

SOCIEDAD CHILENA DE INGENIERÍA HIDRÁULICA
XXII CONGRESO CHILENO DE INGENIERÍA HIDRÁULICA

**INTERCAMBIOS DE CALOR ENTRE AGUA Y SEDIMENTOS EN LAGUNAS
EXTREMADAMENTE SOMERAS DEL ALTIPLANO**

ALBERTO DE LA FUENTE¹
CAROLINA MERUANE²
SALVADOR LÓPEZ³

RESUMEN

Lagunas extremadamente someras de algunos centímetros de profundidad se encuentra en la región altiplánica de la cordillera de los Andes. Investigaciones anteriores han mostrados que la temperatura del agua puede variar en 20 a 30oC en el día, y que los sedimentos actúan como reservorios de calor que retienen calor durante el día, y lo liberan en la noche. El objetivo de este estudio es estudiar el intercambio periódico de calor a través de la interfaz agua-sedimentos (IAS). Para lo anterior, primero se plantea un modelo espectral simplificado para calcular la temperatura del agua. Este modelo descompone el intercambio de calor con la atmosfera en una serie de Fourier, y utiliza la solución analítica del segundo problema de Stokes para representar la temperatura en los sedimentos, y por lo tanto el flujo de calor a través de la IAS. La formación espectral permite definir dos números adimensionales que describen la dinámica: el primero número adimensional es la razón entre la inercia térmica de la columna de agua con el flujo de calor intercambiado con los sedimentos, mientras que el segundo es la razón entre la tasa de transporte de calor en el agua, respecto de los sedimentos. El primer número adimensional controla la amplitud de la oscilación térmica y el desfase entre las series de tiempo de temperatura del agua y del intercambio de calor con la atmósfera; mientras que el segundo cuantifica la importancia de la turbulencia en el intercambio de calor. Los experimentos se realizaron en un estanque que contiene una columna de agua de 4cm de espesor, sobre una capa de 5 cm de sedimento orgánico. El sistema se fuerza con luces que se encienden y apagan con una frecuencia dada, y se miden series de tiempo de la temperatura del agua y la temperatura en la IAS. Finalmente, las modelaciones resuelven acopladamente la ecuación de conservación de calor en la columna de agua, con la de difusión de calor en los sedimentos. A partir de esta combinación numérica/experimental, se permite cuantificar el rol del intercambio de calor entre el agua y los sedimentos, y se presentan relaciones adimensionales para estimar la amplitud de la oscilación térmica.

¹Profesor Asistente, Depto. de Ingeniería Civil, Universidad de Chile – aldelafu@ing.uchile.cl

²Directora, Modelación Ambiental SpA – cmeruane@modelacion.cl

³Estudiante de Magíster, Depto. de Ingeniería Civil, Universidad de Chile – slopez@ing.uchile.cl

1. INTRODUCCIÓN

Lagunas extremadamente someras de algunos centímetros de profundidad se encuentran en la región altiplánica ubicada en la cordillera de los Andes, cerca del trópico de Capricornio. Investigaciones anteriores de de la Fuente (2014) y de la Fuente y Niño (2010) mostraron que la temperatura del agua puede variar en 20 a 30°C en el día, y que los sedimentos actúan como reservorios de calor que retienen calor durante el día, y lo liberan en la noche.

Desde el punto de vista medio ambiental, las lagunas altiplánicas suelen ser la única fuente de agua superficial en el desierto de Atacama, lo que permite la formación de ecosistemas únicos en el mundo (Zuñiga et al 1991; Williams et al. 1995). Una componente importante de estos ecosistemas son los tapetes microbianos de los sedimentos de las lagunas altiplánicas, en los cuales es posible encontrar una alta riqueza de especies de fito y zoobentos, que a la vez son la base alimenticia para aves (Hulbert y Keith 1979). La temperatura es uno de los factores ambientales de mayor relevancia para el crecimiento de estos microorganismos, de manera tal que contar con un modelo conceptual que permita su cálculo es el primer paso para desarrollar modelos ecosistémicos de estos sistemas. En este contexto, de la Fuente (2014) mostró que el albedo de estas lagunas es aproximadamente igual a 0.17, y que el 63% de la radiación solar de onda corta incidente se absorbe en la columna de agua, mientras que el 37% restante calienta directamente la capa superficial de los sedimentos (1-2 mm de espesor). Esta particularidad produce que la capa superficial de los sedimentos donde habitan los microorganismos bentónicos alcance tenga temperaturas mayores que la temperatura del agua.

Desde el punto de vista del recurso hídrico, el cálculo de la temperatura del agua requiere conocer los flujos de calor intercambiados con la atmósfera, entre los cuales se encuentra el calor latente que es proporcional a la tasa de evaporación (Garratt 1992; Bogan et al 2003). En este contexto, las lagunas altiplánicas se forman en cuencas endorreicas del altiplano, donde las precipitaciones en la alta cordillera, infiltran al agua subterránea y posteriormente afloran en el perímetro de los salares (de la Fuente y Niño 2010). Este afloramiento da origen a las lagunas altiplánicas donde el recurso se evapora, y por lo tanto se cierra el ciclo hídrico (de la Fuente y Niño 2010). Dada la particularmente estrecha dependencia del ciclo hídrico de la dinámica atmosférica, es que el cálculo de la temperatura del agua permite responder preguntas relacionadas con disponibilidad del recurso hídrico y dinámica de estos ecosistemas acuáticos en escenarios de cambio climático que modificarán tanto las tasas de precipitación, como el resto de parámetros que controlan la evaporación como el régimen de vientos como la temperatura y humedad del aire.

El objetivo de este estudio es estudiar el intercambio periódico de calor a través de la interfaz agua-sedimentos (IAS) con el fin de poder tener un modelo conceptual y numérico para el cálculo de la temperatura de agua en lagunas extremadamente someras en la escala intradiaria. Este artículo se organiza de la siguiente forma. En la metodología se presenta un modelo espectral que permite identificar los números adimensionales que caracterizan el problema. En la metodología se presentan también el detalle de los experimentos realizados en el Laboratorio Francisco Javier Domínguez de del Departamento de Ingeniería Civil de la Universidad; y del modelo numérico que permite interpretar los resultados

experimentales. Posteriormente se presentan los principales resultados y discusiones de este artículo.

2. METODOLOGÍA

Ecuaciones

Para el cálculo de la temperatura de agua (T_w) en una columna de alto h , se requiere resolver la ecuación de transporte de calor que incluye intercambios de calor con la atmósfera y los sedimentos. Sin considerar transporte horizontal de calor por advección o difusión, la ecuación de conservación de calor integrada verticalmente en la columna de agua se escribe como

$$(\rho c_p)_w h \frac{\partial T_w}{\partial t} = H + H_g \quad (1)$$

donde $(\rho c_p)_w$ es la capacidad calorífica del agua ($(\rho c_p)_w \approx 4.4 \times 10^6 \text{ J(m}^3\text{K)}^{-1}$), H (Wm^{-2}) es el flujo de calor intercambiado con la atmósfera, tal que $H > 0$ representa el caso en que el calor fluye desde la atmósfera hacia el agua (Garratt 1992; Bogan et al 2003). Finalmente, H_g representa el flujo de calor través de la IAS, tal que $H_g > 0$ representa el caso cuando este flujo de calor va desde los sedimentos hacia la columna de agua.

La IAS tiene dos lados (agua y sedimentos), cada uno caracterizado por diferentes procesos que condicionan el flujo de calor. Viendo el problema en el lado de los sedimentos (que conceptualmente ubicaremos en $z = 0^-$), H_g se calcula como

$$H_g = -\kappa_s (\rho c_p)_s \left. \frac{\partial T_s}{\partial z} \right|_{z=0^-} \quad (2)$$

donde κ_s es el coeficiente de difusión térmica que toma valores entre 0.01 and 0.11 m^2d^{-1} (Fang and Stefan, 1998), $(\rho c_p)_s$ es la capacidad calorífica de los sedimentos que toma valores entre 1.4 and $3.8 \times 10^6 \text{ J(m}^3\text{K)}^{-1}$ (Fang and Stefan, 1998). T_s representa la temperatura de los sedimentos (mezcla de agua y granos), la que se obtiene de resolver la ecuación de difusión de calor en los sedimentos

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \kappa_s \frac{\partial^2 T_s}{\partial z^2} + \frac{1}{(\rho c_p)_s} \frac{dH_s(z)}{dz} \quad (3)$$

donde $H_s(z)$ es el flujo radiativo de onda corta que cruza por la profundidad z de los sedimentos. Es así que el último término de (3) representa el flujo radiativo que es absorbido en los sedimentos, que actúa como un término fuente en la ecuación de difusión de calor (de la Fuente 2014).

Por el contrario, en el lado del agua de la IAS ($z = 0^+$) se tiene que el flujo de calor, se calcula como

$$H_g(t) = -k_t (\rho c_p)_w (T_w - T_{IAS}) \quad (4)$$

donde T_{IAS} es la temperatura en la IAS, y k_t la velocidad de transferencia de calor que depende del esfuerzo de corte sobre el fondo y/o flujos convectivos de calor en caso que $T_{IAS} \geq T_w$ (Necati 1977).

De esta forma, para obtener T_w , T_s y T_{IAS} se requiere resolver la Eq. (1) acoplada con (3), considerando continuidad de flujo y temperatura en la IAS. Esto quiere decir, que el flujo H_g calculado con (2) es igual al calculado con Eq. 4, y que $T_{IAS} = T_s(z = 0)$. La condición de borde adiabática se considera $z = -\infty$.

Números adimensionales

Una solución analítica del sistema de ecuaciones (Eqs. 1 and 3) se obtiene de considerar que la absorción de calor en los sedimentos es cero. Luego, si consideramos que el flujo intercambiado con la atmósfera es periódico tal que:

$$H = \Delta H \cos \omega_k t = \frac{\Delta H}{2} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) \quad (5)$$

donde $i = \sqrt{-1}$, ω es la frecuencia, y ΔH es la amplitud de oscilación. De igual forma, si consideramos que la temperatura del agua es también periódica, tal que

$$T_w(t) = T_{w+} e^{i\omega_n t} + T_{w-} e^{-i\omega_n t} \quad (6)$$

donde T_+ y T_{w-} son escalares complejos que representan la amplitud de oscilación de la temperatura del agua, las que si reconocemos que $T_w(t)$ es un número real, deben cumplir que $T_+ = T_-^*$, donde $*$ denota el complejo conjugado.

Si no consideramos el intercambio de calor con los sedimentos, es fácil ver que al reemplazar (5) y (6) en (1), se obtiene que

$$T_w = \frac{\Delta H}{\Omega} \sin \omega_k t = -i \frac{\Delta H}{2\Omega} (e^{i\omega t} - e^{-i\omega t}) \quad (7)$$

donde $\Omega = \omega h(\rho c_p)_w$. Es así que se obtiene la escala natural de la amplitud de oscilación de la temperatura del agua (\widetilde{T}_w), que está dada por

$$\widetilde{T}_w = \frac{\Delta H}{\Omega} \quad (8)$$

Luego, si consideramos que la temperatura de la interfaz agua sedimentos es también descrita por una función periódica, tal que

$$T_{IAS}(t) = T_{IAS+} e^{i\omega_n t} + T_{IAS-} e^{-i\omega_n t} \quad (9)$$

vemos que el problema de difusión de calor en los sedimentos está descrito por el segundo problema de Stokes (Bachelor 1967), que caracteriza la difusión en un dominio semi-infinito producto de una condición de borde de Dirichlet periódica. En términos de variable compleja, esta solución se escribe como

$$T_s(z, t) = T_{IAS+} e^{i\omega t} e^{(1+i)az} + T_{IAS-} e^{-i\omega t} e^{(1-i)az} \quad (10)$$

con $\alpha = \sqrt{\omega/2\kappa_s}$ representa el inverso de la escala de longitud característica de este problema de difusión. Nuevamente, al ser $T_{IAS}(t)$ una variable real, la amplitudes complejas de oscilación de la temperatura de la IAS deben satisfacer que $T_{IAS+} = T_{IAS-}^*$. Con este resultado, el flujo de calor de Eq. 2 se evalúa directamente como:

$$H_g = -\kappa_s(\rho c_p)_s \alpha (T_{IAS+} e^{i\omega t} (1+i) + T_{IAS-} e^{-i\omega t} (1-i)) \quad (11)$$

Por el contrario, en el lago del agua de la IAS, se tiene que Eq. 3 puede ser escrita como:

$$H_g = -k_t(\rho c_p)_w \left((T_{w+} - T_{IAS+}) e^{i\omega t} + (T_{w-} - T_{IAS-}) e^{-i\omega t} \right) \quad (12)$$

Es así que se pueden identificar dos casos. El primero es cuando el transporte turbulento en la columna de agua es muy eficiente ($k_t \gg 1$) tal que $T_{IAS+} = T_{w+}$ y $T_{IAS-} = T_{w-}$. En este caso, el flujo de calor intercambiado en la IAS está dado por (11), y la solución para (1) se puede escribir como:

$$i\Omega T_{w+} = \frac{\Delta H}{2} - \kappa_s(\rho c_p)_s \alpha T_{w+} e^{i\omega t} (1+i) \quad (13)$$

o bien

$$\frac{T_{w+}}{\overline{T_w}} = \frac{1}{2(i + (1+i)\Pi_1)} \quad (14)$$

donde $\Pi_1 = D/\Omega$ con $D = (\rho c_s)_s k_s \alpha$ es el primer número adimensional que da cuenta de la influencia de los sedimentos en el balance de calor de la columna de agua.

Para el caso más genérico cuando el transporte turbulento en la columna de agua no es muy eficiente ($T_w \neq T_{IAS}$), la solución puede ser escrita como:

$$\frac{T_{s+}}{\overline{T_w}} = \frac{\Pi_2}{\Pi_2 + (1+i)\Pi_1} \frac{T_{w+}}{\overline{T_w}} \quad (15)$$

y

$$\frac{T_{w+}}{\overline{T_w}} = \frac{1}{2} \left(i + \Pi_2 \left(1 - \frac{\Pi_2}{\Pi_2 + (1+i)\Pi_1} \right) \right)^{-1} \quad (16)$$

donde $\Pi_2 = K/\Omega$ y $K = k_t(\rho c_p)_w$. De esta forma, se define el segundo número adimensional, Π_2 , que cuantifica la influencia del transporte turbulento en la columna de agua en H_g . El rol de estos números adimensionales se discute en la sección de resultados y discusión.

Instalación experimental

Para estudiar el rol del intercambio de calor con los sedimentos en el balance de calor de columnas de aguas someras, se realizaron una serie de experimentos en el laboratorio Francisco Javier Domínguez de la Universidad de Chile. La instalación experimental consiste en un recipiente de acrílico rectangular, cuyo interior se revistió de plumavit de 1cm de espesor, dejando un espacio de trabajo de 10cm de alto, con una base de 15,5×4,5 cm². Este recipiente se rellenó con 5cm de suelo orgánico de la laguna del Parque O'Higgins, y una columna de agua de 4 a 5 cm de alto (Figura 1). Sobre el recipiente, a una distancia 40 cm aproximadamente se montó un

sistema de 4 luces halógeno, cada una con una potencia de 150W. Aproximadamente 500W resultaron en una fuente directa de calor proveniente de estas luces (incidente menos reflejada por albedo superficial). Estas luces se encendieron y apagaron periódicamente de manera tal que el período de luz encendida fue igual al de luz apagada. Los períodos ensayados fueron de 1, 2, 4 y 8 horas.

Se registró el valor de la temperatura del agua con un sensor WTW estándar para medición de conductividad y temperatura; mientras que la temperatura en la IAS se midió con un micro electrodo Unisense del tipo TP-200, que se dejó montado midiendo continuamente en la IAS. En su parte más delgada, el electrodo TP-200 tiene un diámetro $200\mu\text{m}$, de manera tal que su medición efectivamente se puede asociar a la temperatura en la IAS.

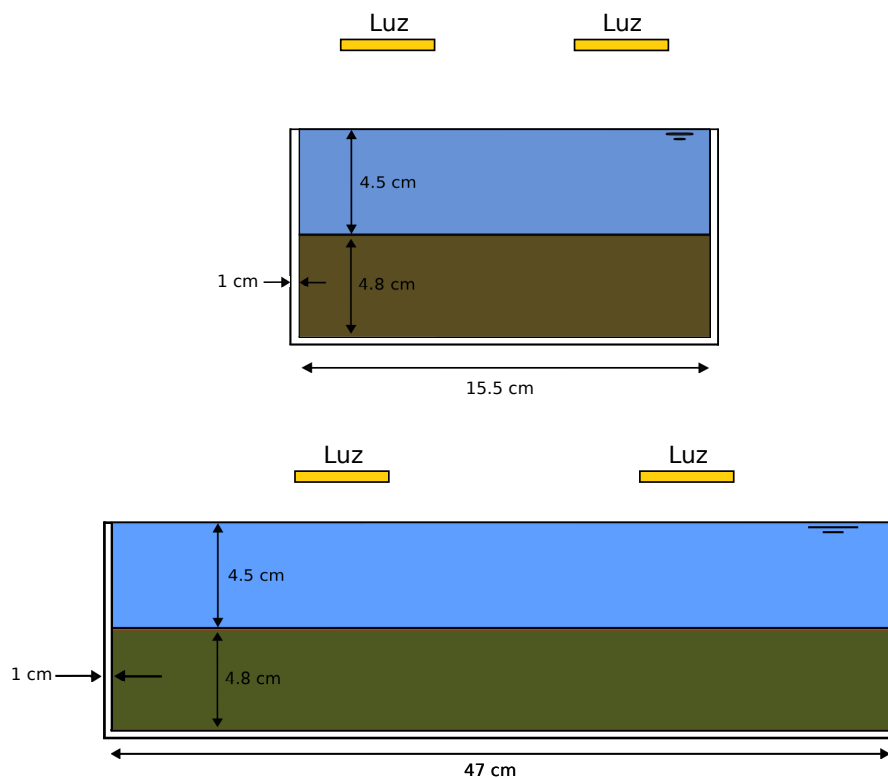


Figura 1. Esquema de instalación experimental.

Modelo numérico

Se planteó el mismo esquema numérico de de la Fuente (2014) para la solución del sistema de ecuaciones (1) a (4). Este esquema consiste en resolver acopladamente ecuaciones (1) y (4), con un esquema Runge Kutta para resolver las dependencias no lineales. La ecuación de difusión en los sedimentos se resolvió siguiendo el esquema de volúmenes finitos (Patankar 1980), con un espaciamiento vertical $dz=1\text{mm}$ y un paso temporal de 2 minutos. Al igual que de la Fuente (2014), se asumió un

decaimiento exponencial de la luz en los sedimentos (H_s de Eq. 3), caracterizados por una constante de decaimiento de 820 mm^{-1} . De igual forma, se consideró que el 63% de la radiación incidente se absorbe en la columna de agua, mientras que el 37% restante calienta directamente la capa superficial de los sedimentos. Finalmente, el intercambio de calor con la atmósfera se modeló considerando que la radiación incidente cuando las luces están encendidas, se emite uniformemente hacia la atmósfera durante todo el tiempo. De esta forma, el forzante atmosférico toma alternadamente valores positivos y negativos de igual magnitud según si las luces están encendidas o apagadas, respectivamente.

Respecto de la parametrización de la velocidad de transferencia en la IAS, se utilizó las parametrizaciones para una capa límite convectiva tal que (Necati 1977)

$$\frac{k_t h}{\kappa} = \begin{cases} 0.14R_a^{1/3}; & R_a > 2 \times 10^7 \\ 0.54R_a^{1/4}; & 200 \leq R_a \leq 2 \times 10^7 \\ 0.96R_a^{1/6} & R_a < 200 \end{cases} \quad (17)$$

donde $R_a = \frac{g\beta\Delta T h^3}{\nu\kappa}$ es el número de Rayleigh, κ es la coeficiente de difusión térmica del agua, β el coeficiente de expansión térmica, and $\Delta T = \frac{H_g h}{\rho c_p}$ es la escala de diferencia de temperatura entre el agua y la IAS. Estas parametrizaciones requieren $H_g > 0$.

3. RESULTADOS

Números adimensionales

Respecto de la influencia del primer número adimensional, Π_1 , en el balance de calor de la columna de agua, la Figura 2 muestra el efecto de incluir H_g en el cálculo de T_w , para el límite en que la intensidad turbulenta en la columna de agua es muy alta ($k_t \rightarrow \infty$). Variables primas (') aluden a que se presentan en forma adimensional, divididas por \tilde{T}_w o ΔH para las temperaturas y flujos de calor, respectivamente. La Figura 2A muestra la series de tiempo del forzante radiativo periódico dado por (5). Figuras 2B y 2C muestran las series de tiempo de la temperatura del agua y H_g para los casos límites de $\Pi_1 = 0$ (líneas segmentadas) and $\Pi_1 = \infty$ (líneas continuas). De igual forma, la Figura 2D muestra el máximo valor de H_g en función de Π_1 (calculado de (11)). Se observa que el caso límite $\Pi_1 = 0$ es equivalente a decir que no existe intercambio de calor entre el agua y los sedimentos, tal que la temperatura de ésta queda representada por (7). Este límite ocurre cuando $\Omega \gg D$ lo que equivale a decir que la columna de agua es muy profunda, o bien que la frecuencia del forzante atmosférico es muy alta. Por el contrario, mientras Π_1 aumenta se obtien que la influencia de H_g en el balance de calor del auga aumenta también. El límite $H_g = H$ está definido para $\Pi_1 \rightarrow \infty$; y este caso representa el escenario en que $h \rightarrow 0$, o bien la frecuencia del forzante es muy baja (orden días o años). Desde el punto de vista práctico, para $\Pi_1 \gtrsim 10$, la columna de agua es lo suficientemente somera tal que el

efecto de inercia térmica se puede despreciar, y $H_g = H$ (líneas sólidas de Figuras 2B and 2C).

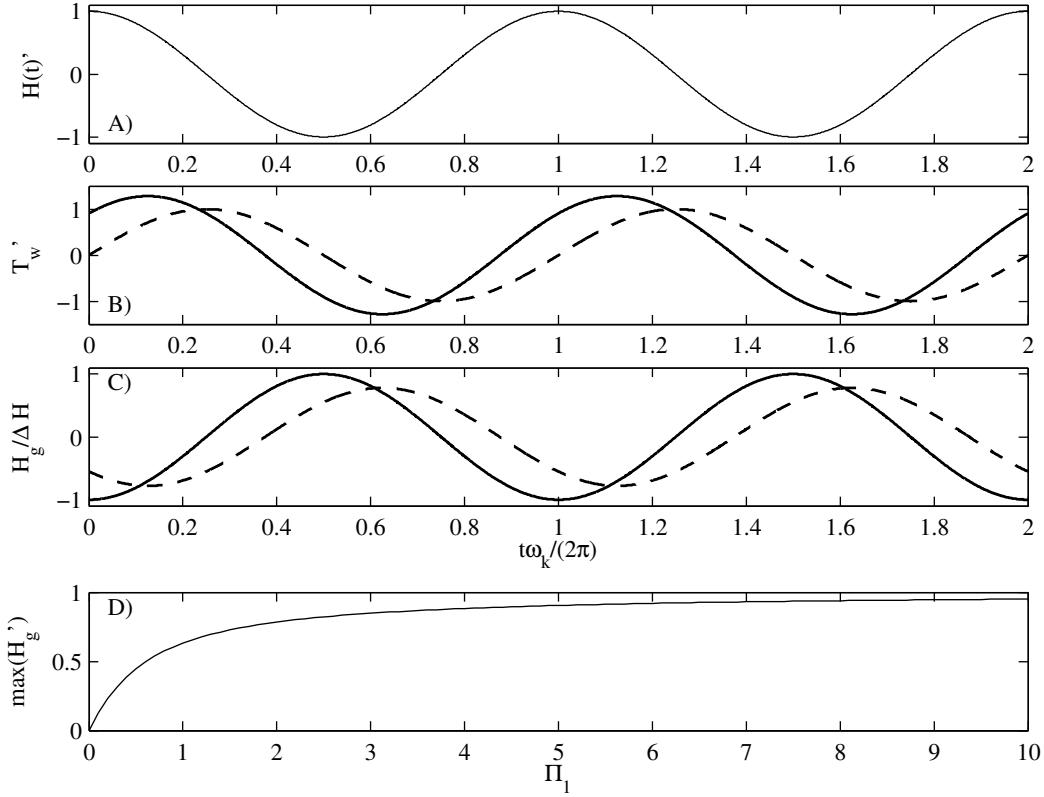


Figura 2. Caso $k_t \rightarrow \infty$. Serie de tiempo de A) forzante atmosférico normalizado por ΔH . B) Temperatura del agua normalizada por \widetilde{T}_w para casos $\Pi_1 = 0$ (líneas segmentadas) and $\Pi_1 = \infty$ (líneas continuas). C) Igual que B) pero para H_g . D) Máximo valor de H_g en función del número adimensional Π_1 .

Por otro lado, el rol del segundo número adimensional, Π_2 se muestra en la Figura 3, que se construyó con $\Pi_1 = 1$. El valor $\Pi_2 = 0$ representa el límite cuando no existe intercambio de calor entre el agua y los sedimentos, dado que $k_t = 0$. Como consecuencia, la solución está descrita por (7) (líneas segmentadas de la Figuras 3B y 4C). Por el contrario, el límite $\Pi_2 \rightarrow \infty$ se asocia al caso cuando el transporte turbulento en la columna de agua es muy eficiente, de manera tal que H_g está controlado por los procesos de difusión e los sedimentos, y queda descrito por (11). Desde un punto de vista práctico, este caso límite ocurre para valores de $\Pi_2 > 5$.

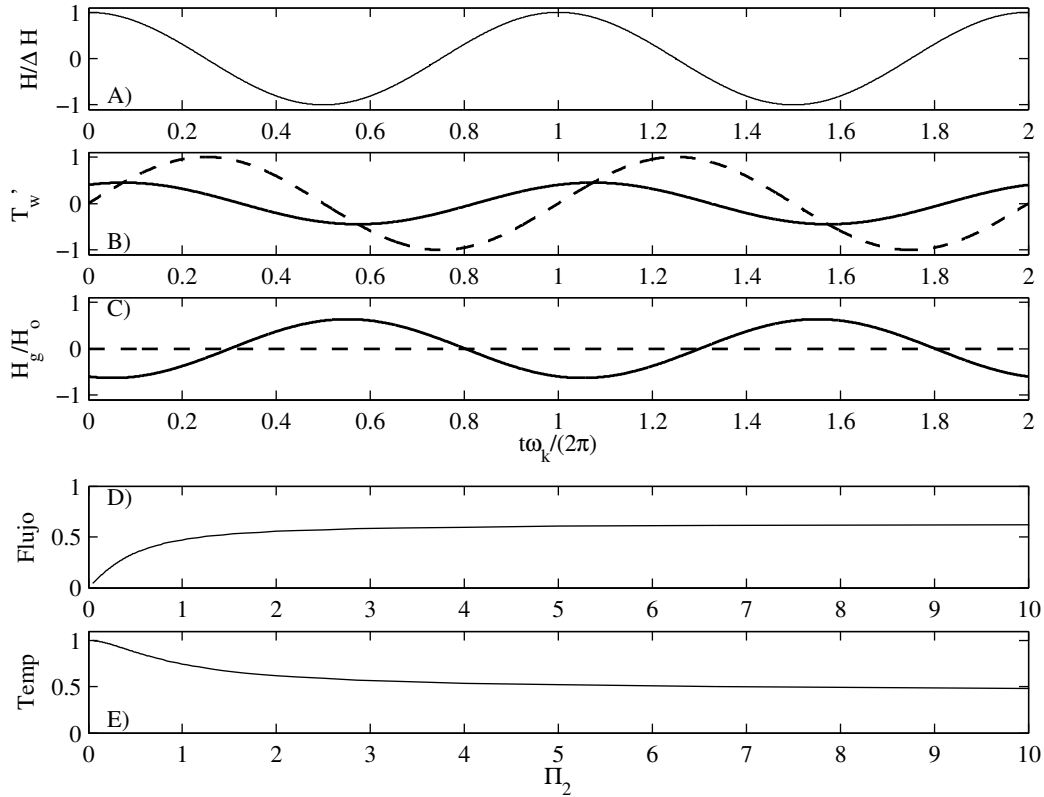


Figura 3. Influencia de Π_2 para $\Pi_1 = 1$. Serie de tiempo de A) forzante atmosférico normalizado por ΔH . B) Temperatura del agua normalizada por \widetilde{T}_w para casos $\Pi_2 = \infty$ (líneas segmentadas) and $\Pi_2 = 0$ (líneas continuas). C) Igual que B) pero para H_g . D) Máximo valor de H_g en función del número adimensional Π_2 . E) Amplitud de oscilación térmica normalizada por \widetilde{T}_w en función del número adimensional Π_2

Resultados experimentales

La Figura 4A muestra una serie de tiempo del flujo de calor intercambiado con la atmósfera, mientras que la Figura 4B muestra series de tiempo medidas de la temperatura medida en la IAS (línea negra) y la columna de agua (línea gris), para el experimento con un período de 2 horas (1 hora luz encendida). Se aprecia que tanto la temperatura del agua como la de la IAS responden rápidamente al encendido y apagado de la luz. Sin embargo, la forma de las series de tiempo es diferente. En particular, la temperatura del agua muestra un aumento y disminución lineal; mientras que la serie de tiempo de la temperatura de la IAS muestra un rápido aumento al encenderse la luz, y posterior rápido enfriamiento cuando la luz recién se apaga, seguida. La tasa de enfriamiento de la IAS cambia bruscamente algunos minutos después de apagada la luz. Gran parte de la dinámica antes descrita se puede explicar con variaciones temporales de la velocidad de transferencia k_t : cuando las luces están encendidas, el calentamiento de los sedimentos producto del término fuente en (3), produce que la temperatura en la IAS sea mayor que la columna de agua, gatillando inestabilidades convectivas que promueven el transporte turbulento de calor desde los sedimentos hacia la atmósfera. Esto se ve en la Figura 4C que muestra

series de tiempo del número adimensional Π_2 , estimado a partir de (17). Los máximos valores de Π_2 son de 2.5, lo que indica que el transporte de calor si está controlado por los niveles de turbulencia en la columna de agua.

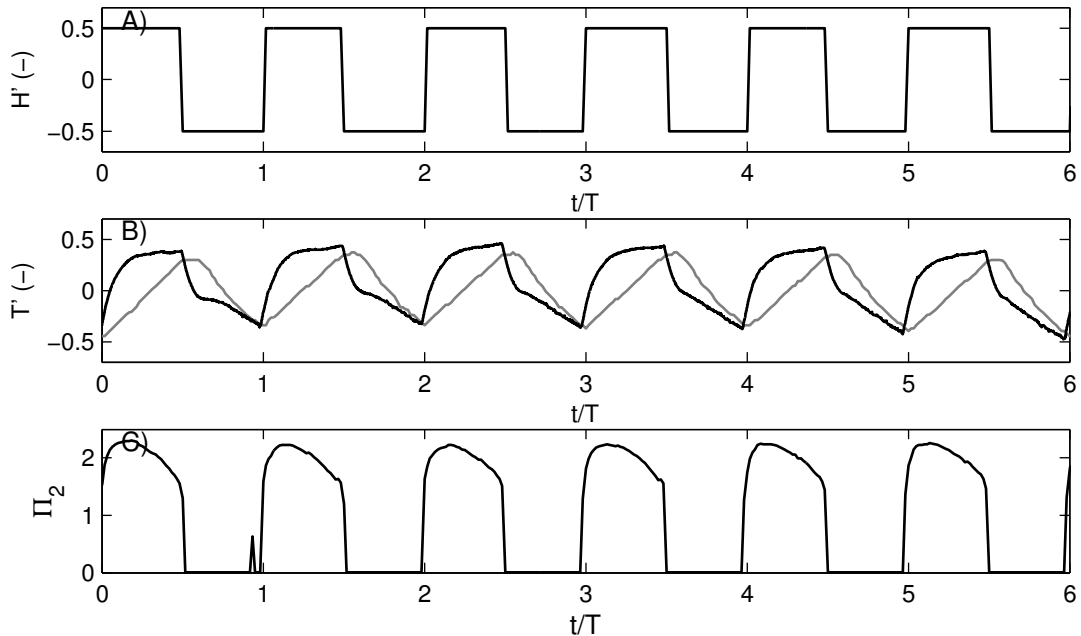


Figure 3. A) Serie de tiempo de flujo de calor intercambiado con la atmósfera, normalizado por máxima radiación incidente. B) Series de tiempo medidas de temperatura del agua e IAS (líneas gris y negra, respectivamente). C) Serie de tiempo de número adimensional Π_2 , calculado a partir de (17) y mediciones en laboratorio.

Respecto de los resultados de la modelación, la Figura 4B y 4C comparan mediciones con resultados de las modelaciones para el mismo experimento discutido en la Figura 3. Se aprecia que el modelo numérico es capaz de reproducir bien la amplitud de oscilación térmica, aun cuando presenta problemas con reproducir la forma exacta de las series de tiempo. En particular, cuando las luces están encendidas, la temperatura del agua modelada es mayor a la medida, y la temperatura de la IAS es inferior a le medida. Esta diferencia se puede explicar en que la parametrización para la velocidad de transferencia usada en el modelo, no es la más adecuada para este problema somero. Mayores estudios se requieren al respecto.

La Figura 4D muestra la amplitud de oscilación de la temperatura de IAS y del agua (gris y negro, respectivamente), en función del número adimensional Π_1 . Las líneas continuas se construyeron con el modelo numérico. Se aprecia que tanto el modelo numérico, como las mediciones en laboratorio muestran una estrecha dependencia con el número adimensional Π_1 . En particular, para Π_1 pequeños (asociados a menores períodos), la temperatura del agua y sedimentos normalizada por \widetilde{T}_w alcanza valores máximos cercanos a 1, tal que el efecto de los sedimentos deja de ser relevante. Note que a diferencia del problema con un forzante periódico usado en (5), el forzante del laboratorio tiene asociado una mayor energía, explicándose que las temperaturas medidas sean mayores a

\widetilde{T}_w . Al aumentar el período característico, la influencia de los sedimentos adquieren un papel más relevante, y tanto experimentos como resultados numéricos indican que éstas son un 50% de lo que se obtendría en caso de no considerar los sedimentos (Π_1).

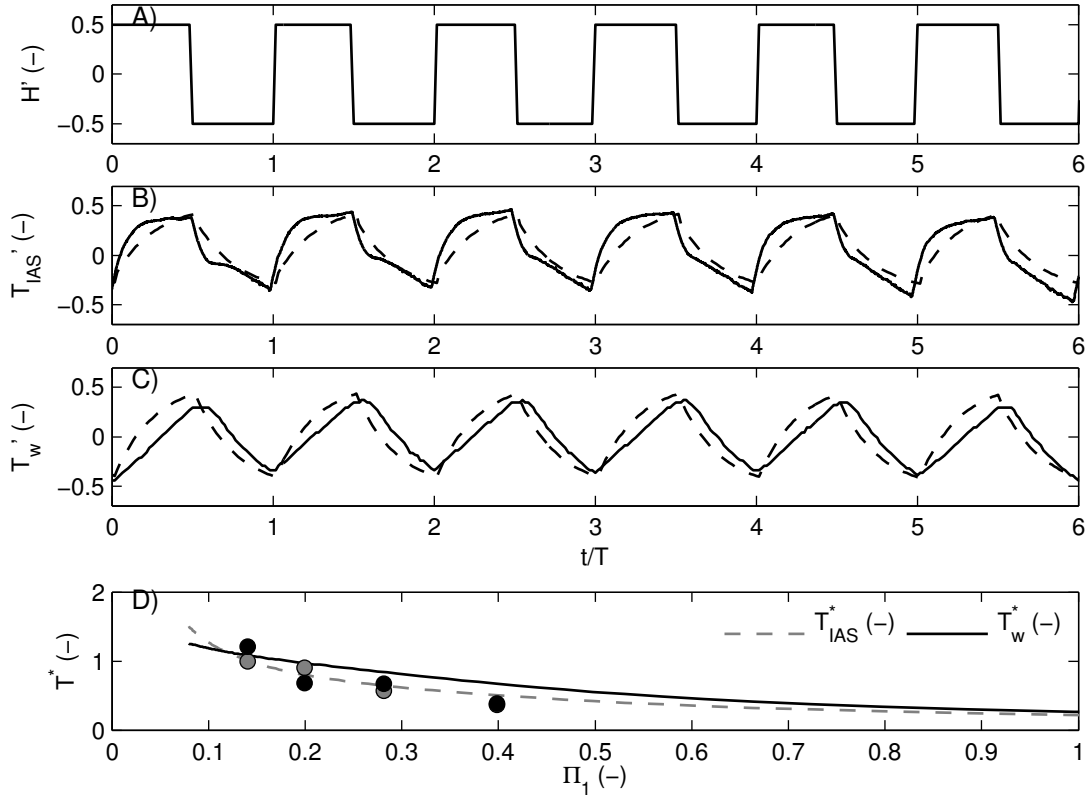


Figure 4. A) Serie de tiempo de flujo de calor intercambiado con la atmósfera, normalizado por máxima radiación incidente. B) Comparación entre series de tiempo medidas (línea continua) y modeladas (línea segmentada) de la temperatura en IAS para experimento con período de 2 horas. C) Igual que B) pero temperatura del agua. D) Dependencia de temperaturas del agua e IAS en función del número adimensional Π_1 . Círculos corresponden a mediciones en laboratorio de temperatura del agua (negro) e IAS (gris).

4. DISCUSIÓN Y CONCLUSIONES

En este artículo se presentó un marco conceptual que permitió identificar dos números adimensionales que permiten describir el intercambio de calor en la IAS, producto de un forzante atmosférico periódico. El primer número adimensional es:

$$\Pi_1 = \frac{(\rho c_p)_s}{(\rho c_p)_w} \sqrt{\frac{k_s}{2\omega h^2}} \quad (18)$$

que da cuenta de la influencia de los sedimentos en el balance de calor de la columna de agua. Para valores pequeños de Π_1 , se puede despreciar la influencia de los sedimentos en el balance de calor de la columna de agua. Por el contrario, para valores altos de Π_1 (aproximadamente mayores a 10), la inercia térmica de la columna de agua es despreciable, y el balance de calor está descrito por $H = H_g$. Valores característico de los parámetros de (18) indican que la razón entre capacidad térmica de los sedimentos y el agua es aproximadamente igual a 0.5. Por otro lado, el coeficiente de difusión de calor k_s toma valores entre 0.01 y 0.1 m²/d (Fang y Stefan, 1998).

El segundo número adimensional es:

$$\Pi_2 = \frac{k_t}{\omega h} \quad (19)$$

y da cuenta del rol del transporte turbulento en la columna de agua, en el balance de calor de ésta. Para valores de k_t pequeños, los sedimentos actúan como una condición de borde adiabática, tal que todo el calor es retenido en el agua. Por el contrario, cuando Π_2 es grande (mayor a 5), el transporte de calor en la columna de agua es muy eficiente, tal que la transferencia de calor en la IAS está controlada por los sedimentos.

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo fue financiado por el Proyecto Fondecyt número 1140821.

REFERENCIAS

- Bachelor, G. K. 1967. An introduction to fluid mechanics.
- Bogan, T., O. Mohseni, and H. Stefan. 2003. Stream temperature-equilibrium temperature relationship. *Water Resources Research* 39: 1245.
- de la Fuente, A. and Niño, Y. 2010. Temporal and spatial features in the thermo-hydrodynamics of a shallow salty lagoon in Northern Chile. *Limnol. Oceanogr.* 55: 279-288.
- de la Fuente, A. 2014. Heat and dissolved oxygen exchanges between the sediment and water column in a shallow salty lagoon, *J. Geophys. Res. Biogeosci.*, 119, 596–613, doi:10.1002/2013JG002413
- Fang, X. and H.G. Stefan 1998. Temperature Variability in Lake Sediments. *Water Resour. Res.* 34:717-729.
- Garratt, J. R. 1992. The atmospheric boundary layer. Cambridge University Press.
- Hulbert, S., and J. Keith. 1979. Distribution and spatial patterning of flamingos in the Andean Altiplano. *The Auk.* 96: 328 – 342.
- Necati, O. 1977. Basic heat transfer. McGraw-Hill.
- Patankar, S. 1980. Numerical heat transfer and fluid flows. Taylor & Francis Ed.
- Williams, W., Carrick, T., Bayly, I., Green, J. and Berbst, D. 1995. Invertebrates in salt lakes of the Bolivian Altiplano. *Int. J. Salt Lakes Res.* 4:65-77.
- Zuñiga, L. R., Campos, V., Pinochet, H. and Prado, B. 1991. A limnological reconnaissance of Lake Tevenquiche, Salar de Atacama, Chile. *Hydrobiologia.* 210: 1-2.