar{\eta}_r$ estaba en el rango de 0.5 – 3 cm para ambos experimentos y, por lo tanto no es nada despreciable.

Generalmente, el runup R ha sido ajustado a una distribución de Rayleigh (e.g., Van der Meer and Janssen 1995) y de Weibull (Van der Meer 1992). La distribución medida del runup $(R - \bar{\eta}_r)$ ha sido ajustada en este estudio a una distribución de Weibull

$$P(R) = \exp \left[-2 \left(\frac{R - \bar{\eta}_r}{R_{1/3} - \bar{\eta}_r} \right)^\kappa \right] \quad (21)$$

donde $P(R)$ = probabilidad de excedencia del runup R sobre el nivel del mar en reposo; $R_{1/3}$ = runup significativo, definido como el promedio de los valores correspondientes al 1/3 superior de R ; y κ = parámetro de forma con $\kappa = 2$ para la distribución de Rayleigh. La Fig. 11 compara la probabilidad de excedencia medida con la de Rayleigh y Weibull para los 22 S y OS tests donde se han usado los valores medidos de $R_{1/3}$ y $\bar{\eta}_r$ para cada test. La distribución de Rayleigh con $\kappa = 2$ en Eq. (21) arroja resultados razonables sólo para los casos donde no hay rebase o éste es despreciable. El valor de κ para la distribución de Weibull para cada test se predice con la siguiente expresión empírica:

$$\kappa = 2 + 0.5R_*^{-3} \quad ; \quad R_* = \left(R_c - \bar{\eta}_r \right) / \left(R_{1/3} - \bar{\eta}_r \right) \quad (22)$$

Table 11: Estadísticas de runup y parámetro de forma para los tests S.

TEST	Runup Wire				R_c [cm]	Measured κ	Predicted κ
	$\overline{\eta}_r$ [cm]	σ_r [cm]	$R_{1/3}$ [cm]	$R_{2\%}$ [cm]			
RS20B1	2.01	3.62	10.31	13.31	18.60	2.18	2.06
RS20B2	2.43	3.66	10.71	13.91	18.60	2.05	2.07
RS20C1	0.48	3.66	9.76	13.59	18.60	1.94	2.07
RS20C2	1.26	3.75	10.88	14.03	18.60	2.37	2.09
RS22B1	2.21	4.51	11.44	14.07	16.60	2.68	2.13
RS22B2	2.68	4.24	11.34	14.44	16.60	2.19	2.12
RS22C1	1.41	4.07	11.18	14.60	16.60	2.24	2.13
RS22C2	1.37	4.03	11.18	14.60	16.60	2.25	2.13
RS24B1	2.45	4.83	12.05	14.12	14.60	3.44	2.25
RS24B2	3.15	4.75	12.73	15.66	14.60	2.51	2.29
RS24C1	1.72	4.50	11.62	14.98	14.60	2.30	2.23
RS24C2	1.04	4.62	11.28	14.71	14.60	2.32	2.22

Table 12: Estadísticas de runup y parámetro de forma para los tests OS.

TEST	Runup Wire				R_c [cm]	Measured κ	Predicted κ
	$\overline{\eta}_r$ [cm]	σ_r [cm]	$R_{1/3}$ [cm]	$R_{2\%}$ [cm]			
RO20B1	2.43	3.95	10.77	13.36	9.70	2.48	2.75
RO20C1	1.30	3.74	10.22	12.95	9.70	2.51	2.60
RO22B1	2.21	4.24	10.47	11.87	7.70	4.30	3.70
RO22B2	1.98	4.23	10.28	11.74	7.70	4.13	3.53
RO22C1	1.03	3.90	9.73	11.50	7.70	3.61	3.11
RO22C2	0.88	3.94	9.76	11.88	7.70	3.13	3.10
RO24B1	0.70	4.12	8.89	10.04	5.70	5.12	4.20
RO24B2	1.15	4.29	9.59	10.82	5.70	4.90	5.18
RO24C1	0.84	3.85	8.83	10.26	5.70	4.06	4.22
RO24C2	0.94	3.98	9.02	10.33	5.70	4.47	4.44

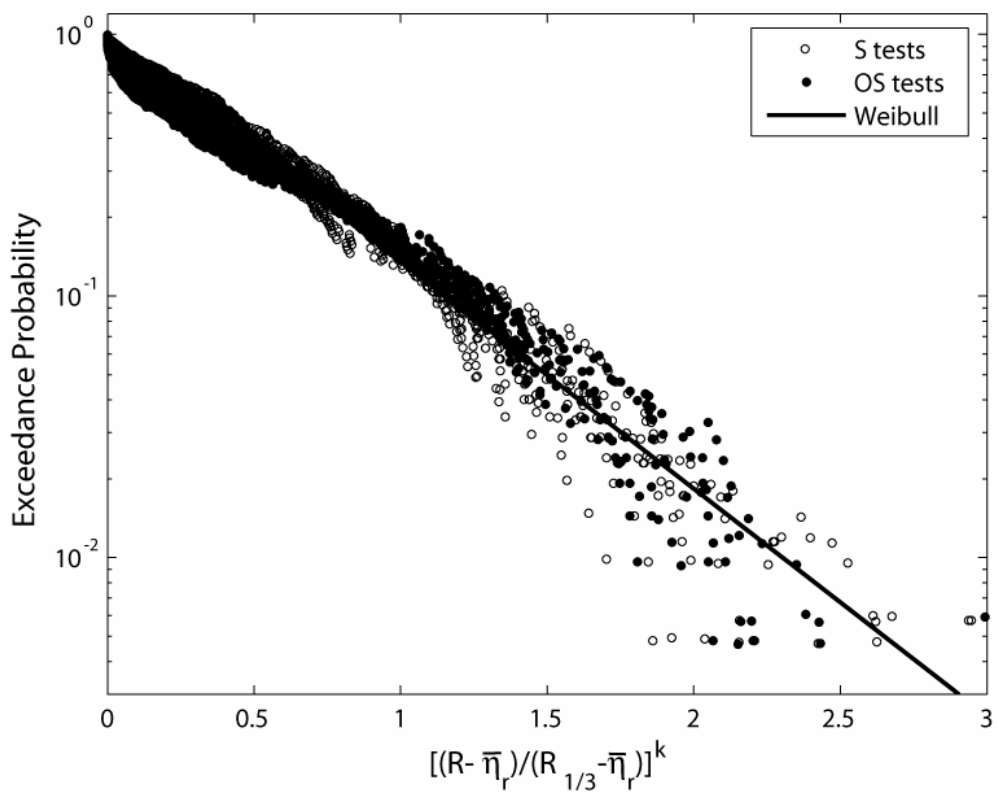
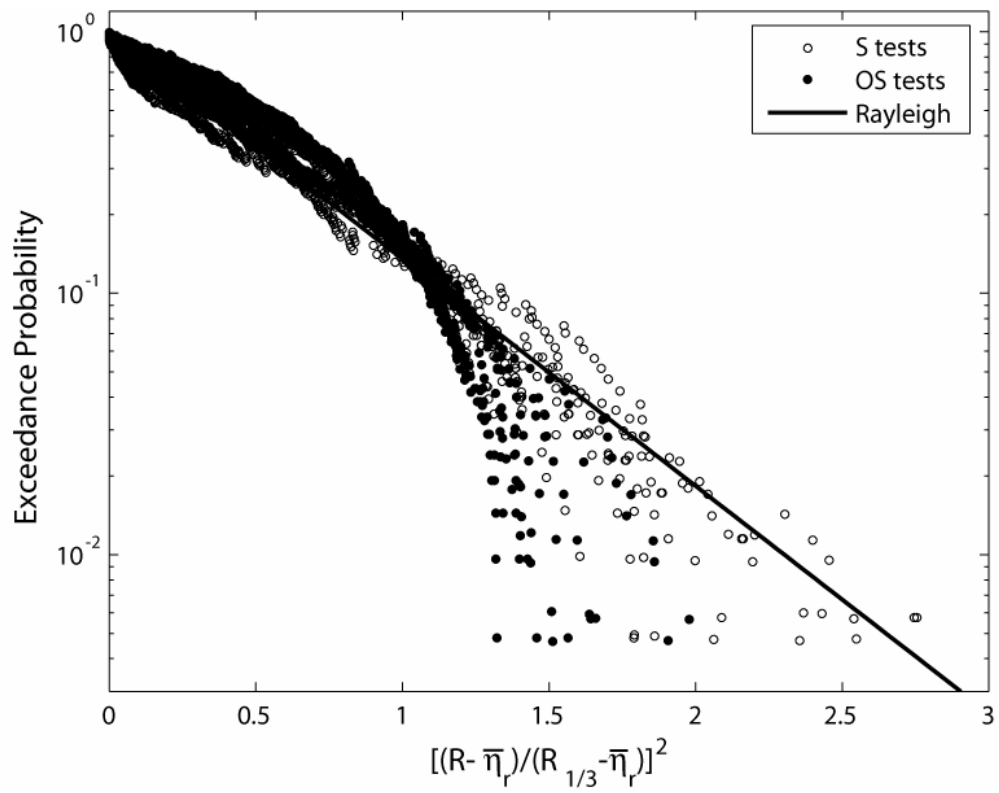


Fig. 11: Comparación de la probabilidad de excedencia medida del runup con la distribución de Rayleigh (arriba) y Weibull (abajo).

La Fig. 12 compara la formula empírica para κ con los valores medidos del parámetro de forma para los tests S y OS. Los valores estimados y medidos de κ se muestran en las Tablas 4 y 5 donde los valores medidos de κ han sido calculados a partir de los valores medios de $R_{2\%}$, $R_{1/3}$ y $\bar{\eta}_r$ para cada test usando la siguiente expresión basada en la Eq. (21):

$$P(R_{2\%}) = \exp \left[-2 \left(\frac{R_{2\%} - \bar{\eta}_r}{R_{1/3} - \bar{\eta}_r} \right)^\kappa \right] = 0.02 \Rightarrow \kappa = \frac{\ln[-0.5 \ln(0.02)]}{\ln \left[\frac{R_{2\%} - \bar{\eta}_r}{R_{1/3} - \bar{\eta}_r} \right]} \quad (23)$$

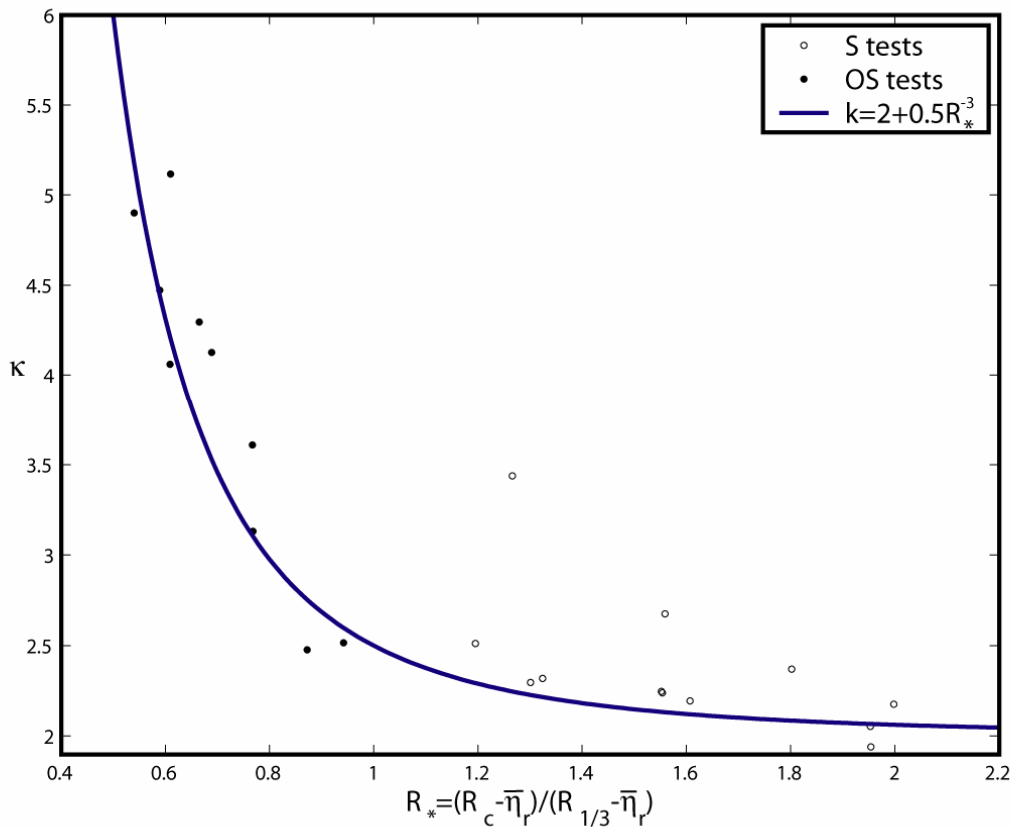


Fig. 12: Comparación del parámetro de forma medido y estimado para los tests S y OS.

La Fig. 13 muestra la comparación entre los valores medidos normalizados de $R_{2\%}$ expresado como $(R_{2\%} - \bar{\eta}_r) / (R_{1/3} - \bar{\eta}_r)$ y los estimados usando Eqs. (22) y (23) en función de

la cota de la coronación normalizada R_* . La figura muestra el descenso de $R_{2\%}$ debido al descenso de la cota de coronación normalizada R_* .

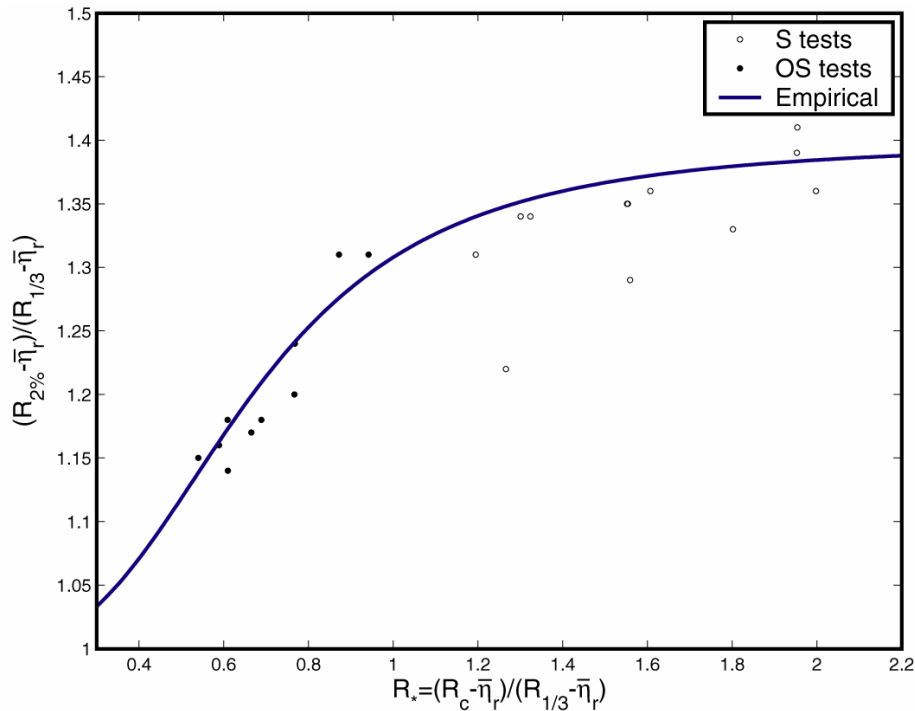


Fig. 13: Comparación del valor medido y estimado de $R_{2\%}$ vs. R_* para los tests S y OS.

La cota de coronación normalizada R_* está relacionada con la probabilidad P_o de R excediendo R_c por la Eq. (21)

$$P_o = \exp(-2R_*^\kappa) \quad (24)$$

la cual se considera como la probabilidad de rebase porque la altura del sensor de runup es $\delta_r = 2$ cm, que es la mitad del diámetro nominal del material granular que forma la pendiente permeable, y relativamente pequeño. La distribución de Weibull con κ estimado a partir de la Eq. (22) arroja un acuerdo razonablemente bueno para los tests S y OS porque tiene en cuenta el incremento de κ con el descenso de R_* .

La Fig. 14 muestra la probabilidad de rebase P_o en función de la cota de coronación normalizada R_* para la distribución de Rayleigh con $\kappa = 2$ y la de Weibull con κ estimado con Eq. (22). La diferencia entre ambas distribuciones es grande cuando P_o excede aproximadamente 0.3. Esto explica el uso de la distribución de Rayleigh para el cálculo de la cota de coronación en el proyecto de estructuras marítimas no rebasables. Para el caso de estructuras rebasables, la distribución de Rayleigh subestima la probabilidad de rebase P_o para un R_* dado.

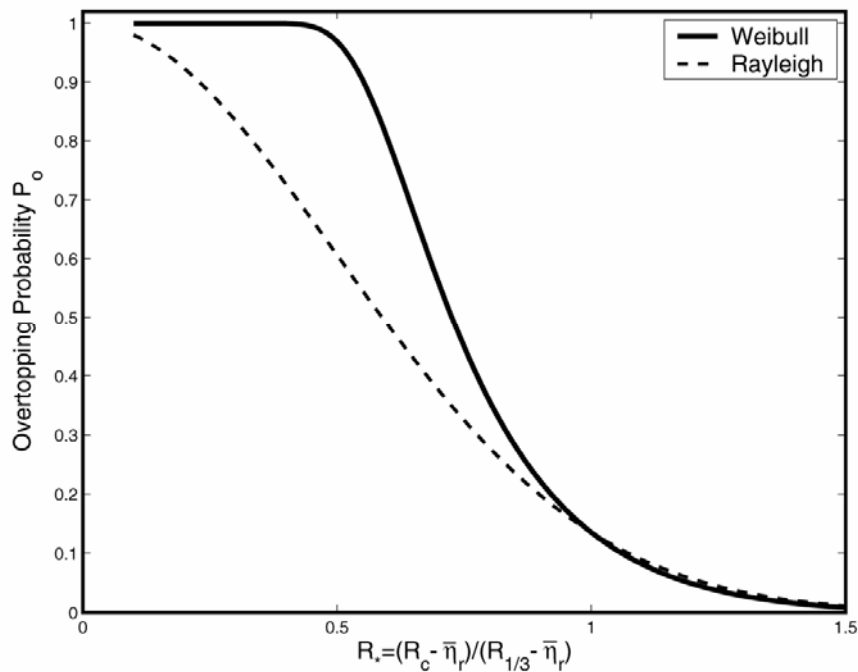


Fig. 14: Probabilidad de rebase en función de R_* para la distribución de Rayleigh y Weibull.

El uso de Eqs. (22) y (24) requiere la predicción de $\bar{\eta}_r$ y $R_{1/3}$. En los próximos apartados se verá cómo el modelo numérico desarrollado es capaz de predecir $\bar{\eta}_r$ y σ_r . Kobayashi et al. (2006a) usaron la siguiente fórmula para estimar el runup significativo $R_{1/3}$

$$R_{1/3} = \bar{\eta}_r + (2 + \tan \theta) \sigma_r \quad (25)$$

donde $\theta =$ pendiente en las cercanías de la línea de costa. Para los tests S y OS, $\tan \theta = 1/5$, mientras $\tan \theta = 1/2$ para los tests O. Para la distribución de Gauss de las oscilaciones verticales de la línea de costa η_r , $(R_{1/3} - \bar{\eta}_r) = 2\sigma_r$. Fig. 15 compara la función de densidad de los valores normalizados de las elevaciones de la línea de costa $\eta_* = (\eta_r - \bar{\eta}_r) / \sigma_r$ con la función de densidad gaussiana $f(\eta_*) = (1/\sqrt{2\pi}) \exp(-0.5\eta_*^2)$. La función de Gauss representa una Buena primera aproximación para los tests S y OS, especialmente para $\eta_* > 1.5$.

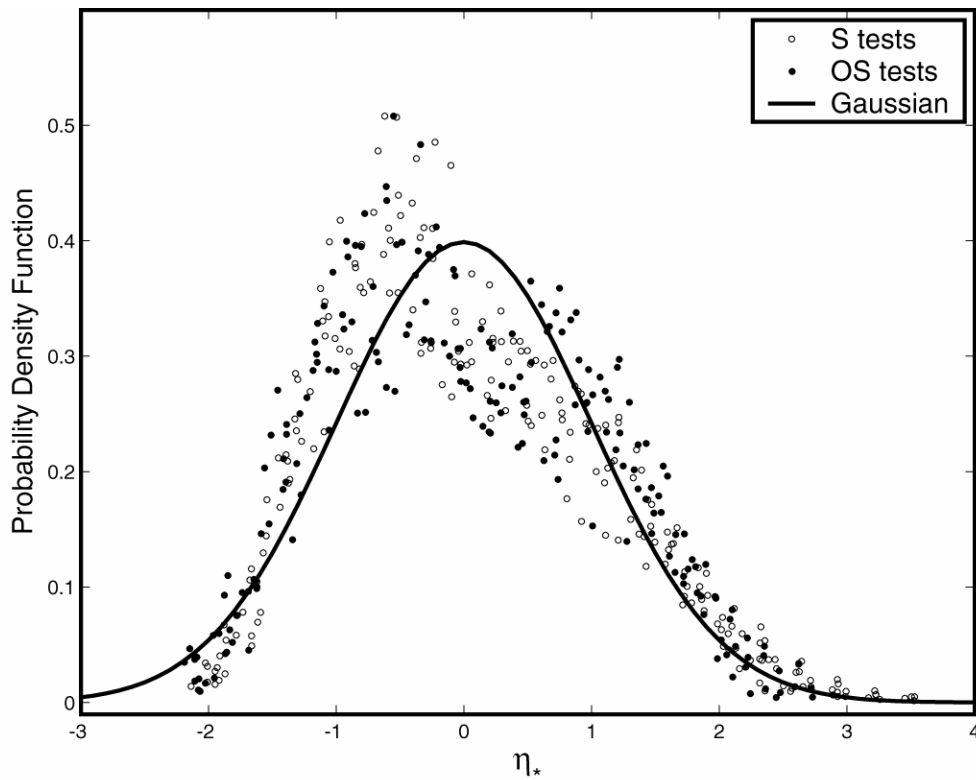


Fig. 15: Comparación entra la función de densidad de Gauss y la medida de las elevaciones del runup normalizadas $\eta_* = (\eta_r - \bar{\eta}_r) / \sigma_r$ para todos los tests S y OS.

4.3 MODELO NUMÉRICO

El modelo numérico descrito en este apartado está basado en las ecuaciones promediadas en el tiempo de continuidad, cantidad de movimiento y flujo de energía desarrolladas en los Capítulos 2 y 3. Las ecuaciones de gobierno y las simplificaciones son discutidas. El modelo numérico se ha extendido para tener en cuenta los efectos de la infiltración a través de la capa permeable y el caudal de rebase añadiendo el flujo de masa resultante en la ecuación de continuidad. Finalmente, se explica el desarrollo del modelo semi-empírico usado para estimar los caudales unitarios de rebase e infiltración haciendo uso de las variables obtenidas sobre la pendiente porosa por el modelo numérico de propagación.

4.3.1 MODELO DE PROPAGACIÓN

El modelo numérico desarrollado en los Capítulos 2 y 3 se ha extendido para estimar el caudal de rebase y de infiltración. En este modelo numérico, el eje de coordenadas perpendicular a la línea de costa x es positivo hacia la costa. La coordenada vertical z es positiva hacia arriba con $z = 0$ en el nivel medio del mar en reposo. Los contornos superior e inferior de la capa permeable están situados en $z = z_b$ y z_p , respectivamente, donde el contorno inferior se asume que es impermeable. La playa situada frente a la pendiente porosa se asume impermeable y $z_b = z_p$ en la playa y en la coronación del revestimiento para los tests O. La profundidad y la superficie libre instantáneas se expresan por h y η , respectivamente, y $h = (\eta - z_b)$. La velocidad horizontal del fluido se representa por la velocidad integrada en vertical u .

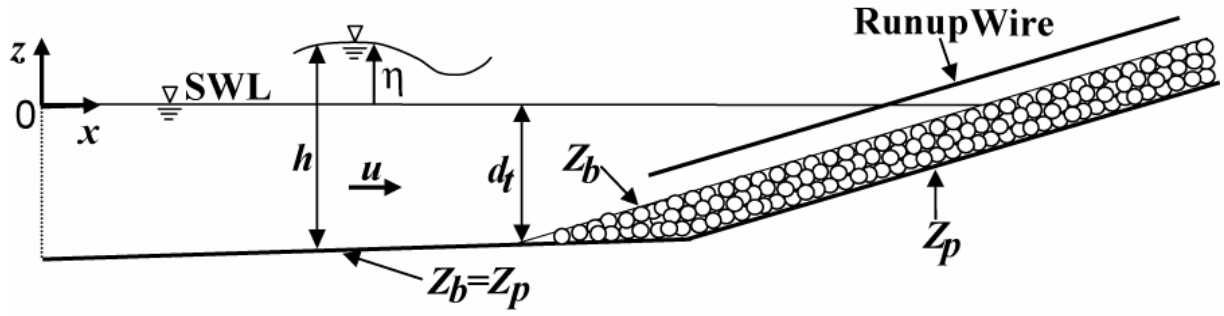


Fig. 16: Esquema del modelo promediado en el tiempo para pendientes permeables.

Las ecuaciones de conservación de cantidad de movimiento y flujo de energía promediadas en el tiempo se expresan como

$$\frac{dS_{xx}}{dx} = -\rho g \bar{h} \frac{d\bar{\eta}}{dx} - \tau_b \quad ; \quad \frac{dF}{dx} = -D_B - D_f - D_r \quad (26)$$

donde S_{xx} = componente transversal del tensor de radiación; ρ = densidad del fluido; g = aceleración de la gravedad; \bar{h} = profundidad media; $\bar{\eta}$ = setup o setdown; τ_b = tensión tangencial en el fondo promediada en el tiempo; y D_B, D_f y D_r = tasa de disipación de energía por unidad de área debido a rotura del oleaje, fricción con el fondo y fricción con el flujo poroso, respectivamente. Se ha usado teoría lineal para ondas progresivas para estimar S_{xx} y F

$$S_{xx} = \rho g \sigma_\eta^2 (2n - 0.5) \quad ; \quad F = \rho g C_g \sigma_\eta^2 \quad (27)$$

donde σ_η = desviación típica de η ; y $n = C_g / C_p$ con C_g y C_p = celeridad de grupo y celeridad de la onda en la profundidad media \bar{h} correspondiente al periodo de pico spectral T_p del oleaje incidente.

La tensión tangencial en el fondo τ_b y la correspondiente tasa de disipación de energía D_f se estiman usando las fórmulas basadas en la fuerza de arrastre cuadrática sobre la

velocidad horizontal u . La media y desviación típica de u se denota por \bar{u} y σ_u , respectivamente. Se asume que u sigue una distribución de Gauss y la equivalencia entre promedio temporal y estadístico para expresar τ_b y D_f en función de \bar{u} y σ_u

$$\tau_b = \frac{1}{2} \rho f_b \sigma_u^2 G_2(u_*) \quad ; \quad D_f = \frac{1}{2} \rho f_b \sigma_u^3 G_3(u_*) \quad ; \quad u_* = \frac{\bar{u}}{\sigma_u} \quad (28)$$

donde f_b = factor de fricción de fondo tomado como $f_b = 0$ en la zona donde $z_b = z_p$ y $f_b = 0.01$ en la zona de material granular grueso. Las funciones analíticas $G_2(r)$ y $G_3(r)$ para una variable arbitraria r vienen dadas en Kobayashi et al. (2005) y pueden ser aproximadas por $G_2 \approx 1.64r$ y $G_3 \approx (1.6 + 2.6r^2)$ para $|r| < 1$. La tasa de disipación de energía D_B debido a rotura del oleaje se estima usando la formula de Battjes y Stive (1985) la cual es modificada para incrementar D_B en pendientes acusadas en profundidades muy pequeñas (Kobayashi et al. 2005, 2006b).

La desviación típica σ_u se estima usando la relación entre σ_u y σ_η basado en teoría lineal en aguas someras

$$\sigma_u = \sigma_* (g\bar{h})^{0.5} \quad ; \quad \sigma_* = \sigma_\eta / \bar{h} \quad (29)$$

La velocidad \bar{u} se estima usando la ecuación de continuidad integrada en vertical y promediada en el tiempo

$$\sigma_u \sigma_\eta + \bar{u} \bar{h} + \bar{v} h_p = q_{os} \quad ; \quad q_{os} = q_o + q_s \quad (30)$$

donde $\sigma_u \sigma_\eta$ = flujo de masa hacia la costa entre cresta y seno; $\bar{u} \bar{h}$ = flujo de masa debido a la corriente media \bar{u} ; $\bar{v} h_p$ = flujo de masa en la capa permeable de espesor vertical $h_p = (z_b - z_p)$ debido a la velocidad de descarga horizontal promediada en el tiempo \bar{v} ; q_{os} = tasa

combinada de rebase e infiltración; q_o = tasa de rebase; y q_s = tasa de infiltración.

Sustituyendo Eq. (29) en la Eq. (30) resulta

$$\bar{u} = -\sigma_*^2 (g\bar{h})^{0.5} + \frac{q_{os} - \bar{v}h_p}{\bar{h}} \quad (31)$$

La tasa de disipación de energía D_r en Eq. (26) se estima usando la velocidad de descarga dentro de la porosa v cuya distribución de probabilidad se asume gaussiana

$$D_r = \rho h_p \left[\alpha \sigma_v^2 (1 + v_*^2) + \beta \sigma_v^3 G_3(v_*) \right] \quad ; \quad v_* = \frac{\bar{v}}{\sigma_v} \quad (32)$$

donde σ_v = desviación típica de v ; G_3 = la misma función que en Eq. (28) pero con $r = v_*$; y α y β = coeficientes laminar y turbulento del flujo poroso. Kobayashi et al. (2006b) modificó las fórmulas de α y β de van Gent (1995) para oleaje irregular de la siguiente forma

$$\alpha = \alpha_o \left(\frac{1 - n_p}{n_p} \right)^2 \frac{\nu}{D_{n50}^2} \quad ; \quad \beta = \left(\beta_1 + \frac{\beta_2}{\sigma_v} \right) \quad ; \quad \beta_1 = \frac{\beta_o (1 - n_p)}{n_p^3 D_{n50}} \quad ; \quad \beta_2 = \frac{7.5 \beta_o (1 - n_p)}{\sqrt{2} n_p^2 T_p} \quad (33)$$

donde α_o y β_o = parámetros empíricos calibrados como $\alpha_o = 1,000$ y $\beta_o = 5$; n_p = porosidad de la capa granular; D_{n50} = diámetro nominal del material granular; ν = viscosidad cinemática del agua ($\nu \approx 0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$); y T_p = periodo de pico espectral. La media \bar{v} y la desviación típica σ_v se estiman asumiendo balance local de fuerzas entre el gradiente horizontal de la presión hidrostática y la fuerza de fricción dentro de la capa porosa

$$(\alpha + 1.64 \beta \sigma_v) \bar{v} = -g \frac{d\bar{\eta}}{dx} \quad ; \quad \alpha \sigma_v + 1.9 \beta \sigma_v^2 = g k_p \bar{h} \sigma_* \quad (34)$$

donde k_p = número de onda lineal nasado en \bar{h} y T_p . La Eq. (34) se puede resolver analíticamente para obtener σ_v y \bar{v} conocidos $k_p \bar{h} \sigma_*$ y $d\bar{\eta}/dx$.

Las Eqs. (26) - (34) son las mismas que las descritas en los Capítulos 2 y 3 excepto por el caudal combinado de rebase e infiltración. Los parámetros empíricos en el modelo no han sido recalibrados excepto para los tests O, como será explicado a continuación. La geometría del fondo y el contorno impermeable se especifican como datos de entrada al modelo. El material granular queda especificado por su diámetro nominal D_{n50} y la porosidad n_p . Los valores medidos de T_p , $\bar{\eta}$ y $H_{rms} = \sqrt{8} \sigma_\eta$ en el sensor 1 se especifican en el contorno exterior $x=0$ fuera de la zona de rompientes. El modelo resuelve las ecuaciones descritas anteriormente estimado las variables $\bar{\eta}$, σ_η , \bar{u} , σ_u , \bar{v} y σ_v hasta que $\bar{h} = (\bar{\eta} - z_b)$ o σ_η es negativo en la región de \bar{h} del orden de 0.1 cm. Debido a que las fórmulas para q_{os} a presentar en la sección siguiente requieren los valores estimados por el modelo sobre la pendiente porosa, los cálculos del modelo se repiten de forma iterativa comenzando con $q_{os} = 0$ hasta que los valores calculados convergen con un margen de error de 0.1 cm²/s. Esta convergencia se obtiene normalmente después de varias iteraciones.

El modelo promediado en el tiempo baso en las Eqs. (26) - (34) desprecia la contribución de la onda reflejada. El flujo de energía F en la Eq. (26) disminuye hacia la costa debido a la rotura del oleaje, fricción con el fondo y resistencia en el medio poroso. El flujo de energía residual F_{SWL} en la línea de costa en reposo situada en $z_b = 0$ se asume que se refleja y se propaga hacia profundidades mayores. Kobayashi et al. (2005, 2006a) estimaron la altura de ola media cuadrática $(H_{rms})_r$ debido a la reflexión usando teoría lineal como

$$(H_{rms})_r = \left[8F_{SWL} / (\rho g C_g) \right]^{0.5} \quad (35)$$

donde la celeridad de grupo C_g se asume la misma para el tren incidente y el reflejado.

4.3.2 MODELO DE INFILTRACIÓN Y REBASE

En los capítulos anteriores se ha desarrollado un modelo probabilístico para la estimación del setup y runup sobre pendientes porosas con oleaje irregular usando las variables calculadas sobre la capa permeable $\bar{\eta}(x)$ y $\sigma_{\eta}(x)$. Un sensor de runup fue usado para medir las oscilaciones de la línea de costa sobre la pendiente permeable, Fig. 17. La distancia vertical δ_r entre el sensor y la superficie granular era de 2 cm. El sensor mide la elevación instantánea $\eta_r(t)$ sobre el nivel medio en reposo de la intersección entre el sensor y la superficie libre de forma parecida a un sensor de nivel que mide $\eta(t)$ en una posición x determinada. Fig. 17 describe un método intuitivo usado para estimar la media $\bar{\eta}_r$ y la desviación típica σ_r de $\eta_r(t)$. Las probabilidades de η excediendo $(\bar{\eta} + \sigma_{\eta})$, $\bar{\eta}$ y $(\bar{\eta} - \sigma_{\eta})$ se asumen que son las mismas que las probabilidades de η_r excediendo $(\bar{\eta}_r + \sigma_r)$, $\bar{\eta}_r$ y $(\bar{\eta}_r - \sigma_r)$, respectivamente. Las elevaciones de Z_1 , Z_2 y Z_3 de las intersecciones de $(\bar{\eta} + \sigma_{\eta})$, $\bar{\eta}$ y $(\bar{\eta} - \sigma_{\eta})$ con el sensor de runup se obtienen usando los valores arrojados por el modelo numérico $\bar{\eta}(x)$ y $\sigma_{\eta}(x)$ junto con la elevación del sensor de runup $[z_b(x) + \delta_r]$. Las elevaciones obtenidas se asumen que corresponden a $Z_1 = (\bar{\eta}_r + \sigma_r)$, $Z_2 = \bar{\eta}_r$ y $Z_3 = (\bar{\eta}_r - \sigma_r)$. La media y desviación típica de $\eta_r(t)$ se estiman como

$$\bar{\eta}_r = (Z_1 + Z_2 + Z_3)/3 \quad ; \quad \sigma_r = (Z_1 - Z_3)/2 \quad (36)$$

donde el uso de Z_1 , Z_2 y Z_3 para estimar $\bar{\eta}_r$ es un poco más fiable que $\bar{\eta}_r = Z_2$ debido a la sensibilidad de $\bar{\eta}_r$ con la elevación del sensor de runup δ_r .

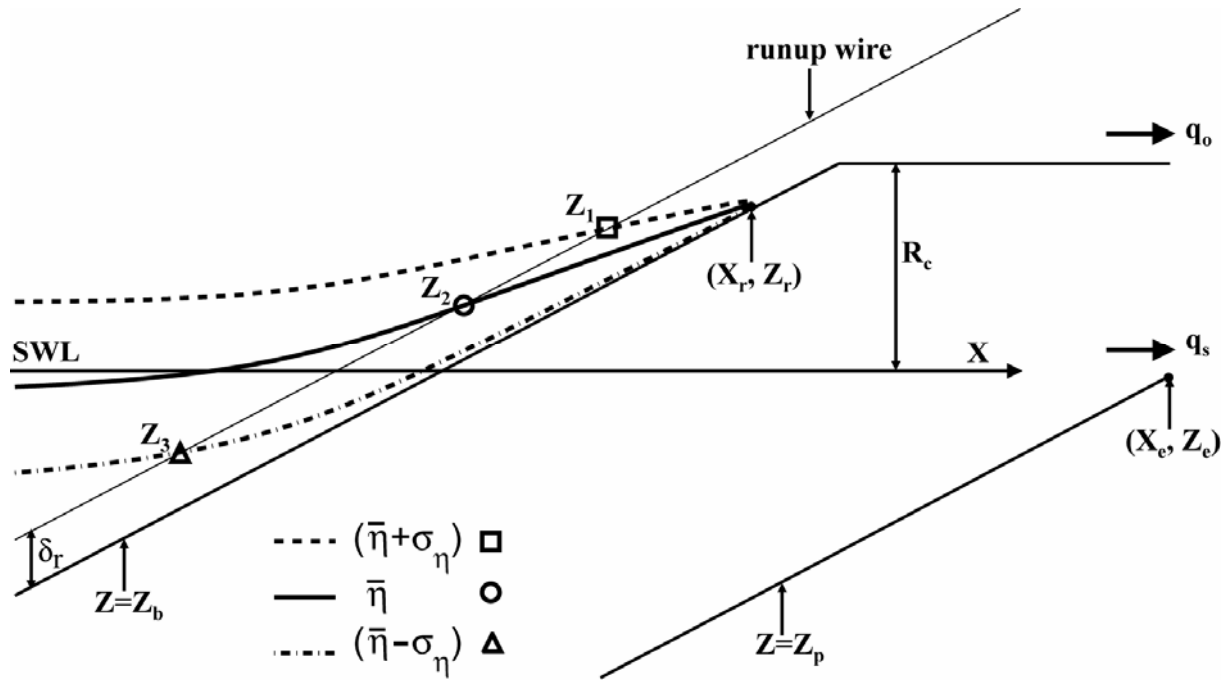


Fig. 17: Esquema del modelo de rebase e infiltración.

Las formulaciones empíricas disponibles hasta ahora para el caudal de rebase unitario q_o expresan q_o en función de las características del oleaje a pié de la estructura marítima, la pendiente y la cota de coronación de la misma R_c (e.g. Van der Meer and Jansen 1995). El presente modelo numérico permite desarrollar una formulación para q_o usando las variables calculadas con el modelo sobre la pendiente porosa. El volumen unitario de rebase q_o se expresa de forma empírica como

$$q_o / q_{SWL} = a(P_o)^b \quad ; \quad q_{SWL} = \sigma_\eta \sigma_u \text{ en } x = x_{SWL} \quad (37)$$

donde q_{SWL} = flujo de masa debido al oleaje $\sigma_\eta \sigma_u$ en la ecuación de continuidad (30) evaluado en la línea de costa en reposo situada en $x = x_{SWL}$; a y b = parámetros empíricos. La Eq. (37) está basada en la hipótesis que q_o es del orden de q_{SWL} si $P_o = 1$ y no hay infiltración. La probabilidad de rebase P_o viene dada por la Eq. (24) y depende de la cota de coronación normalizada R_* .

Los parámetros a y b se asumen dependientes de la anchura horizontal L_p de la superficie permeable sobre el límite superior del setup situado en (x_r, z_r) en la Fig. 17 donde este punto es el final de las computaciones del modelo numérico usando Eqs. (26) - (34). El uso de la distancia L_p puede ser razonable para casos de infiltración vertical. Para los tests S y OS en la Fig. 9, $L_p = (x_e - x_r)$ donde x_e = posición de la esquina del tanque de rebase. Para los tests O en la Fig. 10, L_p es la distancia horizontal entre x_r y el extreme de la capa permeable donde z_b es igual a z_p a la distancia de 9 cm del límite del tanque. Para los datos de la Tabla 11 – 15, los parámetros empíricos a y b pueden expresarse como

$$a = \exp(-0.1L_*) \quad ; \quad b = 1 + 0.1L_* \quad ; \quad L_* = L_p / D_{n50} \quad (38)$$

donde L_* = anchura de infiltración normalizada por el diámetro nominal del material granular D_{n50} . El valor de L_* representa el número horizontal de piedras sobre el máximo setup. Para $L_* = 0$, $a = 1$ y $b = 1$ y la Eq. (37) arroja $q_o = P_o q_{SWL}$. Cuando L_* se incrementa, a disminuye y b aumenta, resultando en el descenso de q_o / q_{SWL} .

La Fig. 18 muestra que el volumen de rebase unitario normalizado q_o / q_{SWL} en función de la cota de coronación normalizada R_* para $L_* = 2, 5, 10$ y 20 . El rango de L_* es $4.0 - 5.7$ y $12.4 - 21.2$ para los tests O y OS, respectivamente. Los volúmenes de rebase son muy sensibles a la anchura de infiltración normalizada, especialmente para el caso de $R_* > 1$ y $P_o < 0.14$ como se muestra en la Fig. 14 y Fig. 18. Las fórmulas empíricas para a y b dadas por la Eq. (38) necesitan ser verificadas con otros datos pero la Fig. 18 muestra claramente la necesidad de tener en cuenta los efectos de infiltración para predecir caudales de rebase.

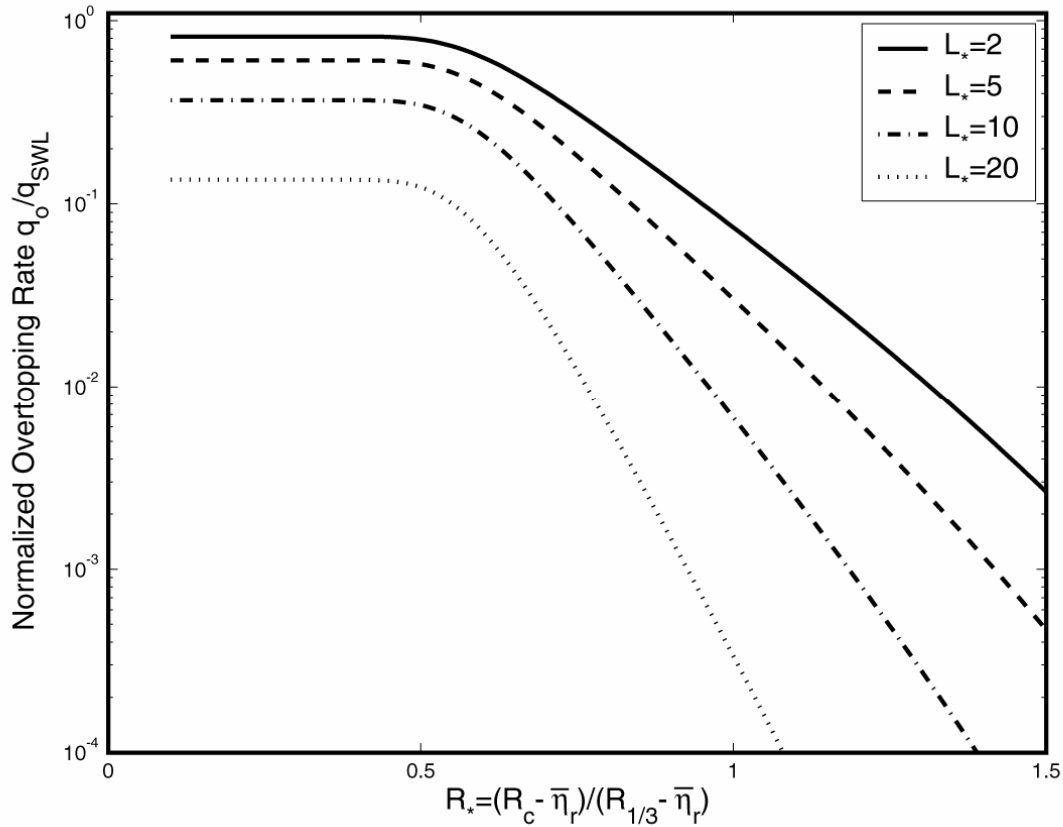


Fig. 18: Caudal de rebase normalizado en función de la cota de coronación normalizada para $L_* = 2, 5, 10$ and 20 .

Por otra parte, el flujo de infiltración en la capa permeable se asume que es horizontal y que está controlado por el setup. En realidad, el flujo de infiltración está afectado por fenómenos de infiltración-exfiltración y otros fenómenos no lineales mucho más complejos. Sin embargo, se ha desarrollado una formulación simple para la estimación del caudal unitario de infiltración q_s en la Eq. (30). La ecuación transversal de cantidad de movimiento promediada en el tiempo para el flujo horizontal de infiltración puede ser simplificada como,

$$\beta_1 v_s^2 + \alpha v_s = g \frac{z_r - z_e}{x_e - x_r} = E \quad (39)$$

donde β_1 y α = coeficientes turbulento y laminar obtenidos a partir de la Eq. (33) para flujo unidireccional donde $\beta_2 = 0$; v_s = velocidad de infiltración horizontal promediada en el

tiempo; y x_e y z_e = coordenadas del extreme superior de la superficie impermeable $z_p(x)$ en el borde del tanque de rebase, como se muestra en Fig. 17. El gradiente horizontal de presiones que controla el flujo de infiltración ha sido aproximado por ρE . La Eq. (39) puede ser resuelta analíticamente para obtener la ecuación de v_s que puede ser simplificada como $v_s = (E/\beta_1)^{0.5}$ para $\alpha^2 \ll (4E\beta_1)$ donde esta condición se cumple para los tests S y OS con $\alpha = 0.9 \text{ s}^{-1}$ y $\beta_1 = 5.9 \text{ cm}^{-1}$. El caudal de infiltración q_s se asume que es proporcional a $v_s(z_r - z_e)$ se expresa como

$$q_s = 0.2(z_r - z_e)^{1.5} \left[\frac{g}{(x_e - x_r)\beta_1} \right]^{0.5} \quad \text{for } z_r > z_e \quad (40)$$

donde el coeficiente 0.2 es el valor calibrado para los tests S y $q_s = 0$ si $z_r < z_e$. Si el modelo numérico alcanza la posición del tanque de rebase, $x_r = x_e$ y $q_s = \bar{v}h_p$ en $x = x_e$ donde el flujo de masa $\bar{v}h_p$ en la capa permeable está incluido en la ecuación de continuidad, Eq. (30).

4.4 COMPARACIÓN CON EXPERIMENTOS

4.4.1 VARIACIÓN TRANSVERSAL DE LA ALTURA DE OLA

Las Fig. 19 – Fig. 40 comparan la variación transversal de la media y la desviación típica de las oscilaciones de la superficie libre η y la velocidad horizontal u para cada uno de los 12 tests S y 10 tests OS. Las líneas discontinuas y continuas corresponden a los resultados del modelo numérico con $q_{os} = 0$ para la primera iteración, y los resultados de convergencia para la última iteración, respectivamente.

Las comparaciones indican que el setup $\bar{\eta}$ y la desviaciones típicas σ_η y σ_u se ven afectadas muy poco por efecto del rebase e infiltración. Para los tests RO24B1, RO24B2, RO24C1 y RO24C2, donde la cota de coronación $R_c = 5.7 \text{ cm}$ es la más pequeña, la primera

iteración con $q_{os} = 0$ alcanza el límite de la rampa porosa situado en $x = x_e$ como se muestra en el recuadro inferior de las figuras (Fig. 37 – Fig. 40) las cuales muestran $z_b(x)$ y $z_p(x)$. La velocidad horizontal media \bar{u} calculada usando la Eq. (31) se ve afectada directamente por q_{os} y aumenta con el aumento de q_{os} especialmente sobre el nivel del mar en reposo. El modelo numérico predice las variaciones transversales de $\bar{\eta}$, σ_η , \bar{u} y σ_u razonablemente bien, como ha sido mostrado en las comparaciones anteriores de Kobayashi et al. (2005; 2006a, b).

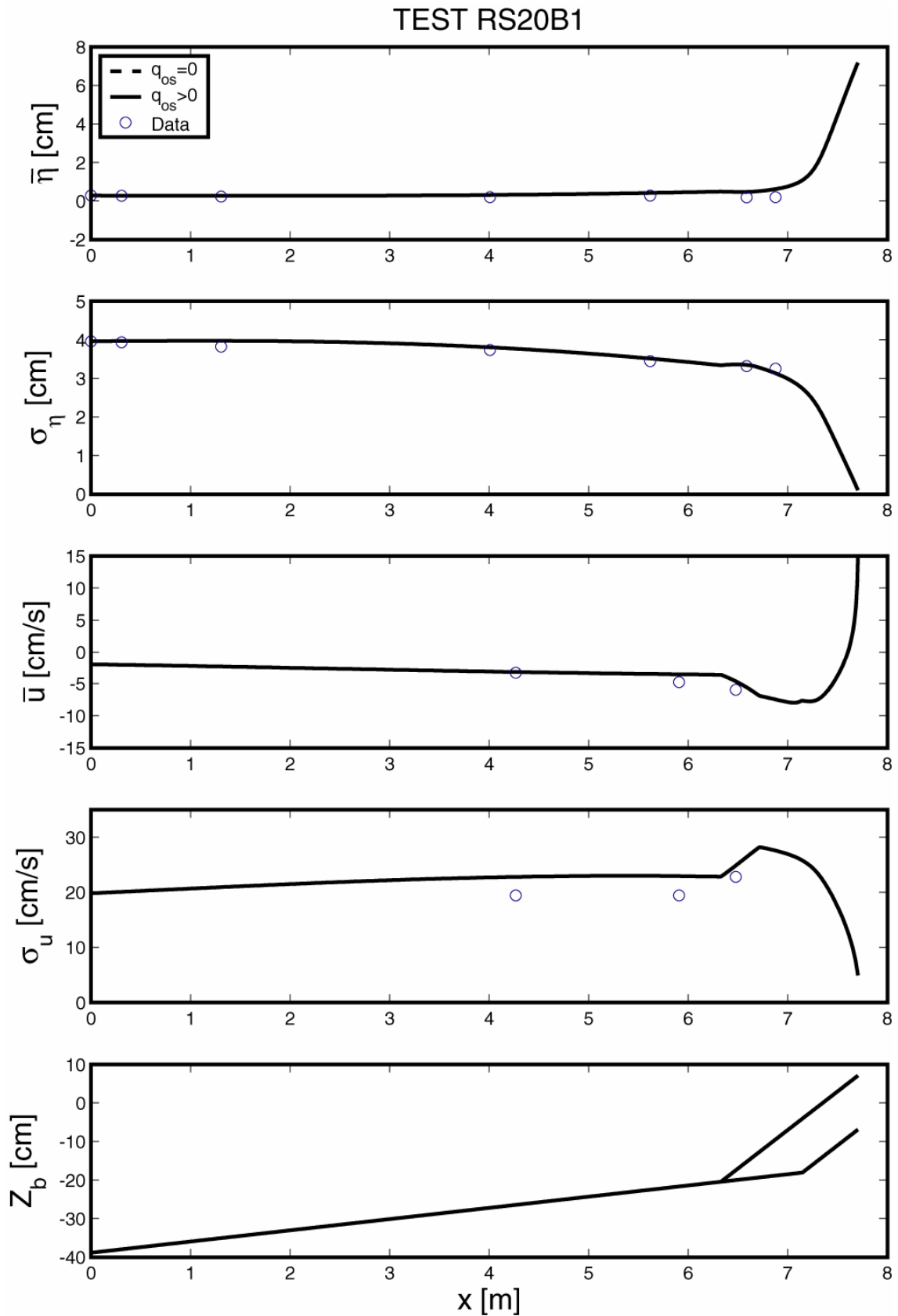


Fig. 19: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RS20B1.

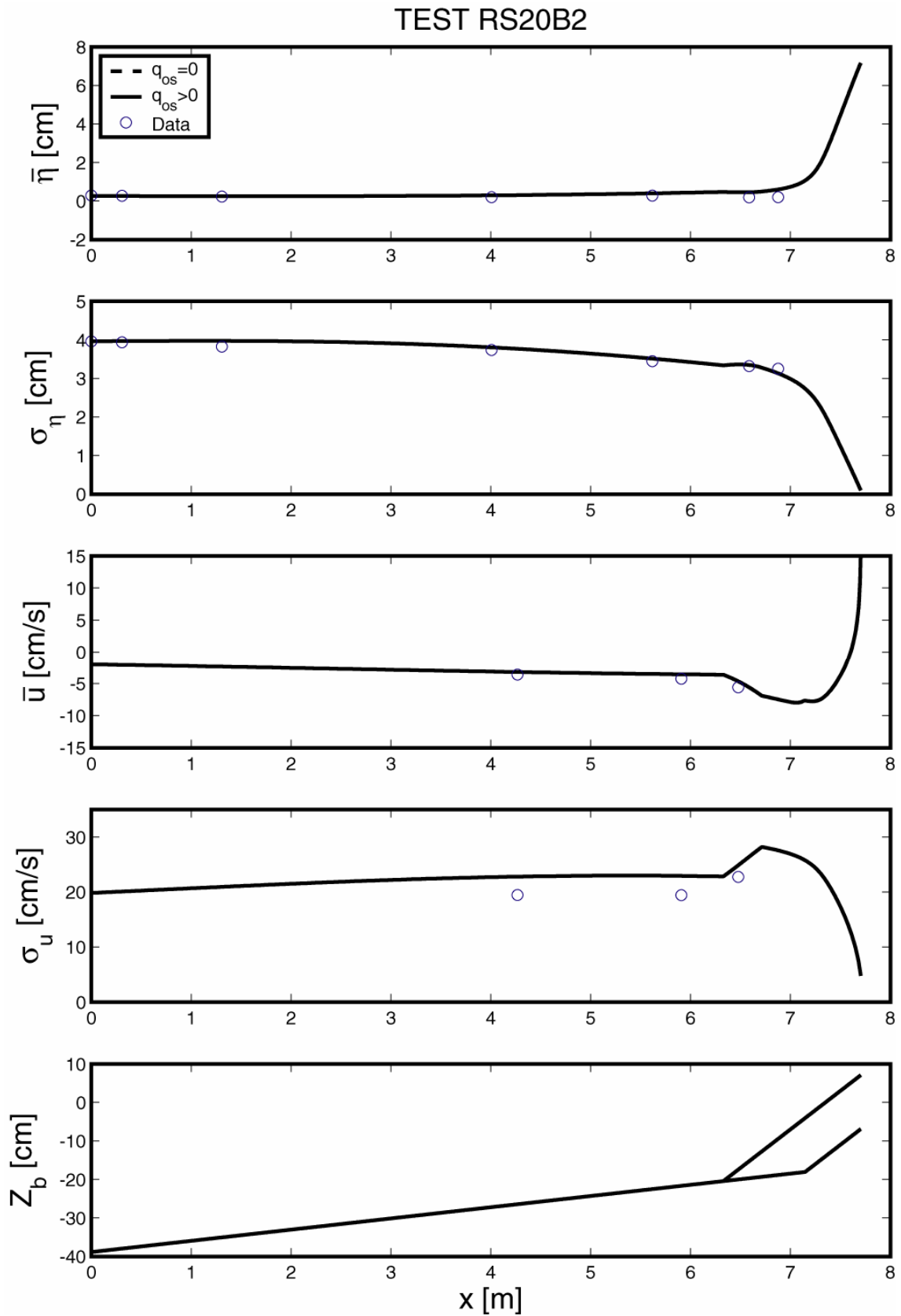


Fig. 20: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RS20B2.

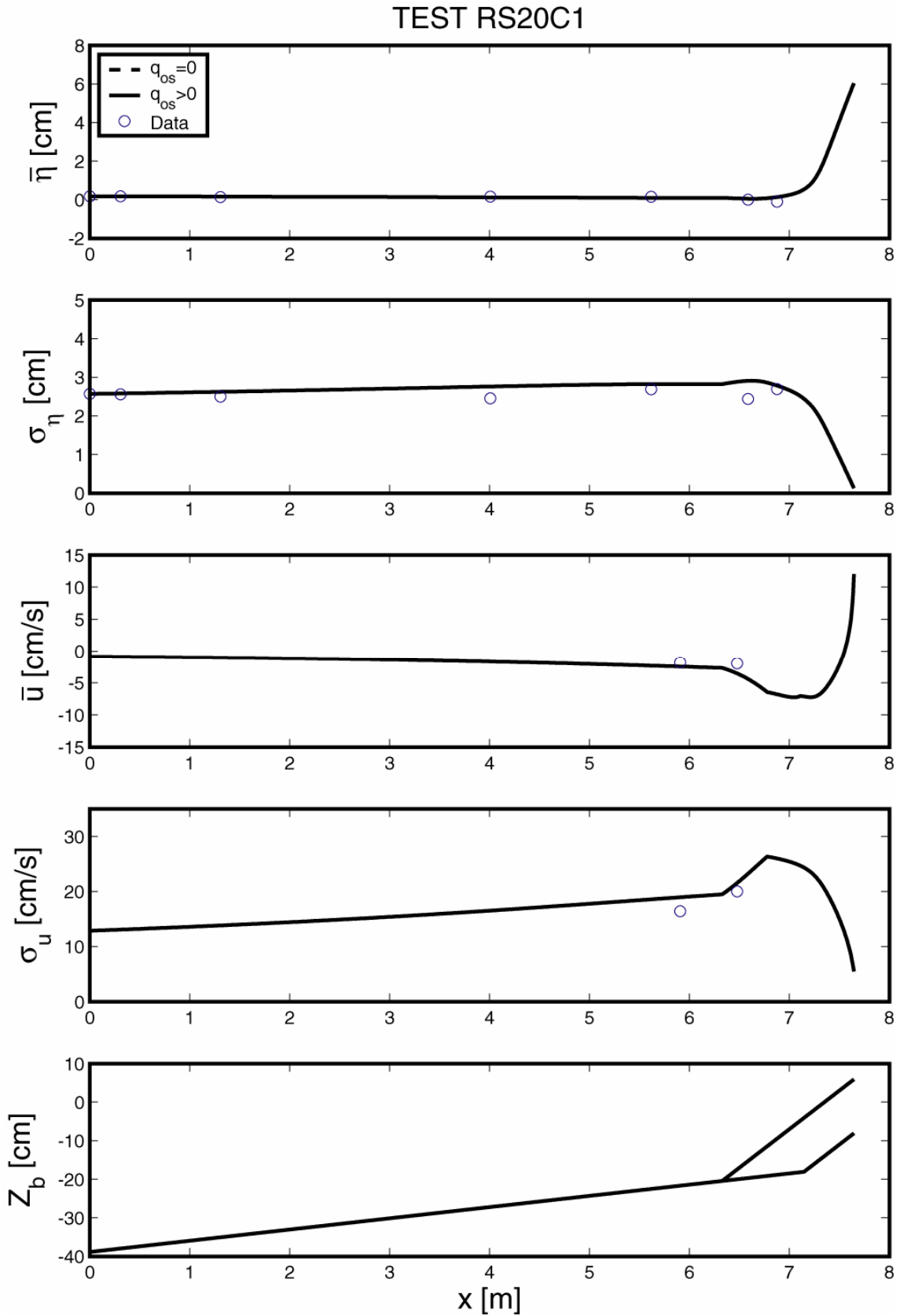


Fig. 21: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RS20C1.

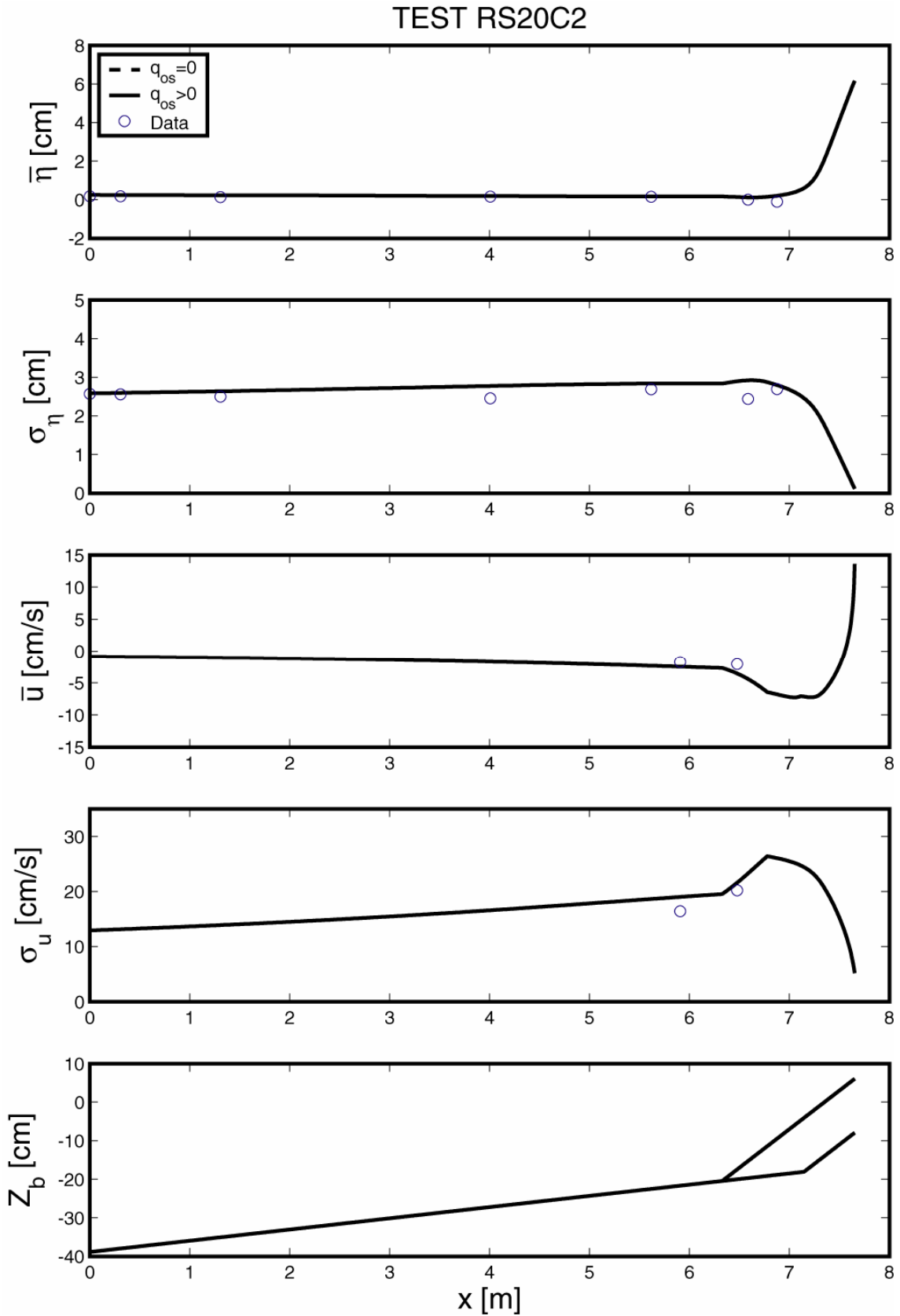


Fig. 22: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RS20C2.

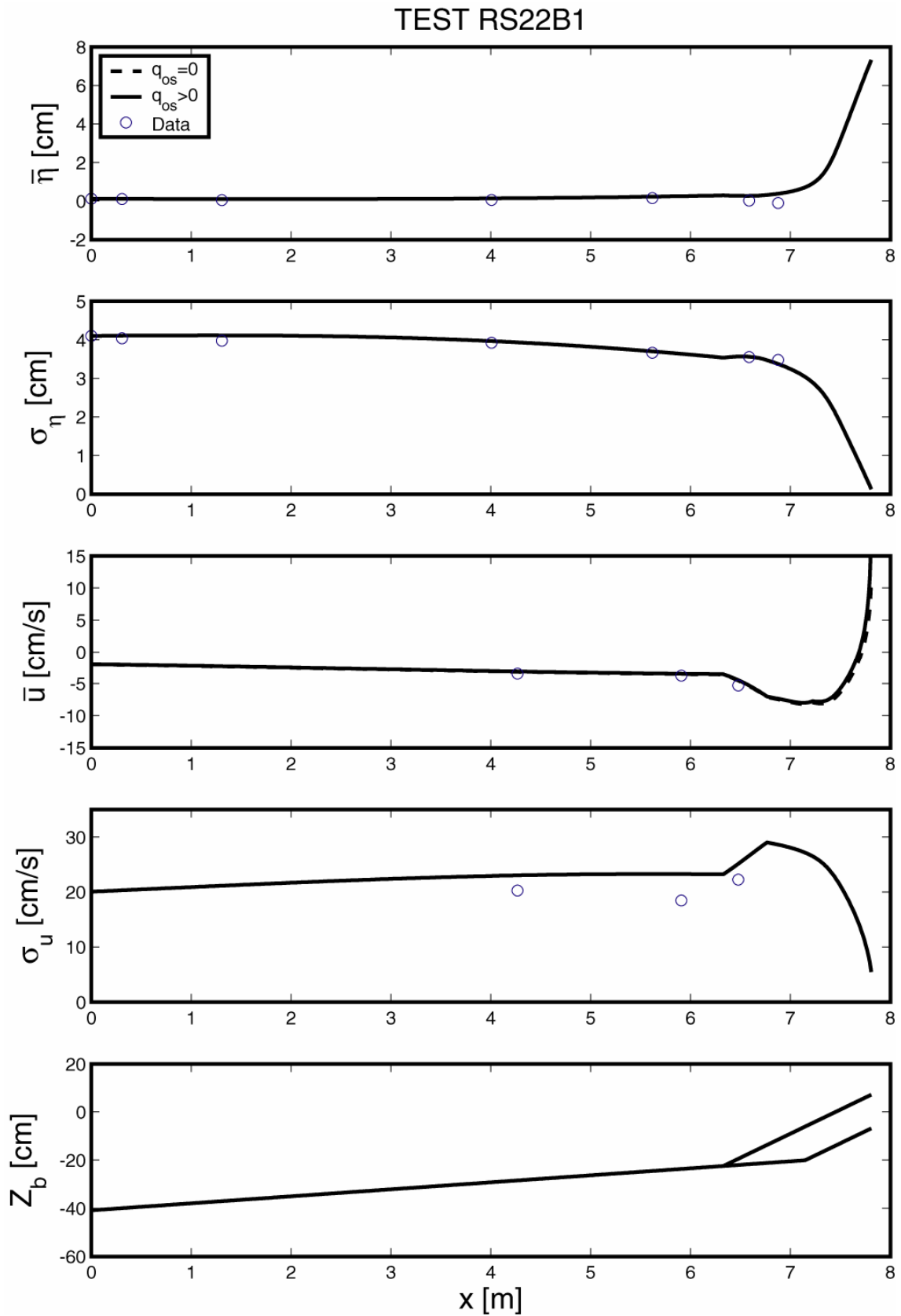


Fig. 23: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RS22B1.

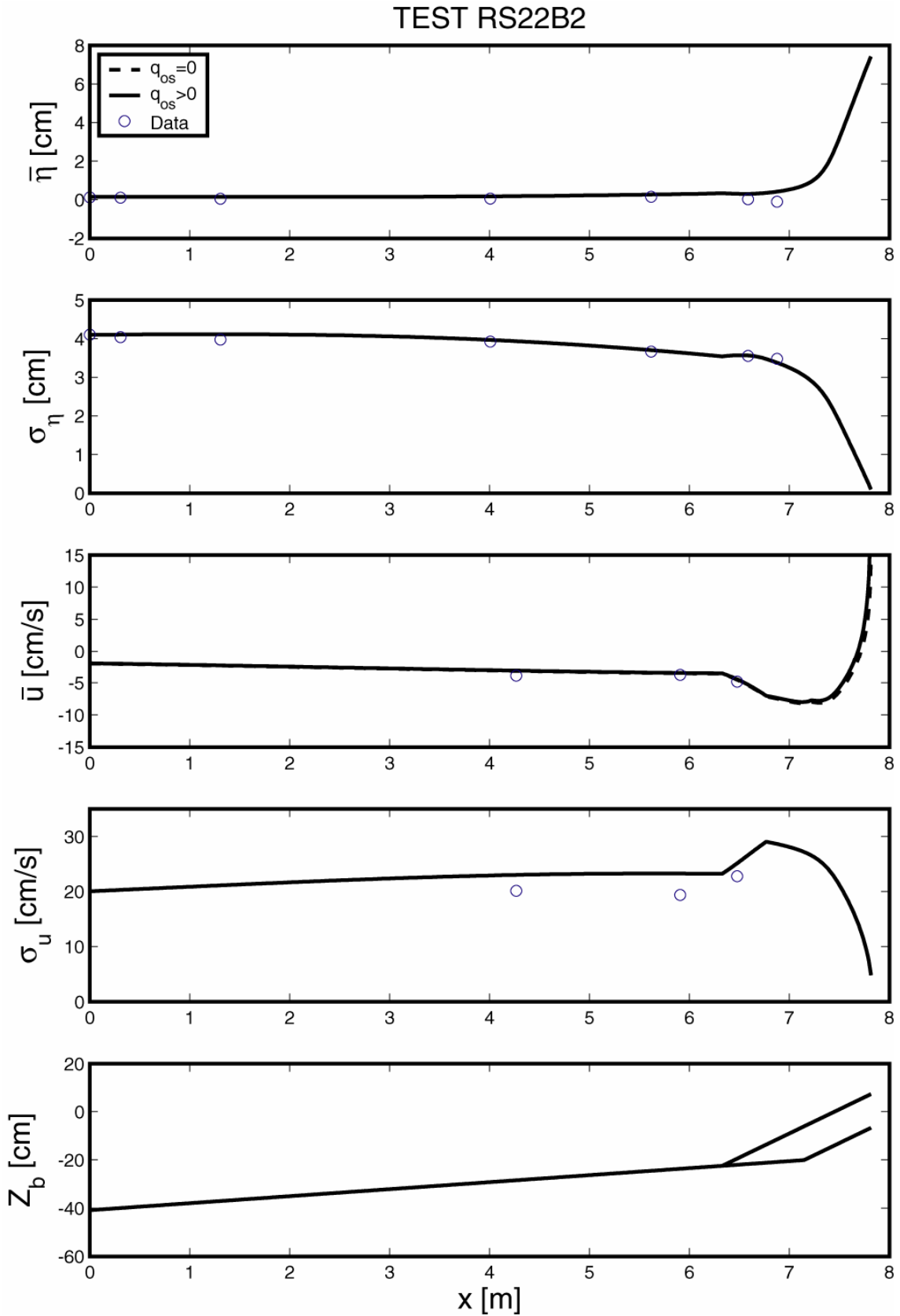


Fig. 24: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RS22B2.

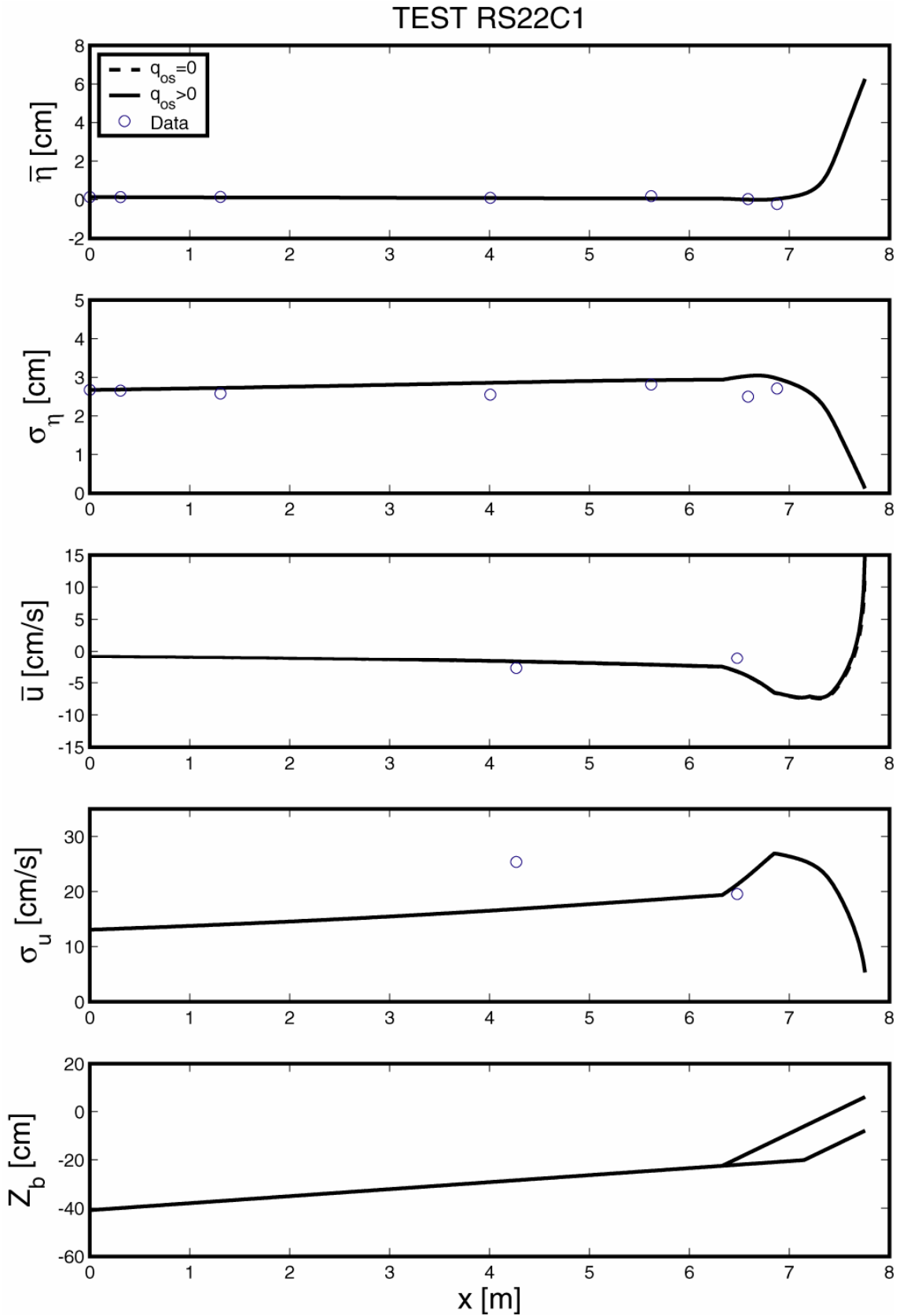


Fig. 25: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RS22C1.

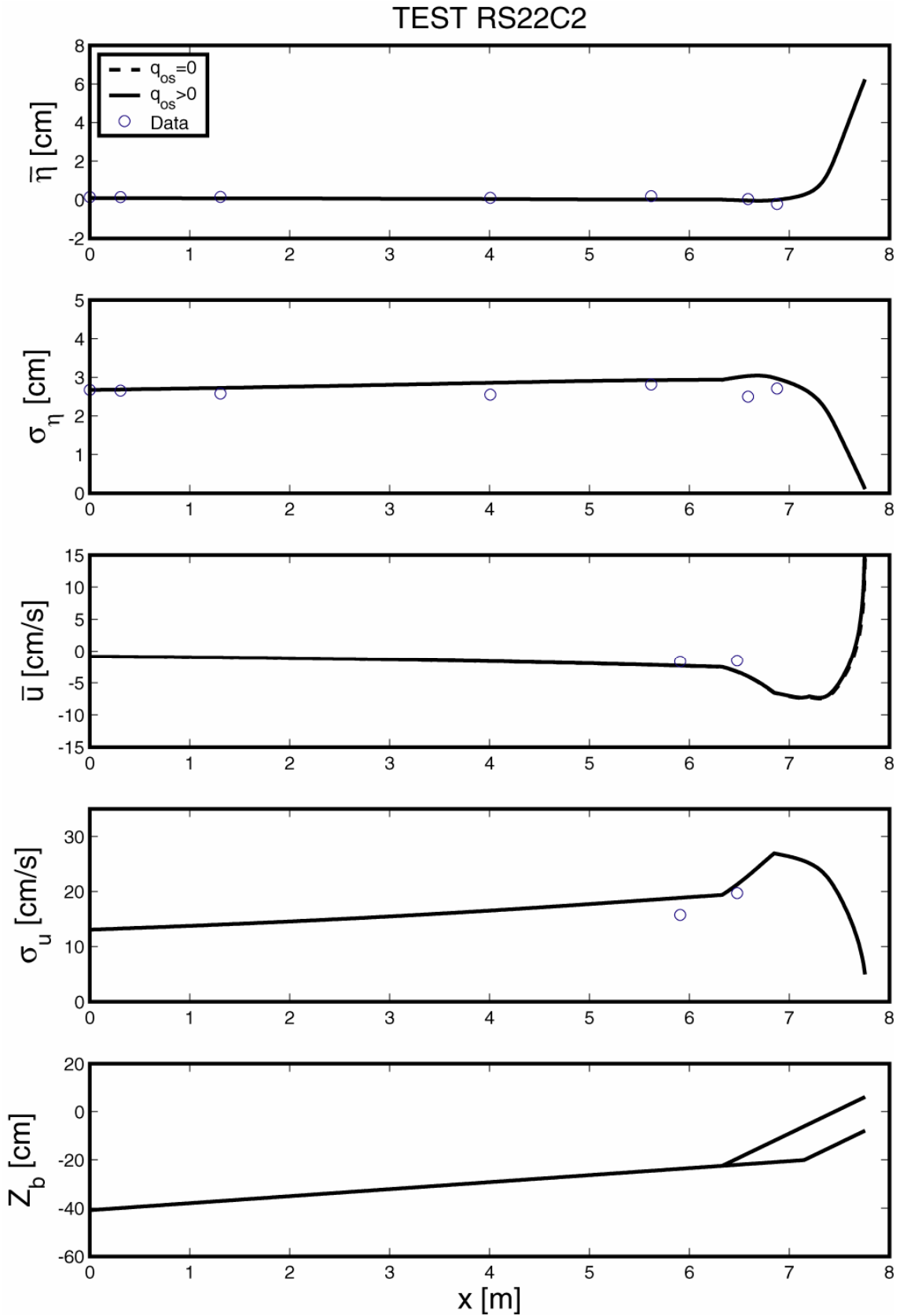


Fig. 26: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RS22C2.

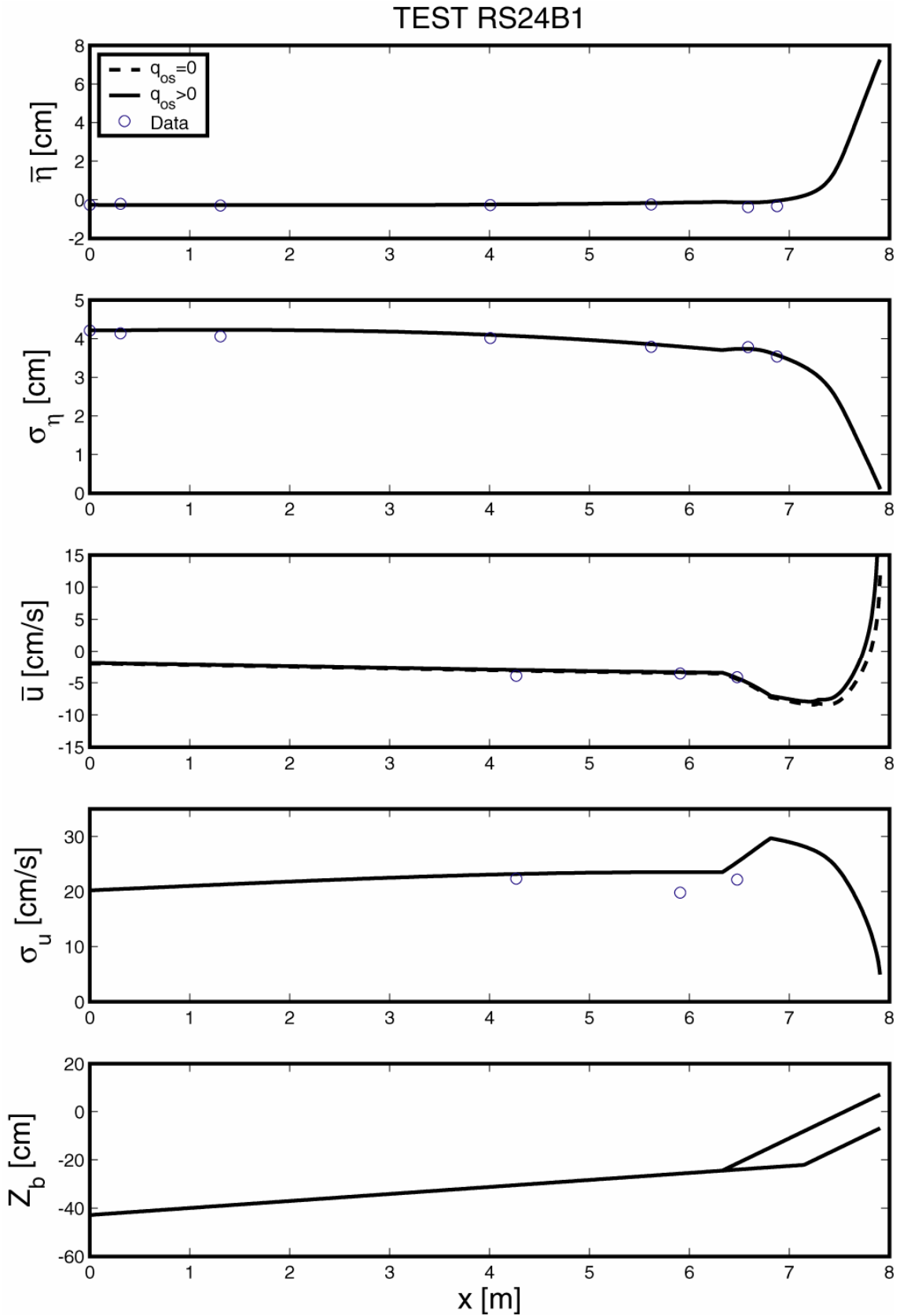


Fig. 27: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RS24B1.

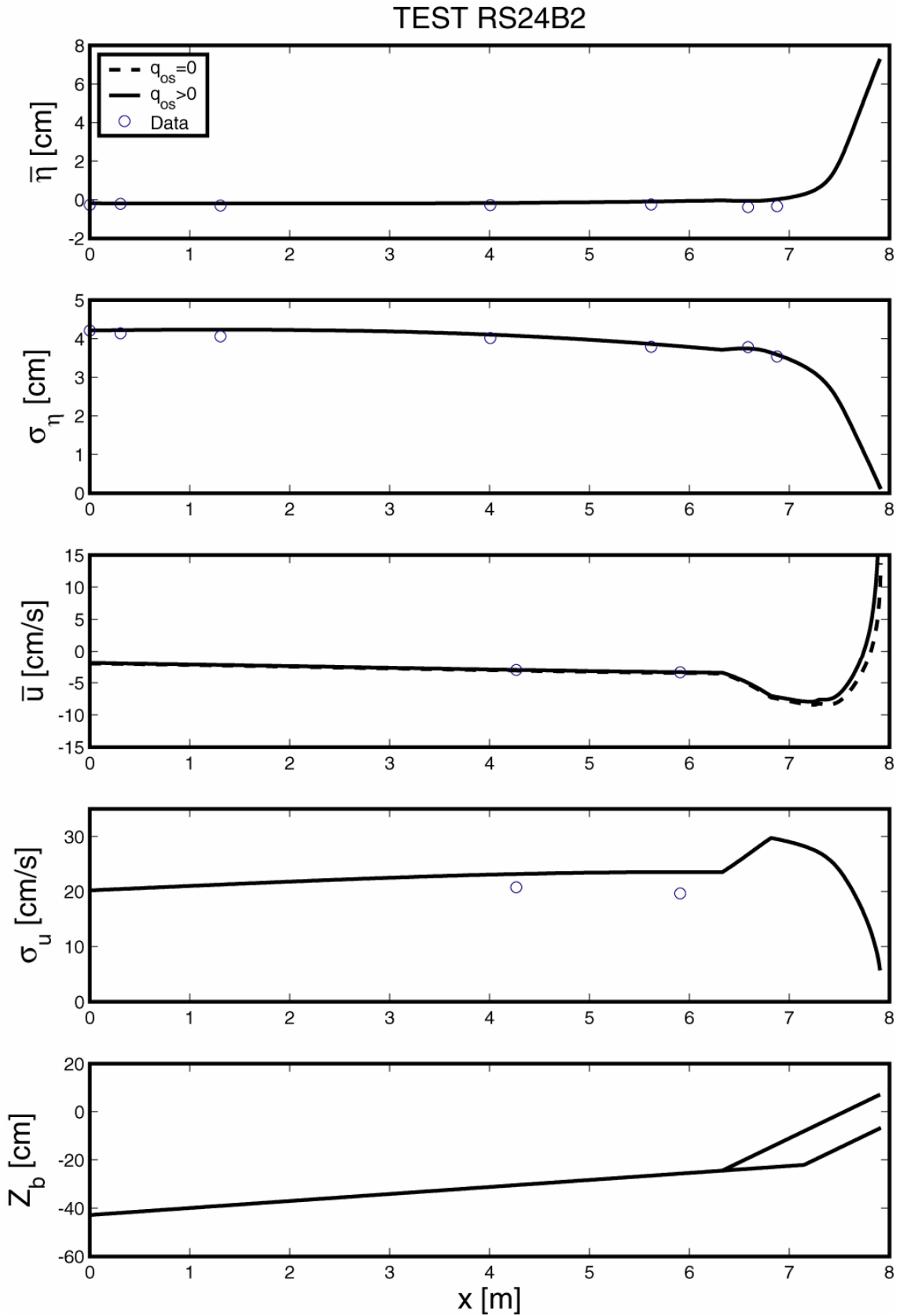


Fig. 28: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RS24B2.

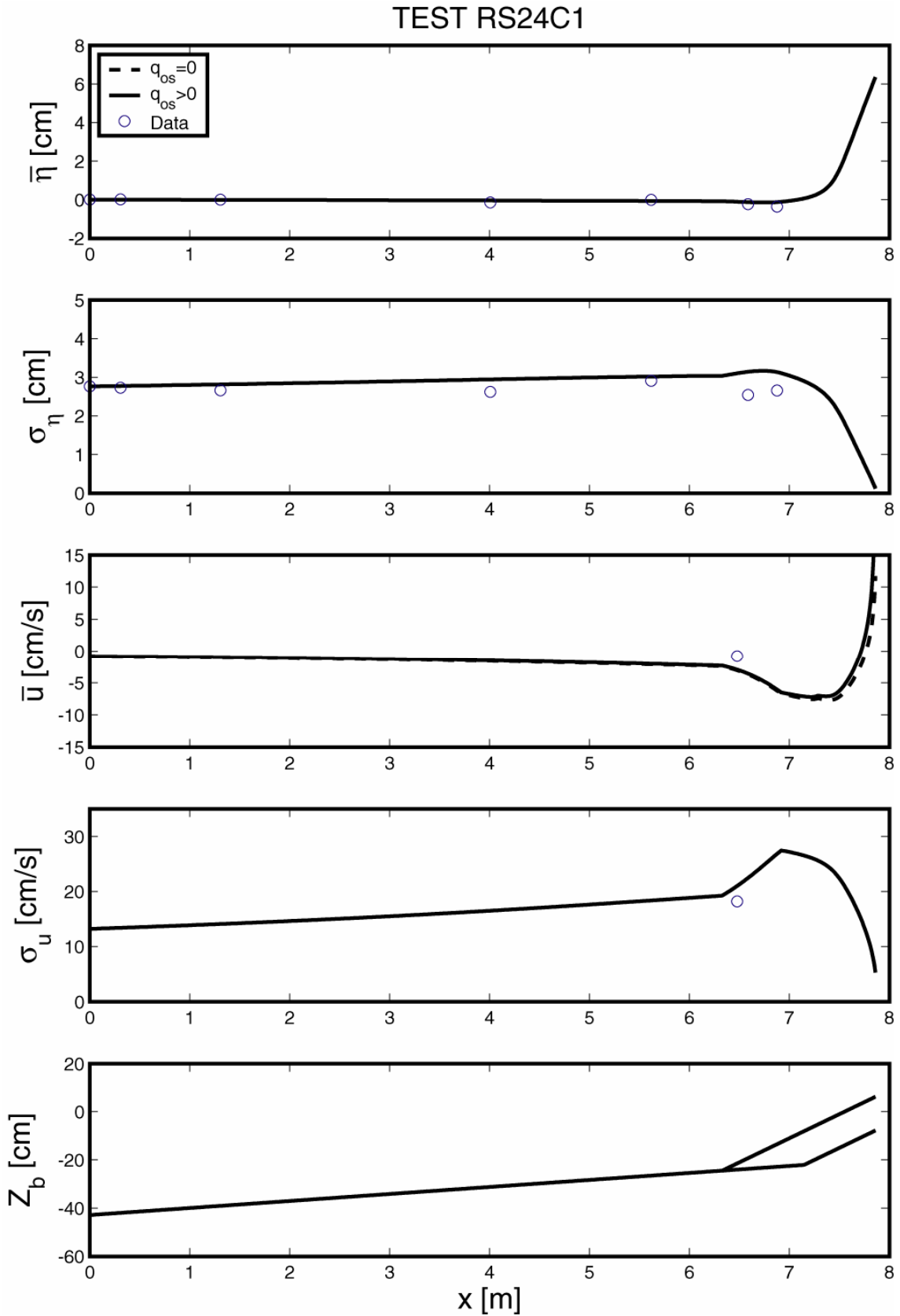


Fig. 29: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RS24C1.

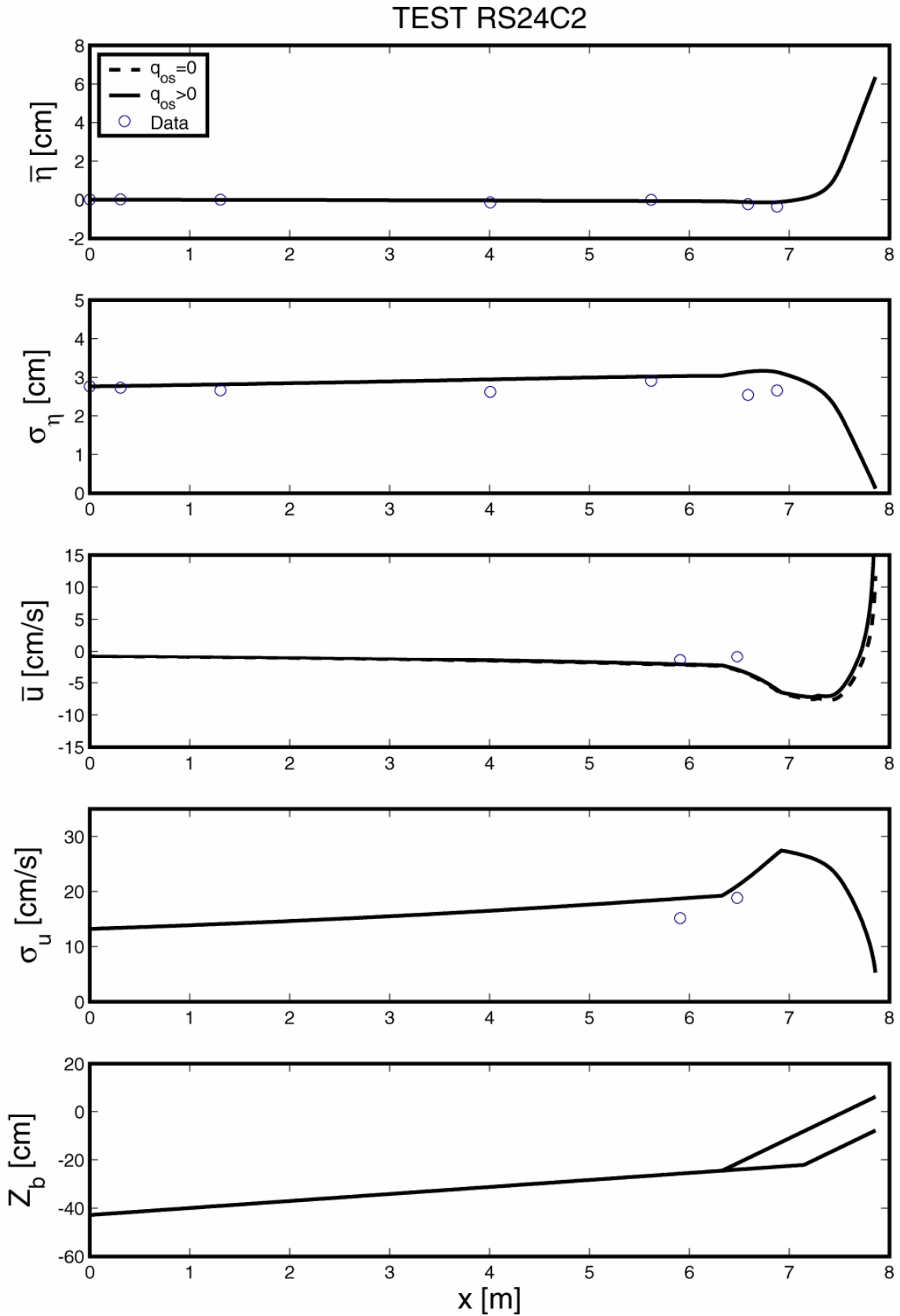


Fig. 30: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RS24C2.

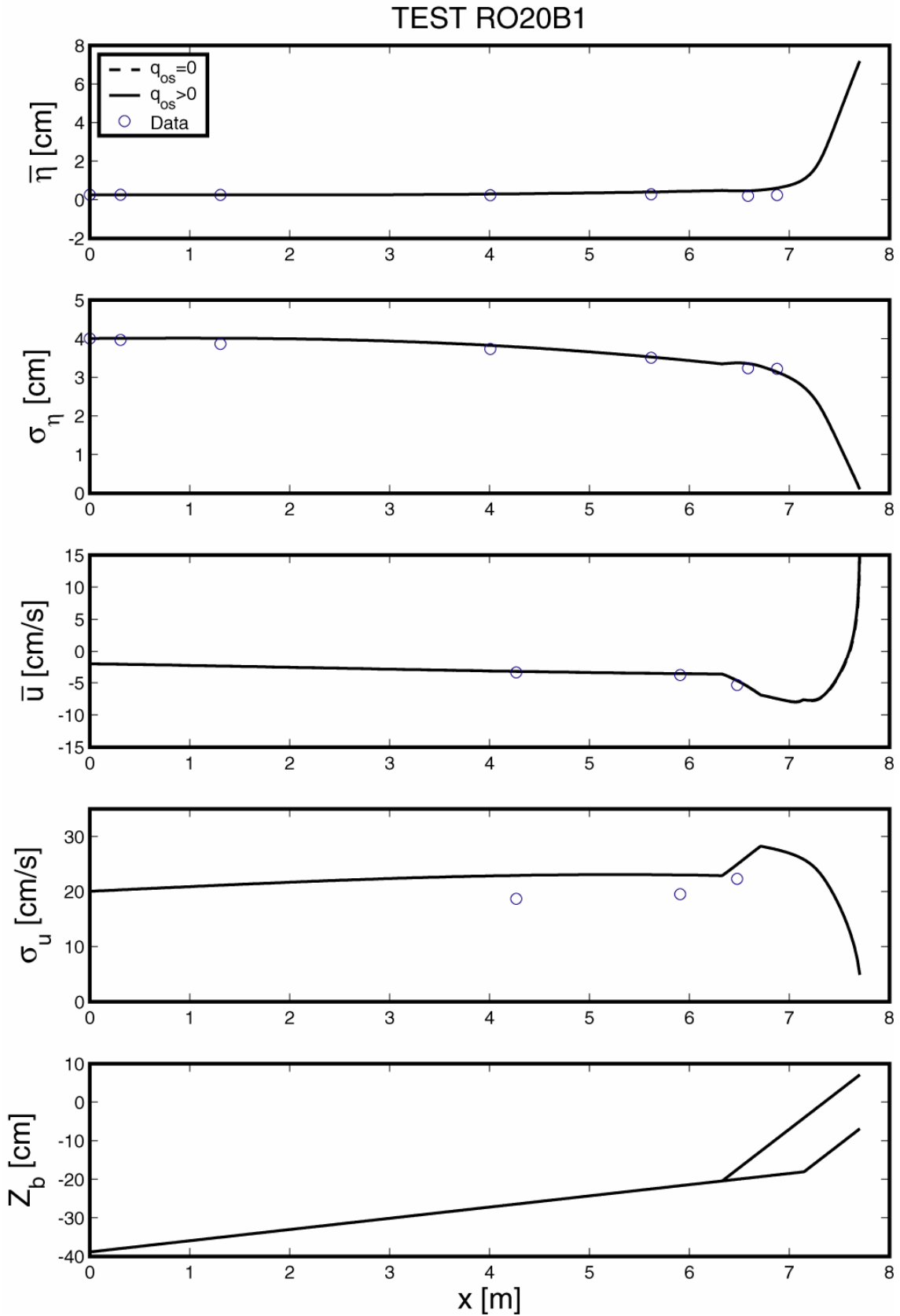


Fig. 31: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RO20B1.

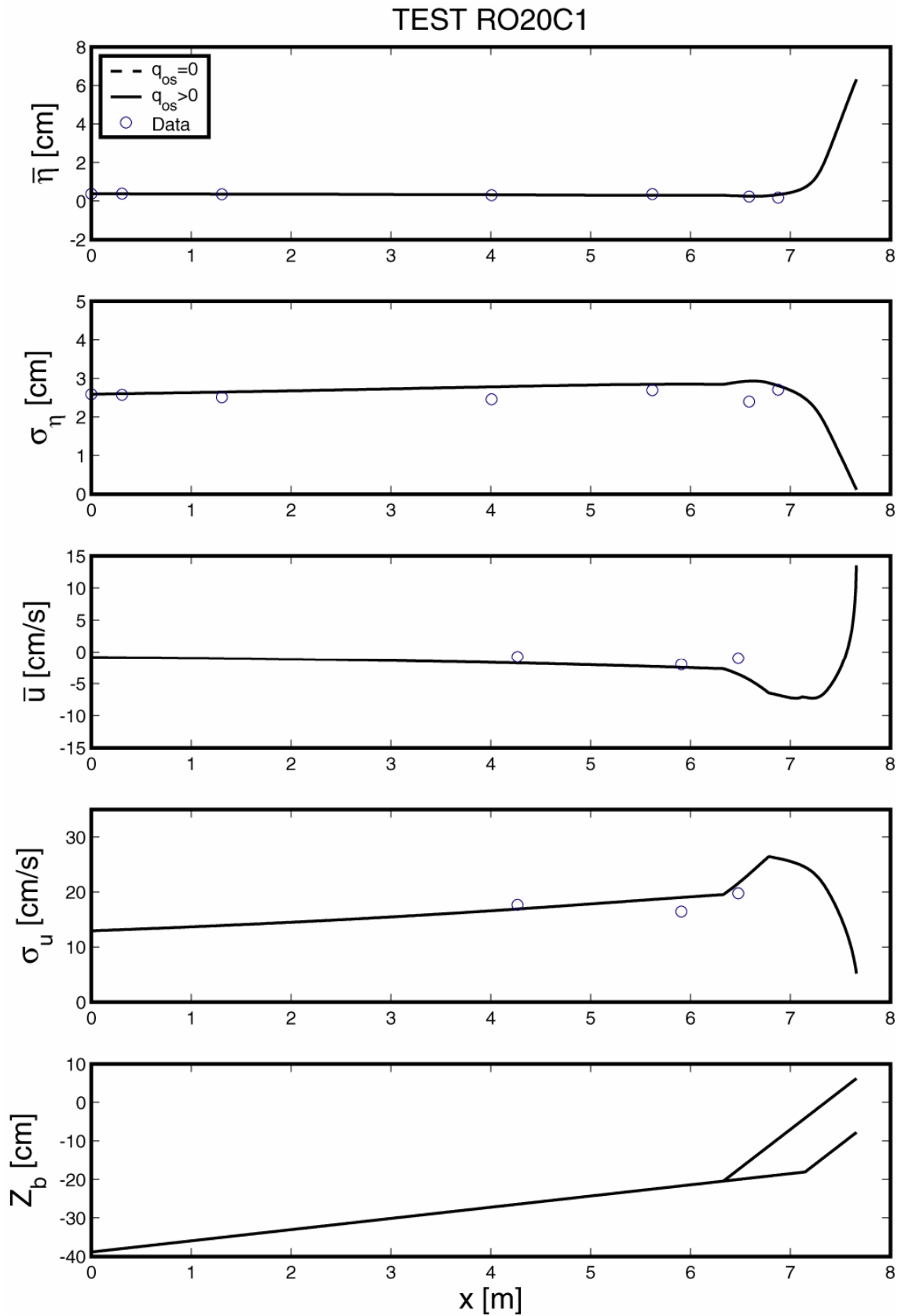


Fig. 32: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RO20C1.

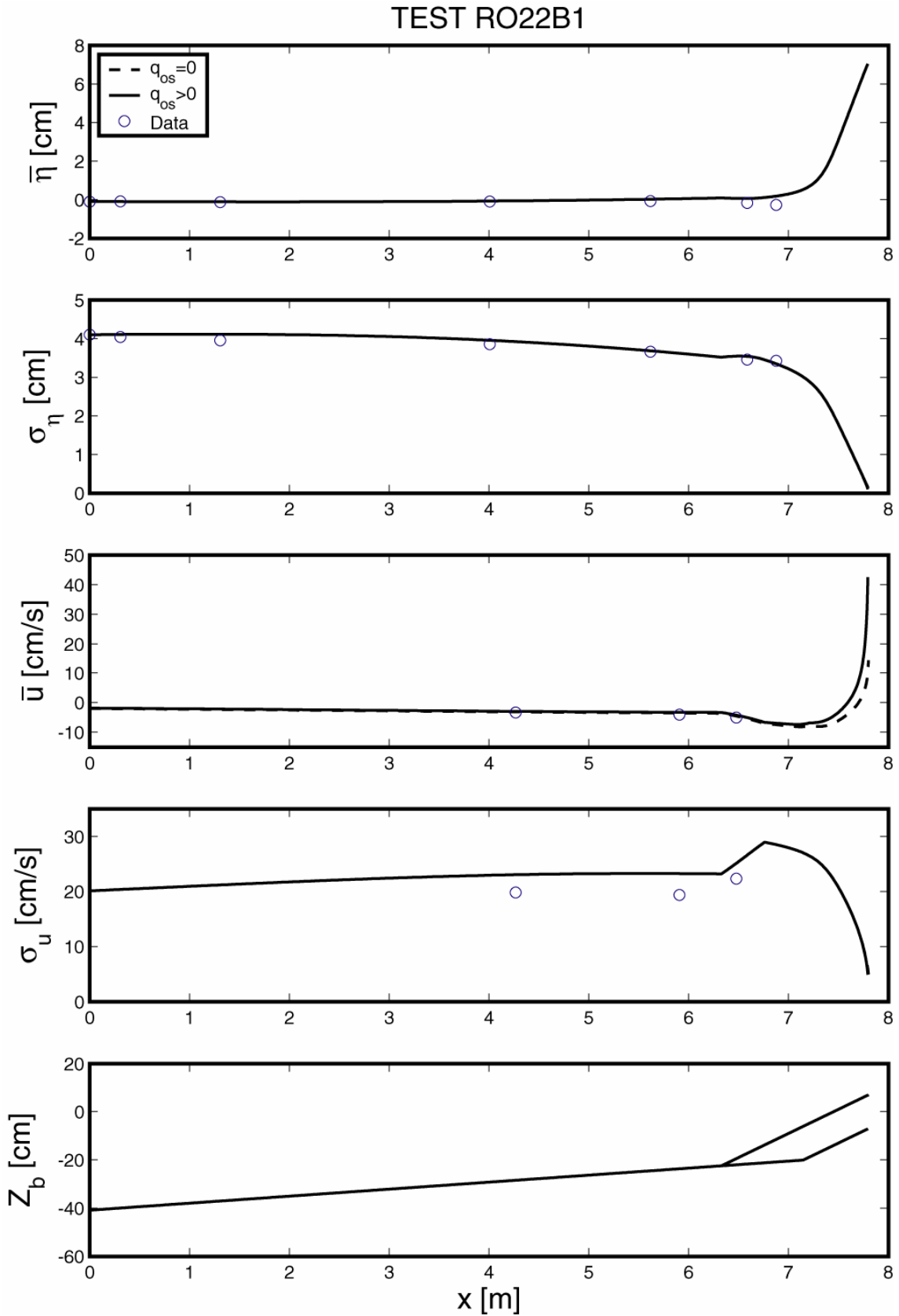


Fig. 33: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RO22B1.

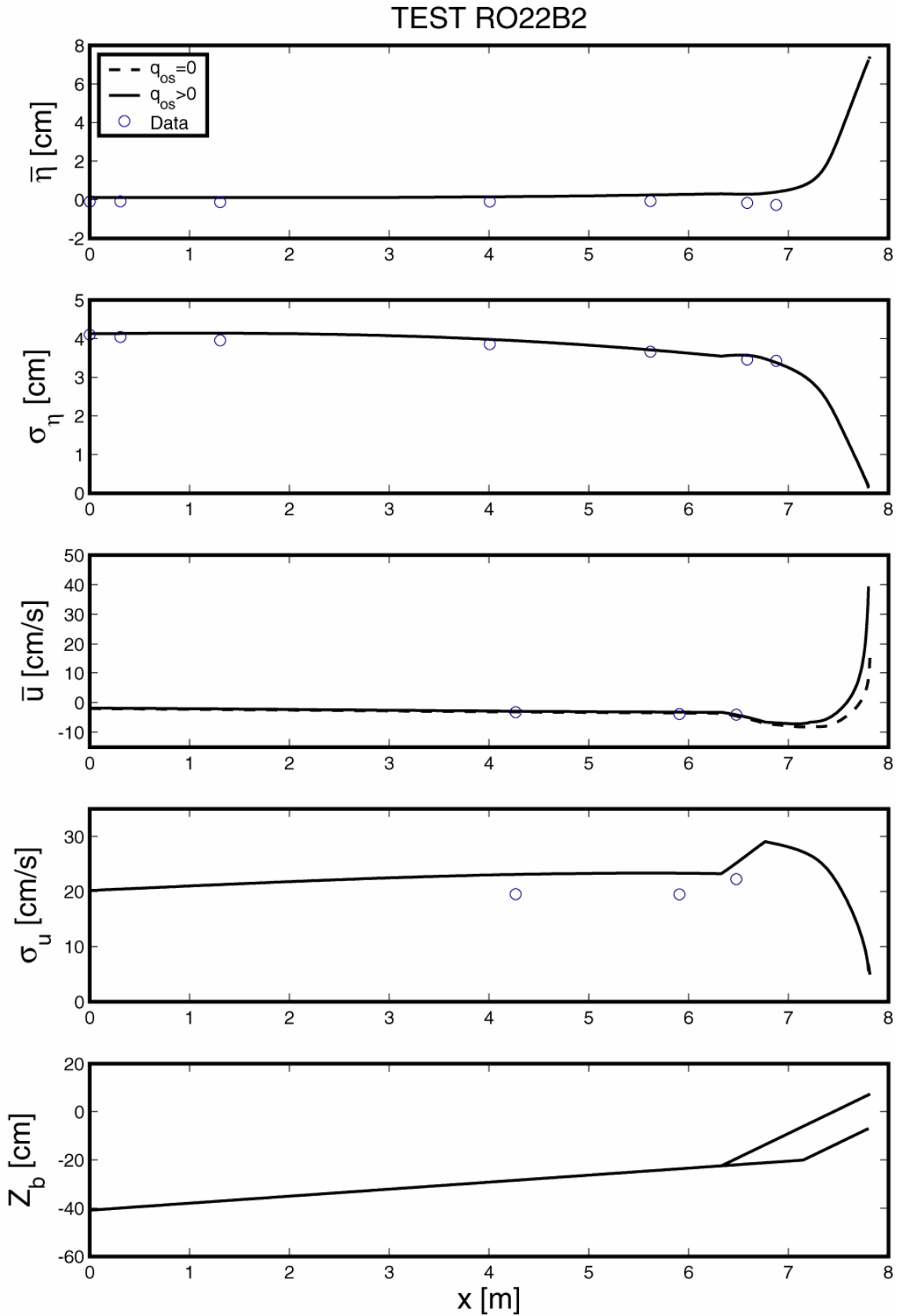


Fig. 34: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RO22B2.

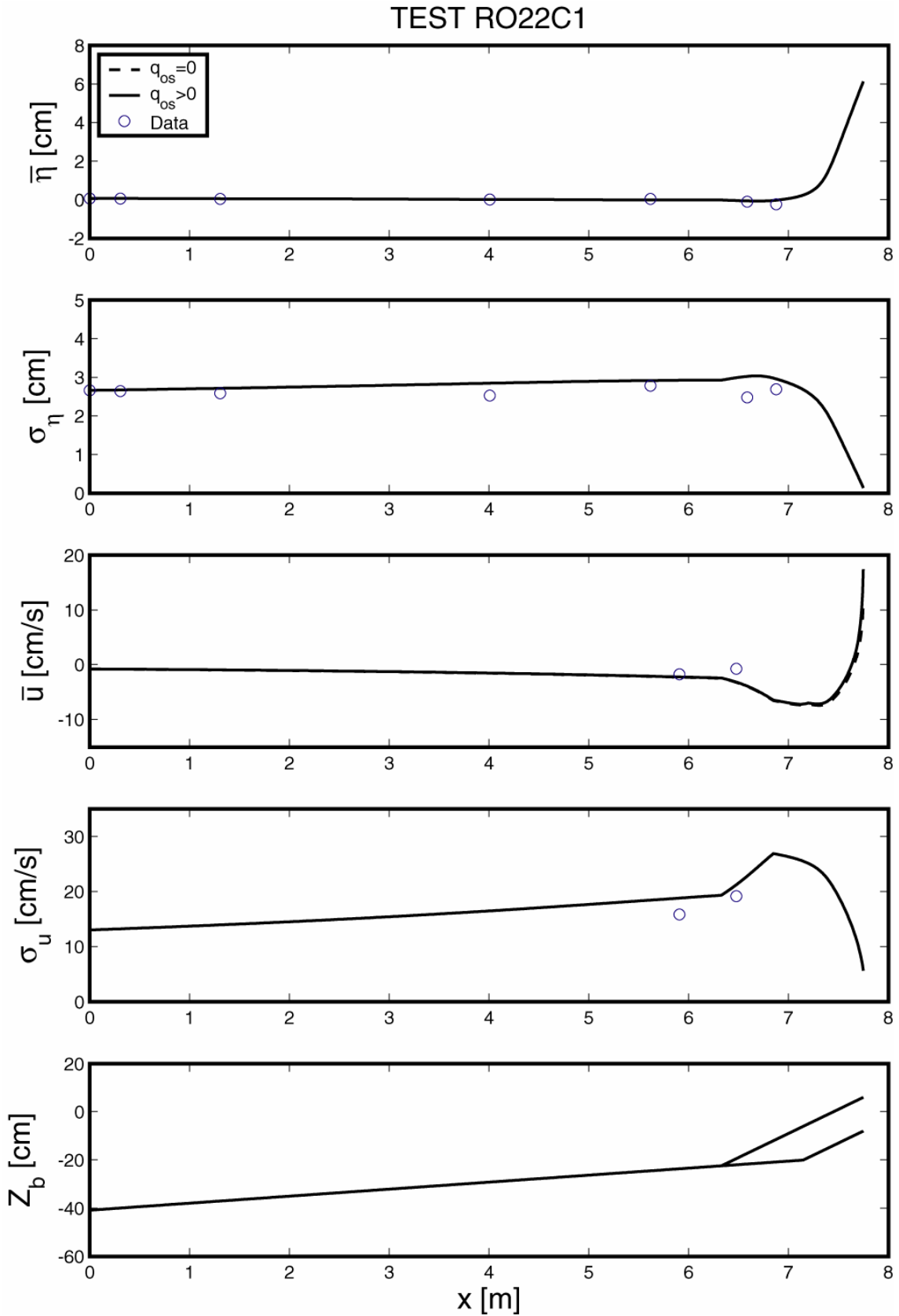


Fig. 35: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RO22C1.

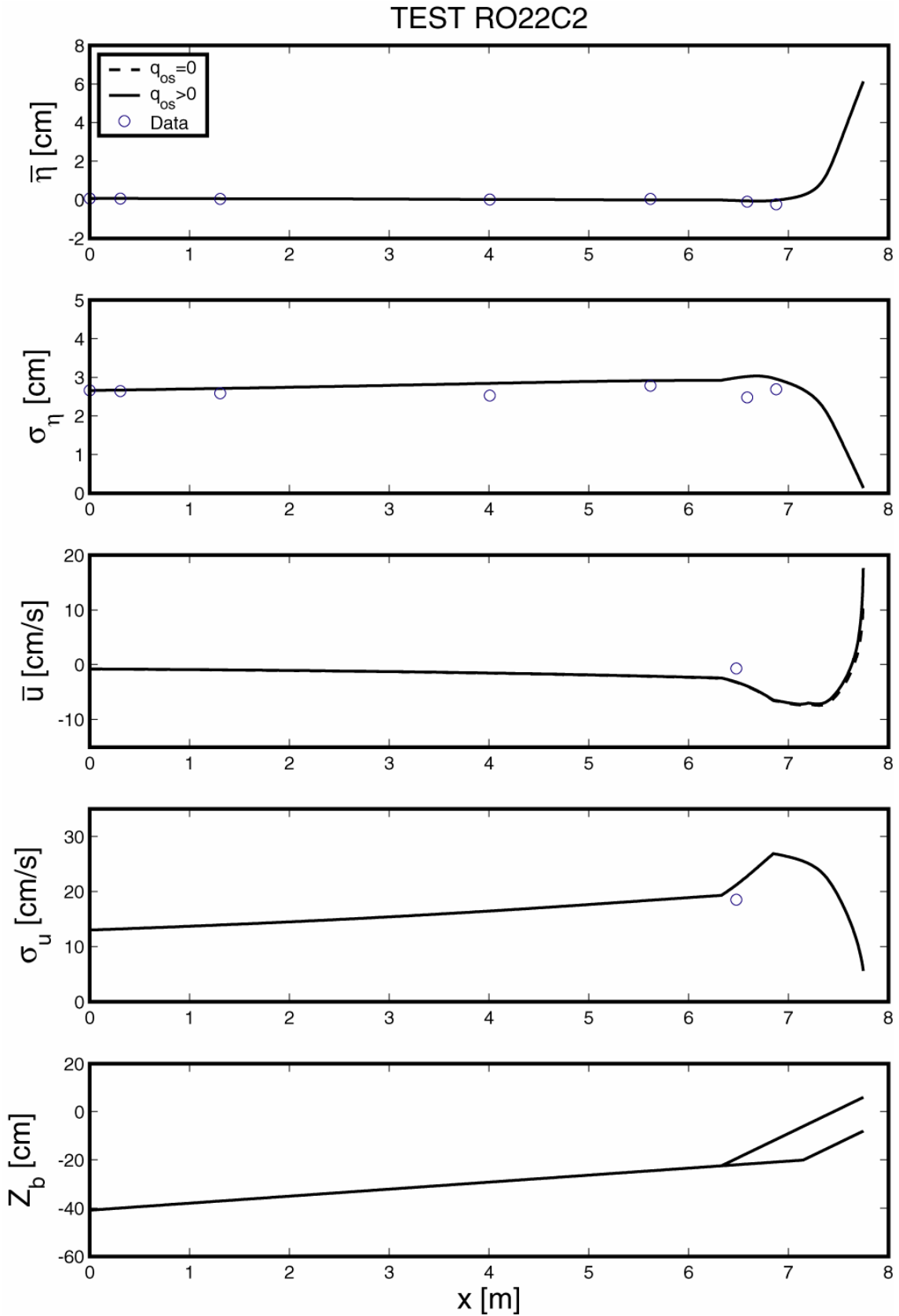


Fig. 36: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RO22C2.

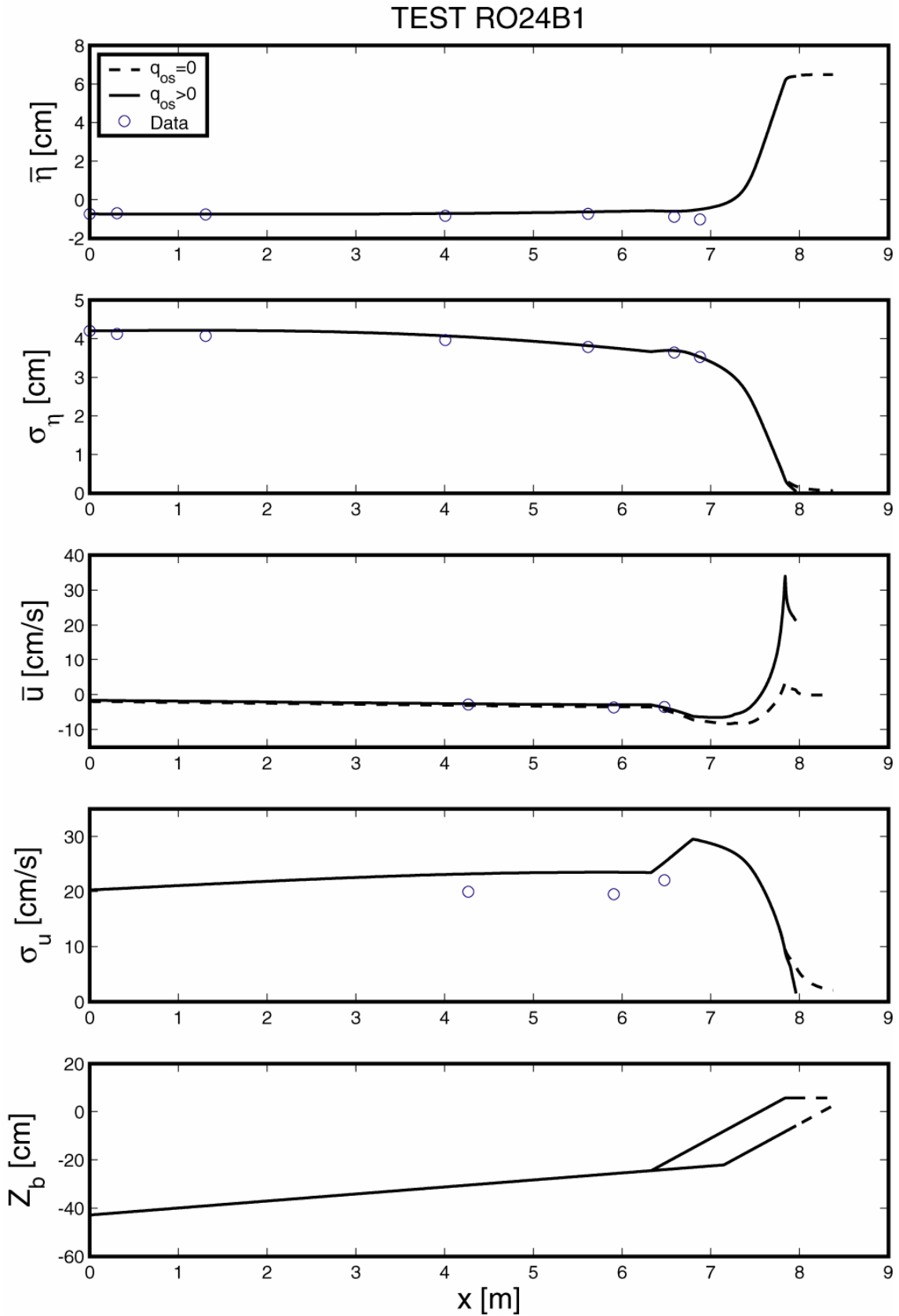


Fig. 37: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RO24B1.

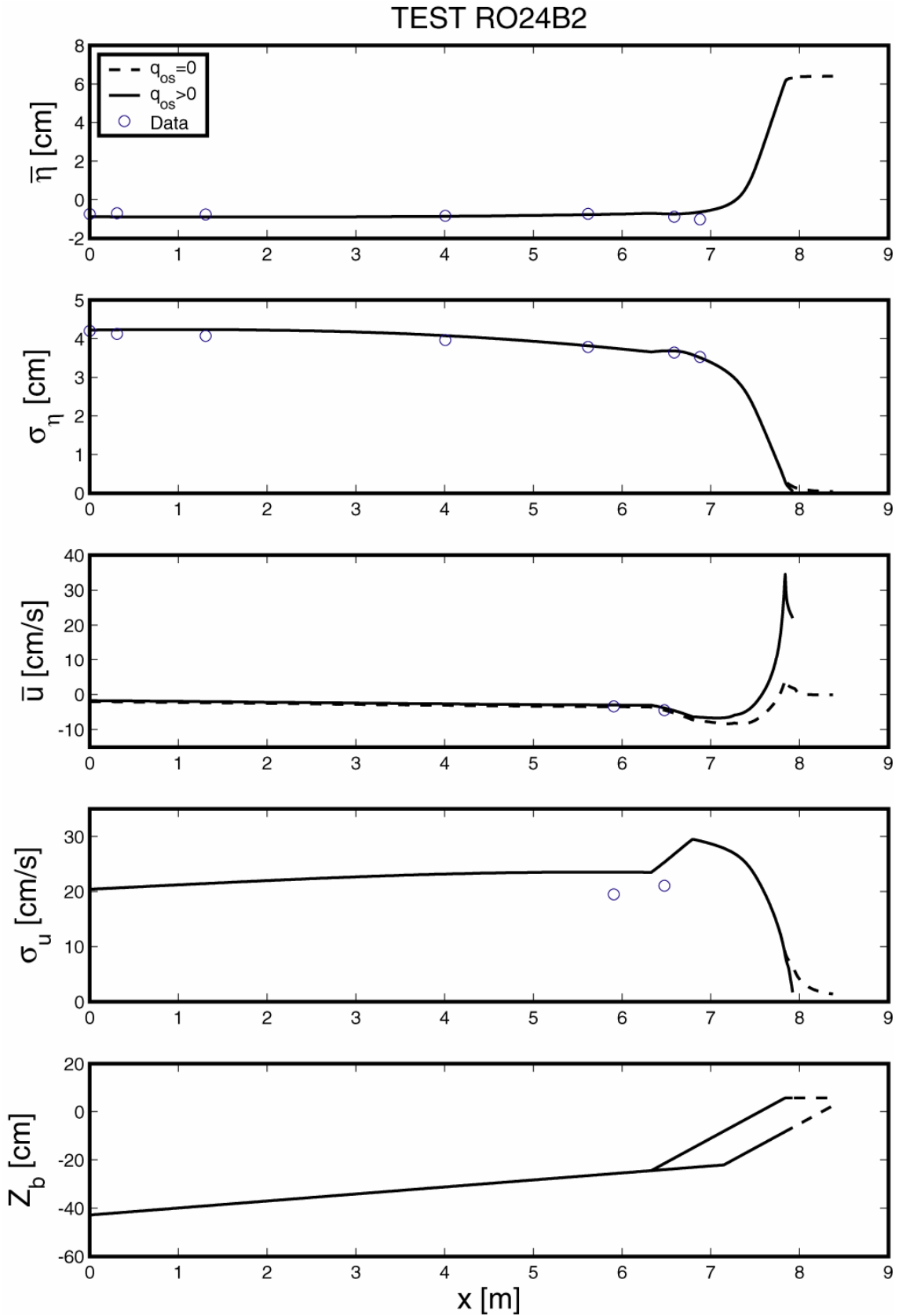


Fig. 38: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RO24B2.

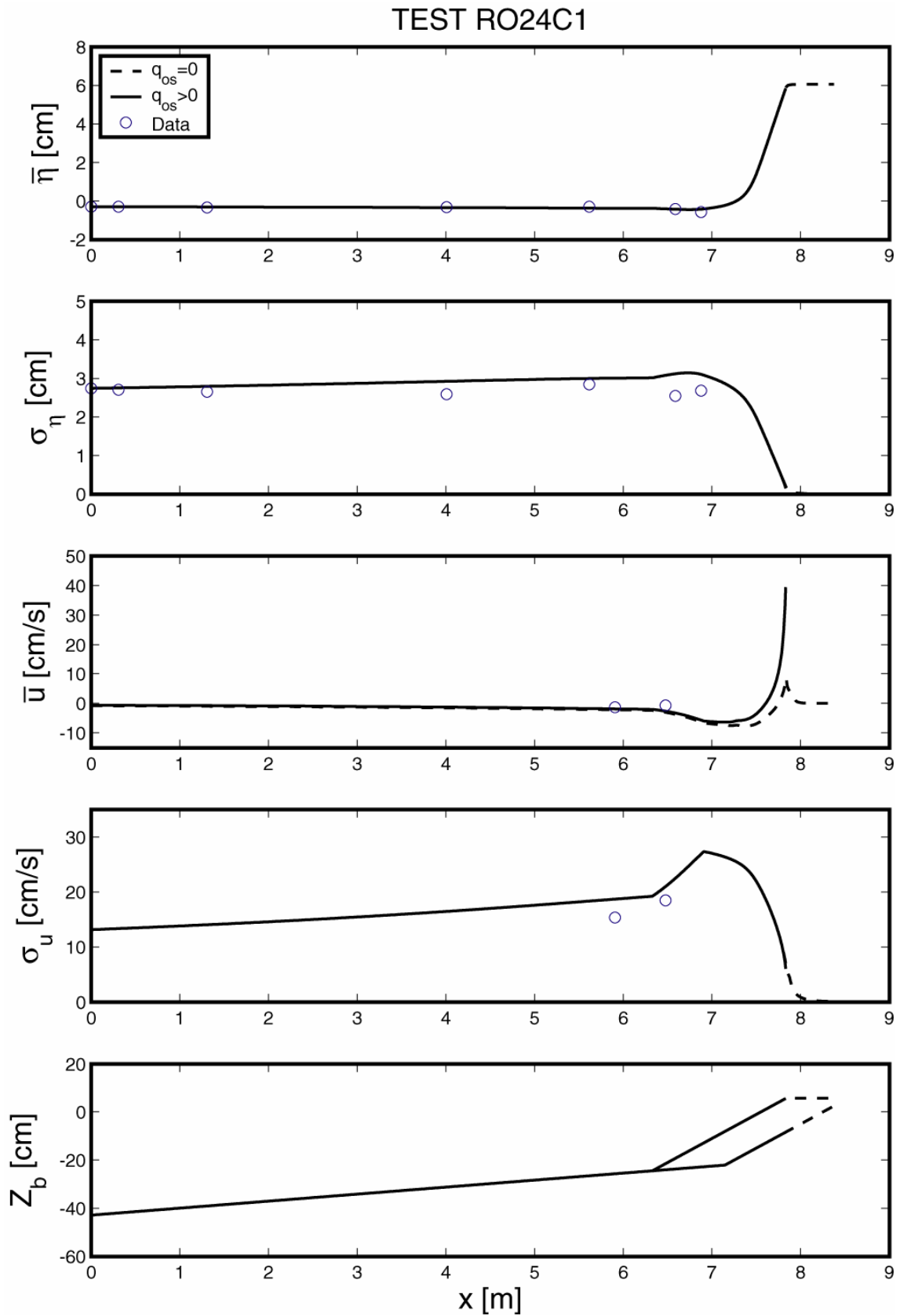


Fig. 39: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RO24C1.

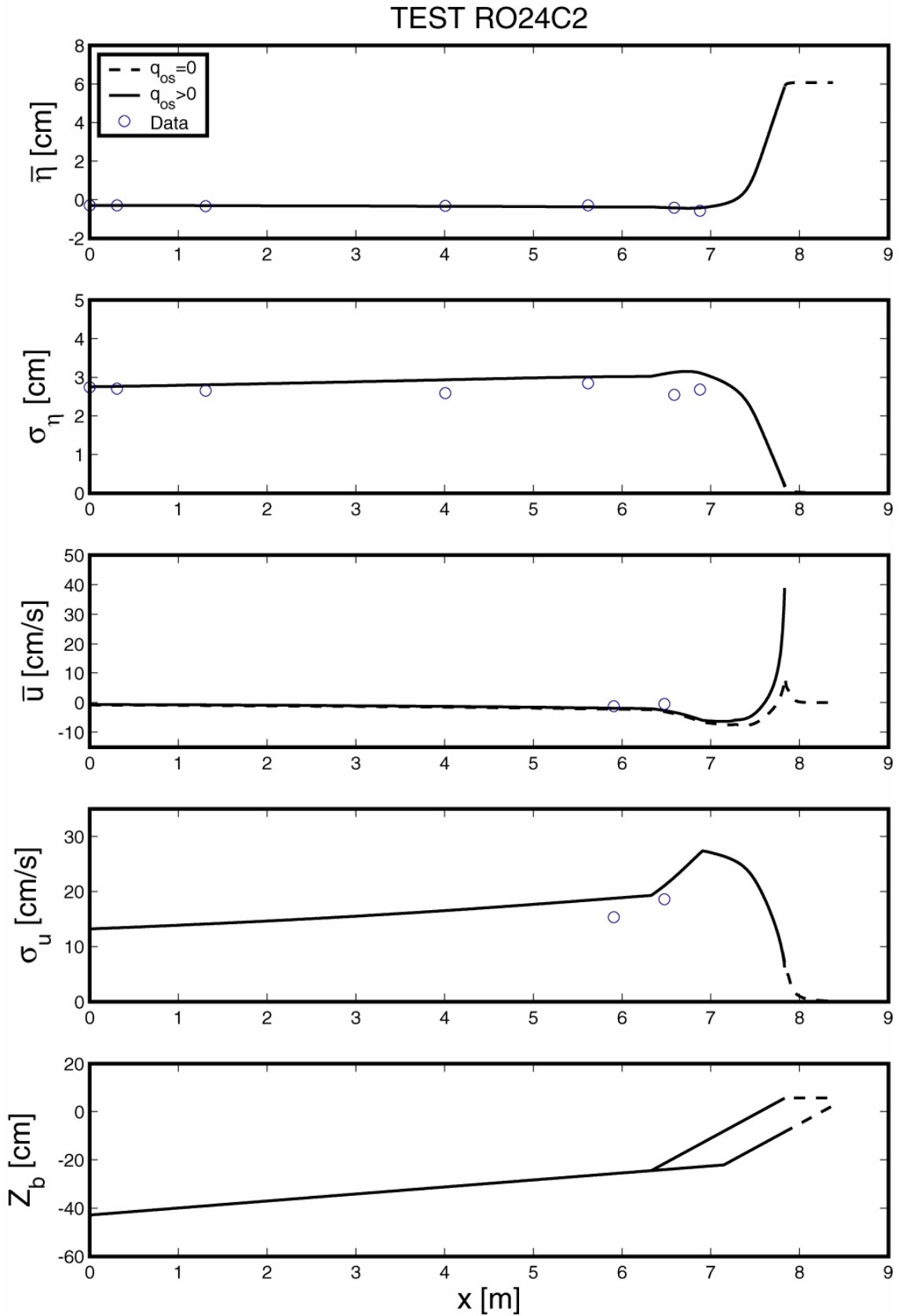


Fig. 40: Variación transversal de los valores medios y desviación típica de η y u sin ($q_{os} = 0$) y con ($q_{os} > 0$) rebase e infiltración para el test RO24C2.

4.4.2 ESTADÍSTICAS DE RUNUP

La Fig. 41 compara valores medidos y predichos de la media $\overline{\eta_r}$ de las elevaciones de la línea de costa η_r para los tests S y OS. El modelo sobrestima $\overline{\eta_r}$ para la mayoría de los tests. Esto es parcialmente debido a que el modelo no tiene en cuenta el pequeño descenso del nivel en el canal de oleaje debido a los caudales de rebase e infiltración. La Fig. 42 muestra la comparación entre los valores medidos y predichos por el modelo de la desviación típica σ_r de las elevaciones de la línea de costa para los tests S y OS. El acuerdo es razonable y el modelo puede predecir σ_r con un margen de error del 20%. La misma tendencia se ha observado en los ensayos de de los Santos and Kobayashi (2005) para los casos donde no se produce ni infiltración ni rebase.

La Fig. 43 compara los valores medidos y suministrados por el modelo numérico para el runup significativo $R_{1/3}$ para los tests S y OS. La Eq. (25) desarrollado para los casos sin rebase ni infiltración predice $R_{1/3}$ con un margen de error del 20%.

La Fig. 44 compara los valores medidos y predichos de $R_{2\%}$ donde la Eq. (23) implica

$$R_{2\%} = \overline{\eta_r} + (1.40)^{2/\kappa} (R_{1/3} - \overline{\eta_r}) \quad (41)$$

donde el parámetro de forma κ dado por la Eq. (22) tiene en cuenta el descenso de $R_{2\%}$ debido al descenso de R_* y el incremento resultante de la probabilidad de rebase P_o expresada por la Eq.(24). La formula empírica de van der Meer and Janssen (1995) ha sido comparada con los datos experimentales. Para el caso de incidencia normal sin berma, esta formula se expresa como

$$R_{2\%} = 1.5 \xi \gamma_f \gamma_h H_{1/3} \quad \text{con} \quad \xi \leq 2 \quad (42)$$

con

$$\xi = \left(\frac{gT_p^2}{2\pi H_{1/3}} \right)^{0.5} \tan \theta \quad ; \quad \gamma_h = 1 - 0.03 \left(4 - \frac{d_t}{H_{1/3}} \right)^2 \quad \text{si} \quad \frac{d_t}{H_{1/3}} < 4 \quad (43)$$

donde ξ = número de Iribarren; $H_{1/3}$ = altura de ola significativa a pié de estructura; γ_f = factor de reducción por fricción de la pendiente; γ_h = factor de reducción debido a la rotura del oleaje en zonas poco profundas ($d_t/H_{1/3}) < 4$. La Eq. (19) implica que (1.5 ξ) se reemplaza por 3.0 si $\xi > 2$. El factor de reducción γ_h basado en el cociente, $H_{2\%}/(1.4H_{1/3})$, con $H_{2\%}$ = altura de ola que excede el 2% de probabilidad se asume válido para el este análisis con una pendiente de playa de 1/34.4. La reducción del factor γ_f para una capa permeable de escollera con 2 o más diámetro de espesor se asume varía en el rango de 0.50 – 0.55 para $\xi < 4$ y $\gamma_f = 0.52$ es usado aquí. La altura de ola significativa $H_{1/3}$ para cada test se obtiene de las series temporales medidas de la superficie libre por el sensor situado a pie de estructura. Para los tests S y OS, $1.4 < \xi < 2.4$ y $0.79 < \gamma_h < 0.89$. Todos los parámetros de los tests S y OS se presentan en la Table 13 y Table 14, respectivamente. La Fig. 44 indica que el modelo numérico predice $R_{2\%}$ con un error del orden del 20%, parcialmente porque la Eq. (41) ha sido desarrollada usando los tests S y OS. Se muestra también que la fórmula empírica sobrestima $R_{2\%}$ para los tests OS, debido a que esta fórmula fue desarrollada para casos con rebase despreciable. Se remarca que el modelo numérico usa los valores medidos de H_{rms} fuera de la zona de rompientes en vez de los valores de $H_{1/3}$ a pie del talud como hace la formula empírica.

Table 13: Comparación de la formula empírica de $R_{2\%}$ para los tests S.

Test	d_t [cm]	$H_{1/3}$ [cm]	T_p [s]	ξ	γ_h	γ_f	Empirical $R_{2\%}$ [cm]	Measured $R_{2\%}$ [cm]
RS20B1	20.5	14.90	2.3	1.5	0.79	0.52	13.73	13.31
RS20B2	20.5	14.59	2.3	1.5	0.80	0.52	13.67	13.91
RS20C1	20.5	11.09	3.0	2.3	0.86	0.52	14.89	13.59
RS20C2	20.5	11.90	3.0	2.2	0.85	0.52	15.68	14.03
RS22B1	22.5	15.56	2.3	1.5	0.81	0.52	14.22	14.07
RS22B2	22.5	15.63	2.3	1.5	0.80	0.52	14.24	14.44
RS22C1	22.5	12.09	2.9	2.1	0.86	0.52	16.27	14.60
RS22C2	22.5	11.58	2.9	2.1	0.87	0.52	15.77	14.60
RS24B1	24.5	16.91	2.3	1.4	0.81	0.52	14.84	14.12
RS24B2	24.5	15.95	2.3	1.4	0.82	0.52	14.64	15.66
RS24C1	24.5	11.77	2.9	2.1	0.89	0.52	16.34	14.98
RS24C2	24.5	11.64	2.9	2.1	0.89	0.52	16.20	14.71

Table 14: Comparación de la formula empírica de $R_{2\%}$ para los tests OS.

Test	d_t [cm]	$H_{1/3}$ [cm]	T_p [s]	ξ	γ_h	γ_f	Empirical $R_{2\%}$ [cm]	Measured $R_{2\%}$ [cm]
RO20B1	20.5	14.45	2.3	1.5	0.80	0.52	13.69	13.36
RO20C1	20.5	10.19	3.0	2.4	0.88	0.52	14.02	12.95
RO22B1	22.5	14.42	2.3	1.5	0.82	0.52	14.04	11.87
RO22B2	22.5	13.80	2.3	1.6	0.83	0.52	13.91	11.74
RO22C1	22.5	12.03	2.9	2.1	0.86	0.52	16.22	11.50
RO22C2	22.5	11.94	2.9	2.1	0.87	0.52	16.12	11.88
RO24B1	24.5	15.69	2.3	1.5	0.82	0.52	14.65	10.04
RO24B2	24.5	16.30	2.3	1.4	0.81	0.52	14.78	10.82
RO24C1	24.5	12.25	2.9	2.1	0.88	0.52	16.82	10.26
RO24C2	24.5	12.08	2.9	2.1	0.88	0.52	16.64	10.33

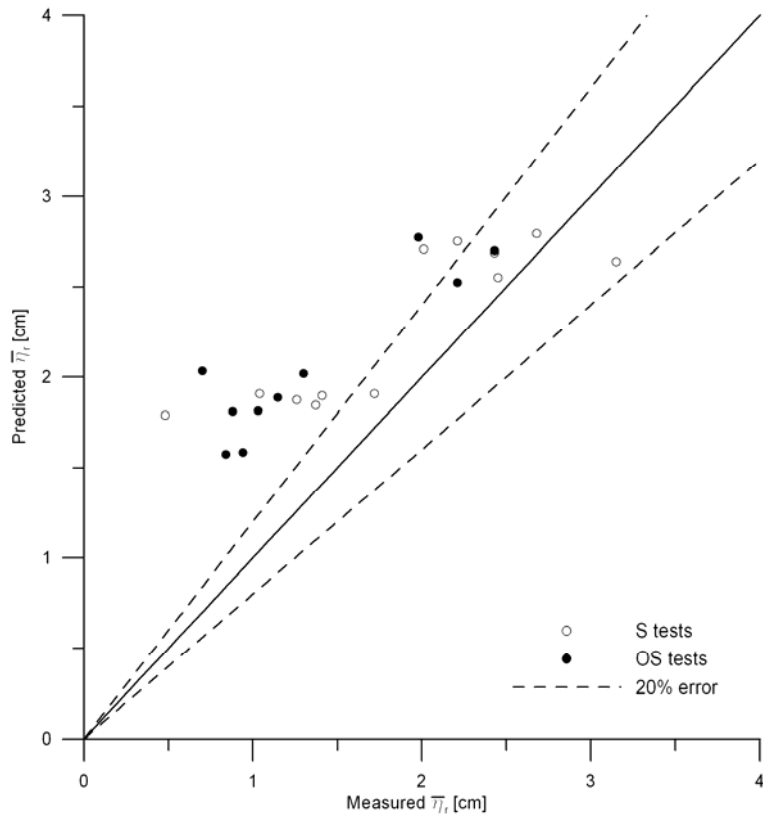


Fig. 41: Comparación de los datos medidos y predichos de $\bar{\eta}_r$ para los tests S y OS.

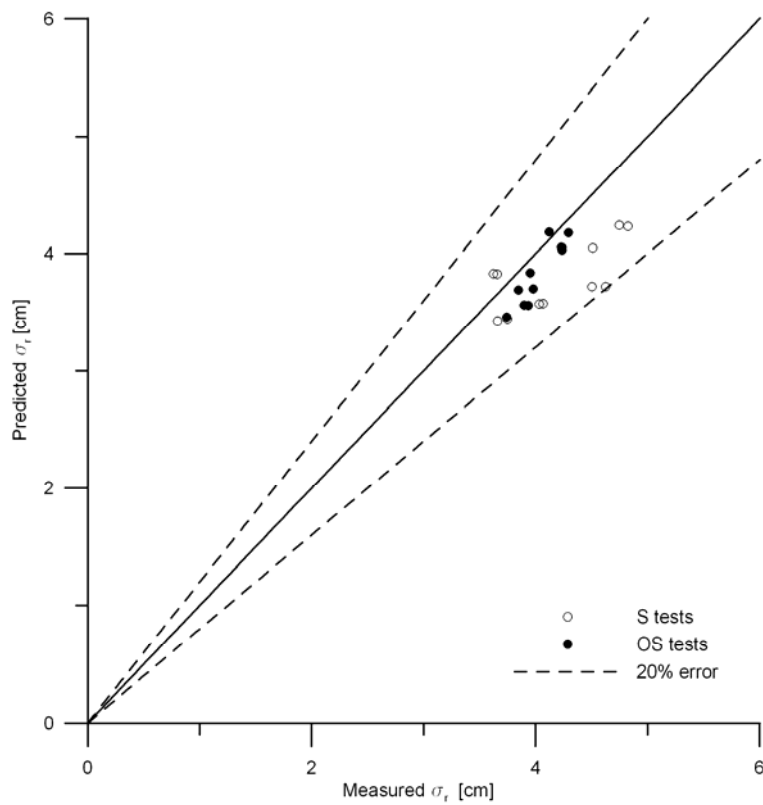


Fig. 42: Comparación de los datos medidos y predichos de σ_r para los tests S y OS.

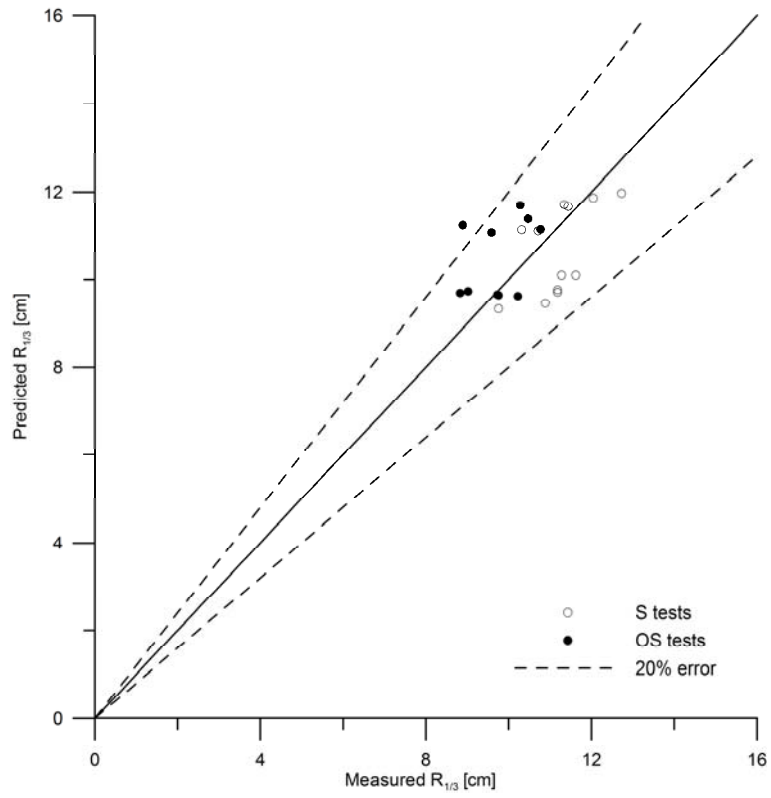


Fig. 43: Comparación de los datos medidos y predichos de $R_{1/3}$ para los tests S y OS.

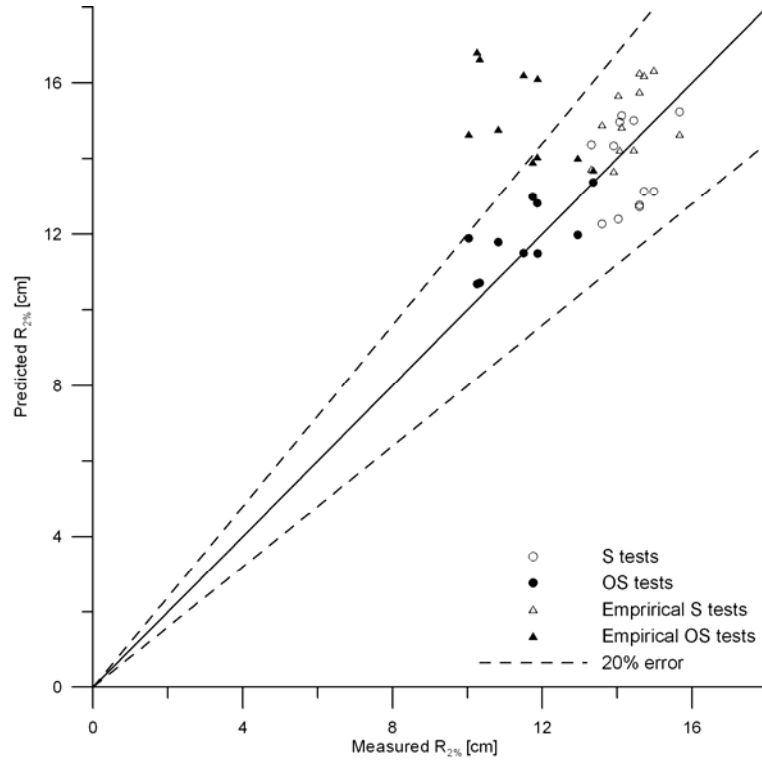


Fig. 44: Comparación de los datos medidos y predichos de $R_{2\%}$ para los tests S y OS.

4.4.3 TASAS DE INFILTRACIÓN Y REBASE

La Fig. 45 compara los valores estimados y medidos de q_{os} donde q_o y q_s no fueron medidos de forma separada. Para los tests S, los valores predichos de q_o son nulos o despreciables en comparación con q_s . Para todos los tests OS, el cociente entre los valores estimados de q_s y q_o están en el rango de 0.2 – 0.9 excepto para el test. El caudal unitario de infiltración q_s es relativamente pequeño pero no despreciable. El modelo numérico predice q_{os} con una exactitud de factor 2, parcialmente porque las formulas usadas para q_o y q_s han sido calibradas con los mismos experimentos. La Fig. 45 también incluye los caudales unitarios de rebase obtenidos con la fórmula empírica de Van der Meer and Janssen (1995). Propusieron 2 formulaciones diferentes para los casos de ola rota y ola no rota. Para el caso de incidencia normal sin berma, estas formulas se pueden expresar como

$$\begin{aligned} \text{Olas rotas} & \rightarrow Q_b = 0.06 \exp(-5.2R_b) \quad \text{if } \xi < 2 \\ \text{Olas no rotas} & \rightarrow Q_n = 0.2 \exp(-2.6R_n) \quad \text{if } \xi > 2 \end{aligned} \quad (44)$$

con

$$Q_b = \frac{q_o}{\sqrt{gH_{1/3}^3}} \sqrt{\frac{s_{op}}{\tan \theta}}; \quad R_b = \frac{R_c}{H_{1/3}} \frac{\sqrt{s_{op}}}{\tan \theta} \frac{1}{\gamma_f \gamma_h}; \quad Q_n = \frac{q_o}{\sqrt{gH_{1/3}^3}}; \quad R_n = \frac{R_c}{H_{1/3}} \frac{1}{\gamma_f \gamma_h} \quad (45)$$

$$\xi = \left(\frac{gT_p^2}{2\pi H_{1/3}} \right)^{0.5} \tan \theta; \quad s_{op} = \frac{2\pi H_{1/3}}{gT_p^2}; \quad \gamma_h = 1 - 0.03 \left(4 - \frac{d_t}{H_{1/3}} \right)^2 \quad \text{if } \frac{d_t}{H_{1/3}} < 4 \quad (46)$$

donde Q_b y Q_n = caudal de rebase adimensional; q_o = caudal unitario de rebase; $H_{1/3}$ = altura de ola significativa a pie de estructura; s_{op} = peraltamiento de la ola; ξ = número de Iribarren; R_b y R_n = cota de coronación adimensional; R_c = cota de coronación sobre el nivel medio del mar en reposo; γ_f = factor de reducción debido a la fricción del material granular; γ_h = factor de reducción debido a la rotura del oleaje ($d_t / H_{1/3}$) < 4, con d_t = profundidad

del pie de estructura. El factor de reducción γ_f se toma como $\gamma_f = 0.52$. La altura de ola significativa $H_{1/3}$ para cada test se ha calculado de las series temporales medidas en el sensor situado al pie de la estructura. Todos los parámetros usados para la estimación del rebase para cada test se exponen en la Table 16 y Table 17 junto con los valores medidos de q_{os} .

La Fig. 45 muestra que la formula empírica no puede predecir el caudal de infiltración q_s y sobrestima el caudal de rebase para los tests con coronación permeable OS considerablemente, esencialmente porque los efectos de infiltración no se tienen en cuenta.

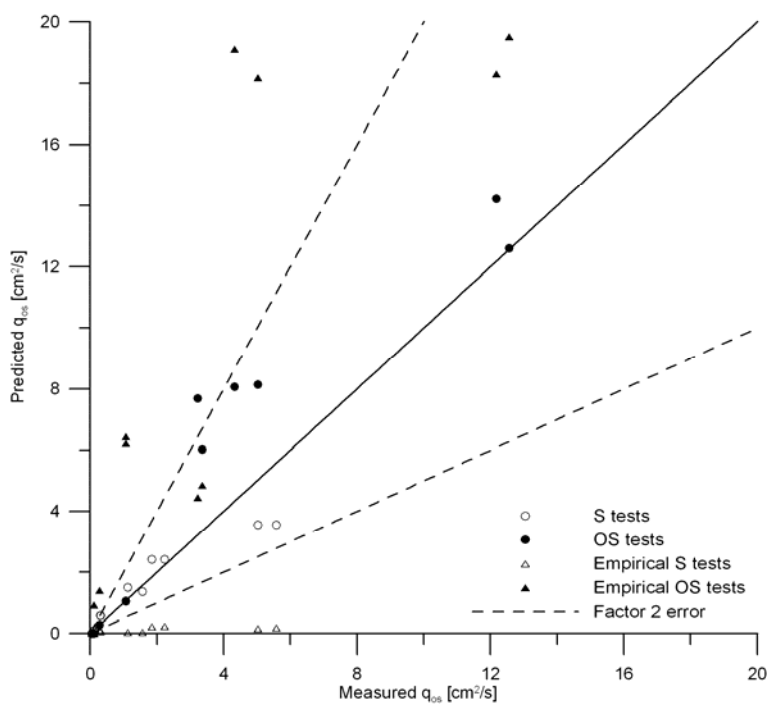


Fig. 45: Datos medidos y predicciones de q_{os} para los tests S y OS.

Table 15: Datos medidos y predicciones de q_s y q_o para tests OS.

Test	Predicciones				Medidas
	q_o [cm ² /s]	q_s [cm ² /s]	q_{os} [cm ² /s]	q_s / q_o	q_{os} [cm ² /s]
RO20B1	0.19	0.10	0.29	0.54	0.28
RO20C1	0.01	0.00	0.01	0.00	0.11
RO22B1	4.91	1.12	6.03	0.23	3.36
RO22B2	6.44	1.24	7.68	0.19	3.22
RO22C1	0.56	0.50	1.06	0.89	1.07
RO22C2	0.55	0.50	1.05	0.90	1.07
RO24B1	12.07	2.15	14.22	0.18	12.18
RO24B2	10.45	2.14	12.60	0.21	12.56
RO24C1	6.29	1.78	8.07	0.28	4.33
RO24C2	6.37	1.78	8.15	0.28	5.02

Table 16: Comparación con la fórmula empírica.

Test	$H_{1/3}$ [cm]	T_p [s]	R_c [cm]	ξ	γ_h	R_b, R_n	Q_b, Q_n	Empirical q_o [cm ² /s]	Measured q_{os} [cm ² /s]
RS20B1	14.90	2.3	18.6	1.5	0.79	2.03	0.000002	0.01	0.12
RS20B2	14.59	2.3	18.6	1.5	0.80	2.04	0.000001	0.01	0.10
RS20C1	11.09	3.0	18.6	2.3	0.86	3.75	0.000012	0.01	0.04
RS20C2	11.90	3.0	18.6	2.2	0.85	3.56	0.000019	0.02	0.05
RS22B1	15.56	2.3	16.6	1.5	0.81	1.75	0.000007	0.04	1.57
RS22B2	15.63	2.3	16.6	1.5	0.80	1.75	0.000007	0.04	1.13
RS22C1	12.09	2.9	16.6	2.1	0.86	3.06	0.000070	0.09	0.31
RS22C2	11.58	2.9	16.6	2.1	0.87	3.16	0.000054	0.07	0.30
RS24B1	16.91	2.3	14.6	1.4	0.81	1.48	0.000028	0.19	5.57
RS24B2	15.95	2.3	14.6	1.4	0.82	1.50	0.000025	0.16	5.02
RS24C1	11.77	2.9	14.6	2.1	0.89	2.69	0.000188	0.24	2.23
RS24C2	11.64	2.9	14.6	2.1	0.89	2.70	0.000177	0.22	1.84

Table 17: Comparación con la fórmula empírica para los tests OS.

Test	$H_{1/3}$ [cm]	T_p [s]	R_c [cm]	ξ	γ_h	R_b, R_n	Q_b, Q_n	Empirical q_o [cm ² /s]	Measured q_{os} [cm ² /s]
RO20B1	14.45	2.3	9.7	1.5	0.80	1.06	0.000239	1.40	0.28
RO20C1	10.19	3.0	9.7	2.4	0.88	2.08	0.000905	0.92	0.11
RO22B1	14.42	2.3	7.7	1.5	0.82	0.82	0.000833	4.86	3.36
RO22B2	13.80	2.3	7.7	1.6	0.83	0.83	0.000799	4.46	3.22
RO22C1	12.03	2.9	7.7	2.1	0.86	1.42	0.004927	6.44	1.07
RO22C2	11.94	2.9	7.7	2.1	0.87	1.43	0.004819	6.22	1.07
RO24B1	15.69	2.3	5.7	1.5	0.82	0.58	0.002886	18.30	12.18
RO24B2	16.30	2.3	5.7	1.4	0.81	0.58	0.002961	19.51	12.56
RO24C1	12.25	2.9	5.7	2.1	0.88	1.02	0.014227	19.11	4.33
RO24C2	12.08	2.9	5.7	2.1	0.88	1.03	0.013829	18.18	5.02

4.4.3.1 SENSIBILIDAD A γ Y δ_r

La Table 18 muestra los valores de $\overline{\eta_r}$, σ_r y $R_{1/3}$ obtenidos por el sensor de runup para $\delta_r = 1-2$ cm y el parámetro de rotura $\gamma = 0.7-0.9$. Las predicciones de los valores de $\overline{\eta_r}$ aumentan un 20% con el aumento del parámetro de rotura de $\gamma = 0.7$ a $\gamma = 0.9$, mientras el efecto del descenso de $\delta_r = 2$ cm a $\delta_r = 1$ cm es mucho mayor, resultando en un incremento del orden del 100% para $\overline{\eta_r}$. Por otro lado, σ_r es mucho menos sensible a γ y δ_r , con diferencia del orden del 10 - 20% donde σ_r es más sensible a γ . El aumento del orden del 15 - 20% para las predicciones de $R_{1/3}$ es el resultado del descenso de δ_r y el aumento de γ . Los errores inducidos por γ y δ_r , son del mismo orden de magnitud que la exactitud del modelo numérico desarrollado.

La Table 19, Fig. 46 y Fig. 47 muestran claramente que el incremento de la predicción de P_o y q_o se amplifica debido a la sensibilidad a los valores de $\overline{\eta_r}$, σ_r y $R_{1/3}$.

Table 18: Predicciones de $\overline{\eta_r}$, σ_r y $R_{1/3}$ con $\delta_r = 1-2$ cm y $\gamma = 0.7-0.9$ para los tests O.

Test	Predicted $\overline{\eta_r}$ [cm]			Predicted σ_r [cm]			Predicted $R_{1/3}$ [cm]		
	$\delta_r = 2$ $\gamma = 0.7$	$\delta_r = 2$ $\gamma = 0.9$	$\delta_r = 1$ $\gamma = 0.9$	$\delta_r = 2$ $\gamma = 0.7$	$\delta_r = 2$ $\gamma = 0.9$	$\delta_r = 1$ $\gamma = 0.9$	$\delta_r = 2$ $\gamma = 0.7$	$\delta_r = 2$ $\gamma = 0.9$	$\delta_r = 1$ $\gamma = 0.9$
A11A	1.26	1.56	2.75	2.99	3.57	3.70	8.73	10.48	12.00
A12A	1.16	1.47	2.63	2.77	3.39	3.52	8.09	9.93	11.42
A21A	1.32	1.65	2.84	3.03	3.65	3.77	8.91	10.76	12.27
A22A	1.29	1.66	2.83	2.85	3.52	3.64	8.42	10.47	11.94
B12A	1.23	1.55	2.72	2.90	3.50	3.62	8.47	10.30	11.77
B22A	1.37	1.75	2.94	2.99	3.66	3.76	8.84	10.89	12.35
C11A	1.49	1.83	3.05	3.30	3.89	3.99	9.74	11.55	13.03
C12A	1.34	1.68	2.88	3.05	3.66	3.77	8.96	10.83	12.29
C21A	1.52	1.87	3.09	3.32	3.92	4.02	9.82	11.67	13.15
C22A	1.47	1.87	3.08	3.13	3.81	3.90	9.31	11.39	12.83
D12A	1.39	1.72	2.92	3.14	3.73	3.83	9.25	11.05	12.50
D22A	1.53	1.92	3.14	3.24	3.90	3.98	9.64	11.66	13.08
A11A	1.26	1.56	2.75	2.99	3.57	3.70	8.73	10.48	12.00
A12A	1.16	1.47	2.63	2.77	3.39	3.52	8.09	9.93	11.42

Table 19: Predicciones y medidas de P_o y q_o con $\delta_r = 1-2$ cm y $\gamma = 0.7-0.9$ para los tests O.

Test	P_o [%]				q_o [cm ² /s]			
	Data	$\delta_r = 2$ $\gamma = 0.7$	$\delta_r = 2$ $\gamma = 0.9$	$\delta_r = 1$ $\gamma = 0.9$	Data	$\delta_r = 2$ $\gamma = 0.7$	$\delta_r = 2$ $\gamma = 0.9$	$\delta_r = 1$ $\gamma = 0.9$
A11A	22.0	0.5	3.1	7.8	1.760	0.004	0.100	0.430
A12A	19.0	0.2	1.9	5.4	1.860	0.001	0.044	0.218
A21A	19.0	0.7	3.8	9.2	1.290	0.006	0.147	0.586
A22A	13.0	0.3	3.0	7.5	1.370	0.002	0.100	0.420
B12A	26.0	0.9	4.9	11.9	2.900	0.011	0.245	0.934
B22A	20.0	1.4	7.3	16.3	2.300	0.023	0.490	1.650
C11A	42.0	6.2	17.9	36.3	4.790	0.341	2.440	6.595
C12A	34.0	3.3	12.3	26.5	4.890	0.115	1.258	3.828
C21A	29.0	6.6	19.0	38.0	3.580	0.376	2.693	7.288
C22A	31.0	4.4	16.6	33.7	4.200	0.192	2.108	5.885
D12A	36.0	8.3	23.5	47.1	7.100	0.546	3.654	9.738
D22A	37.0	10.8	31.1	58.2	5.800	0.864	6.041	14.241

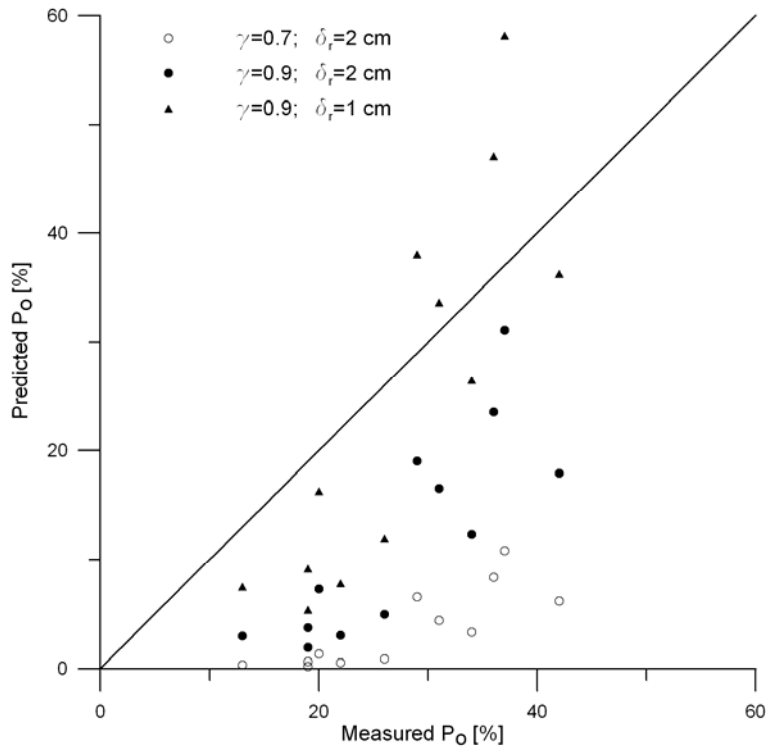


Fig. 46: Sensibilidad de P_o a γ y δ_r para los tests O.

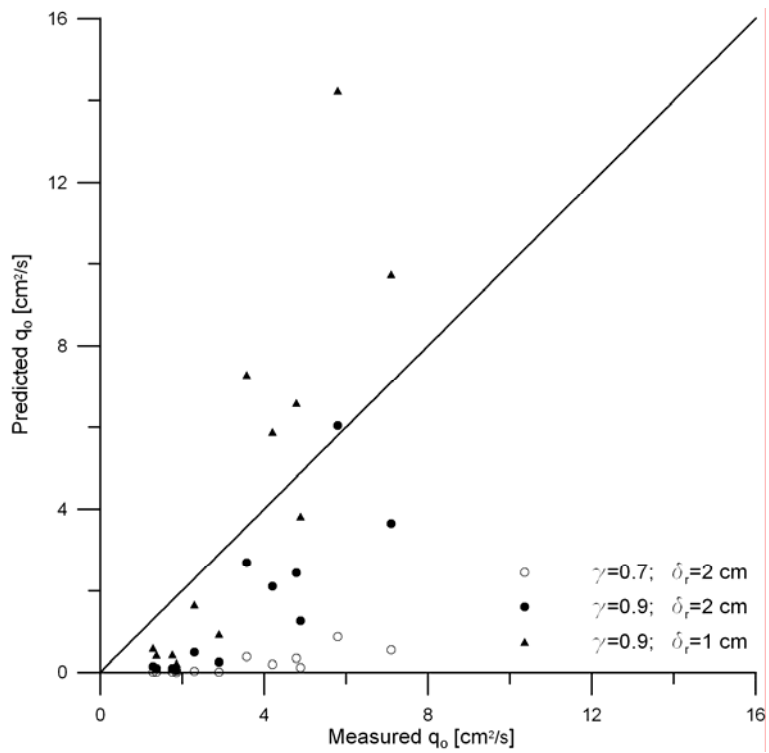


Fig. 47: Sensibilidad de q_o a γ y δ_r para los tests O

4.4.4 EFECTOS DE LA CAPA POROSA

Para examinar los efectos de permeabilidad en la estimación de q_{os} , se ha ejecutado el modelo numérico bajo las mismas condiciones de oleaje y geométricas pero suprimiendo la capa permeable, especificando $z_p = z_b$ y $h_p = 0$. La Fig. 48 compara las predicciones de q_{os} para el caso permeable e impermeable. Los valores predichos de q_o para el caso de la pendiente impermeable son mucho mayores que para el caso permeable, como era de esperar. El aumento del caudal de rebase está causado principalmente por el hecho de que la longitud de infiltración normalizada L_* en la Eq. (38) es nula.

La Fig. 49 compara las variaciones transversales de $\bar{\eta}$, σ_η , \bar{u} y σ_u para el test RO24B1 para el caso permeable e impermeable. Los efectos de permeabilidad son menores que los esperados. La principal diferencia se centra en que la velocidad horizontal \bar{u} aumenta significativamente debido al aumento de q_{os} en la ecuación de continuidad (30).

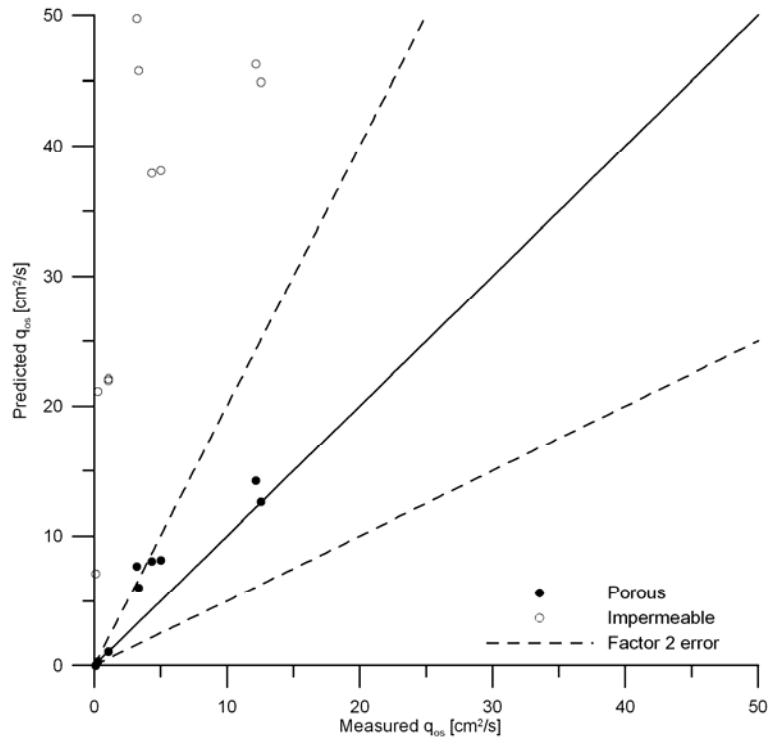


Fig. 48: Efectos de permeabilidad en q_{os} para los tests OS.

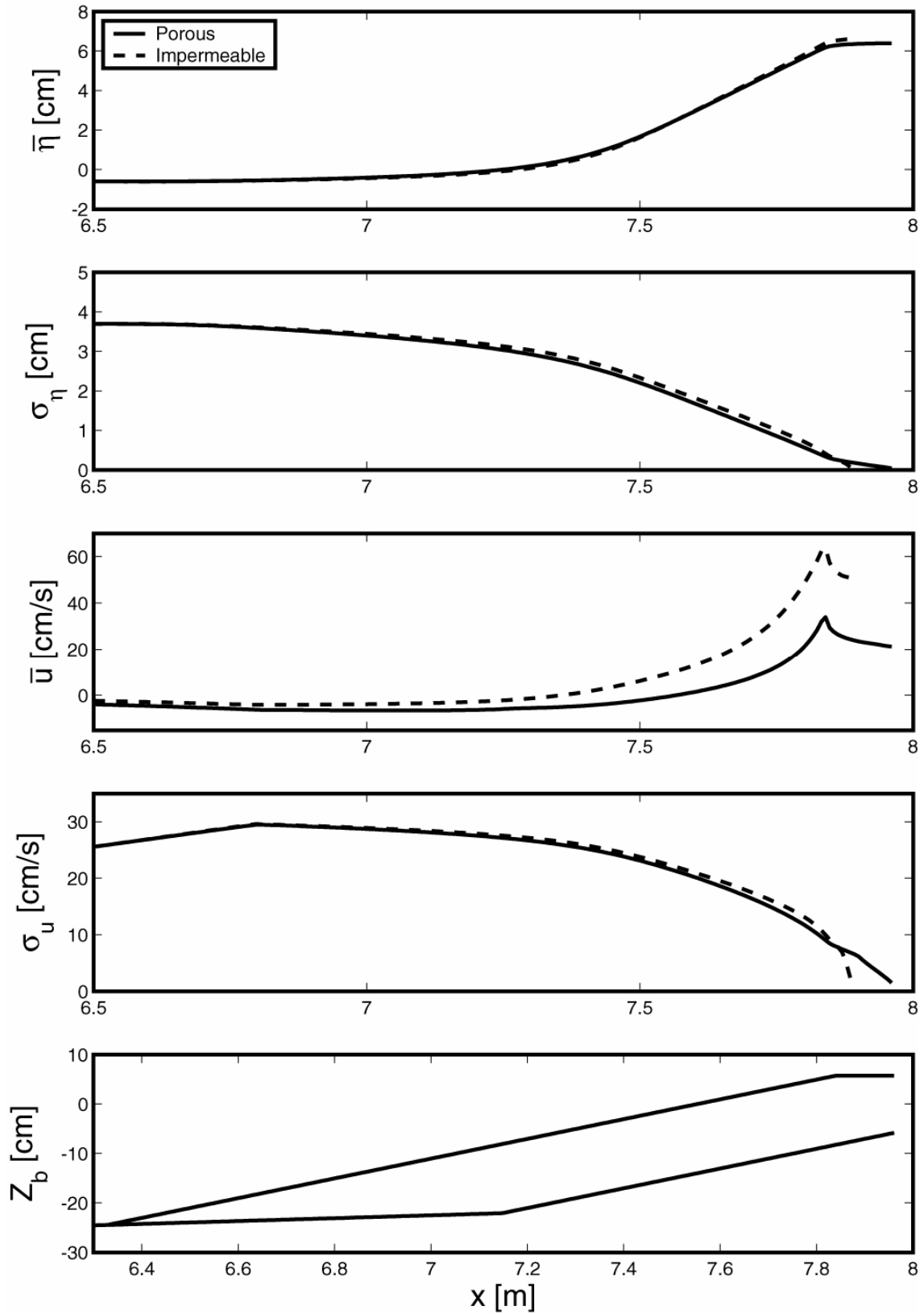


Fig. 49: Efectos de permeabilidad en $\bar{\eta}$, σ_{η} , \bar{u} y σ_u para los tests RO24B1.

4.4.5 COEFICIENTE DE REFLEXIÓN

La Fig. 50 compara los valores medidos y los resultados del modelo numérico del coeficiente de reflexión. El coeficiente de reflexión r estimado usando la Eq. (35) no es sensible a δ_r . El modelo numérico sobrestima r para todos los tests S y OS con pendiente 1/5 y subestima r para los tests O con pendiente 1/2. Esta tendencia es la misma que la encontrado por Kobayashi et al. (2006a) para el caso de no rebase ni infiltración. .

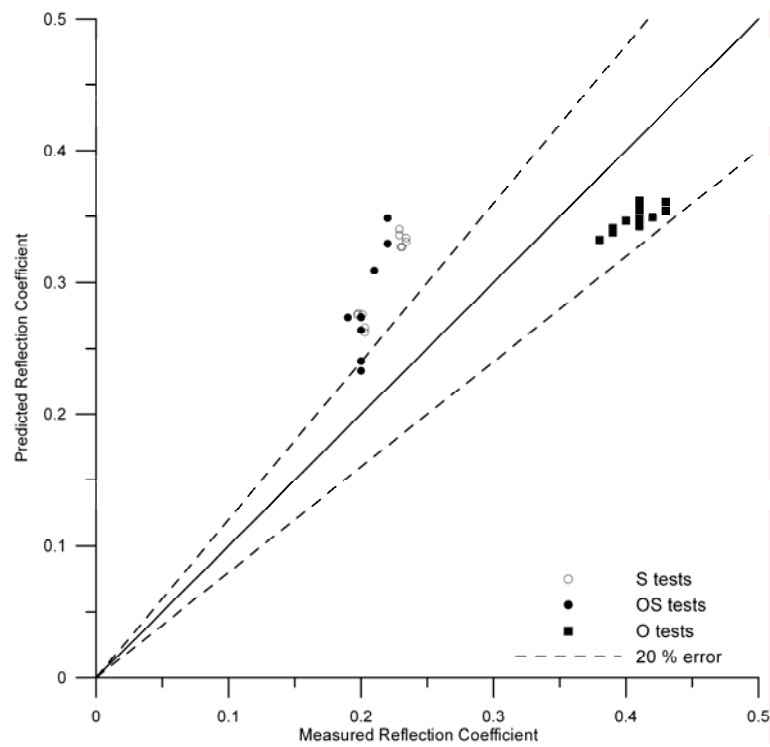


Fig. 50: Datos medido sy predicciones del coeficiente de reflexión para los tests S, OS y O.

4.5 CONCLUSIONES

Se han realizado una serie de experimentos en un canal de oleaje para investigar el rebase e infiltración en pendientes permeables. El modelo numérico promediado en el tiempo desarrollado en los anteriores capítulos se ha extendido en esta sección para tener en cuenta los efectos del rebase e infiltración en las variables hidrodinámicas. Las distribuciones medidas del runup han sido ajustados a una distribución tipo Weibull donde el parámetro de forma se estima en función de las características del oleaje y de la estructura permeable. El caudal de rebase normalizado se expresase expresa en función del flujo de masa inducido por el oleaje en la línea de costa en reposo y de la probabilidad de rebase, incorporando así mismo los efectos de la infiltración. Se ha visto que el caudal de rebase es muy sensible al grado de infiltración sobre la coronación. El flujo de infiltración controlado por el setup en la pendiente permeable ha sido analizado para derivar una formulación para el caudal de infiltración unitario.

El modelo numérico desarrollado acoplado con las formulaciones derivadas para los caudales de rebase e infiltración muestra unos resultados razonables al compararlo con los resultados de laboratorio. El efecto del flujo de masa hacia la costa se restringe prácticamente a la velocidad horizontal. El modelo predice el runup 2% con un error del 20% y el caudal combinado de rebase e infiltración en un factor de 2. Se ha visto que el caudal de infiltración es comparable al de rebase incluso para casos con rebase significativo. La predicción del coeficiente de reflexión es menos satisfactoria porque los efectos de la reflexión deberían haber sido incluidos en las ecuaciones de gobierno.

El modelo numérico promediado en el tiempo desarrollado en este capítulo es mucho más eficiente desde el punto de vista computacional pero más empírico que el modelo dependiente del tiempo de Kobayashi and Raichle (1994). El modelo numérico propuesto

necesita ser calibrado y evaluado usando una base de datos más extensa, incluyendo datos de campo. Además, sería recomendable disponer de mediciones detalladas de caudales de rebase e infiltración para refinar las formulaciones simples desarrolladas en este estudio.

CAPÍTULO 5 LOCAL WAVE REFLECTION ON BEACHES

5.1 INTRODUCTION

Wave reflection from beaches is an important subject to understanding the nearshore zone and to improving coastal structure design (Walton 1992). The reflection of shoreward propagating surface gravity waves from natural beaches has been assumed to be negligible for most practical applications. Elgar et al. (1994) estimated the ratio R^2 , with R = reflection coefficient of seaward to shoreward propagating energy, in 13 m water depth, 2 km from North Carolina coast. Although most incident swell-sea energy dissipated in the surf zone, reflection was sometimes significant with R^2 being up to 18% .

Baquerizo et al. (1997) examined the cross-shore variation of the local reflection coefficient R under the assumptions of normally incident wind waves on beaches with alongshore uniform bathymetry. They developed a new method to estimate the incident and reflected root-mean-square wave heights from the measured wave height and wave setup. They compared the results with six runs from the large-scale SUPERTANK data set (Kraus

and Smith, 1994). They showed a shoreward increase of R correlated to the shoreward increase of wave breaking. They also showed that, under certain conditions, reflected wind waves may not be negligibly small in comparison to the incident wave field, especially inside the surf zone.

Baquerizo et al. (1998) developed a method to predict reflection of random waves on a beach including dissipation due to wave breaking. They obtained the expected value of the reflected energy flux per unit area of beach profile hypothesizing that wave reflection may be considered a linear process dependent only on the local profile geometry and wave period, and that only the non-breaking waves contribute to the reflected flux of energy. The results are compared with the experimental data of SUPERTANK Project.

A time-averaged numerical model for irregular random waves is developed here as an extension of the models by Baquerizo et al. (1998) and Kobayashi et al. (2005) to predict the cross-shore wave evolution and related hydrodynamics in surf and swash zones. Wave reflection and bottom stress are explicitly accounted for in the governing equations. Wave breaking and bottom friction dissipation rates are formulated in spectral form to predict the evolution of the spectrum along the profile. Wave phase shift on reflection effects are incorporated in the developed model. Empirical modifications of the energy conservation and continuity equations, as done by Kobayashi et al. (2005) have been made to extend the model to the lower swash zone. Moreover, the effects of the roller (Svendsen, 1984) have been incorporated.

The model is compared to experimental data from SUPERTANK Project and the sensitivity to several parameters has been examined.

This model represents a first step towards a computational efficient time-averaged morphodynamic model to be applied to sandy beaches and coastal structures.

In this Chapter, subindex T , I , R and IR indicates total, incident, reflected and interaction between incident and reflected magnitudes, respectively. This will be applied to the free surface elevation, root-mean-square wave height, water surface and velocity spectra, etc.

5.2 OBJECTIVES

The main objective of this chapter is the development of a time-averaged spectral model to be applied to sandy beaches and coastal structures which accounts for local wave reflection. To achieve this main objective, the following specific objectives are to be addressed:

- Formulation of the energy governing equations in spectral form, including dissipation rates due to wave breaking and bottom friction.
- Incorporation of phase shift on reflection in the equations.
- Extension of the model to the lower swash zone.
- Incorporation of the roller effects.
- Prediction of the spectral evolution across the surf zone.

5.3 NUMERICAL MODEL

The spectral time-averaged model developed here is an extension of the model of Baquerizo et al. (1998) and Kobayashi et al. (2005) based on the time-averaged cross-shore momentum, mass and energy conservation equations for surf and swash zones with local wave reflection accounted for explicitly. The governing equations are expressed in spectral form.

Some necessary concepts related to the incorporation of wave reflection in the governing equations are explained in the following sections for the correct interpretation of the developed numerical model. After that, the main features of the wave propagation numerical model are described.

5.3.1 PHASE SHIFT ON REFLECTION

Coastal processes depend on the interaction between incident and reflected waves. A lot of attention has been paid to reflection coefficients but relatively little attention to the phase shifts that waves undergo on reflection despite the fact that phase shifts play an important role in determining both the position and magnitude of maxima and minima of wave kinematics (Sutherland and O'Donoghue, 1998). O'Donoghue and Goldsworthy (1995a, b) and Hughes and Fowler (1995) carried out 2D laboratory tests with regular waves to measure the phase shift on reflection. O'Donoghue and Goldsworthy (1995a) showed the effect of phase shift on the root-mean-square cross-shore velocity in front of a seawall. Hughes and Fowler (1995) obtained best-fit phase shift and reflection coefficient spectra from their data and used them to calculate cross-shore root-mean-square velocity distributions for different slopes. Furthermore, Sutherland and O'Donoghue (1998) carried out additional 2D and 3D irregular wave tests to obtain phase shift spectra and compare with those derived from regular wave tests, concluding that the principle of linear theory superposition could be applied to phase shifts.

The phase shift on reflection is determined by the amount of time it takes the incident wave to propagate from an arbitrary offshore location x_0 to the point of reflection and back again to x_0 . Phase shift is a function of the cross-shore location.

The free-surface elevation $\eta_i(x,t)$ of the incident wave may be expressed by

$$\eta_t(x, t) = \text{Re } a(x) e^{i\psi(x, t)} \quad (47)$$

where $a(x)$ is the wave amplitude, $\psi(x, t)$ the wave phase, t time and $i = \sqrt{-1}$. The wave number k and the frequency f are related to the wave phase by

$$k = \frac{\partial \psi}{\partial x}; \quad 2\pi f = -\frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (48)$$

Hence, the wave phase of the incident wave becomes

$$\psi(x, t) = \int_{x_i}^x k(x') dx' - 2\pi ft \quad (49)$$

where x_i = location at which the incident waves are specified. The phase difference $\Delta\psi_h$ between the point where reflection takes place x_{wall} and an arbitrary point x is found by

$$\Delta\psi_h(x) = \psi(x, t) - \psi(x_{wall}, t) = \int_{x_{wall}}^x k(x') dx' \quad (50)$$

It is assumed that the incident wave reflects at x_{wall} . The phase difference that the wave undergoes while travelling over the foreland is thus equal to $2\Delta\psi_h(x) + \Delta\psi_r$, with $\Delta\psi_r$ the extra phase difference experienced during reflection against the seawall. Thus, the total phase difference $\Delta\psi(x)$ between the incident and reflected wave becomes

$$\Delta\psi(x) = \Delta\psi_r + 2 \int_{x_{wall}}^x k(x') dx' \quad (51)$$

McDougal et al. (1996) and Ruggiero and McDougal (2001) analyzed the effects of a seawall on a beach under the action of regular waves, while Rahka and Kamphuis (1997) developed a numerical model directed mainly to the case of irregular waves. Rahka and Kamphuis (1997) assumed the incident and reflected irregular wave trains to be independent and, due to this fact, they neglected the correlation term between incident and reflected waves.

McDougal et al. (1996) and Ruggiero and McDougal (2001) took into account the effects of the phase shift $\Delta\psi$ on the governing equations and estimated it at the cross-shore location x_0 as

$$\Delta\psi = \frac{4\pi}{T} \int_{x_0}^{x_{wall}} \frac{1}{C_p} dx \quad (52)$$

where T = monochromatic wave period and x_{wall} = location of the seawall. Which is an equivalent expression of Eq. (51), where the extra phase difference against the seawall $\Delta\psi_r$ is assumed to be zero.

Klopman and Van der Meer (1999) investigated the changes in the wave spectrum and significant wave height near a reflective structure. They showed that a standing wave pattern appears in front of reflective structures due to the interaction between the reflected and the incident wave field. For regular waves, the standing wave pattern of nodes and antinodes extends over the whole area, while under random waves this pattern is evident only close to the structure. This is due to the difference in the nodal and antinodal frequencies in the spectrum at a certain location. Only close to the structure do nodes and antinodes in the spectrum vary slowly with frequency, also producing nodes and antinodes in the root-mean-square wave height. Far away from the structure the nodal frequencies become very dense, resulting in a grassy shape of the spectrum. The distance over which the wave height oscillates depends on the shape of the incident wave spectrum and the reflection coefficient. This nodal-frequency concentration, for increasing distance d_s from the structure, can be explained considering that a node occurs if

$$d_s = \left(\frac{1}{4} + \frac{1}{2}n \right) \frac{C_p(f)}{f}; \quad \text{for } n = 1, 2, 3, \dots \quad (53)$$

for the case of a horizontal bottom. $C_p(f)$ = phase velocity and f = frequency. So the distance between two nodal frequencies f_1 and f_2 is equal to

$$f_2 - f_1 = \frac{1}{d_s} \left[\left(\frac{1}{4} + \frac{1}{2} n_2 \right) C_p(f_2) - \left(\frac{1}{4} + \frac{1}{2} n_1 \right) C_p(f_1) \right] \quad (54)$$

which is seen to be inverse proportional to d_s . Because $C_p(f)$ is a monotonic decreasing function of f , it can also be easily verified that $|f_2 - f_1|$ for given n_1 and n_2 always decreases in the offshore direction (Klopman and Van der Meer, 1999).

In this study, it is considered that the point where reflection takes place is the still water shoreline for the estimation of the phase shift and $\Delta\psi_r \approx 0$.

5.3.2 REFLECTION TRANSFER FUNCTION

To express the total surface elevation $\eta_T(x,t)$, which consists of the incident and the reflected wave, as a function of the incident wave, the following expression is obtained (Losada et al. 1997; Klopman and Van der Meer, 1999),

$$\eta_T(x,t) = \text{Re } K_r(x) \eta_I(x,t) = \text{Re } K_r(x) a(x) e^{i\psi(x,t)} \quad (55)$$

with

$$K_r(x) = 1 + R(x) \exp \left(2i \int_{x_{wall}}^x k(x') dx' \right) \quad (56)$$

where $K_r(x)$ = reflection transfer function; R = x-dependent modulus of the reflection coefficient, and the term $2 \int_{x_{wall}}^x k(x') dx'$ represents the phase shift on reflection. The relative

wave height variation in the x-direction is found by taking the absolute value $|K_r(x)|$ from

Eq. (56)

$$|K_r(x)|^2 = 1 + |R|^2 + 2|R| \cos \left(2 \int_{x_{wall}}^x k(x') dx' \right) \quad (57)$$

To extend Eq. (57) to random waves, use is made of the frequency energy density spectrum of the water surface elevation. The total wave spectrum $S_T(f, x)$ is determined from the incident spectrum $S_I(f, x)$ by using the reflection transfer function $|K_r(f, x)|^2$ for each spectral component,

$$S_T(f, x) = |K_r(f, x)|^2 S_I(f, x) \quad (58)$$

with $|K_r(f, x)|^2$ expressed as

$$|K_r(f, x)|^2 = 1 + R(f, x)^2 + 2R(f, x) \cos \left(2 \int_{x_{wall}}^x k(f, x') dx' \right) \quad (59)$$

Let us now consider the wave height variation across the profile. The total spectral root-mean-square wave height is defined as

$$H_{rms,T}(x) = \sqrt{8} \sigma_{\eta,T} = \sqrt{8} \cdot \sqrt{m_{0,T}(x)}; \quad m_{0,T}(x) = \int_0^{\infty} S_T(f, x) df \quad (60)$$

where $\sigma_{\eta,T}$ = standard deviation and $m_{0,T}$ = zeroth-order moment of total (incident + reflected) water surface elevation. Hence, we have

$$m_{0,T}(x) = \int_0^{\infty} \left\{ 1 + R(f, x)^2 + 2R(f, x) \cos(\Delta\psi(f, x)) \right\} S_I(f, x) df = m_{0,I} + m_{0,R} + m_{0,IR} \quad (61)$$

with $m_{0,I}$ = zeroth-order moment of the incident spectrum S_I ; $m_{0,R}$ = zeroth-order moment of the reflected spectrum expressed as $S_R = \int_0^{\infty} R(f, x)^2 S_I(f, x) dx$; and

$m_{0,IR} = 2 \int_0^{\infty} R(f, x) \cos(\Delta\psi(f, x)) S_I(f, x) df$ represents the interaction term between

incident and reflected wave trains which is determined by the phase shift on reflection $\Delta\psi$.

Similarly, the incident and reflected root-mean-square wave height can be expressed as

$$H_{rms,I} = \sqrt{8} \cdot \sigma_{\eta,I} = \sqrt{8} \cdot \sqrt{m_{0,I}}; \quad H_{rms,R} = \sqrt{8} \cdot \sigma_{\eta,R} = \sqrt{8} \cdot \sqrt{m_{0,R}} \quad (62)$$

where $\sigma_{\eta,I}$ and $\sigma_{\eta,R}$ = standard deviation of the incident and reflected wave free surface elevation, respectively.

To obtain approximate relationships between the free surface and the horizontal velocity spectra, linear long-wave theory may be assumed to be approximately valid locally even inside surf zones (Guza and Thornton 1980; Kobayashi et al. 1998). An equivalent expression as derived by Hughes (1992) for the horizontal water particle velocity under partially reflected waves is expressed here using the long-wave approximation to estimate the total horizontal velocity spectrum $S_{u,T}$ as a function of the incident surface wave spectrum S_I as

$$S_{u,T}(f, x) \approx |K_{ru}(f, x)|^2 S_I(f, x) \quad (63)$$

with $|K_{ru}|^2$ = horizontal velocity transfer function approximated as

$$|K_{ru}|^2 = \frac{g}{h} \left\{ 1 + R(f, x)^2 - 2R(f, x) \cos(\Delta\psi(f, x)) \right\} \quad (64)$$

From Eq. (64) follows that the standard deviation of the total horizontal velocity $\sigma_{u,T}$ might be obtained by

$$\sigma_{u,T} = \sqrt{m_{0u,T}}; \quad m_{0u,T} = \int_0^{\infty} S_{u,T}(f) df \quad (65)$$

Combining Eqs. (62) and (65) $\sigma_{u,T}$ can also be expressed as

$$\sigma_{u,T} = \sqrt{\frac{g}{h}} \left(\sigma_{\eta,I} + \sigma_{\eta,R} - \sqrt{m_{0,IR}} \right) \quad (66)$$

If the reflection coefficient is zero, Eq. (66) reduces to the long wave approximation used in the preceding Chapters,

$$\sigma_u \approx \sqrt{\frac{g}{h}} \sigma_\eta \quad (67)$$

5.3.3 SPECTRAL MODELLING OF WAVE BREAKING

In this study, the formulation by Battjes and Janssen (1978) for the dissipation rate due to wave breaking is used and a method based on Eldeberky and Battjes (1996) adopted to express the energy dissipation rate in spectral form in a frequency-independent way. The spectral breaking function distributes the total rate of random-wave energy dissipation in proportion to the local spectral level (Eldeberky and Battjes, 1996).

Chen et al. (1997) analyzed the spectral evolution of breaking surface gravity waves in shallow water and concluded that the evolution across the surf zone is modelled more accurately by a dissipation that increases at high frequency than by a frequency-independent dissipation. They compared the frequency-independent model of Eldeberky and Battjes (1996) and the frequency-dependent model of Mase and Kirby (1992) and Kaihatu and Kirby (1995) with field and laboratory data.

Mase and Kirby (1992) and Kaihatu and Kirby (1995) proposed a real frequency-dependent dissipation formulation, which consists of a constant term that drains energy across all frequencies in proportion to the energy at each frequency, and a term proportional to the square of the frequency f^2 that increases the dissipation at high frequencies.

Chen et al. (1997) concluded that the agreement was similar and qualitatively good for both methods. However, the dissipation depending on f^2 reproduces better the observed evolution of wave skewness and asymmetry.

The frequency independent model is chosen here for its simplicity and the same approach will be applied to express the dissipation rate due to bottom friction in spectral form. This will explained in section 5.3.5.

5.3.4 ESTIMATION OF V_R FOR RANDOM WAVES

At each location on the beach profile, a function $V_R(x)$, which represents the local variation of the flux of reflected energy per unit area of beach profile per unit flux of incident energy, can be defined by

$$V_R(x) = -\frac{1}{F_I(x)} \frac{dF_R(x)}{dx} \quad (68)$$

where F_I and F_R are the local incident and reflected wave energy flux, respectively Baquerizo et al. (1998). Baquerizo (1995) showed the details for the estimation of the function V_R for random waves. Here, the procedure is briefly summarized for the sake of completeness. They formulated the following hypothesis: “The contribution to the flux of reflected wave energy per unit area of beach profile per unit incident wave energy, denoted by $V_R(x)$, depends only on the local geometry, local beach slope $S_b(x)$ and depth change Δz_b , and on the local wave length”. Based on this, $V_R(x)$ may be evaluated along the beach profile without knowing in advance the flux of incident wave energy. The beach profile can be discretized as a series of steps (Lamb, 1932; Losada, 1991) or series of transitions (Goring, 1978) and linear theory applied to obtain the amplitude of the wave reflected by the change in depth.

For irregular waves, the above approach can be used to evaluate V_R by superimposing a large number of wave components of different frequencies and amplitudes. Hence, the local variation of reflected wave energy flux for the spectral component corresponding to the frequency f_j can be expressed as,

$$V_{Rj} \left(\rho g S_I(f_j) C_{gj} \Delta f \right) = V_{Rj} \left(\frac{1}{2} \rho g A_j^2 C_{gj} \Delta f \right) \quad (69)$$

where ρ = fluid density; g = gravitational acceleration; S_I = incident wave spectrum; Δf = frequency-band discretization; A_j = amplitude of the spectral component j with frequency f_j ; C_{gj} = group velocity for f_j , and $\rho g S_I(f_j) \Delta f$ = energy at frequency f_j . Thus, the local variation of the reflected wave energy flux for the whole spectrum can be evaluated as the sum of the contributions of each spectral component in Eq. (69) as

$$V_R F_I = \rho g \int_0^{\infty} V_{Rj} S_I(f_j) C_{gj} df \approx \sum_j V_{Rj} \left(\frac{1}{2} \rho g A_j^2 C_{gj} \Delta f \right) \quad (70)$$

If waves are breaking or broken, it is assumed that they do not contribute to the reflected wave motion. This can be estimated by applying Eqs. (69) and (70) only to the fraction of non-breaking waves. If Q represents the probability of wave breaking, $(1-Q)$ can be seen as the probability of non-breaking waves. Hence, the mean variation of the flux of reflected energy per unit area for the spectral component j and for the whole spectrum, respectively, is given by

$$\bar{V}_{Rj} \left(\rho g S_I(f_j) C_{gj} \Delta f \right) = V_{Rj} (1-Q) \left(\rho g S_I(f_j) C_{gj} \Delta f \right) \quad (71)$$

$$\bar{V}_R F_I = V_R (1-Q) F_I \quad (72)$$

It should be noted that \bar{V}_{Rj} and \bar{V}_R are functions of the local wave height and Q . When all the waves are breaking or broken, $Q = 1$ and \bar{V}_{Rj} and $V_R = 0$, which indicates that there is no more contribution to the flux of reflected wave energy.

5.3.5 WAVE PROPAGATION MODEL

Following Baquerizo et al. (1998), it is assumed that wave reflection is a linear process dependent only on local beach geometry and wave period. The local reflection coefficient evolves along the beach profile (Baquerizo et al. 1997) and can be written as the ratio of the local reflected and local incident wave energy flux as

$$R(x) = \left(\frac{F_R(x)}{F_I(x)} \right)^{1/2} \quad (73)$$

where F_R and F_I are expressed as

$$F_R(x) = \rho g \int_0^{\infty} S_R(f) C_g(f) df \quad (74)$$

$$F_I(x) = \rho g \int_0^{\infty} S_I(f) C_g(f) df \quad (75)$$

where all the variables have been defined in the preceding sections. Substituting Eq. (73) into Eq. (68), the following differential equation, which defines the cross-shore evolution of R is obtained

$$2R \frac{dR}{dx} F_I(x) + R^2 \frac{dF_I}{dx} + V_R(x) F_I(x) = 0 \quad (76)$$

Given $F_I(x)$ and $V_R(x)$, Eq. (76) is solved to obtain the cross-shore evolution of $R(x)$.

The time-averaged energy balance equation may be expressed as

$$\frac{dF_T}{dx} = -D_B - D_f \quad (77)$$

where D_B and D_f = energy dissipation rates due to wave breaking and bottom friction, respectively, and F_T is the total flux of energy (incident and reflected), which may be written as

$$F_T = F_I (1 - R^2) \quad (78)$$

Using Eqs. (68) and (78), the energy balance equation can be expressed as

$$\frac{dF_I}{dx} + V_R F_I = -D_B - D_f \quad (79)$$

The time-averaged cross-shore momentum equation may be written as

$$\frac{dS_{xx}}{dx} = -\rho g \bar{h} \frac{d\bar{\eta}}{dx} - \tau_b \quad (80)$$

where S_{xx} = cross-shore radiation stress; \bar{h} = mean water depth given by $\bar{h} = (\bar{\eta} - z_b)$ with $\bar{\eta}$ = mean free surface elevation and z_b = bottom elevation, and τ_b = cross-shore bottom stress.

According to linear theory, the following expression for S_{xx} is obtained,

$$S_{xx} = (S_{xx})_I + (S_{xx})_R + (S_{xx})_{IR} \quad (81)$$

where

$$(S_{xx})_I = \rho g \int_0^\infty S_I(f) \left[2 \frac{C_g(f)}{C_p(f)} - \frac{1}{2} \right] df \quad (82)$$

$$(S_{xx})_R = \rho g \int_0^\infty S_R(f) \left[2 \frac{C_g(f)}{C_p(f)} - \frac{1}{2} \right] df \quad (83)$$

$$(S_{xx})_{IR} = -\rho g \int_0^\infty \sqrt{S_I(f) \cdot S_R(f)} \cos(2k(f)x + \Delta\psi(f)) df \quad (84)$$

where $C_p(f)$ = frequency dependent phase velocity; k = frequency dependent wave number; S_I = incident wave spectrum; S_R = reflected wave spectrum and $\Delta\psi$ = phase-shift on reflection. The formulation of the radiation stress as given in Eqs. (81) - (84) are similar to the formulation used by Rahka and Kamphuis (1997) and Ruggiero and McDougal (2001), however, here we have expressed the terms in spectral form and retained the local phase term between the incident and reflected waves. $(S_{xx})_I$ and $(S_{xx})_R$ represent the contribution of the incident and reflected wave fields, respectively, to the cross-shore radiation stress tensor. $(S_{xx})_{IR}$ introduces a spatial oscillation term in the radiation stress that acts to modulate the mean water depth. Additionally, the following expression is used to account for the roller effect on S_{xx} (Kobayashi et al., 2005),

$$S_{xx} = (S_{xx})_I + (S_{xx})_R + (S_{xx})_{IR} + E_r \quad (85)$$

where E_r = momentum flux of a roller propagating with a speed of $C_p(f_p)$, with f_p = spectral peak frequency. The roller effect has been represented by its area or energy (Svendsen 1984) but the roller volume flux q_r has been used by Kobayashi et al. (2005) who have found that the roller effect is most apparent in the increase of undertow current for normally incident waves. The roller momentum flux E_r and the energy equation for the roller may be expressed respectively as (Ruessink et al. 2001)

$$E_r = \rho C_p(f_p) q_r \quad (86)$$

$$\frac{d}{dx}(\rho C_p^2(f_p) q_r) = D_B - D_r \quad (87)$$

with

$$D_r = \rho g \beta_r q_r \quad (88)$$

where the roller dissipation rate D_r is assumed to be equal to the rate of work done to maintain the roller on the wave-front slope β_r of the order of 0.1 .

The time-averaged bottom shear stress τ_b and the corresponding dissipation rate D_f are expressed as (Kobayashi and Johnson 1998)

$$\tau_b = \frac{1}{2} \rho f_b \overline{|u|u} \quad ; \quad D_f = \frac{1}{2} \rho f_b \overline{|u|u^2} \quad (89)$$

where the overbar denotes time averaging; f_b = bottom friction factor and u = depth-averaged horizontal velocity. u incorporates the effects of incident and reflected waves. Since the incident and reflected horizontal velocities are normally assumed to be Gaussian distributed, the sum of both is also assumed to be Gaussian. To express τ_b and D_f in terms of mean \bar{u} and standard deviation $\sigma_{u,T}$ of u , the equivalency of the time and probabilistic averaging as well as the Gaussian distribution of u are assumed (Kobayashi et al. 1998, Kobayashi et al. 2005). These assumptions yield

$$\tau_b = \frac{1}{2} \rho f_b \sigma_{u,T}^2 G_2(u_*) \quad ; \quad D_f = \frac{1}{2} \rho f_b \sigma_{u,T}^3 G_3(u_*); \quad u_* = \frac{\bar{u}}{\sigma_{u,T}} \quad (90)$$

with

$$G_2(u_*) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} |y + u_*| (y + u_*) \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right) dy \quad (91)$$

$$G_3(u_*) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} |y + u_*|^3 \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right) dy \quad (92)$$

Linear shallow-water wave theory has been used to find approximate local relationships between the free surface elevation and the horizontal velocity (Eqs. (63) - (67)).

The depth- and time-averaged horizontal velocity \bar{u} is estimated using the time-averaged, vertically-integrated continuity equation with the condition of no net landward water flux

$$\sigma_{u,l}\sigma_{\eta,l}(1-R^2)+\bar{u}\bar{h}+q_r=0 \quad (93)$$

In Eq. (93), $\sigma_{u,l}\sigma_{\eta,l}$ is the onshore flux due to linear shallow-water waves, the term $(1-R^2)$ represents the reduction of the onshore flux due to reflection, $\bar{u}\bar{h}$ is the offshore flux due to the return current \bar{u} , and q_r is the volume flux due to the roller of a breaking wave. As result, the continuity equation yields

$$\bar{u} = -\frac{(\sigma_{u,l}\sigma_{\eta,l}(1-R^2)+q_r)}{\bar{h}} \quad (94)$$

Several formulas for the prediction of the energy dissipation rate D_B due to wave breaking in random waves can be found in the literature, e.g. Battjes and Janssen (1978), Thornton and Guza (1982), Dally (1992) and Van Rijn and Wijnberg (1996). The formula proposed by Battjes and Janssen (1978) and calibrated by Battjes and Stive (1985) is adopted here for its simplicity

$$D_B = \frac{\rho g a Q H_B^2}{4T_p} \quad (95)$$

with

$$\frac{Q-1}{\ln Q} = \left(\frac{H_{\text{rms},T}}{H_m} \right)^2 ; H_m = \frac{0.88}{k_p} \tanh \left(\frac{\gamma k_p \bar{h}}{0.88} \right) \quad (96)$$

where a = empirical coefficient; Q = fraction of breaking waves with $Q=0$ for no wave breaking and $Q=1$ when all waves break; H_B = wave height used to estimate D_B with

$H_B = H_m$ in their formula; H_m = local depth-limited wave height; k_p = wave number for the corresponding peak frequency given by $k_p = 2\pi / (C_p(f_p)T_p)$; $H_{rms,T}$ = total (incident and reflected, estimated using the total spectrum S_T) root-mean-square wave height, and γ = breaker ratio parameter.

Eq. (95) gives the total dissipation rate due to wave breaking but not its spectral distribution. In this study, Eq. (95) has been formulated in spectral form. The spectral breaking function distributes the total rate of random-wave energy dissipation in proportion to the local spectral level (Eldeberky and Battjes, 1996). Based on the experiments by Beji and Battjes (1992), they hypothesized that dissipation does not interact with other processes affecting the wave evolution and that the total energy dissipation is distributed over the spectrum in such a manner that it does not influence the local rate of evolution of the spectral shape. A similar approach is used here to estimate the energy dissipation rates for each spectral component due to wave breaking and bottom friction, respectively, as

$$D_{BS}(f_j) = \frac{D_B}{\int_0^{\infty} S_T(f) df} S_T(f_j) df \quad (97)$$

$$D_{fS}(f_j) = \frac{D_f}{\int_0^{\infty} S_T(f) df} S_T(f_j) df \quad (98)$$

where $D_{BS}(f_j)$ and $D_{fS}(f_j)$ = dissipation rates due to wave breaking and bottom friction of the spectral component corresponding to the frequency f_j ; $S_T(f_j)df$ = energy density at frequency f_j , and $\int_0^{\infty} S_T(f) df$ = zero-order moment of the total frequency spectrum.

Battjes and Janssen (1978) indicated that D_B in Eq. (95) would underestimate the actual energy dissipation rate and produce $H_{rms,T} > H_m$ in very shallow water. The following empirical modifications to Eq. (95) have been made by Kobayashi et al. (2005) to extend the time-averaged model to the lower swash zone. The requirement of $0 \leq Q \leq 1$ implies $H_{rms,T} \leq H_m$ but $H_{rms,T}$ becomes larger than H_m in very shallow water. When $H_{rms,T} > H_m$, use is made of $Q = 1$ and $H_B = H_{rms,T}$ instead of $H_B = H_m$ for $H_{rms,T} \leq H_m$. This adjustment leads to $H_{rms,T} = \gamma \bar{h}$ in very shallow water. However, $H_{rms,T} / \bar{h}$ is not constant and increases landward where $H_{rms,T} / \bar{h} \approx 2$ at the still water shoreline for the SUPERTANK data of Kriebel (1994). As pointed out by Kobayashi and Johnson (1998), this landward increase of $H_{rms,T} / \bar{h}$ may be related to the landward increase of the local reflection coefficient (Baquerizo et al., 1997). Wave reflection is accounted for explicitly in this time-averaged model using $H_{rms,T}$ in Eqs. (95) and (96).

Due to the local use of linear shallow-water wave theory, $\sigma_{u,T}$ and $\sigma_{u,I}$ become too large in very small water depths. In a similar way as done in Chapters 2 and 3, if $\sigma_{\eta,T} / \bar{h} > \sigma_{*c} = \gamma / \sqrt{8}$, $m_{0,IR}$ is neglected for the estimation of the total surface spectrum S_T in Eq. (61) and use is made of $\sigma_{u,T} = (\sigma_{*c} \cdot \sigma_{\eta,T} / \bar{h})^{0.5} \sqrt{g\bar{h}}$ and $\sigma_{u,I} = (\sigma_{*c} \cdot \sigma_{\eta,I} / \bar{h})^{0.5} \sqrt{g\bar{h}}$ in Eqs. (90), (93) and (94) to reduce the dependency on the mean depth \bar{h} . The effects of the local bottom slope $S_b = dz_b / dx$ are included in the parameter a in Eq. (95)

$$a = \frac{1}{3} S_b T_p \sqrt{\frac{g}{h}} \geq 1 \quad (99)$$

and the roller slope β_r in Eq. (88)

$$\beta_r = 0.1 + S_b \geq 0.1 \quad (100)$$

where the ratio a between the wave length $T_p \sqrt{g \bar{h}}$ and the horizontal length $3\bar{h}/S_b$ imposed by the depth \bar{h} and the slope S_b is used to increase D_B only in the region of small \bar{h} and large S_b .

First-order finite-difference approximations with a nodal spacing Δx of about 5 cm for these large scale experiments are used to solve the governing equations expressed herein.

5.4 COMPARISON WITH LABORATORY DATA

5.4.1 SUPERTANK EXPERIMENT

Various data sets from the SUPERTANK project, conducted in a wave tank that was 104 m long, 3.7 m wide and 4.6 m deep, have been presented in previous papers (Kraus and Smith, 1994; Smith, 1994; Baquerizo et al., 1996). Only a brief description of the data used is presented in the following. Table 20 shows the characteristics of the five runs analyzed herein. The spectral peak period $T_p = 3$ s., the total (including incident and reflected) root-mean-square wave height $H_{rms,T}$ and the mean water level $\bar{\eta}$ measured at wave gauge 16 are approximately 0.5 m and -0.005 m, respectively. The peak enhancement factor γ_p of the relatively narrow TMA spectrum used for the wave generation is 20. The wavemaker was equipped to absorb reflected waves at the peak frequency $f_p = 1/T_p$. Sixteen resistance wave gauges were used to measure the free surface oscillations across the profile at the sampling frequency of 16 Hz. The measured time series were filtered using the cutoff period set to twice the peak period T_p , and low-frequency motion is not considered explicitly in this chapter. The filtered time series at each wave gauge location are used to estimate the incident and reflected wave spectra using the three-gauge method described in detail by Baquerizo et al. (1995). The local reflection coefficient R at each wave gauge location is estimated from

the spectra such that R^2 is the ratio of seaward to shoreward propagating wind-wave energy (Baquerizo et al. 1997), and is approximately $R = 0.15$ for all the five runs.

These runs were intended to examine the profile evolution of a fine sand beach under the same incident random waves. Fig. 51 shows the beach profiles at the start of runs A0509A, A0512A and A0517A. The formation of a small bar through the five consecutive runs is observed in Fig. 51.

Table 20: Wave characteristics of SUPERTANK tests.

Test	Duration [min.]	T_p [s]	γ_p	Wave Gauge 16			
				d [m]	$H_{rms,T}$ [m]	$\bar{\eta}$ [m]	R
A0509A	20	3	20	3.05	0.57	-0.006	0.15
A0510A	40	3	20	3.05	0.55	-0.004	0.15
A0512A	70	3	20	3.05	0.53	-0.007	0.15
A0515A	70	3	20	3.05	0.53	-0.004	0.15
A0517A	70	3	20	3.05	0.53	-0.006	0.15

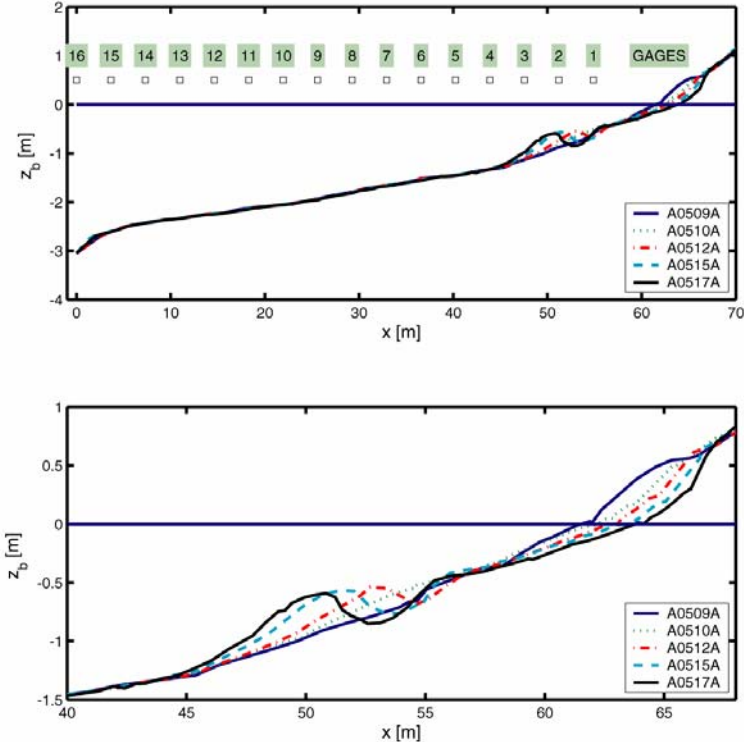


Fig. 51: Bottom profiles z_b for 5 consecutive tests with 16 wave gage locations.

5.4.2 CROSS-SHORE WAVE TRANSFORMATION

The numerical model is compared with the available data of the five tests from SUPERTANK Project A0509A, A0510A, A0512A, A0515A and A0517A. For each of the five tests, the bottom profile $z_b(x)$, the total water surface spectrum S_T , the average reflection coefficient R and the mean water elevation $\bar{\eta}$ at the offshore boundary ($x=0$) measured by wave gauge 16, are specified as input for the numerical model. The output of the numerical model includes the cross-shore variations of the variables in Eqs. (73) - (100). The empirical parameters have not been calibrated and use has been made of usual values for all the tests analyzed, which include non-barred and barred profiles. The breaker ratio parameter is set to $\gamma=0.8$ and the bottom friction factor to $f_b=0.01$. Computations have been also made with the roller effects included in the governing equations, denoted as IROLL=1, and without the roller, IROLL=0, to check the importance of this process in the results.

Fig. 3 – Fig. 8 compare the measured and computed cross-shore variations of the total root-mean-squared wave height $H_{rms,T}$ and the mean water level $\bar{\eta}$. Computed values of the incident $H_{rms,I}$ and reflected $H_{rms,R}$ root-mean-squared wave heights are also shown on the top-panel of the figures. The averaged reflection coefficient R has been predicted using the 3-gauge method of Baquerizo (1995) and has been compared with the computed values. In this section, only results without roller effects are shown (IROLL=0).

The figures show good agreement for $H_{rms,T}$ and $\bar{\eta}$ partly because they did not vary much and the lack of measured data close to the shoreline. A good feature is that the model is robust and shows good agreement with the measured data for barred and non-barred profiles without modifying the empirical parameters. The validation of the model near the shoreline would be desirable, but unfortunately no data are available to the author. Interesting, however

is the importance of the reflection and incident-reflected interaction terms. This latter term introduces an oscillatory pattern in the cross-shore variation of the wave height. As will be seen in the next sections, the same trend is also observed in the velocity field and it is hypothesized that this fact has an important effect on the morphological evolution of the beach profile.

The landward increase of the average reflection coefficient is captured by the model. R evolves monotonically across the beach profile, from a constant value offshore of the breaking zone. The overall behaviour of R is reproduced by the model.

Computations are extended to the region of very small water depths above the SWL where reflection plays a remarkable role, implying the numerical stability in the region of numerical difficulties.

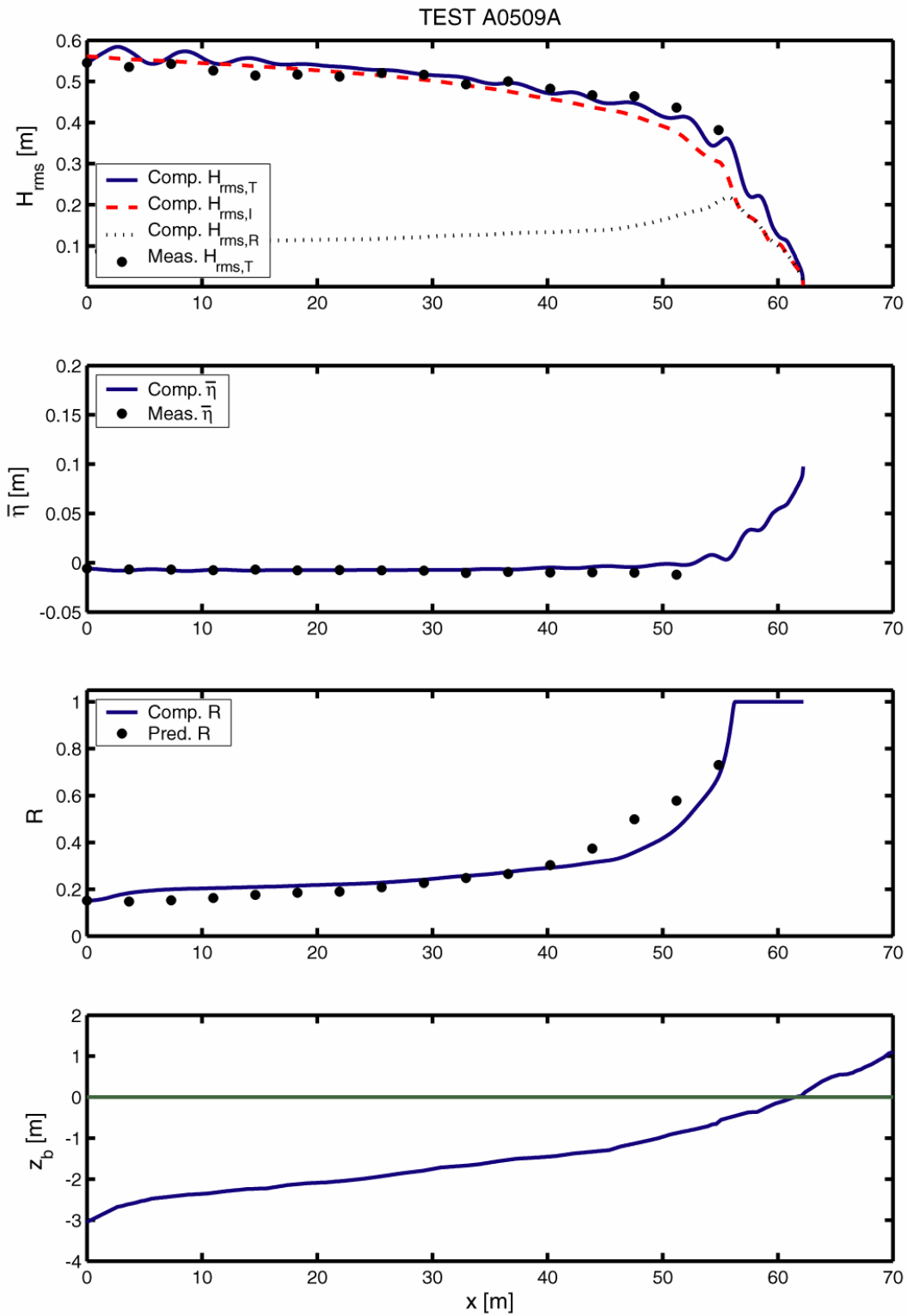


Fig. 52: Cross-shore variations of H_{rms} , $\bar{\eta}$ and R above bottom profile z_b for test A0509A.

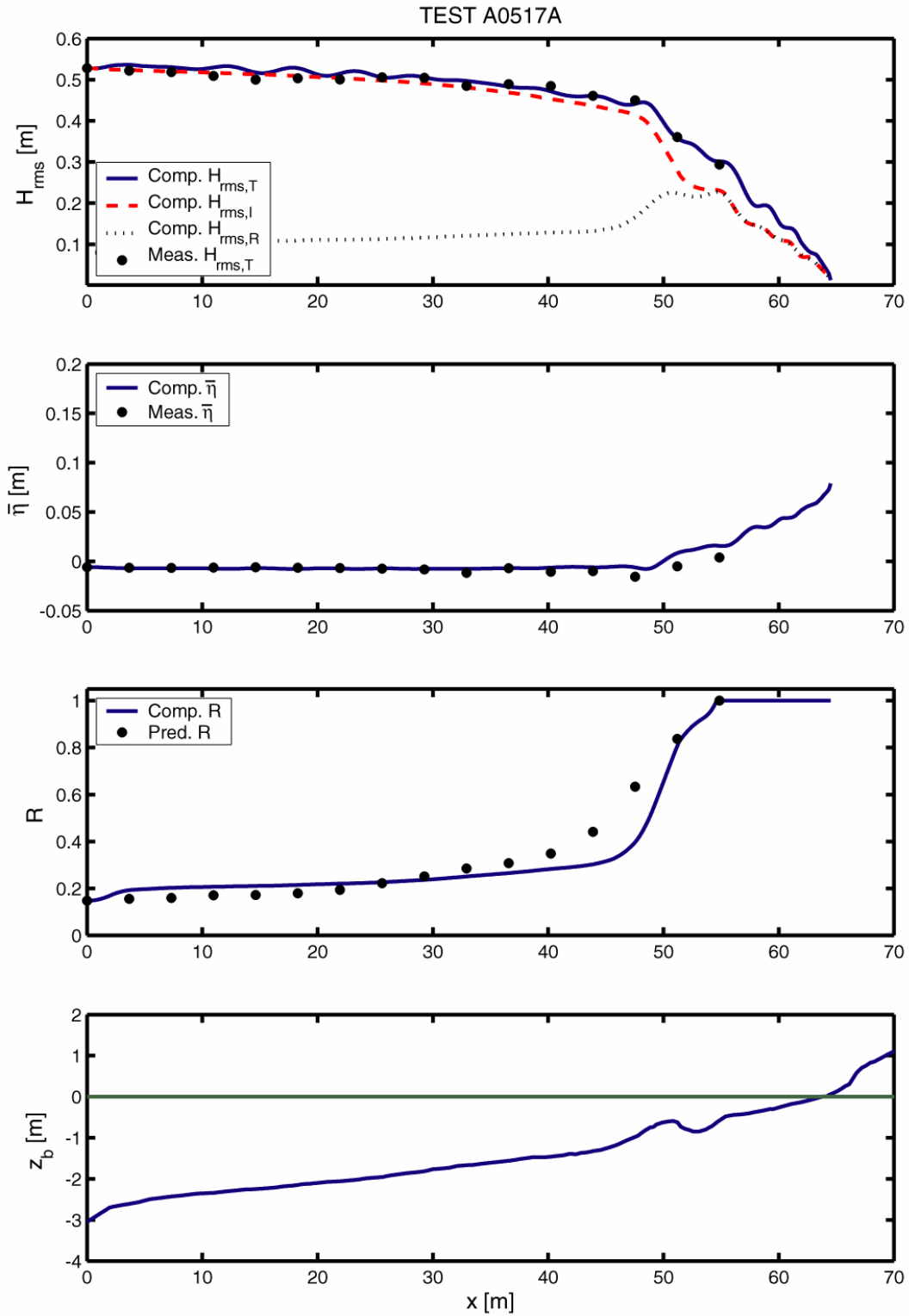


Fig. 53: Cross-shore variations of H_{rms} , $\bar{\eta}$ and R above bottom profile z_b for test A0517A.

5.4.3 SENSITIVITY TO ROLLER EFFECTS

As a first step to develop a morphodynamic model to predict the morphological evolution of a beach profile under the combine action of waves and currents, the hydrodynamics results obtained by the model are analyzed. It is desirable to obtain velocity data across the profile for the validation of the model, however such data were not available for the author. Notwithstanding, the computed results are showed for a barred (test A0517A) profile of the SUPERTANK experiment, where IROLL=1 and IROLL=0 indicate the computed results with and without the contribution of the roller volume flux q_r in Eqs. (86) and (93).

Fig. 54 compares the measured and computed cross-shore variations of $H_{rms,T}$ and $\bar{\eta}$, as well as the predicted and computed evolution of the reflection coefficient R and the bathymetry for test A0517A. The difference between the computed $H_{rms,T}$ and R for IROLL=0 and 1 is so small because the energy equation, Eq. (77), does not include the roller related energy in Eq. (87). The inclusion of the roller volume flux q_r tends to increase the wave setup in the lower swash zone but results are similar for both cases.

Fig. 53 shows the computed cross-shore variation of the mean \bar{u} and standard deviation σ_u of the depth-averaged horizontal velocity and the dimensionless bottom shear stress $\tau_b = \rho g \tau_b^*$ and radiation stress $S_{xx} = \rho g S_{xx}^*$ for IROLL=0 and 1. The addition of the roller effect (IROLL=1) increases the undertow current \bar{u} over the bar and near the still water shoreline due to the inclusion of the roller volume flux in the cross-shore continuity equation, Eq. (93). The roller effect causes the increase of $(-\tau_b)$ as well as the increase and landward shift of the cross-shore radiations stress S_{xx} , which can be explained by the increased return current \bar{u} due to q_r .

Fig. 56 shows the computed cross-shore variations of the cross-shore energy flux F_x , and energy dissipation rates D_B and D_f due to wave breaking and bottom friction. F_x decreases landward due to wave energy dissipation and a relatively abrupt change occurs at the bar location ($x \approx 50$) and at the end of the through ($x \approx 56$) due to the increase of wave breaking dissipation rate D_B at those locations. The energy dissipation rate due to bottom friction D_f is much less than D_B but the effect of bottom friction on sediment suspension may be not negligible (Kobayashi et al., 2005).

It is hard to decide whether the roller contribution should be added to the model or not due to the lack of velocity data. Due to this fact, the roller effects are not accounted for in the rest of results of this chapter and computations are made with IROLL=0.

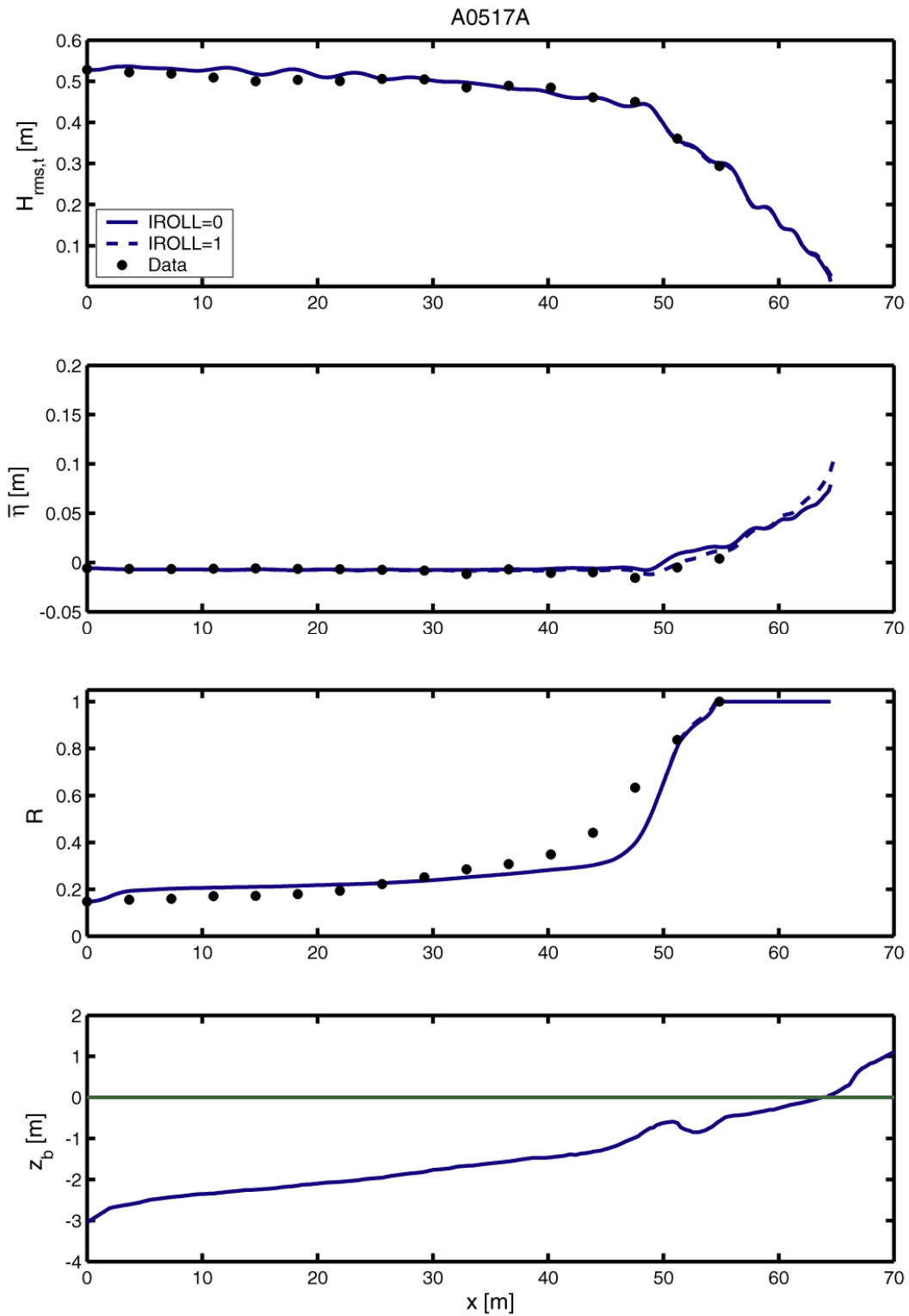


Fig. 54: Cross-shore variations of $H_{rms,t}$, $\bar{\eta}$ and R above bottom profile z_b for test A0517A with IROLL=0 and IROLL=1.

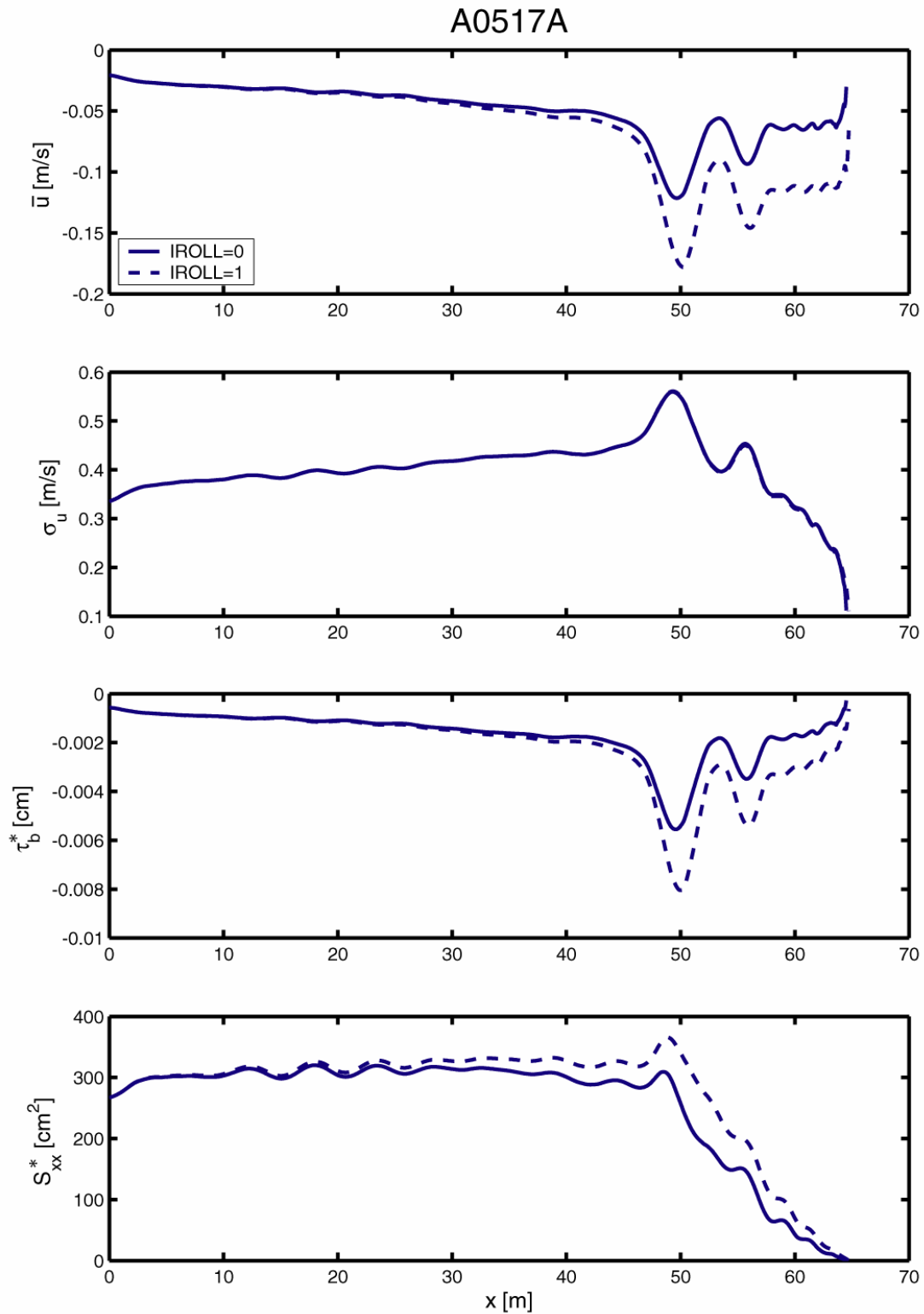


Fig. 55: Computed mean and standard deviation of u , bottom shear stress $\tau_b = \rho g \tau_b^*$ and cross-shore radiation stress $S_{xx} = \rho g S_{xx}^*$ for test A0517A with IROLL=0 and IROLL=1.

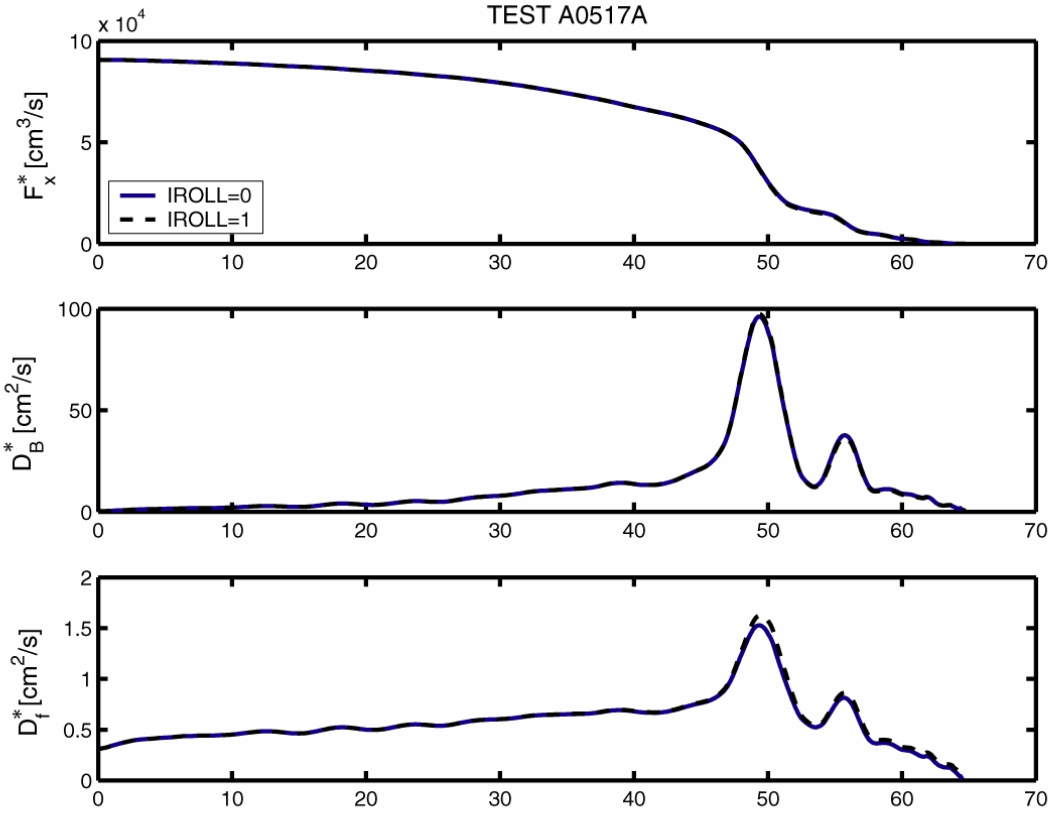


Fig. 56: Computed cross-shore energy flux $F_x = \rho g F_x^*$, and energy dissipation rates $D_B = \rho g D_B^*$ and $D_f = \rho g D_f^*$ due to wave breaking and bottom friction for test A0517A with IROLL=0 and IROLL=1.

5.4.4 SENSITIVITY TO BREAKER RATIO PARAMETER

The breaker ratio parameter γ in Eq. (96) for the estimation of the local-depth limited wave height is varied here to analyze the sensitivity of the results to this parameter. γ is set to 0.8 for all the five tests analyzed without changing this parameter for the non-barred and barred profiles. The decrease of γ reduces the depth-limited wave height H_m and increases Q and D_B , which results in the decrease of root-mean-squared wave height H_{rms} , the absolute value of the mean $|\bar{u}|$ and standard deviation σ_u of the depth-averaged horizontal velocity. Consequently, $|\tau_b|$ and S_{xx} are reduced due to the decrease of γ .

Fig. 57 and Fig. 58 show the computed cross-shore variation with $\gamma = 0.6$ and $\gamma = 0.8$ of the above mentioned variables for the barred profile of test A0517A. The results for the rest of the tests are similar and only one is showed. As a whole, $\gamma = 0.8$ predicts better the cross-shore variation of $H_{rms,T}$, and $\gamma = 0.8$ is used for all the SUPERTANK tests analyzed herein.

The sensitivity to bottom friction factor f_b has not been checked in this chapter based on Kobayashi et al. (2005) and chapters 2 and 3 where the computed results of the time-averaged model were found to be insensitive to f_b , mainly because wave breaking is dominant in contrast to bottom friction. In this chapter, $f_b = 0.01$ is assumed for all the computations.

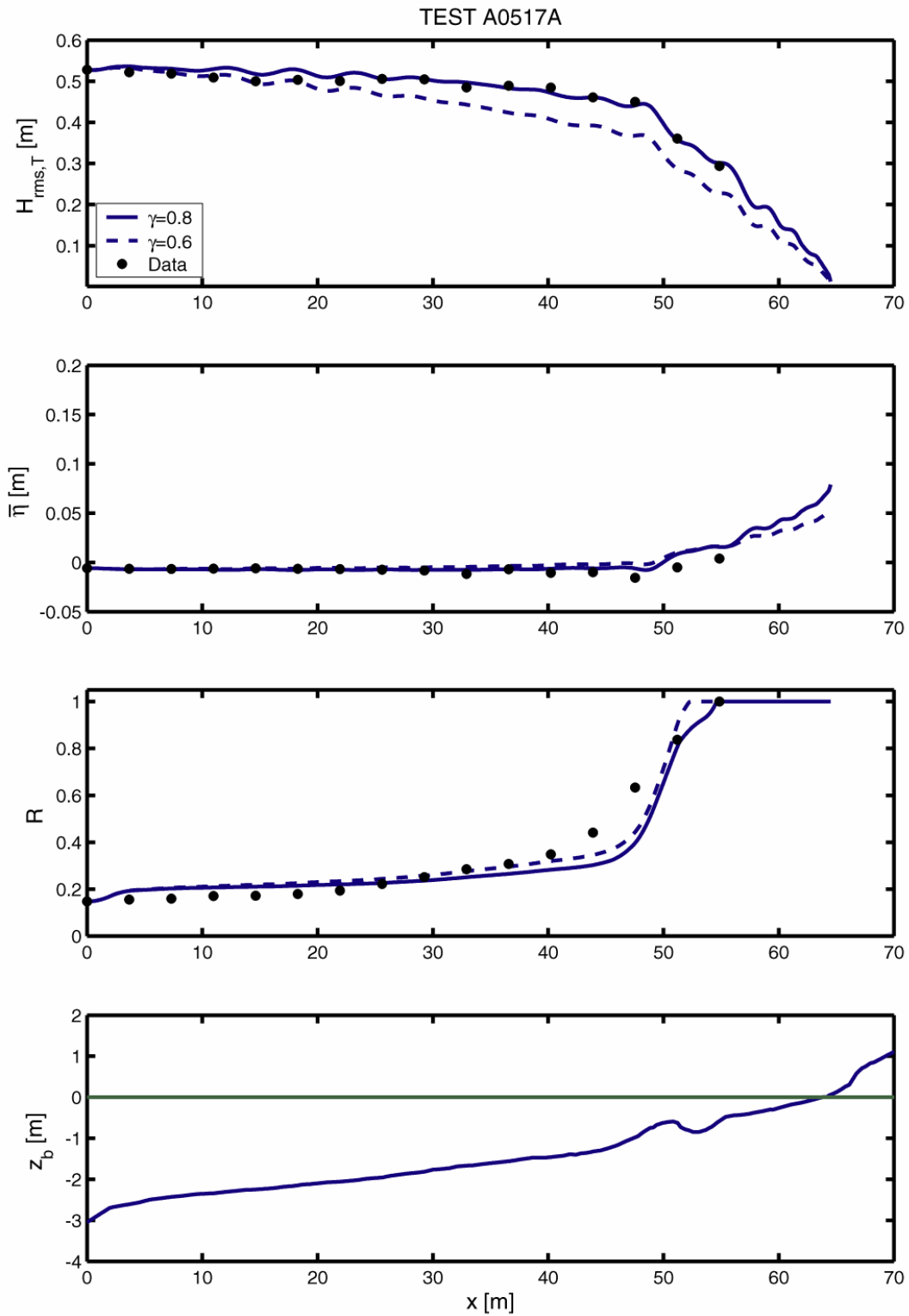


Fig. 57: Sensitivity of computed $H_{rms,T}$, $\bar{\eta}$ and R to breaker ratio parameter $\gamma = 0.6$ and $\gamma = 0.8$ for test A0517A.

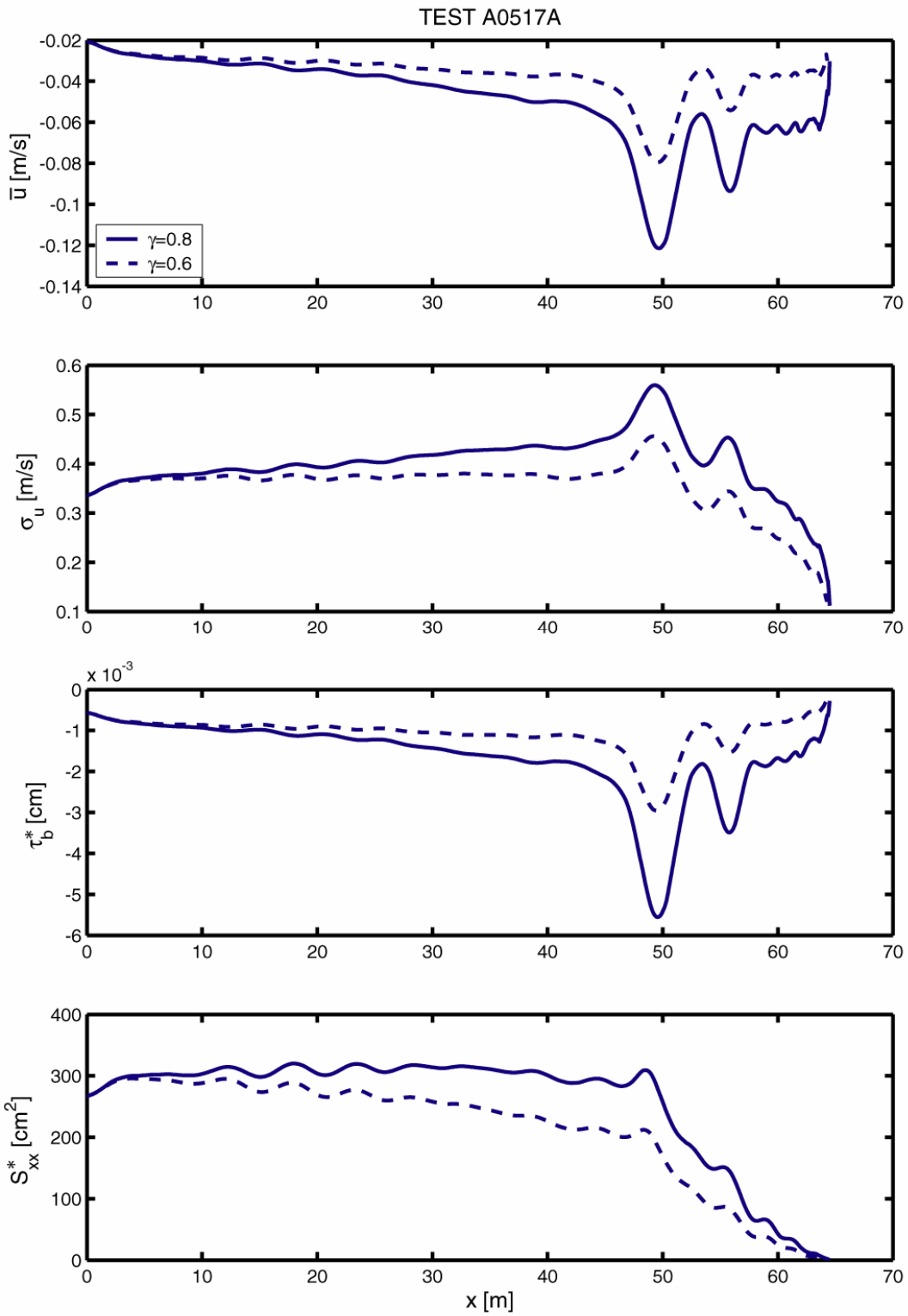


Fig. 58: Sensitivity of computed \bar{u} , σ_u , $\tau_b = \rho g \tau_b^*$ and $S_{xx} = \rho g S_{xx}^*$ to breaker ratio parameter $\gamma = 0.6$ and $\gamma = 0.8$ for test A0517A.

5.4.5 WAVE SPECTRA

In this section the measured and computed water surface total spectrum S_T for each of the 16 wave gauges are compared for a non-barred and a barred profile, test A0509A and A0517A, respectively. Wave gauge 16 is located at the offshore boundary of the model, where the measured S_T is specified as input, and wave gauge 1 is located well inside the surf zone.

The model is formulated in spectral form due to two main reasons: 1) to enable the inclusion of the phase shift on reflection of the different spectral components and 2) to capture the quasi-standing wave pattern due to the difference in the nodal and antinodal frequencies in the spectrum at a certain location (Klopman and Van der Meer 1999).

The change of the total spectrum due to reflection yields a wave height standing pattern and the redistribution of the wave energy in the nodal spectral components. It is hypothesized that a second order long wave might show up as a result of the interaction of a pair of the most energetic nodal frequency components. A simple method developed by Sand (1982) will be applied to estimate the long wave contribution generated by a frequency pair of regular wavelets. This concept will be extended in the next section and its effect on bar morphology will be analyzed. It should be noted that all the theoretical development has been done based on linear theory in a region where non-linear effects are shown to be very important. Notwithstanding, it is expected that linear theory will give a first approximation of the problem capturing the main physics of the processes involved.

The relatively narrow TMA spectrum used for the wave generation with a peak enhancement factor $\gamma_p = 20$, is specified as input for the model as measured by wave gauge 16. The cross-shore deformation of the spectrum is very sensitive to the spectral form and results might be affected by the poor resolution of the measured total spectrum.

Fig. 59 - Fig. 60: Comparison of measured and computed total surface wave spectrum S_T for test A0509A. Sensors 8-1. compares the measured and computed total water surface spectrum for all the 16 wave gauges and tests A0509A and A0517A. The agreement is generally good for all the measurements but the computed deformation of the spectrum with nodal and antinodal frequencies which show up in the cross-shore locations corresponding to wave gauges 1 and 2 are not present in the measurements. Further check of this fact should be done, especially the data processing and smoothing of the measured time series.

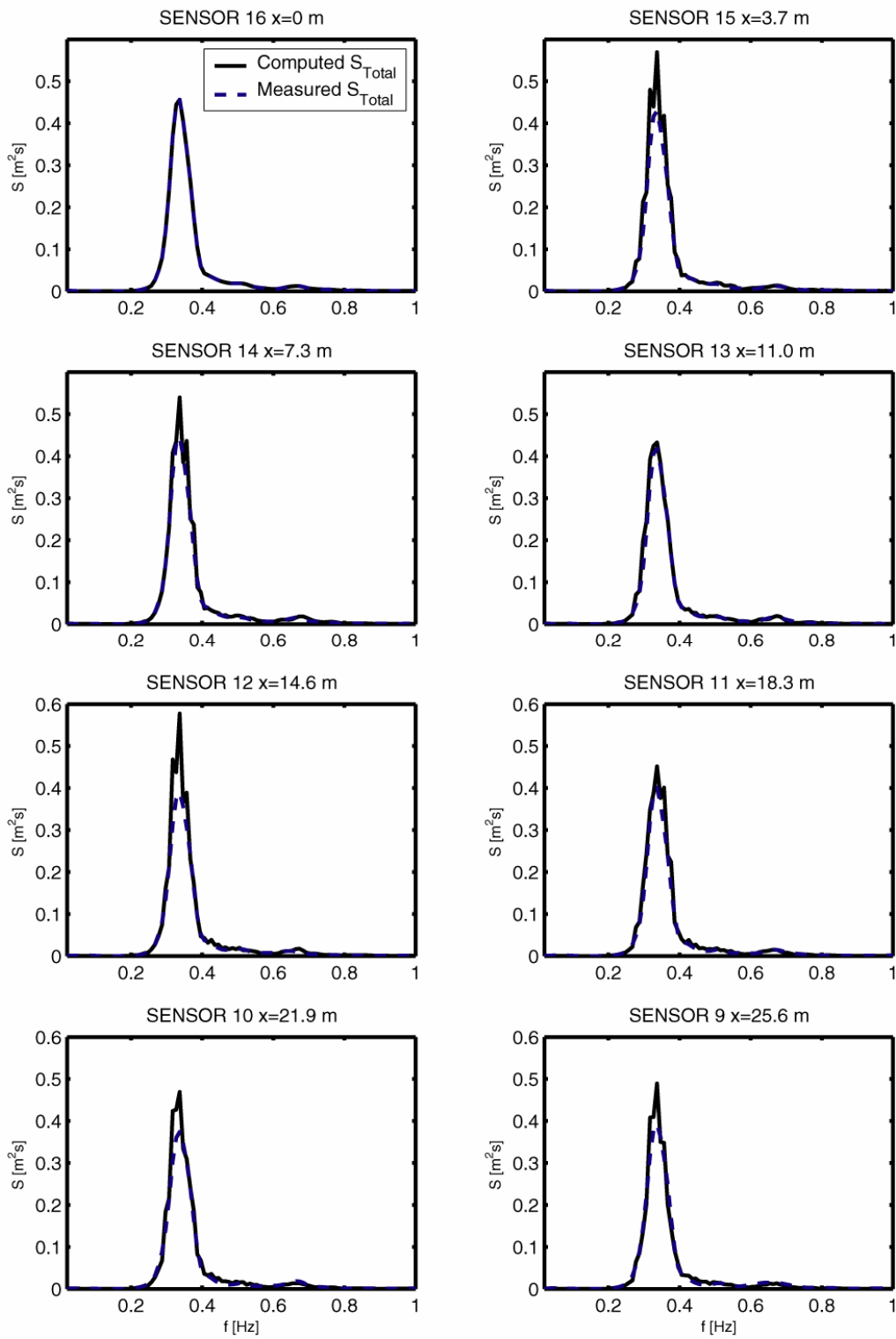


Fig. 59: Comparison of measured and computed total surface wave spectrum S_T for test A0509A. Sensors 16-9.

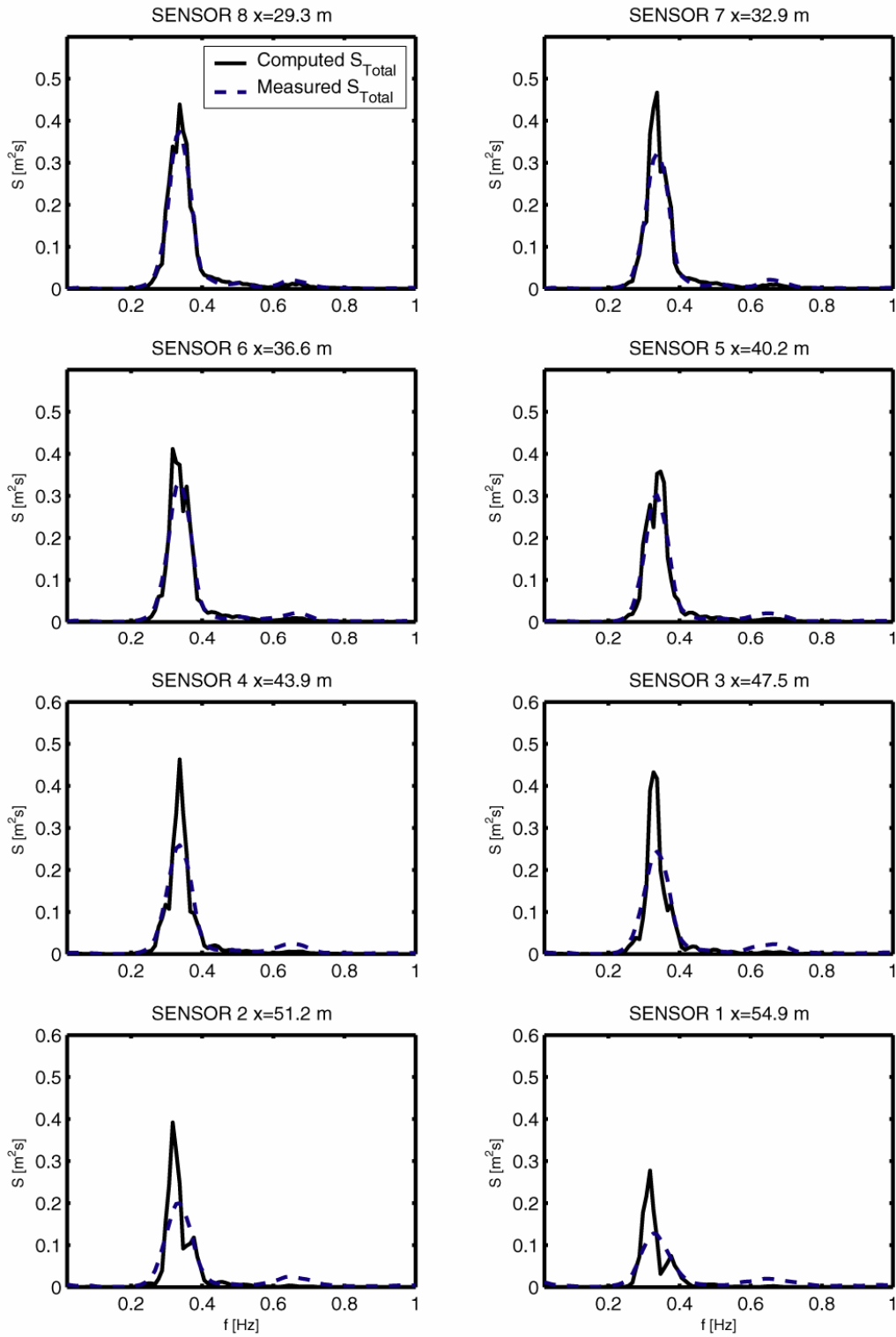


Fig. 60: Comparison of measured and computed total surface wave spectrum S_T for test A0509A. Sensors 8-1.

CAPÍTULO 6 CONCLUSIONES Y FUTURAS LÍNEAS DE TRABAJO

6.1 CONCLUSIONES

A continuación se realiza un breve resumen de los temas tratados en esta tesis y se exponen las principales conclusiones.

6.1.1 SETUP Y RUNUP SOBRE PENDIENTES PERMEABLES

El modelo numérico desarrollado para la predicción de la transmisión del oleaje sobre estructuras permeables sumergidas bajo la acción de oleaje irregular por Kobayashi et al. (2005) ha sido extendido para predecir el asomeramiento, rotura setup y runup del oleaje sobre pendientes porosas correspondientes a revestimientos y playas de material grueso. El modelo numérico está basado en las ecuaciones de continuidad y conservación de cantidad de movimiento y flujo de energía promediadas en el tiempo y es capaz de predecir la variación espacial de la media y la desviación típica de las oscilaciones de la superficie libre, así como la velocidad horizontal dentro y fuera de una capa permeable. Los parámetros estadísticos de las oscilaciones de la línea de costa han sido estimados a partir de los resultados del modelo

numérico de propagación del oleaje sobre la pendiente permeable. La función de distribución del runup sobre el nivel medio del mar en reposo se ha asumido que sigue una distribución de Rayleigh donde se ha incluido el efecto del setup cerca de la línea de costa. Se ha establecido una relación empírica entre el runup significativo y la media y desviación típica de las oscilaciones de la línea de costa.

El modelo numérico-probabilista desarrollado ha sido comparado ha sido comparado con experimentos realizados sobre una rampa porosa de pendiente 1/5 y con datos obtenidos por Kearney and Kobayashi (2001) para un revestimiento de pendiente 1/2. El modelo numérico es predecir la variación transversal de la media y la desviación típica de las oscilaciones de la superficie libre y la velocidad horizontal con bastante exactitud cuando el parámetro de rotura es calibrado para algunos de los tests con pendiente 1/2. Los resultados obtenidos por el modelo con y sin el efecto de la permeabilidad han sido comparados para examinar los efectos de la permeabilidad en las variables hidrodinámicas. El modelo predice la media y la desviación típica de las oscilaciones de la línea de costa de forma exacta salvo para algunos casos de los experimentos con pendiente 1/2 donde el valor medio se sobrestima. Además, el modelo es capaz de predecir el runup 2% con una exactitud de un 20%. Esta exactitud es similar a la de las formulaciones empíricas existentes que se basan en el conocimiento de la altura de ola a pie de estructura. La ventaja del modelo es que puede predecir la transformación del oleaje irregular desde una posición offshore con playas de perfil arbitrario con y sin estructuras permeables. Además, el modelo se puede aplicar a pendientes menos inclinadas donde el efecto del setup no es nada despreciable. El modelo numérico es computacionalmente eficiente y no se han encontrado dificultades numéricas en la región de muy poco.

6.1.2 REBASE E INFILTRACIÓN SOBRE RAMPAS POROSAS

Se han realizado una serie de experimentos en un canal de oleaje para investigar los procesos de rebase e infiltración sobre estructuras permeables. El modelo numérico presentado en los capítulos 2 y 3 ha sido extendido para tener en cuenta el flujo de masa hacia la costa resultante de los efectos de rebase e infiltración. Las funciones de distribución del runup se modifican por efectos del rebase y han sido ajustadas a una función tipo Weibull cuyo parámetro de forma aumenta con el incremento de la probabilidad de rebase. La distribución de Weibull se reduce a una distribución tipo Rayleigh para los casos de rebase despreciable. El caudal de rebase unitario normalizado por el flujo de masa inducido por el oleaje en la línea de costa se ha expresado en función de la probabilidad de rebase con dos parámetros empíricos que dependen de la longitud horizontal de infiltración. Se ha visto que el rebase es muy sensible al grado de infiltración sobre la cresta. El flujo de infiltración controlado por el setup en la línea de costa ha sido analizado para obtener una formulación simple para la estimación del caudal de infiltración unitario.

El modelo numérico de propagación acoplado con las formulaciones para el caudal de rebase y de infiltración reproduce con exactitud la variación espacial de las variables hidrodinámicas involucradas. El efecto del rebase e infiltración queda prácticamente limitado a la velocidad media horizontal. El modelo numérico predice el runup 2% con un error de un 20 % y el flujo combinado de rebase e infiltración en un factor 2. Se ha visto que el flujo de infiltración es comparable al de rebase incluso para casos de rebase significativo.

El modelo numérico promediado en el tiempo desarrollado en este capítulo es mucho más eficiente desde el punto de vista computacional pero más empírico que el modelo dependiente del tiempo de Kobayashi and Raichle (1994). El modelo numérico propuesto necesita ser calibrado y evaluado usando una base de datos más extensa, incluyendo datos de

campo. Además, sería recomendable disponer de mediciones detalladas de caudales de rebase e infiltración para refinar las formulaciones simples desarrolladas en este estudio.

6.1.3 REFLEXIÓN LOCAL DEL OLEAJE EN PLAYAS

Se ha desarrollado un modelo espectral para la propagación del oleaje irregular sobre playas arenosas y bajo condiciones de reflexión local. El modelo numérico es una extensión del modelo de Baquerizo et al. (1998) donde la mayor diferencia ha sido la incorporación del desfase entre las componentes de la onda incidente y reflejada y la incorporación de la ecuación de conservación de cantidad de movimiento en forma espectral con los términos inducidos por la reflexión incluidos de forma explícita. Además, se han incluido los efectos del roller y las modificaciones propuestas por Kobayashi et al. (2005) en zonas con muy poco calado, que han permitido la extensión del modelo hasta la zona de swash. El modelo es computacionalmente muy eficiente y puede ser usado para la predicción de las características del oleaje y la hidrodinámica inducida en playas arenosas incluso en la presencia de estructuras marítimas. La hipótesis de interacción lineal entre componentes forzadas por el efecto de la reflexión necesita ser comprobada con datos de campo. Este modelo representa un primer paso para el desarrollo de un modelo morfodinámico simple para aplicaciones ingenieriles.

El modelo desarrollado ha sido comparado con 5 experimentos de gran escala sobre lecho móvil, proyecto SUPERTANK, incluyendo perfiles con y sin barra, y mostrando un buen acuerdo entre los resultados del modelo y los datos medidos. Adicionalmente se ha realizado un análisis de sensibilidad del modelo para determinar el efecto de los distintos procesos físicos involucrados en los resultados.

Además, se ha demostrado que la inclusión del desfase entre la onda incidente y la reflejada introduce una oscilación especial en las variables hidrodinámicas que pueden ayudar

a explicar la formación de patrones morfológicos rítmicos. Se ha visto que el desfase parece ser clave para modelar la transformación del espectro del oleaje a través del perfil de playa.

6.2 FUTURAS LÍNEAS DE TRABAJO

Teniendo en cuenta los resultados mostrados a lo largo de esta tesis, a continuación se muestran las futuras líneas de trabajo:

- Incorporación del efecto de la reflexión local en los modelos de runup y rebase.
- Validación de los modelos de runup, rebase e infiltración con más datos incluyendo datos de campo.
- Predicción del movimiento de piezas en estructuras marítimas de protección y playas de material grueso.
- Extensión del modelo hidrodinámico para poder calcular la evolución morfológica del perfil de playa a gran escala temporal.
- Incorporación de una parametrización del transporte de sedimentos transversal.
- Validación de la hipótesis que la onda infragravitatoria forzada por la reflexión local puede ser la causa de la formación de barras longitudinales en playas.

BIBLIOGRAFÍA

- Abramowitz, M., and Stegun, I. A. (1972). *Handbook of mathematical functions*, Dover Publications, New York.
- Allan, J. C., and Komar, P. D. "A dynamic revetment and artificial dune for shore protection." *Coastal Engineering 2002, Proc. 28th Coastal Engineering Conf.*, Singapore, 2044-2056.
- Baquerizo, A. (1995). "Reflexión del oleaje en playas. Métodos de Evaluación y Predicción," Universidad de Cantabria, Santander.
- Baquerizo, A., Losada, M. A., and Smith, J. M. (1998). "Wave Reflection from Beaches: A Predictive Model." *Journal of Coastal Research*, 14(1), 291-298.
- Baquerizo, A., Losada, M. A., Smith, J. M., and Kobayashi, N. (1997). "Cross-Shore Variation of Wave Reflection from Beaches." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 123(5), 274-279.
- Battjes, J. A., and Janssen, J. P. F. M. "Energy loss and set-up due to breaking of random waves." *International Conference on Coastal Engineering* 569-587.
- Battjes, J. A., and Stive, M. J. F. (1985). "Calibration and verification of a dissipation model for random breaking waves." *Journal of Geophysical Research C: Oceans*, 90(5), 9159-9167.
- Beji, S., and Battjes, J. A. (1993). "Experimental investigation of wave propagation over a bar." *Coastal Engineering*, 19(1-2), 151-162.
- Carter, T. G., Liu, P. L. F., and Mei, C. C. (1973). "Mass transport by waves and offshore sand bedforms." *J. Waterw. Harbors Coastal Eng. Div.*, 99, 165-184.
- Chen, Y., Guza, R. T., and Elgar, S. (1997). "Modeling spectra of breaking surface waves in shallow water." *Journal of Geophysical Research C: Oceans*, 102(11), 25035-25046.
- Dally, W. R. (1992). "Random breaking waves: Field verification of a wave-by-wave algorithm for engineering application." *Coastal Engineering*, 16(4), 369-397.
- de los Santos, F. J., and Kobayashi, N. (2005). "Irregular wave setup and runup on cobble beaches and revetments." *Research Rep. No. CACR-05-06*, Center for Applied Coastal Research, University of Delaware, Newark, Del.
- de los Santos, F. J., and Kobayashi, N. (2006). "Irregular wave seepage and overtopping of cobble beaches and revetments." *Research Rep. No. CACR-06-01*, Center for Applied Coastal Research, University of Delaware, Newark, Del.
- de los Santos, F. J., Kobayashi, N., and Losada, M. A. "Irregular wave runup and overtopping on revetments and cobble beaches." *Coastal Engineering 2006, Proc. 30th Coastal Engineering Conf.*, Singapore (accepted).
- de los Santos, F. J., Kobayashi, N., Meigs, L. E., and Losada, M. A. "Irregular wave runup on porous structures and cobble beaches." *Proc. Waves'2005 Conf.*, Madrid, Spain (in press).
- Deigaard, R. (1993). "A note on the three dimensional shear stress distribution in a surf zone." *Coastal Engineering*, 20, 157-171.

- Eldeberky, Y., and Battjes, J. A. (1996). "Spectral modeling of wave breaking: Application to Boussinesq equations." *Journal of Geophysical Research C: Oceans*, 101(1), 1253-1264.
- Elgar, S., Herbers, T. H. C., and Guza, R. T. (1994). "Reflection of Ocean Surface Gravity Waves from a Natural Beach." *Journal of Physical Oceanography*, 24(7), 1503-1511.
- Falqués, A., Montoto, A., and Iranzo, V. (1996). "Bed-flow instability of the longshore current." *Continental Shelf Research*, 16(15), 1927-1964.
- Goda, Y. (2000). *Random seas and design of maritime structures*, World Scientific, Singapore.
- Goring, D. G. (1978). "Tsunamis, the propagation of long waves onto a shelf." Keck Laboratory of Hydraulics and Water resources, California Inst. Tech.
- Gran, S. (1992). *A course in ocean engineering*, Elsevier New York, N. Y.
- Guza, R. T., and Thornton, E. B. (1980). "Local and shoaled comparisons of sea surface elevations, pressures, and velocities." *Journal of Geophysical Research C: Oceans*, 85(3), 1524-1530.
- Holman, R. A., and Sallenger, A. H. (1993). "Sand bar generation: A discussion of the Duck experiment series." *Journal of Coastal Research*, Special Issue 15, 76-92.
- Hughes, S. A., and Fowler, J. E. (1995). "Estimating Wave-Induced Kinematics at Sloping Structures." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 121(4), 209-215.
- Johnson, B. D., and Kobayashi, N. "Nonlinear time-averaged model in surf and swash zones." *26th International Conference on Coastal Engineering*, Reston, 2785-2798.
- Kaihatu, J. M., and Kirby, J. T. (1995). "Nonlinear transformation of waves in finite water depth." *Physical Fluids*, 7, 1903-1914.
- Kearney, P. G., and Kobayashi, N. "Time-averaged probabilistic model for irregular wave runup on coastal structures." *Coastal Engineering 2000, Proc. 27th Coastal Engineering Conf.*, Reston, Va., 2004-2017.
- Kearney, P. G., and Kobayashi, N. (2001). "Irregular breaking wave transformation on a beach and runup on a revetment." *Research Rep. No. CACR-01-01*, Center for Applied Coastal Research, Univ. of Delaware, Newark, Del.
- Kirby, J. T., and Kaihatu, J. M. "Structure of frequency domain models for random wave breaking." *23rd International Conference on Coastal Engineering*, New York, 474-487.
- Klopman, G., and van der Meer, J. W. (1999). "Random Wave Measurements in Front of Reflective Structures." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 125(1), 39-45.
- Kobayashi, N. (1999). *Wave runup and overtopping on beaches and coastal structures*, World Scientific, Singapore.
- Kobayashi, N., Cox, D. T., and Wurjanto, A. (1990). "Irregular wave reflection and run-up on rough impermeable slopes." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 116(6), 708-726.

- Kobayashi, N., and de los Santos, F. J. (2006). "Irregular wave seepage and overtopping of permeable slopes." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering* (submitted).
- Kobayashi, N., de los Santos, F. J., and Kearney, P. G. (2006a). "Time-averaged probabilistic model for irregular wave runup on permeable slopes." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*(under review).
- Kobayashi, N., Herrman, M. N., Johnson, B. D., and Orzech, M. D. (1998). "Probability Distribution of Surface Elevation in Surf and Swash Zones." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 124(3), 99-107.
- Kobayashi, N., Meigs, L. E., Ota, T., and Melby, J. A. (2006b). "Irregular breaking wave transmission over submerged porous breakwater." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*(in press).
- Kobayashi, N., Otta, A. K., and Roy, I. (1987). "Wave reflection and runup on rough slopes." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 113(3), 282-298.
- Kobayashi, N., and Raichle, A. W. (1994). "Irregular wave overtopping of revetments in surf zones." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 120(1), 56-73.
- Kobayashi, N., and Reece, A. M. (1983). "Irregular Wave Overtopping on Gravel Islands." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 109(4), 429-444.
- Kobayashi, N., Zhao, H., and Tega, Y. (2005). "Suspended sand transport in surf zones." *Journal of Geophysical Research C: Oceans* 110(12), 1-21.
- Komar, P. D. (1998). *Beach processes and sedimentation*, Prentice Hall.
- Kraus, N. C., and Smith, J. M. (1994). "SUPERTANK laboratory data collection project." US Army Corps of Engineers Waterw. Exp. Station, Vicksburg.
- Kriebel, D. L. "Swash zone wave characteristics from SUPERTANK." *International Conference on Coastal Engineering*, 2207-2221.
- Liu, P. L. F., Lin, P., Chang, K. A., and Sakakiyama, T. (1999). "Numerical modeling of wave interaction with porous structures." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 125(6), 322-330.
- Losada, I. J., Silva, R., and Losada, M. A. (1997). "Effects of Reflective Vertical Structures Permeability on Random Wave Kinematics." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 123(6), 347-353.
- Mansard, E. P. D., and Funke, E. R. "The measurement of incident and reflected spectra using a least squares method." *17th. Int. Coastal Eng. Conference*, New York, 154-172.
- O'Donoghue, T., and Goldsworthy, C. J. "Near-bed velocities in front of sea walls." *XXVIth IAHR Congress*, London, 331-316.
- O'Donoghue, T., and Goldsworthy, C. J. (1996). "Random Wave Kinematics in front of Sea Walls." *Advances in Coastal Structures and Breakwaters*, J.E.Clifford, ed., 241-252.
- Orzech, M. D., and Kobayashi, N. (1997). "Random wave transformation and sediment transport across barred and terraced sand beaches." *Research Rep. No. CACR-97-06*, Center for Applied Coastal Research,, Univ. of Delaware, Newark, Del.
- Pozueta, B., van Gent, M. R. A., and van den Boogaard, H. (2004) "Neural network modelling of wave overtopping at coastal structures." *Coastal Engineering 2004, Proc. 29th Coastal Engineering Conf.*, Singapore, 4275-4287.

- Rakha, K. A., and Kamphuis, J. W. (1997). "Wave-induced currents in the vicinity of a seawall." *Coastal Engineering*, 30(1-2), 23-52.
- Rivas, F. (2004). "On the growth of nearshore sand bars as instability processes of equilibrium beach states," Universitat Politècnica de Catalunya.
- Ruessink, B. G., Miles, J. R., Feddersen, F., Guza, R. T., and Elgar, S. (2001). "Modeling the alongshore current on barred beaches." *Journal of Geophysical Research C: Oceans*, 106(10), 22451-22464.
- Ruggiero, P., and McDougal, W. G. (2001). "An analytic model for the prediction of wave setup, longshore currents and sediment transport on beaches with seawalls." *Coastal Engineering*, 43(3-4), 161-182.
- Sallenger, A. H., and Holman, R. A. (1987). "Infragravity waves over natural barred profile." *J. Geophys. Res.*, 92, 9531-9540.
- Sand, S. E. (1982). "Long wave problems in laboratory models." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 108(4), 492-503.
- Short, A. D. (1975). "Multiple offshore bars and standing waves." *J. Geophys. Res.*, 80, 3838-3840.
- Steendam, G. J., Van der Meer, J. W., Verhaeghe, H., Besley, P., Franco, L., and Van Gent, M. R. A. "The international database on wave overtopping." *Coastal Engineering 2004, Proc. 29th Coastal Engineering Conf*, Singapore, 4301-4313.
- Stive, M. J. F., and DeVriend, H. J. (1994) "Shear stresses and mean flow in shoaling and breaking waves." *Coastal Engineering 1994, Proc. 24th Coastal Engineering Conf.*, 594-608.
- Svendsen, I. A. (1984). "Mass flux and undertow in a surf zone." *Coastal Engineering*, 8(4), 347-365.
- Tayfun, M. A. (2004). "Statistics of wave crests in storms." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 130(4), 155-161.
- Troch, P., Geeraerts, J., Van de Walle, B., DeRouck, J., Van Damme, L., Allsop, W., and Franco, L. (2004). "Full-scale wave overtopping measurements on the Zeebrugge rubble mound breakwater." *Coastal Engineering*, 51, 609-628.
- van der Meer, J. A., Petit, H. A. H., van der Bosch, P., Klopman, G., and Broekens, R. (1992) "Numerical simulation of wave motion on and in coastal structures." *Coastal Engineering 1992, Proc. 23rd Coastal Engineering Conf*, Reston, Va., , 1772-1784.
- van der Meer, J. W. "Conceptual design of rubble mound breakwaters." *ICCE Proc., Short Course on Design and Reliability of Coastal Structures*, Bologna, Italy, 447-510.
- van der Meer, J. W., and Janssen, P. F. M. (1995) "Wave run-up and wave overtopping at dikes." *Wave forces on inclined and vertical wall structures*, Reston, Va., 1-27.
- van Gent, M. R. A. (1995). "Porous flow through rubble-mound materials." *Journal of Waterways, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 121(3), 176-181.
- van Gent, M. R. A. (2001). "Wave runup on dikes with shallow foreshores." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 127(5), 254-262.
- van Rijn, L. C., and Wijnberg, K. M. (1996). "One-dimensional modelling of individual waves and wave-induced longshore currents in the surf zone." *Coastal Engineering*, 28(1-4), 121-145.

- Verhagen, H. J., Steenaard, J., and Tuan, T. Q. (2004) "Infiltration of overtopping water in a breakwater crest." *Coastal Engineering 2004, Proc. 29th Coastal Engineering Conf.*, Singapore, 4253-4262.
- Walton, J. T. L. (1992). "Wave reflection from natural beaches." *Ocean Engineering*, 19(3), 239-258.
- Wiegel, R. L., and Saville, T., Jr. (1996). "History of coastal engineering in the USA." *History and Heritage of Coastal Engineering*, N. C. Kraus, ed., ASCE, 513-600.
- Wijnberg, K. M., and Kroon, A. (2002). "Barred beaches." *Geomorphology*, 48(1-3), 103-120.
- Wurjanto, A., and Kobayashi, N. (1993). "Irregular wave reflection and runup on permeable slopes." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 119(5), 537-557.
- Yu, J., and Mei, C. C. (2000). "Do longshore bars shelter the shore?" *Journal of Fluid Mechanics*, 404, 251-268.
- Zanuttigh, B., and Lamberti, A. (2006). "Experimental analysis and numerical simulations of waves and current flows around low-crested rubble-mound structures." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 132(1), 10-27.