



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

---

FACULTAD DE CIENCIAS

INTERACCIÓN DINÁMICA ENTRE CAÑONES  
SUBMARINOS

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

LICENCIADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

PRESENTA:

ESTEBAN CRUZ ISIDRO

TUTORA:

DRA. ANA KARINA RAMOS MUSALEM

Ciudad de México, 2023





Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



*“El personaje se descubre cuando se mide ante los obstaculos”*



# Agradecimientos

Cuando se habla de los agradecimientos; de mi mente afloran sentimientos, imágenes y voces las cuales haré el mayor de los esfuerzos por plasmar. A todas aquellas personas que se cruzaron en mi camino durante mi formación académica y la realización de este trabajo, alzo mi copa. A mi tutora Karina Ramos, mi querida mentora y guía, quien me ha depositado su confianza y apoyo en todo momento, no queda más que agradecer sus palabras de aliento y sabiduría, su paciencia y atención constante. Tú has permeado en mí una nueva visión sobre la investigación científica, una más humana y sensible; me has hecho a reconciliar mi relación con la ciencia, que está lejos de ser perfecta, pero las nuevas generaciones de científicas como ella enriquecen la construcción de esta misma. A ti te debo mi gratitud más profunda.

De los mayores tesoros de la universidad han sido los amigos/colegas/camaradas que hice en la licenciatura. Gracias por prestarme su hombro para llorar en mis momentos más sensibles, compartir risas y bebidas espirituosas, extenderme su mano cuando mendigaba en busca de entendimiento para resolver una tarea y ser un apapacho en mi vida estudiantil. En especial agradezco a Vivi, Diana, Sofía, Luciana, Jackie, Naivy, Renee, Paolo y Lizbeth; ustedes me dieron una gran cosmovisión. No puedo imaginar haber llegado hasta aquí sin su apoyo, sin sus ánimos y sin su compañía.

Agradezco a mis padres, hermanos y abuelos por estar siempre presentes; quienes han sido el soporte más incondicional, mi amor y mi gratitud no tienen límites. Su presencia ha sido mi roca, y su cariño ha sido la luz que ha iluminado mi camino. Sin ustedes, no habría llegado hasta aquí.

A mi segunda ohana, Violeta y Luis, mis queridos amigos y compañeros de aventuras, gracias por su presencia y su amor. Su amistad ha sido una bendición en mi vida, y su

compañía ha hecho más fácil cualquier desafío.

Iván, mi mejor amigo, tu cariño y amistad han sido el viento que me ha impulsado hacia adelante. Gracias por ser un refugio seguro en tiempos de tormenta y por celebrar conmigo cada pequeño logro.

Finalmente, cómo dijo mi primer mentor en la licenciatura, Carlos Prieto: "Tiempo y esfuerzo dirán si mis actos fueron de gratitud."

# Resumen

A lo largo de las costas del mundo, en la plataforma continental, se esconde bajo la superficie del mar un paisaje accidentado lleno de cañones submarinos, que a menudo forman sistemas de cañones en lugar de presentarse de manera aislada. Sin embargo, la mayoría de los estudios sobre la circulación y dinámica de surgencia en cañones submarinos se ha limitado a cañones de manera individual. Por ello, el objetivo de este trabajo es estudiar la interacción dinámica en condiciones de surgencia entre dos cañones submarinos idénticos que inciden en la plataforma continental. Para ello, se realizaron simulaciones numéricas con el modelo de circulación general del Massachusetts Institute of Technology (MITgcm), simulando eventos de surgencia en un tanque giratorio con dos cañones idealizados de proporciones geométricas similares a las dimensiones del Cañón Astoria en EEUU. Para estudiar la surgencia que se desarrolla dentro de los cañones, se utilizaron como métricas la velocidad de la corriente incidente, la profundidad de surgencia, y el flujo de surgencia. Para investigar la interacción entre los dos cañones se utilizó el mismo forzamiento en todas las corridas pero se modificaron los valores de la aceleración de Coriolis, la frecuencia de Brunt-Väisälä y los perfiles de densidad. Para describir la dinámica del flujo, se utilizaron como grupos adimensionales el número de Rossby y el número de Burger. También se realizó un análisis escalar de la profundidad de surgencia y el flujo de surgencia. Los resultados mostraron que, para todas las simulaciones, en el cañón corriente arriba se observaron valores más grandes que en el corriente abajo de todas las métricas utilizadas para caracterizar la dinámica de surgencia en los cañones, lo cual indica que los cañones interactúan dinámicamente. Además, existe una relación inversamente proporcional entre el número de Burger y el número de Rossby y las diferencias en los valores de las métricas entre los cañones.



# Abstract

Along the world's coastlines, a rugged landscape of submarine canyons often forms systems of canyons instead of appearing in isolation. However, most of studies about the circulation and upwelling dynamics in submarine canyons have been limited to a single canyon. Therefore, the aim of this work is to study the dynamic interaction under upwelling conditions between two identical submarine canyons that incise on the continental shelf. To address these goals, Numerical simulations were carried out using the Massachusetts Institute of Technology's General Circulation Model (MITgcm), simulating upwelling events in a rotating tank with two idealized canyons of geometric proportions similar to the dimensions of the Astoria Canyon in the USA. To study the upwelling that develops within the canyons, the incident current velocity, upwelling depth, and upwelling flux were used as metrics. To investigate the interaction between the two canyons, the same forcing was used in all runs but the values of the Coriolis acceleration, the Brunt-Väisälä frequency, and the density profiles were modified. The Rossby number and the Burger number were used as adimensional groups to describe the flow dynamics. A scaling analysis of upwelling depth and upwelling flux was also performed. The results showed that, for all simulations, larger values were observed in the upstream canyon than in the downstream canyon for all metrics used to characterize the upwelling dynamics in the canyons, indicating dynamic canyon interaction. Additionally, there is an inversely proportional relationship between the Burger number and the Rossby number and the differences in the values of the metrics between the canyons.

# Índice general

<b>Resumen</b>	<b>IV</b>
<b>Abstract</b>	<b>v</b>
<b>Notación</b>	<b>XIV</b>
<b>1 Introducción</b>	<b>1</b>
§1.1 Antecedentes . . . . .	1
§1.1.1 Cañones submarinos y cómo encontrarlos . . . . .	1
§1.1.2 Dinámica de la surgencia en cañones submarinos . . . . .	3
§1.2 Modelos para entender la realidad . . . . .	6
§1.2.1 Grupos adimensionales y escalas características . . . . .	8
§1.2.2 Experimentos en laboratorio y simulaciones . . . . .	13
§1.3 Hipótesis . . . . .	17
§1.4 Objetivos de la investigación . . . . .	18
<b>2 Metodología</b>	<b>19</b>
§2.1 Descripción del modelo numérico . . . . .	19
§2.2 Diseño de la simulación . . . . .	21
§2.3 Métricas . . . . .	25
§2.3.1 Velocidad incidente . . . . .	25
§2.3.2 Profundidad de surgencia . . . . .	27
§2.3.3 Flujo de surgencia . . . . .	28
<b>3 Resultados</b>	<b>30</b>

§3.1	Circulación y surgencia . . . . .	30
§3.2	Velocidad incidente . . . . .	39
§3.2.1	Relación con el número de Burger . . . . .	41
§3.2.2	Relación con el número de Rossby . . . . .	42
§3.3	Profundidad de surgencia . . . . .	43
§3.4	Flujo de surgencia . . . . .	49
<b>4</b>	<b>Discusión</b>	<b>54</b>
§4.1	Patrones de circulación . . . . .	54
§4.2	Diferencias entre los cañones . . . . .	57
§4.3	Comparación del modelo numérico con el modelo de laboratorio . . . . .	59
§4.4	Limitaciones . . . . .	59
§4.5	Trabajo futuro . . . . .	60
<b>5</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>61</b>
	<b>Referencias</b>	<b>64</b>
<b>A</b>	<b>Topografía del cañón</b>	<b>67</b>

# Índice de figuras

1.1	Batimetría en zona costera de una parte del Pacífico Mexicano, a través de esta se aprecia el relieve accidentado y la presencia de cañones submarinos (GEBCO,2010). a) Un cañón incidente es enmarcado dentro de los bordes negros. b) Dentro del cuadrado de negros bordes se encuentran cañones invisibles, aquellos que quedan confinados en la plataforma continental. . .	2
1.2	a)Esquema transversal del estiramiento de la columna dentro del cañón por el encuentro del flujo incidente con la topografía del cañón; la línea negra indica la topografía del cañón. b) Esquema de la dinámica de flujo advectivo en un cañón submarino. Esquema modificado de Allen y Hickey (2010). . .	7
1.3	Esquema de la geometría del cañón. a) Perfil del corte transversal del eje del cañón. b) Vista de planta del cañón. . . . .	10
1.4	a) Imagen del cañón de Astoria, ubicado por el rectángulo de bordes negros (Google Maps,2023). b) Imagen del cañón de Barkley, ubicado por el rectángulo de bordes negros (Google Maps,2023). . . . .	14
1.5	Diseño experimental de un tanque giratorio con cañones (Ramos-Musalem, 2020). a) Vista de planta del tanque giratorio; los puntos negros en la cabeza de los cañones son las sondas de conductividad. b) Método de visualización por medio de velocimetría por imágenes de partículas. c) Vista vertical del tanque giratorio. . . . .	15
1.6	Visualización del fenómeno de surgencia utilizando colorantes (Ramos-Musalem, 2020). La tinta azul muestra el flujo por debajo de la profundidad del quiebre de la plataforma, mientras que la tinta azul muestra el flujo a la profundidad de la cabeza del cañón. La flecha negra representa el flujo incidente . . . . .	16

2.1 Gráfica del forzamiento de cuerpo aplicado a cada una de las celdas del modelo como función de  $r$  y el tiempo. . . . . 22

2.2 Ejemplo de perfil de densidad y estratificación al tiempo inicial de los experimentos numéricos. Note la diferencia entre el perfil de densidad lineal y el perfil de densidad del experimento en laboratorio;  $N$  se mantiene constante en función de la profundidad para los perfiles de densidad lineal mientras que para los otros perfiles de densidad no. . . . . 25

2.3 Vista de planta de los cortes seleccionados para el muestreo de la velocidad incidente  $U$ . La línea magenta es para el cañón corriente arriba y la línea azul es para el cañón corriente abajo. El mapa de color corresponde a la batimetría del tanque . . . . . 26

2.4 Gráficos de los cortes angulares para el muestreo de  $U$  para el cañón corriente abajo (izquierda) y cañón corriente arriba (derecha); la sección de muestreo está señalada en negro. El mapa de color corresponde a la velocidad azimutal 27

2.5 El área de muestreo del flujo de surgencia para el cañón corriente arriba y cañón corriente abajo está coloreada de rojo. En su coordenada radial las áreas limitan entre el punto del quiebre de la plataforma y la pared del tanque. La escala de colores indica la profundidad. . . . . 29

3.1 Vista de planta de la simulación a lo largo del tiempo de la velocidad horizontal a la profundidad de la cabeza del cañón. Las flechas representan el campo de velocidades horizontales. El mapa de color representa la velocidad radial  $\dot{r}$ , siendo rojo en dirección a la costa y azul en dirección al océano profundo. El cañón corriente arriba se ubica en la parte inferior de la imagen mientras que el cañón corriente abajo se ubica en la parte superior de la imagen. El contorno negro corresponde a la isobata al nivel del quiebre de la plataforma . . . . . 33

3.2 Vista de planta de la simulación a lo largo del tiempo de la velocidad horizontal a la profundidad del quiebre de la plataforma. Las flechas representan el campo de velocidades horizontales. El mapa de color representa la velocidad radial  $\dot{r}$ , siendo rojo en dirección a la costa y azul en dirección al océano profundo. El cañón corriente arriba se ubica en la parte inferior de la imagen mientras que el cañón corriente abajo se ubica en la parte superior de la imagen . . . . . 34

3.3 Vista de planta de la simulación a lo largo del tiempo de la velocidad horizontal a una profundidad por debajo del quiebre de la plataforma. Las flechas representan el campo de velocidades horizontales. El mapa de color representa la velocidad radial  $\dot{r}$ , siendo rojo en dirección a la costa y azul en dirección al océano profundo. El cañón corriente arriba se ubica en la parte inferior de la imagen mientras que el cañón corriente abajo se ubica en la parte superior de la imagen . . . . . 35

3.4 Corte azimutal de salinidad e isohalinas a lo largo del tiempo con radio a la mitad del ancho de los cañones. El cañón corriente arriba se encuentra en la parte izquierda de la figura y el cañón corriente abajo se ubica en la parte derecha de la figura. La flecha indica la dirección de la corriente incidente. 36

3.5 Corte de la velocidad vertical  $w$  a lo largo de la plataforma con radio a la mitad del ancho de los cañones. El cañón corriente arriba se encuentra en la parte izquierda de la figura y el cañón corriente abajo se ubica en la parte derecha de la figura. En el segundo panel, se muestran las diferencias del cañón corriente arriba menos el cañón corriente abajo . . . . . 36

3.6 Corte de la velocidad azimutal  $r\dot{\theta}$  a lo largo de la costa con radio a la mitad del largo de los cañones. En el primer panel, el cañón corriente arriba se encuentra en la parte izquierda de la figura y el cañón corriente abajo se ubica en la parte derecha de la figura (los valores positivos apuntan a la derecha y los negativos a la izquierda). En el segundo panel, se muestran las diferencias del cañón corriente arriba menos el cañón corriente abajo . . 37

3.7 Corte de la velocidad radial  $\dot{r}$  a lo largo de la plataforma con radio a la mitad del ancho de los cañones. El cañón corriente arriba se encuentra en la parte izquierda de la figura y el cañón corriente abajo se ubica en la parte derecha de la figura (Positivo significa costa adentro y negativo es costa afuera). En negativo, costa segundo panel, se muestran las diferencias del cañón corriente arriba menos el cañón corriente abajo . . . . . 37

3.8 Corte de salinidad e isohalinas a lo largo de la plataforma con radio a la mitad del ancho de los cañones. El cañón corriente arriba se encuentra en la parte izquierda de la figura y el cañón corriente abajo se ubica en la parte derecha de la figura. En el segundo panel, se muestran las diferencias del cañón corriente arriba menos el cañón corriente abajo . . . . . 38

3.9 Gráfico de la velocidad incidente con respecto al tiempo en la corrida run01. 39

3.10 Diferencias de la velocidad incidente con todas las corridas (Velocidad del cañón corriente arriba menos el cañón corriente abajo). . . . . 40

3.11 Perfil de velocidad  $U$  con respecto al tiempo de la corrida run14. . . . . 41

3.12 Perfil de velocidad  $U$  con respecto al tiempo de la corrida run06. . . . . 41

3.13 Diferencias de máxima velocidad incidente con respecto a  $Bu$ . . . . . 42

3.14 Gráfico del máximo de las diferencias de velocidad incidente con respecto a  $R_W$ . . . . . 43

3.15 Profundidad de surgencia de los cañones corriente arriba y abajo a largo de la simulación para todas las corridas. . . . . 44

3.16 Gráfico de las profundidades de surgencia a lo largo de tiempo entre el cañón corriente arriba y el cañón corriente abajo para la corrida run09. . . . . 45

3.17 Gráficos de la comparación de los valores obtenidos de profundidad de surgencia por modelo contra los valores teóricos obtenidos de cada cañón (Cañón corriente arriba de lado izquierdo y cañón corriente abajo del lado derecho). La línea gris es la recta identidad . . . . . 46

3.18 Gráficos del porcentaje de las diferencias de la profundidad de surgencia entre los cañones con respecto a  $Bu$  (Valores del modelo de lado izquierdo y valores teóricos del lado derecho). La línea de tendencia azul corresponde a la recta por método de mínimos cuadrados. . . . . 48

3.19 Gráficos del porcentaje de las diferencias de la profundidad de surgencia entre los cañones con respecto a  $R_W$  (Valores del modelo de lado izquierdo y valores teóricos del lado derecho). La línea de tendencia azul corresponde a la recta por método de mínimos cuadrados. . . . . 48

3.20 Flujo de surgencia,  $\phi$ , del cañón corriente abajo con respecto al tiempo para todas las corridas. . . . . 49

3.21 Flujo de surgencia,  $\phi$ , del cañón corriente arriba con respecto al tiempo para todas las corridas. . . . . 50

3.22 Evolución de las diferencias en flujo de surgencia con respecto al tiempo para todas las corridas,  $\Delta\phi$ , del cañón corriente arriba menos el cañón corriente abajo. . . . . 51

3.23 Comparación de los resultados entre los valores de la teoría (Howatt y Allen, 2013) y los valores del modelo, de la relación de  $Bu$  con respecto a las diferencias en el flujo de surgencia. La línea de tendencia naranja pertenece a los valores de las corridas con el perfil de estratificación lineal (run08-run15). La línea de tendencia azul pertenece a los valores de las corridas con el perfil de estratificación de laboratorio (run01- run07) . . . . . 53

3.24 Comparación de los resultados entre los valores de la teoría y los valores del modelo, de la relación del número de Rossby con respecto a las diferencias en el flujo de surgencia . . . . . 53



4.1 Esquema de la circulación del flujo incidente que atraviesa los dos cañones a la profundidad de la cabeza del cañón. Las flechas de color rojo y azul representan el campo de velocidad radial, siendo rojo positivo y azul negativo. Las flechas negras son el flujo incidente y la flecha gris es la proyección azimutal del flujo incidente que fue sometido a una deflexión. La línea negra es la isobata a la profundidad del quiebre de la plataforma . . . . . 56

A.1 Esquema de las funciones  $h_{sh}(r)$  y  $h_{can}(r)$  para construir la batimetría de cañón en el eje transversal a la costa . . . . . 68

A.2 Gráfico del ancho del cañón en función de la distancia radial . . . . . 69

# Notación

$a = NH_c/f$  Radio de deformación de Rossby

$N$  Frecuencia de flotación o frecuencia de Brunt-Väisälä

$H_c$  Profundidad en la boca del cañón

$H_h$  Profundidad en la cabeza del cañón

$f$  Parámetro de Coriolis

$g$  Aceleración de la gravedad

$\rho$  Densidad

$\rho_0$  Densidad de referencia

$r_{sb}$  Distancia radial hasta el quiebre de la plataforma

$r_w$  Distancia radial hasta la pared del tanque

$W$  Ancho del cañón a la mitad de la longitud del cañón

$W_{sb}$  Ancho del cañón en el quiebre de la plataforma

$\vec{u}$  Velocidad horizontal

$\hat{k}$  Vector vertical unitario

$p$  Presión

$r\dot{\theta}$  Velocidad azimutal

$\dot{r}$  Velocidad radial

$w$  Velocidad vertical

$s$  pendiente continental  $(H_w - H_s)/(r_w - r_s b)$

$Z$  Profundidad de surgencia

$Z_*$  Profundidad en la cabeza del cañón

$Z_b$  Altura de las isopicnas arriba de la cabeza del cañón.

$Z_{bf}$  Es  $Z_b$  para el caso de una plataforma plana  $\eta Z$

$Z_0$  Es la relación  $\sqrt{fUL\mathcal{F}}/N$

$Z_{sb}$  Profundidad de la isopicna en el quiebre de la plataforma

$Z_{calc}$  Profundidad de surgencia calculada en función de la salinidad

$\mathcal{S}$  Es la relación de la estratificación y la pendiente entre el parámetro de Coriolis y la velocidad incidente  $N^2 s / fU$

$\mu$  Coeficiente de primer orden para la presión total de fondo

$\gamma$  Constante de proporcionalidad relacionada a la presión total de fondo con la presión de a lo largo de las isóbatas

$\eta$  constante de proporcionalidad para  $Z_{bf}$

$\Phi$  Flujo de surgencia

$U$  Velocidad incidente

$\theta_p$  Temperatura potencial

$\theta$  Ángulo azimutal

$H_s$  Profundidad al quiebre de la plataforma

$H_w$  Profundidad en la pared del tanque

$L$  Longitud del cañón

$\mathcal{R}$  Radio de curvatura de las isobatas a la profundidad del quiebre de la plataforma

$Ro$  Número de Rossby  $U/f\mathcal{R}$

$R_L$  Número de Rossby  $U/fL$

$R_W$  Número de Rossby  $U/fW$

$Bu$  Número de Burger  $NH_s/fW_s$

$B_T$  Número topográfico de Burger  $sN/f$

$\mathcal{F}$  Relación de magnitud del flujo transversal a la isóbata con el flujo a lo largo de la isóbata  $Ro/(0.9 + Ro)$

$\mathcal{F}_W$  Es una función similar a  $\mathcal{F}$  pero utiliza el número de Rossby  $R_W$ , de manera que  $R_W/(0.9 + R_W)$

$D_h$  Escala de profundidad  $fL/N$

$D_m$  Distancia entre las bocas de los cañones



# Capítulo 1

## Introducción

### 1.1. Antecedentes

#### 1.1.1. Cañones submarinos y cómo encontrarlos

A lo largo de las costas del mundo, se esconde bajo la superficie un paisaje accidentado lleno de cañones submarinos en la plataforma continental. Los cañones submarinos son formaciones geomorfológicas, incidentes en la plataforma continental y el talud, que se caracterizan por ser estructuras profundas, relativamente estrechas, tridimensionales, con simetría oblicua, con pendientes extremadamente inclinadas y agudos cambios en la pendiente inferior, en forma de "V"(Figura 1.1) (Allen y Hickey, 2010; Bouma, 1990; P. T. Harris y Whiteway, 2011). Su formación es de índole heterogénea y va desde eventos de remoción de masa, corrientes erosivas de turbidez, actividad tectónica, y erosión por deltas y glaciares (P. T. Harris y Whiteway, 2011).

Un estudio de 2014 (P. T. Harris et al., 2014) identificó hasta 9477 cañones alrededor del mundo, de los cuales 2076 son los que llegan a incidir en la plataforma continental (cañones incidentes) y los 7401 restantes están confinados al talud continental (cañones invisibles). A pesar de su ubicuidad, solamente ocupan el 1.21 % de la superficie total del océano. Estos cañones juegan un rol importante en la circulación oceánica regional e intensifican el intercambio de masas de agua, además de otros trazadores y nutrientes, entre la plataforma continental y el océano profundo (Ramos-Musalem y Allen, 2019).

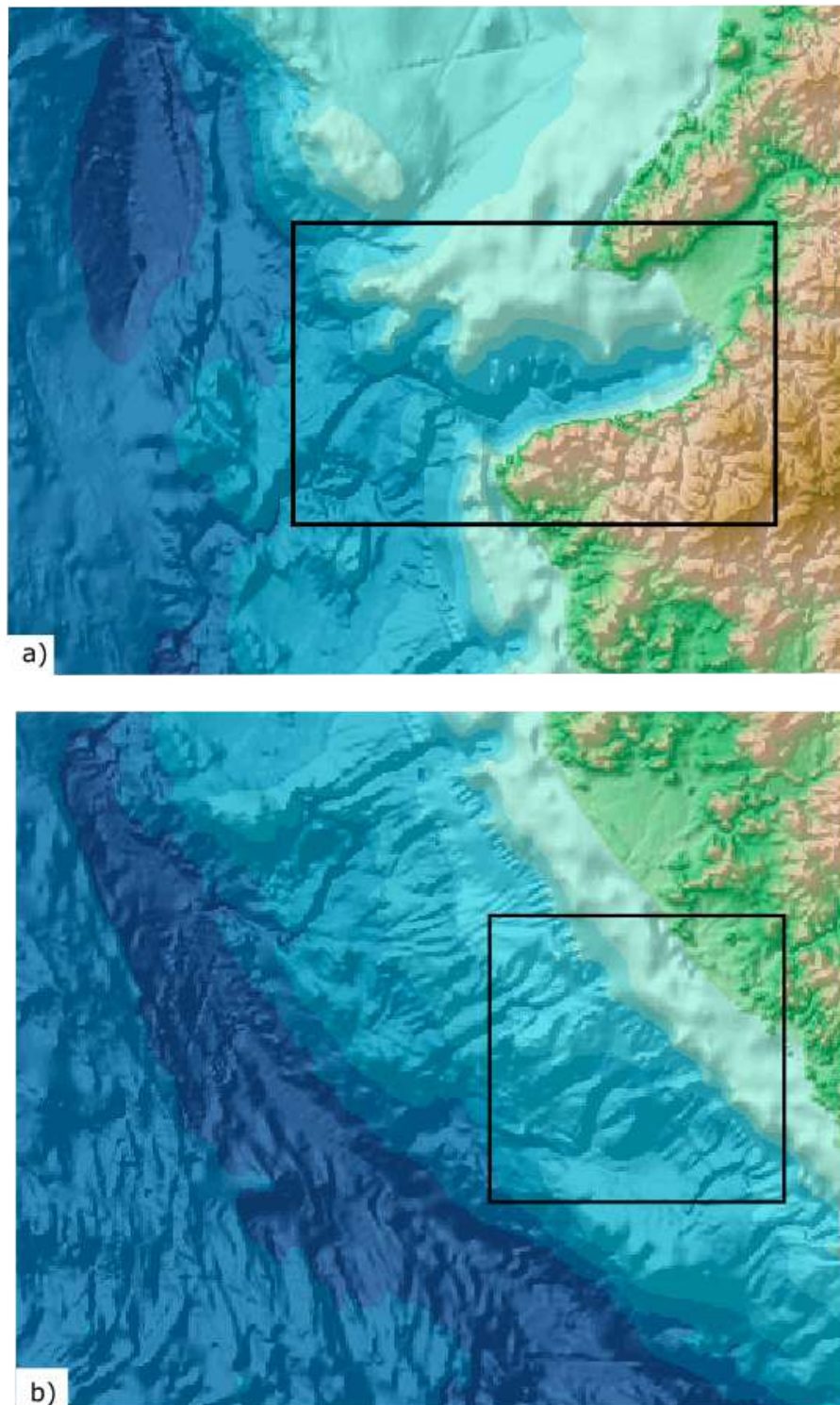


Figura 1.1: Batimetría en zona costera de una parte del Pacífico Mexicano, a través de esta se aprecia el relieve accidentado y la presencia de cañones submarinos (GEBCO,2010). a) Un cañón incidente es enmarcado dentro de los bordes negros. b) Dentro del cuadrado de negros bordes se encuentran cañones invisibles, aquellos que quedan confinados en la plataforma continental.

En ellos ocurren procesos oceánicos tales como el rompimiento de ondas internas que genera mezcla de las masas de agua dentro del cañón y surgencias de masas de agua fría enriquecidas de nutrientes gracias a las corrientes paralelas a la plataforma (Hickey, 1995). Derivado de estos procesos, los cañones submarinos albergan ecosistemas de gran biodiversidad y biomasa, que son susceptibles al cambio global generado por las acciones humanas (P. Harris et al., 2007). Por ejemplo, cambios en la estratificación, como los que se proyectan en diversos escenarios de cambio climático del océano generarán cambios en la dinámica dentro de los cañones y modificarán las condiciones dinámicas que los hacen hábitats predilectos de varias especies de mamíferos marinos (Matos et al., 2018).

Hasta 2018, de todos los estudios que se han hecho sobre cañones submarinos, 11 cañones son los que acaparan el 48 % de las investigaciones (Matos et al., 2018), siendo el cañón de Monterey, en la costa de California, EEUU, el más estudiado de todos. Además, la geología y la geofísica son los temas de estudio con mayor desarrollo desde el inicio de las investigaciones sobre cañones submarinos, seguido por la biología y ecología que han ido ganando terreno en las últimas dos a tres décadas, dejando en tercer lugar a los procesos oceánicos, los cuales están fuertemente conectados a casi todos los demás temas y especialmente a la modelación (Matos et al., 2018). Este rezago sobre el estudio de los procesos oceánicos indica que todavía existe un sesgo sobre nuestra comprensión de la dinámica y procesos que se llevan a cabo dentro de cañones submarinos, por lo que los estudios de cañones idealizados sirven para comprender mejor los procesos oceánicos. Esta tesis explora el proceso dinámico del fenómeno de surgencia dentro de cañones submarinos usando modelación numérica.

### 1.1.2. Dinámica de la surgencia en cañones submarinos

En los océanos ocurren numerosos fenómenos físicos. "Tomando en cuenta un flujo a lo largo de la plataforma continental, el efecto de la rotación de la Tierra es despreciable. Por consiguiente, el balance de las fuerzas en la horizontal solamente está entre el gradiente de presión y la fuerza de Coriolis (Talley, 2011). Esto es el balance geostrofico y se expresa como (Vallis, 2017):



$$\vec{f} \times \vec{u} \approx -\frac{1}{\rho} \nabla_z p \quad (1.1)$$

Donde  $\vec{f} \times \vec{u}$  es la aceleración horizontal de Coriolis y  $-\frac{1}{\rho} \nabla_z p$  es el gradiente de presión horizontal. Sin embargo, este balance puede romperse por efectos de inercia tales como inestabilidades, estructuras de mesoescala y efectos de la topografía en la plataforma como un cañón submarino (Ramos-Musalem, 2020).

La dinámica de surgencia en los mares del hemisferio norte con frontera costera oriental ocurre durante los pulsos de corrientes encaminados hacia el ecuador. Cuando se rompe el balance geostrofico, debido a que el gradiente de presión perpendicular a la costa no puede balancearse con el flujo a lo largo de la costa que choca con la topografía del cañón, la surgencia comienza a desarrollarse (Allen y Hickey, 2010).

Para describir el evento de surgencia en un cañón submarino, se requiere definir algunos términos relacionados con la topografía del cañón que se utilizarán a lo largo de esta tesis. Si nos apoyamos en la Figura 1.2, la cabeza del cañón es la región del cañón más cercana a la costa, la boca del cañón es la región con la mayor apertura del cañón, y los bordes representan los puntos de máximo cambio en la batimetría de la plataforma continental. Los términos *corriente arriba* y *corriente abajo* se adjudican para señalar el sentido o lado con respecto al flujo costero incidente. Esto es, corriente arriba se refiere a que va en sentido opuesto a la dirección del flujo y corriente abajo es en el mismo sentido del flujo incidente en cuestión.

La respuesta oceánica a la presencia del cañón sobre la plataforma dependen en gran medida en su ancho y a la estratificación (Allen, 2000). A un cañón se le puede diferenciar si es estrecho o ancho en función de la proporción entre el ancho del cañón  $W$  y el radio interno de deformación de Rossby  $a = NH_c/f$  (Klinck, 1989), donde  $N$  es la frecuencia de flotabilidad o Brunt-Väisälä que se define como  $N^2 = -g/\rho_0 \partial \rho / \partial z$ ;  $g$  es la constante de gravedad,  $\rho_0$  es la densidad de referencia,  $\rho$  es la densidad del fluido,  $H_c$  es la profundidad a la boca del cañón y  $f$  es el parámetro de Coriolis. Se les considera dinámicamente estrechos a los cañones cuyos ancho  $W$  sea menor a  $2a$ ; a los cañones cuya  $W$  es mayor a  $2a$  se les considera dinámicamente anchos (Allen y Hickey, 2010). En esta tesis nos enfocamos en

la dinámica anteriormente estudiada de los cañones dinámicamente estrechos (Allen y Hickey, 2010; Ramos-Musalem y Allen, 2019; Klinck, 1996; Howatt y Allen, 2013), la cual describiremos a continuación.

Un evento de surgencia dentro de un cañón puede separarse en tres fases: la etapa dependiente del tiempo, la fase advectiva y la fase de relajación. La etapa dependiente del tiempo se refiere a la fase de aceleración del flujo superficial. Todo comienza con una corriente de viento que se mueve paralela a la costa (favorable a la surgencia), la cual produce un transporte de Ekman en dirección al océano, y remueve una cantidad de agua en la capa superficial de Ekman que aumenta linealmente con el paso del tiempo, desencadenando un aumento en las velocidades horizontales del flujo (Allen, 1996). A medida que el evento de surgencia continua, el flujo superficial alcanza una velocidad relativamente estable y la advección va tomando lugar hasta reemplazar por completo la dependencia del tiempo.

De acuerdo con Allen y Hickey (2010), la fase advectiva se puede describir por medio de ecuaciones para un flujo estacionario, invíscido y estratificado, descrito por las ecuaciones de momento y conservación de masa:

$$\vec{u} \cdot \nabla \vec{u} - f \hat{k} \times \vec{u} = \frac{-1}{\rho_0} \nabla p \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (1.3)$$

$$\vec{u} \cdot \nabla \rho = 0 \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -pg \quad (1.5)$$

donde  $\vec{u}$  es la velocidad horizontal,  $\hat{k}$  es el vector vertical unitario,  $p$  es la presión y  $g$  es la constante de gravedad.

Durante la etapa advectiva la estructura del flujo es como sigue. El flujo sobre la plataforma apenas es afectado por la topografía del cañón y pasa por encima con mínima

alteración. Sobre la plataforma, el flujo se encuentra con el cañón y ante el cambio de profundidad abrupto, la columna de agua se estira, generando vorticidad ciclónica. Entonces, el flujo sube hacia la plataforma y se mueve tanto hacia la costa como hacia el ecuador y hacia arriba. Al pasar el flujo al otro extremo del cañón (el borde corriente abajo) la columna de agua es comprimida generando vorticidad anticiclónica. El estiramiento de la columna puede ser tan fuerte a la profundidad del quiebre de la plataforma que se llegue a formar un remolino ciclónico (Figura 1.2). El flujo que pasa sobre el talud (la pendiente) denominado corriente de surgencia, todavía a la profundidad del quiebre de la plataforma y un poco más profundo, es afectado por la advección, que lo lleva hacia dentro del cañón para surgir posteriormente por el borde corriente abajo del cañón cerca de la cabeza. Esta corriente es la que constituye el flujo de surgencia durante la etapa advectiva (Figura 1.2). A medida que nos sumergimos más profundo la surgencia se debilita hasta que llega a una profundidad en que el flujo no logra salir por encima del cañón y tiene una vorticidad ciclónica (Allen y Hickey, 2010).

En la última fase, que es la relajación, la corriente que fluye sobre la plataforma va perdiendo velocidad hasta que finalmente acaba el evento de surgencia (Allen y Durrieu de Madron, 2009).

Es importante hacer notar que para que la surgencia ocurra, la corriente superficial favorable de surgencia debe extenderse hasta la profundidad del quiebre de la plataforma. Además, ciertas condiciones dinámicas deben cumplirse: el flujo sobre el cañón debe ser lo más cercanamente posible a un flujo uniforme, y el cañón no debe estar muy cerca de la costa y debe ser considerado un cañón profundo, empinado y estrecho.

Si el cañón está cerca de la costa, ocurren fuertes convergencias batimétricas y su afectación en el flujo debe ser considerado (Allen y Hickey, 2010).

## 1.2. Modelos para entender la realidad

Ante las limitaciones económicas y las dificultades de los estudios in situ por la topografía misma de los cañones submarinos, la oceanografía física expande la investigación y comprensión de los procesos oceánicos que ocurren en los cañones a través de la modela-

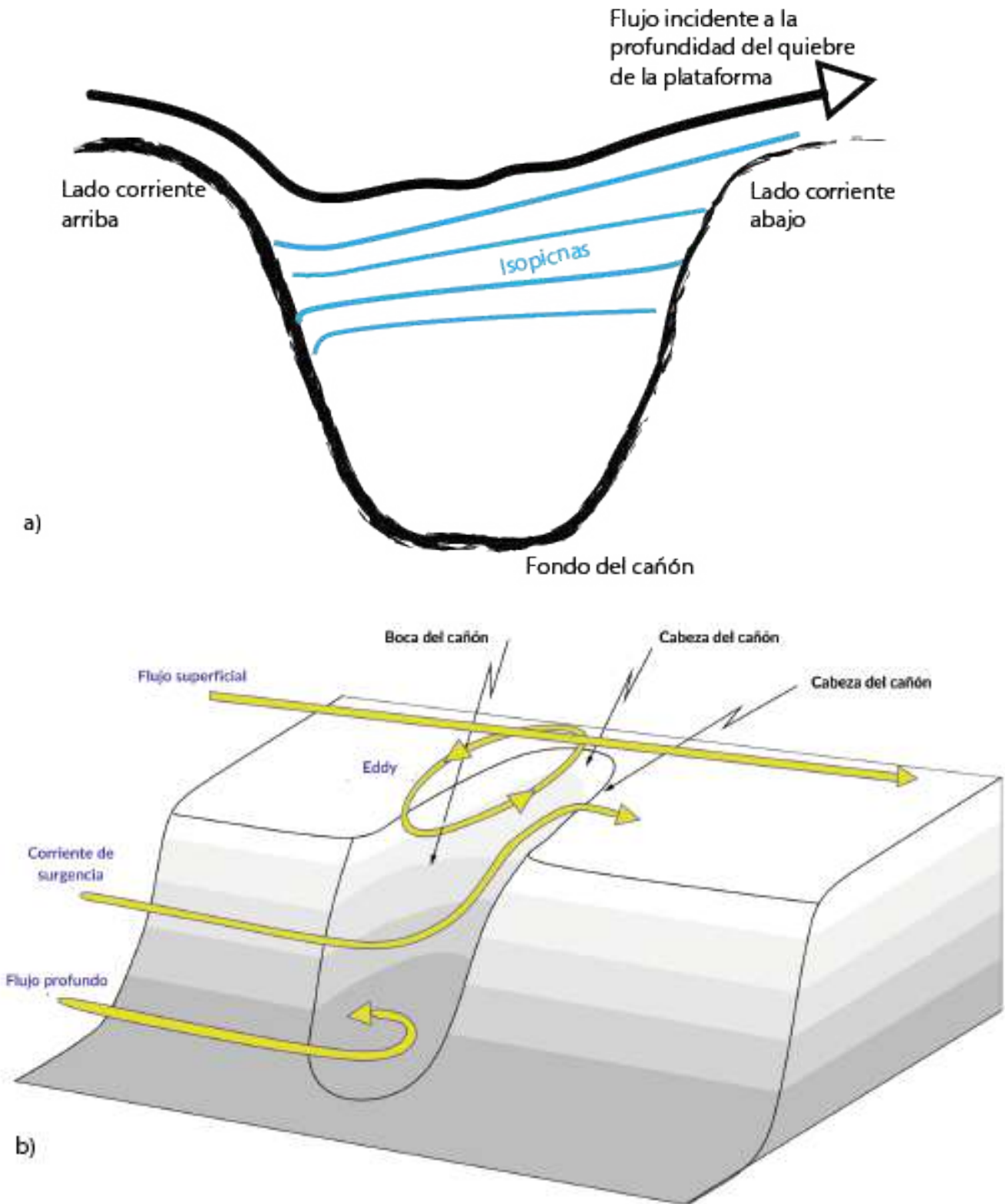


Figura 1.2: a) Esquema transversal del estiramiento de la columna dentro del cañón por el encuentro del flujo incidente con la topografía del cañón; la línea negra indica la topografía del cañón. b) Esquema de la dinámica de flujo advectivo en un cañón submarino. Esquema modificado de Allen y Hickey (2010).

ción. Se han llevado a cabo diversos estudios numéricos y de modelos de laboratorio que exploran los distintos aspectos de los fenómenos de surgencia y hundimiento en los cañones submarinos (Allen y Durrieu de Madron, 2009). Incluso, mucho de lo que sabemos sobre las respuestas que generan los cañones ante la presencia de corrientes es mediante modelos numéricos. De acuerdo con Allen y Durrieu de Madron (2009), los estudios numéricos se pueden dividir de acuerdo con el tipo de estudio que aborden: procesos que ocurren sobre topografías simplificadas de cañones y los estudios sobre cañones específicos.

El primer modelo numérico realizado sobre un cañón fue bidimensional lo realizó Klinck (1989), del que le siguieron estudios con modelos tridimensionales (Klinck, 1996; She y Klinck, 2000; Jordi, Orfila, Basterretxea, y Tintoré, 2005; Kämpf, 2006, 2007, 2009; Allen y Hickey, 2010; Howatt y Allen, 2013). Utilizando consideraciones dinámicas, datos in situ y modelos de laboratorio, un análisis escalar en el cual tomamos en cuenta los valores numéricos de los parámetros dinámicos y de la geometría del cañón puede proveernos métricas para cuantificar los eventos de surgencia en los cañones submarinos, estos son: la máxima profundidad de surgencia  $Z$ , el flujo de surgencia  $\Phi$ , la profundidad de vorticidad y la presencia o ausencia de remolinos o "eddies" a la profundidad del quiebre de la plataforma (Howatt y Allen, 2013).

### 1.2.1. Grupos adimensionales y escalas características

En el análisis escalar de flujos, se seleccionan ciertos parámetros dimensionales para representar la dinámica esencial. Estos se seleccionan de tal manera que coincidan con los de cañones reales (Allen y Hickey, 2010).

Basándonos en Howatt y Allen (2013) para caracterizar la dinámica de surgencia en un solo cañón submarino, los parámetros dinámicos utilizados que gobiernan la surgencia por advección (etapa advectiva) son la velocidad incidente  $U$ , el parámetro de Coriolis  $f$ , y la frecuencia de Brunt-Väisälä  $N$ . Los parámetros geométricos que se utilizan son la profundidad de quiebre de la plataforma  $H_s$ , la profundidad en la cabeza del cañón  $H_h$ , la longitud del cañón  $L$ , el ancho del cañón a la mitad de su longitud  $W$ , el ancho del cañón en el quiebre de la plataforma  $W_{sb}$ , y el radio de curvatura de las isobatas corriente arriba sobre la profundidad al quiebre de la plataforma  $\mathcal{R}$  (Figura 1.3). De manera que

de estos nueve parámetros con las dimensiones de tiempo y espacio, se obtienen siete grupos adimensionales de acuerdo con el Teorema (II) de Vaschy-Buckingham (Buckingham, 1914).

Los siete grupos adimensionales son: la relación  $L/W_{sb}$ , los números de Rossby  $Ro = U/f\mathcal{R}$  y  $R_L = U/fL$ , el número de Burger  $Bu = NH_s/fW_{sb}$  que nos dice la escala del efecto de la estratificación con respecto al parámetro de Coriolis; la proporción vertical  $H_s/L$ , la pendiente continental  $s$ , y un número topográfico de Burger  $B_T = sN/f$  (Howatt y Allen, 2013). Aunque Howatt y Allen sugiere que con  $R_w = U/Wf$  se caracteriza mejor el flujo incidente sobre el cañón a comparación de  $Ro = U/f\mathcal{R}$ , en contraste con lo propuesto por Allen y Hickey (2010).

Cabe mencionar que se deben tomar ciertas suposiciones sobre el flujo para este análisis escalar:

- un flujo incidente casi uniforme a lo largo de la longitud del cañón para que el gradiente de presión a lo largo del cañón sea aproximadamente uniforme,
- un flujo moderadamente débil de tal modo que  $\mathcal{F}R_W < 0.2$  donde  $\mathcal{F} = Ro/(0.9+Ro)$ ,
- que la estratificación sea uniforme sobre la profundidad de surgencia, que la profundidad del quiebre de la plataforma sea somera de tal manera que  $NH_s/(fL) < 2$ ,
- que el cañón sea profundo  $2H_cN/(fW_{sb}) > 1$ ,
- que el cañón sea dinámicamente estrecho, aunque Howatt y Allen (2013) lo define cómo  $W < 2a$ ,
- que las paredes del cañón sean empinadas y la columna de agua está estratificada para que la capa de Ekman de fondo sea suprimida,
- que el cañón tenga una forma regular en su esquina corriente arriba cumpliendo que  $H_s(\partial h/\partial r)^{-1}$  es cercano al radio de curvatura de las isobatas  $\mathcal{R}$ .

Durante los eventos de surgencia se desarrolla una inclinación en las isopícnas con una mayor acentuación en la cabeza del cañón, el cambio de profundidad de la isopícnas más profunda que alcanza la cabeza del cañón es conocida como la profundidad de surgencia

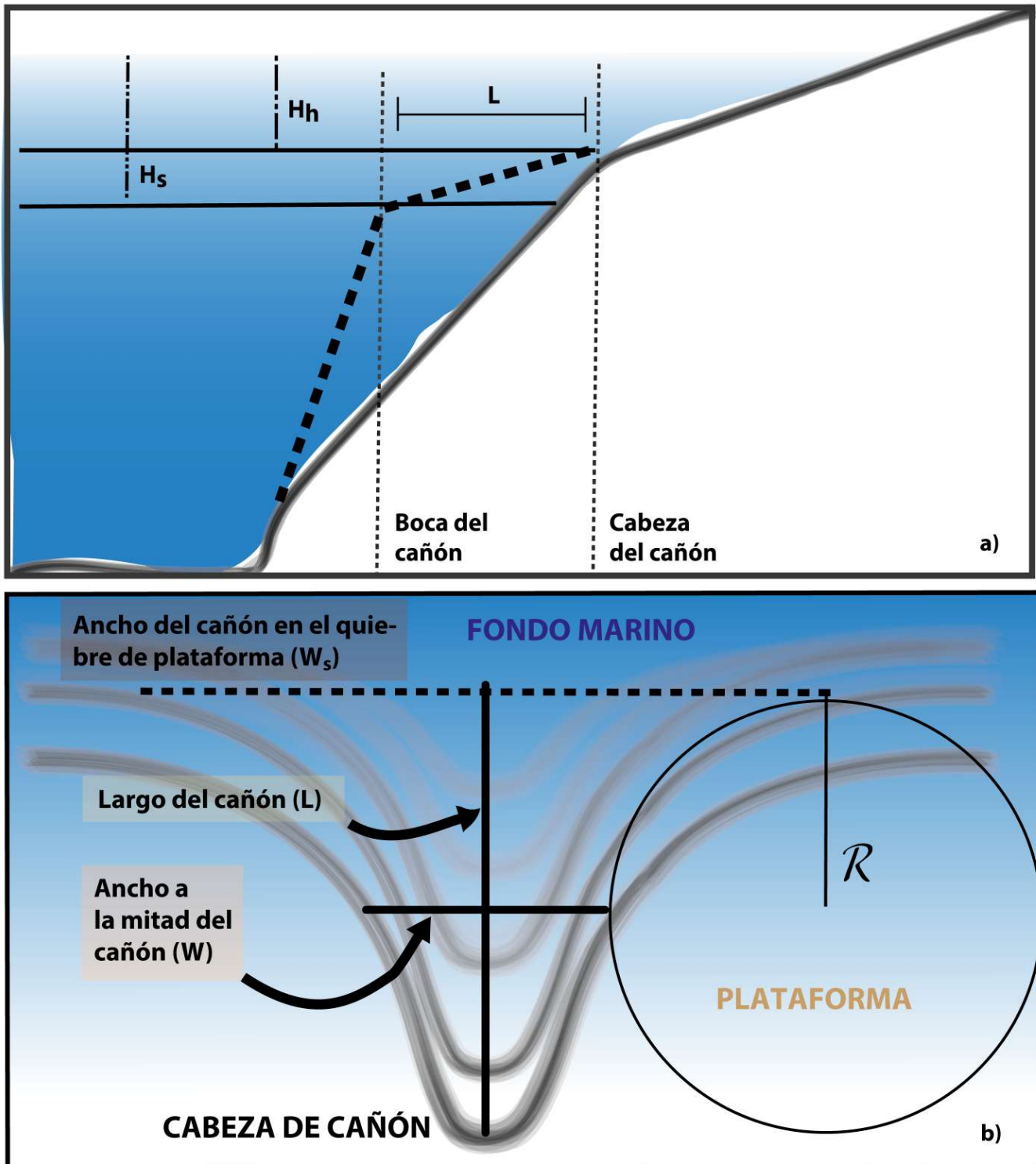


Figura 1.3: Esquema de la geometría del cañón. a) Perfil del corte transversal del eje del cañón. b) Vista de planta del cañón.

$Z$ . Para esto, Howatt y Allen (2013) consideraron la presión generada adentro del cañón debido a las isopícnas con base en el equilibrio hidrostático como  $\rho_0 N^2 Z^2$ . Aunque arriba de la profundidad de la cabeza del cañón no existan diferencias de densidad a lo largo de la distancia entre la cabeza y la boca del cañón, si las hay dentro del cañón debido a la inclinación de las isopícnas. Esta diferencia de densidad entre la cabeza y la boca  $\Delta\rho$ , Howatt y Allen (2013) la interpolaron linealmente como:

$$\Delta\rho = \frac{\rho_0 N^2 Z}{g} \left(1 - \frac{Z_*}{Z_b}\right) \quad (1.6)$$

donde  $Z_*$  es la profundidad arriba de la cabeza del cañón y  $Z_b$  es la altura de la isopícnas arriba de la cabeza del cañón. Integrando la presión hidrostática con  $\Delta\rho$ , la presión total de fondo debido a la inclinación de la isopícnas es expresada como:

$$\Delta p_{total} = \rho_0 N^2 Z^2 \left(1 + \mu \frac{Z_b}{Z}\right) \quad (1.7)$$

donde  $\mu$  es un coeficiente desconocido de orden uno. Por otro lado, como el flujo tiende a seguir las isobatas (Allen y Hickey, 2010), la diferencia de presión a lo largo de cañón se escribe  $\rho f U L \mathcal{F}$ . Entonces, balanceando la diferencia de presión a largo del eje del cañón y la presión total de fondo debido a la inclinación de las isopícnas tenemos:

$$Z^2 \left(1 + \mu \frac{Z_b}{Z}\right) = \gamma \frac{f U L \mathcal{F}}{N^2} \quad (1.8)$$

donde  $\gamma$  es una constante de proporcionalidad. Debido a la inclinación de la plataforma, el agua surgida se ve suavizada a una velocidad  $U - c$  y tiende acumularse en la cabeza del cañón lo que incrementa el grosor de la capa de agua de surgencia, de manera que  $Z_b(U - c) = Z_b f U$  se convierte, para el caso de una plataforma plana  $Z_b f = \eta Z$ . Por lo que al sustituir en 1.8 nos da:

$$Z^2 \left(1 + \frac{\mu \eta}{1 - \frac{\alpha}{2} \mathcal{S} Z}\right) = \gamma Z_o^2 \quad (1.9)$$

donde en  $\mathcal{S} = N^2 s / f U$ ,  $Z_o = \sqrt{f U L \mathcal{F}} / N$  y  $\eta$  es una constante de proporcionalidad.

Realizando una expansión en Taylor de 1.9, el escalamiento de la profundidad de sur-



gencia  $Z$  de Howatt y Allen (2013) nos conduce a:

$$Z = \left( 1.8(\mathcal{F}_w R_L)^{1/2} \left( 1 - 0.42 \frac{sN}{f \left( \frac{\mathcal{F}_w}{R_L} \right)^{1/2}} \right) + 0.05 \right) D_h \quad (1.10)$$

donde  $\mathcal{F}_w = R_W/(0.9 + R_W)$  es un radio que caracteriza la tendencia del flujo a cruzar el cañón,  $R_L = U/fL$  es el número de Rossby usando la longitud del cañón y  $D_h = fL/N$  es una escala de profundidad.

Existe una relación para el flujo de surgencia  $\Phi$ , con  $Z$  ajustada por Howatt y Allen (2013) que se expresa como  $\Phi = WZU_*$ , donde  $U_*$  es la velocidad promedio de la corriente de surgencia. Entonces, la ecuación 1.10 sirve para obtener el flujo de surgencia y es importante considerar que la velocidad de este flujo depende de los cambios en  $Z$ .

Tenemos que la fuerza por el gradiente de presión barotrópica debido a la surgencia es  $\rho_0 f U \mathcal{F}$  (Howatt y Allen, 2013). Cabe mencionar que la velocidad promedio del flujo de surgencia se balancea con el gradiente de presión promedio a  $Z/2$  justo abajo de la cabeza del cañón. Por otro lado, como vimos anteriormente, a la profundidad  $H_h$  el gradiente de presión es  $\rho_0 N^2 Z^2$ . Entonces, la fuerza de gradiente de presión provocado por la surgencia es aproximada a la mitad de la fuerza del gradiente de presión a la profundidad  $H_h$ , de manera que:

$$\rho_0 f U_* \approx \frac{1}{2} \frac{\rho_0 N^2 Z^2}{L} \quad (1.11)$$

Por lo que  $U_*$  quedaría escalada como:

$$U_* \propto \frac{N^2 Z^2}{2fL} \quad (1.12)$$

Finalmente, el flujo de surgencia es proporcional  $Z^3$ . A partir de la normalización y pruebas de coeficientes, Howatt y Allen (2013) propusieron que el flujo de surgencia se estima por:

$$\Phi = \left( 0.91 \mathcal{F}^{3/2} R_L^{1/2} \left( 1 - 1.21 \frac{sN}{f \left( \frac{\mathcal{F}}{R_L} \right)^{1/2}} \right)^3 + 0.07 \right) W U D_h. \quad (1.13)$$

### 1.2.2. Experimentos en laboratorio y simulaciones

Aunque los modelos de laboratorio están limitados al tamaño en el que pueden ser construidos, a través de la teoría de la similaridad dinámica podemos representar flujos de cañones reales en el laboratorio.

La interacción entre cañones fue estudiada experimentalmente por Ramos-Musalem (2020) mediante la simulación de eventos de surgencia en un sistema de dos cañones en un tanque giratorio. La batimetría y las proporciones de los cañones fueron análogas a las dimensiones de los cañones de Astoria y Barkley ubicados en la costa oeste de Washington, EEUU y la isla de Vancouver, Canadá, respectivamente (Figura 1.4). La estratificación del tanque se efectuó mediante el método de dos cubetas (una con agua salada y otra dulce) conectadas por una manguera, llenando el tanque mientras estaba en rotación por alrededor de 1.5 horas y consiguiendo una estratificación cercana a una lineal con una suave pycnoclina próxima a la superficie. La cubeta de agua salada también está conectada a una bomba que transfiere el agua de esta cubeta hacia el tanque. A medida que el nivel del agua se reduce en la cubeta de agua salada, el agua dulce proveniente de la otra cubeta fluye a la cubeta de agua salada debido a las diferencias de presión hidrostática entre los niveles de agua de las dos cubetas. Un mezclador en la cubeta de agua salada asegura que el agua esté bien mezclada antes de entrar al tanque. Una vez llenado el tanque, al agua dentro del tanque le toma entre 2.5 a 3 horas en alcanzar el estado de rotación de cuerpo rígido. A partir de ello, para inducir una corriente favorable de surgencia se aceleró la rotación del tanque. Se instalaron sondas de conductividad en la cabeza del cañón para medir la profundidad de surgencia  $Z_{lab}$  a través del registro del cambio de densidad (Figura 1.5). Para visualizar cualitativamente el flujo se añadió colorante al tanque (Figura 1.6) y se obtuvo el campo de velocidades horizontales por medio de velocimetría por imágenes de partículas (Figura 1.5).

Los resultados en este estudio de  $Z_{lab}$  concordaron con el escalamiento de la ecuación 1.10, con un error cuadrático medio de  $0.27 \text{ cm}^2$  (Ramos-Musalem, 2020). En cuanto a la interacción entre los cañones, se observó que el cañón corriente arriba induce una mayor profundidad de surgencia que el cañón corriente abajo. Por lo que se podría inferir que el

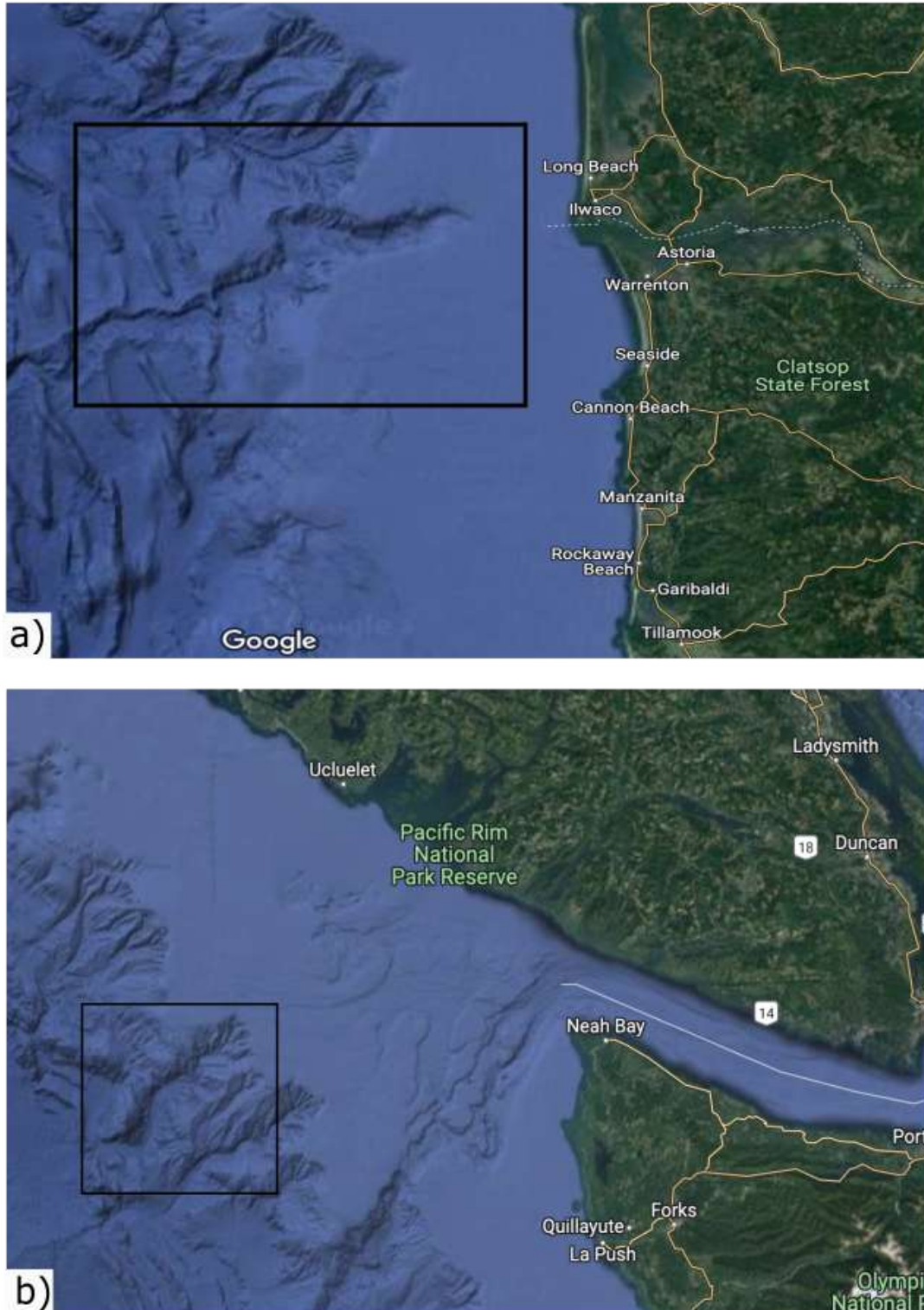


Figura 1.4: a) Imagen del cañón de Astoria, ubicado por el rectángulo de bordes negros (Google Maps,2023). b) Imagen del cañón de Barkley, ubicado por el rectángulo de bordes negros (Google Maps,2023).

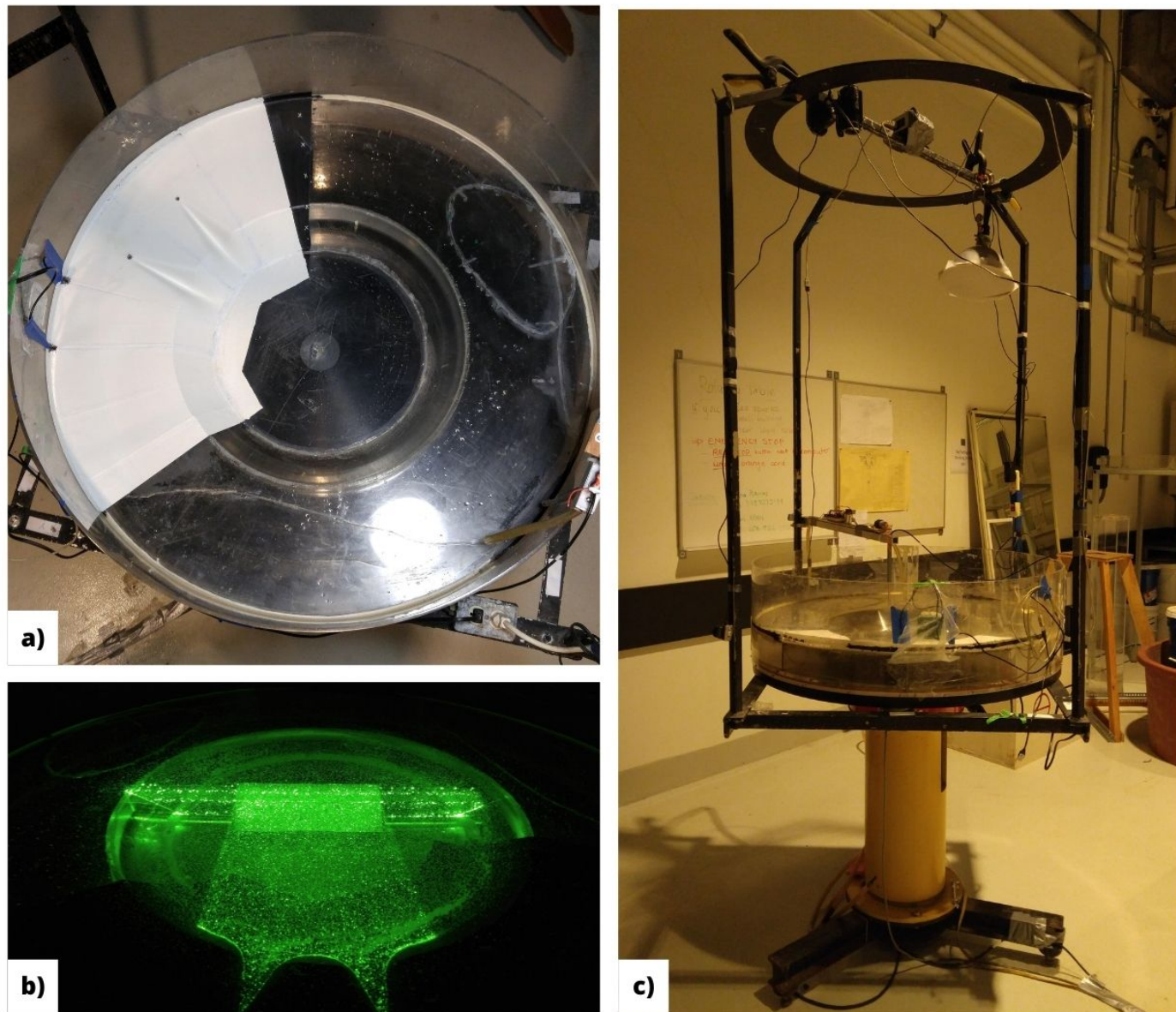


Figura 1.5: Diseño experimental de un tanque giratorio con cañones (Ramos-Musalem, 2020). a) Vista de planta del tanque giratorio; los puntos negros en la cabeza de los cañones son las sondas de conductividad. b) Método de visualización por medio de velocimetría por imágenes de partículas. c) Vista vertical del tanque giratorio.

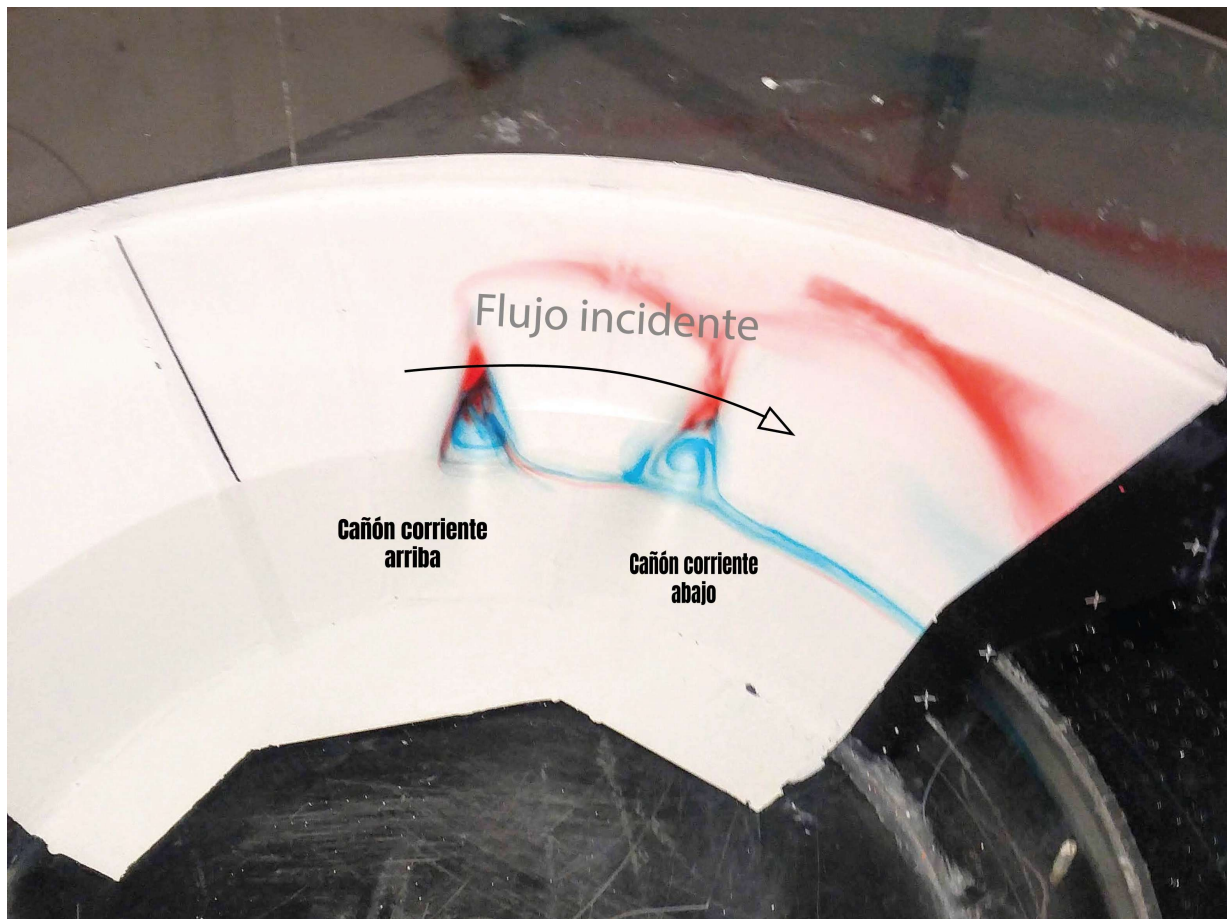


Figura 1.6: Visualización del fenómeno de surgencia utilizando colorantes (Ramos-Musalem, 2020). La tinta azul muestra el flujo por debajo de la profundidad del quiebre de la plataforma, mientras que la tinta azul muestra el flujo a la profundidad de la cabeza del cañón. La flecha negra representa el flujo incidente

cañón corriente arriba influye sobre el otro cañón, aunque Ramos-Musalem comentó que otra forma de interacción se puede dar cuando la pluma de surgencia de cañón corriente arriba alcanza la cabeza del cañón corriente abajo. Los resultados de este experimento pueden ser complementados a través de un modelo numérico el cual nos permitirá estudiar otros campos que no se pudieron medir en el laboratorio.

Los estudios numéricos pueden simular una amplia gama de condiciones y escenarios, lo que permite a los investigadores explorar cómo diferentes factores pueden afectar la dinámica de surgencia en un cañón submarino. Además, los estudios numéricos pueden proporcionar una visión detallada de los procesos físicos que ocurren en el cañón submarino y en su entorno, lo que puede ser difícil de lograr con observaciones in situ. Sin embargo, es importante tener en cuenta que los estudios numéricos, los experimentos en laboratorio y las observaciones in situ son complementarios y ambos son importantes para comprender completamente la dinámica de surgencia en cañones submarinos.

### 1.3. Hipótesis

Basándonos en la dinámica de surgencia para un solo cañón submarino ampliamente estudiada por Allen y Hickey, así como el escalamiento de Howatt y Allen (2013) y los resultados de Ramos-Musalem (2020); las hipótesis sobre un estudio numérico de la dinámica de surgencia entre dos cañones submarinos son:

- La profundidad de surgencia será mayor en el cañón corriente arriba que en el cañón corriente abajo
- Suponiendo que la hipótesis anterior suceda, el flujo de surgencia en el cañón corriente arriba siempre será mayor que en el cañón corriente arriba.
- Eventualmente, una pluma de surgencia proveniente del cañón corriente arriba entrará por la cabeza del cañón corriente abajo.

## 1.4. Objetivos de la investigación

Hemos visto que existen varios estudios numéricos sobre la dinámica de surgencia dentro de un solo cañón submarino, pero a menudo en la realidad no están aislados y se presentan dentro de un sistema de cañones. El objetivo de esta tesis es complementar el modelo físico de dos cañones submarinos idealizados en un tanque giratorio realizado por Ramos-Musalem (2020), a través de un estudio numérico del mismo experimento para analizar su interacción dinámica.

Para cumplir este objetivo las preguntas de investigación son:

1. ¿Cuál es la influencia que tiene el cañón corriente arriba sobre el cañón corriente abajo?
2. ¿Qué influencia tiene la estratificación, la velocidad incidente y el parámetro de Coriolis sobre cada cañón y en conjunto?
3. ¿Qué diferencias hay entre los cañones en la profundidad de surgencia y el flujo de surgencia?
4. ¿Qué tan parecidos son los resultados obtenidos del modelo numérico en comparación con los resultados del escalamiento teórico para un cañón aislado?

# Capítulo 2

## Metodología

A continuación exponemos la configuración del modelo numérico del tanque giratorio con dos cañones submarinos, desde las características del tanque giratorio hasta los detalles para realizar las diferentes corridas del modelo numérico. Después, se explican las métricas que usamos para determinar la diferencia en la surgencia entre los cañones y la obtención de estas métricas a partir de las salidas del modelo numérico

### 2.1. Descripción del modelo numérico

Para simular la circulación y la surgencia en un sistema de dos cañones adyacentes que inciden en una plataforma continental se utilizó el Massachusetts Institute of Technology general circulation model (MITgcm), un modelo numérico que resuelve las ecuaciones primitivas, siendo estas las ecuaciones de Navier-Stokes bajo la aproximación de Boussinesq y la aproximación hidrostática, en tres dimensiones, para un fluido incompresible. Estas ecuaciones son:

$$\frac{D\vec{\mathbf{v}}_h}{Dt} + f\hat{\mathbf{k}} \times \vec{\mathbf{v}}_h + \frac{1}{\rho_c}\nabla_z p = \vec{\mathcal{F}}_h \quad (2.1)$$

para el momento horizontal,

$$\frac{g\rho}{\rho_c} + \frac{1}{\rho_c}\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (2.2)$$



para el momento vertical,

$$\nabla_z \cdot \vec{v}_h + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.3)$$

la ecuación de continuidad y

$$\rho = \rho(\theta_p, S) \quad (2.4)$$

la ecuación de estado. Además, las ecuaciones de conservación de temperatura y salinidad

$$\frac{D\theta_p}{Dt} = Q_{\theta_p} \quad (2.5)$$

$$\frac{DS}{Dt} = Q_s. \quad (2.6)$$

En las ecuaciones anteriores,  $\vec{v}_h(u, v)$  es la velocidad horizontal,  $f$  es el parámetro de Coriolis,  $\hat{k}$  es el vector vertical unitario,  $\rho_c$  es una densidad de referencia constante,  $\nabla_z$  es el gradiente vertical,  $p$  es la presión,  $\vec{F}_h$  es el forzamiento horizontal,  $g$  es la aceleración de la gravedad,  $\rho$  es la densidad,  $z$  es la profundidad,  $w$  es la velocidad vertical;  $\theta_p$  es la temperatura potencial,  $S$  es la salinidad,  $Q_{\theta_p}$  incluye el forzamiento y disipación de  $\theta_p$ , y  $Q_s$  incluye el forzamiento y disipación de  $S$ .

La aproximación hidrostática es válida debido a que se cumple que  $\frac{H^2}{L} \ll 1$ , donde  $H = 1.8$  cm es aproximadamente la distancia entre la profundidad de la cabeza del cañón y el fondo del cañón, y  $L = 12$  cm es el largo de cañón. Así como también se cumple que  $W \ll U$  por un orden de magnitud (Cushman-Roisin y Beckers, 2011).

Dado que el sistema de dos cañones se encuentra dentro de un tanque giratorio, utilizamos un sistema de coordenadas cilíndricas  $(\theta, r, z)$ , donde  $\theta$  es el ángulo azimutal,  $r$  es la distancia radial. También se añadió a la topografía del tanque un cilindro central para mantener la estabilidad numérica (Howatt y Allen, 2013).

El objetivo del experimento es generar una corriente favorable de surgencia. Para lograr esto, el modelo físico de Ramos-Musalem (2020) primero tuvo que alcanzar el estado de rotación de cuerpo rígido (girando a una velocidad angular constante). Luego, se incrementa ligeramente la rotación para inducir la surgencia. Por otro lado, el modelo numérico

simula la surgencia mediante un método distinto.

## 2.2. Diseño de la simulación

Se diseñaron 15 simulaciones en las que se cambiaron los parámetros dinámicos de estratificación y el parámetro de Coriolis, así como la geometría del cañón, todo esto con el propósito de discernir sus efectos en la interacción dinámica entre los cañones.

La simulación numérica de un evento de surgencia parte del reposo (equivalente al estado de rotación de cuerpo rígido). Una corriente costera es generada gracias a la aplicación de una fuerza de cuerpo en sentido horario  $(FC, 0, 0)$  para cada una de las celdas del dominio a lo largo de la plataforma, simulando el efecto de cambiar la tasa de rotación de la mesa giratoria. La aceleración aumenta linealmente hasta 12.5 s, se mantiene en su máximo durante 1 s y posteriormente desciende linealmente hasta llegar a un mínimo. Durante la etapa advectiva se aplica todavía un poco de forzamiento para contrarrestar a la fricción y mantener una corriente constante. La duración de la simulación para todas las corridas fue de 80 s (Figura 2.1).

La función de la fuerza de cuerpo por unidad de masa  $FC$  (unidades  $m/s^2$ ) del modelo está definida por:

$$FC = \begin{cases} \alpha t \frac{r}{D_{pared} - D_{QP}} & t < ST \\ \alpha(ST) \frac{r}{D_{pared} - D_{QP}} & ST < t < FT + ST \\ \alpha(FT + 2ST - t) \frac{r}{D_{pared} - D_{QP}} & FT + ST < t < FT + (2 - sr)ST \\ \alpha(sr)ST \frac{r}{D_{pared} - D_{QP}} & FT + (2 - sr)ST < t \end{cases} \quad (2.7)$$

donde  $\alpha = gU_{max}/ST$ ,  $D_{pared}$  es la distancia a la pared del tanque,  $D_{QP}$  es la distancia al quiebre de la plataforma,  $ST$  es el tiempo corto de incremento,  $FT$  es el tiempo de velocidad máxima a lo largo de la costa  $U_{max}$  aplicada, y  $sr$  es el coeficiente de forzamiento constante. Los valores de estos datos se encuentran en la tabla 2.1.

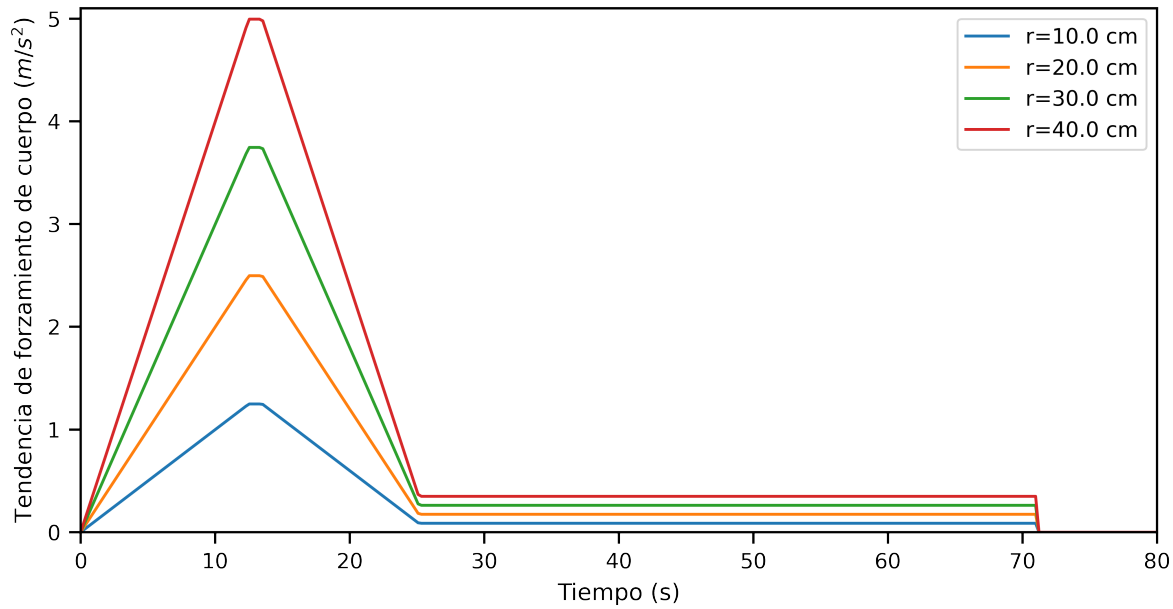


Figura 2.1: Gráfica del forzamiento de cuerpo aplicado a cada una de las celdas del modelo como función de  $r$  y el tiempo.

Tabla 2.1: Tabla de valores para variables de forzamiento.

<i>Variable</i>	Valor
$FT$	1.0 s
$ST$	12.5 s
$U_{max}$	0.28 m/s
$g$	9.81 m/s <sup>2</sup>
$\alpha$	$gU_{max}/ST$
$D_{pared}$	0.5 m
$D_{QP}$	0.28 m
$sr$	0.07

Los valores del rango de estratificación, corrientes a lo largo de la plataforma, y el parámetro de Coriolis seleccionado para todas las corridas de las simulaciones coinciden con los números adimensionales de cañones reales (Tabla 2.2). De esta forma se simularon las típicas condiciones dinámicas para un cañón submarino (Ramos-Musalem y Allen, 2019).

La frecuencia de flotabilidad  $N$  fue calculada a la profundidad del quiebre de la plata-

Tabla 2.2: Lista de las corridas realizadas, con sus respectivos nombres y valores, donde  $Dm$  es la distancia mínima entre las bocas de los cañones. Lab strat es la referencia al perfil de densidad obtenido en el experimento de laboratorio y linear density es un perfil de densidad lineal creado para el modelo numérico. La frecuencia de flotabilidad  $N$  es la estratificación a la profundidad del quiebre de la plataforma.

Corrida	$N(\text{s}^{-1})$	$f(\text{s}^{-1})$	$Rw$	$Bu$	$D_m/a$	Perfil de densidad
Run 01	1.87	0.78	0.09	0.86	0.88	lab medium strat
Run 02	1.87	0.7	0.10	0.96	0.79	lab medium strat
Run 03	1.87	0.5	0.16	1.34	0.57	lab strat
Run 04	1.87	0.6	0.13	1.12	0.68	lab strat
Run 05	1.87	0.85	0.08	0.79	0.96	lab strat
Run 06	2.45	0.78	0.09	1.13	0.88	high lab strat
Run 07	1.77	0.78	0.09	0.82	1.26	low lab strat
Run 08	2.05	0.78	0.09	0.95	0.67	linear density
Run 09	1.53	0.78	0.09	0.79	0.88	linear density
Run 10	1.53	0.5	0.16	1.10	0.57	linear density
Run 11	1.53	0.6	0.12	0.92	0.68	linear density
Run 12	1.53	0.85	0.08	0.65	0.96	linear density
Run 13	1.53	0.7	0.10	0.78	0.79	linear density
Run 14	1.07	0.78	0.08	0.49	1.26	linear density
Run 15	1.70	0.78	0.09	0.78	0.80	linear density

forma. Primero, se obtuvo la densidad que está en función de la temperatura, la salinidad y las constantes termodinámicas de expansión térmica y salina. Esta función utiliza la ecuación de estado lineal para calcular la densidad en función de la temperatura y la salinidad, descrita como:

$$\rho = \rho_0[1 - \alpha(T - T_0) + \beta(S - S_0)] \quad (2.8)$$

donde  $\rho_0$  es la densidad de referencia,  $\alpha$  es el coeficiente de expansión térmica,  $T$  es la temperatura,  $T_0$  es la temperatura de referencia,  $\beta$  es el coeficiente de expansión salina,  $S$  es la salinidad y  $S_0$  es la salinidad de referencia. De modo que  $N$  en su forma discreta se obtiene como:

$$N_i = \sqrt{\frac{g}{\rho_0} \frac{\rho_{i+1} - \rho_{i-1}}{z_{i+1} - z_{i-1}}} \quad (2.9)$$

donde  $N_i$  es la frecuencia de flotabilidad en el punto  $i$  (la profundidad del quiebre la

plataforma);  $\rho_{i+1}$  y  $\rho_{i-1}$  son las densidades en los puntos  $i+1$  e  $i-1$ , respectivamente;  $z_{i+1}$  y  $z_{i-1}$  son las profundidades en los puntos  $i+1$  e  $i-1$ , respectivamente.

El dominio espacial de la simulación tiene una pared interna que está a 10 cm del centro del tanque y una pared externa que está a 50 cm del centro. El dominio tiene 50 cm de radio y una profundidad máxima de 10 cm, y está dividido de manera horizontal en 266 x 512 celdas y de manera vertical en 175 niveles Z. La sección de la malla que contiene a los dos cañones tiene la de mayor resolución; ahí tenemos un  $\Delta\theta=0.45^\circ$  y un  $\Delta z=0.5$  mm, la resolución radial siempre permanece constante con  $\Delta r = 1.5$  mm. El paso de tiempo usado es de 0.005 s para las corridas run01- run08 y 0.0025 s para las corridas run09- run15 de los 80 s que dura la simulación.

Los dos cañones fueron construidos cada uno a partir de la misma función tangencial hiperbólica, contemplando varios parámetros geométricos (más detalles se pueden encontrar en el Apéndice A). Los parámetros geométricos son similares a los del cañón Barkley y Astoria, y están basados en la geometría y grupos adimensionales de la dinámica de surgencia de varios cañones cortos (Allen y Hickey, 2010). Las condiciones de frontera en el fondo son de libre deslizamiento, de igual manera se cumplen estas condiciones para las paredes verticales.

Los campos iniciales de salinidad varían en la vertical, mientras que en la horizontal los valores de estas variables son homogéneas. En todas las corridas, al inicio de la simulación la salinidad aumenta con la profundidad y la temperatura se mantiene constante con la profundidad, pero los valores máximos y mínimos de la salinidad cambian en relación con los diferentes valores de estratificación; por lo que la densidad varía solamente en función de la salinidad (Figura 2.2).

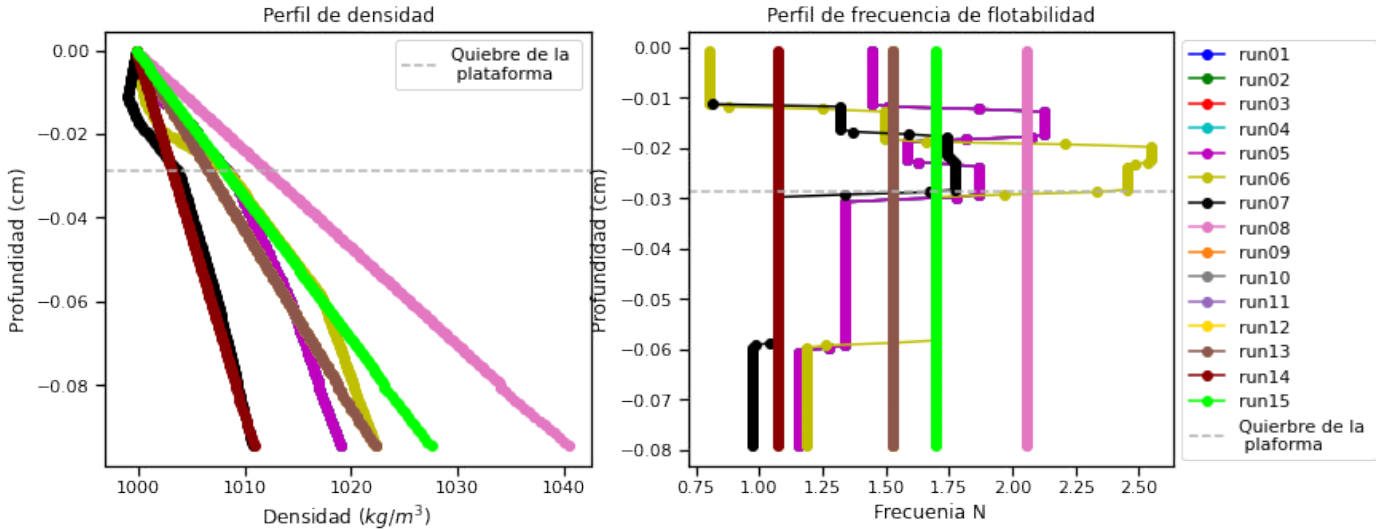


Figura 2.2: Ejemplo de perfil de densidad y estratificación al tiempo inicial de los experimentos numéricos. Note la diferencia entre el perfil de densidad lineal y el perfil de densidad del experimento en laboratorio;  $N$  se mantiene constante en función de la profundidad para los perfiles de densidad lineal mientras que para los otros perfiles de densidad no.

## 2.3. Métricas

Para analizar las diferencias que existen entre dos cañones submarinos se utilizaron tres métricas. Estas fueron la velocidad incidente, la profundidad de surgencia y el flujo de surgencia. Estas métricas se obtuvieron para cada cañón submarino. A continuación se describen más a detalle cada una de estas métricas.

### 2.3.1. Velocidad incidente

El forzamiento genera una corriente a lo largo de la plataforma. Esta corriente incide y fluye sobre los cañones, perpendicularmente al eje de los cañones, y genera condiciones de surgencia induciendo un desbalance en el gradiente de presión que va hacia la costa (Allen y Hickey, 2010). Al promedio de la velocidad de esta corriente incidente por arriba de la profundidad de la cabeza del cañón la denominamos velocidad incidente.

La velocidad del agua en el lado corriente arriba de los cañones, la velocidad incidente,

juega un papel importante en la intensidad de los eventos de surgencia, como ya vimos en las ecuaciones 1.10 y 1.13. Esta velocidad, a lo largo de las isobatas en el lado corriente arriba,  $U$ , fue obtenida promediando la velocidad azimutal  $\dot{\theta}r$  que se encontraba entre los 0.77 cm y 1.47 cm de profundidad a un radio del tanque de entre los 32.72 cm y 35.58 cm (Figuras 2.3 y 2.4).

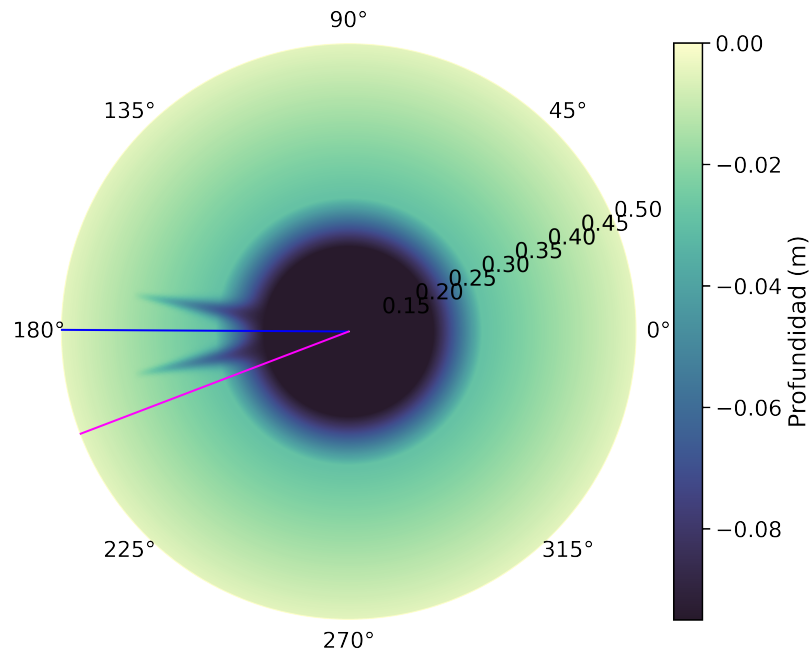


Figura 2.3: Vista de planta de los cortes seleccionados para el muestreo de la velocidad incidente  $U$ . La línea magenta es para el cañón corriente arriba y la línea azul es para el cañón corriente abajo. El mapa de color corresponde a la batimetría del tanque

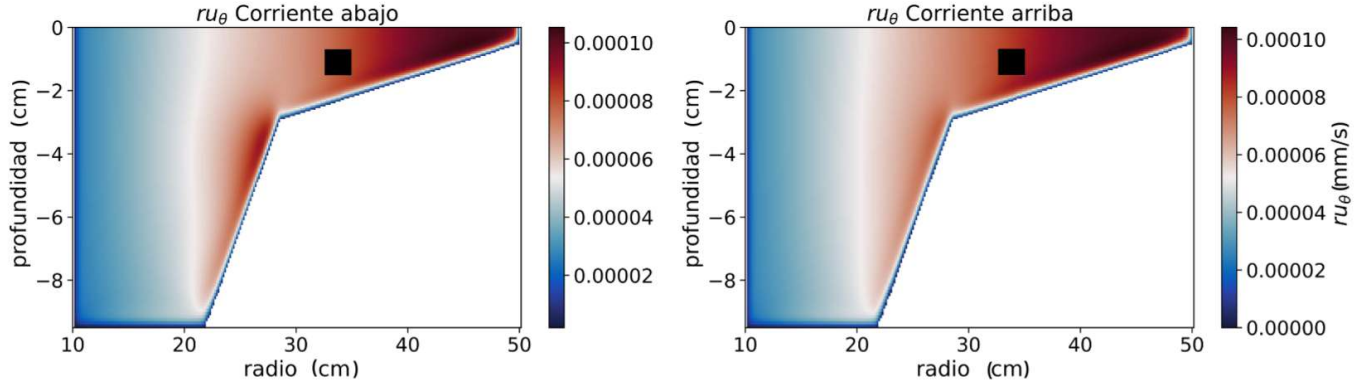


Figura 2.4: Gráficos de los cortes angulares para el muestreo de  $U$  para el cañón corriente abajo (izquierda) y cañón corriente arriba (derecha); la sección de muestreo está señalada en negro. El mapa de color corresponde a la velocidad azimutal

### 2.3.2. Profundidad de surgencia

Durante los eventos de surgencia, aguas más profundas con un cierto grado de salinidad ascenderán a profundidades más someras. Despreciando la difusión, la salinidad fue utilizada para seguir el movimiento vertical del agua (Howatt y Allen, 2013).

La profundidad de surgencia calculada  $Z_{calc}$  en cada cañón fue estimada rastreando la profundidad a la que inicialmente se encontraba la salinidad en medida en la profundidad de la cabeza del cañón durante cierto tiempo de la simulación. La incertidumbre que se usó para medir la máxima profundidad de surgencia se estimó midiendo la mitad de la longitud del espaciamiento de la malla  $Z$  (Howatt y Allen, 2013).

Sea  $S(t, z, r, \theta)$  la salinidad en función del tiempo  $t$ , la profundidad  $z$ , el radio  $r$  y el ángulo  $\theta$ . Sea  $Z(i)$  la profundidad correspondiente al índice  $i$ . Para cada corrida de datos con  $N$  tiempos, se define un conjunto de tiempo  $T$ :

$$T = \{25s, \dots, 35s\}$$

Para cada tiempo  $t \in T$ , se calcula el valor máximo de salinidad  $S_{max}(t)$  en el subconjunto de datos definido por los límites de profundidad a la altura del quiebre de la plataforma  $z_{sb}$ ,  $r_{sb}$  y  $\theta_{min}$ ,  $\theta_{max}$ . Luego, se busca el índice de profundidad  $Z(i(t))$  donde la salinidad es igual al valor máximo en un corte transversal definido por el radio  $r_0$  y el án-



gulo  $\theta_0$ . Finalmente, se calcula el promedio de los valores de profundidad correspondientes a los índices encontrados:

$$Z_{calc} = \frac{1}{|T|} \sum_{t \in T} Z(i(t))$$

Con respecto al escalamiento de la profundidad de surgencia visto en la ecuación 1.10,  $Z$  es la profundidad de surgencia a partir de la profundidad de la cabeza del cañón,  $H_h$ , por lo que usaremos  $Z_{HA2013} = Z + H_h$  para hacer una evaluación con respecto valor calculado  $Z_{calc}$  porque esta ya tiene contemplada la profundidad de la cabeza del cañón.

### 2.3.3. Flujo de surgencia

Tenemos que el flujo de surgencia se puede cuantificar de la siguiente manera:

$$\Phi = \int \vec{\mathbf{w}} \cdot \hat{\mathbf{n}} dA \quad (2.10)$$

donde  $\vec{\mathbf{w}}$  es el vector de la velocidad vertical,  $\hat{\mathbf{n}}$  es un vector unitario ortogonal a la superficie horizontal dentro del cañón a la profundidad del quiebre de la plataforma. Sea  $A$  el área de la sección transversal de interés del cañón y  $w$  la velocidad vertical del agua en la misma sección transversal. La velocidad se mide en m/s. Dado que nuestro modelo posee particiones finitas formando celdas, usaremos la ecuación 2.10 en su forma discreta:

$$\Phi_t = \sum_{i=r_{sb}}^{r_{wall}} \sum_{j=\theta_{down}}^{\theta_{up}} w_{ij} A_{ij} \quad (2.11)$$

donde  $\Phi_t$  es el flujo de surgencia del índice de tiempo  $t \in T$ ,  $r_{wall}$  es el índice radial de la pared del tanque,  $r_{sb}$  es el índice a partir del quiebre de la plataforma en la dirección radial,  $\theta_{down}$  es el índice azimutal en el lado corriente abajo del cañón y  $\theta_{up}$  es el índice azimutal en el lado corriente arriba. Siendo  $w_{ij}$  la velocidad vertical en la celda  $(i, j)$  y  $A_{ij}$  el área horizontal de la celda  $(i, j)$ . Finalmente, se calcula el promedio de los valores de  $\Phi(t)$  en  $T$  (Figura 2.5), obteniendo así.

$$\Phi_{calc} = \frac{1}{|T|} \sum_{t \in T} \Phi_t \quad (2.12)$$

Este flujo de surgencia calculado  $\Phi_{calc}$  se comparó con el escalamiento de ecuación 1.13.

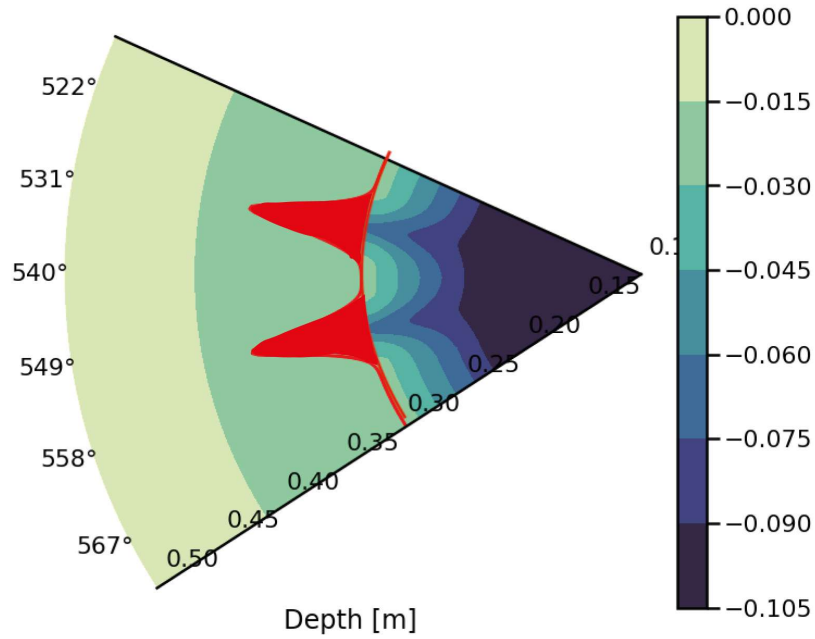


Figura 2.5: El área de muestreo del flujo de surgencia para el cañón corriente arriba y cañón corriente abajo está coloreada de rojo. En su coordenada radial las áreas limitan entre el punto del quiebre de la plataforma y la pared del tanque. La escala de colores indica la profundidad.

# Capítulo 3

## Resultados

Empezamos el capítulo con una descripción general de la circulación y la surgencia (Sección 3.1) que se desarrollan a lo largo de la simulación, comparando cualitativamente los gráficos generados de las velocidades  $u$ ,  $v$  y  $w$  y la salinidad. Posteriormente se muestran los resultados obtenidos sobre la velocidad incidente  $U$  (Sección 3.2), la profundidad de surgencia  $Z$  (Sección 3.3) y el flujo de surgencia  $\Phi$  (Sección 3.4) para entender la dinámica del flujo y cuantificar la interacción entre los dos cañones submarinos; así como su relación con los números de Burger y Rossby.

### 3.1. Circulación y surgencia

La simulación empieza desde una rotación de cuerpo rígido. Al acelerar la rotación del tanque se induce una corriente incidente que aumenta linealmente, y ésta a su vez genera la primera etapa de surgencia dentro de los cañones, que es linealmente dependiente del tiempo. Terminado el forzamiento, la circulación dentro de los cañones es dominada por la advección (fase advectiva) mientras ocurre un decaimiento en la corriente incidente hasta que el decaimiento es suavizado y se estabiliza (etapa de relajación) así hasta los 80 s cuando se da por terminada la simulación.

Por encima de la profundidad de la cabeza del cañón y sobre la plataforma, entre los cañones se presenta un campo de velocidad radial en sentido al centro del tanque que podría afectar el flujo incidente (Figura 3.1). Al mismo tiempo, en las cabezas de los

cañones se observa un campo radial en dirección a la costa, indicando la salida de los flujos de surgencia de los cañones.

Durante la fase advectiva, la circulación dentro de los cañones es ciclónica y el agua asciende (Figuras 3.2 y 3.3) desde ciertas profundidades hasta la plataforma (Figura 3.4), en el lado corriente abajo de la cabeza de los cañones (Figura 3.5). Mientras que en el lado corriente arriba el agua descende, lo que provoca un estiramiento en la columna de agua para dar lugar a la formación de remolinos dentro de cada cañón (Figuras 3.2 y 3.5). La pluma de surgencia del cañón corriente arriba eventualmente alcanza la cabeza del cañón corriente abajo (Figura 3.4)

Definiendo a la interacción dinámica entre los cañones como la diferencia entre el valor de las variables dinámicas en el cañón corriente arriba y corriente abajo, se observaron interacciones en los valores de la velocidad angular  $r\dot{\theta}$ , la velocidad radial  $\dot{r}$ , la velocidad vertical  $w$  y salinidad  $S$ .

La velocidad azimutal  $r\dot{\theta}$  presentó un flujo semi-homogéneo por encima de la profundidad del quiebre de la plataforma, manteniendo su dirección en sentido horario. Pero dentro de los cañones esta dinámica es diferente, los valores se reducen drásticamente a un orden de magnitud menor o incluso no hay un sentido homogéneo de velocidad. Este comportamiento es razonable, ya que dentro de los cañones el flujo incidente no interviene directamente debido a las barreras físicas de las paredes de los cañones. Aun así, se encontraron diferencias de  $r\dot{\theta}$  dentro de los cañones. El cañón corriente arriba obtuvo mayores valores positivos dentro del cañón, donde esta diferencia positiva incrementa en el lado corriente arriba de los cañones a la profundidad de sus cabezas (Figura 3.6).

El campo de velocidad radial  $\dot{r}$ , dentro de los cañones, mostró en la parte superior de los lados corriente abajo una tendencia de flujo en dirección hacia la costa; mientras que en los lados corriente arriba se observaron tendencias de flujo en dirección hacia el océano profundo. Este comportamiento dentro de los cañones es señal de circulación ciclónica, condiciones que son parte de la dinámica de surgencia. Aunque el campo de velocidad radial  $\dot{r}$  se comportó similarmente en ambos cañones, las diferencias entre ambos cañones muestran que el cañón corriente arriba posee velocidades más grandes en dirección hacia la costa. Las mayores diferencias se localizaron en la parte superior del lado corriente arriba

de los cañones (Figura 3.7).

En el caso de la velocidad vertical  $w$ , la surgencia predominó en los lados corriente abajo de los cañones, a diferencia de los lados corriente arriba donde se presentaban condiciones de hundimiento, siendo esto un indicador de estiramiento en la columna de agua dentro de los cañones. El cañón corriente arriba muestra una velocidad vertical mayor en contraste con el cañón corriente abajo, aunque no presentó alguna área focalizada de diferencias. De esto se infiere que hay más surgencia en el cañón corriente arriba.

Por otro lado, algunas isohalinas provenientes del cañón corriente arriba muestran una interacción directa con el cañón corriente abajo al extenderse hasta el cañón corriente abajo, fenómeno provocado por la dinámica de surgencia del primer cañón (Figura 3.8). A su vez, esta interacción puede afectar en las mediciones de la surgencia del cañón corriente abajo.

Aunque las magnitudes del campo de velocidad vertical son aparentemente cercanas a las de los campos de velocidad horizontal, la velocidad vertical es un orden de magnitud menor a las velocidades horizontales

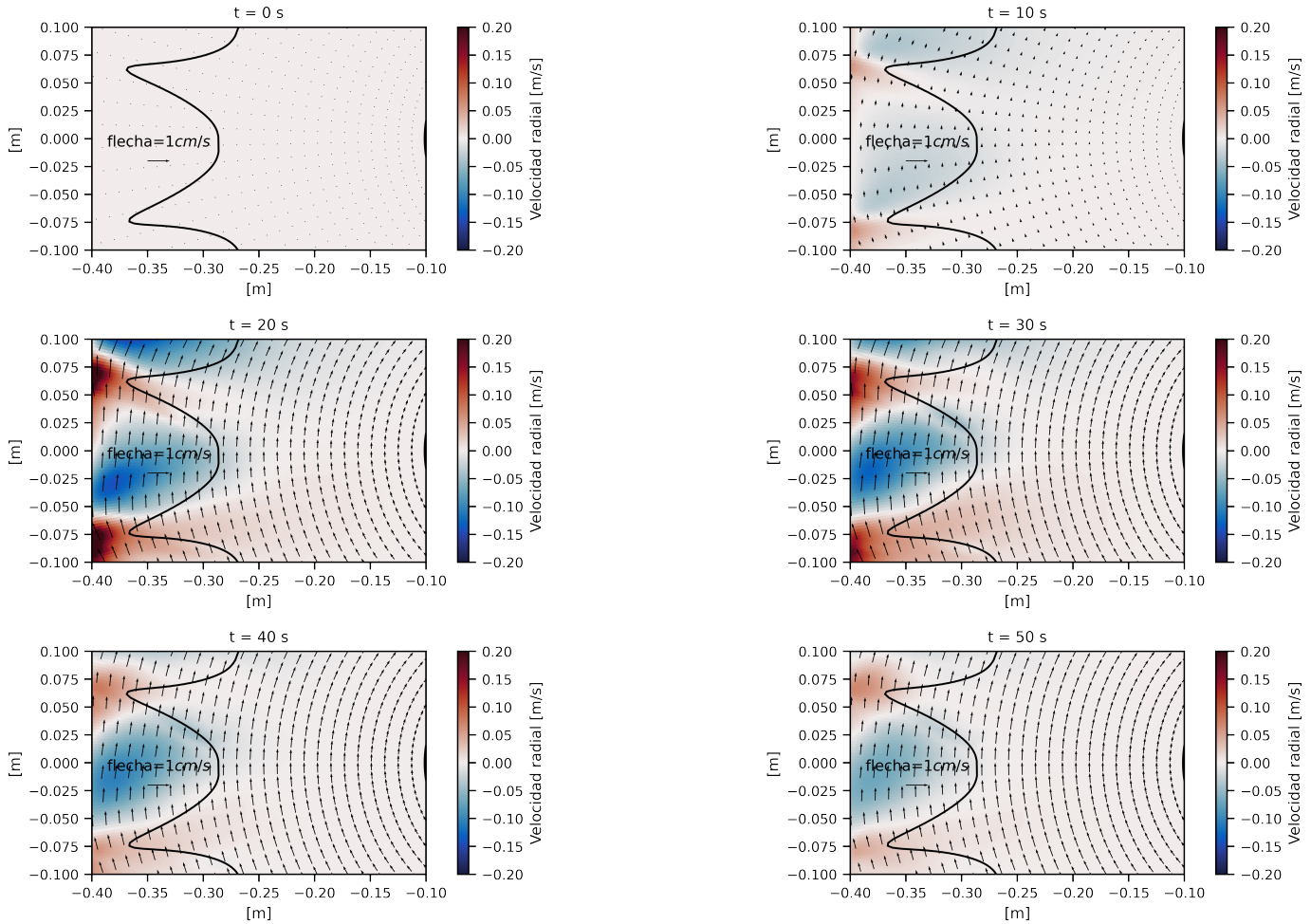


Figura 3.1: Vista de planta de la simulación a lo largo del tiempo de la velocidad horizontal a la profundidad de la cabeza del cañón. Las flechas representan el campo de velocidades horizontales. El mapa de color representa la velocidad radial  $\dot{r}$ , siendo rojo en dirección a la costa y azul en dirección al océano profundo. El cañón corriente arriba se ubica en la parte inferior de la imagen mientras que el cañón corriente abajo se ubica en la parte superior de la imagen. El contorno negro corresponde a la isobata al nivel del quiebre de la plataforma

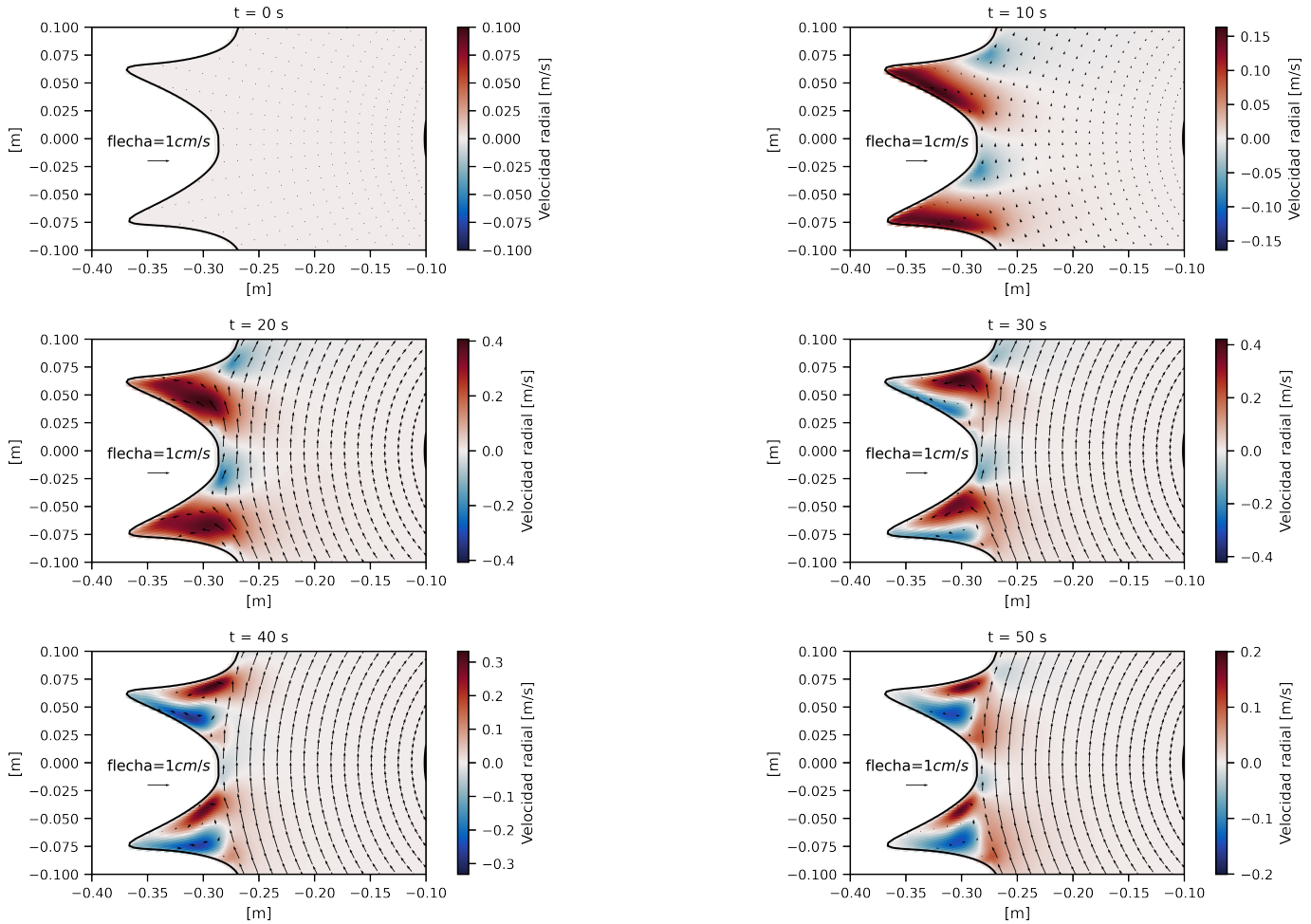


Figura 3.2: Vista de planta de la simulación a lo largo del tiempo de la velocidad horizontal a la profundidad del quiebre de la plataforma. Las flechas representan el campo de velocidades horizontales. El mapa de color representa la velocidad radial  $\dot{r}$ , siendo rojo en dirección a la costa y azul en dirección al océano profundo. El cañón corriente arriba se ubica en la parte inferior de la imagen mientras que el cañón corriente abajo se ubica en la parte superior de la imagen

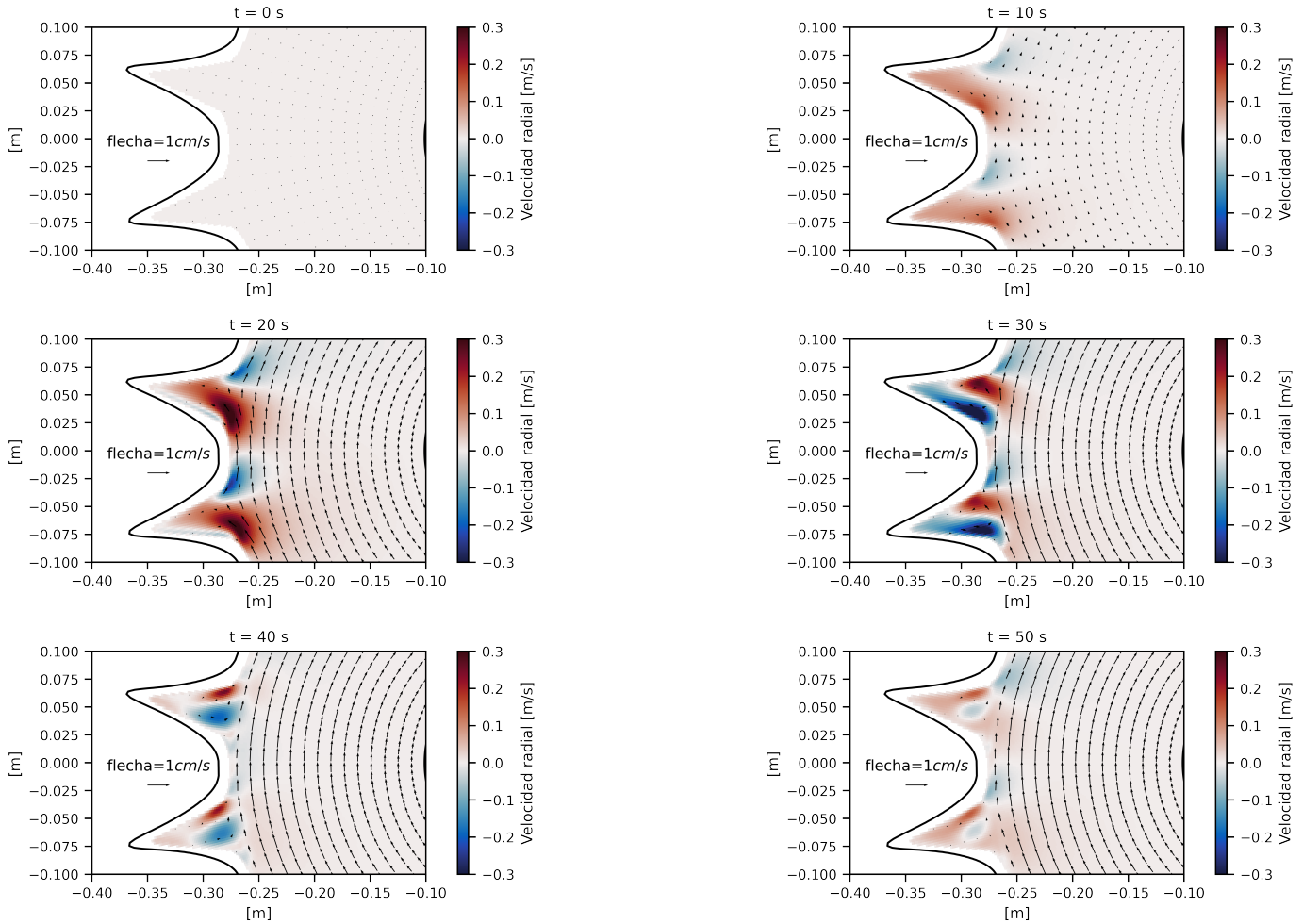


Figura 3.3: Vista de planta de la simulación a lo largo del tiempo de la velocidad horizontal a una profundidad por debajo del quiebre de la plataforma. Las flechas representan el campo de velocidades horizontales. El mapa de color representa la velocidad radial  $\dot{r}$ , siendo rojo en dirección a la costa y azul en dirección al océano profundo. El cañón corriente arriba se ubica en la parte inferior de la imagen mientras que el cañón corriente abajo se ubica en la parte superior de la imagen



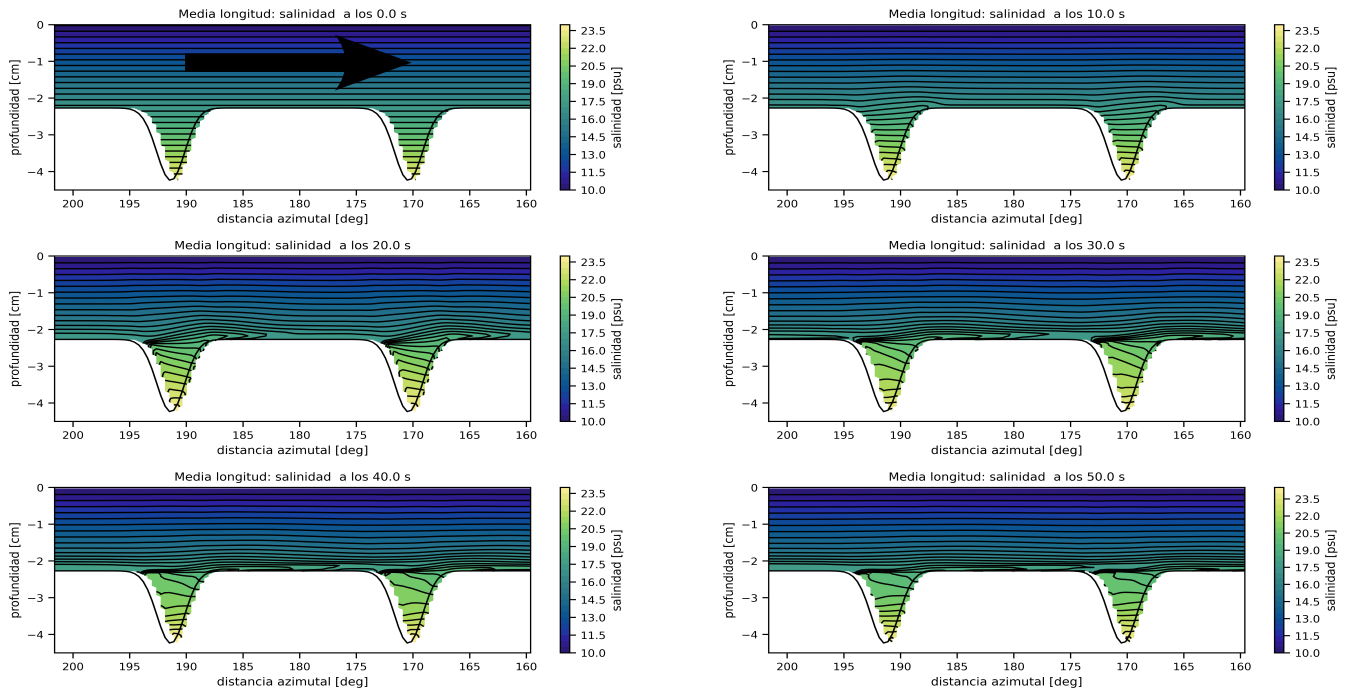


Figura 3.4: Corte azimutal de salinidad e isohalinas a lo largo del tiempo con radio a la mitad del ancho de los cañones. El cañón corriente arriba se encuentra en la parte izquierda de la figura y el cañón corriente abajo se ubica en la parte derecha de la figura. La flecha indica la dirección de la corriente incidente.

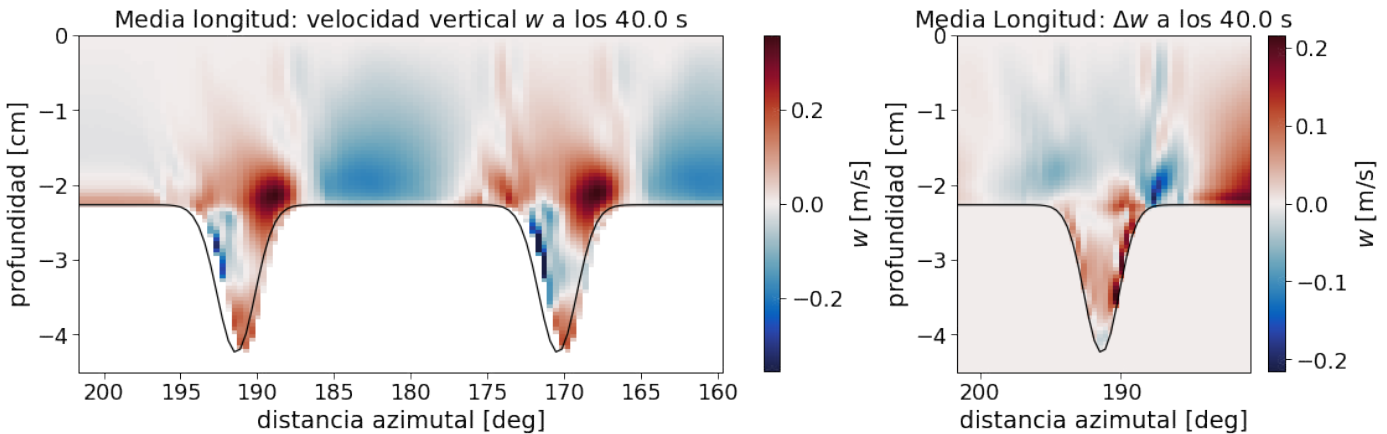


Figura 3.5: Corte de la velocidad vertical  $w$  a lo largo de la plataforma con radio a la mitad del ancho de los cañones. El cañón corriente arriba se encuentra en la parte izquierda de la figura y el cañón corriente abajo se ubica en la parte derecha de la figura. En el segundo panel, se muestran las diferencias del cañón corriente arriba menos el cañón corriente abajo

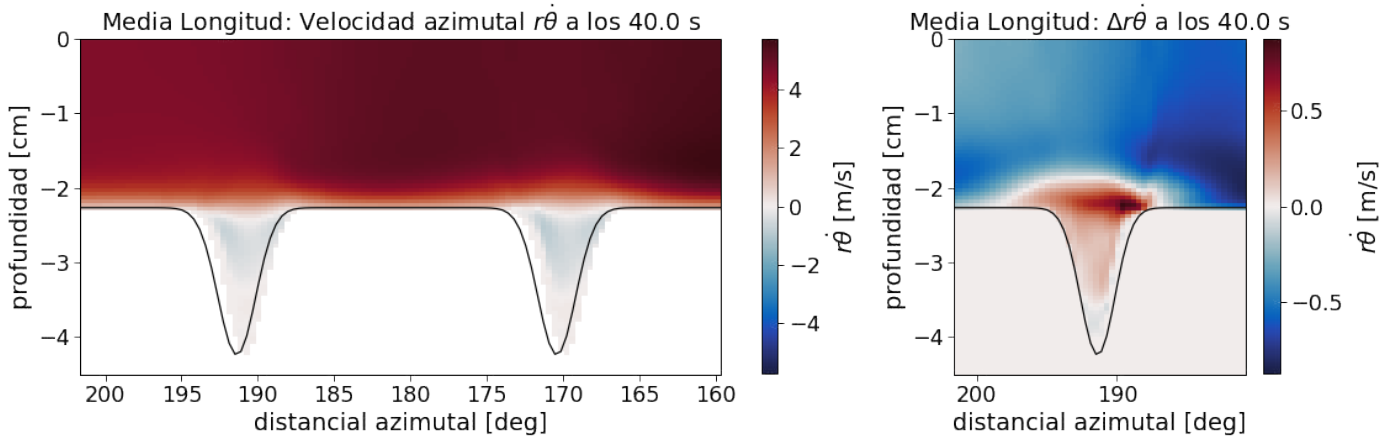


Figura 3.6: Corte de la velocidad azimutal  $r\dot{\theta}$  a lo largo de la costa con radio a la mitad del largo de los cañones. En el primer panel, el cañón corriente arriba se encuentra en la parte izquierda de la figura y el cañón corriente abajo se ubica en la parte derecha de la figura (los valores positivos apuntan a la derecha y los negativos a la izquierda). En el segundo panel, se muestran las diferencias del cañón corriente arriba menos el cañón corriente abajo

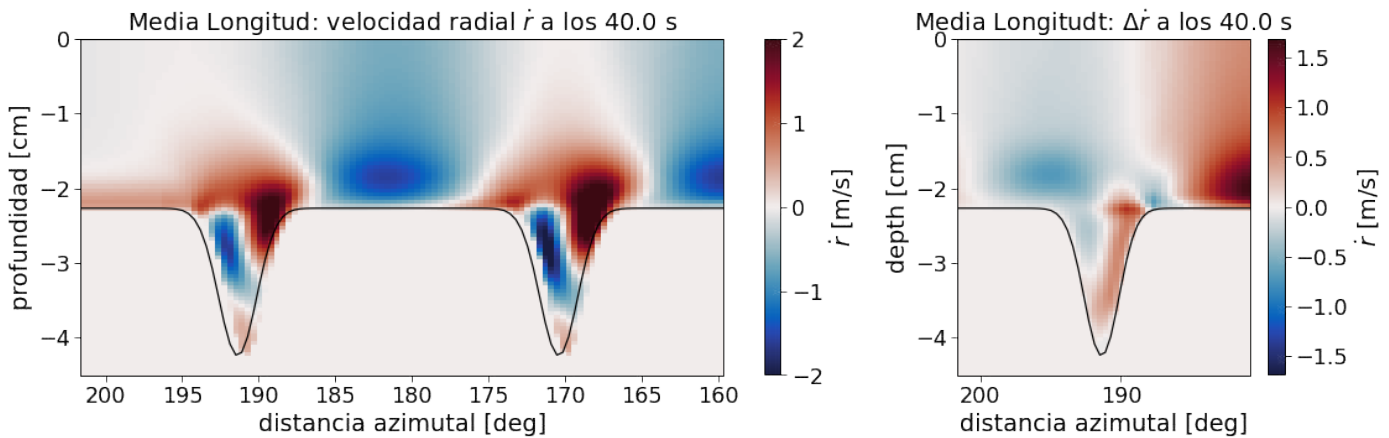


Figura 3.7: Corte de la velocidad radial  $\dot{r}$  a lo largo de la plataforma con radio a la mitad del ancho de los cañones. El cañón corriente arriba se encuentra en la parte izquierda de la figura y el cañón corriente abajo se ubica en la parte derecha de la figura (Positivo significa costa adentro y negativo es costa afuera). En el segundo panel, se muestran las diferencias del cañón corriente arriba menos el cañón corriente abajo

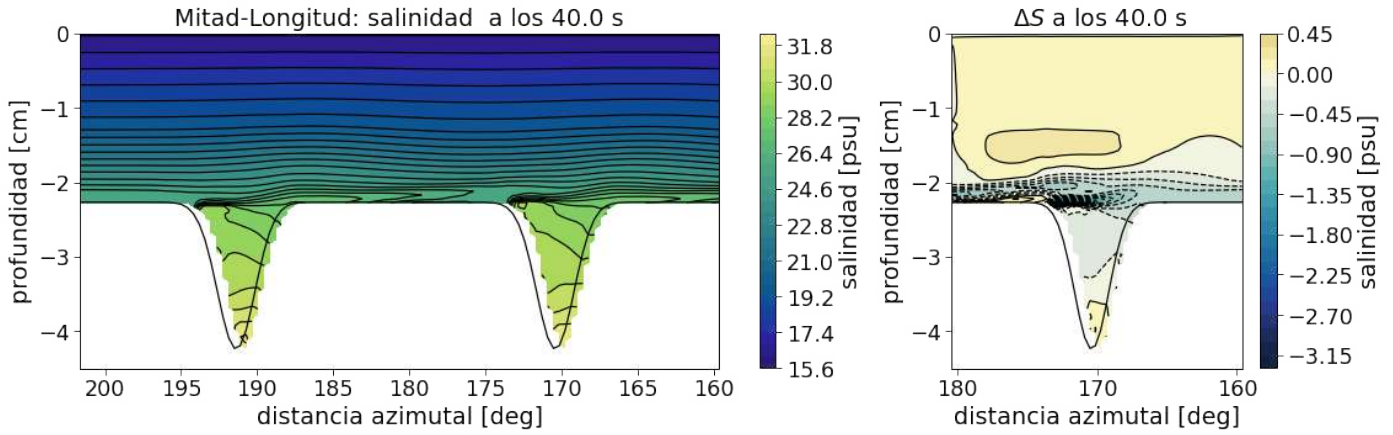


Figura 3.8: Corte de salinidad e isohalinas a lo largo de la plataforma con radio a la mitad del ancho de los cañones. El cañón corriente arriba se encuentra en la parte izquierda de la figura y el cañón corriente abajo se ubica en la parte derecha de la figura. En el segundo panel, se muestran las diferencias del cañón corriente arriba menos el cañón corriente abajo

## 3.2. Velocidad incidente

Los resultados mostraron que la velocidad incidente  $U$ , definida en la sección 1.2.1, es mayor en el cañón corriente arriba durante todas las etapas de la dinámica de surgencia del modelo. De acuerdo con la Figura 3.9, la corriente incidente parte desde el reposo al inicio de la simulación y aumenta su velocidad hasta alcanzar su máximo a los 25 segundos para las corridas run01 a la run09, y a los 22.5 segundos para las demás corridas (Figura 3.10). Durante esta última etapa, en todas las corridas las diferencias entre el cañón corriente arriba y corriente abajo incrementan respecto al tiempo. No existe un desfase en el aumento de la velocidad inicial de un cañón con respecto al otro, esto es debido a que el forzamiento aplicado a cada una de las celdas del modelo, es uniforme con el tiempo.

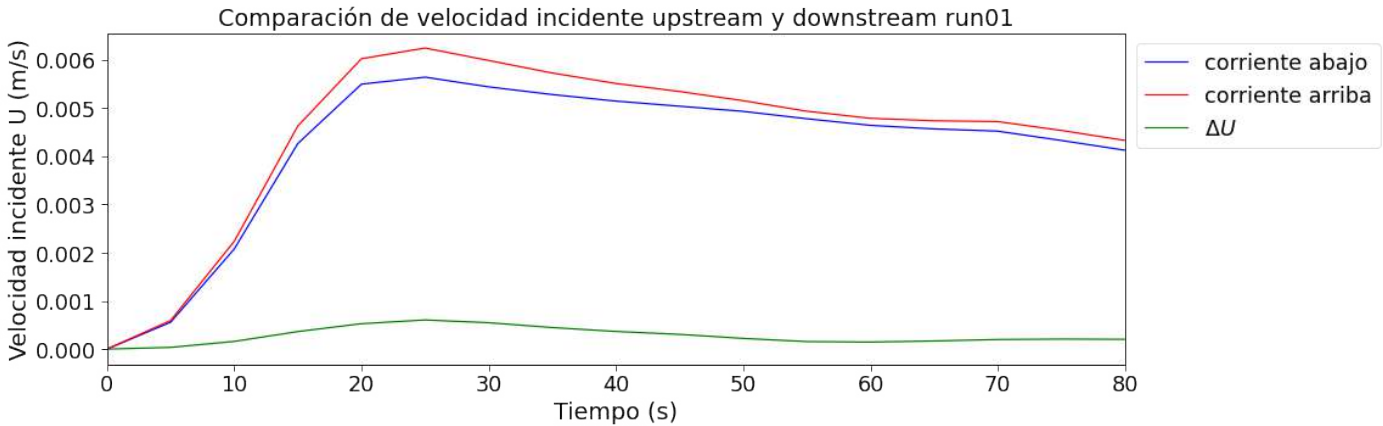


Figura 3.9: Gráfico de la velocidad incidente con respecto al tiempo en la corrida run01.

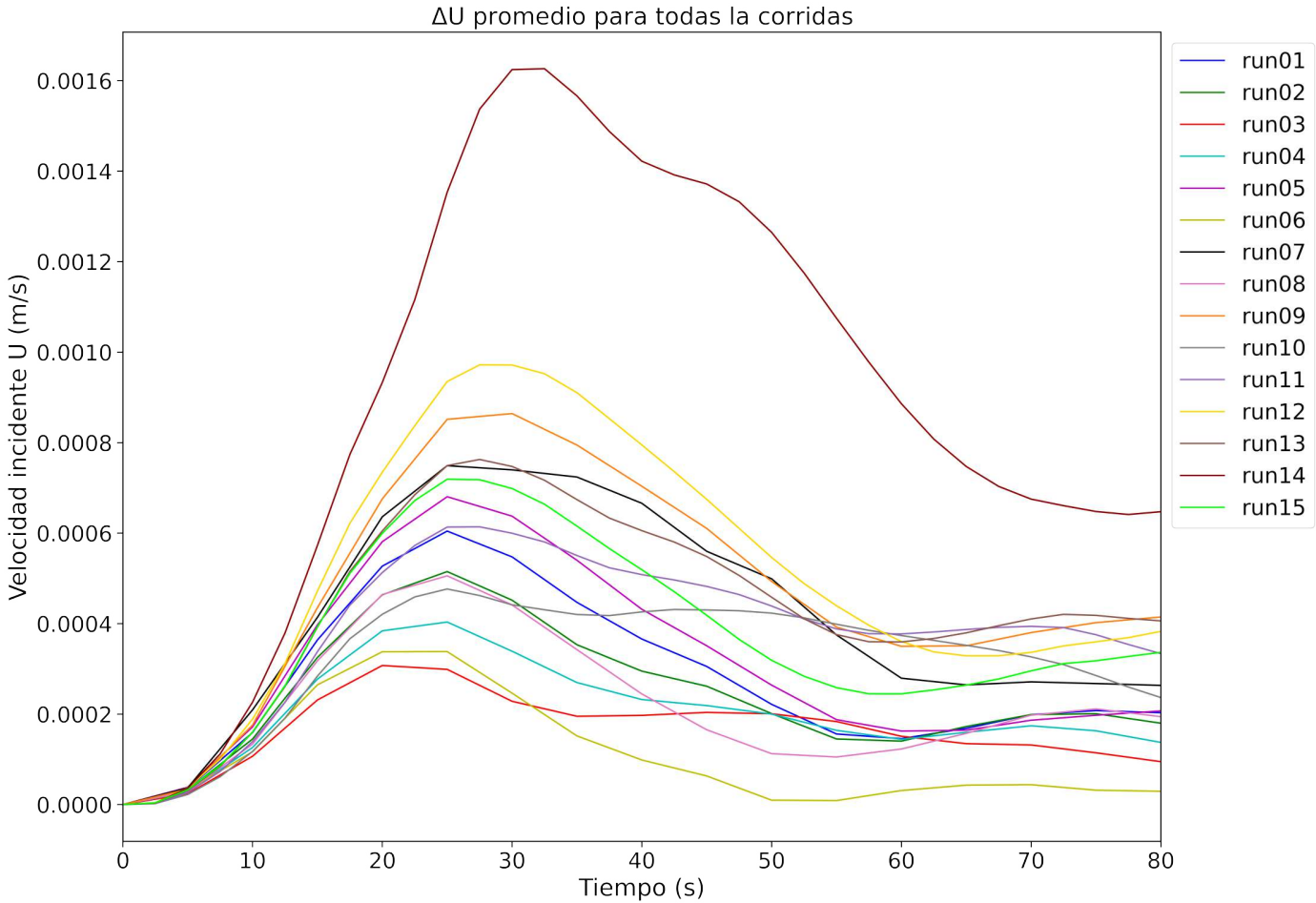


Figura 3.10: Diferencias de la velocidad incidente con todas las corridas (Velocidad del cañón corriente arriba menos el cañón corriente abajo).

Durante la etapa de relajación, cuando ha acabado el forzamiento, se observó que la velocidad incidente decae suavemente en ambos cañones debido a la fricción.

Observando las diferencias entre los cañones corriente arriba y corriente abajo en su velocidad incidente promedio, podemos notar que las diferencias aumentan con respecto al tiempo hasta alcanzar un máximo en un tiempo que es similar al máximo de la velocidad incidente. Posteriormente, empezando la fase advectiva el valor de las diferencias decae y de lo cual se infiere que las diferencias  $\Delta U$  entre los cañones son proporcionales a la velocidad incidente  $U$ .

De la Figura 3.10, se determinó que la corrida run14 (Figura 3.11) mostró la mayor de las diferencias alcanzando un máximo  $\Delta U$  de 0.16 cm/s. La corrida run14 presenta la menor

estratificación ( $N = 1.07 \text{ s}^{-1}$ ) y perfil de densidad lineal. Por otro lado, la corrida run06 (Figura 3.12), que tiene la mayor estratificación de todas las corridas ( $N = 2.45$ ,  $Bu = 0.963$ ), presentó la menor de las diferencias durante la etapa advectiva. Se puede inferir, en términos de la velocidad incidente  $U$ , que la estratificación juega un rol fundamental en la interacción entre los cañones.

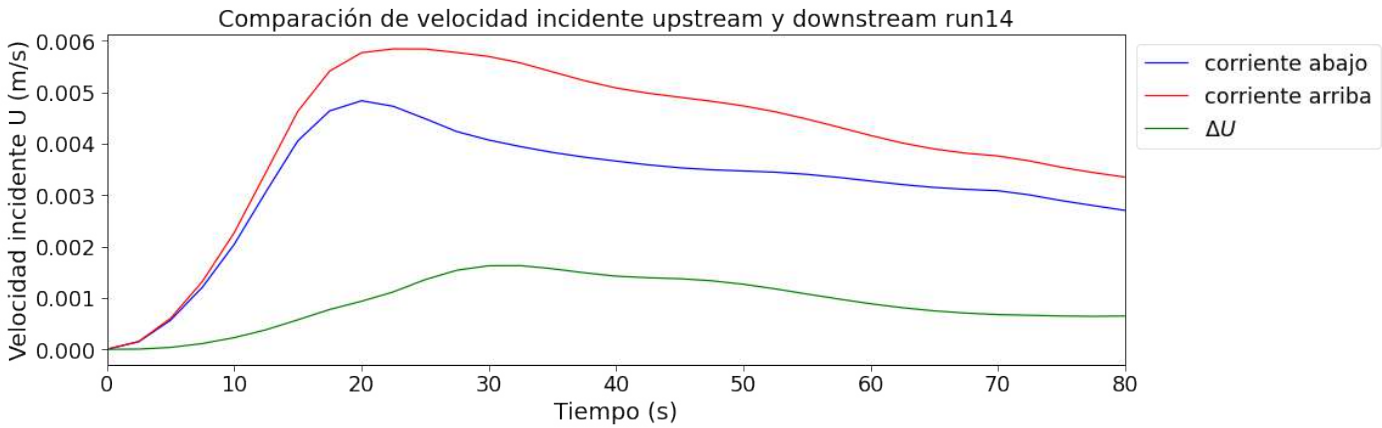


Figura 3.11: Perfil de velocidad  $U$  con respecto al tiempo de la corrida run14.

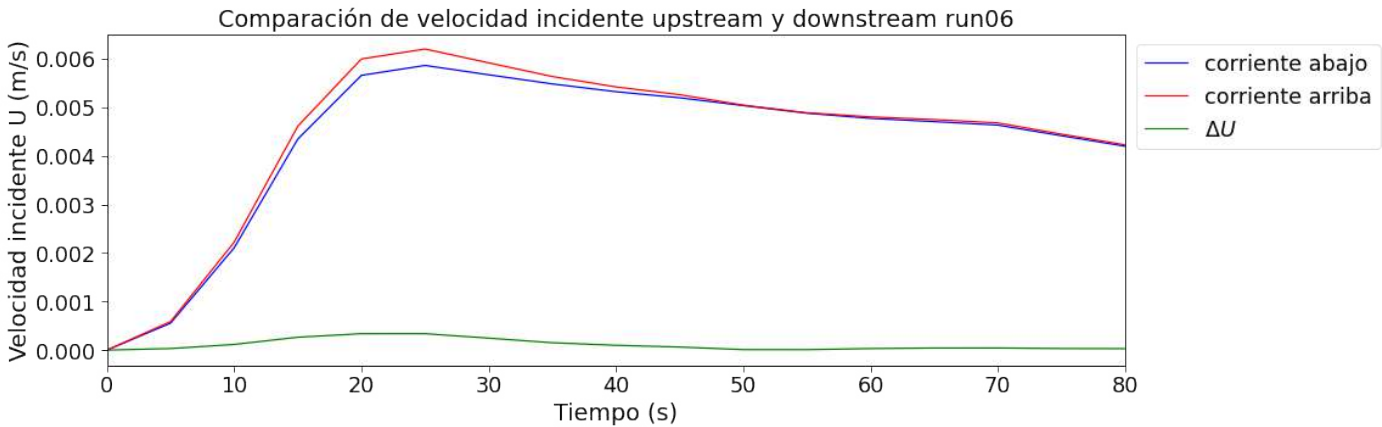


Figura 3.12: Perfil de velocidad  $U$  con respecto al tiempo de la corrida run06.

### 3.2.1. Relación con el número de Burger

Se calculó un número de Burger, determinado por Howatt y Allen (2013) en la sección 1.2.1, para cada corrida tomando en cuenta  $N$  a la profundidad del quiebre de la plataforma. Recordamos que este número se define como:

$$Bu = NH_s/fW_{sb}$$

De la Figura 3.13, se observa una relación inversamente proporcional entre  $Bu$  y las diferencias máximas de velocidad incidente entre los cañones corriente arriba y corriente abajo. A medida que aumenta la estratificación sobre el parámetro de Coriolis, el flujo incidente experimenta una menor desviación al pasar por el cañón corriente arriba, lo que ocasiona diferencias de velocidad incidente más pequeñas entre los cañones. El valor mínimo de  $Bu$  calculado de las corridas lo obtuvo run14 con 0.49 y el valor máximo lo obtuvo run03 con 1.34. Lo que quiere La ecuación de la recta obtenida por regresión lineal que describe la relación entre  $\Delta U$  máxima y  $Bu$  es:  $\Delta U = -0.13Bu + 0.18$  cm/s. Entonces la relación entre la estratificación y el parámetro de Coriolis juega un papel en diferencias de velocidad incidente entre los cañones.

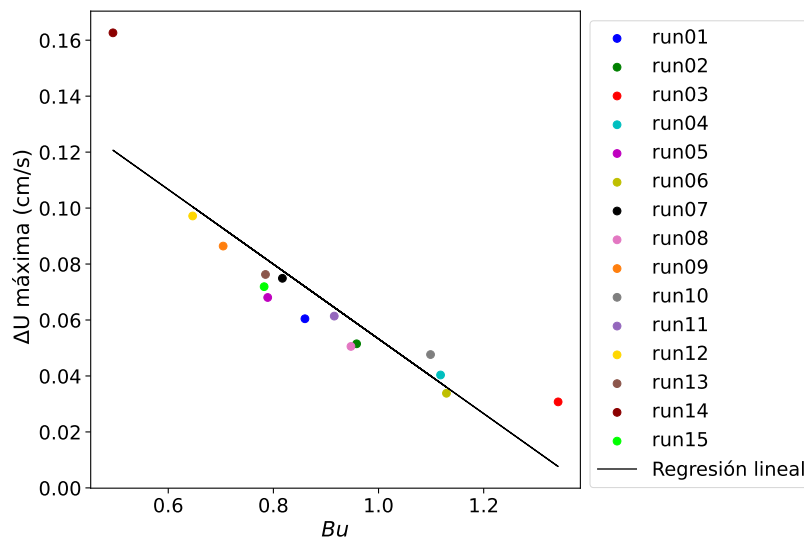


Figura 3.13: Diferencias de máxima velocidad incidente con respecto a  $Bu$ .

### 3.2.2. Relación con el número de Rossby

Se graficó la diferencia  $\Delta U$  máxima como función del número de Rossby. En la Figura 3.14 se observan una línea de tendencia, donde el número de Rossby es inversamente proporcional a  $\Delta U$ . Entre más grande sea la velocidad de flujo incidente sobre el parámetro

de Coriolis, el flujo incidente experimenta una menor desviación al pasar por el cañón corriente arriba, lo que ocasiona diferencias de velocidad incidente más pequeñas entre los cañones. El mayor valor de  $R_W$  es para la corrida run03 con 0.16 y el menor lo obtuvo la corrida run12 con 0.08. La ecuación de la recta obtenida por regresión lineal que describe la relación entre  $\Delta U$  máxima y  $R_W$  es:  $\Delta U = -0.71Rw + 0.13$  cm/s.

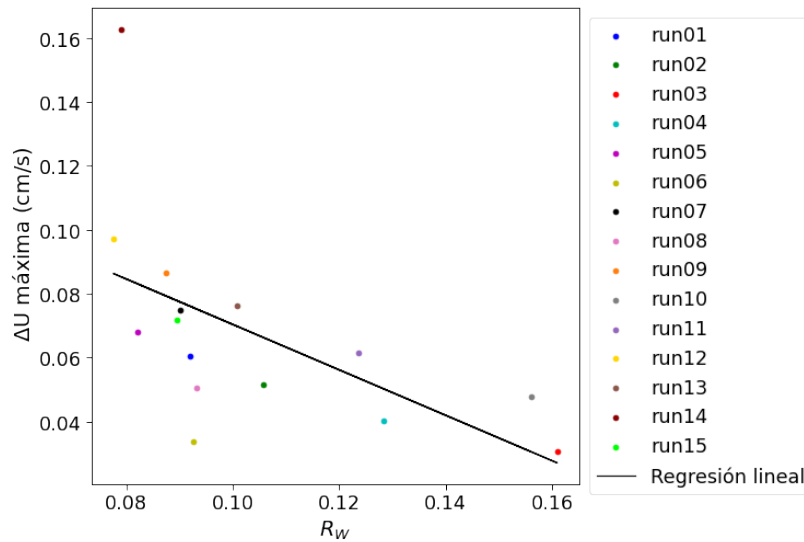


Figura 3.14: Gráfico del máximo de las diferencias de velocidad incidente con respecto a  $R_W$ .

### 3.3. Profundidad de surgencia

La profundidad de surgencia evoluciona similarmente en ambos cañones. Los gráficos en la figura 3.15 muestran un incremento de la profundidad de surgencia hasta acercarse a los 40 segundos, partiendo de la profundidad del quiebre de la plataforma (1.575 cm). A partir de ese momento, en el resto de simulación la profundidad de surgencia alcanza un estado cuasi-estático, debido a que la velocidad incidente también permanece casi constante.



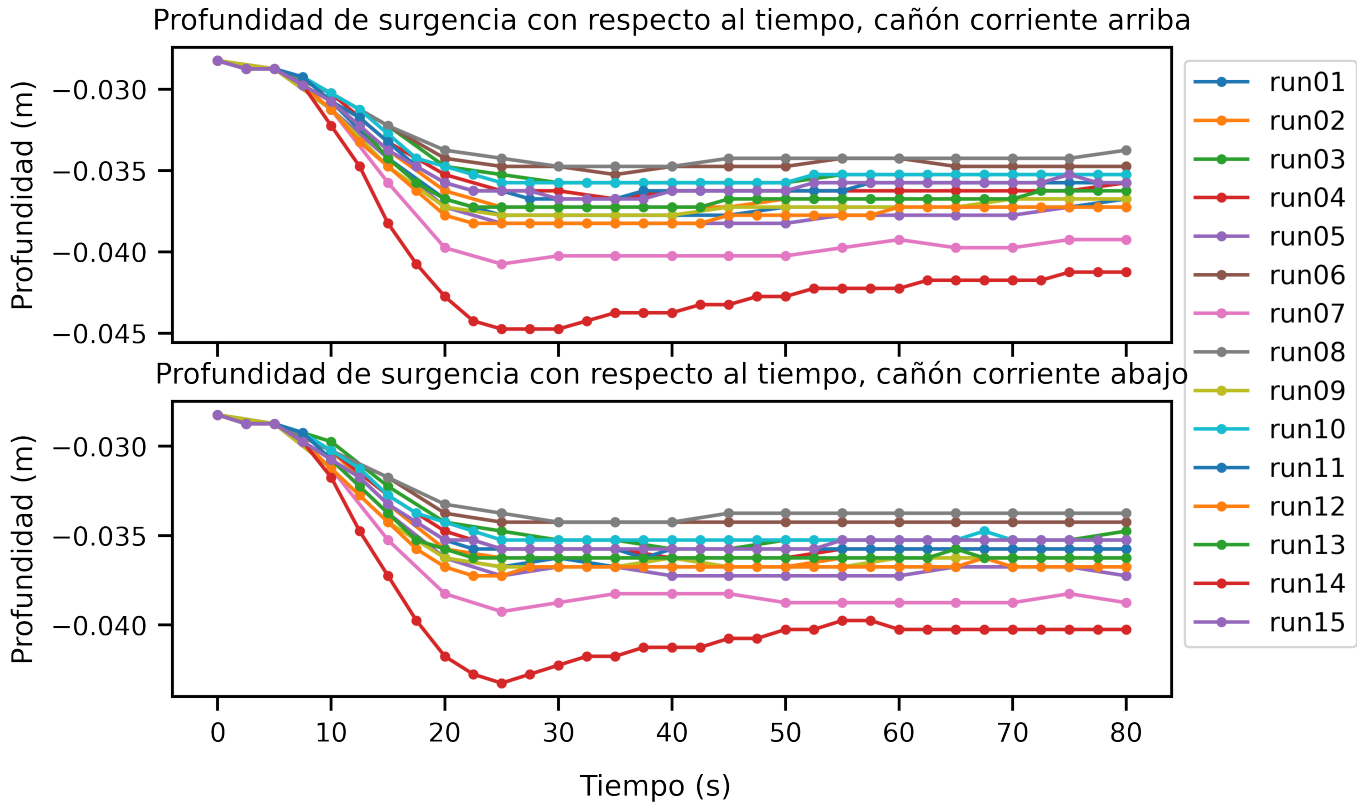


Figura 3.15: Profundidad de surgencia de los cañones corriente arriba y abajo a largo de la simulación para todas las corridas.

Durante la etapa dependiente del tiempo, la profundidad de surgencia en el cañón corriente arriba incrementó a la par del cañón corriente abajo. Hasta que a partir de cuarenta segundos, durante la etapa advectiva, la profundidad de surgencia decae suavemente y se estabiliza para el cañón corriente abajo. Mientras que el cañón corriente arriba decae suavemente unos 5 segundos después. En todas las corridas durante esta etapa advectiva, la profundidad de surgencia del cañón corriente arriba es mayor que el cañón corriente abajo, como se observa en la figura 3.16 para el caso de la corrida run09. Cabe mencionar que la corrida run14 no está siguiendo el mismo patrón de la evolución de la profundidad de surgencia como las otras corridas.

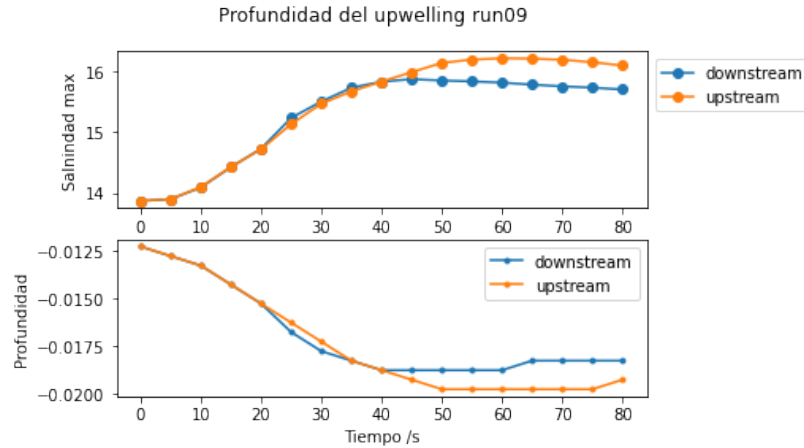


Figura 3.16: Gráfico de las profundidades de surgencia a lo largo de tiempo entre el cañón corriente arriba y el cañón corriente abajo para la corrida run09.

Al comparar la profundidad de surgencia estimada por Howatt y Allen (2013) con los valores obtenidos a partir del modelo numérico, se observan dos líneas de tendencia que muestran un comportamiento diferenciado en relación con cada cañón. Ambos resultados de los cañones muestran una correlación positiva, aunque desfasada positivamente, con respecto a la recta identidad, hacia el eje de profundidad del modelo (Figura 3.17). Es decir, en el modelo la  $Z$  es mayor a la predicha por el escalamiento.

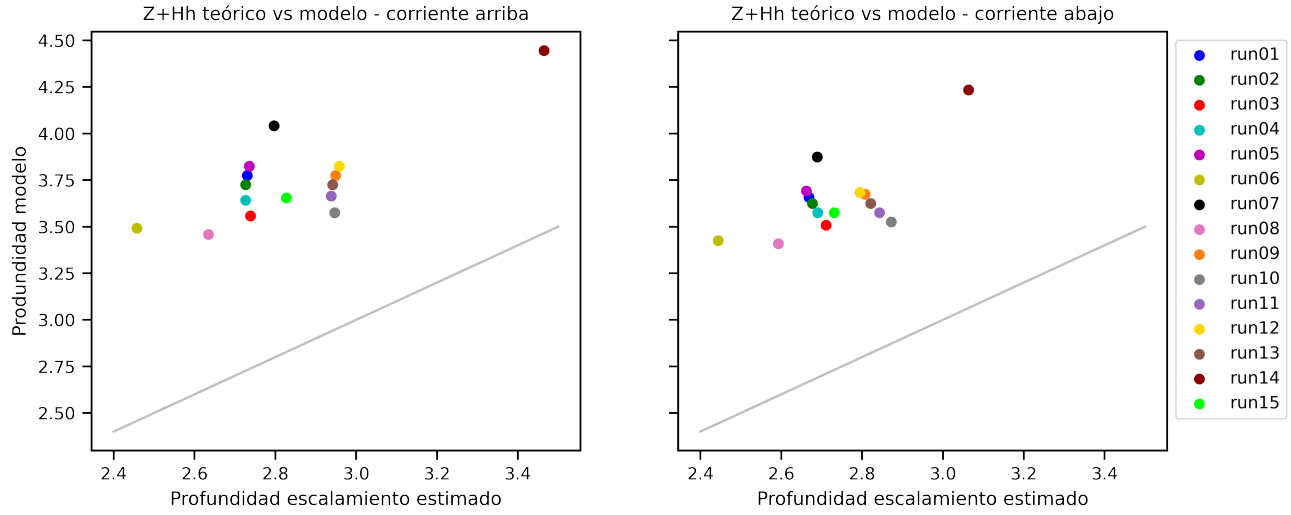


Figura 3.17: Gráficos de la comparación de los valores obtenidos de profundidad de surgencia por modelo contra los valores teóricos obtenidos de cada cañón (Cañón corriente arriba de lado izquierdo y cañón corriente abajo del lado derecho). La línea gris es la recta identidad

Tanto para el caso teórico (Howatt y Allen, 2013), como para el modelo, la relación entre  $Bu$  y el porcentaje de las diferencias de profundidad de surgencia entre un cañón con respecto al otro, muestra una relación inversamente proporcional (Figura 3.18). La línea de tendencia calculada mediante mínimos cuadrados para los valores del modelo obtuvo la siguiente recta:  $\Delta Z/Z_{ups} = -3.80Bu + 6.04$ , donde  $Bu$  es la variable independiente y  $\Delta Z/Z_{ups}$  es la variable dependiente.  $\Delta Z$  es la diferencia de la profundidad de surgencia de cañón corriente arriba  $Z_{ups}$  menos la profundidad de surgencia del cañón corriente abajo  $Z_{down}$ .

Fijando  $N$ , vemos que cuando nuestros cañones se encuentran en altas latitudes (aumenta  $f$ ), la diferencia en profundidad de surgencia es menor en comparación con un escenario donde nuestros cañones se encuentren en menores latitudes. Esto tiene sentido debido a que  $f$  desvía al flujo incidente, del cual depende la profundidad de surgencia (Howatt y Allen, 2013). Entonces, la componente perpendicular al eje del cañón del flujo incidente, que primero pasa por el cañón corriente arriba, disminuye su valor al pasar por el cañón corriente abajo conforme nos encontramos en latitudes más altas.

Por otro lado, fijando el parámetro de Coriolis,  $f$ , tenemos que la diferencia de profun-

didad entre los cañones disminuye a medida que la estratificación,  $N$ , aumenta. Al haber una mayor estratificación, al agua le cuesta más trabajo desplazarse verticalmente y a través de la surgencia desplazarse hacia el otro cañón, por lo que la interacción entre los cañones disminuye.

Exceptuando como caso particular la corrida run14 con  $Bu = 0.80$  y  $R_W = 0.18$ , las diferencias de acuerdo a la fórmula de Howatt y Allen (2013) abarcan un rango aproximado del 1-6%, un resultado bastante similar a las diferencias del modelo con un rango de 1-4%. Por lo que  $Z(U, f, N)$  de (Howatt y Allen, 2013) se ajusta a las características de la simulación.

La relación que tienen el número de Rossby y el porcentaje de las diferencias de profundidad de surgencia entre un cañón con respecto al otro, para ambos casos (modelo y Howatt y Allen), es que la diferencia es inversamente proporcional a  $R_W$ . En los valores del modelo se observa una sola línea de tendencia (Figura 3.19). Esta línea de tendencia calculada mediante mínimos cuadrados obtuvo la siguiente recta:  $\Delta(Z)/(Z)_{ups} = -25.95R_W + 5.35$ . Siendo  $R_W$  la variable independiente.

Fijando  $f$  dentro de  $R_W$ , se observa que a mayor velocidad de flujo incidente,  $U$ , las diferencias de profundidad entre los cañones son menores. Esto debido a que el flujo incidente que primero pasa por el cañón corriente arriba es afectado en menor medida por  $f$  cuanto mayor es la magnitud de  $U$  y su componente perpendicular al eje del cañón tiende a conservarse más.

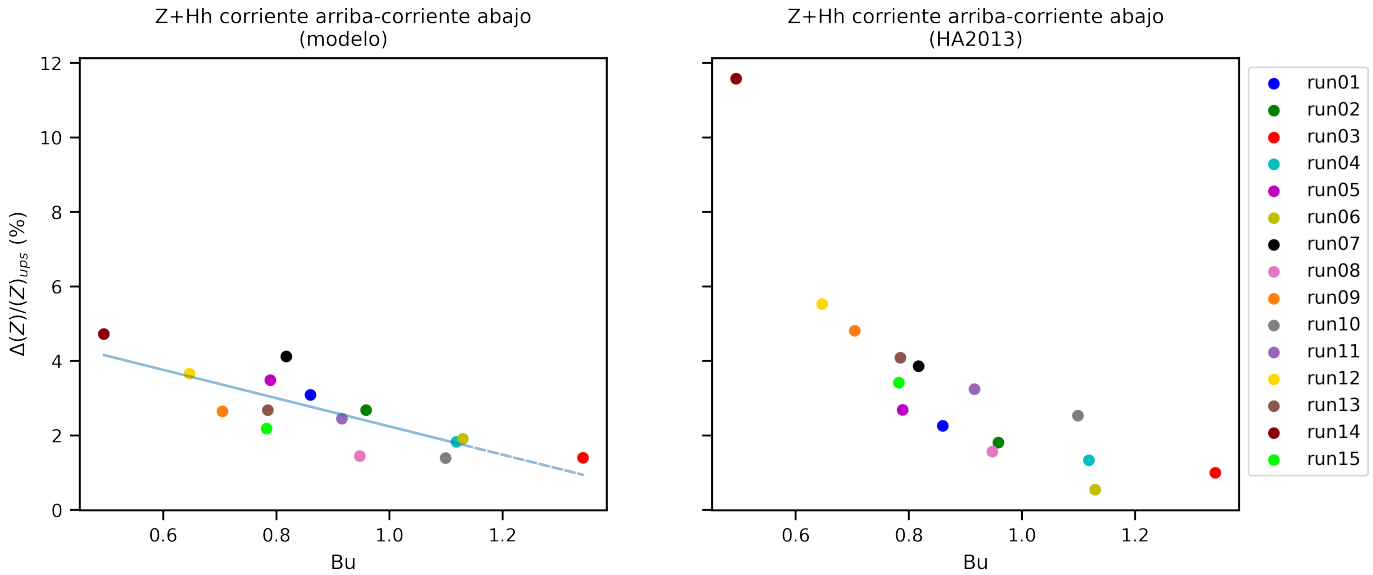


Figura 3.18: Gráficos del porcentaje de las diferencias de la profundidad de surgencia entre los cañones con respecto a  $Bu$  (Valores del modelo de lado izquierdo y valores teóricos del lado derecho). La línea de tendencia azul corresponde a la recta por método de mínimos cuadrados.

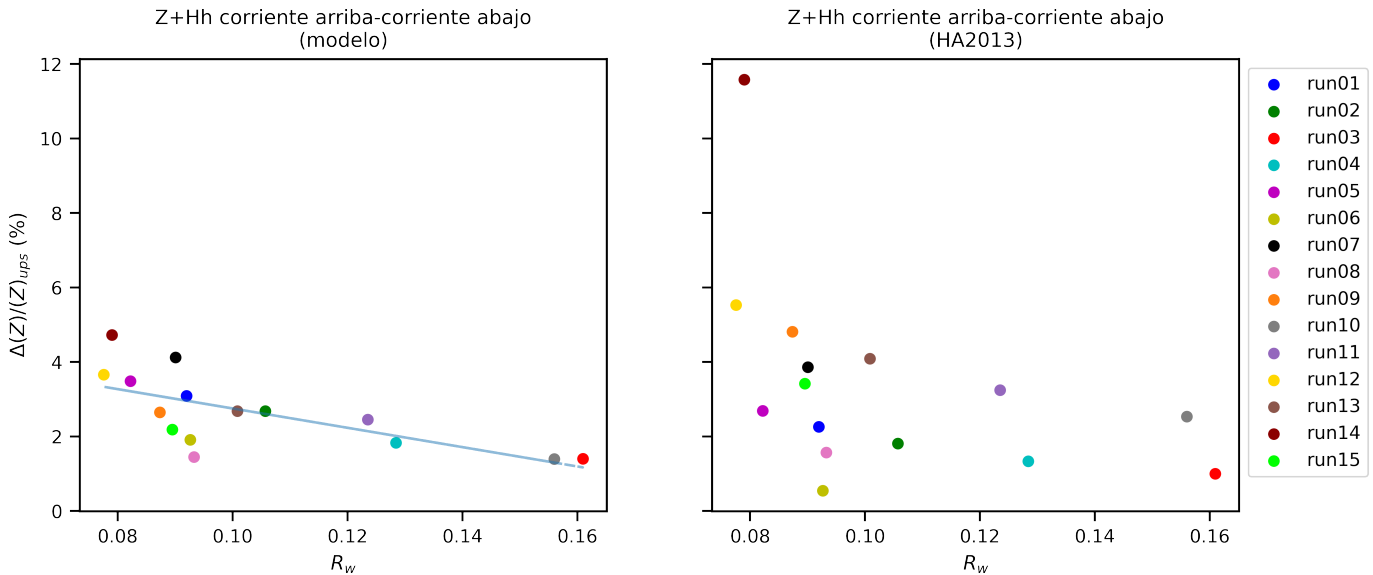


Figura 3.19: Gráficos del porcentaje de las diferencias de la profundidad de surgencia entre los cañones con respecto a  $R_w$  (Valores del modelo de lado izquierdo y valores teóricos del lado derecho). La línea de tendencia azul corresponde a la recta por método de mínimos cuadrados.

### 3.4. Flujo de surgencia

Durante la etapa dependiente del tiempo, el flujo de surgencia parte de cero e incrementa hasta aproximadamente 20 segundos, donde alcanza su valor máximo. A partir de ahí, el flujo de surgencia comienza a decrecer hasta que cerca de 30 segundos (durante la fase advectiva) el decaimiento se suaviza. Los dos cañones presentaron la misma evolución del flujo de surgencia para todas las corridas, con un desfase y valores menores para el cañón corriente abajo (Figuras 3.20 y 3.21).

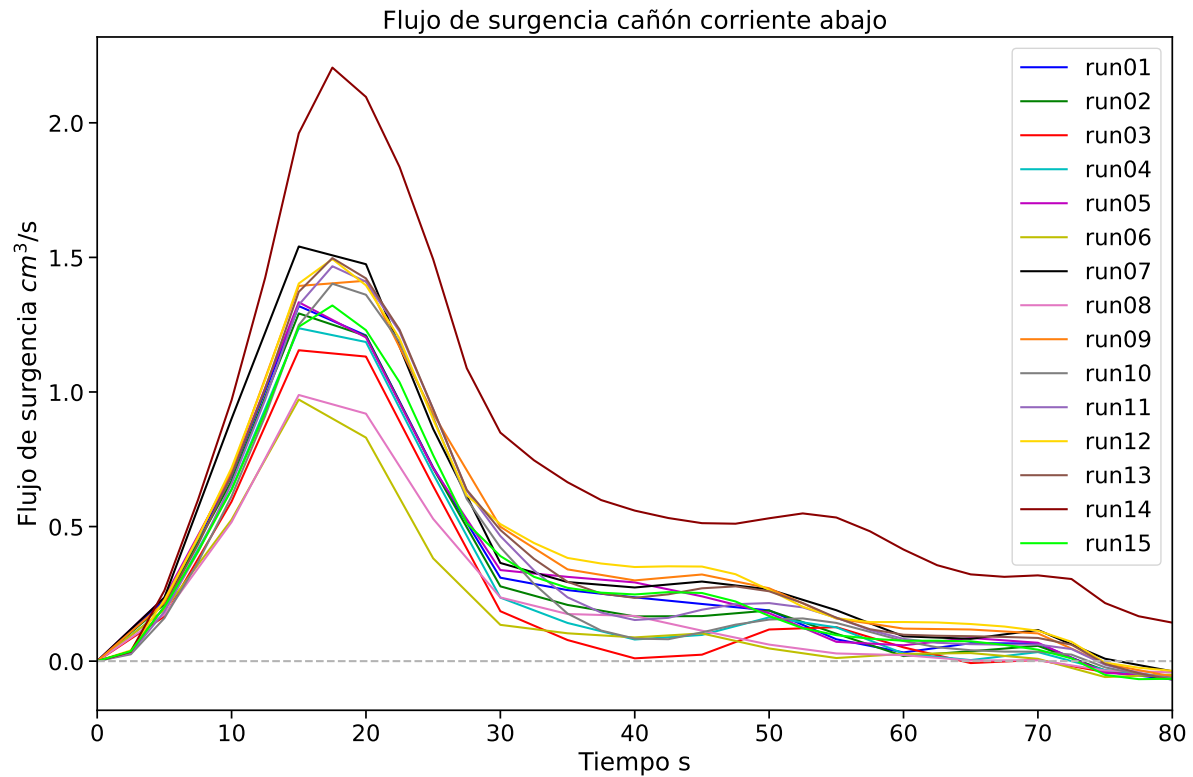


Figura 3.20: Flujo de surgencia,  $\phi$ , del cañón corriente abajo con respecto al tiempo para todas las corridas.

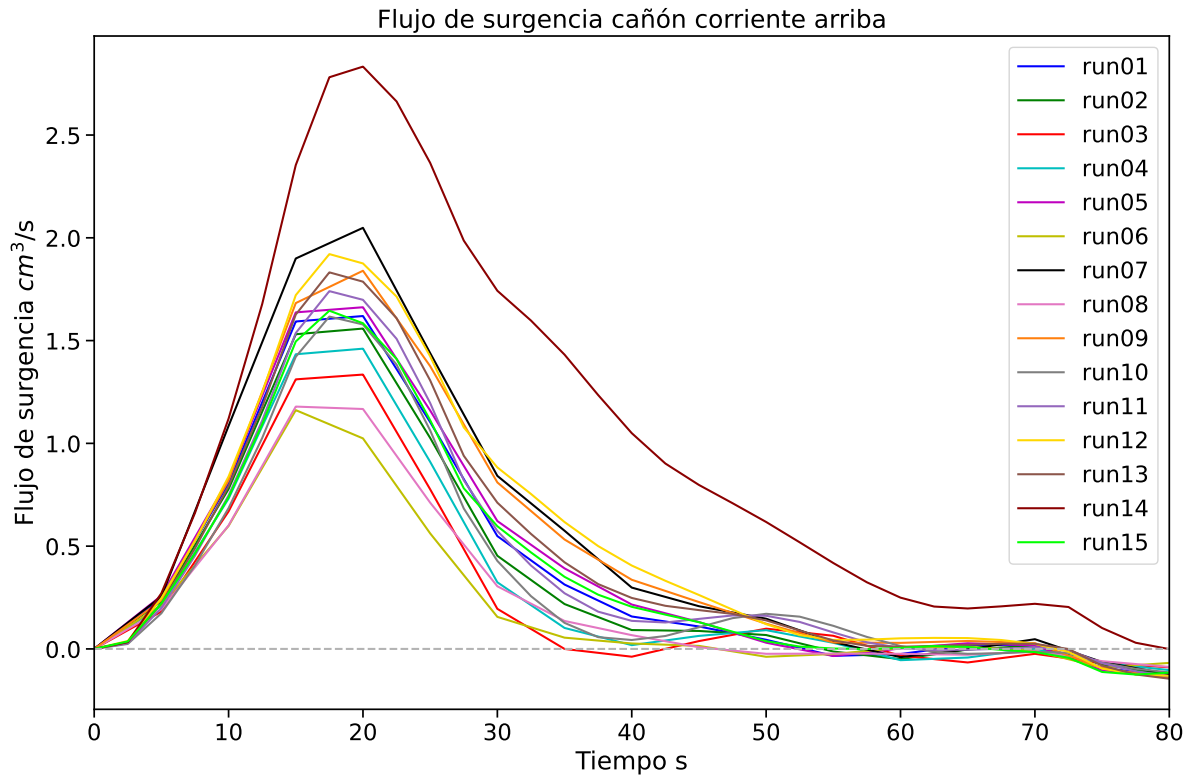


Figura 3.21: Flujo de surgencia,  $\phi$ , del cañón corriente arriba con respecto al tiempo para todas las corridas.

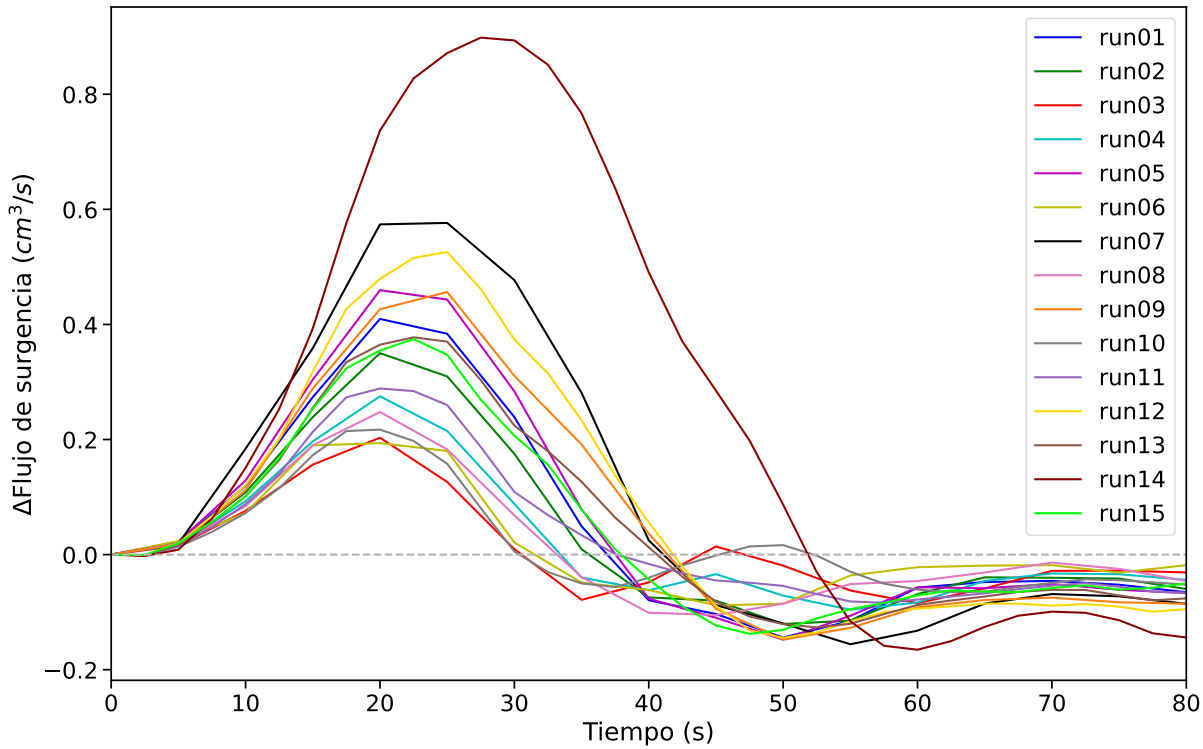


Figura 3.22: Evolución de las diferencias en flujo de surgencia con respecto al tiempo para todas las corridas,  $\Delta\phi$ , del cañón corriente arriba menos el cañón corriente abajo.

En todas las corridas se observaron diferencias entre  $\Phi$  para el cañón corriente arriba y el corriente abajo, dónde estas diferencias fueron variando debido a los distintos valores de  $f$ ,  $N$  y  $U$ . Esto nos dice que hay una relación entre las diferencias sobre  $\phi$  con respecto a  $Bu$  y  $R_W$ .

Para encontrar la dependencia de  $\Phi$  con  $Bu$ , se realizaron dos gráficos (Figura 3.23), uno con los resultados del modelo y otro con los valores teóricos. También se realizaron dos gráficos (Figura 3.24) para observar la relación de las diferencias de  $\Phi$  y  $R_W$

En el modelo, el porcentaje de las diferencias de flujo de surgencia entre los cañones alcanzó un rango aproximado de 8-40 %, mientras que para los valores teóricos, el porcentaje de las diferencias de flujo de surgencia entre los cañones alcanzó un rango aproximado de 5-21 %. Por lo que el rango de diferencias es mayor en el modelo en comparación con los



valores teóricos. Esto puede ser debido a que los valores de  $N$  tomados para calcular  $\phi$  en cada corrida, fueron tomados a la profundidad del rompimiento de la plataforma que no refleja necesariamente la estratificación más profunda donde el flujo de surgencia también se desarrolla. Además, el flujo de surgencia varía considerablemente a lo largo del tiempo promediado.

Por otro lado, las diferencias del modelo y de los valores teóricos muestran ser inversamente proporcionales a  $Bu$  y  $R_W$  (Figuras 3.23 y 3.24).

Solamente los valores de las diferencias del modelo con respecto a  $Bu$  desarrollan dos líneas de tendencia claras, una con las corridas de perfil de densidad de laboratorio y otra para las corridas con perfil de densidad lineal. Para el caso de las corridas con el perfil del laboratorio se obtuvo una recta:  $\Delta\Phi/\Phi_{ups} = -61.86Bu + 87.91$ , donde  $\Delta\Phi$  es la diferencia del flujo de surgencia de cañón corriente arriba  $\Phi_{ups}$  menos el flujo de surgencia del cañón corriente abajo  $\Phi_{down}$ . Mientras que para las corridas con perfil de densidad lineal se obtuvo la recta:  $\Delta\Phi/\Phi_{ups} = -65.38Bu + 80.04$ . Por lo que la forma en el perfil de densidad juega un papel importante cuando se toma en cuenta la relación entre estratificación y las diferencias de flujo entre los cañones. Similarmente, a la profundidad de surgencia, cuando tenemos una  $f$  fija en  $Bu$ , las diferencias de flujo de surgencia disminuyen conforme aumenta la estratificación  $N$ . Tomado a las diferencias de flujo como medida de la interacción entre los cañones, una estratificación mayor disminuye la posibilidad del flujo de desplazarse verticalmente; debido a esto, el flujo proveniente del cañón corriente arriba tiene mayor dificultad para interactuar con el cañón corriente abajo.

La relación de  $\Delta\phi$  con respecto a  $R_W$  en el modelo muestran una sola línea de tendencia con la siguiente ecuación de la recta:  $\Delta\Phi/\Phi_{ups} = -402.03R_W + 69.62$ . Fijando  $f$  dentro de  $R_W$  se observa que entre mayor sea el flujo incidente, menor es la diferencia  $\Delta\Phi$  entre los cañones. Esto es debido al mismo fenómeno ocurrido en la profundidad de surgencia, ya que ambas son en función de  $U$ , en donde un mayor valor de  $U$  hará que el flujo incidente que pasa por el cañón corriente arriba se asemeje al flujo incidente que pasa por el cañón corriente abajo.

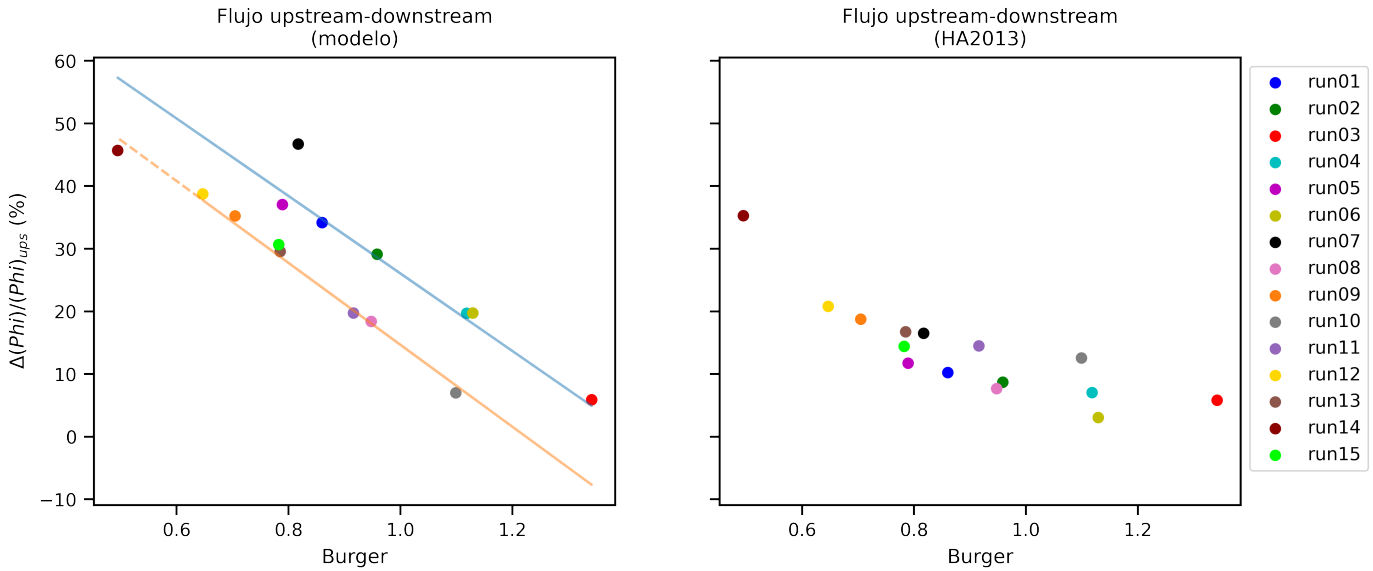


Figura 3.23: Comparación de los resultados entre los valores de la teoría (Howatt y Allen, 2013) y los valores del modelo, de la relación de  $Bu$  con respecto a las diferencias en el flujo de surgencia. La línea de tendencia naranja pertenece a los valores de las corridas con el perfil de estratificación lineal (run08- run15). La línea de tendencia azul pertenece a los valores de las corridas con el perfil de estratificación de laboratorio (run01- run07)

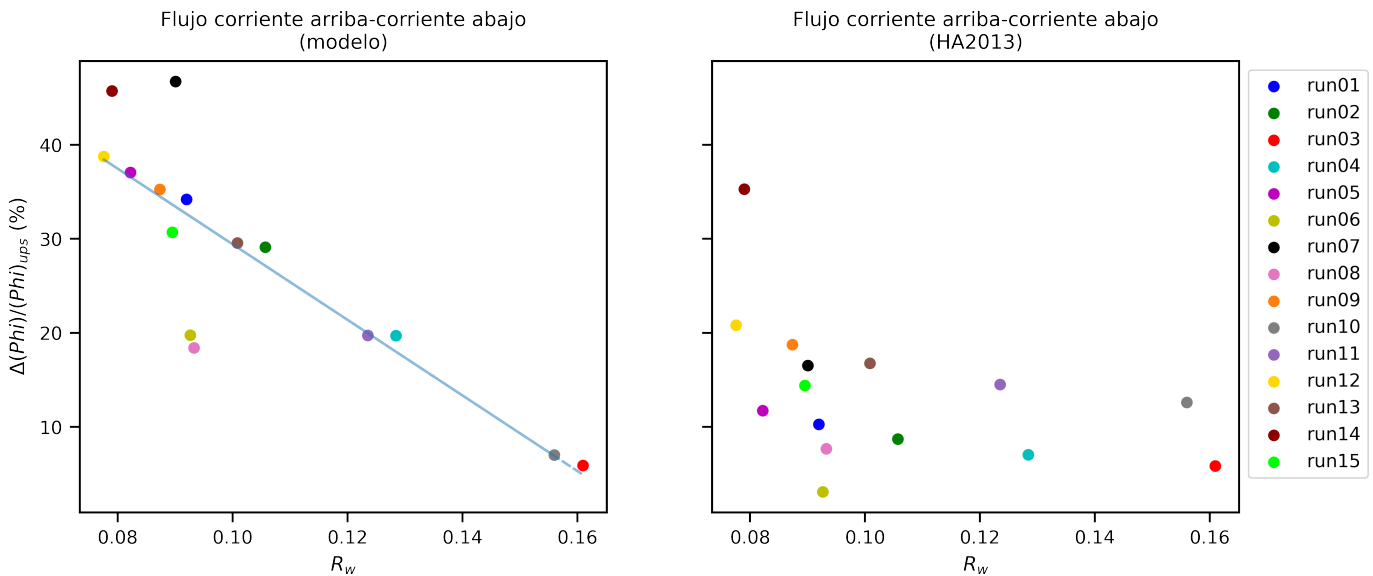


Figura 3.24: Comparación de los resultados entre los valores de la teoría y los valores del modelo, de la relación del número de Rossby con respecto a las diferencias en el flujo de surgencia

# Capítulo 4

## Discusión

Este estudio tiene como objetivo describir la circulación y los patrones de surgencia de dos cañones submarinos adyacentes durante un evento de surgencia, identificar las diferencias que existen entre los patrones de circulación de los cañones y los factores que influyen como modificadores de su interacción y comparar los resultados del modelo numérico y el modelo de laboratorio. A continuación se discuten con mayor detalle los resultados que definen nuestros objetivos.

### 4.1. Patrones de circulación

Al contemplar los resultados de los campos de velocidad, tales como  $r\dot{\theta}$ ,  $\dot{r}$  y  $w$ , así como los valores de salinidad, la evolución de la velocidad incidente, la profundidad y el flujo de surgencia, se identificaron los siguientes patrones en la circulación de los dos cañones:

1. En ambos cañones, el flujo dentro de los cañones fluye de manera ascendente hacia la cabeza del cañón durante la etapa inicial dependiente del tiempo y su magnitud aumenta con el tiempo. La velocidad incidente es más fuerte a la profundidad del quiebre de la plataforma.
2. A partir de los 20 segundos aproximadamente empieza la formación de remolinos dentro de los cañones en el lado corriente arriba e iniciando a una profundidad cercana al fondo del cañón hasta llegar a la profundidad del quiebre de la plataforma. Con

el tiempo, estos remolinos se desplazan hacia el lado corriente abajo perdiendo su intensidad. Estos eddies o remolinos se desarrollan al mismo tiempo y evolucionan de la misma manera en ambos cañones.

3. Existe una deflexión hacia la izquierda en el flujo de surgencia al salir por la cabeza de los cañones y otra deflexión hacia la derecha al continuar su circulación. Lo que podría modificar en la velocidad incidente para el cañón corriente abajo (Figura 3.1).
4. Las corridas con los mayores valores de velocidad incidente también obtuvieron los mayores valores de profundidad de surgencia y flujo de surgencia. Esto es razonable por la influencia que tiene el flujo incidente para inducir los eventos de surgencia de acuerdo con las ecuaciones 1.10 y 2.10. Esto también explica las diferencias en la profundidad y el flujo de surgencia, ya que las deflexiones reducen la magnitud de la velocidad azimutal utilizada para calcular la velocidad incidente (Figura 4.1)
5. Los dos cañones alcanzaron los valores máximos de  $U$ ,  $Z$  y  $\Phi$  al mismo tiempo. La evolución del evento de surgencia en estos cañones fue simultánea.
6. Durante la etapa advectiva de cada corrida, se observa una variación en el flujo de surgencia en los cañones. Inicialmente, el cañón corriente arriba presenta un mayor flujo, pero después de un tiempo, se produce una inversión en la diferencia de los flujos, y es el cañón corriente abajo el que presenta un mayor flujo. Se ha determinado que cuanto mayor es el valor máximo de la surgencia, más tiempo tarda en ocurrir dicha inversión. Además, se observó en algunas corridas un ligero fenómeno de subsidencia únicamente en el cañón corriente arriba a partir de los 60 segundos. A manera de conjetura, esto podría deberse a que la circulación azimutal en sentido horario del flujo incidente que se generan por encima de la profundidad del quiebre de la plataforma se frena por efecto del cañón corriente abajo, lo que podría afectar el flujo de surgencia en el cañón corriente arriba. Además, se presentaron oscilaciones en ambos flujos de surgencia, lo que indica que sí existe otro factor que afecta el flujo de la surgencia. Un posible factor que se detectó en la simulación fue la presencia de ondas atrapadas a la costa, la cual puede provocar surgencia de manera independien-

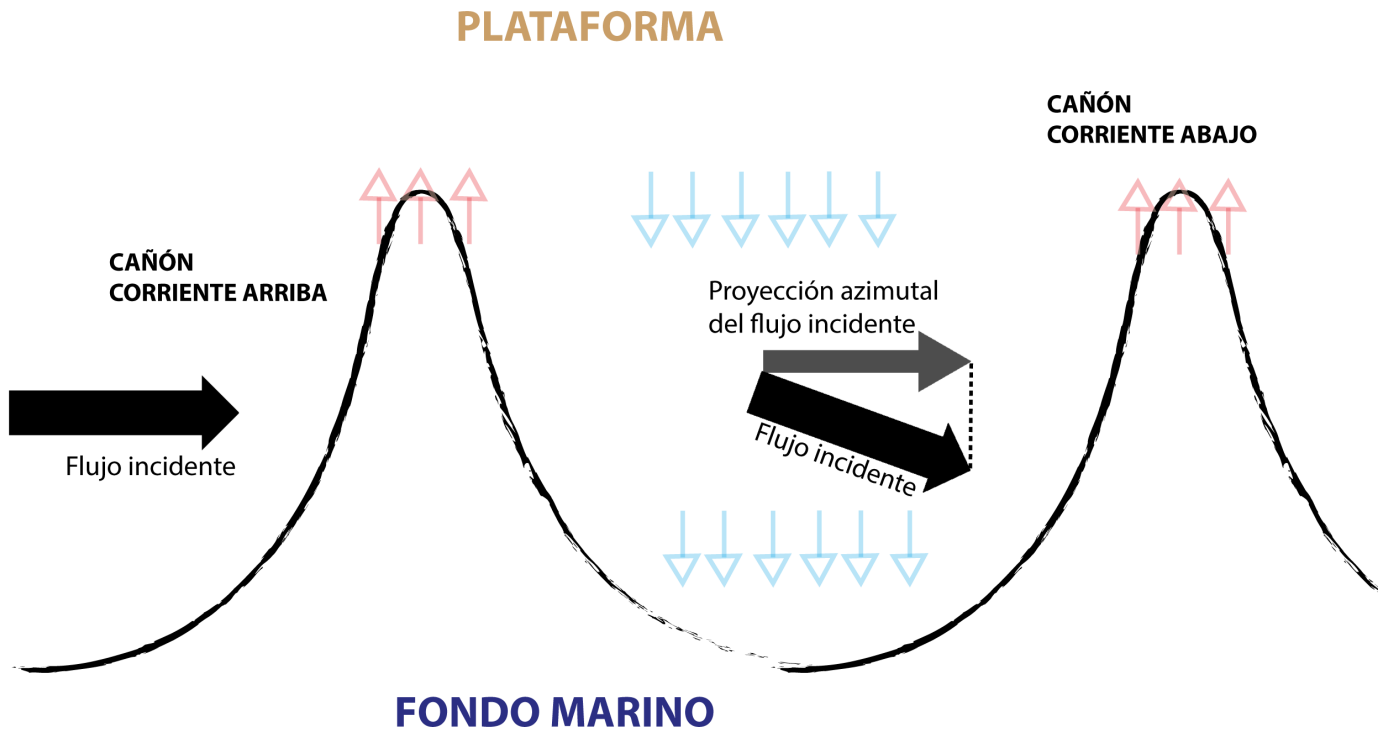


Figura 4.1: Esquema de la circulación del flujo incidente que atraviesa los dos cañones a la profundidad de la cabeza del cañón. Las flechas de color rojo y azul representan el campo de velocidad radial, siendo rojo positivo y azul negativo. Las flechas negras son el flujo incidente y la flecha gris es la proyección azimutal del flujo incidente que fue sometido a una deflexión. La línea negra es la isobata a la profundidad del quiebre de la plataforma

te a la corriente incidente (Saldías et al., 2021). Estas ondas subinerciales son una combinación de ondas de Kelvin, con el radio de deformación de Rossby actuando como una escala de decaimiento exponencial y de Rossby topográficas que viajan con la costa a la derecha cuando el parámetro de Coriolis es positivo (Hughes et al., 2019). Las oscilaciones o variaciones observadas en el flujo de surgencia pudieron ser provocadas por los distintos modos de oscilación de estas ondas que viajan en sentido contrario al flujo incidente. En el caso del modo barotrópico, estas ondas se mueven a mayor velocidad que el flujo incidente y podrían estar recirculando dentro del dominio del tanque, y de esta manera inducir las oscilaciones en la corriente incidente. La reducción en la corriente de surgencia del cañón corriente arriba puede estar relacionada con un modo más alto generado en el cañón corriente abajo, en donde la velocidad de propagación de esta onda, que es más baja que el modo barotrópico, llega a igualar la velocidad del flujo incidente; formando así una onda estacionaria y reduciendo de alguna manera la velocidad de propagación de este flujo.

## 4.2. Diferencias entre los cañones

Las interacciones que tienen los cañones se estudiaron a partir de las diferencias entre ellos en las métricas utilizadas.

Retomando la Figura 3.23, las dos líneas de tendencia de la relación del número de Burger con la diferencia porcentual del flujo de surgencia son señales del papel que juega la geometría del perfil de densidad en la interacción de dinámica entre los cañones, especialmente en el flujo de surgencia. Haciendo una comparación entre los valores calculados y los del escalamiento, los valores del escalamiento mostraron una mayor sensibilidad a la geometría del perfil de densidad porque las dos líneas de tendencia se observan en las del número de Burger y el número de Rossby, esto sucede tanto el flujo de surgencia como en la profundidad de surgencia.

Para el escalamiento Allen y Hickey (2010) parten de suponer una estratificación uniforme cerca de la profundidad del quiebre de la plataforma, lo cual aplica solamente para las corridas del perfil de densidad lineal, ya que para las corridas con perfil de densidad

del laboratorio ocurre que su estratificación cambia abruptamente abajo de la profundidad del quiebre de la plataforma. Por esta razón se presenta la sensibilidad del escalamiento ante la geometría del perfil de densidad, además de una diferencia de ajuste de los valores calculados contra los valores teóricos. Allen y Hickey (2010) estipularon que un error del 10 %, al menos en la profundidad de surgencia, es razonable para una estimación del escalamiento.

Comparando los resultados del modelo numérico con los valores del escalamiento, la profundidad de surgencia se ajusta más al escalamiento que el flujo de surgencia. La diferencia de profundidad entre los cañones  $\Delta Z/Z_{ups}$  en el modelo tuvo un rango entre 1-6 % mientras que el rango del escalamiento fue 1-4 %. En contraste, la diferencia del flujo de surgencia entre los cañones  $\Delta\Phi/\Phi_{ups}$  en el modelo obtuvo un rango de 8-40 % y en el escalamiento obtuvo 5-21 %. Howatt y Allen (2013) mencionaron que el que la concordancia entre el escalamiento y la profundidad de surgencia en el modelo numérico sea mejor que con el flujo de surgencia es que en el modelo la profundidad de surgencia se puede medir con mayor precisión y facilidad que el flujo de surgencia. Esta tesis utilizó su misma metodología para medir la profundidad de surgencia  $Z_{calc}$ . Además, Howatt y Allen (2013) también argumentan que durante la etapa advectiva la profundidad de surgencia es menos variable con el tiempo que el flujo de surgencia, lo cual es consistente con nuestros resultados (Figuras 3.15 y 3.22). Esto también podría explicar que las diferencias entre los cañones son mayores en el flujo de surgencia en comparación con la profundidad de surgencia. Retomando las ecuaciones 1.10 y 1.13, observamos que el flujo de surgencia es muy sensible a la velocidad del flujo ( $U$ ), ya que su efecto se amplifica potencialmente en la ecuación. La variable  $U$  aparece en el término  $R_L^{1/2}$ , que está elevado a la tercera potencia junto con el factor  $\mathcal{F}^{3/2}$  y otros términos. Por lo tanto, pequeños cambios en la velocidad del flujo pueden tener un gran impacto en el flujo de surgencia.

También se encontró que en las corridas cuya diferencia en la velocidad incidente era mayor, los valores de las diferencias de la profundidad de surgencia y de flujo de surgencia, eran mayores. Esto tiene sentido debido a la dependencia de las últimas dos métricas con la velocidad incidente.

### 4.3. Comparación del modelo numérico con el modelo de laboratorio

En términos de los parámetros adimensionales  $Bu$  y  $R_W$ , el modelo numérico y el modelo de laboratorio (Ramos-Musalem, 2020) responden de una manera similar. En el modelo de laboratorio se buscó la correlación que estos parámetros adimensionales tienen con las diferencias en la profundidad de surgencia entre los cañones y se encontró una mayor correlación con  $R_W$  de un coeficiente de 0.52, a diferencia de  $Bu$  que resultó no tener una correlación significativa (coeficiente de correlación 0.37). En cambio, en nuestro modelo numérico se observa una correlación negativa en la profundidad de surgencia tanto para  $Bu$  como para  $Rw$  con coeficiente de correlación de -0.87 y -0.68 respectivamente, mostrando una mayor correlación con el número de Burger que con el número de Rossby.

En el modelo numérico, los cañones alcanzaron sus valores máximos de  $Z$  al mismo tiempo; mientras que en algunas corridas en el modelo de laboratorio no. Estos casos particulares fueron causados por la ubicación de los sensores, además de que en algunas corridas la pluma de surgencia del cañón corriente arriba llegaba hasta el cañón corriente abajo.

### 4.4. Limitaciones

Aunque el modelo presenta resultados para entender el proceso de la interacción de cañones submarinos en un evento de surgencia, aún falta considerar varios elementos y limitaciones de este estudio numérico.

Una variación en la forma de los cañones podría brindarnos una mejor comprensión de la relación entre el número Rossby  $R_W$  y la tendencia del flujo incidente a atravesar los cañones. Esto para entender de manera más amplia su efecto sobre las diferencias en la profundidad y flujo de surgencia entre los cañones.

A diferencia del modelo de laboratorio (Ramos-Musalem, 2020), no se realizaron corridas con un solo cañón por falta de tiempo. Esto nos deja un sesgo para comparar el escalamiento de lo que está pensado para un solo cañón.



## 4.5. Trabajo futuro

El objetivo de esta tesis fue analizar la interacción dinámica entre dos cañones submarinos a través de un estudio numérico, estudiando las diferencias que existen entre los cañones y la influencia que tiene los parámetros dinámicos  $N$ ,  $f$  y  $U$  sobre estos cañones. Por lo que explicar el mecanismo dinámico de interacción está fuera de alcance de este estudio.

Se sugiere que el siguiente paso en esta investigación debe ser un análisis de la evolución temporal y espacial de la vorticidad. Además, se propone un estudio detallado de los distintos modos de ondas atapadas a la costa permitidos en el sistema para comprobar si es un potencial mecanismo de interacción

Estudios en la variación de la distancia entre los cañones servirían para poder ampliar nuestro conocimiento acerca de la interacción entre cañones submarinos.

# Capítulo 5

## Conclusiones

En esta sección se presentan las conclusiones obtenidas a partir del estudio de la interacción dinámica entre dos cañones submarinos usando un modelo numérico en el que se simularon eventos de surgencia con variaciones en la estratificación y el parámetro de Coriolis. A partir de los resultados, las siguientes preguntas fueron respondidas.

1. ¿Cuál es la influencia que tiene el cañón corriente arriba sobre el cañón corriente abajo?

La corriente incidente que le llega al cañón corriente abajo disminuye su magnitud por efecto del cañón corriente arriba, lo que provoca una diferencia entre ellos en los valores de la profundidad de surgencia  $Z$  y el flujo de surgencia  $\Phi$ . Dada cierta combinación de número de Rossby  $R_W$  y de número de Burger  $Bu$ , una pluma de surgencia proveniente del cañón corriente arriba llega a alcanzar al cañón corriente abajo.

2. ¿Qué influencia tiene la estratificación, la velocidad incidente y el parámetro de Coriolis sobre cada cañón y en conjunto?

Si la velocidad incidente aumenta, aumentan los valores de  $Z$  y  $\Phi$  de cada cañón, así como también aumentan las diferencias entre ambos cañones. Las diferencias entre las métricas son inversamente proporcionales a  $Bu$  y  $R_W$ . Así mismo con un menor  $Bu$  y  $R_W$  se obtiene mayores valores en las métricas para cada cañón.

3. ¿Qué diferencias hay entre los cañones en la profundidad de surgencia y el flujo de surgencia?

La profundidad de surgencia es mayor en el cañón corriente arriba. Por otro lado, el flujo de surgencia es mayor en el cañón corriente arriba durante la etapa inicial, pero al final de la etapa advectiva el flujo es mayor en el cañón corriente abajo.

4. ¿Qué tan parecidos son los resultados obtenidos del modelo en comparación con los resultados del escalamiento teórico para un cañón aislado?

El rango de  $\Delta Z$  es similar en el modelo con respecto a la teoría. El rango de  $\Delta\Phi$  es mayor en el modelo (8-50 %) que en la teoría (1-35 %).

Esta tesis hace dos contribuciones al campo de la oceanografía costera. El primero es al estudio de los cañones submarinos. Se continúa con estudios numéricos sobre la dinámica de surgencia considerando más de un cañón; esta tesis es un caso de estudio que abordó la interacción dinámica entre dos cañones submarinos idealizados en un tanque giratorio durante un evento de surgencia, observando también los patrones de circulación que se desarrollaron. Los patrones de circulación identificados fueron: la formación de un flujo ascendente y de remolinos dentro de los cañones, la deflexión del flujo incidente después de atravesar el cañón corriente arriba, la relación entre la velocidad incidente y la profundidad y el flujo de surgencia, y la simultaneidad de la evolución del evento de surgencia en los dos cañones. También se detectó que los flujos de surgencia en los cañones tienen variaciones, como la inversión en diferencia de flujos de surgencia, la presencia de oscilaciones y el ligero fenómeno de subsidencia en uno de los cañones. Se sugiere estudiar el efecto que las ondas atrapadas a la costa podrían tener en la interacción de estos cañones durante el evento de surgencia. De igual manera se identificó el papel que juega la geometría del perfil de densidad en la relación de las métricas utilizadas con los números adimensionales de Burger y Rossby.

La segunda contribución es sobre los esfuerzos de la modelación para complementar los estudios de laboratorio, continuando el trabajo de laboratorio realizado por Ramos-Musalem (2020), quien logró describir de manera cualitativa la interacción dinámica durante un evento de surgencia entre dos cañones submarinos. A través de este estudio se

pudieron observar cuantitativamente las diferencias entre estos dos cañones. Además de que se identificó una mayor correlación en las diferencias de la profundidad entre los cañones con el número de Burger que con el número de Rossby, contrario a lo que se encontró en el experimento de laboratorio.

Futuros estudios sobre la evolución temporal y espacial de la vorticidad nos ayudarían a comprender de manera más amplia la dinámica de surgencia entre dos cañones submarinos.



# Referencias

- Allen, S. E. (1996). Topographically generated, subinertial flows within a finite length canyon. *Journal of Physical Oceanography*, 26(8), 1608–1632.
- Allen, S. E. (2000). On subinertial flow in submarine canyons: Effect of geometry. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 105(C1), 1285–1297.
- Allen, S. E., y Durrieu de Madron, X. (2009). A review of the role of submarine canyons in deep-ocean exchange with the shelf. *Ocean Science*, 5(4), 607–620.
- Allen, S. E., y Hickey, B. M. (2010). Dynamics of advection-driven upwelling over a shelf break submarine canyon. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 115(C8).
- Bouma, A. H. (1990). Naming of undersea features. , 10(3), 119–125. doi: 10.1007/BF02085926
- Buckingham, E. (1914). On physically similar systems; illustrations of the use of dimensional equations. *Physical review*, 4(4), 345.
- Cushman-Roisin, B., y Beckers, J.-M. (2011). *Introduction to geophysical fluid dynamics: physical and numerical aspects*. Academic press.
- Harris, P., Heap, A., Post, A., Whiteway, T., Potter, A., y Bradshaw, M. (2007). Marine zone management and the epbc act—how environmental marine geological information provides certainty for petroleum exploration. *The APPEA Journal*, 47(1), 329–345.
- Harris, P. T., Macmillan-Lawler, M., Rupp, J., y Baker, E. K. (2014). Geomorphology of the oceans. *Marine Geology*, 352, 4–24.
- Harris, P. T., y Whiteway, T. (2011). Global distribution of large submarine canyons: Geomorphic differences between active and passive continental margins. , 285(1), 69–86. doi: 10.1016/j.margeo.2011.05.008

- Hickey, B. (1995). Coastal submarine canyons. *Topographic effects in the ocean*, 95–110.
- Howatt, T. M., y Allen, S. E. (2013). Impact of the continental shelf slope on upwelling through submarine canyons. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *118*(10), 5814–5828. doi: 10.1002/jgrc.20401
- Hughes, C. W., Fukumori, I., Griffies, S. M., Huthnance, J. M., Minobe, S., Spence, P., . . . Wise, A. (2019). Sea level and the role of coastal trapped waves in mediating the influence of the open ocean on the coast. *Surveys in Geophysics*, *40*, 1467–1492.
- Jordi, A., Orfila, A., Basterretxea, G., y Tintoré, J. (2005). Shelf-slope exchanges by frontal variability in a steep submarine canyon. *Progress in Oceanography*, *66*(2-4), 120–141.
- Kämpf, J. (2006). Transient wind-driven upwelling in a submarine canyon: A process-oriented modeling study. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *111*(C11).
- Kämpf, J. (2007). On the magnitude of upwelling fluxes in shelf-break canyons. *Continental Shelf Research*, *27*(17), 2211–2223.
- Kämpf, J. (2009). On the interaction of time-variable flows with a shelfbreak canyon. *Journal of Physical Oceanography*, *39*(1), 248–260.
- Klinck, J. M. (1989). Geostrophic adjustment over submarine canyons. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *94*(C5), 6133–6144.
- Klinck, J. M. (1996). Circulation near submarine canyons: A modeling study. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *101*(C1), 1211–1223.
- Matos, F. L., Ross, S. W., Huvenne, V. A. I., Davies, J. S., y Cunha, M. R. (2018). Canyons pride and prejudice: Exploring the submarine canyon research landscape, a history of geographic and thematic bias. , *169*, 6–19. doi: 10.1016/j.pocean.2018.04.010
- Ramos-Musalem, K. (2020). *Transport through submarine canyons* (Tesis Doctoral, University of British Columbia). doi: <http://dx.doi.org/10.14288/1.0388506>
- Ramos-Musalem, K., y Allen, S. E. (2019). The impact of locally enhanced vertical diffusivity on the cross-shelf transport of tracers induced by a submarine canyon. *Journal of Physical Oceanography*, *49*(2), 561–584.
- Saldías, G. S., Ramos-Musalem, K., y Allen, S. E. (2021). Circulation and upwelling induced by coastal trapped waves over a submarine canyon in an idealized eastern

- boundary margin. *Geophysical Research Letters*, 48(11), e2021GL093548.
- She, J., y Klinck, J. M. (2000). Flow near submarine canyons driven by constant winds. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 105(C12), 28671–28694.
- Talley, L. D. (2011). *Descriptive physical oceanography: an introduction*. Academic press.
- Vallis, G. K. (2017). *Atmospheric and oceanic fluid dynamics*. Cambridge University Press.



# Apéndice A

## Topografía del cañón

La topografía para los dos cañones idénticos fue construida a partir la misma función hiperbólica. Primero se definió una función  $h_{sh}(r)$  para el perfil de la batimetría de la plataforma en el eje radial:

$$h_{sh}(r) = \begin{cases} 0.095 & \text{si } r \leq 0.10 \\ 0 & \text{si } 0.10 < r \text{ y } r \leq 0.217 \\ (0.97r - 0.21) & \text{si } 0.217 < r \text{ y } r \leq 0.285 \\ (0.11r - 0.03 + 0.066) & \text{si } 0.285 < r \text{ y } r \leq 0.5 \\ 0.09 & \text{si } r > 0.5 \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

También se definió una función  $h_{can}(r)$  perfil de la batimetría del cañón en el eje radial:

$$h_{can}(r) = \begin{cases} 0.095 & \text{si } r \leq 0.10 \\ 0 & \text{si } 0.10 < r \text{ y } r \leq 0.217 \\ (0.422r - 0.09) & \text{si } 0.217 < r \text{ y } r \leq 0.405 \\ (0.112r - 0.112r_{sb} + 0.066) & \text{si } 0.285 < r \text{ y } r \leq 0.5 \\ 0.09 & \text{si } r > 0.5 \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

Donde  $r_{sb}$  es la distancia radial hasta el quiebre de la plataforma. A su vez, definió una

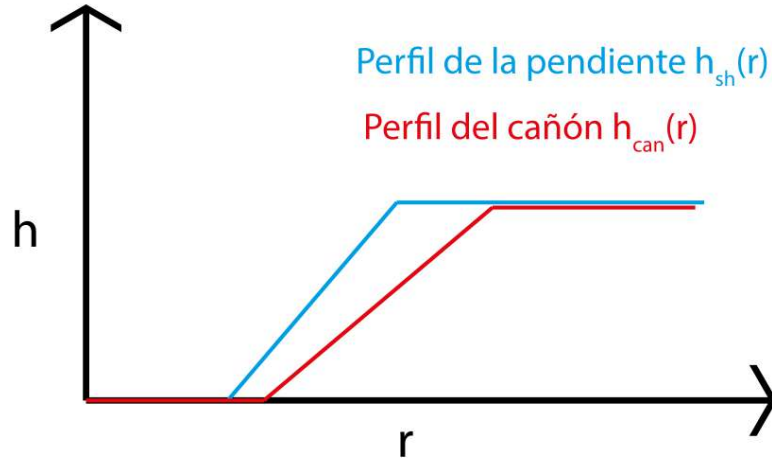


Figura A.1: Esquema de las funciones  $h_{sh}(r)$  y  $h_{can}(r)$  para construir la batimetría de cañón en el eje transversal a la costa

función para determinar el ancho del cañón con respecto a la radio del tanque:

$$W(r) = \begin{cases} 0.28 & \text{si } r < 0.217 \\ A_h(r - 0.405)^2 + d_h(r - 0.405) + 0.074 & \text{si } 0.217 \leq r \leq 0.405 \\ w_{i-1} & \text{si } 0.405 < r \leq 0.5 \\ 0.28 & \text{si } r > 0.5 \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

Donde  $A_h$  es una pendiente de la relación entre el ancho de la boca y cabeza del cañón con la distancia radial,  $d_h$  es una constante específica para la función del ancho del cañón y  $w_{i-1}$  es una constante con el último valor de  $A_h(r - 0.405)^2 + d_h(r - 0.405) + 0.074$  al llegar a la distancia radial de la cabeza del cañón.

Finalmente, se hizo una función hiperbólica para construir la topografía del cañón utilizando las ecuaciones A.1, A.2 y A.3:

$$topo[:, j] = h_{sh} - h_{can} \left( \frac{1}{\cosh \frac{W}{2} r [j]^{50}} \right) \quad (\text{A.4})$$

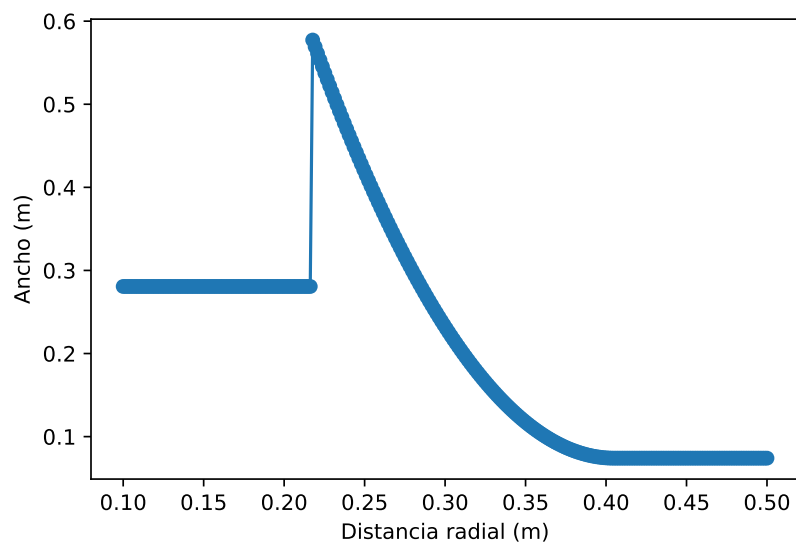


Figura A.2: Gráfico del ancho del cañón en función de la distancia radial