



UNIVERSIDAD DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS Y MATEMÁTICAS
DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA CIVIL

**EFFECTO DE LAS ONDAS SUPERFICIALES GENERADAS POR VIENTO
EN LA TRANSFERENCIA DE OXÍGENO DE UN CUERPO DE AGUA**

MEMORIA PARA OPTAR AL TÍTULO DE INGENIERO CIVIL

LAUTARO JERÓNIMO RAYO SCHIAPPACASSE

PROFESOR GUÍA:
ALDO TAMBURRINO TAVANTZIS

MIEMBROS DE LA COMISIÓN:
YARKO NIÑO CAMPOS
MARCELO OLIVARES ALVEAL

SANTIAGO DE CHILE
Enero 2010

EFFECTO DE LAS ONDAS SUPERFICIALES GENERADAS POR VIENTO EN LA TRANSFERENCIA DE OXÍGENO DE UN CUERPO DE AGUA

El presente trabajo de título es un estudio experimental acerca del efecto que las ondas superficiales generadas por viento tienen sobre la tasa de transferencia de oxígeno en la interfaz de un cuerpo de agua. De forma específica, la investigación busca en primer lugar caracterizar el comportamiento del oleaje generado dentro de cierto rango de velocidades del viento. La relación entre estas características y la tasa de transferencia de oxígeno observada constituye el principal objeto de estudio de esta investigación.

Los experimentos se realizaron en un túnel de viento que contiene un estanque de agua. El diseño de la instalación permite la medición de perfiles verticales de velocidad sobre la superficie libre con el fin de caracterizar la evolución de la capa límite del flujo de viento a lo largo del estanque. Se registró la elevación y pendiente del oleaje utilizando un sensor de capacitancia, así como también procesando digitalmente secuencias de imágenes tomadas por una cámara de alta velocidad. El análisis de estas imágenes fue también cualitativo, permitiendo la observación de distintos estados del oleaje. La velocidad superficial del agua fue obtenida utilizando partículas trazadoras, cuya trayectoria fue registrada a través de una cámara de alta velocidad. Se utilizaron mediciones de la tasa de transferencia de oxígeno obtenidas en un trabajo anterior en la misma instalación experimental.

Se realizaron experiencias en un rango de velocidades medias del viento entre 3.5 m/s y 11.3 m/s, las que generaron velocidades friccionales en el rango entre 0.1 m/s a 1.0 m/s. Varios estados del oleaje pudieron ser observados a lo largo del estanque para estas forzantes. Para una velocidad friccional de hasta aproximadamente 0.2 m/s, se obtuvo una superficie rizada con ondulaciones de pequeña escala. El oleaje se desarrolla rápidamente por sobre este valor, observándose un sostenido aumento en su amplitud y pendiente. Se registró un aumento singular en el valor de la pendiente del oleaje al alcanzar una forzante de aproximadamente 0.4 m/s. Éste coincide con la aparición de ondas con frentes de alta pendiente, poblados de ondas capilares parasitarias. La tasa de transferencia de oxígeno mostró un salto del 50% en su valor al alcanzarse este estado. Se observó igualmente un fuerte aumento en la velocidad friccional a partir de este momento.

La pendiente cuadrática media del oleaje mostró un buen ajuste lineal con la tasa de transferencia de oxígeno para todo el rango de velocidades observado. El ajuste conseguido es concordante con una gran cantidad de investigaciones experimentales publicadas. La tasa de transferencia mostró mayor dispersión al ser parametrizada con la velocidad friccional del viento, aún cuando el ajuste concuerda con trabajos experimentales similares. Al ser comparados resultados de fuentes diversas, la dispersión crece sustancialmente.

*A mi mamá, a mi papá. A mis hermanos: Emmanuel, Arikítai, Esteban y Lucas.
A María Alicia y Virgilio les hubiera gustado ver este proyecto terminado.*

*A Aldo Tamburrino por su apoyo desde hace 2 años, esta tesis es sólo una más de las
oportunidades que me brindó.*

*A mis amigos de siempre, a los Guarenes y la Parafernalia, a la cordada hidráulica, sin ellos esta
tesis hubiera sido terminada antes.*

A los Profesores Yarko Niño y Marcelo Olivares por las correcciones.

*A C.Reiher, C.Godoy, S.Montserrat, M. Cáceres y J. Donoso por la amistad y ayuda en esta y
otras empresas.*

Glosario

- CLC_l : Capa límite de concentración de la fase líquida, subcapa difusiva
- \tilde{z} : Escala de longitud de la transferencia de gases a través de la subcapa difusiva
- \tilde{t} : Escala de tiempo de la transferencia de gases a través de la subcapa difusiva
- D : Coeficiente de difusión molecular
- k : Tasa de transferencia de cierto trazador a través de una interfaz
- Re^0 : $u_a^* z_0 / \nu_a$ Reynolds aerodinámico de la superficie libre
- Re^+ : $u_a^* \eta / \nu_a$ Reynolds del oleaje superficial
- u_s : Velocidad superficial del cuerpo de agua
- u_a^* : Velocidad friccional del viento sobre la superficie libre
- u_w^* : Velocidad friccional de la fase líquida
- z_0 : Rugosidad dinámica de la superficie libre
- ν, ν_w : Viscosidad dinámica del agua
- ν_a : Viscosidad dinámica del aire
- Sc : ν/D Número de Schmidt
- δ^* : Espesor de desplazamiento de la capa límite del aire sobre la interfaz
- u_{max} : Velocidad máxima del viento sobre la interfaz
- u_m : Velocidad media del viento al interior del túnel
- u_{eje} : Velocidad promedio del viento en el eje central del túnel
- eta_{rms} : Raíz de la elevación cuadrática media del oleaje
- $\langle S^2 \rangle$: Pendiente cuadrática media del oleaje
- ρ_a : Densidad del Aire
- ρ_w : Densidad del Agua
- c_p, f_p, λ_p : Celeridad, Frecuencia y Longitud de onda en el peak del espectro
- S_η : Espectro de densidad de energía de la serie de elevaciones del oleaje
- H_s : Altura significativa del oleaje

Índice General

1. Introducción	1
1.1. Aspectos Generales y Motivación	1
1.1.1. Gestión Ambiental, Sistemas Industriales y Gases de Efecto Invernadero	2
1.2. Objetivos del Trabajo	2
1.3. Organización del Informe	3
1.4. Revisión Bibliográfica	4
1.4.1. Definiciones Básicas	4
1.4.2. Enfoque Conceptual del Trabajo	8
1.5. Alcance del Trabajo	13
2. Diseño Experimental y Metodología	15
2.1. Instalación Experimental	15
2.2. Medición de Viento	17
2.3. Medición de Ondas Superficiales	22
2.3.1. Mediciones con Cables Capacitores	22
2.3.2. Mediciones con Cámara de Alta Velocidad	27
2.4. Medición de Velocidad Superficial	31
2.5. Utilización de Mediciones Anteriores de Transferencia de Oxígeno	37
3. Procesamiento de Datos y Presentación de Resultados	41
3.1. Velocidad Superficial	41
3.2. Velocidad del Viento	41
3.3. Series de Tiempo de Oleaje	45
3.3.1. Estimación de la Pendiente del Oleaje	46
3.3.2. Ecuación de Dispersión	48
3.3.3. Series de Tiempo de Pendiente del Oleaje	50
3.3.4. Presentación de Resultados y Comparación de Ambos Métodos	55
3.4. Análisis Espectral	61
4. Análisis de Resultados	64

4.1. Regímenes Dinámicos	64
4.2. El problema de la Escala	66
4.3. Transferencia de Oxígeno	69
5. Conclusiones	78
Bibliografía	82

Capítulo 1

Introducción

1.1. Aspectos Generales y Motivación

Conocer la tasa de transferencia de gases volátiles y de calor a través de la interfaz aire-agua es usualmente necesario para la gestión de sistemas industriales y la protección de sistemas naturales. El oxígeno disuelto debe ser entendido en este sentido como un trazador, la comprensión de su dinámica permite analizar problemas que involucran una amplia familia de químicos de importancia ambiental como el dióxido de carbono (CO_2), metano (CH_4), nitrógeno (N_2), óxido nitroso (N_2O), dióxido de nitrógeno (NO_2), dimetil sulfido ($(CH_3)_2S$) (DMS), DDT, bifenilos policlorados (PCB's) y varios otros compuestos orgánicos volátiles (VOC's), además de calor cuando existe condensación del vapor de agua. Debido a que el viento es la principal forzante de la dinámica de la superficie libre en cuerpos de agua de mediana a gran profundidad (ríos de escasa pendiente, lagos, estuarios, océano), la tasa de transferencia de gases de baja solubilidad ha sido parametrizada principalmente a través de la velocidad del viento (u_{10}) y de su esfuerzo friccional representado por la velocidad de corte (u_a^*). Las predicciones de estos modelos muestran diferencias de hasta un 200% y los procesos físicos asociados a la transferencia permanecen inciertos.

La motivación de este estudio proviene de la existencia de una serie de sistemas ambientales e industriales en los que la presencia y transporte de químicos volátiles depende de la tasa de transferencia de gases en la interfaz aire-agua. A continuación se presenta una breve introducción a los principales sistemas y aplicaciones prácticas que motivan este trabajo.

1.1.1. Gestión Ambiental, Sistemas Industriales y Gases de Efecto Invernadero

Los cuerpos naturales de agua tienen la habilidad de recuperar su concentración de oxígeno disuelto tras eventos de demanda bioquímica, los que pueden ser causados por la descarga de aguas servidas y residuos industriales a sus cursos y reservorios. Esta capacidad de recuperación depende principalmente de su tasa de reaeración, la que en cuerpos de mediana a gran profundidad se encuentra controlada por la turbulencia en las cercanías de la superficie libre y el oleaje generado por el viento. Condiciones de hipoxia deterioran el equilibrio de estos sistemas por lo que una predicción precisa de la tasa de reaeración puede resultar vital para una exitosa evaluación ambiental.

El desarrollo de la ingeniería química moderna ha creado y propagado una gran cantidad de compuestos orgánicos volátiles (VOC's), algunos de los cuales presentan gran toxicidad. Muchos de estos compuestos transitan por la interfaz aire-agua como parte de sus ciclos a través de los ecosistemas naturales.

Muchos procesos industriales, principalmente ligados a la industria química, se basan en fenómenos de transporte a través de la interfaz aire-agua. Los sistemas de tratamiento de aguas servidas deben prestar atención a la liberación de gases nocivos a la atmósfera. Por otro lado, la aereación artificial en ellos puede requerir hasta el 75 % de la energía consumida por la planta completa [Rosso et al., 2008].

El intercambio de gases entre la atmósfera y los océanos ha recibido especial interés en los últimos tiempos. Para el estudio de los ciclos biogeoquímicos globales, la transferencia en la interfaz atmósfera-océano es el vínculo entre los dos grandes reservorios del planeta y constituye una clave dentro del estudio de los gases de invernadero. En relación al dióxido de carbono (CO_2), Sabine [C.L. Sabine et al., 2004] concluyó en un estudio reciente que desde 1800 a 1994 el océano absorbió una cantidad de carbono equivalente al 50% de las emisiones de carácter antropogénico generadas en igual periodo. El océano ha sido en este sentido un amortiguador de los efectos climáticos acusados por el efecto invernadero y existe un gran interés en conocer cuál será su comportamiento en las próximas décadas, tanto en relación a la evolución de su tasa de absorción de CO_2 como los efectos ambientales que el aumento en la concentración de carbono traerá sobre los ecosistemas marinos.

1.2. Objetivos del Trabajo

El presente trabajo de titulación tiene como objetivo general el estudio experimental del efecto de las ondas superficiales generadas por viento en la transferencia de oxígeno a través de la interfaz aire-agua. Los objetivos específicos asociados a este son:

- El diseño de una metodología experimental que permita la caracterización de las ondas superficiales teniendo en cuenta su escaso tamaño: longitud de onda $\lambda \approx O(10^{-2} \text{ m.})$, raíz de la elevación cuadrática media $\eta_{rms} \approx O(10^{-1} - 10^0 \text{ mm.})$. Esta caracterización debe incluir la medición de la pendiente del oleaje como parámetro de interés.
- El diseño de una metodología experimental para la medición de la velocidad superficial media del cuerpo de agua, tomando en cuenta la complejidad asociada a la rápida advección de los trazadores fuera del estanque.
- La medición de parámetros aerodinámicos de interés de tal forma de conocer su relación con el oleaje y la transferencia de oxígeno
- Realizar una revisión bibliográfica que permita el análisis de los resultados encontrados y su vinculación con estudios anteriores en el tema.

1.3. Organización del Informe

El informe se estructura en 5 capítulos, los cuales son descritos a continuación:

- **Introducción:** Algunos aspectos generales de la transferencia interfacial de gases son abordados junto a una motivación a su estudio. Se delinean los alcances y objetivos del presente estudio experimental. Por último se presenta una revisión bibliográfica que introduce definiciones básicas y orienta el enfoque conceptual a utilizar en el análisis posterior.
- **Diseño Experimental y Metodología:** En este capítulo se detallan las características de la instalación experimental y de los instrumentos utilizados. Se explica adicionalmente la metodología experimental empleada.
- **Procesamiento de Datos y Presentación de Resultados:** En este capítulo se detallan los procedimientos utilizados para el procesamiento y validación de los resultados experimentales. Los resultados son luego presentados en forma de parámetros de interés.
- **Análisis de Resultados:** Se analizan los resultados obtenidos en el capítulo anterior comparándolos con resultados obtenidos en otras investigaciones.
- **Conclusiones:** En este capítulo se presentan las conclusiones más importantes del estudio experimental.

1.4. Revisión Bibliográfica

1.4.1. Definiciones Básicas

Regímenes Dinámicos

La distribución vertical de velocidades sobre la interfaz aire-agua puede ser expresada a través de una ley logarítmica de la misma forma como es definida para una capa límite sobre una pared rígida:

$$\frac{u - u_s}{u_a^*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (1.1)$$

En donde u_s es la velocidad superficial del cuerpo de agua, u_a^* es la velocidad friccional del viento sobre la superficie, definida a través del esfuerzo de corte como $u_a^* = \sqrt{\tau_a/\rho_a}$ y z_0 es la rugosidad dinámica de la interfaz. Wu [Wu, 1981] propuso tres regímenes aerodinámicos, los que dependen de la rugosidad de la interfaz a través de un número de Reynolds que definiremos aquí como el Reynolds aerodinámico $Re^0 = u_a^* z_0 / \nu_a$, siendo ν_a la viscosidad del aire:

- Régimen Aerodinámico Liso $Re^0 < 0,5$
- Régimen Aerodinámico en Transición Liso-Rugoso $0,5 < Re^0 < 2$
- Régimen Aerodinámico Rugoso $2 < Re^0$

Transferencia a través de Interfaces

Aún cuando el flujo es generalmente turbulento en ambas fases, muy cerca de la interfaz existe una subcapa difusiva molecular a ambos lados de ella. Dentro de esta subcapa difusiva la ecuación de transporte es lineal para el trazador y se encuentra dada por la segunda ley de Fick. Para fijar ideas, enunciemos la ecuación general de advección-difusión, considerando fluido incompresible:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla C = -\nabla \cdot \vec{j} + S \quad (1.2)$$

$$\vec{j} = -D\nabla C \quad (1.3)$$

La ecuación 1.2 es la ecuación de transporte de un trazador de concentración C . El transporte turbulento se encuentra incluido en el término advectivo $\vec{v} \cdot \nabla C$, donde \vec{v} es la velocidad instantánea.

El término fuente S modela la reacción del trazador al tomar contacto con la interfaz (absorción, disociación, etc...) y será despreciado en este estudio por las razones esgrimidas en la Sección 1.5. La ecuación 1.3 es la primera ley de Fick; el vector \vec{j} es el flujo másico, siendo proporcional al coeficiente de difusión D y al gradiente de concentración ∇C . El mismo concepto puede ser aplicado a la difusión de calor ($j_h = D_h \nabla(\rho c_p T)$) o de momentum ($j_m = \nu \nabla(\rho u)$), donde ν es la viscosidad cinemática o el coeficiente de difusión de momentum y c_p es el calor específico a presión constante. La proporción entre la difusión de masa y la difusión de momentum puede ser cuantificada a través del número de Schmidt, $Sc = \nu/D$, donde ν es la viscosidad del medio en el cual un trazador dado posee un coeficiente de difusión de masa D .

Lejos de la interfaz, la difusión de masa se encuentra dada por el transporte advectivo generado por la turbulencia, siendo esta generalmente órdenes de magnitud superior a la difusión molecular. Cerca de la interfaz, en la subcapa difusiva, la difusión molecular toma el control del transporte. Una capa límite viscosa tuvo antes que ser formada para disipar la turbulencia en las cercanías de la interfaz. La relación entre los espesores de ambas capas, difusiva y viscosa, está dada por el número de Schmidt. En el aire ambas capas tendrán aproximadamente el mismo espesor, debido a que el coeficiente de difusión D para varios gases tiene un valor bastante parecido al de la viscosidad. (Sc_{aire} : He , 0.18, NH_3 , 0.53, H_2O , 0.56, CO_2 , 0.83). La situación es bastante distinta en el agua, donde números de Schmidt típicos se sitúan entre 500-1000 (Sc_{agua} a 20°C: O_2 , 590, CO_2 , 600). Esto implica que la difusión del gas trazador es 500 a 1000 veces más lenta que la difusión de momentum por lo que la subcapa difusiva es mucho más pequeña que la capa límite viscosa. En la Figura 1.1 se ilustra de manera esquemática la subcapa difusiva en ambas fases. A lo largo de este trabajo se denomina subcapa difusiva, subcapa de concentración y, especialmente, capa límite de concentración de la fase líquida (CLC_l) para referirse al mismo concepto. Otra característica del número de Schmidt en el agua es su fuerte dependencia con la temperatura, toda vez que a mayor temperatura la viscosidad disminuye y la difusión molecular aumenta (Sc_{He} : 100 (35°C), 3000 (0°C)). La salinidad del agua también juega un rol importante, a 20°C, el número de Schmidt del CO_2 en agua dulce es 600, en agua de mar es 660. La variabilidad del número de Schmidt deberá considerarse al escalar resultados obtenidos en condiciones ambientales distintas.

Dentro de la subcapa difusiva el flujo se da solamente por difusión molecular y el transporte se encuentra dado por la ecuación 1.3. Por conservación, la masa de trazador que es transmitida hacia un medio es la misma que sale por el otro. Además, la solución para la concentración es lineal y entonces el flujo es constante en la vertical, teniéndose a ambos lados de la interfaz:

$$j_z = -D_a \frac{\partial C_a}{\partial z} = -D_w \frac{\partial C_w}{\partial z} \quad (1.4)$$

En donde D_a , D_w es el coeficiente de difusión del trazador en el aire y en el agua respectivamente.

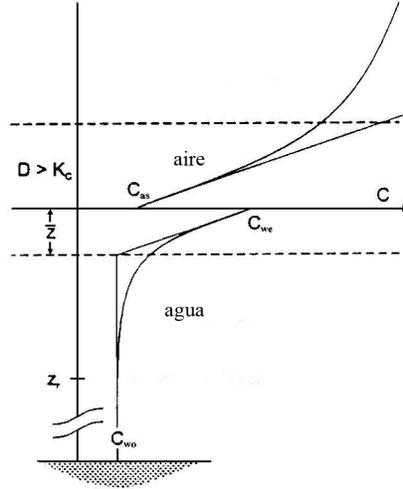


Figura 1.1: Figura esquemática de la capa límite difusiva a ambos lados de la interfaz aire-agua, el flujo es desde el agua al aire. Kc es el coeficiente de difusión turbulento. Las curvas simbolizan la distribución vertical del trazador en ambas fases. Traducido de [Jähne and Haußecker, 1998].

C_a , C_w es la concentración del trazador en ambas fases. Como los coeficiente de difusión son constantes, este par de ecuaciones tienen soluciones lineales para la concentración a ambos lados de la interfaz:

$$C_a = C_{as} + \beta_a z \quad (1.5)$$

$$C_w = C_{we} + \beta_w z \quad (1.6)$$

Para $z = 0$ en la interfaz existe una discontinuidad dada por $C_a = C_{as}$ y $C_w = C_{we}$. Es posible escalar ambas soluciones usando la ley de Henry¹ dividiendo ambos lados de la ecuación 1.4 por la constante de Henry del trazador H . Así se obtiene:

$$j_z = -D_a H \frac{\partial C_a / H}{\partial z} = -D_w \frac{\partial C_w}{\partial z} \quad (1.7)$$

Esta ecuación no tiene una discontinuidad entre las concentraciones C_a/H y C_w en la interfaz (se ha supuesto equilibrio en la interfaz de modo tal que $C_{as}/C_{we} = H$). Es posible ver que a valores altos de la constante de Henry, el gradiente $\partial C_a / H / \partial z$ será pequeño y el coeficiente de difusión equivalente $D_a H$ será grande comparado con D_w . En estos casos, la resistencia al transporte estará entonces

¹La Ley de Henry liga la concentración en equilibrio de un trazador en cierto medio con su presión parcial en ese medio a temperatura constante. La relación entre ambas variables es una constante, llamada constante de Henry, H .

dada por la fase líquida. Ese tipo de compuestos con altos valores de la constante de Henry serán clasificados como *compuestos volátiles*. Ejemplos de estos compuestos son O_2 , N_2 , CH_4 , CO_2 y otros que fueron mencionados en la Sección 1.1. Se puede hablar también de la solubilidad del trazador en la fase líquida (solubilidad de Ostwald), que se define como $\alpha = C_{we}/C_{as}$, el inverso de la constante de Henry. En la Sección 1.5 se estableció en aproximadamente 200 la solubilidad necesaria para asegurar que el fenómeno sea controlado por la fase líquida. En el presente trabajo se usa el término gas volátil o de baja solubilidad (en agua) para referirse al mismo concepto.

Es posible definir la tasa de transferencia k de un gas de baja solubilidad aprovechando la linealidad de la solución para la concentración en la subcapa difusiva:

$$k = \frac{j_z}{C_s - C_0} \quad (1.8)$$

Donde C_s es la concentración de la sustancia en la interfaz acercándose desde la fase líquida, en equilibrio de Henry con la atmósfera (en el caso del oxígeno disuelto en agua se considera su concentración de saturación C_{sat}) y C_0 es la concentración de la sustancia en la frontera de la capa límite de concentración, la que puede ser considerada única debido a la difusión turbulenta. Las ecuaciones 1.3 y 1.8 permiten reescribir la ley de Fick del modo $j_z = D(C_s - C_0)/\tilde{z}$, en donde \tilde{z} es el espesor de la subcapa difusiva, la que queda dada por:

$$\tilde{z} = \frac{D}{k} \quad (1.9)$$

De igual forma podemos encontrar una escala de tiempo del fenómeno de transferencia haciendo:

$$\tilde{t} = \frac{\tilde{z}}{k} = \frac{D}{k^2} \quad (1.10)$$

Debido a que ambas escalas se encuentran mutuamente determinadas a través del coeficiente de difusión, sólo una es necesaria para determinar el resto de las escalas del fenómeno, en particular k . Como un ejemplo, en esta y otras investigaciones se encontró que la tasa de transferencia del oxígeno a 20°C ($Sc = 590$) $k \approx 10^{-5}$ - 10^{-4} m/s, entonces $\tilde{z} \approx 17$ - $170 \mu m$ y $\tilde{t} \approx 0.06$ - 6 s. Sabemos entonces que la transferencia de oxígeno en agua es un fenómeno que ocurre rápidamente a través de una delgada subcapa. El flujo másico es escrito de la siguiente forma, por simplicidad:

$$j_z = k\Delta C = k(C_s - C_0) \quad (1.11)$$

Las teorías clásicas de transferencia de gases volátiles a través de interfaces, como la teoría de la película (Nerst 1904), la de dos capas (Lewis & Whitman 1924), la de penetración (Higbie 1935) y la de renovación de la superficie libre (Danckwerts 1951) han considerado enfoques físicos diversos para la obtención de la tasa de transferencia. Sin embargo, ninguna de ellas puede predecir k por sí misma debido a que se expresan en función de parámetros desconocidos de la turbulencia como la tasa de renovación de la superficie libre o el espesor de la subcapa difusiva. Estas teorías sin embargo poseen un alto valor conceptual.

Si bien el enfoque utilizado en esta síntesis para definir la tasa de transferencia k se ha basado en la consideración de una subcapa difusiva inmóvil y de espesor constante, tal como la considerara Nerst (1904) para la teoría de la película (*film theory*), en general se utiliza también para cuantificar la transferencia de gas a través de interfaces móviles que poseen dinámicas complejas. Esto no constituye en realidad una contradicción al desarrollo teórico antes planteado si no más bien un abuso de notación. Los desarrollos teóricos, semi-empíricos y empíricos que se verán a lo largo de este trabajo se basan en incluir en la variable k (o en el espesor de la subcapa viscosa \tilde{z}) toda la complejidad no resuelta a través de las ecuaciones generales de transporte y en particular las de Navier-Stokes.

1.4.2. Enfoque Conceptual del Trabajo

El enfoque conceptual del estudio puede ser explicado a través de la Figura 1.2. En ella se indican, de forma general, los procesos físicos involucrados en la transferencia de gases de baja solubilidad y las interacciones existentes entre ellos. Debido a que el **viento**, (1) en Figura 1.2, es la principal forzante de la dinámica de la superficie libre en cuerpos de agua de mediana a gran profundidad (ríos de escasa pendiente, lagos, estuarios, océano), k ha sido parametrizada principalmente a través de la velocidad del viento (u_{10}) y de su velocidad de corte (u_a^*), representada por la relación (1) en la Figura 1.2. Considerando la interfaz aire-agua como una superficie rígida en régimen liso, este tipo de parametrizaciones pueden encontrar su fundamento físico en los modelos clásicos de transferencia; el de renovación de la superficie libre, el de superficie rígida y el de teoría de la película (*film model*). Basados en estos enfoques teóricos, Jähne et al. [Jähne et al., 1979] y Jähne [Jähne, 1982], predijeron una transferencia lineal con la velocidad friccional del viento (u_a^*). Las relaciones encontradas pueden ser sintetizadas mediante la ecuación $k = \beta^{-1} Sc^{-n} (\rho_a / \rho_w)^{1/2} u_a^*$, en donde $\beta = 16, 12, 11$ y $n = 1/2, 2/3, 1$ para los modelos de renovación de la superficie libre, superficie rígida y teoría de la película, respectivamente. Si bien el enfoque conceptual primario de estas tres teorías es distinto, es posible sintetizar su idea en el postulado de que la **turbulencia cerca de la superficie libre** controla la transferencia de gases de baja solubilidad (ya sea mediante un enfoque de renovación o de adelgazamiento de la capa límite de concentración o difusiva),(7) en Figura 1.2. Este aumento en la turbulencia cerca de la superficie libre, expresado en una intensificación del

promedio temporal de la energía cinética turbulenta, se ha modelado a través del esfuerzo de corte del viento actuando de forma directa sobre la interfaz. Deacon et al. [Deacon et al., 1977] usó una correlación semi-empírica para predecir la tasa de transferencia de gases de baja solubilidad:

$$k = 0,082Sc^{-2/3} \left(\frac{\rho_a}{\rho_w} \right)^{1/2} u_a^* \quad (1.12)$$

Si bien esta relación ha predicho resultados de laboratorio razonablemente bien a bajas velocidades de viento, el supuesto de superficie rígida pierde validez a velocidades mayores del viento, en donde la rugosidad de la interfaz comienza a quedar determinada por la aparición de ondas superficiales. A partir de ese momento, se ha encontrado que la relación de Deacon subestima sustancialmente la tasa de transferencia observada. Jähne et al. [Jähne et al., 1984] demostraron que para condiciones sin oleaje el exponente del número de Schmidt se encuentra bien modelado por la teoría de la superficie rígida ($n = 2/3$). Sin embargo, con la aparición de ondas superficiales constataron que la transferencia aumentaba aproximadamente con el cuadrado de la velocidad friccional y que el exponente del número de Schmidt disminuía con la pendiente cuadrática media del oleaje ($\langle S^2 \rangle$) hasta un valor de ($n = 1/2$), en concordancia con las predicciones del modelo de renovación de la superficie libre.

No obstante esto último, se han desarrollado numerosas relaciones empíricas para la parametrización de la transferencia de gases de baja solubilidad en condiciones dinámicas rugosas utilizando únicamente el viento, en particular aquella medida a 10m. sobre la superficie libre (u_{10}). Su utilización se debe probablemente a motivos prácticos por sobre físicos. En un trabajo reciente, Kyoung & Hunt [Kyoung et al., 2007] reunieron una gran cantidad de ecuaciones empíricas para k , todas función de alguna velocidad referencial del viento, las que habían sido publicadas en los últimos 50 años. Una de las conclusiones del estudio señala que: *aún cuando cada una de las ecuaciones describe adecuadamente un conjunto limitado de datos, al ser comparadas entre ellas se encuentran grandes diferencias*. También se señala que: *los coeficientes de transferencia provenientes de experiencias de campo fueron generalmente mayores a aquellos estimados a través de experimentos de laboratorio*.

La modelación de la transferencia de gases de baja solubilidad a través de las características de las **ondas superficiales generadas por el viento**, (2) y (6) en Figura 1.2, ha sido validada en gran cantidad de estudios de campo y laboratorio. Principalmente, la pendiente cuadrática media del oleaje ($\langle S^2 \rangle$) ha mostrado grandes cualidades frente a las parametrizaciones convencionales realizadas a través de la velocidad del viento. En la Figura 1.3 se muestra una recopilación de resultados de campo y laboratorio presentada por Frew et al. [Frew et al., 2004]. En dicho artículo se resalta la mejora sustancial en el ajuste y dispersión de los datos de transferencia, al ser evaluados en función de la pendiente cuadrática media $\langle S^2 \rangle$, en relación a la utilización de la velocidad del viento a 10 m. de la superficie, u_{10} . Según el autor, esta mejora se debe a que los resultados de

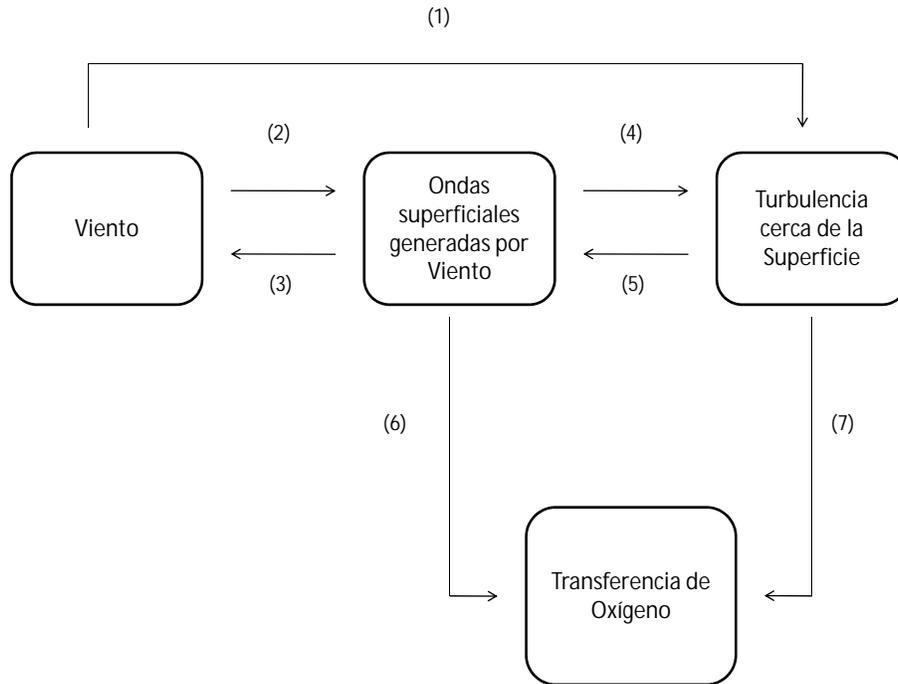


Figura 1.2: Procesos físicos de interés involucrados en la transferencia de oxígeno. Los números representan las distintas relaciones existentes entre ellos, su explicación detallada se encuentra en el texto.

laboratorio se encuentran sujetos a un conjunto de condiciones de borde difíciles de analogar a los estudios de campo. Por el contrario, $\langle S^2 \rangle$ es una variable independiente de las condiciones experimentales en el sentido que muestra de forma directa el efecto del viento sobre la dinámica de la superficie libre.

El buen ajuste conseguido por $\langle S^2 \rangle$ responde no solo a cuestiones experimentales y prácticas, la pendiente del oleaje parece modelar la física del problema de transferencia de mejor manera que los modelos únicamente basados en las características del viento. Como un ejemplo de esto, Davis & Acrivos [Davis and Acrivos, 1966] propusieron que la viscoelasticidad introducida por la presencia de surfactantes en la interfaz aire-agua representa un esfuerzo tangencial adicional que se opone a la divergencia superficial generada por la turbulencia, inhibiendo la renovación de la capa límite de concentración de la fase líquida (CLC_l) y la transferencia a través de ella. En este sentido, la parametrización de la transferencia exclusivamente a través del esfuerzo friccional del viento (u_a^*) quedaría sujeta a la presencia de materiales superficiales activos o surfactantes, los que pueden encontrarse en cuerpos naturales de agua. Resultados de laboratorio presentados por Bock et al. [Bock et al., 1999] avalaron estas inferencias, encontrando que la transferencia de oxígeno se veía

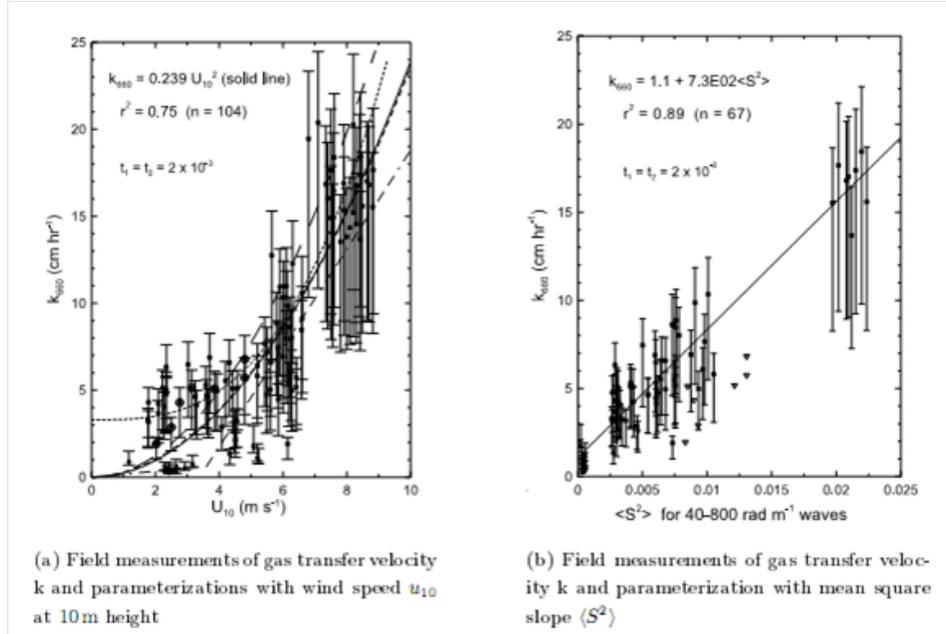


Figura 1.3: Tasa de transferencia de estudios de campo y laboratorio de Frew et al. [Frew et al., 2004]. Los resultados se encuentran normalizados con CO_2 a $20^\circ C$ en agua de mar ($Sc = 660$). En (a) se han dibujado varias relaciones basadas en u_{10} : Nightingale et al. (continua), Wanninkhof (segmentos), Liss y Mervilat (segmentos-puntos) y McGillis et al. (puntos)

disminuída sustancialmente ante la presencia de surfactantes (Triton X100) al ser parametrizada a través de u_a^* . Por el contrario, los resultados no mostraron diferencias en presencia de estas sustancias al utilizar $\langle S^2 \rangle$ como parámetro. Los surfactantes parecen eliminar los altos gradientes de la superficie libre, en particular del oleaje de menor longitud. En el estudio de Bock [Bock et al., 1999] se observó que este efecto disminuyó la transferencia de forma similar a como se redujo la pendiente cuadrática media del oleaje.

Hace algo más de dos décadas Jähne et al. [Jähne, 1987] infirieron la importancia del fenómeno de microbreaking en la transferencia de gas al interpretar en ese sentido su ajuste a la pendiente cuadrática media del oleaje $\langle S^2 \rangle$, apoyados en una gran cantidad de resultados de laboratorio para vientos con velocidades bajas a medias. Para ese rango de velocidades, el modelo teórico propuesto señala una transferencia controlada por el aumento en la tasa de renovación de la CLC_l en olas que presentan microbreaking.

A partir de esa investigación, algunos estudios experimentales han confirmado el fuerte aumento en la transferencia de gases de escasa solubilidad a través de la interfaz aire-agua en presencia de microbreaking, entre ellos: Zappa et al. [Zappa et al., 2002] y Peirson et al. [Peirson et al., 2007]. Peirson et al. [Peirson et al., 2007] observaron experimentalmente que la transferencia podía aumentar hasta en un factor 2.5 al alcanzarse un regimen de oleaje con características de microbreaking

para velocidades medias del viento de aproximadamente 6 m/s. Este estudio encontró también un aumento en la velocidad friccional del viento en la transición hacia oleaje con microbreaking, resultado ya documentado por Banner [Banner, 1990], constatando que a partir de ese punto el incremento en la tasa de transferencia es aproximadamente proporcional al aumento del esfuerzo de corte del viento.

Jähne & Haußecker [Jähne and Haußecker, 1998] resumieron el entendimiento del intercambio de gases en la interfaz aire-agua de la siguiente manera:

1. El intercambio en la interfaz es controlado por la capa límite de concentración o capa límite difusiva, la que posee un espesor de 20 a 200 μm y se encuentra inmediatamente bajo la superficie
2. La tasa de transferencia crece sustancialmente en presencia de oleaje aún antes de la generación de burbujas y la incorporación de aire. En este régimen se pueden observar aumentos sistemáticos de la transferencia en función de la velocidad friccional y la pendiente cuadrática media del oleaje. Sin embargo, los mecanismos físicos responsables de este aumento no han sido aún identificados.
3. La modelación convencional del intercambio en la superficie ha descansado en la descripción de la turbulencia cerca de la superficie libre, dentro de la corriente que podría catalogarse como de renovación de la superficie libre. Sin embargo, la relación entre las **ondas superficiales generadas por viento** y la **turbulencia cerca de la superficie** 1.2(4)(5) permanece poco entendida.

En los últimos años, numerosos trabajos experimentales se han concentrado en entender la física tras el fenómeno de microbreaking y su relación con la transferencia de gases en la interfaz aire-agua. Estos trabajos han desarrollado complejos sistemas de visualización capaces de resolver la cinemática de la CLC_l a través de PIV (*Particle Image Velocimetry*). Uno de los estudios más interesantes en este contexto es el de Peirson & Banner [Peirson and Banner, 2003] en el que se estudia en profundidad las características cinemáticas de oleaje con características de microbreaking. Realizando un interesante análisis de escala sobre la ecuación general de transporte 1.2, para lo cual se apoyaron en sus observaciones experimentales, propusieron una sencilla fórmula para la estimación de k para oleaje con características de microbreaking.

1.5. Alcance del Trabajo

En esta sección se discuten las hipótesis y alcances del presente estudio experimental:

- Como antes se hizo mención, este trabajo aborda la transferencia de gases denominados volátiles a través de la interfaz aire-agua. A lo largo del presente documento usan los términos gas volátil, gas de baja solubilidad o simplemente gas para hacer referencia al mismo concepto. Para que el enfoque teórico y experimental del presente estudio pueda ser aplicado a otras sustancias químicas distintas al oxígeno, es necesario que dicha sustancia posea una solubilidad menor a aproximadamente 200 en agua. Esto garantiza que el fenómeno de transporte interfacial sea controlado por la fase líquida como fue explicado en la sección. En la sección 1.4.1 se explica en detalle este punto.
- Se supone que cualquier reacción química que compromete al gas de interés sucede a una escala de tiempo sustancialmente distinta a la escala de tiempo en la cual ocurre la transferencia. Esto puede darse tanto debido a que la reacción (representada a través de un término fuente en la ecuación 1.2 de conservación de la especie) ocurre muy lenta y entonces su magnitud es despreciable frente a los términos convectivos y difusivos o por el contrario porque la reacción ocurre tan rápido que puede suponerse que el compuesto se encuentra en todas partes en equilibrio con su producto final. Un ejemplo del primer caso es el del CO_2 absorbiéndose en agua. Morel & Hering [Morel and Hering, 1993] encontraron que la velocidad de esta reacción es de $0.026 s^{-1}$, suficientemente lenta según el estudio para ser ignorada en la mayoría de las condiciones de pH y temperatura del agua encontradas naturalmente. Por el contrario, el ácido sulfídrico (H_2S) absorbiéndose en agua se disocia en su ión HS^- a una tasa de $400s^{-1}$ [Brezonik, 1994], por lo que la solubilidad del H_2S en el agua puede ser modificada para reflejar el equilibrio con HS^- .
- La velocidad del viento que genera el oleaje es baja a moderada. Por vientos moderados se entiende aquel intervalo de velocidades comprendido entre la generación incipiente de oleaje hasta antes de que este rompa, incorporando aire, y sean observables burbujas (**white cap**) en la superficie. Investigaciones anteriores han demostrado que la transferencia de gas a velocidades moderadas del viento se encuentra dominada por la aparición de oleaje que presenta rompimiento a microescala, *microscale breaking* o *microbreaking*. Este término fue acuñado por Banner & Peregrine [Banner and Peregrine, 1999] para referirse al oleaje que presentaba signos de generar fenómenos de sumergencia y surgencia de la superficie, los que se consideraron como quiebres incipientes del oleaje. Existe cierto consenso en entender el intervalo de velocidades moderadas del viento como aquel comprendido entre $4 \leq u_{10} \leq 10$ m/s bajo condiciones de oleaje desarrollado (u_{10} es la velocidad del viento medida a 10 metros sobre la superficie del agua). Si se considera que la velocidad media del viento en los océanos es de \approx

7 m/s [Meissner et al., 2001] y ≈ 6 m/s en los continentes [Hermann, 2006]², es probable que este tipo de oleaje sea el más frecuente en la naturaleza. Como se señaló, este intervalo de vientos se refiere a un oleaje en pleno desarrollo; en particular, el fenómeno de microbreaking puede darse en otro rango de vientos en instalaciones de laboratorio, como es el caso de este y otros estudios experimentales en el tema. En la Sección 1.4 y a lo largo del documento se discutirá en profundidad el fenómeno de *microbreaking*.

²<http://www.che.uah.edu/courseware/che641/QuantifyingGlobalExergyResources.pdf>

Capítulo 2

Diseño Experimental y Metodología

2.1. Instalación Experimental

La instalación experimental es un túnel de viento que contiene un estanque de agua. Su propósito en esta investigación es el estudio del efecto que las ondas superficiales generadas en el estanque, por acción del viento, tienen en la tasa de transferencia de oxígeno del cuerpo de agua. El diseño de la instalación permite la medición de perfiles verticales de velocidad a lo largo del túnel y sobre el estanque. Instrumentos de medición de oleaje y oxígeno disuelto, entre otros, pueden ser instalados modularmente en el estanque. Este último es construido en acrílico, permitiendo la visualización de la superficie libre.

El túnel de viento es alimentado por un ventilador (ver Figura 2.2), el que es accionado por un motor eléctrico de 3HP controlado a través de un variador de frecuencia. Un tacómetro digital se ha instalado en el eje de rotación del ventilador, por lo que el caudal de viento desplazado por el ventilador puede ser ajustado tanto en relación a la frecuencia de rotación del motor, a través del variador de frecuencia, como en relación a la frecuencia de rotación del eje del ventilador.

La instalación posee un largo de 8 m y puede ser caracterizada según lo muestra la Figura 2.1. El caudal de viento, generado por un ventilador ubicado en el extremo de aguas arriba, pasa a través de una pieza de transición que aísla al túnel de las vibraciones provocadas por el motor. La zona 1 es una sección de 5.5 m construida en madera y de fondo rugoso. La zona 2 del túnel tiene un largo de 2 m y es contruida en acrílico, recibiendo al estanque en su parte inferior. La zona 3, de 0.5 m, permite evacuar el flujo de viento sin alteraciones en el estanque. El alto y ancho interior del túnel es 0.4 m x 0.5m respectivamente.

Experiencias anteriores en esta instalación [S. Rayo, 2010] controlaron la velocidad de giro del

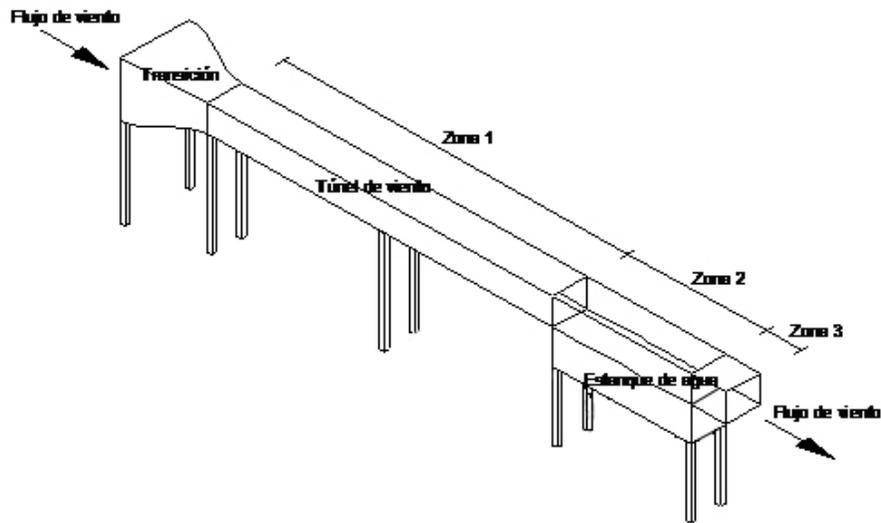


Figura 2.1: Esquema general de la instalación experimental utilizada. El caudal de viento generado por el ventilador pasa a través de una pieza de transición que aísla las vibraciones al túnel de viento y genera el ensamble de ambos sistemas. La zona 1 es aquella sección del túnel de 5.5 m construido en madera con fondo rugoso. La zona 2 del túnel tiene un largo de 2 m y es contruido en acrílico, recibiendo al estanque en su parte inferior. La zona 3 de 0.5 m permite evacuar el flujo de viento sin alteraciones en el estanque.

ventilador a través de un sistema mecánico o motorreductor. Este sistema generaba vibraciones en el estanque, las que fueron disminuidas a través de una unión deformable entre el ventilador y el túnel de viento. En el presente trabajo esta unión deformable fue conservada aún cuando la vibración del ventilador ha sido minimizada gracias al uso de un variador de frecuencia para el control del ventilador en lugar de un motorreductor.

El túnel de viento cuenta en su inicio con un honeycomb o celda rectificadora (ver Figura 2.2), que consiste en un arreglo de tubos de PVC de 0.02 m de diámetro y 0.2 m de longitud, el que cumple la función de neutralizar corrientes helicoidales propias del funcionamiento del ventilador y entregar un flujo de viento uniforme en la dirección principal. Viento abajo del honeycomb, separados 0.1 m se ubican 3 listones de madera de 5x5 mm atravesados a todo el ancho del túnel. Estos listones cumplen la función de acelerar el desarrollo de la capa límite a lo largo del túnel. Con el mismo propósito, el fondo del túnel se encuentra recubierto con papel lija de 0.2 mm de rugosidad equivalente.

En su extensión sobre el estanque, el túnel de viento es construido en acrílico y posee un techo compuesto por 10 placas acrílicas enumeradas. Estas placas permiten su remoción individual por lo que instrumentos como el anemómetro, probeta de cables capacitores y cámara de alta velocidad pueden ser instalados modularmente sobre algunas de estas placas para luego ser desplazados a

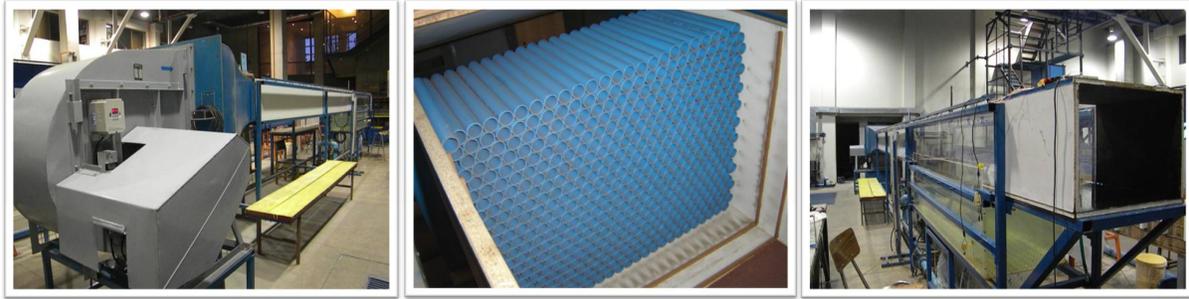


Figura 2.2: (izq) Ventilador, variador de frecuencia, motor (cubierto) y tacómetro del sistema alimentador. (centro) Honeycomb posicionado tras la unión deformable, al inicio del túnel de viento. (der) Vista de la evacuación del túnel de viento y estanque de agua.

distintas ubicaciones a lo largo del estanque. La profundidad y ancho del estanque acrílico es de 0.5 m, su largo es de 2 m tal como lo muestra la Figura 2.3. Las líneas verticales punteadas simbolizan el centro de cada una de las placas o posiciones en donde es posible realizar mediciones.

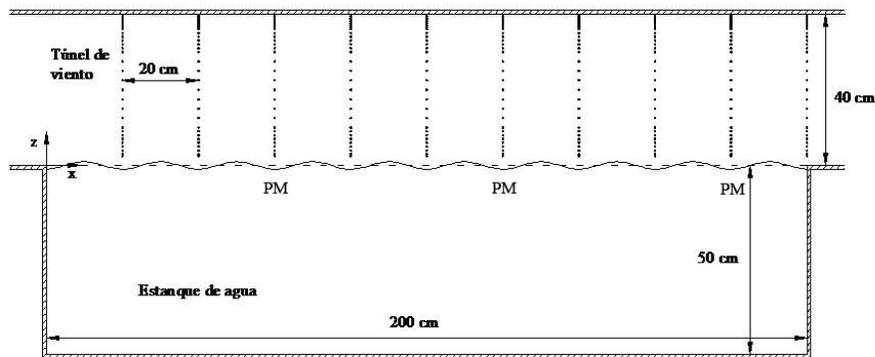


Figura 2.3: Figura esquemática de la sección del túnel de viento sobre el estanque de agua. Las líneas verticales entrecortadas muestran las posiciones a lo largo del estanque en donde es posible realizar mediciones gracias a la utilización de las placas acrílicas que componen el techo. En el presente estudio se realizaron mediciones en las posiciones marcadas PM (punto de medición).

2.2. Medición de Viento

Las mediciones de viento se centran en la caracterización aerodinámica de la superficie libre del cuerpo de agua. Esta caracterización considera obtener mediciones del esfuerzo de corte que el flujo de viento genera sobre la superficie libre a través de la velocidad friccional u_a^* .

Se utilizó un anemómetro unidimensional de hilo caliente capaz de efectuar mediciones a una

frecuencia de 1 Hz con una resolución de 0.1 m/s y una precisión de 3 % según datos del fabricante. El instrumento posee una probeta telescópica de 1.22 m, la que fue graduada para permitir mediciones de perfil de velocidades. El funcionamiento de los anemómetros de hilo caliente es simple. Un delgado cable de tungsteno ($\approx 10 \mu m$) se mantiene a una temperatura que debe ser superior a la ambiente (de ahí que requieran que la temperatura ambiente no exceda cierto valor, el modelo empleado en esta experiencia requiere una temperatura ambiente menor a $50^\circ C$) a través del paso de cierta corriente eléctrica a través de él (efecto joule). El viento disipa calor del cable y disminuye su temperatura, disminuyendo también su resistencia al paso de la corriente eléctrica que se mantiene constante, alterando por tanto el volataje en cierto circuito eléctrico. El instrumento por tanto posee una calibración que liga el cambio en el voltaje medido y la temperatura del aire (a través de un termómetro incorporado) con la velocidad del viento. Este tipo de anemómetros requieren ser posicionados enfrentando al viento. Rayo [S. Rayo, 2010] efectuó pruebas en este instrumento para estimar el error cometido al efectuar mediciones con el sensor desviado con respecto a la dirección de la velocidad del viento, concluyendo que el error es despreciable para desviaciones de $\pm 30^\circ$. El instrumento posee un display digital que permite conocer el promedio de las mediciones tomadas tras un cierto tiempo. Como una forma de estandarizar el procedimiento experimental, cada medición resultó del promedio de los datos entregados por el instrumento tras 20 s, tiempo que mostró ser suficiente para la obtención de un promedio

Se realizaron mediciones del flujo de viento en el túnel en un punto 0.2 m viento arriba del inicio del estanque. Estas medición no sólo se efectúa en el eje central del túnel, como es el caso de las mediciones sobre la superficie del agua, sino también en la transversal, contemplando en total 7 perfiles como lo muestra la Figura 2.4. En ella se describe la posición de los puntos en donde se efectuaron las mediciones de viento. La medición de viento en el túnel tiene como fin efectuar una calibración del caudal de viento. Este último procedimiento es intencionalmente idéntico al efectuado por Rayo [S. Rayo, 2010] en esta instalación y busca homologar la forma en que se definió en aquel trabajo la velocidad media en el túnel u_m . En el apartado 2.5 esta velocidad permitirá emplear las mediciones de transferencia de oxígeno adquiridas en ese estudio.

Se definió la velocidad media en el túnel como:

$$u_m = \frac{1}{A} \sum_{i,j}^{33,7} u_{i,j} A_{i,j} \quad (2.1)$$

En donde $A = 0,4 \cdot 0,5 \text{ m}^2$ es el área transversal interior del túnel, $u_{i,j}$ es la medición de velocidad de viento representativa del área $A_{i,j}$. El subíndice i indica desplazamiento en 33 puntos en la vertical mientras que el subíndice j indica cada uno de los 7 perfiles en la transversal (ver Figura 2.4).

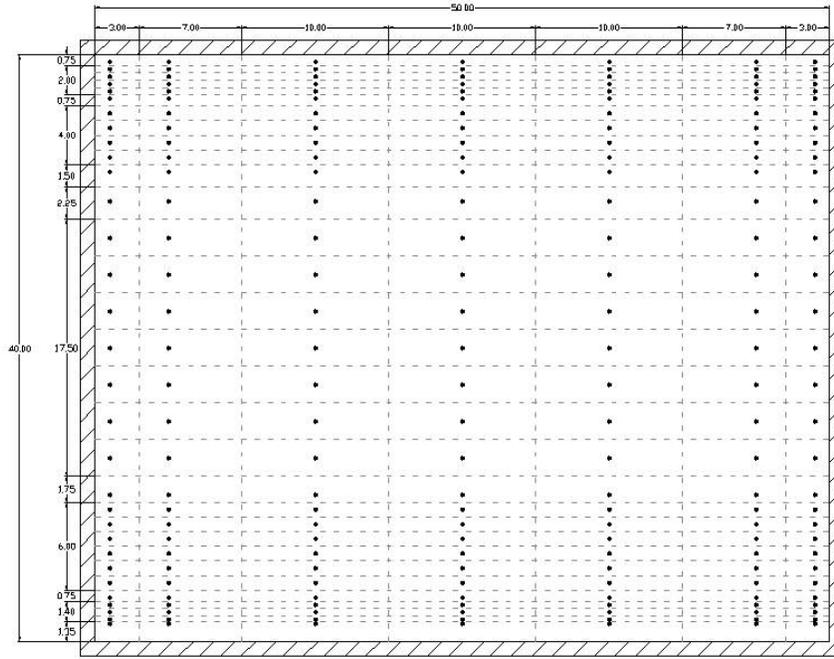


Figura 2.4: Ubicación de los puntos de medición de viento al interior del túnel (en cm). Esta medición se realiza 0.2 m viento arriba del inicio del estanque. Se indican también las áreas de influencia de cada medición, las que serán utilizadas como ponderadores para la obtención de la velocidad media en el túnel u_m .

Por otro lado, se definirá la velocidad media en el eje como:

$$u_{eje} = \frac{1}{h} \sum_{i,4}^{33} u_{i,4} l_{i,4} \quad (2.2)$$

En donde $h = 0,4 \text{ m}$ es la altura interior del túnel y $l_{i,4}$ es la altura representativa de la i -ésima medición según la Figura 2.4. El subíndice $j = 4$ se refiere al perfil medio o eje central del túnel.

Las mediciones de u_m en el túnel se realizaron para 4 frecuencias de giro del ventilador; 250, 500, 650 y 800 rpm. Estas se miden con un tacómetro instalado en el eje de rotación del ventilador (ver apartado 2.1). La Figura 2.5 muestra los resultados de esta experiencia. Las variables muestran una relación lineal dada por $u_m = 1,05u_{eje}$, mismo comportamiento observado por Rayo [S. Rayo, 2010]. En lo que sigue, la velocidad media en el estanque (u_m) se habrá obtenido a partir de la velocidad en el eje (u_{eje}) según la relación antes mencionada.

Se medirán perfiles de viento sobre la superficie libre en tres posiciones a lo largo del estanque. Estas posiciones describen la longitud a lo largo de la cual el viento ejerce influencia sobre el cuerpo

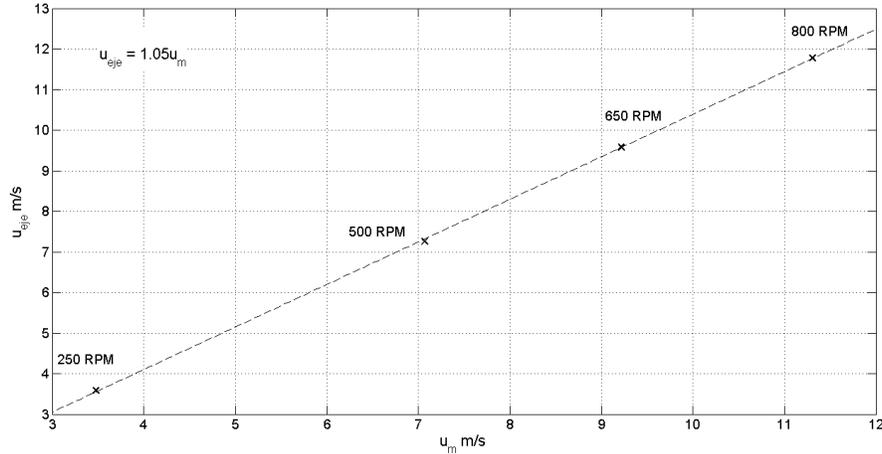


Figura 2.5: Calibración del flujo de viento en el túnel. Tendencia lineal dada por $u_m = 1,05u_{eje}$. La frecuencia de giro del eje del ventilador se señala para cada medición.

de agua por lo que son medidas desde el inicio del estanque y se les denomina fetch. Las mediciones de perfiles de viento sobre la superficie del agua se realizarán a fetches de 0.6, 1.2 y 1.8 m en el eje central del canal. La Figura 2.3 resulta útil para ubicar estos puntos a lo largo del estanque. Las mediciones se efectuarán para 10 frecuencias de giro del ventilador; 230, 350, 450, 500, 550, 600, 650, 700, 750 y 800 rpm, la totalidad comprendida dentro del intervalo de frecuencias para las cuales se efectuó la calibración de la Figura 2.5. Estas frecuencias de giro generan velocidades medias (u_m) que se encuentran dentro del dominio para el cual Rayo [S. Rayo, 2010] midió transferencia de oxígeno en el estanque, la importancia de esto último se explica en el apartado 2.5.

En la vertical, las mediciones de velocidad del viento sobre la superficie del agua se distribuyeron en 33 puntos, concentrándose en la capa límite de interés. Por razones lógicas, las mediciones pudieron acercarse a la superficie libre dependiendo de la altura del oleaje en cada experiencia. Para las mediciones efectuadas a un fetch de 0.6 m se midieron todos los puntos señalados en la Figura 2.6 (el punto más bajo se encuentra a 1.8cm del nivel de aguas quietas), la que muestra la distribución vertical de las mediciones efectuadas. A la máxima frecuencia de giro del ventilador (800 rpm) y fetch de 1.8 m las mediciones pudieron comenzar a 3.3 cm del nivel de aguas quietas, realizándose 30 mediciones en total.

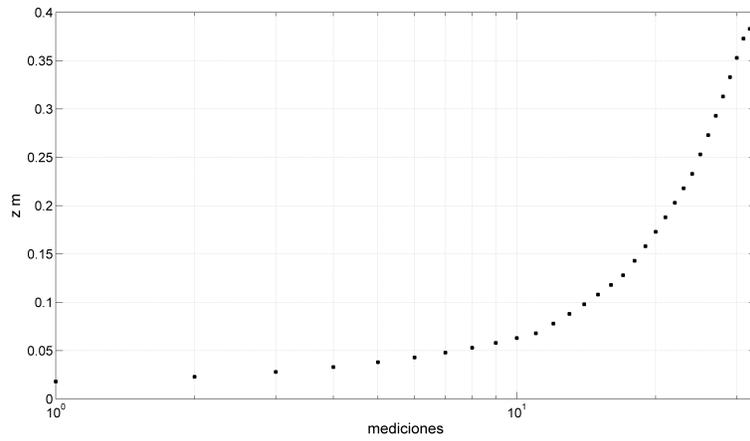


Figura 2.6: Distribución vertical de mediciones de la velocidad del viento sobre la superficie libre. Del total de 30 experiencias (3 fetches x 10 frecuencias de giro del ventilador), 12 se realizaron midiendo todos los puntos acá descritos (desde 1.8cm), 8 se realizaron con uno menos (desde 2.3cm), 6 con dos menos (desde 2.8cm) y 4 con tres menos (desde 3.3cm). A mayor fetch y velocidad de giro, las mediciones debieron partir desde puntos más altos debido al crecimiento en la amplitud del oleaje.

2.3. Medición de Ondas Superficiales

2.3.1. Mediciones con Cables Capacitores

El empleo de cables capacitores para la medición de ondas superficiales en laboratorio es extendido y abarca estudios experimentales que presentan características de oleaje similares a las de esta investigación [Peirson et al., 2007], [Caulliez et al., 2008]. Algunas publicaciones han investigado el sistema de cables capacitores calificándolo de altamente preciso [McGoldrick, 1971]. No obstante, algunos indicios de histéresis se han encontrado en su comportamiento [Sturm and Sorrel, 1973].

El modelo general de funcionamiento del sistema puede ser explicado de la siguiente manera. Los tres elementos básicos necesarios para la medición son un cable común conectado eléctricamente al agua, un delgado cable semi-sumergido en el agua y aislado eléctricamente de ella (el cable capacitor), y el volumen de agua en sí. Estos tres componentes conforman un capacitor, en donde los dos conductores son el cable común y el volumen de agua, mientras que el dieléctrico es el cable delgado. El cable común genera una diferencia de potencial con respecto al volumen de agua, el cambio en la capacitancia del dieléctrico debido a esa diferencia de potencial es linealmente proporcional al área en la cual éste se encuentra en contacto con el agua, i.e su área sumergida. Un sistema eléctrico luego transforma ese cambio de capacitancia del dieléctrico en un cambio de voltaje, el que puede ser digitalizado a través de un dispositivo captador.



Figura 2.7: (izq) Probeta empleada para la fijación de los cables capacitores en su posición de medición en el eje central del túnel semi-sumergida en el volumen de agua (centro) Par de sensores de capacitancia en operación master-slave, envían a la tarjeta de adquisición una señal analógica de voltaje que es lineal a la sumergencia de cada uno de los cables delgados (der) Regleta de precisión para el desplazamiento vertical de la probeta, permite la calibración del instrumento.

La utilización de cables capacitores es tan extendida que existe actualmente una oferta de modelos comerciales, el laboratorio adquirió un par de modelos WAVE HEIGHT GAUGE WG-50 marca

RBR. Estos sensores tienen la ventaja de permitir ser empleados en modo master-slave, siendo capaces de efectuar mediciones alternadas de la elevación de la superficie libre en dos puntos cercanos sin interferencia. En la Figura 2.8 se muestra un esquema con los componentes del sistema, la Figura 2.7 muestra algunas imágenes de estos componentes, se explica a continuación su funcionamiento general. Un reloj, controlado por un oscilador de cristal de 4.19 MHz, indica a los sensores maestro y esclavo enviar una señal de voltaje alternada a través de sus respectivos terminales conectados al agua. La señal produce una diferencia de potencial con respecto al agua, la que polariza el cable dieléctrico en su porción sumergida, provocando un cambio en su capacitancia. El reloj coordina a su vez la manera en la cual se toman las mediciones de capacitancia en cada uno de los cables aislados, evitando fenómenos de interferencia. Los sensores convierten la medición de capacitancia en una señal de voltaje que puede ser leída a través de una tarjeta de adquisición de datos.

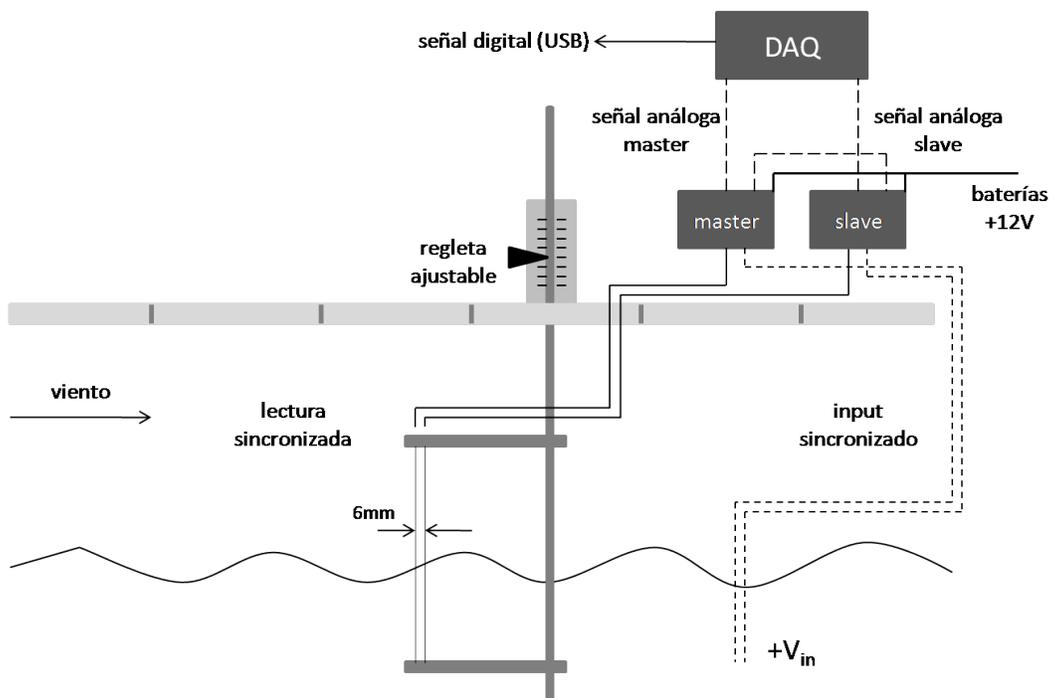


Figura 2.8: Dibujo esquemático del sistema de medición de cables capacitores. El sistema consta de una probeta que sostiene y mantiene tenso el par de delgados cables de 15cm de largo y $140 \mu\text{m}$ de diámetro a 6mm de distancia uno de otro. La probeta puede ser desplazada verticalmente gracias a una regleta manual con una precisión de $\pm 0.5\text{mm}$. El sistema probeta-regleta se encuentra ensamblada a una placa acrílica del tipo que conforman el techo del estanque, de modo tal que el sistema completo puede ser desplazado a lo largo del fetch de forma modular. Otros cables comunes se encuentran conectados eléctricamente al volumen de agua. Los sensores maestro y esclavo descargan un voltaje en forma de onda cuadrada de forma sincronizada, al mismo tiempo que leen el cambio en la capacitancia de cada uno de los cables delgados de manera independiente. Luego entregan una señal de voltaje a la tarjeta de adquisición de datos (DAQ). La señal digital es almacenada en un computador a través de un puerto USB. La explicación en profundidad se encuentra en el texto.

La sensibilidad del sensor guarda directa relación con el diámetro del cable dieléctrico. Cuanto más delgado es el alambre interior, mayor será el cambio registrado en su capacitancia y en el voltaje de salida entregado por el equipo ante variaciones en la elevación de la superficie libre. En las experiencias se utilizó un cable de cobre de $140 \mu\text{m}$ de diámetro exterior ($138 \mu\text{m}$ interior), el que consiguió entregar una calibración de $2,3 \text{ mm/V}$. La calibración se realizó desplazando verticalmente la probeta a intervalos de 1mm y registrando la señal digital de voltaje entregada por ambos sensores. Se constató la respuesta lineal del sistema ante cambios en la sumergencia de los cables. Como lo muestra la Figura 2.9, la calibración de ambos cables es idéntica (pendiente de las curvas) encontrándose sin embargo desplazadas ambas mediciones debido a asimetrías en la capacitancia de ambos cables (cable ligeramente más largo que otro por ejemplo). En el apartado 3.3 se explica el procedimiento para corregir esto, lo que básicamente consiste en desplazar ambas series de tiempo a un 0 común. Más tarde, en la sección 4, se compararán las mediciones obtenidas con aquellas observadas a través de la cámara de alta velocidad como método de realizar una calibración dinámica.

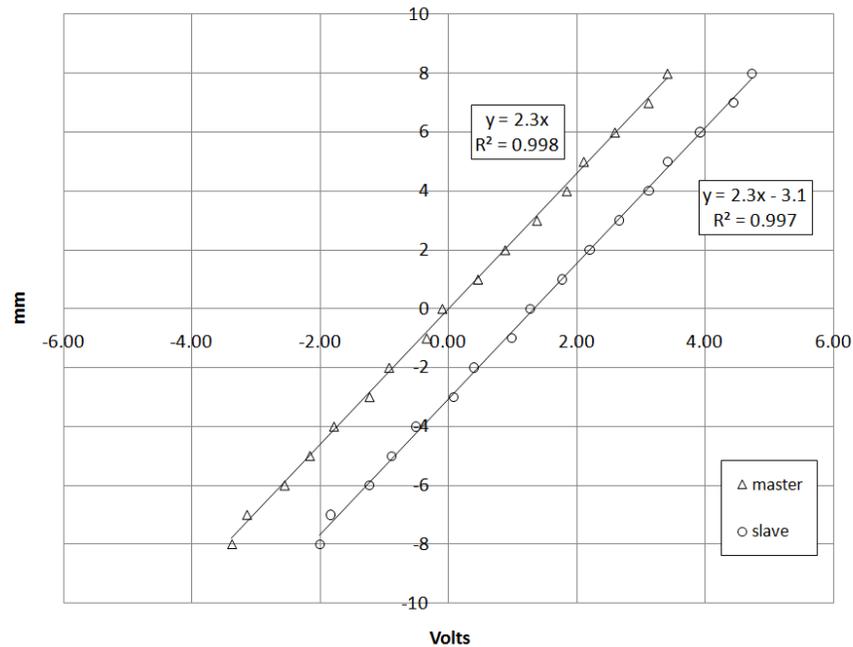


Figura 2.9: Calibración de ambos cables capacitores (master y slave), la pendiente de las curvas es 2.3 mm/Volt con un coeficiente de correlación R^2 0.998 y 0.997 . Las curvas se encuentran desplazadas debido a diferencias en el largo de los cables capacitores.

El ruido eléctrico presente en el laboratorio fue contrarrestado mediante la utilización de baterías de 12V y 70 A para la alimentación de los sensores. Esto resultó un ejercicio de importancia debido a la sensibilidad de las mediciones. El ruido eléctrico en la red del laboratorio fue medido de la siguiente manera. Se dispuso la probeta de medición en su posición de lectura de 0 V y

semi-sumergida en el estanque sin accionar el túnel de viento, exactamente bajo las condiciones experimentales que anteceden a una experiencia. Se conectaron los sensores al sistema eléctrico del laboratorio y se registró la señal entregada ellos. El ruido registró un promedio de $\approx 10^{-1} V_{rms}$, el espectro de densidad de energía marcó un peak en 50 Hz propio del sistema eléctrico domiciliario. Si bien la frecuencia del ruido es bastante mayor a la del fenómeno que se pretende registrar, el ruido alcanzaría los $0,23 mm_{rms}$, en algunos casos del orden de la amplitud de las ondas superficiales en estudio. Utilizando baterías, los sensores registraron un ruido de orden $\approx 10^{-2} V_{rms}$, adecuado para efectuar las mediciones que se pretenden.

Según información del fabricante, el tiempo de respuesta de los sensores es de 2 ms con una precisión de 0.4% respecto al voltaje indicado (desviación máxima de $\pm 0.05mm$ en este estudio). La tarjeta de adquisición fue configurada para registrar el voltaje entregado por los sensores a una tasa de 100Hz cada uno. Esta frecuencia de captura resultó apropiada para las características de las ondas presentes en el estudio (ver Sección 3.3).

Se realizaron mediciones para las condiciones experimentales detalladas en la tabla resumen 2.1. De comparar este resumen con aquel detallado en la Tabla 2.2 para mediciones realizadas con la cámara de alta velocidad, es posible observar que el primero posee una medición satisfactoria menos, correspondiente a una frecuencia del ventilador de 350 rpm y un fetch de 1.2m, en donde no fue posible registrar datos debido al pequeño tamaño del oleaje. No obstante esto último, tanto la metodología de cámara de alta velocidad como la de cables capacitores demostraron capacidades similares para el registro del oleaje presente en el estanque. Es necesario sin embargo destacar que las mediciones con cámara de alta velocidad registran el oleaje en contacto con la pared acrílica, el que será en menor o mayor grado afectado por ésta. Este punto es discutido en la Sección 3.3, en donde se comparan las mediciones realizadas mediante ambas metodologías.

Tabla 2.1: Resumen de condiciones experimentales para mediciones con cables capacitores CWWG (Capacitance Wire Wave Gauge). Un código se ha asignado a cada una de las experiencias. No fue posible adquirir datos de calidad para una frecuencia de giro del eje del ventilador de 250 rpm, tampoco para una frecuencia de 350 rpm para fetches de 0.6m y 1.2m

f ventilador rpm	fetch		
	0.6m	1.2m	1.8m
250	-	-	-
350	-		CWWG-F1.8-RPM350
450	CWWG-F0.6-RPM450	CWWG-F1.2-RPM450	CWWG-F1.8-RPM450
500	CWWG-F0.6-RPM500	CWWG-F1.2-RPM500	CWWG-F1.8-RPM500
550	CWWG-F0.6-RPM550	CWWG-F1.2-RPM550	CWWG-F1.8-RPM550
600	CWWG-F0.6-RPM600	CWWG-F1.2-RPM600	CWWG-F1.8-RPM600
650	CWWG-F0.6-RPM650	CWWG-F1.2-RPM650	CWWG-F1.8-RPM650
700	CWWG-F0.6-RPM700	CWWG-F1.2-RPM700	CWWG-F1.8-RPM700
750	CWWG-F0.6-RPM750	CWWG-F1.2-RPM750	CWWG-F1.8-RPM750
800	CWWG-F0.6-RPM800	CWWG-F1.2-RPM800	CWWG-F1.8-RPM800

La metodología empleada para la medición del oleaje es la siguiente. Se sitúa la probeta que sostiene los cables capacitores en la posición correspondiente al fetch que se desea medir en el estanque. El esquema de la Figura 2.8 muestra las conexiones necesarias entre la probeta, los sensores y la tarjeta de adquisición de datos. El estanque es alimentado con agua hasta el nivel de llenado, el que coincide con el fondo del túnel de viento (ver Figura 2.3). Las lecturas de voltaje de ambos sensores son recibidas en el computador y visualizadas en tiempo real. Antes de cada medición se verifica a condición de viento nulo que el voltaje entregado por el sensor master sea de 0 Volts, (y de 3.1 Volts para el slave). Esto como método de estandarización de las mediciones, al capturar datos utilizando siempre el mismo tramo de cable calibrado, evitando así posibles errores asociados a imperfecciones en el mismo. Esta verificación se realiza utilizando una regleta de precisión que permite desplazar verticalmente la probeta (ver Figura 2.8). Se realizaron mediciones de 5 minutos ($5 \times 60 \times 100$ datos por sensor) para cada una de las condiciones de viento y fetch. Cada una de estas mediciones fue repetida como método de comprobación. Antes de cada medición se verificaron las condiciones antes mencionadas.

2.3.2. Mediciones con Cámara de Alta Velocidad

Se utilizó una cámara de alta velocidad con sensor CCD color de 1/3" (3.6x4.8mm) marca FOR-A modelo VFC300 y un lente macro marca Kowa modelo LMZ503M con distancia focal en el rango 8.5-90mm y $f/2.5$ de apertura máxima.

Las imágenes fueron capturadas en una pared del estanque, la que fue pulida en su parte interna para minimizar los efectos de la rugosidad del material en el desplazamiento del oleaje. La cámara se posicionó ortogonal a la pared acrílica del estanque y fue desplazada a lo largo del mismo para capturar imágenes a fetches de 0.6, 1.2 y 1.8 m. La iluminación fue dispuesta buscando obtener imágenes de alto contraste que permitieran una clara identificación de la superficie libre. Para esto se utilizó una pantalla blanca iluminada por un set de focos halógenos que fueron instalados en la pared opuesta del estanque. La luz blanca satura el fondo de la ventana de captura y sólo permite identificar el oleaje que viaja en contacto con la pared acrílica, sin recibir interferencia de otras olas en profundidad.

Se realizaron pruebas tendientes a escoger la tasa de captura óptima que permitiera resolver las ondas superficiales con la mayor resolución posible y durante un periodo de tiempo apropiado dadas las restricciones de memoria impuestas por la cámara. Se resolvió trabajar con una tasa de captura de imágenes de 100 Hz, que permite una resolución de 200x200 pixeles y un tiempo de grabación de 60 s. Otras combinaciones que permitían resoluciones mayores, cual es el principal parámetro que quisiera mejorarse, reducían drásticamente el tiempo de grabación, haciendo poco confiable la promediación posterior de los resultados, o reducían la tasa de captura a velocidades que no conseguían resolver el fenómeno de forma apropiada.

Dependiendo de la amplitud del oleaje a observar se escogieron dos escalas de medición para el tamaño de las ventanas de captura. Para oleajes con una elevación de hasta 0.7 mm rms, el tamaño de la ventana de captura fue de 19x19 mm, obteniéndose una resolución de ≈ 11 pixeles por mm. Para oleajes mayores, las dimensiones de la ventana de captura fueron 35x35 mm, con una resolución de ≈ 6 pixeles por mm. Este escalamiento selectivo permitió una resolución adecuada del oleaje incipiente y una perspectiva provechosa del oleaje de mayor tamaño.

Se tomaron imágenes para los tres fetches contemplados; 0.6, 1.2 y 1.8m, y para 10 velocidades de viento. Las imágenes de 200x200 pixeles fueron grabadas en color durante 60 s a una tasa de filmación de 100 Hz totalizando una serie de 6000 imágenes por experiencia. El procesamiento de las imágenes, conducente a la obtención de series de tiempo de elevación y pendiente es descrito a continuación.

En la Figura 2.11 se muestra una secuencia de imágenes que ilustra el procedimiento empleado para el pre-procesamiento de las imágenes. Las capturas a color (R, G, B) fueron convertidas a

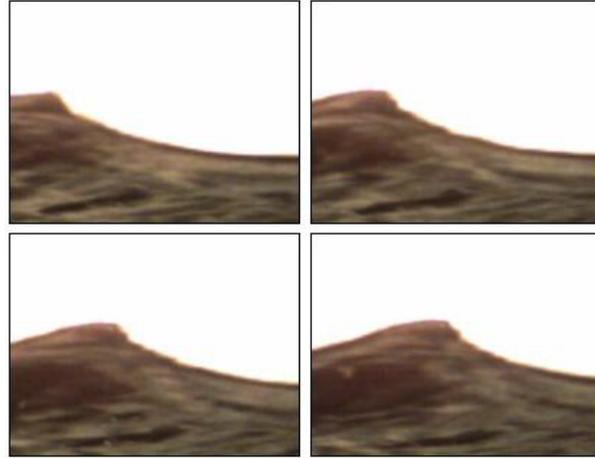


Figura 2.10: Serie de 4 imágenes consecutivas tal como son capturadas en el laboratorio. El fetch es 1.8m, la velocidad media es $u_m = 9,96m/s$. Se aprecia el alto contraste de las imágenes obtenidas, pudiéndose identificar claramente la superficie libre.

escala de grises tomando como referencia su componente roja (R, R, R), la que entregó el mayor contraste en la superficie libre. Las imágenes en escala de grises fueron luego binarizadas para separar la fase líquida del fondo. Con tal motivo se convino un umbral de 230 (utilizando el modelo digital de 8 bits entre 0 y 255) bajo el cual se interpretará un pixel como negro y sobre el cual se interpretará como blanco. Este umbral fue obtenido de la observación de las imágenes capturadas buscando la mejor identificación de la superficie libre. La tolerancia a este umbral es de todos modos bastante amplio dado el fuerte contraste de las imágenes capturadas. Como ejercicio se constató que una variación de ± 5 sobre el umbral de 230 implicaba diferencias menores al 5% en el cálculo final del η_{rms} .

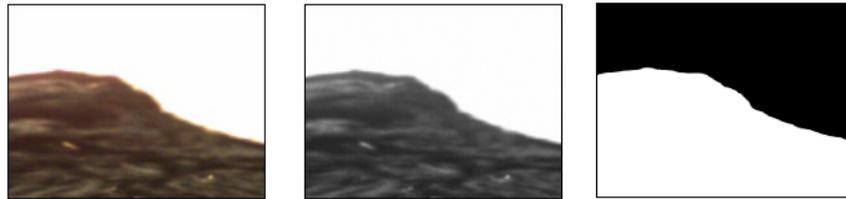


Figura 2.11: Etapas del pre-procesamiento de las imágenes. De izquierda a derecha se muestra la imagen original tal como es capturada, en escala de grises del canal rojo y la imagen binarizada con un umbral $(R, R, R) = (230, 230, 230)$.

Una vez binarizadas, las imágenes fueron analizadas de la siguiente manera. Para cada una de las imágenes se identifica el pixel $(200, 100)$, correspondiente al medio de la imagen en su margen inferior. Luego se identifica el pixel $(200, 100 + \delta x_p)$, correspondiente al pixel ubicado a una distancia δx_p viento abajo del primer pixel. El subíndice p denota que esta distancia es medida en pixeles, por

lo tanto depende de la escala utilizada en la filmación. Una vez identificados ambos puntos, se busca la superficie libre avanzando hacia arriba en la vertical según $(200 - i, 100)$ y $(200 - i, 100 + \delta x_p)$, en el i -ésimo paso se verifica si el pixel sobre el cual se está es blanco (255) o negro (0). Si el pixel es blanco (255) se avanza al pixel superior $(i + 1)$, si es negro (0), se detiene en el pixel inferior $(i - 1)$. Una vez ambos procesos hayan terminado, es posible calcular la elevación de la superficie libre desde el par de puntos iniciales. Esta metodología busca emular el funcionamiento de los cables capacitores con fines comparativos.

La separación del par de probetas virtuales fue escogido como 6 mm a fin de comparar los resultados obtenidos con aquellos provenientes del método de cables capacitores. Como se detalla en el apartado referente a esa metodología, la separación de los cables capacitores resuelve una problemática experimental. Un análisis de las consecuencias de esta elección se presenta en el apartado 3.3.1.

En la Figura 2.12 se muestra una impresión de la aplicación que realiza el procedimiento explicado anteriormente, extrayendo series de tiempo de elevación y pendiente de los videos capturados. El cálculo de la pendiente instantánea se realiza a través de la ecuación 3.5.

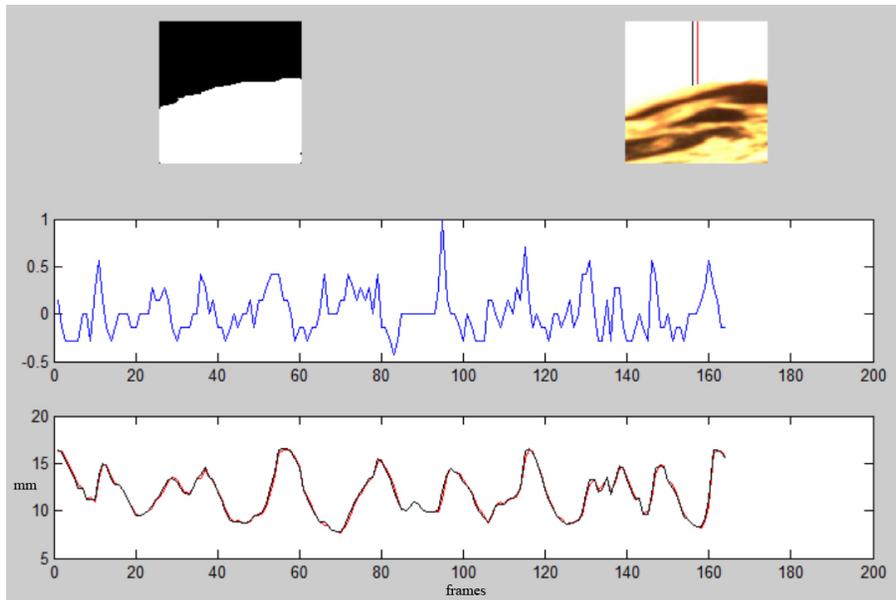


Figura 2.12: Aplicación que permite la extracción de series de tiempo de elevación y pendiente del oleaje a partir de series de imágenes. El cuadro superior izquierdo muestra la serie de imágenes binarizada mientras que a su derecha se muestra el par de probetas virtuales recogiendo la elevación instantánea. La serie de tiempo superior es la de pendientes, mientras que la inferior de elevaciones instantáneas para ambas probetas. La elevación se encuentra escalada (mm) y posee un 0 arbitrario (la elevación real sobre la media es sólo conocida tras el análisis de la serie completa).

La aplicación muestra 200 de los 6000 frames capturados con fines ilustrativos.

En la Tabla 2.2 se muestra un resumen de las experiencias realizadas con la cámara de alta velocidad. Para las experiencias con la menor frecuencia de giro del ventilador (250 rpm) no fue posible adquirir capturas de calidad en ninguna posición a lo largo del estanque. Misma suerte se tuvo para una frecuencia de giro de 350 rpm en el menor de los fetches (0.6 m). Esto se debió al pequeño tamaño de las ondas generadas bajo estas condiciones experimentales en relación a la resolución de la imagen (11 pixeles/mm) y a la distorsión de las ondas debido a efectos asociables a tensión superficial y adherencia sobre la pared acrílica.

Tabla 2.2: Resumen de condiciones experimentales para mediciones con cámara de alta velocidad. Un código se ha asignado a cada una de las experiencias. No fue posible adquirir datos de calidad para una frecuencia de giro del eje del ventilador de 250 rpm, tampoco para una frecuencia de 350 rpm en el menor de los fetches (0.6m)

f ventilador rpm	fetch		
	0.6m	1.2m	1.8m
250	-	-	-
350	-	CAV-F1.2-RPM350	CAV-F1.8-RPM350
450	CAV-F0.6-RPM450	CAV-F1.2-RPM450	CAV-F1.8-RPM450
500	CAV-F0.6-RPM500	CAV-F1.2-RPM500	CAV-F1.8-RPM500
550	CAV-F0.6-RPM550	CAV-F1.2-RPM550	CAV-F1.8-RPM550
600	CAV-F0.6-RPM600	CAV-F1.2-RPM600	CAV-F1.8-RPM600
650	CAV-F0.6-RPM650	CAV-F1.2-RPM650	CAV-F1.8-RPM650
700	CAV-F0.6-RPM700	CAV-F1.2-RPM700	CAV-F1.8-RPM700
750	CAV-F0.6-RPM750	CAV-F1.2-RPM750	CAV-F1.8-RPM750
800	CAV-F0.6-RPM800	CAV-F1.2-RPM800	CAV-F1.8-RPM800

2.4. Medición de Velocidad Superficial

Se explica a continuación la metodología empleada para la obtención de la velocidad superficial media del cuerpo de agua. Esta velocidad es inducida por el viento en su dirección de aplicación y resulta fundamental para la caracterización aerodinámica de la superficie libre (ver ecuación 1.1).

Se capturaron imágenes de la superficie libre utilizando la cámara de alta velocidad y lente macro descritos en el apartado 2.3.2. La cámara fue posicionada perpendicular a la superficie libre y montada sobre una placa acrílica del tipo utilizada para la cubierta del estanque, permitiendo su desplazamiento modular a lo largo del mismo para fetches de 0.6, 1.2 y 1.8m. La Figura 2.13 muestra la disposición de la cámara de alta velocidad en la instalación experimental.



Figura 2.13: Disposición de la cámara de alta velocidad en la instalación experimental para la medición de la velocidad superficial. En la imagen izquierda la cámara se muestra dispuesta de manera perpendicular sobre una placa acrílica del tipo dispuesta sobre la cubierta del estanque de agua. La imagen superior derecha es una toma desde la salida del flujo de aire, se observa la disposición de la cámara y el lente macro, el que se introduce sin perturbación en el estanque gracias a una perforación en la placa acrílica. La imagen inferior derecha muestra el sistema de captura posicionado en el fetch 1.8m del estanque.

La cámara fue configurada para capturar imágenes a una tasa de 90 fps y resolución de 512x512 pixeles con un tiempo de filmación de 10 s. El tamaño de la ventana de captura fue de 9x9 cm. Al escoger estos parámetros se privilegió la resolución de la imagen con el fin de distinguir apropiadamente las partículas trazadoras. La velocidad de captura mostró ser adecuada dadas las velocidades

superficiales encontradas y el tamaño de la ventana de filmación. Se espera a priori una velocidad superficial cuyo orden se asemeje a la relación propuesta por Wu [Wu, 1973a],[Wu, 1973b]: $u_s/u_a^* = 0,55$. Tomando el mayor valor de u_a^* registrado como referencia, la velocidad superficial no debiera superar $u_s = 0,55 \text{ m/s}$. Una partícula con esa velocidad debiera tardar 0,16 s. en atravesar la ventana de filmación de 9x9 cm. A una tasa de filmación de 90 fps esa partícula alcanza a ser detectada en 15 cuadros antes de desaparecer, lo que se entiende como apropiado.

Dado que se busca una velocidad promedio de las partículas, el tiempo de filmación resulta menos importante ante la posibilidad de realizar varias capturas de una misma condición experimental. La Tabla 2.3 muestra un resumen de las condiciones experimentales para las cuales se realizaron capturas de video de la superficie libre. Para cada una de ellas se realizaron 4 capturas de 10s. cada una.

Tabla 2.3: Resumen de condiciones experimentales para la captura de secuencias de imágenes de la superficie libre en función de la frecuencia de giro del ventilador. Para cada una de estas condiciones se tomaron 4 capturas de 10 s. cada una (900 frames).

f ventilador	fetch			
	rpm	0.6 m	1.2 m	1.8 m
350	+	+	+	+
450	+	+	+	+
500	+	+	+	+
550	+	+	+	+
600	+	+	+	+
650	+	+	+	+
700	+	+	+	+
750	+	+	+	+
800	+	+	+	+

Como trazador se utilizaron partículas de acrílico rallado. Las partículas seleccionadas fueron aquellas que pasaron a través del tamiz #16 (1.180 mm) y quedaron retenidas en el tamiz #40 (0.425 mm). Realizando algunas pruebas de iluminación y captura, estas partículas resultaron las de menor tamaño capaces de ser distinguidas con claridad dados el tamaño de ventana de captura y resolución escogidos. Se utilizaron focos halógenos a ambos lados del estanque apuntando desde abajo hacia la superficie libre, de este modo se consiguió destacar las partículas trazadoras sin hacer intenso el brillo propio del oleaje, el que destaca más que el de las partículas si se ilumina desde arriba.

Para obtener valores de la velocidad media de la superficie a partir de las imágenes capturadas se procedió de la siguiente manera. En la Figura 2.14 izquierda se muestra una imagen de la superficie

libre del tipo obtenidas en esta experiencia. Visualmente en el laboratorio, y a través del análisis de los videos, es posible constatar que aquellas partículas trazadoras de mayor brillo corresponden a las que se ubican en la superficie libre. En profundidad otras partículas pueden ser visualizadas con menor brillo. Estas partículas de mayor brillo son también aquellas que naturalmente poseen velocidades mayores como también es posible constatar de los videos capturados. La Figura 2.14 derecha es una representación en colores falsos de la imagen original en escala de grises. Esta imagen consigue resaltar mejor a las partículas acrílicas superficiales en azules y violetas, mientras que las partículas del fondo se muestran en verdes y amarillos.

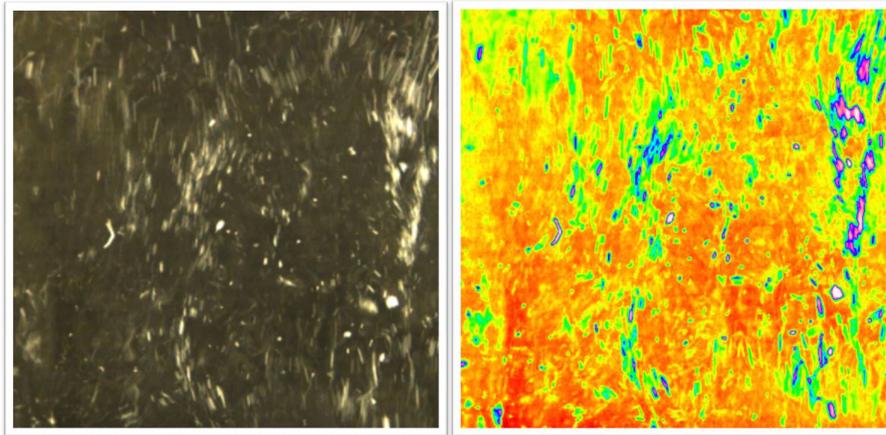


Figura 2.14: (izq.) Imagen de la superficie libre del tipo capturadas en esta experiencia. La imagen corresponde al frame #381, primera captura, con $u_m = 8,4 \text{ m/s}$ y fetch 1.8 m (der.) Misma imagen de la izquierda, esta vez en escala de grises representada en colores falsos. Destacan en azules y violetas las partículas que se encuentran en la superficie.

La Figura 2.15 muestra una secuencia de 4 imágenes no consecutivas separadas entre sí cada 4 frames a partir de la imagen presentada en la Figura 2.15 (frames #381, #385, #389, y #393). Esto es, representa $\approx 0.15 \text{ s.}$ correspondientes a la condición experimental $u_m = 8,4 \text{ m/s}$ y fetch 1.8 m. Esta secuencia muestra una formación típica presente en la totalidad de los videos capturados. Las partículas trazadoras superficiales se concentran en la cara del oleaje que enfrenta al viento y viajan junto a éste.

Para la totalidad de los videos capturados se aislaron secuencias de imágenes de entre 10 a 30 frames de extensión como aquella mostrada en la Figura 2.15. Para cada una de las 27 condiciones experimentales se analizaron 3 a 4 secuencias de este tipo y se generaron imágenes como la mostrada en la Figura 2.16. Esta imagen es la suma de los 13 frames que constituyen la secuencia mostrada en la Figura 2.15. En ella es posible identificar en violeta la trayectoria de las partículas trazadoras de interés, cuales son aquellas superficiales de mayor velocidad.

Tomando la figura 2.16 como guía de la trayectoria de las partículas de interés, se diseñó un

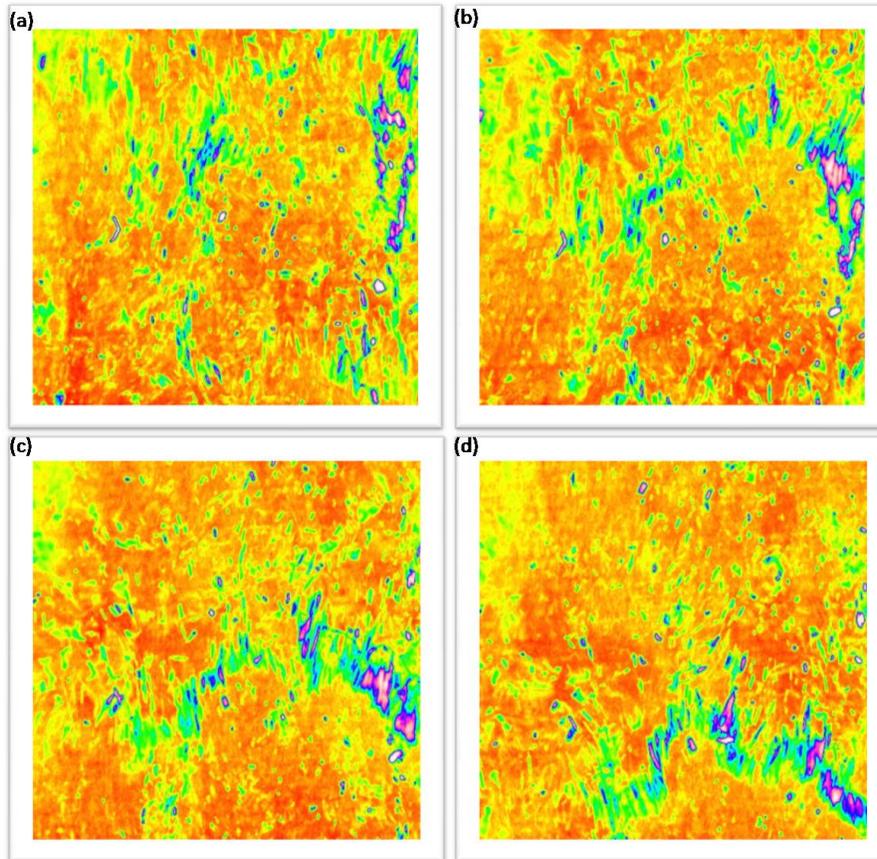


Figura 2.15: Secuencia de 4 imágenes no consecutivas para las condiciones experimentales dadas por $u_m = 8,4 \text{ m/s}$ y fetch 1.8 m. Se muestran los frames (a) #381 (b) #385 (c) #389 y (d) #393 en escala de grises representada en colores falsos. Las partículas en violetas y azules son aquellas superficiales y de mayor velocidad.

sencillo programa capaz de mostrar en serie las imágenes de una secuencia de interés. Este programa permite señalar manualmente una partícula en particular dentro de una secuencia de frames. En la Figura 2.17 se muestra una impresión de la ventana del programa. En ella se muestra la misma secuencia de la figura 2.15, donde se han señalado 10 partículas de interés (que el programa enumera automáticamente) a través de los 4 frames no consecutivos de la secuencia. El programa calcula la velocidad media de la secuencia promediando la velocidad media de cada partícula a lo largo de la misma.

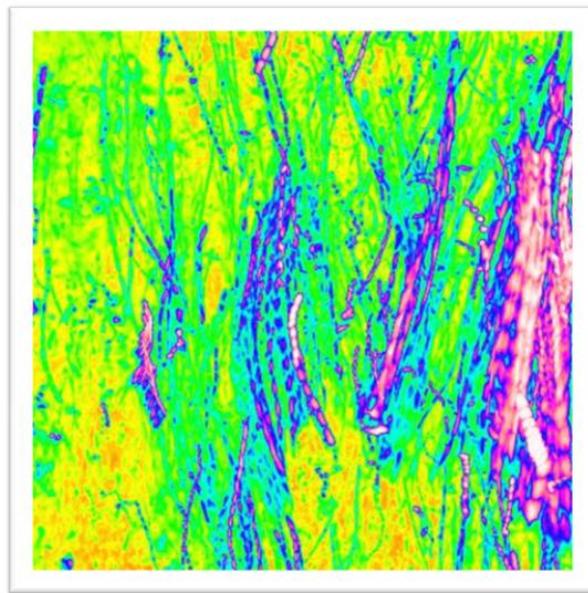


Figura 2.16: Imagen correspondiente a la suma de 13 frames (#381-#393) de la secuencia mostrada en 2.15. Es posible observar en violeta la trayectoria de las partículas trazadoras de interés, viajando sobre la cara del oleaje que enfrenta al viento.

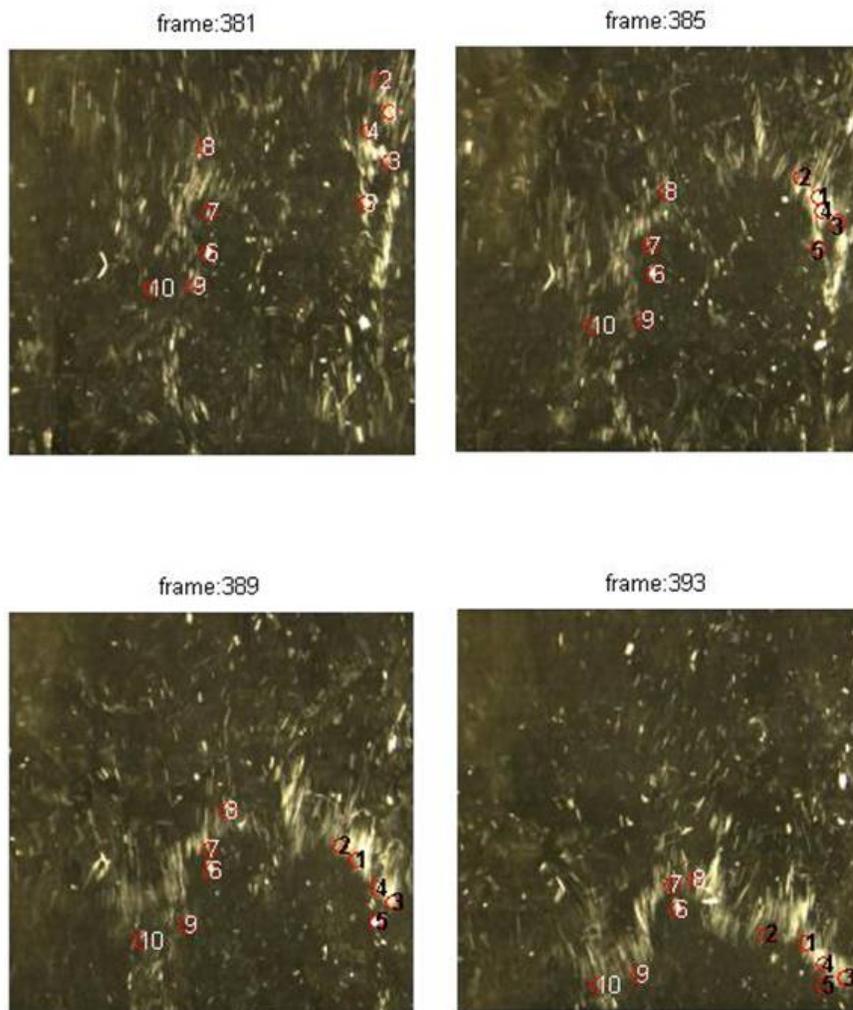


Figura 2.17: Impresión de la ventana del programa que permite seguir manualmente la trayectoria de un set de partículas en un determinado número de frames. En este caso se analiza la velocidad media de un conjunto de 10 partículas en una secuencia de 4 imágenes separadas a 4 frames cada una.

2.5. Utilización de Mediciones Anteriores de Transferencia de Oxígeno

El presente estudio utilizará valores para la tasa de transferencia de oxígeno obtenidas por Rayo [S. Rayo, 2010] en la misma instalación experimental. En dicho trabajo la transferencia de oxígeno fue asociada a la velocidad media en el túnel (u_m), definida en la ecuación 2.1. En el presente estudio se replicaron las mediciones conducentes a la obtención de la velocidad media en el túnel (ver Sección 2.2) con el fin de conseguir una parametrización coherente para la transferencia.

A continuación se resume el procedimiento utilizado por Rayo para la obtención de la transferencia de oxígeno en el estanque. Se utilizó un oxímetro modelo TriOximatic 300 marca WTW, capaz de capturar datos a una tasa de 1Hz con una precisión del 0.5% del valor medido. Este instrumento indica adicionalmente la temperatura del agua, la que utiliza para la estimación de la concentración de oxígeno disuelto. La medición de la transferencia total de oxígeno desde el aire al cuerpo de agua fue realizada monitoreando la concentración de oxígeno tras una desoxigenación inicial utilizando la ecuación 2.3. Esta ecuación responde a un balance de masa en el estanque de agua y presupone una condición de mezcla completa en su interior.

$$\ln \frac{C_{sat}(T) - C(t)}{C_{sat}(T) - C_0} = -\frac{k}{h}t \quad (2.3)$$

Donde C_{sat} es la concentración de saturación del oxígeno en el agua, $C(t)$ es la concentración en el tiempo, C_0 es la concentración inicial tras la desoxigenación, h es la altura del estanque y k es la tasa de transferencia de oxígeno. La concentración de saturación es función de la temperatura en el estanque, la que fue monitoreada. La tasa de transferencia es función de la temperatura, por lo que los resultados fueron normalizados para una temperatura de 20°C utilizando la expresión de potencia de Arrhenius:

$$k_{20} = k_T \theta^{T-20} \quad (2.4)$$

En donde $\theta = 1,024$ para el oxígeno disuelto en agua. Se utilizó la temperatura media en el estanque durante la prueba.

Se realizaron inicialmente mediciones de prueba conducentes a la determinación de la aplicabilidad del supuesto de mezcla completa en el estanque. Para ello se tomaron mediciones puntuales de la concentración de oxígeno disuelto en el tiempo en un conjunto de perfiles verticales a lo largo del estanque previa desoxigenación del volumen. Estas mediciones mostraron que si bien el estanque presenta una estructura vertical (mayores concentraciones cerca de la superficie, concentración sin variaciones en la zona media y menores concentraciones en los 5 cm inferiores del estanque), la di-

rección longitudinal y transversal no presentan gradientes de concentración por lo que el supuesto de mezcla completa se postula aplicable dado el caracter vertical de la tranferencia.

En el estudio de Rayo [S. Rayo, 2010] se realizaron mediciones puntuales de la transferencia de oxígeno en el punto medio del estanque para las condiciones de viento resumidas en la Tabla 2.4. El estudio incluía la medición de la tasa de transferencia de oxígeno como función de la turbulencia en el estanque, la que podía ser controlada a través de la inyección de microchorros de agua sin burbujas a través de un sistema de recirculación. De esta forma fue posible analizar el efecto combinado del viento y la turbulencia en la transferencia de oxígeno.

Tabla 2.4: Resumen de mediciones para la tasa de transferencia de oxígeno normalizada a 20° C para distintas velocidades medias del viento (u_m) y velocidad de los chorros.

u_m m/s	$k_{20} \cdot 10^{-5}$ m/s				
	$u_{chorros}$ m/s				
	0.0	0.7	1.2	1.7	2.2
0.0	-	0.64	1.08	1.29	1.37
1.5	0.56	0.92	1.24	1.35	1.96
3.2	1.68	1.74	1.63	2.12	2.38
4.8	2.96	2.11	2.29	2.57	3.49
7.1	4.81	5.45	6.44	7.23	7.39
7.9	8.35	7.21	7.77	6.02	7.67
10.3	10.67	9.46	10.64	8.99	9.21
11.4	11.91	9.36	10.99	11.24	10.96

En la Figura 2.18 se muestran los resultados encontrados por Rayo para la tasa de transferencia de oxígeno en función de la velocidad media u_m en el túnel y de la velocidad de salida de los chorros dispuestos en el fondo del estanque. Los círculos unidos a través de una línea entrecortada corresponde al caso en donde la velocidad de los chorros es nula. En el estudio se observó que a partir de cierta velocidad media u_m en el estanque la transferencia de oxígeno perdía relación con la velocidad de los chorros y se hacía más intensamente dependiente de la velocidad del viento. En efecto, para los tres vientos menores se observa una notable dependencia de la tasa de transferencia de oxígeno con la turbulencia inducida a través del sistema de recirculación. Sin embargo, para velocidades mayores esta dependencia prácticamente se anula. Por otro lado, en este nuevo régimen se observa que la transferencia de oxígeno aumenta de forma más rápida con la velocidad media del viento u_m . Un asunto que se evidencia de la Figura 2.18 y que no fue mencionado en el estudio de Rayo es el aparente salto en la tasa de transferencia para valores de la velocidad media del viento u_m entre 7 a 8 m/s.

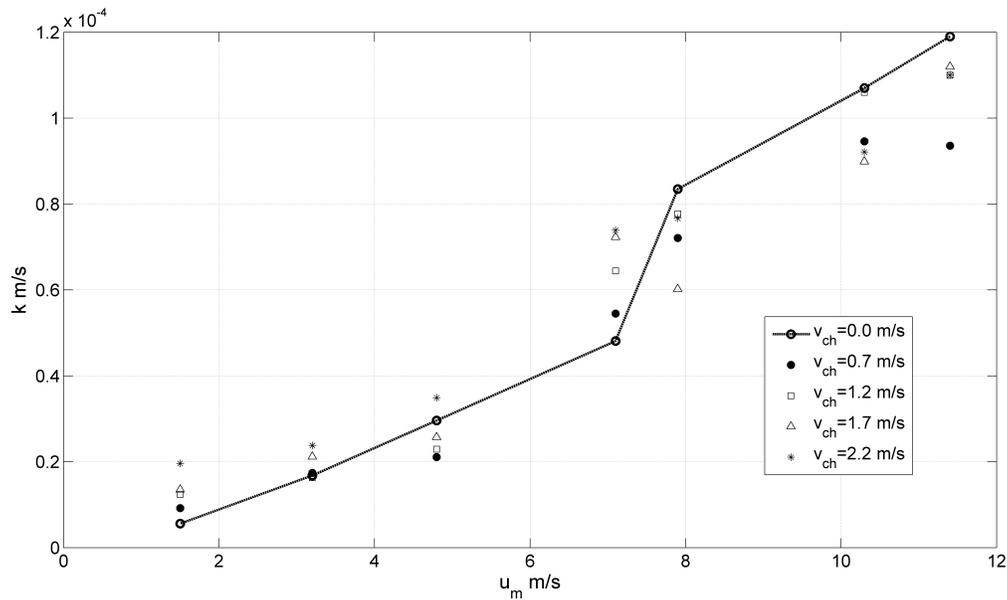


Figura 2.18: Transferencia de oxígeno en el estanque según el trabajo de Rayo [S. Rayo, 2010]. Los resultados se presentan en función de la velocidad media en el túnel (u_m) y la velocidad de los chorros en el fondo. El caso de velocidad de chorros nula, los cuales se extraerán para el desarrollo de este trabajo, se presentan unidos con una línea continua.

Si bien sólo los resultados del estudio de Rayo a velocidad nula de los chorros serán utilizados en el presente trabajo, la Figura 2.18 pretende dar a conocer el comportamiento general de k con respecto a u_m y la velocidad de los chorros como una forma de reafirmar las tendencias encontradas:

- En primer lugar, la singularidad presente en la relación para $u_m = 7-8 \text{ m/s}$, la que se manifiesta con mayor claridad para $v_{ch} = 0,0 \text{ m/s}$ pero parece igualmente involucrar en menor grado al resto de las condiciones experimentales. Para $v_{ch} = 0,7 \text{ m/s}$, $v_{ch} = 1,2 \text{ m/s}$ y $v_{ch} = 2,2 \text{ m/s}$, si bien se observa un aumento singular de k para $u_m = 7-8 \text{ m/s}$, este efecto aparece amortiguado. Para $v_{ch} = 1,7 \text{ m/s}$, se observó una disminución de k luego de la singularidad, atribuible presumiblemente a un error experimental.
- En segundo lugar se quisiera resaltar la observación presente en el estudio de Rayo en cuanto a la preponderancia que tiene la velocidad media del viento por sobre la del sistema de chorros en el aumento de la tasa de transferencia de oxígeno una vez que u_m excede de $7-8 \text{ m/s}$.

La Figura 2.19 muestra la forma mediante la cual se interpoló la transferencia de oxígeno del estudio de Rayo [S. Rayo, 2010] para su utilización en el presente trabajo. Para rescatar las singularidades descritas anteriormente se hicieron interpolaciones lineales entre pares de puntos.

Notar que todas las velocidades medias en el túnel de la presente investigación pueden ser descritas por un par de puntos medidos y que no se hace ninguna extrapolación de los datos.

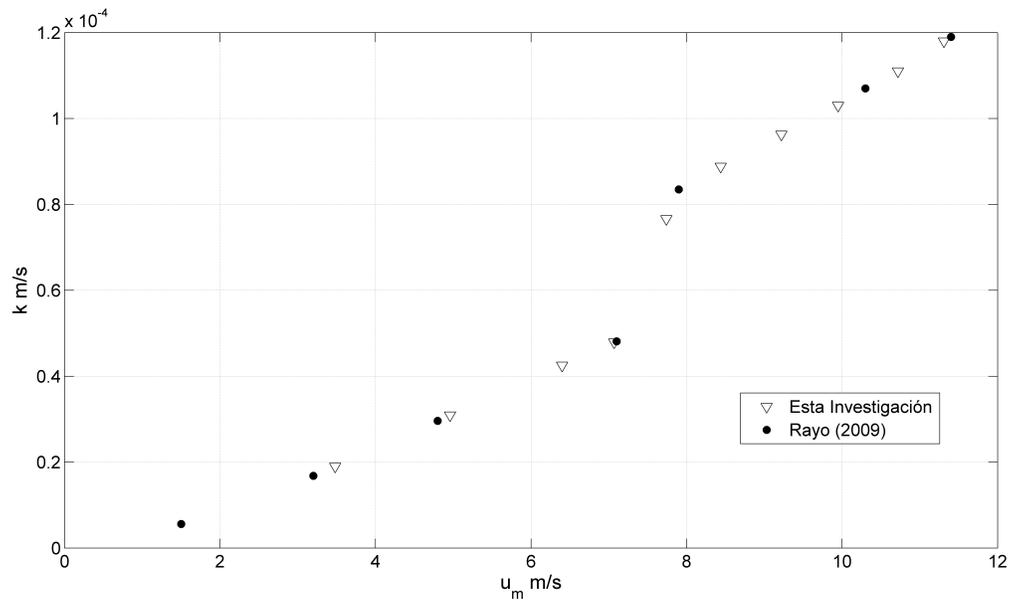


Figura 2.19: Estimación de mediciones de la transferencia de oxígeno desde el trabajo de Rayo[2009] para las velocidades medias (u_m) medidas en el presente estudio.

Capítulo 3

Procesamiento de Datos y Presentación de Resultados

3.1. Velocidad Superficial

En la sección 2.4 se explicó la metodología empleada para la medición de la velocidad superficial media del agua en su desarrollo a lo largo del estanque para distintas velocidades del viento. La Tabla 3.2 resume los resultados encontrados junto al resto de las variables de interés. En la Figura 3.1(a) se muestra la velocidad superficial media del agua en función de la velocidad media en el túnel para distintos fetch. Los resultados muestran una clara dependencia con el fetch, la que puede ser parcialmente atribuible al aumento en el esfuerzo de corte del viento. Como se observa en la Figura 3.1(b), la velocidad de corte del viento parece colapsar las observaciones realizadas.

3.2. Velocidad del Viento

Las mediciones de la velocidad media del viento sobre la superficie libre, distribuidas en perfil según lo indica la Figura 2.6, fueron analizadas para conocer la velocidad friccional del viento (u_a^*), el espesor de desplazamiento de la capa límite (δ^*) y la rugosidad dinámica (z_0) de la superficie libre. La velocidad friccional y la rugosidad dinámica se obtuvieron realizando el mejor ajuste logarítmico a los perfiles de viento según la ecuación 3.1:

$$\frac{u - u_s}{u_a^*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (3.1)$$

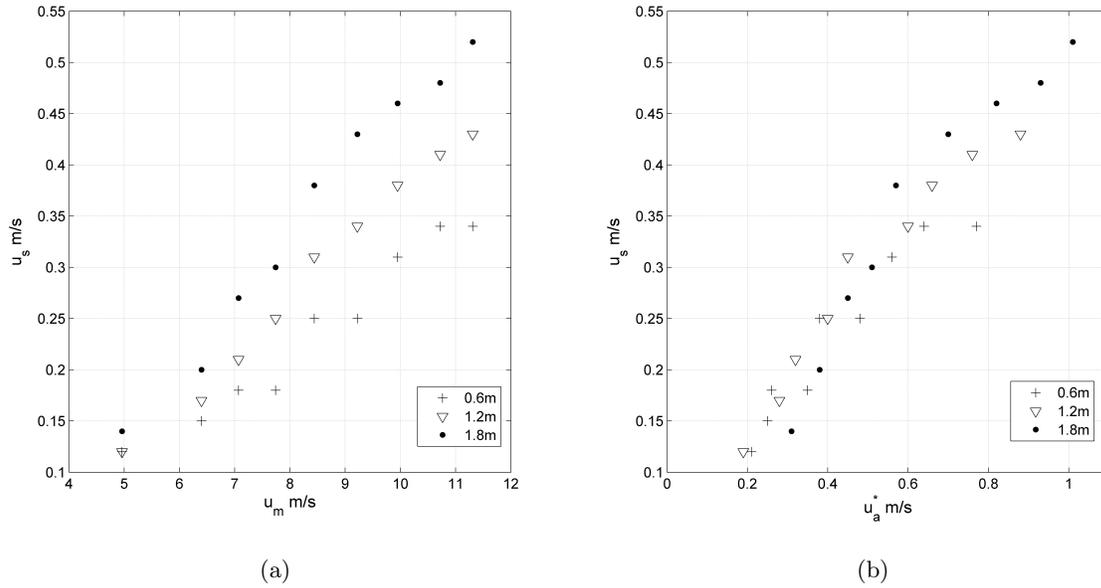


Figura 3.1: Velocidad superficial media del agua a lo largo del estanque en función de 3.1(a) la velocidad media u_m en el túnel de viento 3.1(b) la velocidad friccional del viento u_a^* .

Donde u_s es la velocidad superficial del agua. En las Figuras 3.2 y 3.3 se muestra el ajuste realizado a los perfiles correspondientes a 4 velocidades medias del viento (de un total de 10 medidos), los resultados de viento se muestran de forma adimensional escalados con la velocidad media del viento en el eje central (u_{eje}) para hacer más ilustrativa la evolución de los parámetros aerodinámicos buscados. La altura sobre la superficie libre se encuentra escalada con la altura del túnel. En la Figura 3.2 se muestran los ajustes realizados sobre los 4 perfiles representativos para cada fetch. Se observa claramente el aumento en el esfuerzo de corte y en el espesor de la capa límite en función de la velocidad media del viento. La Figura 3.3 muestra la misma información pero los ajustes se ordenan en gráficos separados para cada velocidad media del viento en función del fetch. Los parámetros aerodinámicos muestran menor dependencia con el fetch a velocidades inferiores.

La Tabla 3.2 es un resumen de los resultados obtenidos. En las Figura 3.4 se muestra la evolución de los parámetros aerodinámicos en función de la velocidad media del viento (u_m) y del fetch. Se observa en (a) el aumento exponencial de la velocidad de corte (u_a^*) en función de u_m . En (c) se presentan los resultados obtenidos para la rugosidad dinámica (z_0). La figura muestra un marcado cambio en el comportamiento de z_0 en los dos fetch menores para u_m a partir de aproximadamente 8 m/s. El comportamiento general de la rugosidad dinámica será analizado en la Sección 4.1. En (b) se muestran los resultados obtenidos para el espesor de desplazamiento, el que se ha definido como:

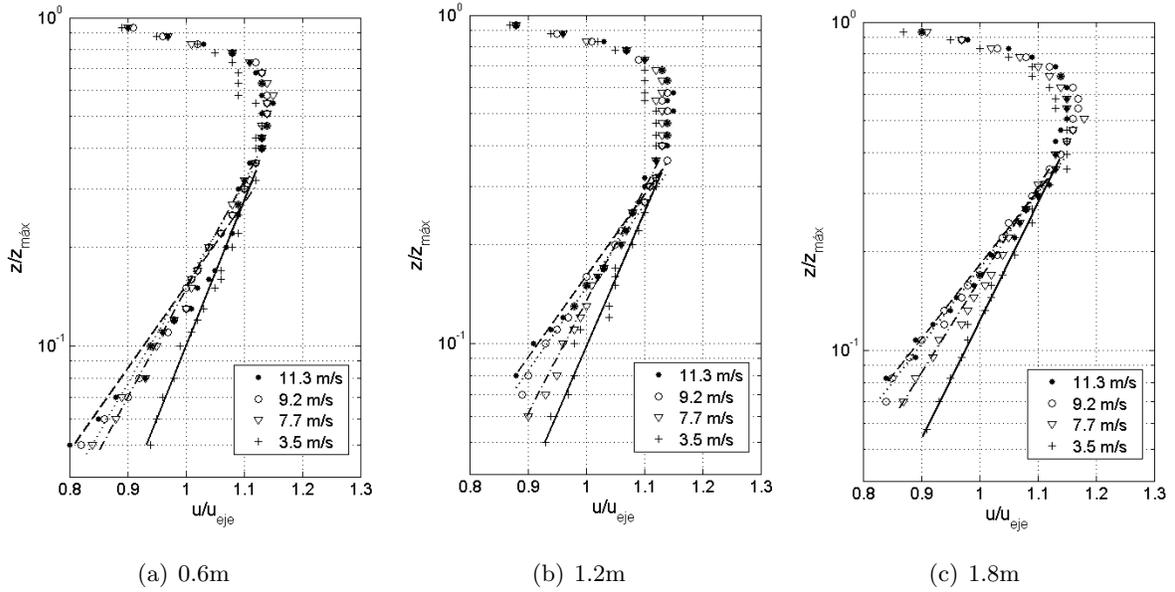


Figura 3.2: Perfil vertical de velocidades sobre la superficie del agua para distintos fetches y velocidades medias (u_m) en el túnel

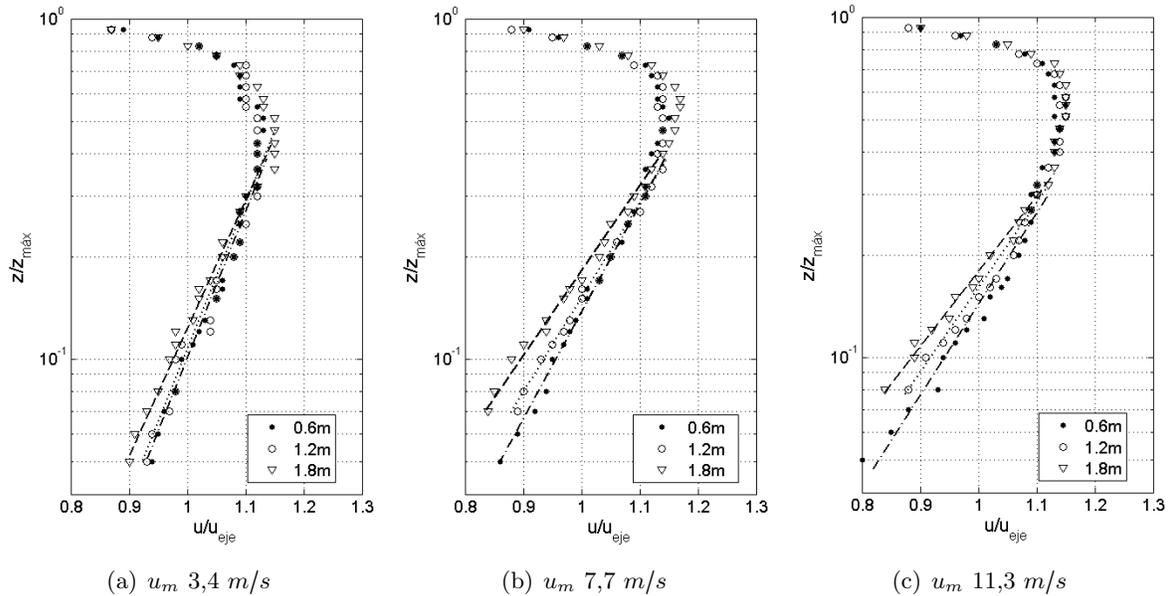


Figura 3.3: Perfil vertical de velocidades sobre la superficie del agua para distintos fetches y velocidades medias (u_m) en el túnel

$$\delta^* = \frac{1}{u_{max}} \int_0^{u_{max}} (u - u_{max}) dy \quad (3.2)$$

Donde u_{max} es el máximo valor de la velocidad del viento en cada perfil. El espesor de desplazamiento es una forma de definir el espesor de la capa límite y es una medida de la magnitud del desplazamiento de las líneas de corriente en relación a un fluido ideal. En (b) es posible observar un quiebre en la dependencia de δ^* con u_m . A partir de cierta velocidad media, δ^* acelera su crecimiento para volver a estabilizarse a velocidades mayores. En la Sección 4.1 se analizarán estos resultados.

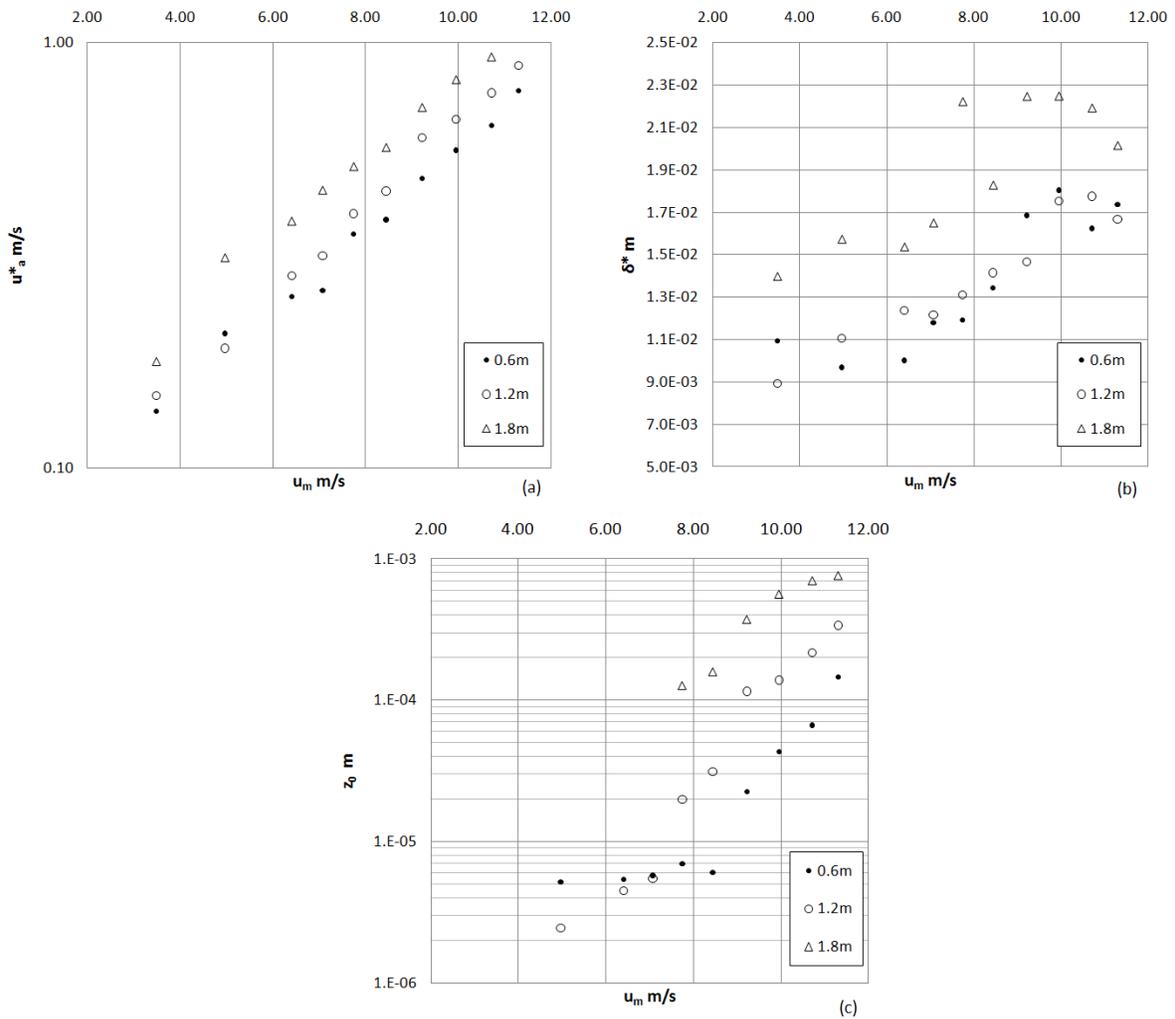


Figura 3.4: (a) Evolución del esfuerzo de corte en función de la velocidad media del viento (u_m) y del fetch. (b) Espesor de desplazamiento δ^* en función de la velocidad media del viento (u_m) y el fetch. (c) Rugosidad dinámica z_0 de la superficie libre en función de la velocidad media del viento (u_m) y el fetch.

3.3. Series de Tiempo de Oleaje

En la presente sección se describirá el procesamiento de las series de tiempo para la elevación de la superficie libre obtenidas a través de los métodos de cámara de alta velocidad y de cables capacitores. Ambas metodologías requieren de un procesamiento similar que será discutido a continuación.

El método de cámara de alta velocidad descrito en la Sección 2.3.2 arroja valores para la elevación instantánea en pixeles, los que son convertidos a unidades métricas a través de las escalas descritas en la misma sección, las que como se indicó dependen del tamaño del oleaje observado. El resultado de este escalamiento es un par de series de tiempo de elevaciones con respecto a una altura arbitraria dada por el margen superior de las imágenes. El método de cables capacitores entrega un resultado similar, con la diferencia que en este caso la referencia arbitraria de una de las probetas es distinta a la de la otra debido a la asimetría en el valor base de su capacitancia, asunto discutido en la Sección 2.3.1. Las series de tiempo no mostraron una tendencia en su valor medio en el tiempo por lo que no es necesaria una corrección para comportamiento estacionario.

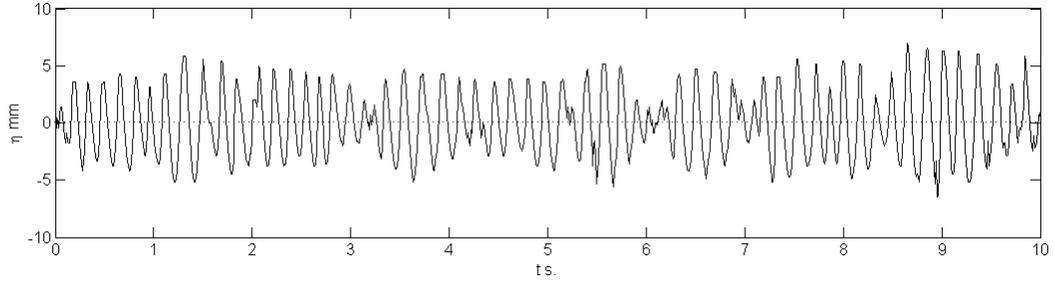
Para llevar a un punto de referencia común las mediciones de ambas metodologías se restó el valor medio μ a cada una de las series de tiempo. Llamando η_i al i -ésimo valor arbitrario de la elevación y η'_i al i -ésimo valor de la elevación con respecto a su media:

$$\mu = \frac{1}{n} \sum_i^n \eta_i \quad (3.3)$$

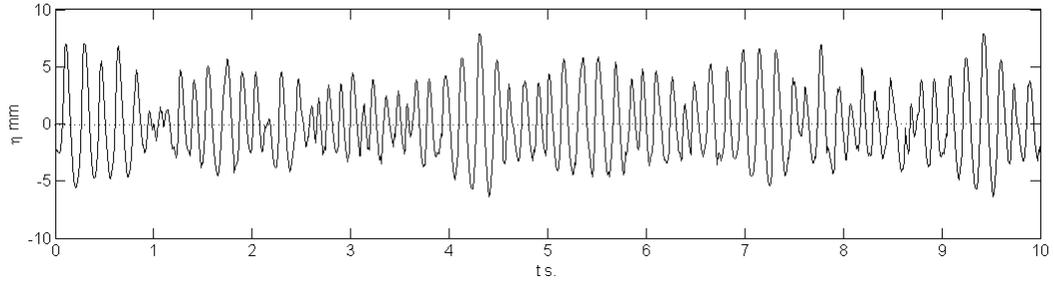
$$\eta'_i = \eta_i - \mu \quad (3.4)$$

Este nuevo valor de la elevación que posee media cero se denominará η por simplicidad. En la Figura 3.5 se muestran intervalos de la serie de tiempo de elevaciones para ambas metodologías experimentales en la condición $u_m=7.4$ m/s y fetch 1.8 m. Se detalla la frecuencia del oleaje en el peak del espectro (f_p) y la raíz del valor cuadrático medio de las elevaciones (η_{rms}). El oleaje generado bajo esta condición experimental será caracterizado por la ocurrencia ocasional de fenómenos de microbreaking en la Sección 4.3. Es interesante notar en la figura que el oleaje tiende a viajar en grupos de 5 a 15 olas. Si los fenómenos de microbreaking ocurren en los peaks de estos grupos, como fue observado en este estudio, la intermitencia de su ocurrencia debe jugar un papel importante en la transferencia de oxígeno. En el análisis de la Sección 4.3 se abordará este tema.

En lo que sigue, el análisis de las series de tiempo de oleaje se referirán exclusivamente a los resultados entregados por el método de cables capacitores, excepto en la Sección 3.3.4 en donde se compararán ambos métodos y se explicará el motivo de este enfoque.



(a) Cámara de Alta Velocidad: $f_p=5.9 \text{ s}^{-1}$, $\eta_{rms}=2.8 \text{ mm}$



(b) Cables Capacitores: $f_p=5.9 \text{ s}^{-1}$, $\eta_{rms}=2.9 \text{ mm}$

Figura 3.5: Ejemplo de series de tiempo para mediciones con Cámara de Alta Velocidad y Cables Capacitores para una velocidad media del viento $u_m=7.4 \text{ m/s}$ y un fetch de 1.8m. Intervalo de 10s. muestreados a 100Hz. Se muestra la correspondiente frecuencia del oleaje en el peak del espectro.

3.3.1. Estimación de la Pendiente del Oleaje

Las metodologías experimentales empleadas en este estudio permiten la deducción de las series de tiempo para la pendiente del oleaje a través de la ecuación 3.5:

$$\bar{s}(t, \Delta x) = \frac{\eta(x + \Delta x/2, t) - \eta(x - \Delta x/2, t)}{\Delta x} \quad (3.5)$$

Donde $\eta(x, t)$ es la elevación instantánea de la superficie libre, la cual puede ser conocida para todo tiempo en los puntos $x + \Delta x/2$ y $x - \Delta x/2$ correspondientes a la posición de los puntos de medición. Esta pendiente se mide en la dirección del flujo de viento por lo que Δx es la distancia entre los puntos de medición en la dirección de propagación principal del oleaje. La pendiente medida de esta forma se denominará pendiente promedio del oleaje (\bar{s}). Su estimación depende de la distancia entre ambos puntos de medición y de las características del oleaje y supone un promedio de la pendiente real en un intervalo Δx . Es fácil ver que tomando el límite $\Delta x \rightarrow 0$, la parte derecha de la ecuación 3.5 corresponde a la derivada espacial de la elevación instantánea del oleaje en el

punto $\eta(x) \forall t$, esto es, corresponde a la pendiente “real” que se denominará simplemente s . Es fácil ver entonces que:

$$\bar{s}^2(t, \Delta x) = \left(\frac{1}{\Delta x} \int_{x-\Delta x/2}^{x+\Delta x/2} \frac{\partial \eta}{\partial x} dx \right)^2 \quad (3.6)$$

En donde se ha tomado el cuadrado de la pendiente promedio pues constituye un parámetro de interés. Si consideramos un oleaje lineal en régimen permanente, sea $\eta = a \cos(kx)$ su pendiente real es entonces $s = -ak \operatorname{sen}(kx)$, introduciendo esta expresión en la integral de la ecuación 3.6 e integrando es rápido ver que la relación entre la pendiente promedio y la pendiente real es:

$$\frac{\bar{s}^2}{s^2} = \left(\frac{\operatorname{sen}(k\Delta x/2)}{k\Delta x/2} \right)^2 \quad (3.7)$$

La pendiente promedio depende luego del cociente entre la distancia de los puntos de medición y la longitud de onda ($\Delta x/\lambda$). Esta simple expresión permite entender la problemática asociada a la estimación del oleaje no obstante fue derivada para oleaje monocromático y lineal. Es posible sin embargo estimar con algún grado de certeza el error cometido en la medición de la pendiente del oleaje si se consideran valores representativos de cada condición experimental.

Se puede demostrar que la relación obtenida en la ecuación 3.5 es también válida para los espectros de las series de tiempo [Zapevalov et al., 2009]. Llamando \bar{S}_s al espectro de la serie de tiempo de pendientes promedio y S_s al espectro lineal de pendientes reales:

$$\bar{S}_s(k, \Delta x) = \left(\frac{\operatorname{sen}(k\Delta x/2)}{k\Delta x/2} \right)^2 S_s(k) \quad (3.8)$$

Integrando esta última ecuación para $\int_{-\infty}^{+\infty} dk$, si tenemos un oleaje monocromático de número de onda k^* , la función espectro de energía es una función $\delta(k - k^*)$, como además la función de transferencia implicada es finita para todo k , resulta que se obtiene el resultado particular encontrado en 3.7:

$$\frac{\bar{s}^2(k^*, \Delta x)}{s^2(k^*)} = \left(\frac{\operatorname{sen}(k^* \Delta x/2)}{k^* \Delta x/2} \right)^2 \quad (3.9)$$

Este resultado se ha reescrito para insistir en que se trata de una relación válida para oleaje monocromático. Un análisis acabado del error geométrico cometido al medir el oleaje a través de un

sistema diferencial como el descrito requiere un enfoque espectral en el cual se analice la contribución de cada porción del espectro a la estimación de la pendiente, lo que escapa de los objetivos del presente trabajo. Algunos estudios que han estudiado espectralmente el funcionamiento de sensores diferenciales para la medición de la pendiente del oleaje son los de Matushevskii [Matushevskii, 1969] y más recientemente Zapavelov [Zapevalov and Khristoforov, 1992], [Zapevalov et al., 2009].

Se considerarán valores representativos de la longitud de onda del oleaje, correspondientes al peak del espectro, como forma de estimar el error geométrico cometido al utilizar el sistema diferencial y discutir la elección de la separación entre ambas probetas. En la Figura 3.6 se muestra el valor de la cantidad $\bar{s}^2(k_p, \Delta x)/s^2(k_p)$ en función de la relación $\Delta x/\lambda$ para cada condición experimental. Como antes se indicó, la separación $\Delta x = 6$ mm entre los sensores de capacitancia fue establecida experimentalmente pues se encontró que correspondía a la mínima distancia que el instrumento podía resolver. Distancias menores mostraban series de tiempo no coherentes, en las que no se observaba el 'cruce' de las señales en los máximos y mínimos del oleaje por ejemplo, especialmente para oleaje inferior. Se trata entonces de una condicionante práctica impuesta por la resolución del instrumento. De la Figura 3.6 se puede observar que las mediciones se encuentran en $\Delta x/\lambda_p \approx 0,06 - 0,24$, como es posible intuir, el empleo de un sistema diferencial tiende a disminuir el valor real de la pendiente, esta disminución es más fuerte cuando $\Delta x/\lambda_p$ crece hasta alcanzar el valor crítico $\lambda = \Delta x$, cuando la pendiente medida se anula. Para las condiciones experimentales empleadas, es posible esperar hasta un 20 % de disminución en el valor de la pendiente cuadrática media ($\langle S^2 \rangle$) para el oleaje inferior, mientras que la mayor parte de las mediciones se ubican por debajo del 10 %. Como se verá más adelante, el supuesto de linealidad geométrica del oleaje puede ser discutido para el oleaje mayor. Esto traería asociado una disminución mayor a la esperada acá en el valor medido de la pendiente cuadrática media en estos casos, debido a la existencia de altos gradientes en el frente del oleaje. En adelante se escribirá $\langle S^2 \rangle$ para el valor de la pendiente cuadrática media en lugar de $\langle \bar{s}^2(k, \Delta x) \rangle$.

3.3.2. Ecuación de Dispersión

En la Sección 3.4, referente al análisis espectral de las series de tiempo de elevación, se obtuvo la frecuencia peak representativa de las condiciones del oleaje para cada una de las condiciones experimentales. Para conocer la longitud de onda y velocidad de propagación representativas se utilizó la ecuación de dispersión para ondas gravitacionales-capilares:

$$w^2 = gk \left(1 + \frac{\sigma k^2}{\rho g} \right) \quad (3.10)$$

Donde $w = 2\pi f$, f es la frecuencia del oleaje, k es el número de onda, σ es la tensión superficial y ρ

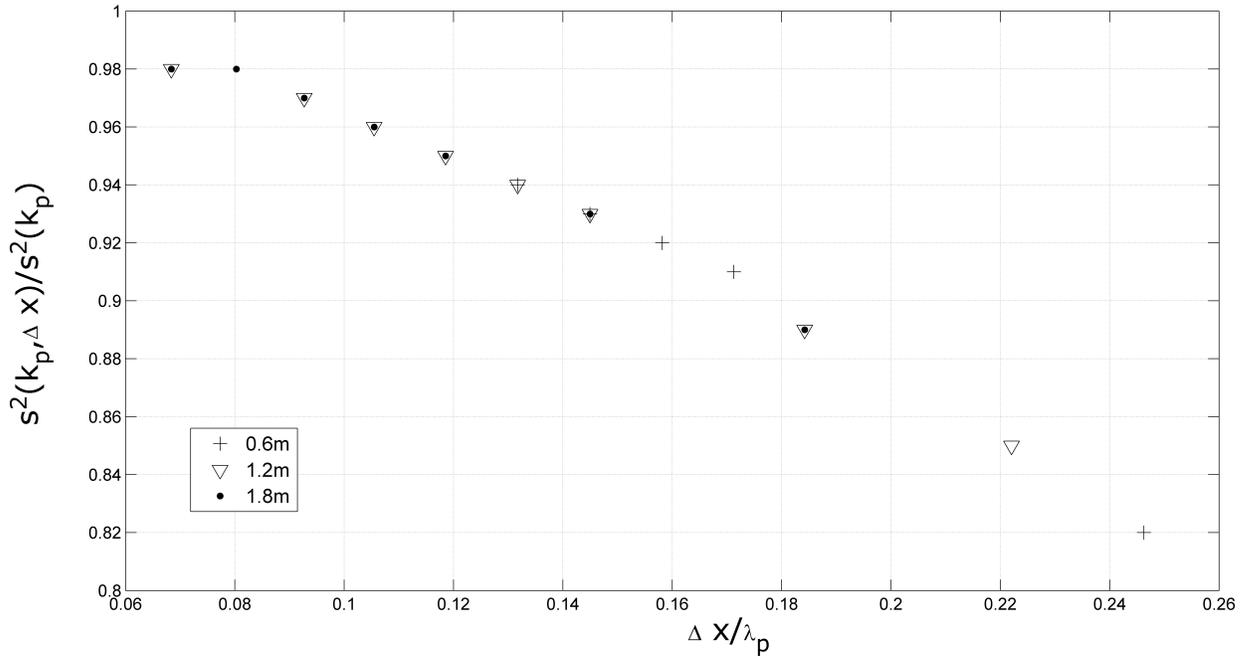


Figura 3.6: Cuociente entre el valor cuadrático representativo del oleaje y el valor cuadrático “real” bajo supuesto de linealidad en función del cuociente $\Delta x / \lambda_p$.

es la densidad del agua. La ecuación 3.10 es una expresión general para la ley de dispersión de ondas gravitacionales por cuanto en ellas se tiene $\frac{\sigma k^2}{\rho g} \ll 1$. En la Figura 3.7 se ha estimado la velocidad de propagación representativa del oleaje a través de la ecuación 3.10, utilizando la frecuencia del oleaje en el peak del espectro. Adicionalmente, se dibujaron las leyes de dispersión gravitacional-capilar y gravitacional con fines ilustrativos. En ella es posible observar que si bien gran parte del oleaje, en particular aquel observado en el fetch 0.6m, muestra un coeficiente $\frac{\sigma k^2}{\rho g} = O(1)$. En ningún caso se observan ondas puramente capilares, caracterizadas por una longitud de onda inferior a $\lambda_{min} = 0,017$ m y una relación de dispersión inversa, esto es, ondas pequeñas se desplazan con mayor velocidad. En efecto, la totalidad del oleaje observado puede ser catalogado como gravitacional-capilar.

El valor de $\lambda_{min} = 0,017$ m (y $c_{min} = 0,23$ m/s) dependen exclusivamente de la tensión superficial y la densidad de ambos medios. En el presente estudio se despreció la densidad del aire frente a la del agua y se empleó una tensión superficial $\sigma = 74,39 \cdot 10^{-3}$ N/m. En la Tabla 3.1 se resumen los parámetros del oleaje obtenidos a través de la ecuación 3.10.

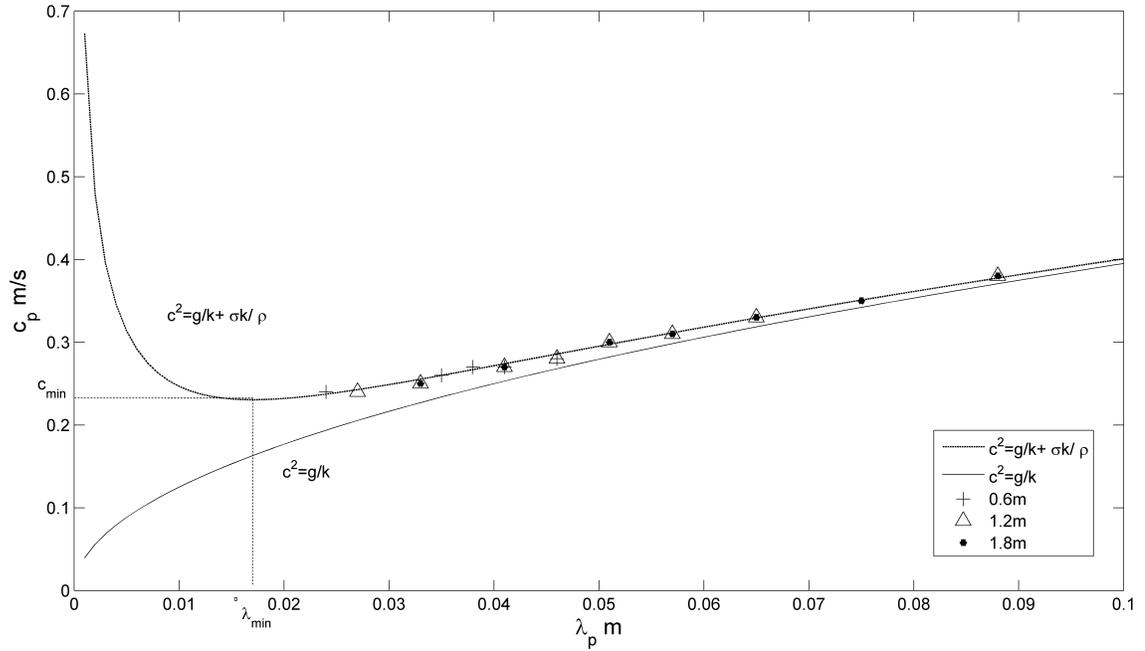


Figura 3.7: Celeridad y longitud de onda características del oleaje, obtenidos a través de la ecuación de dispersión general para ondas gravitacionales-capilares.

3.3.3. Series de Tiempo de Pendiente del Oleaje

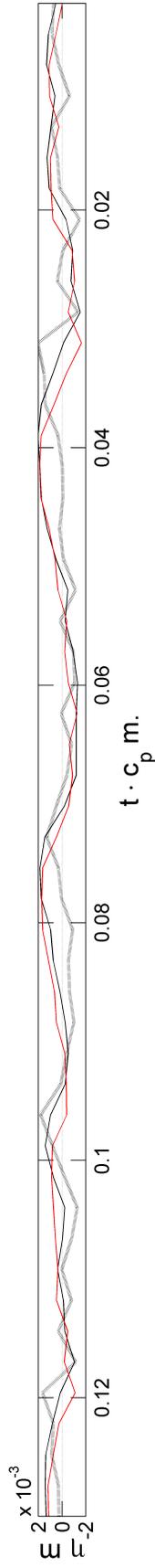
En las Figuras 3.8(a) y 3.8(b) se ha utilizado la celeridad representativa del oleaje en los casos $u_m = 7.4$ m/s (fetch 0.6m) y $u_m = 11.3$ m/s (fetch 1.8m) de la Tabla 3.1. Se muestra un intervalo pequeño de las series de tiempo de elevación de cada sensor y de la pendiente del oleaje para ambas condiciones experimentales. Por fines ilustrativos la serie de pendientes no posee una escala real. El eje horizontal del tiempo ha sido multiplicado por la celeridad representativa en cada caso y los gráficos se han dibujado con relación de aspecto 1:1 en los ejes horizontal y vertical, de modo tal de representar la geometría del oleaje. Debido a que la celeridad escogida es la del peak del espectro, este dibujo puede estar estirando horizontalmente las ondas pequeñas ($\lambda < \lambda_p$) y comprimiendo horizontalmente las más grandes ($\lambda > \lambda_p$). No obstante ello, constituye un esquema ilustrativo de la geometría del oleaje preponderante.

Es importante puntualizar, introduciendo el análisis de ambas imágenes, que ellas no representan una distribución espacial del oleaje sino más bien son un artefacto generado a partir de series de tiempo. Inclusive el desfase entre las elevaciones de cada sensor, nombrados η^1 y η^2 en sentido viento abajo, son ciertamente un desfase temporal, el que puede ser asociado aproximadamente a uno espacial al multiplicarse por la celeridad representativa c_p . La Figura 3.8(a) es una pequeña muestra de la serie de tiempo recogida para fetch 0.6m y $u_m = 7.4$ m/s ($u_a^* = 0.35$ m/s). Se trata de un

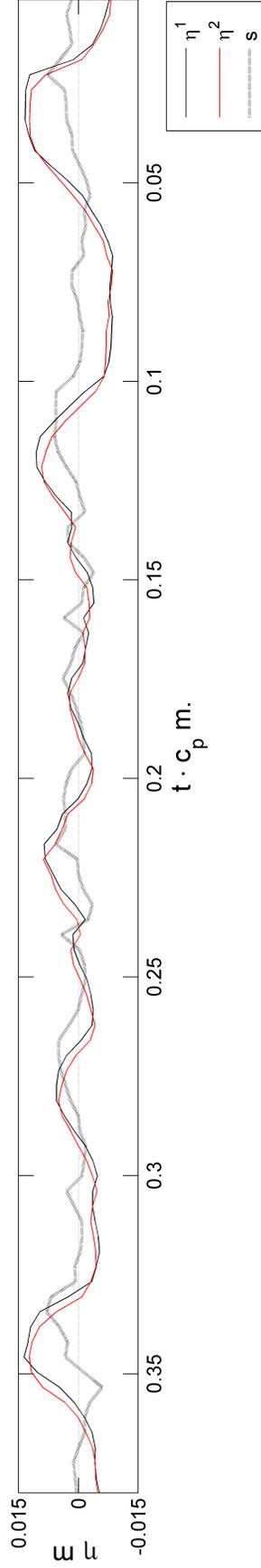
Tabla 3.1: Resumen de características representativas del oleaje, obtenidas utilizando la ecuación de dispersión general para ondas gravitacionales-capilares de la ecuación 3.10.

u_m m/s	0.6m			1.2m			1.8m		
	w_p rad s ⁻¹	λ_p m	c_p m/s	w_p rad s ⁻¹	λ_p m	c_p m/s	w_p rad s ⁻¹	λ_p m	c_p m/s
5.0	-	-	-	-	-	-	49	0.03	0.25
6.4	-	-	-	56	0.03	0.24	42	0.04	0.27
7.1	61	0.02	0.24	49	0.03	0.25	37	0.05	0.30
7.7	47	0.04	0.26	42	0.04	0.27	37	0.05	0.30
8.4	47	0.04	0.26	39	0.05	0.28	34	0.06	0.31
9.2	44	0.04	0.27	37	0.05	0.30	32	0.06	0.33
10.0	42	0.04	0.27	34	0.06	0.31	29	0.07	0.35
10.7	42	0.04	0.27	32	0.06	0.33	27	0.09	0.38
11.3	39	0.05	0.28	27	0.09	0.38	27	0.09	0.38

oleaje de baja altura ($\eta_{rms}=1.1$ mm) asociado a un regimen aerodinámico liso (ver 4.1), por lo que la rugosidad es determinada por la escala de la subcapa viscosa. Desde el punto de vista geométrico, se trata de un oleaje sin altos gradientes (la pendiente cuadrática media en estas condiciones es $\langle S^2 \rangle=0.03$) y las ondas son simétricas en la longitudinal, siendo igualmente preponderantes las pendientes que afrontan al viento como aquellas que se encuentran en los frentes del oleaje, en efecto, para estas condiciones la pendiente media de la serie de tiempo es prácticamente 0 (O(10-4)). Este tipo de oleaje se postula admite una modelación lineal de su geometría sin cometer errores apreciables.



(a) Elevaciones η^1 y η^2 y pendiente del oleaje \bar{s} para condiciones $u_m=7.4$ m/s y fetch de 0.6m. $\eta_{rms}=1.1$ mm, $\lambda_p=3.5$ cm, $c_p=0.26$ m/s, $\langle S^2 \rangle=0.03$.



(b) Elevaciones η^1 y η^2 y pendiente del oleaje \bar{s} para condiciones $u_m=11.3$ m/s y fetch de 1.8m. $\eta_{rms}=6.9$ mm, $\lambda_p=8.8$ cm, $c_p=0.38$ m/s, $\langle S^2 \rangle=0.09$.

Figura 3.8: Intervalos de series de tiempo para oleaje observado en dos condiciones experimentales. Se pretende bosquejar la forma del oleaje dominante al utilizar la velocidad peak (c_p) multiplicando al tiempo. Los gráficos poseen un aspecto 1:1 en los ejes horizontal y vertical.

La Figura 3.8(b) por su parte es una pequeña muestra de la serie de tiempo correspondiente a un viento medio en el túnel $u_m = 11.3$ m/s para fetch 1.8m ($u_a^* = 1.01$ m/s). Es posible observar en ella una localización de los altos gradientes en el frente del oleaje, siendo particularmente mayor que aquel presente en la cara que enfrenta al viento. Por convención se escoge como positivo aquel oleaje en donde $\eta^1 > \eta^2$, el que corresponde al signo de la pendiente localizada en el frente del oleaje. Para estas condiciones experimentales la media de la pendiente del oleaje es positivo y la cantidad $\langle \bar{s} \rangle^2 / \langle S^2 \rangle = 0.14$ es un buen indicador de la preponderancia de los gradientes en el frente del oleaje por sobre aquellos que enfrentan al viento. Las imágenes de la Figura 3.9 son un par de fotografías del oleaje tomadas bajo condiciones experimentales en las que se observaron características como las analizadas. La imagen inferior fue tomada bajo las mismas condiciones experimentales que las de la serie de tiempo de la Figura 3.8(b). En las fotografías es posible observar la existencia de ondas capilares parasitarias viajando en el frente del oleaje gravitacional-capilar preponderante, este fenómeno es característico de oleaje que presenta microbreaking. Más adelante se analizará con detención la presencia de estos fenómenos (Sección 4.3). Es importante mencionar que el oleaje representado en estas fotografías y en las series de tiempo de la Figura 3.8(b) poseen una geometría que dificulta una eventual modelación de primer orden. La cuantificación del error cometido en la medición de la pendiente del oleaje debe considerar estos aspectos pues las zonas de alto gradiente pueden verse subestimadas utilizando el presente método de elevaciones simultáneas. No obstante esto último, la visualización de las series de tiempo de la Figura 3.8(b) no parecen indicar problemas en la resolución de la zona de altos gradientes.

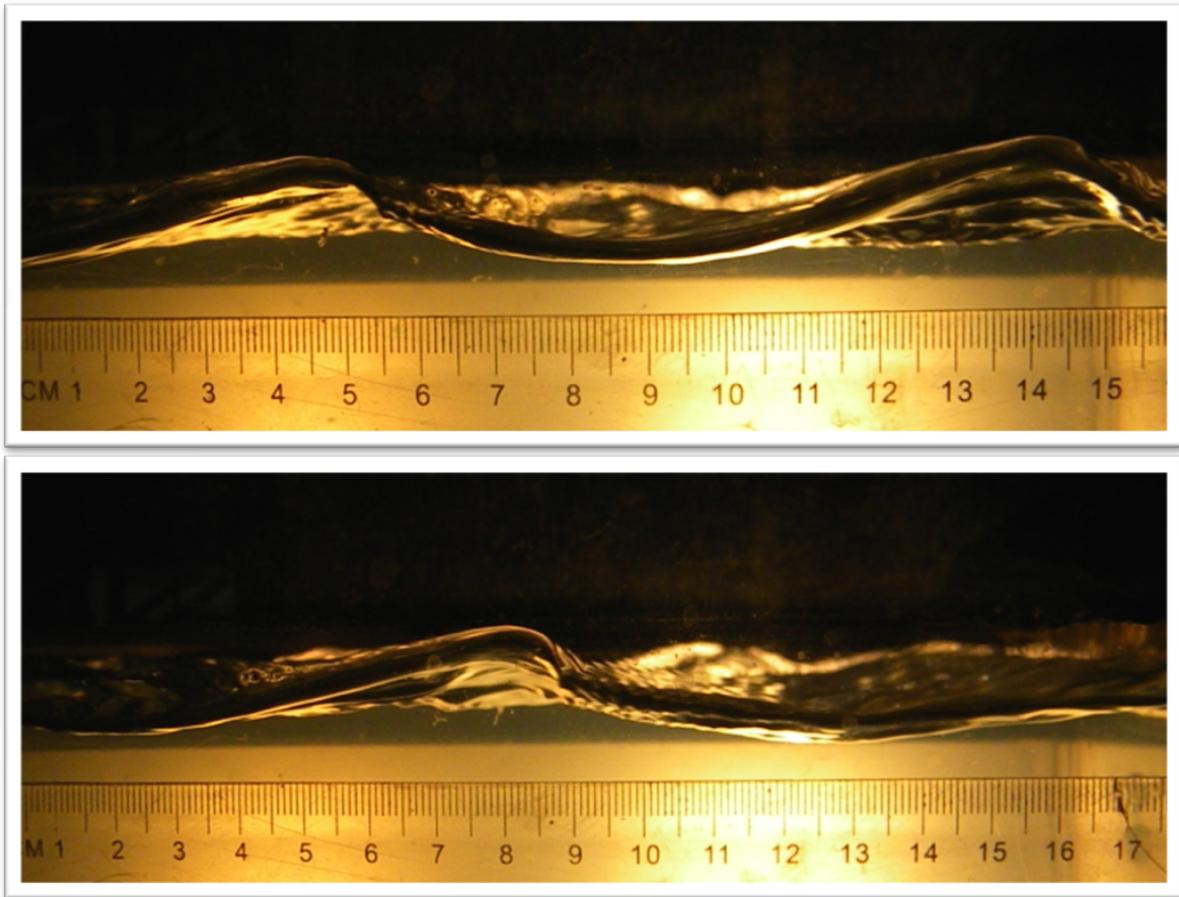


Figura 3.9: Fotografías representativas del oleaje observado en el estanque. (superior) A una velocidad media en el túnel $u_m = 9.3$ m/s para fetch 1.8m ($u_a^* = 0.70$ m/s). $\eta_{rms} = 4.5$ mm, $\lambda_p = 6.5$ cm, $c_p = 0.33$ m/s, $\langle S^2 \rangle = 0.07$. (inferior) A una velocidad media en el túnel $u_m = 11.3$ m/s para fetch 1.8m ($u_a^* = 1.01$ m/s). $\eta_{rms} = 6.9$ mm, $\lambda_p = 8.8$ cm, $c_p = 0.38$ m/s, $\langle S^2 \rangle = 0.09$.

3.3.4. Presentación de Resultados y Comparación de Ambos Métodos

Se presentan a continuación los resultados obtenidos para la raíz de la elevación cuadrática media del oleaje η_{rms} y la pendiente cuadrática media del oleaje $\langle S^2 \rangle$. La Tabla 3.2 muestra un resumen de estos resultados junto al valor de otros parámetros de interés.

La Figura 3.10 muestra el comportamiento de η_{rms} en función de la velocidad friccional del viento u_a^* obtenido a través del método de cables capacitores y a través del procesamiento de las imágenes capturadas por la cámara de alta velocidad. Ambos métodos muestran tendencias y valores similares y son coherentes con los resultados publicados por Huhn [Huhn, 2008] y Caulliez et al. [Caulliez et al., 2008], quien realizó mediciones experimentales y modelación numérica, entre otros. Se observa que el oleaje presenta un comportamiento en pleno desarrollo con una gran dependencia en el fetch no obstante el método de cámara de alta velocidad pudiera indicar cierto equilibrio incipiente.

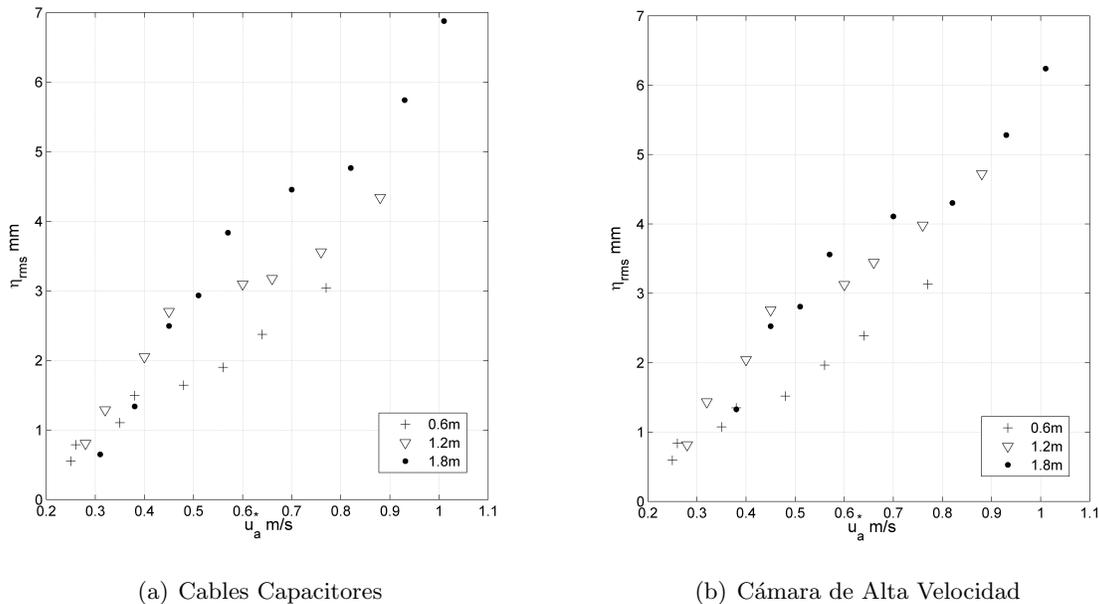


Figura 3.10: η_{rms} en función de la velocidad de corte del viento u_a^* para distintos fetch. Se muestran los resultados obtenidos mediante el uso de cables capacitores (a) y cámara de alta velocidad (b)

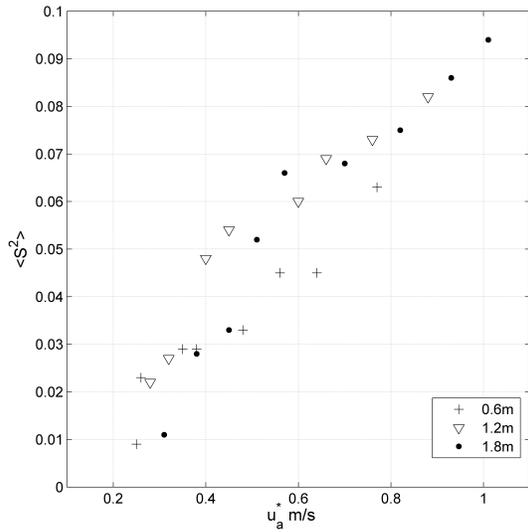
En la Figura 3.11 se han graficado los resultados obtenidos para $\langle S^2 \rangle$ en función de la velocidad friccional del viento u_a^* . En la Figura 3.12 se han graficado los mismos resultados, esta vez en función de la velocidad friccional de la fase acuosa y en escala log-log con fines comparativos. Considerando continuidad en la transferencia de momentum, la velocidad friccional de la fase acuosa u_w^* se puede estimar haciendo:

$$\rho_a u_{*a}^2 = \rho_w u_{*w}^2 \quad (3.11)$$

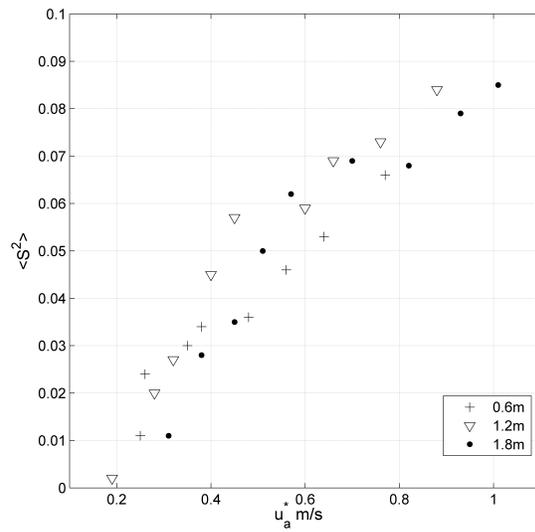
$$u_{*w} = \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_w}} u_{*a} \approx \frac{1}{31,62} u_{*a} \quad (3.12)$$

Se muestran en la Figura 3.12(c) los resultados encontrados por Huhn [Huhn, 2008] en la misma escala y bajo los mismos límites sobre los cuales se graficaron los resultados de este trabajo. Huhn midió la pendiente cuadrática media del oleaje a un fetch de 2.38m utilizando una luz LED, la que es refractada según la ley de Snell en un ángulo que puede ser ligado a la pendiente instantánea del oleaje. El método (Refractive Slope Measurement) ha sido ampliamente utilizado en investigaciones similares y posee la ventaja de permitir registrar la pendiente de oleaje muy pequeño. El valor de la pendiente cuadrática media registrada en ambas investigaciones es similar, mostrando un quiebre en su comportamiento para $u_w \approx 1$ cm/s. El método de cables capacitores fue sin embargo incapaz de registrar adecuadamente el comportamiento de $\langle S^2 \rangle$ para velocidades friccionales inferiores a ésta. Los resultados de esta investigación se muestran en las Figuras 3.12(a) y 3.12(b) con tendencias de potencia tentativas intentando ilustrar la tendencia esperada en conocimiento del trabajo de Huhn. Es importante señalar que la pendiente cuadrática media publicada por Huhn σ_s^2 se refiere a la suma de la pendiente cuadrática media en la dirección de la velocidad del viento σ_x^2 ($\langle S^2 \rangle = \sigma_x^2$) y aquella transversal σ_y^2 , sin embargo, en el mismo trabajo se señala que σ_y^2/σ_x^2 toma un valor máximo de ≈ 1 a bajas velocidades de viento y se estabiliza en 0.2 por encima de $u_w \approx 1$ cm/s. Esto permite comparar ambos resultados en el contexto de una gráfica log-log sin esperar errores importantes. Lamentablemente, el trabajo de Huhn no muestra resultados numéricos que permitan un análisis más detallado.

En la Figura 3.13 se comparan los resultados para η_{rms} y $\langle S^2 \rangle$ empleando ambas metodologías experimentales. Como era deducible de las figuras anteriores, los valores encontrados son relativamente similares para ambas metodologías. En el caso de la Figura 3.13(b), el valor de η_{rms} muestra diferencias de hasta un $\pm 10\%$ dependiendo del método utilizado. El cuociente entre ambas metodologías no muestra una clara dependencia con la altura del oleaje y tampoco la mostró con otros parámetros que fueron analizados, por lo que se piensa puede ser atribuido a errores experimentales por sobre a reales condicionantes físicas de uno u otro método. En el caso de la Figura 3.13(a), las diferencias en la medición de la pendiente cuadrática media utilizando uno u otro método son de hasta un $\pm 15\%$ y tampoco mostraron una dependencia notoria con otra variable física del problema. El cuociente parece depender, una vez más, del experimento y no de las limitaciones físicas de una u otra metodología. En efecto, para un fetch y metodología dada, los experimentos se llevaron a cabo sin mayores modificaciones, en cambio, para cada fetch (y metodología) la probeta de cables capacitores requería una recalibración y la cámara de alta velocidad una nueva escala que dependía de su posición entre otras variables. No obstante esta aparente falta de rigurosidad en la repetición de las condiciones experimentales, se consideran aún bajas las diferencias encontradas



(a) Cables Capacitores

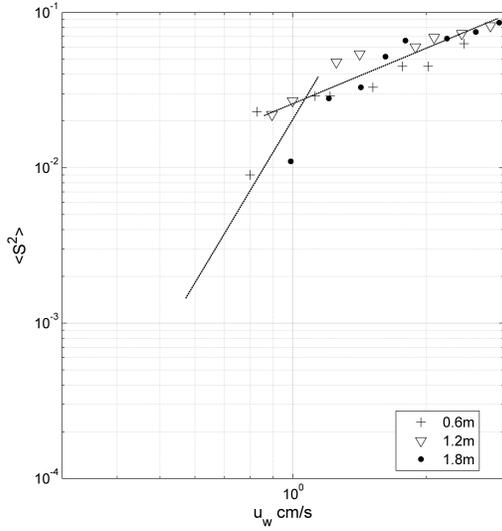


(b) Cámara de Alta Velocidad

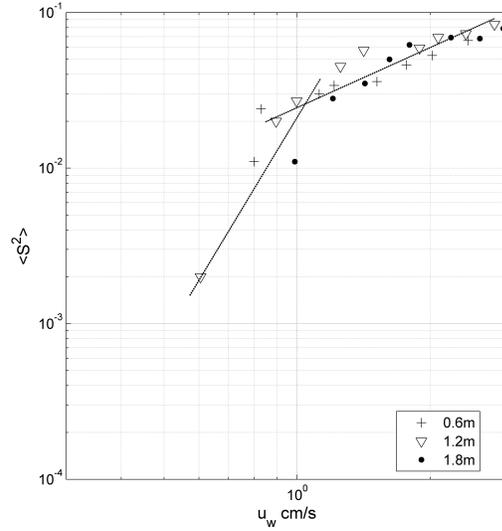
Figura 3.11: Pendiente cuadrática media $\langle S^2 \rangle$ del oleaje en función de la velocidad de corte del viento u_a^* para distintos fetch. Se muestran los resultados obtenidos mediante el uso de cables capacitores 3.10(a) y cámara de alta velocidad 3.10(b)

entre ambos métodos por lo que se cree los resultados son confiables dada la completa independencia de las metodologías empleadas.

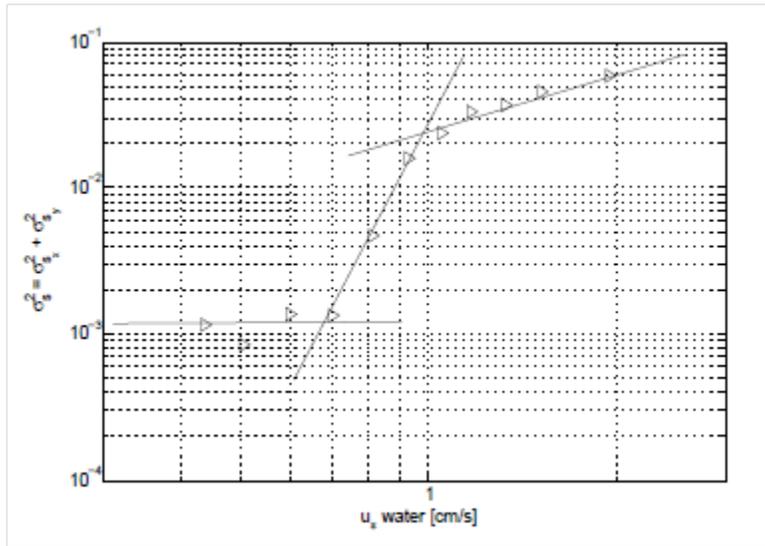
En lo que sigue, el análisis de los resultados se basará en los parámetros η_{rms} y $\langle S^2 \rangle$ obtenidos a través del método de cables capacitores. De igual forma, el análisis espectral de las series de tiempo se referirá a los resultados entregados mediante esta metodología. Si bien se ha visto que los resultados entregados por ambas metodologías son similares, el método de cables capacitores parece más indicado. En primer lugar, el oleaje medido mediante este sistema debiera ser más representativo de los parámetros aerodinámicos, toda vez que ambos fueron medidos en el eje del túnel. En segundo lugar, el oleaje que se desplaza por la pared del estanque supone estar afectado por ésta. Si bien este efecto parece no ser percibido, formalmente debiera desplazar al método de captura de imágenes a un segundo lugar. Por último, como fue mencionado en el apartado 2.3.1, el método de cables capacitores ha sido extensamente utilizado en estudios similares, por lo que posee una aceptación generalizada.



(a) Cables Capacitores

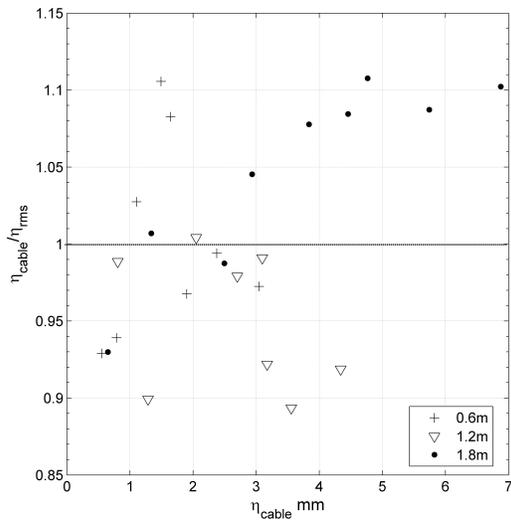


(b) Cámara de Alta Velocidad

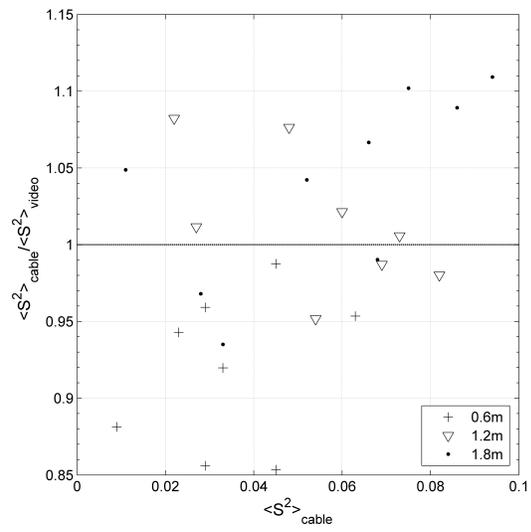


(c) Refractive Slope Gauge, Huhn (2008), fetch=2.38m

Figura 3.12: Comparación del comportamiento registrado en esta investigación para $\langle S^2 \rangle$, utilizando dos métodos distintos, y aquel registrado por Huhn(2008) utilizando refracción de luz LED. Los resultados se muestran en función de la velocidad friccional de la fase acuosa u^*_{w} como fue derivado en la ecuación 3.12.



(a) η_{rms}



(b) $\langle S^2 \rangle$

Figura 3.13: Comparación de las mediciones de η_{rms} y de $\langle S^2 \rangle$ para la metodología de cables capacitores y cámara de alta velocidad.

Tabla 3.2: Resumen de los principales valores medidos en esta investigación. Las variables de oleaje pertenecen al método de cables capacitores. En el glosario de términos se explica cada variable.

fetch=0.6m											fetch=1.2m				
u_m	u_{max}	δ^*	z_0	u_a^*	$\langle S^2 \rangle$	η_{rms}	u_s	u_{max}	δ^*	z_0	u_a^*	$\langle S^2 \rangle$	η_{rms}	u_s	
RPM	m/s	m	m	m/s	m	mm	m/s	m/s	m	m	m/s		mm	m/s	
250	3.5	4.1	0.011	-	0.14	-	-	4.1	0.009	-	0.15	-	-	-	
350	5.9	5.7	0.010	5.17E-06	0.21	-	0.12	6.0	0.011	2.45E-06	0.19	-	-	0.12	
450	6.4	7.3	0.010	5.41E-06	0.25	0.009	0.55	7.6	0.012	4.51E-06	0.28	0.022	0.81	0.17	
500	7.1	8.2	0.012	5.76E-06	0.26	0.023	0.79	8.3	0.012	5.47E-06	0.32	0.027	1.29	0.21	
550	7.7	9.0	0.012	6.97E-06	0.35	0.029	1.10	9.1	0.013	1.98E-05	0.40	0.048	2.05	0.25	
600	8.4	9.9	0.013	6.05E-06	0.38	0.029	1.49	10.0	0.014	3.13E-05	0.45	0.054	2.70	0.31	
650	9.2	11.0	0.017	2.26E-05	0.48	0.033	1.64	11.0	0.015	1.16E-04	0.60	0.060	3.10	0.34	
700	10.0	11.9	0.018	4.30E-05	0.56	0.045	1.90	12.0	0.018	1.39E-04	0.66	0.069	3.18	0.38	
750	10.7	12.7	0.016	6.64E-05	0.64	0.045	2.38	12.9	0.018	2.16E-04	0.76	0.073	3.56	0.41	
800	11.3	13.5	0.017	1.46E-04	0.77	0.063	3.04	13.6	0.017	3.38E-04	0.88	0.082	4.34	0.43	

fetch=1.8m										
u_m	u_{max}	δ^*	z_0	u_a^*	$\langle S^2 \rangle$	η_{rms}	u_s			
RPM	m/s	m	m	m/s		mm	m/s			
250	3.5	4.2	0.014	-	0.18	-	-			
350	5.0	6.1	0.016	-	0.31	0.01	0.65			
450	6.4	7.9	0.015	-	0.38	0.03	1.34			
500	7.1	8.7	0.016	9.08E-05	0.45	0.03	2.49			
550	7.7	9.7	0.022	1.27E-04	0.51	0.05	2.94			
600	8.4	10.3	0.018	1.58E-04	0.57	0.07	3.84			
650	9.2	11.3	0.022	3.72E-04	0.70	0.07	4.45			
700	10.0	12.1	0.022	5.63E-04	0.82	0.08	4.77			
750	10.7	13.0	0.022	7.02E-04	0.93	0.09	5.74			
800	11.3	13.6	0.020	7.64E-04	1.01	0.09	6.88			

3.4. Análisis Espectral

Se obtuvo el espectro de energía para las series de tiempo de elevación del oleaje obtenidas a través del método de cables capacitores. Se utilizó FFT (*Fast Fourier Transform*) con una ventana Hamming de 256 puntos de largo y un overlapping del 50%. Las series de tiempo de elevación contienen aproximadamente 30000 mediciones a una tasa de muestreo de 100 Hz.

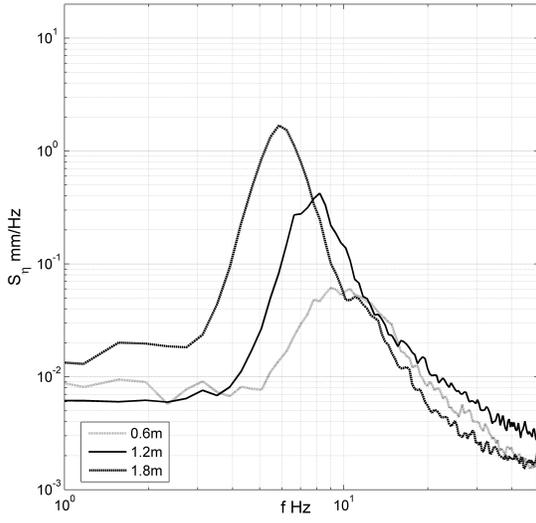
El objetivo principal de conocer el espectro de las series de elevación es obtener la frecuencia representativa del oleaje a través de la frecuencia en el peak del espectro. En la Tabla 3.3 se muestran los valores obtenidos. En la Sección 3.3.2 se discutió el uso de la ecuación de dispersión para ondas gravitacionales-capilares, en la Tabla 3.3 se muestran los valores encontrados para la velocidad y longitud de onda en el peak del espectro. Adicionalmente, se muestra el valor de η_{rms} obtenido a través de la integración del espectro de energía según la ecuación 3.13. Naturalmente, ésta coincide con el valor de η_{rms} calculado directamente a través de las series de elevación.

$$\eta_{rms} = \sqrt{\int_0^{\infty} S_{\eta}(f)df} \quad (3.13)$$

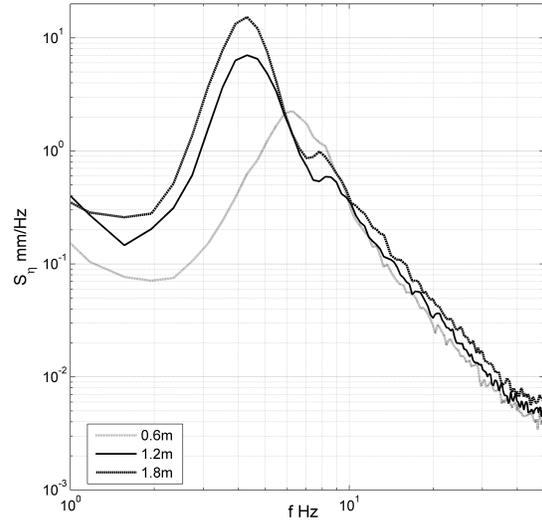
En la Tabla 3.3 se muestra también el valor de la altura significativa del oleaje H_s . Esta se define como $H_s = 4\sqrt{\int_0^{\infty} S_{\eta}(f)df}$, para el presente estudio coincide con $H_s = 4\eta_{rms}$.

En la Figura 3.14 se muestra la evolución del espectro de energía del oleaje a lo largo del estanque para dos velocidades medias en el túnel de viento. Se observa el comportamiento típico de un oleaje con crecimiento limitado por el fetch; a lo largo de éste el oleaje aumenta su energía y ocurre un corrimiento negativo de la frecuencia peak. Para velocidades mayores del viento, el oleaje requiere de un fetch mayor para desarrollarse, como se evidencia en la Figura 3.14(b), donde el comportamiento del peak en el par de fetch mayores pudiera ser interpretado erróneamente como un acercamiento al equilibrio. En efecto, puede verse que aún cuando las frecuencias peak en ambos fetch son parecidas, la energía total sigue aumentando, descartando cualquier estado de equilibrio.

En la Figura 3.15 se muestra una serie de espectros de energía obtenidos para un fetch de 1.8m. para distintas velocidades medias del viento.



(a) $u_m = 7.1$ m/s, $u_a^* = 0.26, 0.32, 0.45$ m/s



(b) $u_m = 11.3$ m/s, $u_a^* = 0.77, 0.88, 1.01$ m/s

Figura 3.14: Espectro de densidad de energía en función del fetch para dos velocidades medias del viento

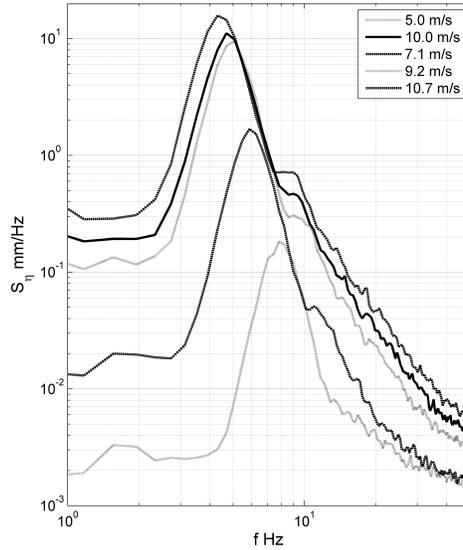


Figura 3.15: Espectro de densidad de energía para fetch=1.8m, $u_m = 5.0, 7.1, 9.2, 10.0, 10.7$ m/s

Tabla 3.3: Resumen de valores característicos del oleaje. Estos fueron derivados del análisis del espectro de energía sobre las series de tiempo de elevación obtenidas a través del método de cables capacitores

u_m m/s	0.6m				1.2m				1.8m						
	f_p Hz	H_s mm	η_{rms}	λ_p m	c_p m/s	f_p Hz	H_s mm	η_{rms}	λ_p m	c_p m/s	f_p Hz	H_s mm	η_{rms}	λ_p m	c_p m/s
3.5	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
5.0	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	7.8	2.6	0.65	0.03	0.25
6.4	-	-	-	-	-	9.0	3.2	0.81	0.03	0.24	6.6	5.4	1.34	0.04	0.27
7.1	9.8	3.1	0.79	0.02	0.24	7.8	5.2	1.29	0.03	0.25	5.9	10.0	2.49	0.05	0.30
7.7	7.4	4.4	1.10	0.04	0.26	6.6	8.2	2.05	0.04	0.27	5.9	11.7	2.94	0.05	0.30
8.4	7.4	6.0	1.49	0.04	0.26	6.3	10.8	2.70	0.05	0.28	5.5	15.3	3.84	0.06	0.31
9.2	7.0	6.6	1.64	0.04	0.27	5.9	12.4	3.10	0.05	0.30	5.1	17.8	4.45	0.06	0.33
10.0	6.6	7.6	1.90	0.04	0.27	5.5	12.7	3.18	0.06	0.31	4.7	19.1	4.77	0.07	0.35
10.7	6.6	9.5	2.38	0.04	0.27	5.1	14.2	3.56	0.06	0.33	4.3	23.0	5.74	0.09	0.38
11.3	6.3	12.2	3.04	0.05	0.28	4.3	17.4	4.34	0.09	0.38	4.3	27.5	6.88	0.09	0.38

Capítulo 4

Análisis de Resultados

4.1. Regímenes Dinámicos

La transferencia de momentum entre el viento y un cuerpo de agua depende de la rugosidad de la superficie libre. En un régimen aerodinámico liso, la interfaz aire-agua se comporta como una superficie rígida y su rugosidad queda determinada por la altura de la subcapa viscosa. En la Figura 4.1 se ha graficado el Reynolds del oleaje, definido como $Re^+ = u_a^* \eta / \nu_a$ (desde ahora $\eta_{rms} = \eta$ por simplicidad), en función del Reynolds aerodinámico, definido como $Re^0 = u_a^* z_0 / \nu_a$. Wu [Wu, 1981] propuso diferenciar el régimen aerodinámico de la superficie libre a través de este parámetro, como se explicó en la Sección 1.4. En el gráfico de la Figura 4.1 se han demarcado los límites propuestos por Wu. Se observa la dependencia de la rugosidad dinámica en la altura del oleaje. Para un régimen aerodinámicamente liso, la rugosidad de la interfaz depende débilmente de la altura del oleaje y la rugosidad está dada por la altura de la subcapa viscosa. Según Monin and Yaglom [Monin and Yaglom, 1971] esta altura está dada por $u_a^* z_0 / \nu_a \approx O(10^{-1})$, lo que coincide con los valores encontrados. Para $Re^+ > 50$ el oleaje se transforma en el elemento de rugosidad de la superficie libre. Se observa en esta etapa que Re^+ crece con el cuadrado de Re^0 , por lo que la rugosidad dinámica es proporcional a $z_0 \propto u_a^* \eta^2 / \nu_a$. No obstante este escalamiento pareciera perder sentido físico al incluir la viscosidad, se postula que es válido en la transición del oleaje hacia un estado de desarrollo completo (donde la rugosidad es aún influenciada por la viscosidad), en el cual se espera una relación lineal entre z_0 y η , tal como fue obtenido por Nezu y Nakayama [Nezu and Nakayama, 1999]. Aún cuando el presente estudio presenta pocos datos que avalen esta última tendencia, los 3 puntos de mayor Re^+ poseen una tendencia lineal con Re^0 , lo que confirmaría la relación entre la altura del oleaje y la rugosidad dinámica de la superficie libre para oleajes desarrollados.

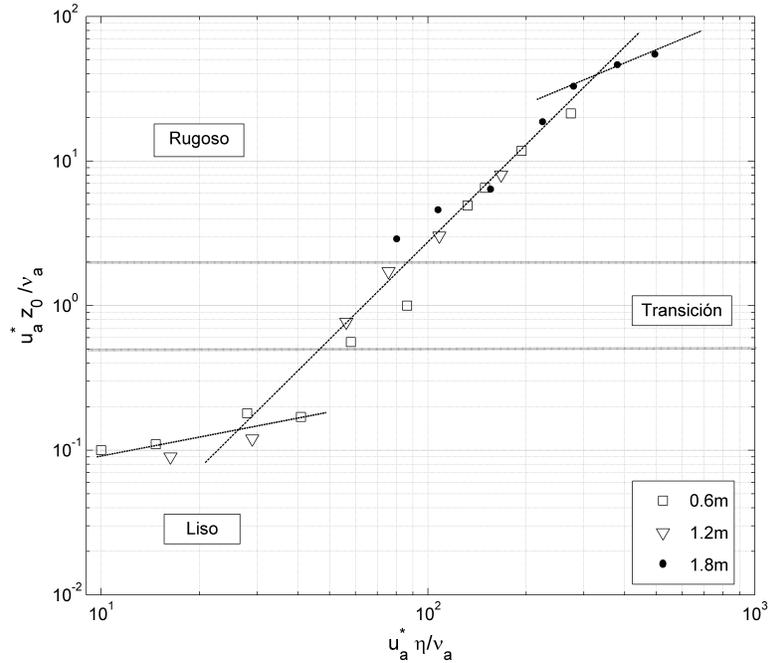


Figura 4.1: Reynolds aerodinámico $Re^0 = u_a^* z_0 / \nu_a$ como función del Reynolds del oleaje $Re^+ = u_a^* \eta / \nu_a$. Las curvas trazadas son tendencias de potencia con exponentes 1/2 (liso) 2 (transición) 1 (oleaje desarrollado), la explicación se encuentra en el texto.

En un régimen dinámicamente liso (este concepto es utilizado por Monin and Yaglom [Monin and Yaglom, 1971] como una forma de hacer general la descripción de una interfaz aire-agua, la que es denominada aerodinámicamente o hidráulicamente lisa respectivamente dependiendo de la fase descrita), la transferencia de momentum del viento al cuerpo de agua se hace a través de la subcapa viscosa del aire por lo que se esperaría fuese menos eficiente que la transferencia de momentum en un régimen dinámicamente rugoso. En la Figura 4.2 se muestra el cociente u_s/u_a^* entre la velocidad superficial del agua y la velocidad de corte del viento en función de u_a^* . Junto a los resultados de esta investigación se muestran también los de Nezu y Nakayama [Nezu and Nakayama, 1999] (no publicaron el fetch al cual realizaron las mediciones), Caulliez et. al. [Caulliez et al., 2007] y el modelo propuesto por Wu [Wu, 1973b]. Los resultados encontrados en esta investigación aparentemente no dan cuenta de un cambio en el régimen de la interfaz toda vez que se encuentran bien modelados por el valor constante $u_s/u_a^* = 0,55$. La investigación de Nezu y Nakayama, realizada a velocidades de corte inferiores, da cuenta de una disminución de la velocidad superficial asociada al cambio en el régimen dinámico de uno liso a otro en transición. El trabajo de Caulliez et. al. se centró en estudiar el comportamiento de la superficie libre en un régimen dinámico liso, para ello experimentó en pequeños fetches que variaron entre 0.1 a 1.1 m. En su trabajo, Caulliez et. al. no presentó los resultados como aquí se ilustran sino adimensionalizados con el fetch pues encontró que el cociente u_s/u_a^* varía de forma importante en la longitudinal como

es de esperar al tenerse una capa límite en pleno desarrollo. Un estudio a velocidades menores del viento permitiría entender mejor cómo el cambio de régimen afecta la transferencia de momentum en esta instalación, el trabajo de Caulliez et. al. deja abierta la discusión con respecto a las conclusiones de Nezu y Nakayama, el fetch parece un parámetro importante en el régimen dinámico liso. En el régimen rugoso los resultados experimentales revisados muestran similitud y siguen el modelo propuesto por Wu, en particular no se aprecia el efecto del fetch en el cociente u_s/u_a^* .

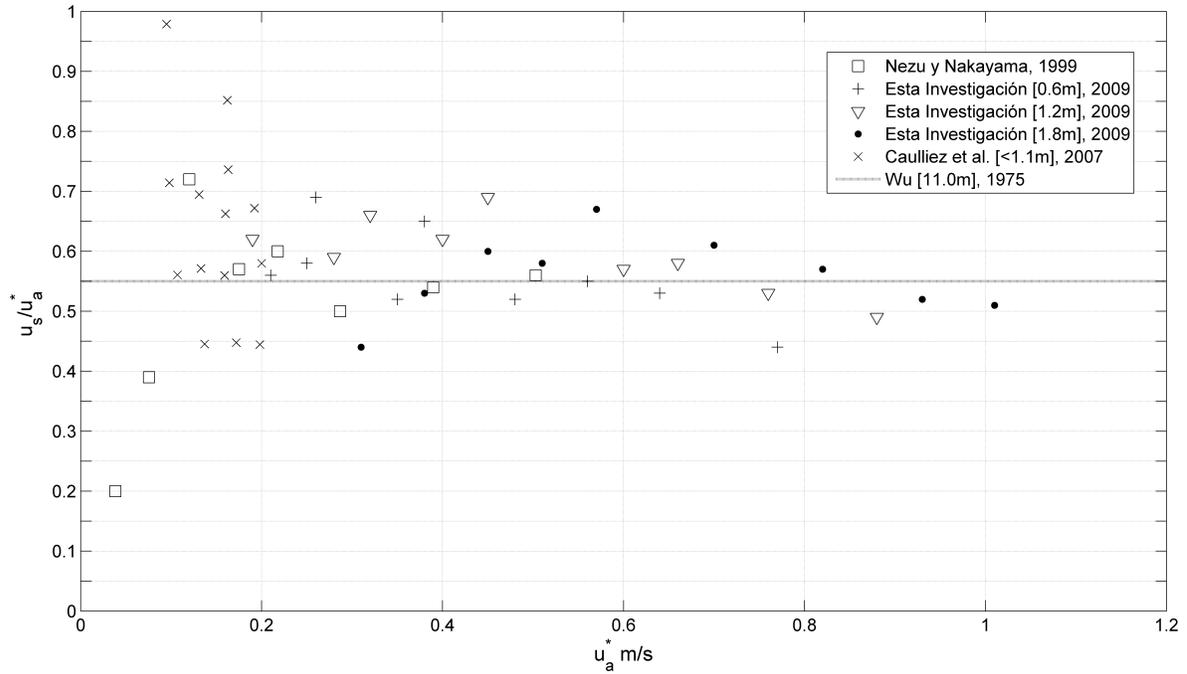


Figura 4.2: Cociente u_s/u_a^* entre la velocidad superficial del agua y la velocidad de corte del viento en función de u_a^* . Los resultados encontrados en esta investigación se presentan junto a otros anteriormente publicados

4.2. El problema de la Escala

El estudio del oleaje gravitacional limitado por fetch ha sido ampliamente estudiado en experimentos de campo y laboratorio. Sverdrup y Munk [Sverdrup and Munk, 1947] y Kitaigorodskii [Kitaigorodskii, 1970] propusieron un conjunto de variables que debían ser importantes en la descripción del desarrollo del oleaje: la varianza de la elevación del oleaje η^2 , la velocidad del viento a cierta altura referencial u_r , el fetch x , la aceleración de gravedad g y la frecuencia en el peak del espectro de elevaciones f_p . El análisis dimensional sobre 5 variables físicas descritas en 2 dimensiones fundamentales entrega 3 cantidades adimensionales:

$$\epsilon = \frac{\eta^2 g^2}{u_r^2} \quad (4.1)$$

$$\nu = \frac{f_p u_r}{g} \quad (4.2)$$

$$\chi = \frac{gx}{u_r^2} \quad (4.3)$$

Siendo ellos, respectivamente, la energía adimensional ϵ , la frecuencia adimensional ν y el fetch adimensional χ . El estudio de estos adimensionales permite la obtención de las relaciones funcionales $\epsilon = \psi_1(\chi)$ y $\nu = \psi_2(\chi)$

Sin lugar a dudas, el ámbito más controversial en torno al cual existe actualmente una activa discusión es la elección de la velocidad de referencia u_r . Presumiblemente por razones prácticas la velocidad a 10 m de la superficie, u_{10} , ha sido mayormente empleada y en ella se basan la mayor parte de los estudios, principalmente en el campo de la oceanografía. Janssen et al. [Janssen et al., 1987] entre otros han demostrado sin embargo que la utilización de u_a^* , además de poseer mayor sentido físico, reduce considerablemente la dispersión de los resultados de laboratorio. En las Figuras 4.3 y 4.4 se han graficado las relaciones funcionales ψ_1 y ψ_2 , debido a la falta de fuentes alternativas se ha utilizado u_{10} como velocidad de referencia. Esta velocidad se ha obtenido del perfil logarítmico de velocidades¹ (ver ecuación 3.1).

En primer lugar se ha querido destacar la enorme extensión de los adimensionales necesaria para describir el desarrollo del oleaje a un fetch de 1m., 50m., en un lago: Donelan et al. [Donelan et al., 1985] y en el mar abierto: CERC [U.S. Army Coastal Engineering Research Center, 1977], Dobson et al. [Dobson et al., 1989]. En las figuras 4.3 y 4.4, las flechas dobles indican el intervalo donde se encontraron los resultados a través de los cuales se propuso cada una de las relaciones funcionales. Cuatro décadas separan los valores para el fetch adimensional χ obtenidos en el mar abierto en relación a los encontrados en esta investigación, 1 década separa estos últimos resultados de los encontrados por Donelan en laboratorio a un fetch de 50m.

Dejando a un lado la escasez de datos proporcionada por esta investigación y la evidente desproporción en las escalas que eventualmente podría pretenderse modelar, es interesante notar el parecido en el exponente de las relaciones funcionales encontradas para oleaje en mar abierto con aquellos observados en este trabajo. La curva que ajusta los resultados de la presente investigación se encuentra desplazada de todos modos, la elección de u_{10} como velocidad representativa se cree puede tener relación con este fenómeno. La relación encontrada en este trabajo entre u_{10} y u_a^* es

¹Para el rango de z_0 obtenidos experimentalmente en régimen no-liso ($O(10^{-5} - 10^{-4}$ m.)), es posible ver que $u_{10}/u_{0,1} \approx \ln(10/z_0)/\ln(0,1/z_0) = 1.5 - 1.7$. El signo \approx es debido a que se ha despreciado la velocidad superficial u_s , la que en el cálculo de u_{10} sí fue considerada. De esta forma la velocidad u_{10} es hasta 1.7 veces la velocidad real máxima medida en el laboratorio (toda vez que aproximadamente a 10cm se obtuvo la máxima velocidad sobre el estanque.)

cuasi-lineal, por lo que su elección no afectaría el exponente de las relaciones funcionales y se cree mejoraría los resultados encontrados al representar de mejor forma los fenómenos que ocurren en el laboratorio.

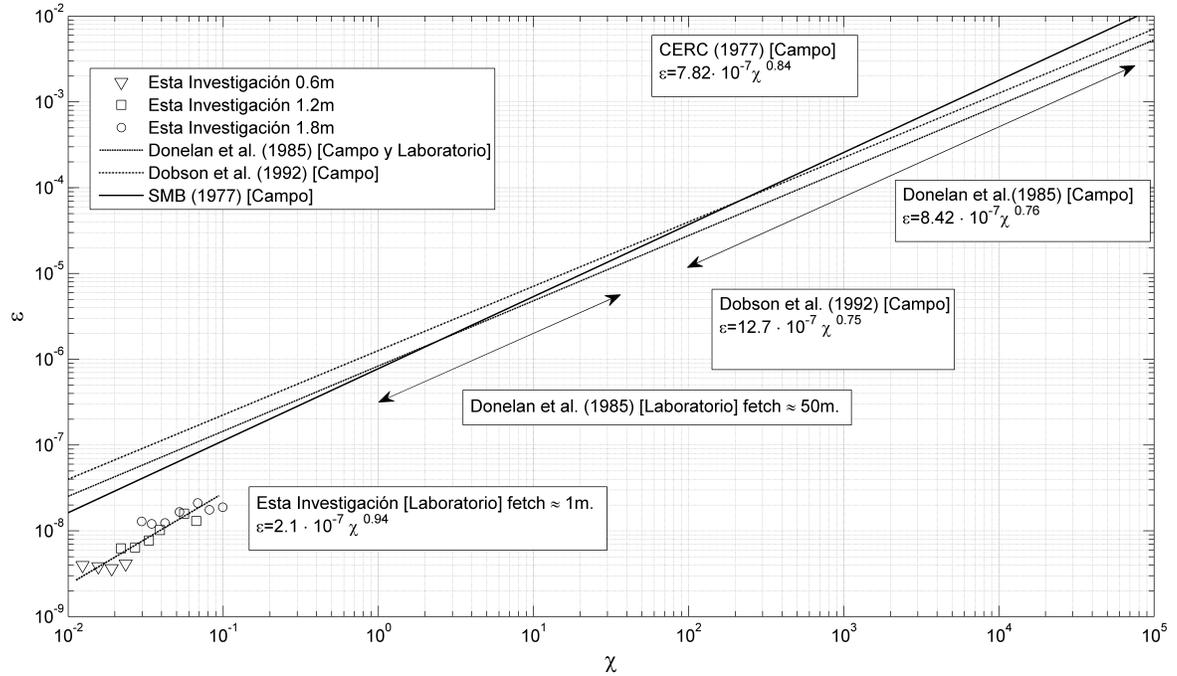


Figura 4.3: Energía adimensional del oleaje en función del fetch adimensional, los resultados de esta investigación corresponden a aquellos encontrados fuera del régimen liso.

En la Figura 4.5 se ha graficado el fetch adimensional χ en función del parámetro u_{10}/C_p , denominado inverso de la edad del oleaje, donde C_p es la velocidad de propagación del oleaje en el peak del espectro. Una gran cantidad de trabajos han relacionado este parámetro con la rugosidad dinámica del océano y en estudios de laboratorio a largos fetches. Este cociente tiene relación con el desarrollo del oleaje, bajos valores de u_{10}/C_p se asocian a oleajes maduros (como se vio en las Figura 3.14(a) y 3.14(b) la frecuencia máxima del oleaje disminuye con el fetch, en aguas profundas esto significa que el oleaje aumenta su velocidad), altos valores de u_{10}/C_p representan entonces oleajes jóvenes, de alta frecuencia. Esta figura resulta especialmente ilustrativa del problema de escalas asociado a la modelación en laboratorio del oleaje en mar abierto. La edad del oleaje observado en esta investigación es varias décadas más joven que el oleaje presente en mar abierto, así mismo, esta edad tiene directa relación con la escala del fetch adimensional. Se han graficado los modelos propuestos por Donelan [Donelan et al., 1985] y los intervalos donde se encuentran los adimensionales observados por él en su investigación en mar abierto y laboratorio.

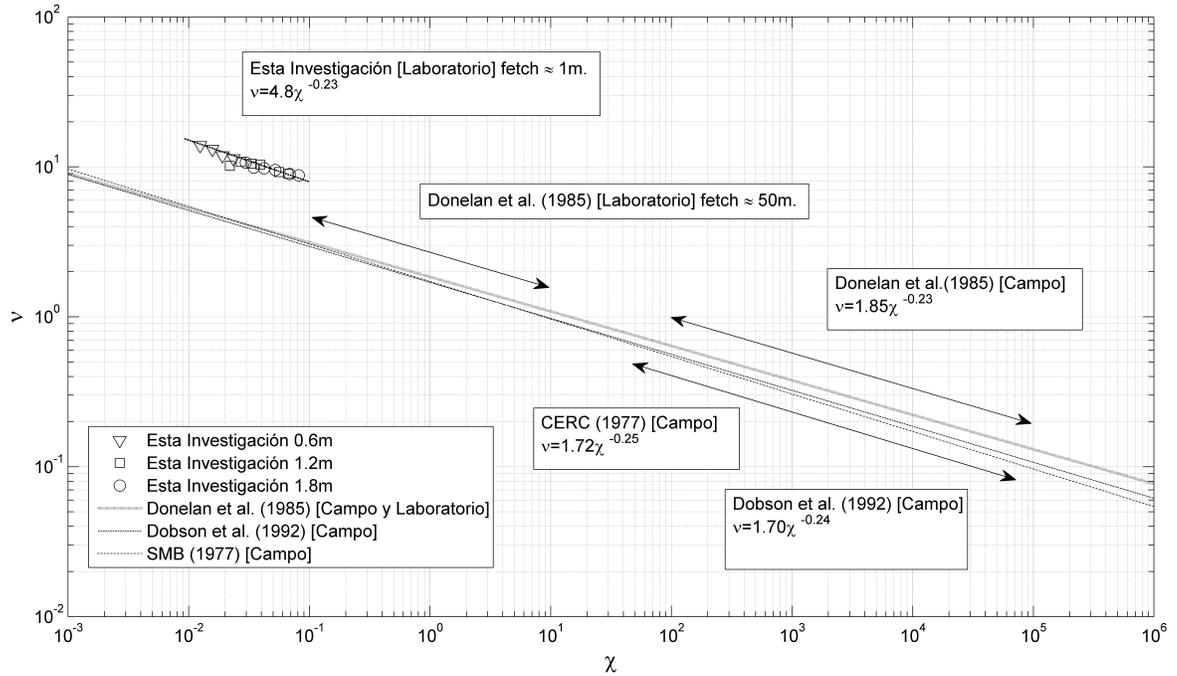


Figura 4.4: Frecuencia adimensional del oleaje en función del fetch adimensional, los resultados de esta investigación corresponden a aquellos encontrados fuera del régimen liso.

4.3. Transferencia de Oxígeno

En la Figura 4.6(a) se muestra el comportamiento observado para la tasa de transferencia de oxígeno (k) en función de la velocidad media en el túnel. Como fue discutido en la Sección 2.5, una serie de experiencias realizadas por Rayo [S. Rayo, 2010] sugieren un salto en la transferencia de oxígeno para $u_m \approx 7 - 8$ m/s. En la Figura 4.6(a) se han trazado tendencias lineales para los datos antes y después de la singularidad, ambas ajustan a $R^2 = 0,99$. La tasa de transferencia aumenta en un 50 % para vientos medios mayores a $u_m \approx 7 - 8$ m/s con respecto al valor esperado por la tendencia mostrada a vientos menores. En la Figura 4.6(b) se muestra la transferencia de oxígeno en función de la velocidad friccional del viento observada a distintos fetch. Con el fin de caracterizar la condición dinámica del estanque completo se ha propuesto una promediación de los parámetros que dependen del fetch. Dada la distribución de los puntos de medición a lo largo del estanque (ver Figura 2.3) se considerará al primer fetch como representativo de los primeros 90cm del estanque, al segundo fetch como representativo de los siguientes 60cm y al último fetch se le adjudicarán los últimos 50cm (30cm viento arriba y 20cm hasta el fin del estanque), de esta forma $\bar{\psi} = 0,45\psi_{0,6m} + 0,30\psi_{1,2m} + 0,25\psi_{1,8m}$, en donde $\bar{\psi}$ puede ser el promedio de la velocidad de corte del viento sobre el estanque (u_a^*), la pendiente cuadrática media representativa del oleaje ($\langle S^2 \rangle$)

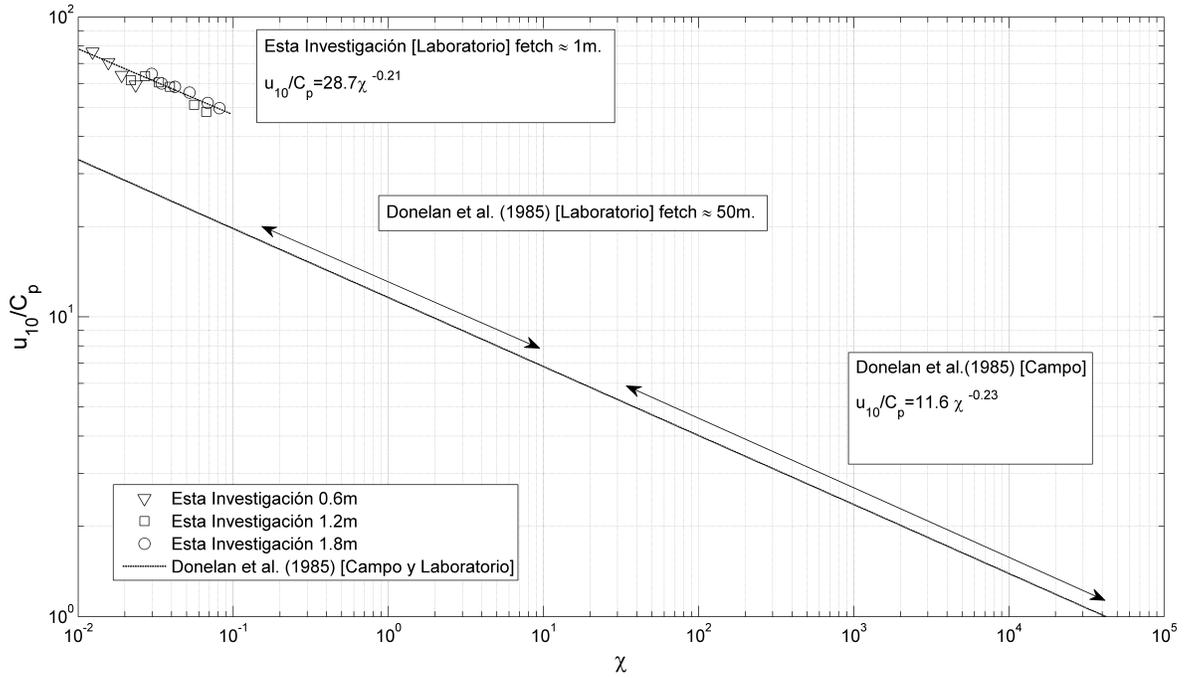


Figura 4.5: Edad inversa del oleaje en función del fetch adimensional, los resultados de esta investigación corresponden a aquellos encontrados fuera del régimen liso.

o cualquier otra variable dependiente del fetch. La tasa de transferencia de oxígeno se ha graficado en la Figura 4.6(b) en función de la velocidad friccional promedio del viento sobre la superficie libre. Se observa que u_a^* no permite escalar la singularidad encontrada para la transferencia. De esto puede inferirse, que el fenómeno que provoca el aumento en la transferencia no guarda relación única con la turbulencia generada de forma directa por el esfuerzo de corte en las cercanías de la superficie libre, como lo proponen modelos conceptuales desarrollados para un régimen exento de oleaje (ver Sección 1.4.2), sino que debe guardar relación con las características de éste, como fue deducido hace varios años por Jähne et al. [Jähne et al., 1984].

En la Figura 3.11 se presentó el comportamiento encontrado para la pendiente cuadrática media del oleaje en función de la velocidad friccional del viento utilizando cables capacitores y cámara de alta velocidad. Ambas metodologías muestran un aumento en la pendiente del oleaje para u_a^* aproximadamente 0.4 m/s en las mediciones realizadas a fetch 1.2m y 1.8m. Este aumento en la pendiente del oleaje parece tener directa relación con la singularidad encontrada en la tasa de transferencia.

En la Figura 4.7 se ha graficado la transferencia de oxígeno en función de la pendiente cuadrática media del oleaje. Los resultados muestran un escalamiento notable del comportamiento de la transferencia para el par de fetch mayores y para $\langle S^2 \rangle$ representativo del oleaje, obtenido de la

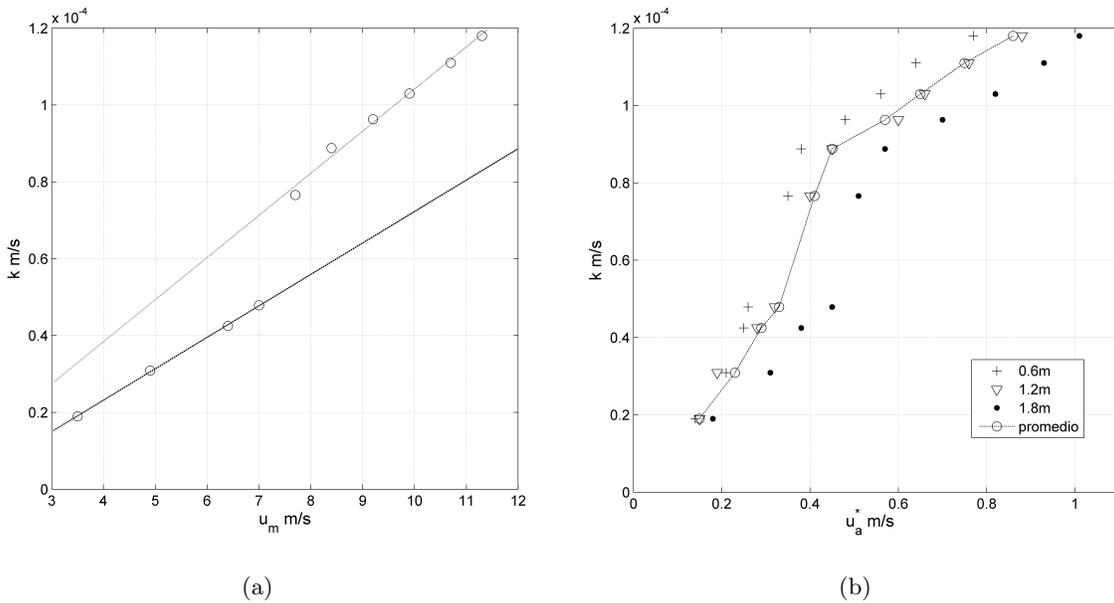


Figura 4.6: Tasa de transferencia de oxígeno normalizada a 20°C en función de 4.6(a) la velocidad media en el túnel u_m 4.6(b) la velocidad friccional representativa del viento sobre el estanque

ponderación a lo largo del fetch tal como se hizo con la velocidad friccional del viento. La transferencia mostró una relación lineal con $\langle S^2 \rangle$, el ajuste se muestra en la figura. Una gran cantidad de trabajos han obtenido igualmente un buen ajuste lineal entre ambos parámetros: Frew et al. [Frew et al., 2004] (datos de campo en el océano), Jähne et al. [Jähne et al., 1984] (en canales longitudinales y canales circulares), Bock et al. [Bock et al., 1999] (utilizando surfactantes), entre otros: Hosoi et al. [Hosoi et al., 1977]. Es interesante notar que el fetch menor presenta una dispersión relativa bastante mayor a la del oleaje con mayor desarrollo. Por otro lado, parece evidente que el aumento singular de la pendiente del oleaje registrada para $u_a^* \approx 0,4$ es el causante del aumento en la transferencia de oxígeno. La constatación de que la pendiente del oleaje registrada en el fetch menor no posee este comportamiento permite dos inferencias sencillas. La primera es que el fenómeno de aumento en la pendiente del oleaje es dependiente del fetch y no queda puramente determinado por el esfuerzo friccional del viento, al menos en un oleaje en pleno desarrollo. La segunda es que el aumento en la transferencia de oxígeno es dominado por el oleaje de mayor desarrollo dentro de la instalación experimental.

Se realizó un análisis cualitativo del oleaje a través de las imágenes capturadas por la cámara de alta velocidad, de fotografías de mayor resolución y de la observación in-situ. El oleaje fue entonces clasificado dentro de cuatro grupos, utilizando una nomenclatura similar a la propuesta por Peirson et al. [Peirson et al., 2007]:

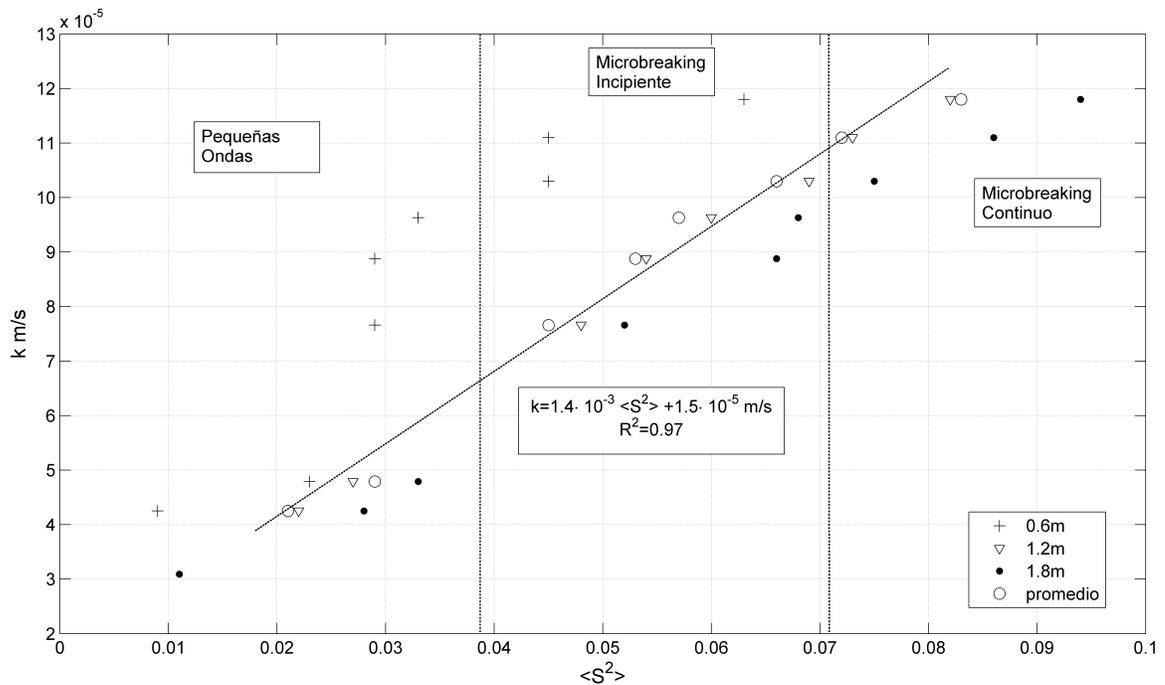


Figura 4.7: Transferencia de oxígeno normalizado a 20°C en función de la pendiente cuadrática media representativa del cuerpo de agua en el estanque. Se presenta también la pendiente cuadrática media registrada en cada fetch. Líneas divisorias muestran algunos de los estados o grupos cualitativos observados (explicación en el texto)

- *Superficie Lisa:* La interfaz no presenta oleaje y sólo son perceptibles movimientos de alta frecuencia debido a fluctuaciones de presión provocadas por el viento.
- *Superficie Rizada:* Oleaje formado por ondas de escala capilar se propagan a través del estanque.
- *Pequeño Oleaje:* Pequeño oleaje gravitacional-capilar, puede ser medido mediante las metodologías empleadas en este estudio. Su forma resultaría caracterizada apropiadamente por una geometría sinusoidal.
- *Microbreaking Incipiente:* Oleaje con pendiente mayor en su frente, es posible identificar de forma intermitente en esta zona la presencia de ondas capilares parasitarias. Se identificó en este estudio un salto en la pendiente cuadrática media del oleaje ante la aparición de ondas de este grupo. (La imagen 3.9(superior) es un ejemplo de este grupo oleaje).
- *Microbreaking Continuo:* Casi la totalidad del oleaje presenta ondas capilares parasitarias producidas por la alta pendiente de sus frentes. (La imagen 3.9(inferior) es un ejemplo de este grupo de oleaje).

La pendiente cuadrática media del oleaje resultó un buen parámetro del análisis cualitativo realizado, como se observa en la Figura 4.7, donde fueron dibujadas líneas verticales divisorias que clasifican el oleaje según los grupos descritos anteriormente. Sólo fue posible hacer mediciones de $\langle S^2 \rangle$ a partir del grupo *Pequeño Oleaje*. El salto en la transferencia de oxígeno se presenta en la transición del grupo *Pequeño Oleaje* al de *Microbreaking Incipiente*, en donde como ya se dijo se observó adicionalmente un salto en la pendiente cuadrática media del oleaje.

Inspirado en el mismo artículo de Peirson [Peirson et al., 2007], la Figura 4.8 permite comparar el análisis cualitativo con parámetros medidos. El grupo *Superficie Rizada* puede ser introducido toda vez que no se incluyen mediciones del oleaje. La transferencia publicada por las distintas fuentes fue normalizada para CO_2 en agua dulce a $20^\circ C$ ($Sc = 600$) utilizando un exponente $n = 1/2$ (ver Sección 1.4.2). Si bien se sabe de los trabajos de Jahne et al. [Jähne et al., 1984], [Jähne and Haußecker, 1998] que el exponente del número de Schmidt varía con $\langle S^2 \rangle$ del oleaje, se estima que el error cometido en la tasa de transferencia normalizada es menor al 10%. Los resultados de la presente investigación se comparan con una gran cantidad de estudios realizados en: estanque circular, Jähne et al. [Jähne et al., 1984], canal largo, Jähne et al. [Jähne et al., 1985], estanque similar al aquí empleado, Peirson et al. [Peirson et al., 2007], canal largo utilizando surfactantes para la reducción de ondas pequeñas, Bock et al. [Bock et al., 1999], y en el mar por Frew et al. [Frew et al., 2004]² entre otros. La línea entrecortada es la relación propuesta por Deacon [Deacon et al., 1977] para interfaz sin oleaje.

Es importante recalcar que las divisiones cualitativas realizadas en la Figura 4.8 sólo se refieren a los datos aportados por esta investigación. Esto toda vez que los resultados pueden estar influenciados fuertemente por el fetch. El análisis cualitativo sí puede ser comparado con los resultados de Peirson [Peirson et al., 2007], quien obtuvo sus resultados para un fetch de 2.4m. Peirson encontró una tasa de transferencia de $9 \cdot 10^{-5}$ m/s en el inicio de la zona de *Microbreaking Continuo*, tasa similar a la encontrada en este trabajo. La diferencia más notable con respecto a los resultados de Peirson es que él encontró un salto en la tasa de transferencia (y en la pendiente del oleaje) en la transición hacia la zona de *Microbreaking Continuo*, mientras que en el presente este comportamiento se identificó como característico del paso a la zona de *Microbreaking Incipiente* con una transferencia de $7,7 \cdot 10^{-5}$ m/s. No obstante esto último, parece claro que la aparición (o el desarrollo) del fenómeno de microbreaking se encuentra estrechamente relacionado con un alza singular en la pendiente del oleaje y en la transferencia de oxígeno. De la Figura 4.8 se observa que en esta investigación la transición hacia un estado de *Microbreaking Continuo* se encuentra más ligado a un aumento significativo en la transferencia de momentum, dado por el alza significativa en la velocidad friccional del viento, que a un alza en la transferencia de masa. Es necesario recordar

²Los resultados de esta investigación fueron puestos a disposición por sus autores en <ftp://ftp.agu.org/apend/jc/2003JC002131/>. La pendiente cuadrática media empleada es aquella comprendida entre $k=40$ rad/m-800 rad/m del espectro de pendientes registrado, los autores utilizaron $n = 1/2$ para normalizar sus resultados de Calor $Pr = 7$ a $Sc = 660$ (CO_2 a $20^\circ C$ en agua de mar)

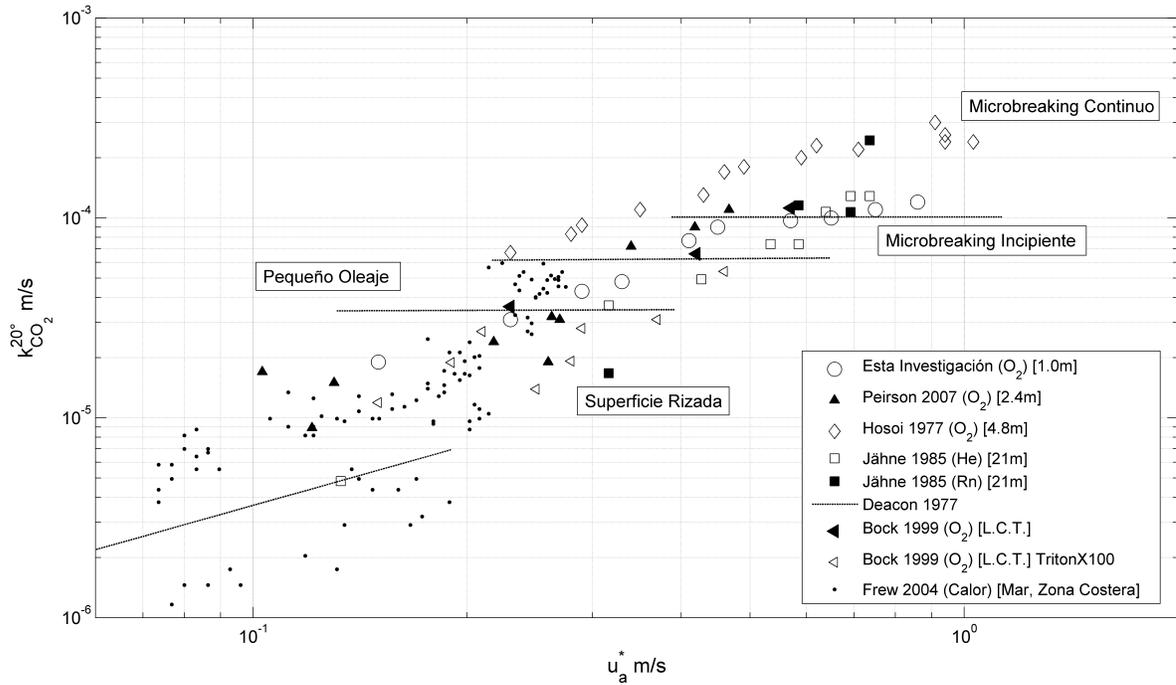


Figura 4.8: Transferencia de gas y calor normalizado a CO_2 a $20^\circ C$ en agua dulce ($Sc = 600$) de diversos estudios en función de la velocidad friccional del viento (u_a^*). Se presentan líneas divisorias de los regímenes cualitativos observados en este trabajo. La relación propuesta por Deacon [Deacon et al., 1977] para interfaz sin oleaje se muestra en el margen inferior izquierdo.

que el estado de microbreaking continuo observado cualitativamente se refiere a la última porción del estanque como se puede ver de la Figura 4.7. Luego existe una especie de promedio cualitativo, el cual fue forzado por los valores de la pendiente cuadrática media en la misma figura. Esto puede explicar las diferencias encontradas en ambos estudios acerca del alza en la transferencia de oxígeno al entrar en este régimen.

No fue posible contrastar los resultados encontrados en esta investigación con la fórmula propuesta por Deacon para superficie sin oleaje [Deacon et al., 1977] debido a que no se obtuvo experimentalmente una condición tal a lo largo de todo el fetch (el fetch mayor registró un régimen dinámico rugoso). Como se observa en la Figura 4.8 la condición experimental a menor viento posee una transferencia muy por sobre lo esperado por Deacon.

En su tesis Doctoral, Turney [Turney et al., 2009] recopiló parametrizaciones para la transferencia de gas en función de la velocidad friccional del viento publicadas en estudios de laboratorio y obtenidas a través de regresiones sobre k para velocidades moderadas del viento. En la Tabla 4.1 se ha reproducido dicha recopilación, agregando la regresión efectuada sobre los datos de esta inves-

tigación. Las fórmulas listadas han supuesto que el coeficiente de Schmidt para vientos moderados puede ser generalizado al valor $n = 0.5$, las regresiones no fueron obtenidas mediante la medición de la transferencia de dos o más trazadores para verificar esta consideración.

Es posible observar cierta dispersión en las regresiones obtenidas, especialmente aquellas publicadas por Wanninkhof y Bliven [Wanninkhof and Bliven, 1991], Komori [Komori et al., 1993] y Turney [Turney et al., 2005]. Esto puede deberse a la presencia de surfactantes e impurezas; no todos estipularon explícitamente la limpieza de la superficie libre antes de cada experiencia (incluida esta investigación), al efecto de condiciones de borde debido a diferencias en las instalaciones experimentales y al efecto de asumir $n = 0.5$. No obstante esto, parece existir cierto consenso en el valor aproximado de la relación para k y u_a^* a velocidades moderadas del viento. El conjunto de estudios que entregaron resultados similares fueron promediados para obtener la relación $kSc^{0.5} \approx 4,1 \cdot 10^{-3} u_a^*$. El resultado de esta investigación es similar al de la mayor parte de los estudios mostrados en la Tabla 4.1. Es necesario indicar que esta correlación se ve modificada sustancialmente para otras condiciones de viento. Chu y Jirka [Chu and Jirka, 2003] encontraron $kSc^{0.5}/u_a^* \approx 1,2$ para viento suave y la relación se vuelve función de u_a^{*2} para viento fuerte. La caracterización de la transferencia de gases volátiles a través de u_a^* no parece entregar una relación unificada de su comportamiento.

Tabla 4.1: Resumen de correlaciones para la transferencia de oxígeno k en función de la velocidad friccional del viento u_a^* en un conjunto de estudios de laboratorio a velocidades moderadas del viento.

Publicación	Correlación para el Transporte de Gas
Tsacoyannis, 1976	$kSc^{0.5} = 4,2 \cdot 10^{-3} u_a^*$
Mackay and Yeun, 1983	$kSc^{0.5} = 3,4 \cdot 10^{-3} u_a^*$
McCready and Hanratty, 1985	$kSc^{0.5} \approx 4,0 \cdot 10^{-3} u_a^*$
Jahne et al, 1987	$kSc^{0.5} = 4,5 \cdot 10^{-3} u_a^*$
Wanninkhof and Bliven, 1991	$kSc^{0.5} = 0,6 \cdot 10^{-3} u_a^*$
Komori et al, 1993	$kSc^{0.5} = 11,0 \cdot 10^{-3} u_a^*$ $k = \text{cte para } u_a^* > 0,25 \text{m/s}$
Ocampo-Torres et al, 1994	$kSc^{0.5} = 4,4 \cdot 10^{-3} u_a^*$
Nakayama, 2000	$kSc^{0.5} = 5,0 \cdot 10^{-3} u_a^*$ $kSc^{0.5} \approx 16,0 \cdot 10^{-3} u_a^{*2}$
Chu and Jirka, 2003	$kSc^{0.5} = 4,4 \cdot 10^{-3} u_a^*$ $kSc^{0.5} \approx 10,0 \cdot 10^{-3} u_a^{*2}$
Turney et al, 2005	$kSc^{0.5} = 8,0 \cdot 10^{-3} u_a^*$
Esta Investigación	$kSc^{0.5} = 3,6 \cdot 10^{-3} u_a^*$

La Figura 4.9 reúne resultados para la pendiente cuadrática media del oleaje y la transferencia de gases de un diverso conjunto de trabajos experimentales. A los ya presentados en la Figura 4.8 se agrega un par de experiencias realizadas por Jähne [Jähne et al., 1984] en un estanque circular (S.C.T.: *small circular tank*, L.C.T.: *large circular tank*), en donde experimentó cambiando la profundidad del cuerpo de agua ($h=5\text{cm}$, 8cm). Los estanques circulares poseen la ventaja de eliminar

la dependencia del oleaje en el fetch aún cuando también producen fenómenos no representativos del oleaje real como peralte de la superficie libre, flujos cruzados y espectros de características distintas a los encontrados naturalmente: [Jähne et al., 1984], [Jähne, 1987]). Bock [Bock et al., 1999] añadió un surfactante (Triton X100) en distintas concentraciones al cuerpo de agua para eliminar la aparición de ondas de pequeña escala buscando saber si eran éstas las mayores responsables del aumento en la transferencia de masa. Aquí se presentan sus experiencias junto a la de control sin surfactante. En su estudio Bock encuentra que la presencia de surfactantes (los que pueden ser encontrados en cuerpos de agua naturales) disminuye notablemente la transferencia de oxígeno si se parametriza con la velocidad friccional del viento. Sin embargo, al utilizar la pendiente cuadrática media total (i.e. de todo el espectro) no se encuentran diferencias. Los surfactantes efectivamente disminuyeron los altos gradientes del oleaje, particularmente los de ondas pequeñas ($k > 200 \text{ radm}^{-1}$), lo que trajo consigo una disminución de la transferencia de oxígeno.

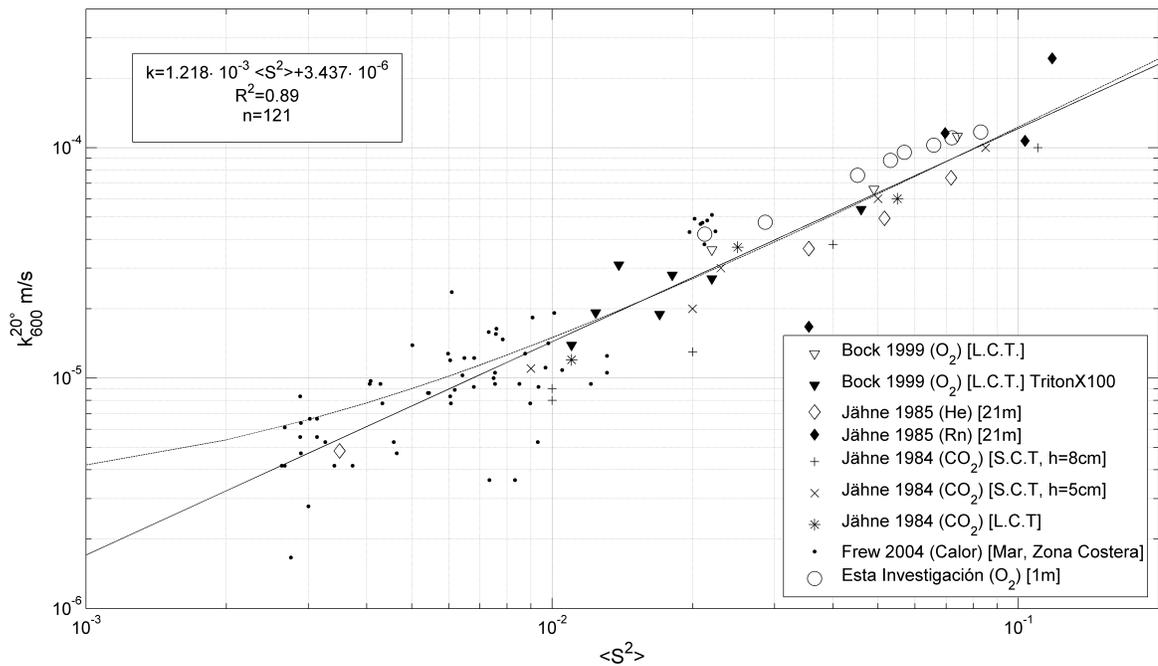


Figura 4.9: Transferencia de gas y calor normalizado a CO_2 a $20^\circ C$ en agua dulce ($Sc = 600$) de diversos estudios en función de la pendiente cuadrática media del oleaje ($\langle S^2 \rangle$). La tendencia trazada es lineal.

Como se explicó anteriormente, los resultados fueron normalizados a un número de Schmidt ($Sc = 600$). Es destacable el buen ajuste que consiguen los resultados ($R^2 = 0,89$) pese a la diversidad de su procedencia, metodología y gas (calor) utilizado como trazador. Esto confirma la calidad de la pendiente cuadrática media como indicador de la transferencia de gases de baja solubilidad. En la figura se muestra el ajuste lineal realizado sobre los datos (curva en un grafo log-log). Las pendientes

que fueron registradas en esta investigación se ubican en la zona más alta en relación al registro aquí mostrado ($\langle S^2 \rangle > 2 \cdot 10^{-2}$), lo que se debe a la utilización de cables capacitores diferenciales como metodología de medición. Todos los estudios que fueron capaces de medir pendientes menores utilizaron refractometría por laser, método del cuál ya se hizo mención.

Capítulo 5

Conclusiones

El presente estudio ha realizado observaciones de las características del oleaje forzado únicamente por viento en un estanque de pequeñas dimensiones. Se ha descrito además el comportamiento de la capa límite del flujo de viento sobre la interfaz, pudiendo registrar parametros aerodinámicos de interés. Se utilizaron mediciones de la tasa de transferencia de oxígeno obtenidas en un trabajo anterior en la misma instalación experimental [S. Rayo, 2010]. Éstas fueron relacionadas con las características del oleaje y del viento.

La longitud del estanque utilizado es sustancialmente menor al de instalaciones empleadas en investigaciones similares. Esto hace que el presente trabajo estudie un oleaje en desarrollo incipiente, caracterizado por una alta pendiente y escasa longitud. No obstante esto, su desarrollo a fetch limitado da pistas de resultar bien modelado a través de expresiones utilizadas para oleaje maduro. En cuanto a la transferencia de oxígeno, el escaso desarrollo del oleaje parece no constituir un problema toda vez que los resultados acá obtenidos mostraron concordancia con un gran conjunto de investigaciones anteriores. Excepto mediante la utilización de mediciones directas de perfiles de concentración de oxígeno en la subcapa difusiva Wolff (1994) [Wolff and Hanratty, 1994], la metodología empleada en estanques lineales se basa en la obtención de un promedio de las características del oleaje a lo largo del fetch, el que luego es asociado a una transferencia del gas trazador, tal como se hizo en el presente estudio. La utilización de un fetch corto puede ser ventajosa debido a que la promediación de las características del oleaje resulta más representativa del estado general de la superficie libre. Otras investigaciones [Peirson et al., 2007] han utilizado generadores de oleaje acoplados a la forzante del viento para generar trenes de oleaje cercanamente independientes del fetch, el fenómeno generado puede ser sin embargo distinto.

El oleaje que se desplaza en contacto con el borde del estanque, registrado a través de la cámara de alta velocidad, mostró concordancia en cuanto a elevación y pendiente con aquel medido en el

centro del estanque a través del sistema de cables capacitores. Las paredes del estanque acrílico, que fueron pulidas antes de comenzar las mediciones, mostraron por lo tanto poca influencia sobre el oleaje generado a velocidades moderadas del viento. El análisis cualitativo de las imágenes puede decirse entonces es representativo del oleaje en la transversal y en particular es apropiada su comparación con los análisis cuantitativos provenientes del centro del estanque. Esta observación muestra como una línea investigativa interesante el analizar el oleaje con una cámara de mejor resolución, lo que podría permitir la utilización de trazadores y PIV (*Particle Image Velocimetry*) para la resolución de la cinemática interna del oleaje. Esto merece sin embargo más análisis por cuanto el trazador a utilizar podría sí verse influenciado por la pared.

Se utilizó la caracterización propuesta por Wu [Wu, 1981] para estudiar el régimen dinámico de la superficie libre. En el régimen liso se observó una baja dependencia de la rugosidad dinámica con la altura del oleaje, de forma análoga al comportamiento de una subcapa viscosa sobre una superficie rígida sin rugosidad. Según la caracterización cualitativa empleada en el estudio, se observó rizos en este régimen por lo que el comportamiento aerodinámico liso parece coexistir con esta forma de oleaje incipiente ($\eta_{rms} \approx 1$ mm).

Experiencias con vientos menores son necesarias para conocer el comportamiento aerodinámico de la superficie libre bajo condición de oleaje nulo. Varias investigaciones coinciden en que la transición desde oleaje nulo a pequeños rizos se encuentra aproximadamente a una velocidad friccional del viento $u_a^* \approx 0,1$ m/s Jähne et al. [Jähne, 1987], Wanninkhof y Bliven [Wanninkhof and Bliven, 1991]. Este trabajo no profundizó en el estudio de esta transición y la menor velocidad friccional observada fue de 0,14 m/s, aún cuando con esa forzante las características del oleaje no son factibles de ser medidas mediante las metodologías aquí empleadas. Fórmulas como la de Deacon [Deacon et al., 1977] presentada en la ecuación 1.12 y un gran número de otras expresiones para la transferencia de gases volátiles a través de superficies libres exentas de oleaje no pudieron ser evaluadas aquí debido a esta misma razón.

Se compararon las mediciones de $\langle S^2 \rangle$ obtenidas en este trabajo con las publicadas por Huhn [Huhn, 2008] utilizando refracción con láser. El cambio de tendencia de la pendiente del oleaje, desde una zona donde no es posible percibir oleaje hasta el inicio del oleaje incipiente puede ser observado en el trabajo de Huhn. Esta transición coincide con la forzante $u_a^* \approx 0,1$ m/s.

Las metodologías empleadas para la medición del oleaje caracterizaron entonces uno de los alcances de este trabajo, cual es el estudio de la transferencia de oxígeno en oleaje generado por velocidades moderadas, las que ya fueron definidas como aquellas que abarcan desde la generación del oleaje hasta antes de su quiebre. Si bien se tienen registros de variables aerodinámicas (u_a^* , z_0 , δ^* , etc..) en todo este intervalo, de la Figura 3.12(c) es posible observar que $\langle S^2 \rangle$ pudo ser estimado después del inicio incipiente del oleaje, tras lo que fue denominado como rizos, desde lo que se describió como pequeño oleaje ($\langle S^2 \rangle \approx 0,01$). Este umbral inferior de la pendiente del

oleaje, desde el cual pueden tomarse registros a través de cables capacitores diferenciales, coincide con el de otras investigaciones.

Para velocidades moderadas del viento, la correlación encontrada en esta investigación para la transferencia de gases volátiles en función de la velocidad friccional del viento mostró concordancia con aquellas publicadas en un gran número de investigaciones de laboratorio. Sin embargo, la velocidad friccional del viento produce gran dispersión de resultados en general y estos son mayores aún al comparar investigaciones de campo y laboratorio, como concluye Kyoung [Kyoung et al., 2007] en un artículo recopilador de 50 años de correlaciones para la transferencia en función de parámetros del viento (u_{10} y u_a^* principalmente), entre otras muchas publicaciones. Debe de todos modos ser dicho que u_a^* mejora sustancialmente la dispersión de los resultados de laboratorio y campo en relación a u_{10} . En la presente investigación se encontró $kSc^{0,5} = 3,6 \cdot 10^{-3} u_a^*$. Promediando 7 correlaciones de resultados similares publicadas desde 1976 en trabajos de laboratorio, incluido el presente, se encontró $kSc^{0,5} \approx 4,1 \cdot 10^{-3} u_a^*$.

La pendiente cuadrática media del oleaje mostró una muy buena correlación con la transferencia de oxígeno para los registros de esta investigación ($R^2 = 0,97$) y mostró también concordancia con estudios anteriores en el tema. En la Figura 4.9 la parametrización con $\langle S^2 \rangle$ mostró poca dispersión de resultados ($R^2 = 0,89$) para la transferencia al ser reunidos un gran número de mediciones tanto de laboratorio como de campo. La relación obtenida en esta recopilación fue $k_{600} = 1,2 \cdot 10^{-3} \langle S^2 \rangle$, si asumimos que el exponente del número de Schmidt queda bien modelado por $n = 0,5$ podríamos escribir en general para gases volátiles $kSc^{0,5} = 3,0 \cdot 10^{-2} \langle S^2 \rangle$, aunque esta generalización es naturalmente discutible.

Con respecto al fenómeno de *microbreaking*, se observó oleaje con estas características a partir de una velocidad friccional del viento $u_a^* \approx 0,45$ m/s, el régimen catalogado como de *microbreaking* continuo se encontró para $u_a^* \approx 0,60$ m/s. La transferencia de oxígeno mostró un salto del 50% con respecto a la tendencia mostrada antes de la aparición de *microbreaking* incipiente. Publicaciones como la de Peirson [Peirson et al., 2007] observaron un salto en la transferencia asociada a la transición hacia *microbreaking* continuo, es posible que existan diferencias en la evaluación cualitativa del oleaje por cuanto la velocidad friccional en la cual esta investigación registra dicho salto se asemeja a la aquí encontrada. Sin embargo, diferencias en el fetch (Peirson midió en un sólo lugar a 2.4 m.) y la limpieza de la superficie libre (el trabajo de Peirson fue más celoso en ese sentido), pueden también explicar las diferencias. A partir de condiciones de *microbreaking* continuo se observó un aumento superlativo de la velocidad friccional del viento, lo que ha sido también observado por el mismo Peirson (2007) y anteriormente por Banner [Banner, 1990]. Para la transición hacia *microbreaking* continuo la transferencia de oxígeno observada a 20°C fue de $9 \cdot 10^{-5}$ m/s, muy similar a la encontrada por Peirson.

Se detectó de igual manera un salto en la pendiente cuadrática media del oleaje en la transición

hacia condiciones de *microbreaking* incipiente, para ese régimen se detectó $\langle S^2 \rangle \approx 0,04$ y $\langle S^2 \rangle \approx 0,07$ en la transición hacia *microbreaking* continuo. La similaridad en el comportamiento singular de k y $\langle S^2 \rangle$ explica el buen ajuste conseguido en el presente estudio. El aumento abrupto en la pendiente del oleaje en la transición hacia condiciones de *microbreaking* ha sido observada con anterioridad [Peirson et al., 2007].

En síntesis, el presente trabajo experimental consiguió resultados comparables con otras publicaciones en el efecto de las ondas superficiales generadas por velocidades moderadas del viento sobre el aumento de la transferencia de oxígeno de un cuerpo de agua. Además, consiguió una descripción cualitativa de la ocurrencia de oleaje con características de *microbreaking* consignando su importancia en la transferencia para velocidades en este intervalo.

Bibliografía

- M.L. Banner. The influence of wave breaking on the surface pressure distribution in wind-wave interactions. *J. Fluid Mech.*, 211(1):463–495, 1990.
- M.L. Banner and D.H. Peregrine. Wave breaking in deep-water. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 25(1):373–397, 1999.
- E. Bock, T. Hara, N. Frew, and Wade R. McGillis. Relationship between air-sea gas transfer and short wind waves. *J. Geophys. Res.*, 104(C11):25821–25831, 1999.
- P. Brezonik. *Chemical kinetics and process dynamics in aquatic ecosystems*. Lewis Publishers, 1994.
- G. Caulliez, R. Dupont, and V. Shrira. Turbulence generation in the wind-driven subsurface water flow. *Transport at the Air-Sea Interface*, pages 103–117, 2007.
- G. Caulliez, V. Makin, and V. Kudryavtsev. Drag of the water surface at very short fetches: observations and modeling. *J. of Physical Oceanography*, 38(1):2038–2055, 2008.
- C.R. Chu and G.H. Jirka. Wind and stream flow induced reaeration. *Journal of Environmental Engineering-ASCE*, 129(12):1129–1136, 2003.
- N. Gruber C.L. Sabine, R.A. Feely, R.M. Key, K. Lee, J.L. Bullister, R. Wanninkhof, C.S. Wong, D.W.R. Wallace, B. Tilbrook, F.J. Millero, T.H. Peng, A. Kozyr, T. Ono, and A.F. Rios. The oceanic sink of anthropogenic CO_2 . *Science*, 305(1):367–371, 2004.
- R.E. Davis and A. Acrivos. The influence of surfactants on the creeping motion of bubbles. *Chem. Eng. Sci.*, 21(1):681–685, 1966.
- E.L. Deacon et al. Relationship between air-sea gas transfer and short wind waves. *Tellus*, 29(1):363–374, 1977.
- F. Dobson, W. Perrie, and B. Toulany. On the deep-water fetch laws for wind-generated surface gravity waves. *Atmosphere-Ocean*, 1(27):210–236, 1989.
- M.A. Donelan, J. Hamilton, and W.H. Hui. Directional spectra of wind-generated waves. *Philosophical Transactions of the Royal Society*, A(315):509–562, 1985.

- N. Frew, E. Bock, E. Schimpf, T. Hara, H. Haußecker, J. Edson, W. McGillis, R. Nelson, S. McKenna, M. Uzb, and B. Jähne. Air-sea gas transfer: Its dependence on wind stress, small scale roughness, and surface films. *J. Geophys. Res.*, 109(C08S17):1–23, 2004.
- W.A. Hermann. Quantifying global exergy resources. *Energy*, 31(12):1685–1702, 2006.
- M. Hosoi et al. Study on re-areation by waves. *Coastal Engineering in Japan*, 20(1):121–127, 1977.
- F. Huhn. A simple instrument for the measurement of the slope and height distributions of small scale wind-driven water waves. PhD. Thesis, University of Heidelberg, 2008.
- P.A.E.M. Janssen, G.J. Komen, and W.J.P. de Voogt. Friction velocity scaling in wind wave generation. *Boundary-Layer Meteorol.*, 38(1):29–35, 1987.
- B. Jähne. *Trockene deposition von gausen, in Exchange of air pollutants at the Air/Earth interface.* Batelle Report BleV-R-64.284-2, 1982.
- B. Jähne. On the parameters influencing air-water gas exchange. *J. Geophys. Res.*, 92(1):1937–1950, 1987.
- B. Jähne and H. Haußecker. Air-water gas exchange. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 30(1):444–468, 1998.
- B. Jähne, K.O. Münnich, and U. Siegenthaler. Measurements of gas exchange and momentum transfer in a circular wind-water tunnel. *Tellus*, 31(1):321–329, 1979.
- B. Jähne, W. Huber, A. Dutzi, T. Wais, and J. Ilmberger. *Wind/wave-tunnel experiment of the schmidt number - and wave field dependence of air/water gas exchange.* Gas Transfer at Water Surfaces, p. 303-309, 1984.
- B. Jähne, T. Wais, L. Memery, G. Caulliez, L. Kerlivat, K. O. Münnich, and M. Coantic. He and rn gas exchange experiments in the large wind-wave facility of imst. *J. Geophys. Res.*, 90(C6): 11989–11997, 1985.
- S.A. Kitaigorodskii. The physics of air-sea interaction. *P. Greenberg*, Israel Program for Scientific Translations(English edition, 1973):237pp, 1970.
- S. Komori, R. Nagaosa, and Y. Murakami. Turbulence structure and mass transfer across a sheared airwater interface in wind-driven turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 249(1):161–183, 1993.
- S.R. Kyoung, P.G. Hunt, and M.E. Poach. Wind-driven surficial oxygen transfer. *Critical reviews in environmental science and technology*, 37(6):539–563, 2007.
- G.V. Matushevskii. Studying the relation between true and average slopes of an undulated sea surface. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz. Atmos. Okeana*, 5(4):404–415, 1969.

- L.F. McGoldrick. A sensitive linear capacitance-to-voltage converter, with applications to surface wave measurements. *Reviews of Scientific Instruments*, 42(1):359–361, 1971.
- T. Meissner, D. Smith, and F. Wentz. A 10 year intercomparison between collocated special sensor microwave imager oceanic surface wind speed retrievals and global analyses. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 106(C6):11731–11742, 2001.
- A.S. Monin and A.M. Yaglom. *Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence*. MIT Press, 1971.
- F.M. Morel and J.G. Hering. *Principles and applications of aquatic chemistry*. J. Wiley, New York, 1993.
- I. Nezu and T. Nakayama. Fundamental study at air-water interface with wind shear. XXVIII IAHR Congress, 1999.
- W.L. Peirson and M.L. Banner. Aqueous surface layer flows induced by microscale breaking wind waves. *J. Fluid Mech.*, 479(1):1–38, 2003.
- W.L. Peirson, J.W. Walker, Ch. Welch, and M.L. Banner. Defining the enhancement of air-water interfacial oxygen exchange rate due to wind-forced microscale waves. *Transport at the Air Sea Interface*, 1(1):117–129, 2007.
- D. Rosso, L.E. Larson, E. Lory, and M.K. Stenstrom. Aeration of large-scale municipal wastewater treatment plants: State of the art. *Water Science and Technology*, 57(7):973–978, 2008.
- S. Rayo. Estudio experimental del efecto del viento en la tasa de reaeración en un estanque agitado. Tesis para postular al grado de Magíster en Ciencias de la Ingeniería, Universidad de Chile, 2010.
- G. V. Sturm and F. Y. Sorrel. Optical wave measurement technique and experimental comparison with conventional wave height probes. *Applied Optics*, 12(8):1928–1933, 1973.
- H.V. Sverdrup and W.H. Munk. Wind, sea and swell: Theory of relation for forecasting. *Hydrographic Office, U.S. Navy*, (601), 1947.
- D. Turney, W. Smith, and S. Banerjee. Improved understanding of air-water transfer of volatile chemicals. PhD Thesis, UCLA Santa Barbara, 2009.
- D. Turney et al. A measure of near-surface fluid motions that predicts airwater gas transfer in a wide range of conditions. *Geophysical Research Letters*, 32(4):1–4, 2005.
- U.S. Army Coastal Engineering Research Center. Shore protection manual. 3 Volumes, 1977.
- R.H. Wanninkhof and L.F. Bliven. Relationship between gas-exchange, wind-speed, and radar backscatter in a large wind-wave tank. *Journal of Geophysical Research-Oceans*, 96(C2):2785–2796, 1991.

- L.M. Wolff and T.J. Hanratty. Instantaneous concentration profiles of oxygen accompanying absorptin in a stratified flow. *Experiments in Fluids*, 16(6):385–392, 1994.
- J. Wu. Prediction of near-surface drift currents from wind velocity. *J. Hyd. Div., ASCE*, 99(HY9):1291–1302, 1973a.
- J. Wu. Wind-induced drift currents. *J. Fluid Mech.*, 68(1):49–70, 1973b.
- J. Wu. On critical roughness reynolds numbers of the atmospheric surface layer. *J. Geophys. Res.*, 86(C7):6661–6665, 1981.
- A.S. Zapevalov and G.N. Khristoforov. Transfer function of the differential wave gauge. *J. Phys. Oceanogr.*, 3(2):95–104, 1992.
- A.S. Zapevalov, A.N. Bolshakov, and V.E. Smolov. Studying the sea surface slopes using an array of wave gauge sensors. *Oceanology*, 49(1):31–38, 2009.
- C.J. Zappa, W.E. Asher, A.T. Jessup, J. Klinke, and S.R. Long. Effect of microscale wave breaking on air-water gas transfer. *Geophysical Monograph, American Geophysical Union*, 127(1):23–29, 2002.