



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

DEPARTAMENTO DE FÍSICA JUAN JOSÉ GIAMBIAGI

Corrección atmosférica de imágenes de *color del mar* en aguas turbias mediante simulaciones y datos de campo

TESIS DE LICENCIATURA

Juan Ignacio Gossn

Directora: Dra. Ana Inés Dogliotti

Codirector: Dr. Francisco Matías Grings

Marzo de 2015

TEMA: Corrección atmosférica de imágenes de *color del mar* en aguas turbias mediante simulaciones y datos de campo

ALUMNO: Juan Ignacio Gossn

LU N°: 346/09

LUGAR DE TRABAJO: Instituto de Astronomía y Física del Espacio, Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) - Universidad de Buenos Aires (UBA)

DIRECTORA DEL TRABAJO: Dra. Ana Inés Dogliotti.

CODIRECTOR DEL TRABAJO: Dr. Francisco Matías Grings

FECHA DE INICIACIÓN: Marzo de 2014

FECHA DE FINALIZACIÓN: Marzo de 2015

FECHA DE EXAMEN:

INFORME FINAL APROBADO POR:

Autor	Jurado
Director	Jurado
Profesora de Tesis de Licenciatura	Jurado

A mis amigos del Sur

A mis hermanos

A mis viejos

A Piru

Agradecimientos

A mi directora Ana Dogliotti y mi codirector Francisco Grings, quienes cumplen muy bien con sus roles de dirección y me van ayudando en el proceso de ir metiéndome en el mundo de la teledetección.

A mis otros compañeros del Grupo de Teledetección en el IAFE: Pablo, Mer, Cintia, Fede, Mary, Mati, Martín, Marian, Vero y Haydée. Todos ellos me brindaron su ayuda en las más variadas oportunidades, sobre todo con lo relacionado a manejar las cuestiones informáticas relacionadas a este trabajo.

A Claudia Simionato del CIMA y a Bill Davidson de la FIPCA, gracias a quienes se pudieron realizar las campañas de la transecta Buenos Aires-Colonia. A Ivanna Tropper y Guillermo Ibáñez de la CONAE por participar en las campañas como encargados de las mediciones radiométricas y a la gente del laboratorio de Limnología y el DCAO por ayudar en el proceso de medición del Material Particulado en Suspensión. También al resto de la gente que participó en las campañas: Ana Dogliotti, Diego Moreira, Giuliana Berdén, Emiliano Pardiñas, Ornella Silvestri, Emiliano Echevarría, Almendra Montazem, etc.

A Robert Frouin, del Scripps Institution of Oceanography, y a Bruno Lafrance, del Laboratoire d'Optique Atmosphérique, por brindarme las versiones del código SOS que utilicé en este trabajo. Y también por ayudarme a entender el comportamiento del SOS y las restricciones del mismo, entre otras cosas.

A Lidia Otero y Pablo Ristori de CEILAP/CITEDEF por ayudarme a figurarme la dificultad de abordar la temática de los aerosoles atmosféricos. Y a ellos y a todos los involucrados en mantener en funcionamiento la estación de AERONET de Villa Martelli, de donde extraje los datos de espesores ópticos de aerosoles.

A Gerardo Lascala del Servicio Meteorológico Nacional por proveerme los datos de vientos en superficie de la estación meteorológica de Aeroparque.

A Bruce Monger, de la Universidad de Cornell en Estados Unidos, y a Gabriela Williams, del CENPAT/CONICET, por proveerme de algunas imágenes utilizadas en el presente trabajo.

A toda la gente de CONAE involucrada en el proyecto SABIA-Mar, el cual motivó la mayoría del trabajo realizado en la presente tesis.

A educadores de la Facultad de Exactas que marcaron mi carrera: Rafael Ferraro, Andrea Barral, Pablo Mininni, Matías Leoni, Sergio Dasso, Victoria Bekeris, Claudia Simionato, Gustavo el pañolero, Diego Moreira, Guadalupe Alonso, Belén Farías, Esteban Clazetta, Claudia Lederman, Noemí Wolanski, Daniel Carando, Jorge Zilber, Silvia Ledesma, Ezequiel Álvarez, César Moreno, Pablo Cobelli y Silvia Goyanes, entre otros.

A mis compañeros de la facultad, con quienes aprendí a enfrentar la carrera: Tefi, Alan, Facu, Esteban, Fredi, Edu, Martín Barbas Grandes, Stellita, Lucas, Antu, Bizarro, Vale, Colo, Euge, Gas, Javi, Melanie Meis, Luli C, Lula, Mili, Luz, Giuli, Emi, Emi Alto, Ornemar, Jorge, Belu Andrada, Mauge, Andy (fijate que volvieron), Joel Bobadilla, Joel Fernández, Hessie, Horacio y Maxi, Manu, Manol, Apu, Fiore Fabris, Ale Pujol, Marianoide, Marcos, Virgi, y la mar en coche... no quiero gastar tanto papel.

A mis amigos del Sur, Guido, Coco, Augusto, Martina, Chela y Belci por su persistente deseo de ir creciendo conmigo y confiar en mí sus relatos de vida con absoluta confianza, de la misma manera que yo hago con ellos.

A mis hermanos y mis viejos por apoyarme siempre, desde los más variados ángulos, en lo que soy y para donde voy, por su sincera y férrea incondicionalidad y compañía.

A una muchachita muy especial llamada *Piru*, quien cayó un día de un ombú y me llenó de alegría y fuerza desde entonces.

Resumen

Las propiedades biogeoquímicas del océano son un indicador clave asociado a la productividad primaria del mar. La única manera sistemática de obtener información sobre el océano a escala global es utilizando sistemas satelitales. Estos sistemas miden la energía reflejada en varias longitudes de onda (radiancia espectral) del complejo océano+atmósfera. Sin embargo, la energía medida por los sistemas satelitales (radiancia espectral a tope de atmósfera, TOA) tiene un importante componente atmosférico, principalmente en la zona del visible, una de las zonas del espectro donde la radiancia espectral es más sensible a las propiedades biogeoquímicas del océano. Por ende, la corrección atmosférica (sustracción del componente atmosférico de la señal TOA), es un paso clave para estimar la reflectancia espectral del agua (color del mar) que es la que es función de las propiedades biogeoquímicas del océano de interés.

El objetivo de este trabajo es el desarrollo de una metodología simplificada para la corrección atmosférica de imágenes satelitales. Como requerimiento, esta metodología debe utilizar únicamente datos de la propia imagen (reflectancia en varias longitudes de onda) para realizar la corrección atmosférica. El paso clave de este tipo de metodologías es la estimación de la reflectancia proveniente del agua en la banda de 865 *nm*. Se plantea en esta tesis que este valor puede estimarse a partir de la reflectancia medida por el sistema en longitudes de onda donde la componente del agua sea muy baja o nula.

Con el fin de probar este concepto, en este trabajo se simuló la reflectancia TOA para el área del Río de la Plata en las regiones espectrales del visible, el infrarrojo cercano y el de onda corta. Esto se hizo mediante un código de transferencia radiativa basado en el método de órdenes sucesivos de dispersión (SOS), el cual fue alimentado con valores de los parámetros físicos del sistema superficie-atmósfera tomados de datos de campo regionales y modelos teóricos y experimentales de validez global. Estas simulaciones permitieron generar un conjunto de firmas espectrales TOA realistas sobre el cual poder testear el esquema de estimación de la reflectancia proveniente del agua en 865 *nm* propuesto.

Con el fin de adaptarlo a las necesidades de la misión SABIAMAR de CONAE, se propusieron cuatro esquemas de estimación utilizando distintas combinaciones de las bandas disponibles en los sistemas SABIAMAR y MODIS (1044 (SABIA-Mar), 1240 (SABIA-Mar y MODIS), 1640 (SABIA-Mar y MODIS) y 2130 *nm* (MODIS)). Con el fin de explotar la correlación entre bandas, se planteó un esquema de análisis de componentes principales (PCA). Todos estos esquemas se basan en la alta correlación existente entre las componentes atmosféricas de estas bandas y en la hipótesis de que la reflectancia TOA medida en estas bandas corresponde únicamente a señal de la atmósfera (píxel negro). En esta tesis, se prueba que ambas condiciones (alta correlación y píxel negro) son vulneradas en mayor

o menor medida dependiendo de la distancia espectral a 865 nm de cada banda: en 1044 nm y 1240 nm la señal del agua no es exactamente nula; mientras que la correlación con 865 nm es menor cuanto mayor sea la distancia espectral. Los esquemas propuestos fueron analizados y se caracterizaron sus errores asociados. En resumen, se probó que es posible estimar 865 nm utilizando un esquema de PCA sobre las bandas del sistema en el infrarrojo cercano y medio, y que la calidad de la estimación depende de las bandas que se utiliza (en particular, de su correlación con 865 y de la contaminación por reflectancia del agua)

Índice general

Agradecimientos	II
Resumen	V
1. Introducción	3
1.1. El <i>color del mar</i> y sus aplicaciones	3
1.2. Procesamiento de las imágenes de color: corrección atmosférica	5
1.3. Área de estudio	5
1.4. Misiones satelitales de color del mar: pasado, presente y futuro	6
1.5. Objetivos	7
1.6. Descripción de la estructura de la tesis	8
2. Marco físico	9
2.1. Magnitudes físicas básicas en teledetección	9
2.1.1. Variables geométricas de observación-iluminación	10
2.1.2. Irradiancia	10
2.1.3. Radiancia	11
2.1.4. Reflectancia y <i>color del mar</i>	13
2.2. Teoría de transferencia radiativa para una atmósfera plano-paralela	14
2.2.1. Aproximación de la óptica geométrica	14
2.2.2. Aproximación del índice de refracción	14
2.2.3. La ley de Boguer-Lambert-Beer	15
2.2.4. La ecuación escalar de transferencia radiativa	17
2.2.5. Los parámetros de Stokes	18
2.2.6. La matriz de fase	19
2.2.7. La ecuación vectorial de transferencia radiativa.	19
2.3. Las componentes de la reflectancia al TOA	21
2.3.1. Sistema Tierra-Atmósfera	21
2.3.2. Descomposición de la señal que llega al sensor	22
3. Metodología	26
3.1. Modelo directo: El código de órdenes sucesivos de dispersión (SOS)	27
3.1.1. El método de órdenes sucesivos de dispersión	27

3.1.2.	Expansión en series de Fourier de la dependencia acimutal	28
3.1.3.	Diseño de una interfase para operar con el código	29
3.2.	Descripción de los parámetros del código	30
3.2.1.	Parámetros de iluminación y observación	30
3.2.2.	Parámetros físicos del sistema superficie-atmósfera	32
3.2.3.	Parámetros de cálculo	39
3.3.	Datos de campo utilizados	40
3.3.1.	Datos de reflectancias del agua: las campañas en el Río de la Plata .	41
3.3.2.	Datos de aerosoles: la red AERONET	42
3.3.3.	Datos de vientos en superficie: la estación meteorológica de Aeroparque	43
3.4.	Obtención de radiancias a TOA en las bandas del SABIA-Mar	45
3.5.	Modelo inverso: Estimación de $\rho_W(865)$ a partir de las simulaciones	46
3.5.1.	Diferentes esquemas de estimación basados en PCA	48
3.6.	Esquema global de la metodología	49
4.	Resultados y discusión	50
4.1.	Salidas típicas del SOS	50
4.2.	Correlación entre bandas espectrales	53
4.3.	Estimación de $\rho_W(865)$	54
4.4.	Variabilidad debida al tipo y características de atmósfera	55
4.5.	Análisis de un esquema reducido	58
4.6.	Análisis de error absoluto	60
5.	Conclusiones y trabajo a futuro	62
A.	Revisión de esquemas básicos de correcciones atmosféricas	65
A.1.	Corrección atmosférica estándar: píxel negro en el NIR	65
A.2.	Corrección atmosférica para aguas ópticamente complejas	68
A.2.1.	Hipótesis de homogeneidad espacial	68
A.2.2.	Hipótesis de píxel negro en el SWIR	69
	Bibliografía	71

Capítulo 1

Introducción

1.1. El *color del mar* y sus aplicaciones

El sensoramiento remoto en la región óptica del espectro electromagnético, o *color del mar*, ha demostrado su capacidad de proveer información sinóptica de las propiedades ópticas y biogeoquímicas de los océanos. Esta se basa en la determinación de la radiancia espectral que proviene de la superficie del agua que es obtenida a partir de la señal que llega al tope de la atmósfera (TOA) corregida por la perturbación debida a la presencia de la misma.

La técnica conocida como radiometría del color del mar (*Ocean Color Radiometry*) implementada a través de instrumentos montados en sensores remotos, como satélites, ha demostrado ser una técnica muy fructífera y usada ya que permite estimar la concentración de variables geofísicas como la concentración de clorofila-a y turbidez en forma sinóptica de áreas muy extensas, resultando así una herramienta complementaria a las costosas mediciones de campo. Los datos satelitales del color del mar son utilizados para estudiar global y regionalmente la biosfera oceánica, su cambio en el tiempo y cómo se relaciona este cambio con las actividades antropogénicas. Sensores satelitales de color del mar permiten detectar y cuantificar tendencias globales en las propiedades biogeoquímicas, tanto estacionales como en escalas temporales de décadas. Asimismo, constituyen una variable fundamental para la estimación de la producción primaria de *fitoplancton*, que a su vez se relaciona con la absorción de dióxido de carbono y permite delimitar zonas marinas de protección; como así también identificar potenciales zonas de pesca contribuyendo a un manejo sustentable de los recursos pesqueros. A continuación se enumeran algunos ejemplos específicos de diferentes aplicaciones:

1. **Generación de mapas de producción primaria marina.** Las series temporales de propiedades de color del mar tienen aplicación en el estudio del cambio climático global; puesto que mediante estas y conocimientos de intensidad luminosa y eficiencia fotosintética es posible producir mapas de Producción Primaria Neta (NPP) sobre los océanos, es decir, indicadores de cuánto dióxido de carbono son capaces de fijar los organismos *autótrofos* y *mixótrofos* presentes en el agua. De esta forma, los datos del color del mar resultan esenciales en la determinación del balance global de dióxido de carbono, y de esta forma, permiten mejorar el entendimiento de las concentraciones

de este gas de efecto invernadero en la atmósfera y el océano.

2. **Predicción de floraciones de algas tóxicas.** El uso de datos del color del mar en conjunto con datos meteorológicos y de campo ha sido utilizado por la NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) para generar un Sistema de Predicción Operativo de Floraciones Algales nocivas [1]. Este sistema permite la detección temprana y predicción de florecimientos de algas tóxicas o nocivas, usualmente conocidas como *mareas rojas*, las cuales impactan fuertemente en las actividades pesqueras.
3. **Estimación de producción secundaria marina.** Las imágenes de concentración de clorofila derivadas de los datos de color del mar pueden ser utilizadas en conjunto con imágenes de temperatura superficial del mar (SST) para estimar tasas de producción del copeópodo *Calanus finmarchicus* (*zooplankton*). El mapa de producción es inferido a partir de las imágenes de SST y clorofila y de las expresiones teóricas de la dependencia con la temperatura (Plourde y Runge 1993 [2]) y con la clorofila (Runge y Plourde 1996 [3]) de la fertilidad de las hembras de la especie (véase Fig. 1.1).

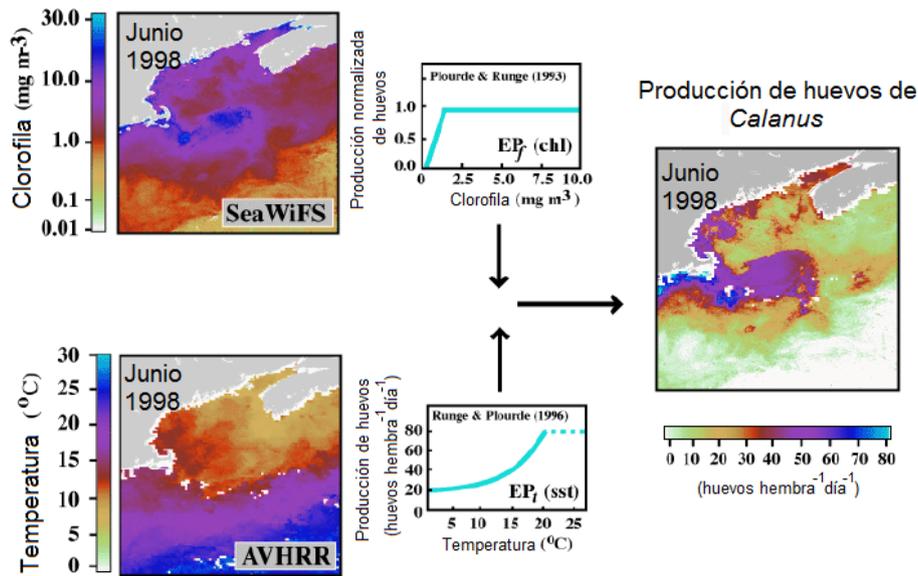


Figura 1.1: Mapa de producción de huevos de *Calanus finmarchicus* generado a partir de curvas características de dependencia de la producción con la clorofila y la temperatura y sendos mapas de estas variables. El mapa de clorofila es estimado a partir de datos de color del mar. Junio de 1998. Cortesía de Bruce Monger (Cornell/USA).

4. **Detección y monitoreo de zonas de máxima turbidez.** El uso de imágenes satelitales ha sido utilizado para la detección y el análisis de la distribución espacial y temporal de zonas de máxima turbidez en diferentes ríos como el Río Gironde en Francia [4] y el Río de la Plata [5]. En este último caso, la zona de máxima turbidez es un área de importancia económica y ecológica ya que es una zona de alta concentración de *plancton* [6] y es el área principal de desove y de cría para muchas especies del estuario que se explotan comercialmente y sostienen las pesquerías costeras de Argentina y Uruguay. [7][8][9]

1.2. Procesamiento de las imágenes de color: corrección atmosférica

La precisión en la estimación de las variables derivadas de las imágenes de color depende de la capacidad de obtener la reflectancia medida justo sobre la superficie del agua, ρ_W , a partir de la radiancia total medida por el sensor, ρ_{TOA} . El procesamiento de este tipo de imágenes generalmente implica primero la corrección atmosférica de la señal que llega al tope de la atmósfera para obtener la reflectancia espectral que proviene del agua y luego la aplicación de algoritmos bio-ópticos a la misma para estimar la concentración de la sustancia de interés. En general, del total de la radiación que llega al sensor sólo una pequeña proporción de la misma corresponde a la señal que proviene del agua. Esta puede ser menor al 10 % en la región azul del espectro y mucho menor en las bandas infrarrojas del espectro [10]. Por lo tanto la eliminación de la señal que proviene de la interacción de la señal con la atmósfera (corrección atmosférica) es fundamental para poder estimar en forma precisa el tipo y cantidad de sustancias presentes en el agua. (véase A) Inicialmente, se suponía que el agua absorbe toda la luz en la región del rojo e infrarrojo cercano (NIR, *Near InfraRed* en inglés) del espectro electromagnético (suposición de *píxel negro*) permitiendo estimar la contribución de la atmósfera en esta región del espectro, extrapolarla a la región del visible (400 – 600 nm) y determinar así la componente que proviene de la capa superficial del agua y que contiene la información deseada [11]. Sin embargo, en aguas altamente productivas o turbias, la alta concentración de partículas en suspensión incrementa mucho la dispersión de la energía en el NIR y la reflectancia del agua en esta región del espectro no es nula y el supuesto de píxel negro deja de ser válido [12][13]. Asumir que la reflectancia del agua en el NIR es cero en aguas productivas o turbias lleva a una sobreestimación de la contribución de los aerosoles y subsecuentemente a una subestimación de la reflectancia del agua. Varios algoritmos han sido desarrollados con hipótesis alternativas o incluyendo esquemas que tienen en cuenta la contribución del agua en la señal total que llega al sensor [13][14][15][16]. Estos últimos algoritmos estiman o modelan la señal que proviene del agua en el NIR (píxel brillante) para luego restársela a la señal total y así poder aplicar la corrección atmosférica tradicional, es decir, utilizando el supuesto de píxel negro. Otra estrategia propuesta ha sido utilizar bandas en longitudes de onda más largas en el infrarrojo de onda corta (SWIR, *Short Wave Infrared* en inglés, 1000 – 3000 nm), donde la absorción del agua es tan alta que puede asumirse que la componente que proviene del agua sí es despreciable en esta región del espectro, o sea utiliza las bandas del SWIR y el supuesto de píxel negro.

1.3. Área de estudio

El Río de la Plata (RdP) es uno de los sistemas estuariales más grandes del mundo ($\approx 35000 km^2$) que drena la segunda cuenca más grande de América del Sur luego del Amazonas. Tiene una longitud de 320 km y un ancho de más de 200 km en su boca (Fig. 1.2) y sus aguas son poco profundas ($< 20 m$). Se estima que la cantidad de sedimentos que transporta varía entre 80 y 160 millones de toneladas por año, por lo que es considerado uno de los ríos más turbios del mundo con valores medios de material particulado en suspensión medido en superficie de 100 a 300 $mg L^{-1}$ llegando a un máximo de 400 $mg L^{-1}$ [5]. El RdP se caracteriza por la presencia de una zona de máxima turbidez asociada a un frente salino donde se produce el encuentro del agua dulce del río y el agua salada del océano [17][18]. La posición de dicho frente está principalmente controlada por la batimetría coincidiendo su

posición media con la Barra del Indio en el sector norte y con la isobata de 5 m en la Bahía de Samborombón hacia el sur (Fig. 1.2). La gran cantidad de sedimentos transportados por el RdP influyen, entre otros, en los procesos sedimentológicos cuyo estudio y comprensión resulta importante para un número de aplicaciones en zonas costeras. Entre ellas pueden mencionarse la evaluación del transporte de sedimentos (optimización de las operaciones de dragado, la comprensión de los cambios batimétricos/línea de costa), el monitoreo de calidad del agua (turbidez), la determinación de profundidad de la capa eufótica para la producción primaria, pesquerías, etc.



Figura 1.2: Imagen color casi-verdadero del Río de la Plata, Argentina.

Dadas las características particulares del RdP, gran superficie y alta concentración de material particulado en suspensión, esta región resulta un área ideal para evaluar y desarrollar algoritmos para la corrección atmosférica que permitan estimar la turbidez o concentración de material en suspensión a partir de información satelital. En un primer estudio, Dogliotti et al. (2011) [19] analizó en forma cualitativa el desempeño de tres algoritmos de corrección atmosférica aplicados a imágenes MODIS-Aqua en el RdP. Este estudio preliminar mostró que el supuesto de píxel negro en el NIR no se cumple en el RdP debido a la alta concentración de partículas en suspensión, lo que evidencia la necesidad de realizar un análisis cuantitativo con datos radiométricos de campo y evaluar y/o desarrollar algoritmos alternativos.

1.4. Misiones satelitales de color del mar: pasado, presente y futuro

El primer sensor que midió el color del mar a bordo de un satélite fue el CZCS (*Coastal Zone Color Scanner*), lanzado en el año 1978. A pesar del hecho de que el CZCS fue una misión experimental destinada a durar un año, el sensor continuó generando una serie temporal de datos muy valiosos que permitieron por primera vez observar sinópticamente la distribución espacial y temporal de la distribución de la concentración de clorofila (utilizada

como indicador de biomasa) en distintas regiones del mundo, y también ha permitido estimar la producción primaria a escala global. Diez años pasaron antes de que otros sensores destinados a proveer datos de color del mar orbitasen nuevamente alrededor de la Tierra. En particular, el SeaWiFS (*Sea-viewing Wide Field-of-view Sensor*), lanzado en 1997 a bordo del satélite SeaStar de la NASA, fue el que interrumpió esta década sin disponibilidad de datos, y produjo datos hasta el 2010. Algunos de los sensores posteriores más destacados fueron los MODIS (*Moderate-resolution Imaging Spectroradiometer*) a bordo de los satélites Aqua y Terra (actualmente en funcionamiento), y el MERIS (*MEDium Resolution Imaging Spectrometer*) a bordo del satélite Envisat de la Agencia Espacial Europea (ESA) que fue lanzado en el 2002 y dejó de ser operacional desde el 2012. Otros sensores destinados a color del mar fueron lanzados más recientemente, incluyendo el OCM-2 (*Indian Ocean Colour Monitor*), el GOCI (*Korean Geostationary Ocean Color Imager*, el primer sensor geostacionario destinado a color del mar) y el VIIRS (*Visible Infrared Imager Radiometer Suite*). Nuevos sensores de color del mar están planeados dentro de la siguiente década por varias agencias espaciales, entre ellas puede mencionarse el sensor OLCI (Ocean Land Colour Instrument) que será lanzado a bordo del Sentinel-3 por la ESA, la misión PACE (Pre-Aerosol, Clouds and ocean Ecosystem) que será lanzada por la NASA y la misión Argentina-Brasileña SABIA-Mar.

La Comisión Nacional de Actividades espaciales (CONAE) en conjunto con la Agencia Espacial Brasileña (AEB) y el Instituto Nacional de Desarrollos Espaciales de Brasil (INPE) se encuentran actualmente desarrollando la misión SABIA-Mar (Satélite Argentino-Brasileño para la Información del Mar). El principal objetivo de la misión es proveer información y productos para el estudio de los ecosistemas marinos, el ciclo del carbono, la cartografía de costas y hábitats marinos, peligros en el litoral marino, aguas continentales y las actividades pesqueras (CONAE, 2013). Los sensores ópticos del SABIA-Mar tendrán bandas espectrales compatibles con los sensores SeaWiFS, MODIS y MERIS. SABIA-Mar contará con una resolución de 200 m en las áreas de interés específico que constituyen las zonas costeras y marítimas de Argentina y Brasil, como así también las aguas continentales de América del sur, y una resolución de 1 km para estudios regionales y de cobertura global del océano con el fin de mantener una continuidad y compatibilidad con las demás misiones de color. Según se encuentra actualmente planeada la misión, el SABIA-Mar contará con las mismas bandas que el MODIS para la corrección atmosférica (tanto en el NIR como en el SWIR) más una banda que también ha sido incorporada en el sensor OLCI (1044 nm) que podría ser utilizada tanto para la corrección atmosférica como para la estimación de la concentración de material particulado en suspensión en aguas turbias [20].

1.5. Objetivos

La propuesta de tesis planteada propone como objetivo general contribuir en el conocimiento para mejorar la corrección atmosférica en aguas turbias, con especial interés en las aguas del Río de la Plata, mediante simulaciones y datos de campo. El trabajo planteado se encuentra en el marco y contribuirá en forma directa a la misión Argentina-Brasileña SABIA-Mar ya que las simulaciones fueron realizadas para un sistema satélite-sensor con las características del propuesto para dicha misión. Con el fin de alcanzar el objetivo general se plantearon los siguientes objetivos específicos:

1. Simular la reflectancia al tope de la atmósfera en las bandas espectrales ubicadas en la región NIR y SWIR del sensor SABIA-Mar teniendo en cuenta diferentes geometrías de observación e iluminación del SABIA-Mar, de condiciones atmosféricas y reflectancias de aguas turbias en general y esperables en la región del Río de la Plata obtenidas a partir de simulaciones y datos de campo.
2. Implementar un modelo inverso semi-empírico para estimar la reflectancia del agua en la región NIR del espectro ($\rho_W(865)$) basado en componentes principales.
3. Evaluar teóricamente el desempeño del modelo inverso para estimar $\rho_W(865)$ utilizando diferentes combinaciones de bandas y aguas con diferentes características reflectivas (cantidad de material particulado).

1.6. Descripción de la estructura de la tesis

En el capítulo 2 se introducirán los conceptos físicos y matemáticos y las herramientas sobre las cuales se basa el presente trabajo: las magnitudes de transporte radiativo utilizadas en teledetección; la teoría de transferencia radiativa en su versión escalar; la generalización al caso vectorial; la descomposición de la señal recibida a TOA según los diferentes componentes del sistema Tierra-Atmósfera que interactúan con la radiación; una breve descripción del algoritmo clásico de corrección atmosférica utilizable para aguas claras; algunos de los algoritmos más usuales propuestos para aguas complejas. En el capítulo 3 se describirán todos los pasos que se realizaron para cumplir los dos objetivos específicos: Para el primer objetivo específico, se describirá el método de órdenes sucesivos de dispersión (*Successive Orders of Scattering*, SOS) que se utiliza para resolver la transferencia radiativa en la atmósfera; la interfase diseñada para poder operar con el código SOS; los parámetros que requiere como entrada; los modelos utilizados para determinar los valores de los parámetros considerados fijos; los datos de campo utilizados para decidir los valores de los parámetros variables; algunos chequeos generales para evaluar los parámetros de cálculo del código; el conjunto del espacio de parámetros utilizado para generar las simulaciones; y la metodología de cálculo utilizada para generar los valores medios, mínimos y máximos esperables para las bandas del sensor SABIA-Mar en la región del Río de la Plata. Para el segundo objetivo específico, se describirá en qué consistirá el algoritmo de estimación de la reflectancia del agua en $865nm$ basado en la descomposición de la señal atmosférica de las bandas NIR/SWIR de los sensores SABIA-Mar y MODIS en componentes principales. En el capítulo 4 se exhibirán los resultados obtenidos y se analizará el error cometido en las estimaciones de los diferentes esquemas y, por último, en el capítulo 5, se exhibirán las conclusiones del trabajo.

Capítulo 2

Marco físico

En este capítulo se presentan las herramientas y los conceptos físicos y matemáticos que serán utilizados en los capítulos siguientes. Más específicamente:

1. Se definen los ángulos pertinentes a la geometría de observación-iluminación.
2. Se definen algunos términos radiométricos, tales como la irradiancia, la radiancia, la reflectancia y en particular se definirá lo que comúnmente se llama en teledetección el *color del mar*;
3. Se presenta la Teoría de Transferencia Radiativa, las hipótesis bajo las cuales trabaja, y la *ley de Boguer-Lambert-Beer* para establecer el balance de energía radiativa en ausencia de polarización, conocido como *ecuación escalar de transferencia radiativa*;
4. Se generaliza al caso en que sí se tiene en cuenta la polarización de la radiación: la *ecuación vectorial de transferencia radiativa*, que es de donde parte el código de transferencia radiativa (código SOS) utilizado en el presente trabajo;
5. Se describen las diferentes componentes que influyen en la radiación que llega al sensor, tales como la presencia de la atmósfera y los efectos que ocurren en la interfase del mar y en el seno del cuerpo de agua debido a las distintas sustancias presentes;

2.1. Magnitudes físicas básicas en teledetección

El sensoramiento remoto o la *teledetección* es una técnica que permite adquirir información mediante el análisis de datos colectados por instrumentos que no están en contacto físico con los objetos investigados. Los sensores remotos, generalmente a bordo de aviones o satélites que orbitan la Tierra, miden la energía o radiación electromagnética (REM) que es reflejada o emitida por los objetos. Dicha radiación es cuantificada a partir de varias magnitudes físicas, entre las cuales están la irradiancia, la radiancia y la reflectancia, definidas a continuación. Se asumirán escenarios con campos de radiación estacionarios, por lo que se omitirá la dependencia del tiempo de las magnitudes presentadas.

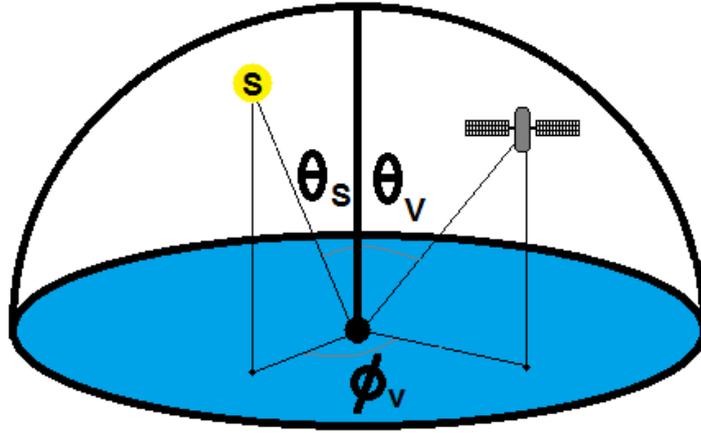


Figura 2.1: Definición de los ángulos cenitales (θ) y acimutales (ϕ) solar y de observación (subíndices S y V , respectivamente.), según la convención generalmente utilizada en teledetección.

2.1.1. Variables geométricas de observación-iluminación

Previo a introducir las magnitudes radiométricas, es necesario definir la convención usual utilizada en teledetección para determinar las direcciones de incidencia solar y de observación. En la Fig.2.1 se esquematiza el sistema sol-sensor en conjunto con los ángulos asociados a la geometría de observación-iluminación.

En general en teledetección se define la dirección en la cual se propaga la radiación en coordenadas esféricas, tomando como dirección polar el cenit; por lo que θ representa el ángulo cenital. El ángulo acimutal ϕ se mide desde el plano principal en sentido antihorario respecto del cenit, es decir, asumiendo un ángulo cenital solar $\phi_S = 0$. En el esquema de la Fig. 2.1, se determinan las dos direcciones más pertinentes: la del limbo solar y la de observación. En las definiciones dadas a continuación, donde aparezca la dupla (θ, ϕ) , esta referirá a una dirección campo genérica, que podrá ser identificada con la dirección en que se halle el sensor, (θ_V, ϕ_V) .

2.1.2. Irradiancia

Considérese un flujo de energía radiativa atravesando un diferencial dS de superficie plana. La tasa de flujo de energía radiativa, o potencia, por unidad de superficie se denomina *irradiancia*, E , y es expresada en términos de energía neta d^2U que atraviesa la superficie dS en el intervalo temporal $[t, t + dt]$, o bien la potencia neta $d\Phi$ o *flujo radiante* que atraviesa la superficie dS como

$$E = \frac{d^2U}{dS dt} = \frac{d\Phi}{dS} \quad [W \cdot m^{-2}] \quad (2.1)$$

La cantidad $d\Phi$ es diferencial de primer orden, considerada *positiva* si el flujo radiante egresa del hemisferio superior (ascendente, u , suponiendo que la superficie sea horizontal) y *negativa* en caso contrario (descendente, d). Es conveniente separar el flujo radiante en dos aportes positivos según si es ascendente o descendente, $d\Phi_u$ y $d\Phi_d$, cada uno de los

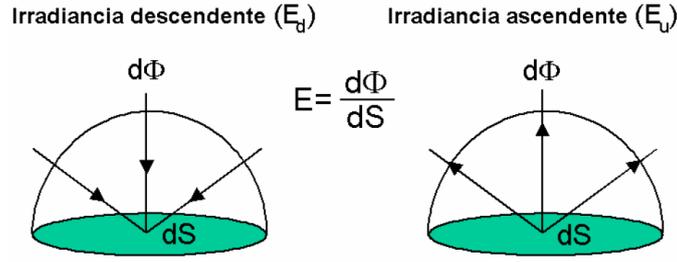


Figura 2.2: Geometría asociada a la definición de irradiancia descendente (E_d) y ascendente (E_u), donde $d\Phi$ es el flujo radiante que llega a la superficie dS .

cuales aporta una cantidad positiva de energía. Las irradiancias ascendente y descendente se definen entonces como

$$E_u = \frac{d\Phi_u}{dS}, \quad E_d = \frac{d\Phi_d}{dS} \quad [W \cdot m^{-2}] \quad (2.2)$$

El flujo radiante neto en la dirección ascendente es $d\Phi = d\Phi_u - d\Phi_d$. De la misma manera, la irradiancia neta es escrita como la diferencia entre dos cantidades positivas: $E = E_u - E_d$, siendo estas las medidas de toda la REM que sale y llega a una superficie, respectivamente (Fig. 2.2).

2.1.3. Radiancia

Los sensores remotos tienen un campo limitado de observación y no reciben toda la irradiancia emitida por una superficie debido a que la forma del detector y su geometría de observación limitan la señal a una pequeña fracción del flujo. Por lo tanto es necesario tener una descripción de la variación del flujo en función de la dirección: esto se podrá hacer fácilmente dado que los rayos que se trasladan en diferentes direcciones no interactúan, por lo que se podrán tratar separadamente.

Considérese entonces un flujo radiante $d^2\Phi$ dentro de un ángulo sólido $d\Omega$ alrededor de la dirección $\hat{\Omega}$, atravesando un diferencial de superficie plana dS (e.g. la superficie de un colector *plano*) cuya orientación queda determinada por su normal \hat{z} (ver Fig. 2.3). El ángulo comprendido entre \hat{z} y la dirección de propagación $\hat{\Omega}$ es θ . La potencia por unidad de superficie y por unidad de ángulo sólido se denomina *radiancia*, $L(\theta, \phi)$, y viene dada por:

$$L(\theta, \phi) = \frac{d^2\Phi}{\cos\theta \, dS \, d\Omega} \quad [W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}] \quad (2.3)$$

Nótese que, además de haber dividido por $d\Omega dS$, se ha dividido por el factor $\cos\theta = \hat{z} \cdot \hat{\Omega}$, es decir, la proyección del elemento de superficie al plano normal a $\hat{\Omega}$. Es por esto que un colector de radiación plano se denomina *colector coseno*. Nótese también que si \hat{z} y $\hat{\Omega}$ apuntan en hemisferios opuestos, entonces $\hat{z} \cdot \hat{\Omega}$ es negativo. El flujo radiante es también negativo en este caso, por definición; por lo que la relación $d^2\Phi/\cos(\theta)$ se mantiene positiva:

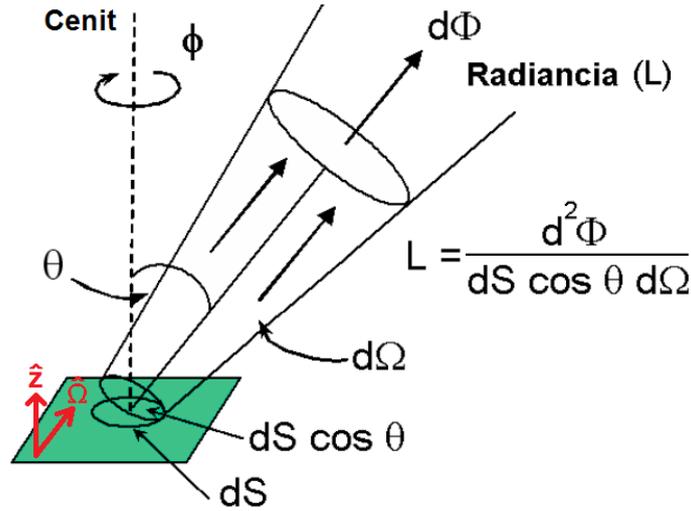


Figura 2.3: Geometría asociada a la definición de radiancia, donde dS es el área de un elemento de la superficie, $L(\theta, \phi)$ es la radiancia que sale de dS con un ángulo cenital θ (relativo a la normal de la superficie) y un ángulo acimutal ϕ . Su valor es definido por el flujo radiante que sale de dS dentro del ángulo sólido $d\Omega$, centrado en la línea definida por θ y ϕ .

la radiancia es siempre positiva. En la figura 2.3 se muestra la geometría asociada a la radiancia.

Se obtendrá la relación entre radiancia e irradiancia a partir de la Ec. (2.3), que se podrá reescribir como

$$d^2\Phi = L(\theta, \phi)\cos(\theta)dSd\Omega \quad (2.4)$$

Utilizando las Ecs. (2.1) y (2.4) se obtienen las siguientes relaciones entre irradiancias (ascendente y descendente) y radiancia:

$$E_u = \frac{d\Phi_u}{dS} = \int_u d\Omega L(\theta, \phi)\cos(\theta), \quad E_d = \frac{d\Phi_d}{dS} = \int_d d\Omega L(\theta, \phi)\cos(\theta) \quad (2.5)$$

Sendas magnitudes son definidas positivas. Combinándolas, se obtiene que la irradiancia es la integración de $L(\theta, \phi)\cos(\theta)$ sobre todo el ángulo sólido,

$$E = E_u - E_d = \int_{4\pi} d\Omega L(\theta, \phi)\cos(\theta) \quad [W \cdot m^{-2}] \quad (2.6)$$

Obsérvense dos casos límite en la distribución angular de la radiancia a partir de las dos situaciones propuestas a continuación:

1. **Radiancia proveniente del limbo solar.** En caso de despreciar el ángulo sólido abarcado por el limbo solar en el cielo terrestre, la radiancia solar incidente, previa

a interactuar con la atmósfera, puede ser escrita como

$$L_S(\theta, \phi)(\hat{\Omega}) = E_S \delta(\hat{\Omega} - \hat{\Omega}_S) \quad (2.7)$$

siendo $\hat{\Omega}_S = (\theta_S, \phi_S = 0)$ la dirección en la que se halla el limbo solar, $\delta(\hat{\Omega} - \hat{\Omega}_S) = \delta(\phi)\delta(\cos\theta - \cos\theta_S)$ la distribución delta de Dirac bidimensional, y E_S la irradiancia solar extraatmosférica (véase. Fig. 3.15).

2. Radiancia saliente de una superficie lambertiana.

En caso de incidir sobre una superficie horizontal que sea un difusor perfecto, o sea una superficie que emite o refleja la energía con la misma intensidad en todas las direcciones independientemente del ángulo con el que incide la radiación, tendríamos, en las cercanías de la misma, siguiendo la Ec. (2.5),

$$E_u = E_d = \pi L \quad (2.8)$$

A este tipo de superficies se las llama *lambertianas* (Fig. 2.4a). Ninguna superficie es perfectamente lambertiana, pero muchas de ellas, especialmente las opacas, se aproximan bastante. Como caso opuesto a una superficie lambertiana puede mencionarse la superficie especular (Fig. 2.4b). En este tipo de superficie la energía es reflejada con un ángulo igual al incidente pero en sentido opuesto. Las superficies naturales en general se comportan de forma intermedia (Fig. 2.4c).

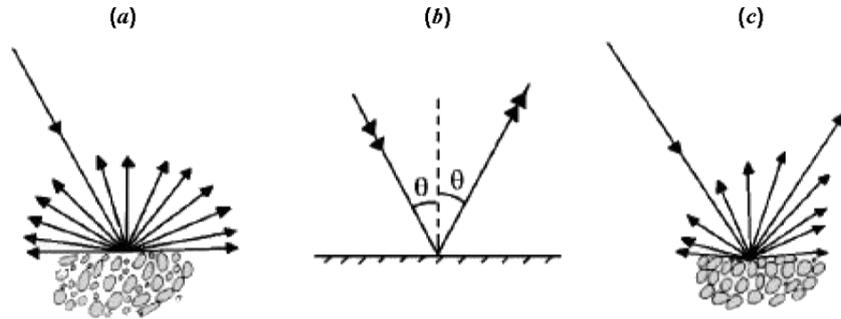


Figura 2.4: Diferentes tipos de reflexión: (a) difusa o lambertiana, (b) especular y (c) tipo mixta.

2.1.4. Reflectancia y *color del mar*

Todas las propiedades ópticas del agua varían con la longitud de onda (λ), por lo tanto se definen la irradiancia espectral ($E(\lambda)$) y la radiancia espectral ($L(\lambda, \theta, \phi)$) de manera análoga pero considerando radiación en el rango espectral diferencial $[\lambda, \lambda + d\lambda]$, es decir:

$$E(\lambda) = \frac{dE}{d\lambda}(\lambda) \quad [Wm^{-2}\mu m^{-1}] \quad (2.9)$$

$$L(\lambda, \theta, \phi) = \frac{dL}{d\lambda}(\lambda, \theta, \phi) \quad [Wm^{-2}sr^{-1}\mu m^{-1}] \quad (2.10)$$

El *color intrínseco del mar* está determinado por la variación espectral de la reflectancia superficial $\rho_W(\lambda)$. La reflectancia irradiante está definida como la relación entre la irradiancia ascendente (E_u) y la irradiancia descendente (E_d), justo por encima del agua ($z = 0^+$), o sea:

$$\rho_W(\lambda) = \frac{E_u(\lambda, z = 0^+)}{E_d(\lambda, z = 0^+)} \quad [s/u] \quad (2.11)$$

De esta magnitud se parte para la estimación de las diferentes sustancias presentes en el agua. Algunas firmas de reflectancias del agua pueden verse en la Figs. 3.11 y A.1.

2.2. Teoría de transferencia radiativa para una atmósfera plano-paralela

En esta sección, se describirá cómo es el flujo de energía radiativa a través de la atmósfera y los océanos según la Teoría de Transferencia Radiativa (TTR). Por el momento, se ignorarán los efectos de polarización, lo que significa que se despreciarán las componentes Q , U y V del vector de Stokes. Este enfoque se denomina la *aproximación escalar*, en contraste con la descripción *vectorial*, más precisa, que detallaremos más adelante. En general, esta aproximación es válida para radiación de onda larga donde la emisión térmica y la absorción son más importantes. Sin embargo, a longitudes de onda más cortas (e.g. la región visible del espectro), donde la dispersión es importante, la radiación está parcialmente polarizada, generalmente. La polarización es parte esencial en la descripción de la dispersión de la luz solar en una atmósfera clara o en agua pura (Dispersión de Rayleigh). Generalmente, en las longitudes de onda más cortas, existe un acople entre las diferentes componentes del vector de Stokes, y se requiere considerar la versión vectorial para obtener resultados más precisos. Más adelante, se presentará la versión vectorial, que es la que rige los cálculos realizados por el código de transferencia radiativa SOS utilizado en el presente trabajo; pero es más sencillo generalizarla a partir del caso escalar.

2.2.1. Aproximación de la óptica geométrica

Las asunciones básicas de la TTR son esencialmente las mismas que las de la óptica geométrica. De hecho, en caso de no haber procesos de dispersión o emisión térmica, la ecuación de transferencia radiativa se reduce a la ley de intensidad de la óptica geométrica. La propagación de la REM podrá ser descrita entonces en términos puramente geométricos y el transporte de energía ocurrirá a lo largo de la dirección de los *rayos* de luz. En la óptica geométrica, la difracción y la interferencia de la luz son despreciables, lo mismo ocurrirá en la TTR.

2.2.2. Aproximación del índice de refracción

Estos rayos de luz no son necesariamente rectos; sino que tienen una curvatura dependiente del *índice de refracción del medio*, $m(\lambda)$. La parte real de $m(\lambda)$ es la razón entre las

velocidades de propagación en el vacío y la del medio correspondiente, y la imaginaria representa la absorción del mismo. La dependencia de $m(\lambda)$ con la longitud de onda se conoce también como fenómeno de *dispersión*. Para el sensoramiento remoto en medios acuáticos, en caso de que no se esté considerando REM que haya atravesado la atmósfera de manera muy oblicua (i.e. θ_S y/o θ_V altos), es aceptable establecer el índice de refracción constante para el aire y para el agua; más específicamente, $m_{AIRE} \approx 1$ y $m_{H_2O} \approx 1,334$.

2.2.3. La ley de Boguer-Lambert-Beer

Considérese un pequeño volumen dV conteniendo materia *ópticamente activa*, descrita por la concentración numérica $n [m^{-3}]$. Por practicidad, dV será considerado una lámina de base dA y profundidad dS (Fig.2.5). Supongamos que un haz de radiación incide normalmente en el medio. El diferencial de energía con que el haz incide viene dado por la Ec. (2.3),

$$d^2\Phi = L(\lambda) dS dt d\lambda d\omega \quad (2.12)$$

A medida que el haz atraviesa la rodaja de materia, interactúa con las partículas ya sea a través de la absorción o la dispersión; por lo que una cantidad reducida de energía emerge del lado opuesto. Se dice que el haz sufrió un proceso de *extinción*.

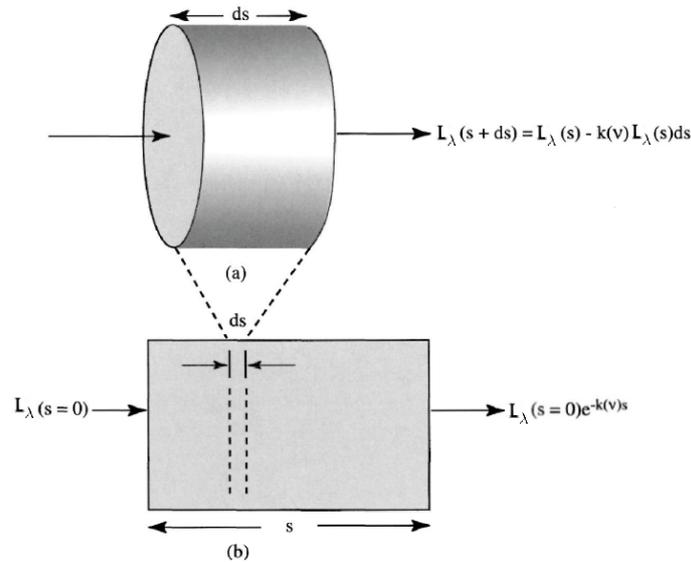


Figura 2.5: a) La radiación que pasa a través de una rodaja diferencial de materia ópticamente activa sufre una extinción proporcional al camino diferencial recorrido ds . b) La extinción es exponencial cuando la radiación atraviesa un camino finito s dentro del material.

Se encuentra experimentalmente que el grado de decaimiento de la radiancia en un camino diferencial depende linealmente de la radiancia incidente ingresante $L(\lambda)$ y del camino ds atravesado dentro del material:

$$dL(\lambda) \propto -L(\lambda)ds \quad (2.13)$$

Dicha ecuación no es más que la versión diferencial de la ETR en que no se considera la presencia de fuentes. La constante de proporcionalidad correspondiente se denomina *coeficiente de extinción del medio*, $\sigma(\lambda)$. Ahora bien, dado que se está trabajando sobre una atmósfera plano paralela, las propiedades ópticas del sistema de estudio son únicamente dependientes de la altura; por lo que es válido reemplazar:

$$ds = \frac{dz}{\mu} \quad (2.14)$$

siendo $\mu = \cos\theta$, con lo que se obtiene la versión diferencial de la *ecuación de Lambert-Boguer-Beer* para una atmósfera plano-paralela:

$$\mu \frac{dL(\lambda)}{dz} = -\sigma(\lambda)L(\lambda) \quad (2.15)$$

Integrando la Ec. (2.15) por separación de variables, tras considerar la Ec. (2.14), se obtiene:

$$L(\lambda)(z) = L(\lambda)(0)e^{-\int_0^z \frac{dz'}{\mu} \sigma(z, \lambda)} = L(\lambda)(0)e^{-\frac{\tau(z, \lambda)}{\mu}} \quad (2.16)$$

donde se definió la *profundidad óptica* $\tau(z, \lambda)$ del camino z , que podrá despejarse a partir de la Ec. (2.16):

$$\tau(\lambda, z) = -\ln \left(\frac{L(\lambda, z' = 0)}{L(\lambda, z' = z)} \right) \quad [s/u] \quad (2.17)$$

Tanto $\sigma(\lambda)$ como $\tau(\lambda)$ pueden ser divididos en su componente debida a la absorción (a) y a la dispersión (s):

$$\sigma(\lambda) = \sigma_a(\lambda) + \sigma_s(\lambda) \quad (2.18)$$

$$\tau(\lambda) = \tau_a(\lambda) + \tau_s(\lambda) \quad (2.19)$$

Diferenciando la Ec. (2.17) respecto de la altura z , se halla la siguiente relación biyectiva $\tau \leftrightarrow z$:

$$d\tau = \mu \frac{dL}{L} = -\sigma(z)dz \quad (2.20)$$

Dicha biyección permitirá utilizar la profundidad óptica medida desde el TOA hasta z como variable de altura. Obsérvese que τ aumenta hacia abajo, lo que explica el signo negativo en Ec. (2.20). El TOA corresponde a $\tau = 0$ y llamaremos τ^* al espesor óptico

en la superficie, es decir, el espesor óptico total de la atmósfera. Por lo que la Ec. (2.15) podrá ser reescrita como:

$$\boxed{\mu \frac{dL(\lambda)}{d\tau} = L(\lambda)} \quad (2.21)$$

que será la versión de la ley de extinción sobre la cual se basará la ETR escalar.

2.2.4. La ecuación escalar de transferencia radiativa

La ecuación de Boguer-Lambert-Beer tiene en cuenta la absorción y la dispersión como procesos de extinción de un haz de radiación; pero no contempla el hecho de que la luz dispersada por las partículas en la atmósfera y la proveniente de la superficie terrestre sirve también de fuente de REM en esa y otras direcciones. Para poder agregar el término de fuente a la Ec. (2.21) es necesario aún presentar dos magnitudes físicas más: la primera es el *albedo de dispersión simple*, ω :

$$\omega = \frac{\sigma_s}{\sigma} \quad (2.22)$$

que representa la fracción de fotones que al interactuar con una partícula sufre un proceso de dispersión respecto de la totalidad de procesos considerados, es decir, absorción y dispersión.¹

La segunda es la *función de fase*, $p(\Theta)$, que describe la probabilidad de dispersión en función del ángulo Θ , comprendido entre las direcciones incidente y de dispersión. $p(\Theta)$ está normalizada a 4π cuando se la integra sobre todo el ángulo sólido.

Tomando la Ec.(2.21), agregando la dependencia de las magnitudes con la dirección, y asumiendo la presencia de fuentes, se arriba a la ecuación de transferencia radiativa escalar:

$$\boxed{\mu \frac{dL(\lambda, \tau, \mu, \phi)}{d\tau} = L(\lambda, \tau, \mu, \phi) + S(\lambda, \tau, \mu, \phi)} \quad (2.23)$$

donde $S(\lambda, \tau, \mu, \phi)$ es la *función fuente*, y la misma viene dada por:

$$S(\lambda, \tau, \mu, \phi) = \frac{\omega(\tau)}{4\pi} p(\lambda, \tau, \mu, \phi, \mu_S, \phi_S) E_S e^{-\frac{\tau}{\mu_S}} + \frac{\omega(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 p(\lambda, \tau, \mu, \phi, \mu', \phi') L(\lambda, \tau, \mu', \phi') d\mu' d\phi' \quad (2.24)$$

donde se han incluido el término asociado a la luz solar directa y el asociado a radiación proveniente de procesos de dispersión.

¹Se asumen como despreciables, aquí y en el resto del presente trabajo, todos los eventos asociados a procesos de dispersión inelástica dada su baja incidencia en las bandas consideradas en este trabajo.

2.2.5. Los parámetros de Stokes

Dado que los procesos de dispersión dependen del estado de polarización, y la modifican, la radiancia derivada a partir de la ecuación escalar (Ec. (2.23)) es una aproximación que puede diferir del valor exacto hasta en un 10 %. Es por esto que se utilizarán los parámetros de Stokes, que contienen información del estado de polarización de la radiación.

Una onda electromagnética viajando en la dirección \mathbf{k} es caracterizada por las componentes complejas E_l y E_r del campo eléctrico \mathbf{E} , correspondientes a las proyecciones en los versores ortogonales \mathbf{l} y \mathbf{r} contenidos en el frente de ondas (de forma tal de que $(\mathbf{l}, \mathbf{r}, \mathbf{k})$ conforma una terna derecha), o por cualquier combinación de los cuatro parámetros $E_l \hat{E}_l$, $E_r \hat{E}_r$, $E_r \hat{E}_l$ y $E_l \hat{E}_r$, donde \hat{E} representa el valor conjugado de E . Los parámetros de Stokes quedan definidos por

$$\begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \frac{\epsilon_0 c}{2} \begin{bmatrix} \langle E_l \hat{E}_l \rangle + \langle E_r \hat{E}_r \rangle \\ \langle E_l \hat{E}_l \rangle - \langle E_r \hat{E}_r \rangle \\ \langle E_l \hat{E}_r \rangle + \langle E_r \hat{E}_l \rangle \\ i \langle E_l \hat{E}_r \rangle - i \langle E_r \hat{E}_l \rangle \end{bmatrix} = \frac{\epsilon_0 c}{2} \begin{bmatrix} \langle E_{l0}^2 \rangle + \langle E_{r0}^2 \rangle \\ \langle E_{l0}^2 \rangle - \langle E_{r0}^2 \rangle \\ 2 \langle E_{l0} E_{r0} \cos(\delta) \rangle \\ 2 \langle E_{l0} E_{r0} \sin(\delta) \rangle \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

donde E_{l0} y E_{r0} son las amplitudes de E_l y E_r , respectivamente, y δ es la fase de retardación de E_l respecto de E_r ; c es la velocidad de la luz en el vacío y ϵ_0 la constante dieléctrica del vacío. Dado que las mediciones siempre incluyen grandes números de trenes de ondas, las cantidades $\langle x \rangle$ son los promedios temporales de x (en caso de ser ondas monocromáticas, vale, en este contexto, que $\langle x \rangle = x$). Los parámetros de Stokes contienen toda la información del campo de radiación. I es la energía total de radiación, es decir, equivalente a la irradiancia E , o la radiancia L , consideradas en la sección anterior. Los otros tres parámetros tienen las mismas dimensiones que I (W/m^{-2} o $W/m^{-2}sr^{-1}$, según la ocasión); sirven para caracterizar el estado de polarización. El mismo es determinado por δ y por la razón $a = \frac{E_{l0}}{E_{r0}}$. Para una mezcla de trenes de onda incoherentes, con las mismas amplitudes promedio, $Q = U = V = 0$, entonces la radiación es natural o no polarizada. Este es el caso de la radiación solar extraatmosférica. Dada la aditividad de los parámetros de Stokes, cualquier haz puede ser analizado como la superposición incoherente de radiación polarizada con una intensidad

$$I_{pol} = (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2} \quad (2.26)$$

y radiación natural; siendo el grado de polarización:

$$P = I_{pol}/I \quad (2.27)$$

Para polarización lineal, $\delta = 0$ y $V = 0$, y Q y U fijan la dirección de polarización. Si α es el ángulo de rotación alrededor de \mathbf{k} que alinea \mathbf{l} a \mathbf{E} , se tienen

$$Q = I_{pol} \cos(2\alpha) \quad U = I_{pol} \sin(2\alpha) \quad (2.28)$$

Para luz elípticamente polarizada, el parámetro V define la elipticidad de la luz polarizada; V es generalmente muy chico en la atmósfera y es usualmente despreciado, por lo que el estado de polarización puede ser considerado lineal.

La radiancia (irradiancia), cantidad usualmente escalar, será convenientemente reemplazada por el vector radiancia (irradiancia), construido a partir de los parámetros de Stokes:

$$\mathbf{L} = (\mathbf{I}, \mathbf{Q}, \mathbf{U}, \mathbf{V})^{\mathbf{T}} \quad (2.29)$$

donde $\mathbf{x}^{\mathbf{T}}$ representa el transpuesto del vector x .

2.2.6. La matriz de fase

Para poder describir el fenómeno de dispersión considerando el estado de polarización, se deberá reemplazar la función de fase escalar, $p(\Theta)$, por una matriz de 4×4 .

Se elegirán los ejes de referencia $(\mathbf{l}', \mathbf{r}')$ y (\mathbf{l}, \mathbf{r}) , para la radiación incidente y dispersada en dirección paralela (\mathbf{l}) y perpendicular (\mathbf{r}) al plano de dispersión, definido por las direcciones de incidencia y dispersión. Para una distribución de partículas orientadas al azar, en igual cantidad que sus respectivos quirales (partículas espejadas), condición no muy restrictiva para los aerosoles, la matriz de fase queda, a partir de la teoría de Mie[21], en la forma:

$$\mathbf{P}(\Theta) = \begin{bmatrix} P_{11}(\Theta) & P_{12}(\Theta) & 0 & 0 \\ P_{21}(\Theta) & P_{22}(\Theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & P_{33}(\Theta) & P_{34}(\Theta) \\ 0 & 0 & P_{43}(\Theta) & P_{44}(\Theta) \end{bmatrix} \quad (2.30)$$

donde $P_{21} = P_{12}$ y $P_{43} = -P_{34}$, y el elemento $P_{11}(\Theta)$ es idéntico a la función de fase $p(\Theta)$. A su vez, para partículas esféricas (asunción que se hará sobre los aerosoles) se tiene que $P_{22} = P_{11}$ y $P_{44} = P_{33}$. Para moléculas anisótropas (caso de la dispersión por Rayleigh) vale que $P_{34} = P_{43} = 0$; pero $P_{44} \neq P_{33}$ y $P_{44} \neq P_{33}$.

2.2.7. La ecuación vectorial de transferencia radiativa.

La transferencia radiativa dentro de la atmósfera es gobernada por la ecuación homónima, cuya versión escalar (EETR) se expresa en Ec. (2.23):

Ahora, como bien se comentó previamente, es necesario incluir efectos de polarización en la región del EEM de interés. Dado que los parámetros de Stokes son aditivos ante la superposición de rayos, una ecuación vectorial que gobierne al vector $L(\lambda, \theta, \mu, \phi)$ puede ser establecida de la misma manera que el caso de la ecuación escalar. La condición es que todos los parámetros de Stokes sumados estén referidos a las mismas direcciones \mathbf{l} y \mathbf{r} ; la elección más obvia es tomar \mathbf{l} y \mathbf{r} paralelo y perpendicular al plano vertical conteniendo a \mathbf{k} . Cuando la radiación incidente de la dirección (μ', ϕ') es dispersada hacia la dirección (μ, ϕ) es necesario realizar una doble rotación; dado que la matriz de dispersión está definida con

ejes paralelo y perpendicular al plano de dispersión. Primero, los ejes $(\mathbf{l}', \mathbf{r}')$ asociados a la radiación incidente son rotados alrededor de \mathbf{k}' en un ángulo χ' , para traerlos paralelo y perpendicular al plano de dispersión. Tomando χ' como positivo en sentido antihorario alrededor de \mathbf{k}' , esta rotación corresponde a multiplicar la matriz de radiación por la matriz de transformación

$$\mathbf{T}(\chi') = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\chi') & \sin(2\chi') & 0 \\ 0 & -\sin(2\chi') & \cos(2\chi') & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.31)$$

Luego de aplicar la matriz de fase $\mathbf{P}(\Theta)$ para el ángulo Θ entre las direcciones (μ', ϕ') y (μ, ϕ) , una segunda rotación en $-\chi$ es realizada, con el fin de tener la matriz de radiancia dispersada referida a (\mathbf{l}, \mathbf{r})

Por analogía con la Ec. (2.23), se tiene entonces la ecuación vectorial de transferencia radiativa (EVTR):

$$\mu \frac{d\mathbf{L}(\lambda, \tau, \mu, \phi)}{d\tau} = \mathbf{L}(\lambda, \tau, \mu, \phi) + \mathbf{S}(\lambda, \tau, \mu, \phi) \quad (2.32)$$

con \mathbf{S} la función fuente, que ahora toma la forma:

$$\begin{aligned} \mathbf{S}(\lambda, \tau, \mu, \phi) &= \frac{\omega(\tau)}{4\pi} \mathbf{P}'(\lambda, \tau, \mu, \phi, \mu_0, \phi_0) \mathbf{E}_0 \mathbf{e}^{\frac{\tau}{\mu_0}} + \\ &\frac{\omega(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 \mathbf{P}'(\lambda, \tau, \mu, \phi, \mu', \phi') \mathbf{L}(\lambda, \tau, \mu', \phi') \mathbf{d}\mu' \mathbf{d}\phi' \end{aligned} \quad (2.33)$$

El primer término corresponde a la dispersión simple del haz solar directo, y el segundo a eventos de dispersión múltiple, de manera equivalente a la Ec. (2.24). Aquí, \mathbf{P}' corresponde a la matriz de fase rotada según lo expuesto en la Ec. (2.31). Como fue dicho previamente, no se considerará la emisión térmica proveniente de la función fuente. La matriz \mathbf{P} de 4×4 en Ec. (2.33) es

$$\mathbf{P}(\lambda, \tau, \mu, \phi, \mu', \phi') = \mathbf{T}(-\chi) \mathbf{P}(\tau, \Theta) \mathbf{T}(\chi') \quad (2.34)$$

y el vector de irradiancia para la radiación solar incidente (no polarizada) es

$$\mathbf{E}_0 = (E_0, 0, 0, 0)^T \quad (2.35)$$

Integrando la Ec. (2.32) obtenemos

$$\mathbf{L}(\lambda, \tau, \mu < 0, \phi) = - \int_0^\tau e^{-\frac{\tau'-\tau}{\mu}} \mathbf{S}(\lambda, \tau', \mu, \phi) d\tau' / \mu \quad (2.36)$$

$$\mathbf{L}(\lambda, \tau, \mu > 0, \phi) = \mathbf{L}^{up}(\tau^*, \mu > 0, \phi) e^{-\frac{\tau^* - \tau}{\mu}} + \int_{\tau}^{\tau^*} e^{-\frac{\tau' - \tau}{\mu}} \mathbf{S}(\lambda, \tau', \mu, \phi) d\tau' / \mu \quad (2.37)$$

en el caso en que se desprece la radiación difusa incidente a TOA; \mathbf{L}^{up} depende de la reflectancia superficial, que es nula para una superficie negra. Las ecuaciones (2.36) y (2.37) son la forma de la EVTR expresadas en la forma con la que el método de órdenes sucesivos de dispersión trabaja. La EVTR es equivalente a cuatro ecuaciones acopladas para los parámetros de Stokes I , Q , U y V que conforman la radiancia vectorial \mathbf{L} . La EETR es simplemente la primera de estas ecuaciones escrita para $L = I$, con $Q = U = V = 0$, y $P_{11} = p$, la función de fase, teniendo en cuenta que \mathbf{T} no afecta esta primera componente.

2.3. Las componentes de la reflectancia al TOA

2.3.1. Sistema Tierra-Atmósfera

Los sensores a bordo de satélites detectan la radiación que llega al tope de la atmósfera (TOA). Considerando que el cuerpo de agua es lo suficientemente profundo (ópticamente) como para que la contribución del fondo no sea detectable por el sensor, se puede considerar que la radiación total que llega al sensor ((1) en la figura 2.6) se encuentra influenciada por la contribución de:

1. la luz que es dispersada por la atmósfera (2)
2. la luz que es reflejada en la superficie del agua (3)
3. la luz que emerge de la capa superficial del agua (4)

El diagrama de la figura 2.6 simplifica los posibles casos; puesto que no tiene en cuenta situaciones mixtas, como por ej., luz que interactúa con la atmósfera y luego es reflejada por la superficie y finalmente arriba al sensor. Esto no quiere decir que estos casos no deban ser tenidos en cuenta; sino que se omiten del esquema por simplicidad. El proceso de corrección atmosférica elimina las componentes (2) y (3), que son considerados como ruido en este contexto y son generados por la dispersión producida tanto por las moléculas del aire como por las partículas (aerosoles). La radiación que emerge de la capa superficial del mar, la componente (4), es la única que contiene información sobre las sustancias presentes en el agua. Las características espectrales de la radiancia que emerge del agua dependen de la absorción y dispersión de la REM de las distintas componentes que se encuentren dentro de la misma (e.g. materia orgánica disuelta y material particulado en suspensión, incluyendo las células vivas del fitoplancton, sedimento inorgánico y detrito particulado).

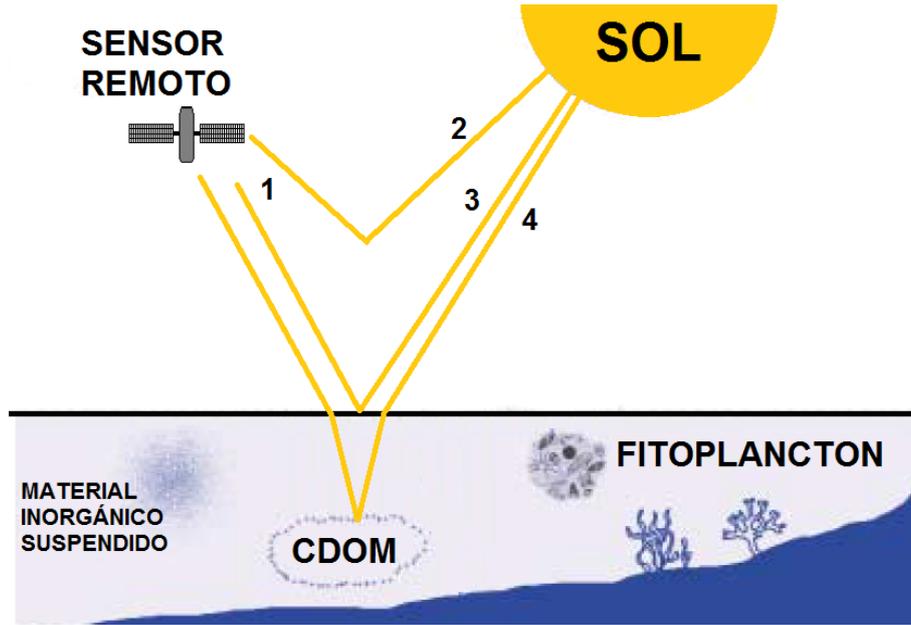


Figura 2.6: Diagrama mostrando los caminos que recorre la luz que llega al sensor (1); (2) la luz que interactúa con las componentes de la atmósfera (partículas tales como los aerosoles y moléculas tales como el ozono y el oxígeno); (3) la luz directa que se refleja especularmente en la superficie del agua; y (4) la luz que emerge del agua y llega al sensor luego de interactuar con las sustancias presentes en el cuerpo de agua (tales como agua, fitoplancton, partículas, etc.)

2.3.2. Descomposición de la señal que llega al sensor

La radiancia total que llega al sensor al TOA (L_{TOA}) también puede expresarse en forma equivalente como la reflectancia al tope de la atmósfera o total, ρ_{TOA} , según

$$\rho_{TOA} = \frac{\pi L_{TOA}}{E_S \mu_S} \quad (2.38)$$

donde L_{TOA} es la radiancia total medida por el sensor ((1) en la figura 2.6), E_S es la irradiancia solar extraterrestre y μ_S es el coseno del ángulo cenital solar (θ_S). La reflectancia total, a una determinada longitud de onda λ , puede escribirse como la suma de varias componentes:

$$\rho_{TOA} = \rho_{RAY} + \rho_{AER} + \rho_{R-A} + t[(1-f)\rho_W + f\rho_{WC}] + T\rho_G \quad (2.39)$$

$$= \rho_2 + \rho_3 + \rho_4 \quad (2.40)$$

siendo

$$\rho_2 = \rho_{RAY} + \rho_{AER} + \rho_{R-A} \quad (2.41)$$

$$\rho_3 = t.f\rho_{WC} + T\rho_G \quad (2.42)$$

$$\rho_4 = t.(1-f)\rho_W \quad (2.43)$$

las diferentes componentes esquematizadas en la Fig. 2.6. La reflectancia ρ_2 está compuesta por ρ_{RAY} , resultante de procesos de dispersión múltiple por moléculas de aire en ausencia de aerosoles (dispersión Rayleigh); ρ_{AER} , el caso contrario (por aerosoles en ausencia de aire), y ρ_{R-A} , el término que representa fotones que sufren procesos de dispersión tanto por moléculas de aire como por aerosoles y logran arribar al sensor. La componente ρ_3 contiene a ρ_G , la reflectancia superficial especular directa (*sun glint*), multiplicada por T , la transmitancia directa de la atmósfera; y ρ_3 la reflectancia debida a la espuma, multiplicada por la transmitancia difusa de la atmósfera, t , y la fracción de la superficie del mar cubierta por espuma, f . Es apropiado utilizar la transmitancia difusa (t) para la reflectancia proveniente del agua (ρ_W) y de la espuma del mar (ρ_{WC}) debido a que ambas tienen una distribución angular casi uniforme (isótropa), mientras que la reflectancia debida a la reflexión especular (ρ_G) es principalmente direccional (anisótropa) y se utiliza la transmitancia directa (T). Finalmente, la componente ρ_4 , es decir, la que posee información sensible acerca de las sustancias que se hallan en el agua, es la reflectancia debida a fotones que atraviesan la interfase agua-aire y que logran emerger luego a la superficie, medida exactamente sobre la superficie. Nuevamente, para contemplar la posible interacción con la atmósfera, se multiplica por el factor t y por la fracción de la superficie libre de espuma (es decir, $1 - f$).

Con el fin de obtener ρ_W a partir de la Ec. 2.40 se han desarrollado métodos que permiten calcular los otros términos involucrados o aproximaciones que permiten simplificarlos. Algunos de estos términos son fácilmente computables o eludibles:

1. ρ_{RAY} es fácilmente computable, dado que se conocen las propiedades físicas y la distribución de las moléculas de aire en la atmósfera es estable; aunque pueden incorporarse variaciones medibles sobre este factor debidas a diferentes presiones atmosféricas en superficie o concentración de CO_2 , entre otras [28].
2. ρ_{WC} y f , es decir, las propiedades ópticas y la abundancia de la espuma en el océano, son computables a partir de modelos empíricos, los cuales dependen de la intensidad del viento en superficie [41]. Esta, a su vez, puede ser obtenida globalmente a partir de modelos de reanálisis.
3. ρ_G afecta a regiones específicas de las imágenes que pueden ser eludidas inclinando el ángulo de visión del sensor (mecanismo disponible para el sensor SeaWiFS a bordo del satélite OrbView-2) o bien removidas de la imagen (única posibilidad para sensores sin este mecanismo, como por ej., el MODIS a bordo del satélite Aqua). Al eludir esta componente, no será necesario tampoco el cálculo de la transmitancia directa, T .

El factor de transmitancia difusa de la atmósfera, t , depende de la absorción y la dispersión de los fotones que provienen del agua debida a las componentes atmosféricas. En este trabajo, se omitirán los efectos debidos a la absorción gaseosa, es decir, aquella asociada a cualesquiera de las componentes de la atmósfera en estado gaseoso. La misma no fue incorporada debido a que su efecto en las bandas utilizadas en el esquema de corrección atmosférica del presente trabajo (en las regiones del infrarrojo cercano (NIR) y de onda corta (SWIR) del espectro) es muy baja. Precisamente, dichas bandas, correspondientes a las del sensor SABIA-Mar, ocupan intencionalmente estas regiones estratégicas del espectro, también denominadas *ventanas atmosféricas* (véase Fig. 2.7). Obsérvese que para la región

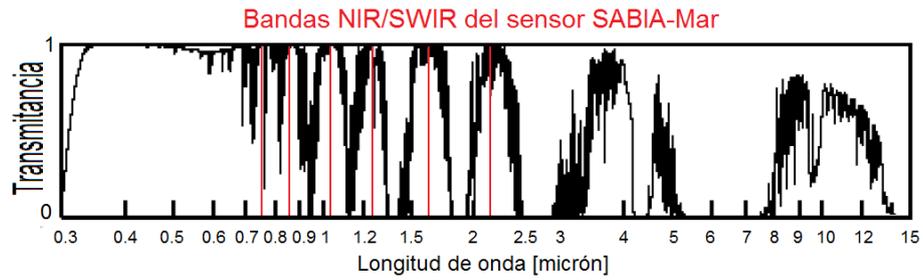


Figura 2.7: Transmitancia asociada con los procesos de absorción en una atmósfera estándar. Se incluyen las bandas de absorción de los siguientes gases: CO , N_2O , CH_4 , O_2 , O_3 , CO_2 y H_2O . En rojo, las bandas del sensor SABIA-Mar correspondientes a las regiones NIR y SWIR del espectro electromagnético. Cortesía de Bruce Monger (Cornell/USA).

del visible, en donde se posiciona el resto de las bandas pertinentes a la determinación de las componentes presentes en el agua, la transmitancia es también cercana a la unidad.

Capítulo 3

Metodología

En este capítulo se abordarán en detalle todos los procedimientos realizados para cumplir los objetivos del presente trabajo; más específicamente:

1. Se explican los procedimientos de cálculo del código SOS: el método de órdenes sucesivos de dispersión, la expansión en series de Fourier de la dependencia acimutal de las magnitudes calculadas;
2. Se describe brevemente la interfase para poner en funcionamiento el código de transferencia radiativa basado en el método de Órdenes Sucesivos de Dispersión (SOS),
3. Se describen los parámetros físicos del sistema superficie-atmósfera, los de iluminación y observación y los de cálculo requeridos por el código para computar la reflectancia a TOA. Esta descripción se hace en conjunto con los modelos teóricos utilizados para introducir los valores de los parámetros físicos que pueden considerarse como fijos en el sistema Tierra-Atmósfera y los datos de campo utilizados para los parámetros que varían sensiblemente según la posición geográfica, las características de la región, las condiciones meteorológicas, etc.,
4. Se testea la importancia de tener en cuenta el estado de polarización de la radiación transferida en el sistema y el valor necesario de órdenes de dispersión para que la salida del código converja,
5. Se define el conjunto de simulaciones utilizadas para la estimación de valores de radiancias a TOA máximas, mínimas y medias y se describe la metodología para el cálculo de los valores medios, y finalmente,
6. Se describe el método de estimación de la reflectancia del agua a 865 nm propuesto en la presente tesis basado en la descomposición en componentes principales de la componente atmosférica de la reflectancia a TOA, y el conjunto de simulaciones utilizado para efectuar la corrección.

3.1. Modelo directo: El código de órdenes sucesivos de dispersión (SOS)

El código de transferencia radiativa utilizado en este trabajo se denomina de Órdenes Sucesivos de Dispersión (*SOS: Successive Orders of Scattering*) y fue implementado por primera vez por M. Deuzé en 1974 [22] en el *Laboratoire d'Optique Atmosphérique* en Francia. Desde entonces hasta su versión actual, 5.0, el mismo ha sufrido sucesivas readaptaciones para enfocarlo en el estudio del sistema Tierra-Atmósfera. El código SOS computa la transferencia radiativa vectorial y utiliza el método de Órdenes Sucesivos de Dispersión, con la importante propiedad de estar orientado al estudio de procesos en los que la dispersión domine por sobre la emisión térmica, que es el caso de interés. El mismo cuenta con la posibilidad de modelar sistemas con superficies tanto terrestres como marinas, cuyas propiedades ópticas pueden ser reguladas a partir de parámetros ópticos propuestos por un conjunto amplio de modelos. Entre estos, se halla por ejemplo, el modelo de *sunglint* de Cox y Munk [23] para superficies marinas con rugosidad debida al viento en superficie.

El mismo es utilizado para simular las radiancias a TOA y resuelve la Ec. (2.32) a partir del *método SOS* y separando en series de Fourier la dependencia acimutal de las magnitudes calculadas.

3.1.1. El método de órdenes sucesivos de dispersión

La idea subyacente al método de órdenes sucesivos de dispersión es separar la radiancia en las contribuciones de los fotones dispersados una, dos, ..., n veces.

$$\mathbf{L}(\lambda, \tau, \mu, \phi) = \sum_{n=1}^N \mathbf{L}_n(\lambda, \tau, \mu, \phi) \quad (3.1)$$

Esto fue sugerido por primera vez por Hammad y Chapman [24]; aunque estos utilizaban únicamente los primeros dos términos, y luego utilizado por varios autores en diversas variantes, y recientemente por Min y Duan [25]. Partiendo de las Ecs. (2.36) y (2.37), esto lleva a:

$$\mathbf{L}_n(\lambda, \tau, \mu < 0, \phi) = - \int_0^{\tau} e^{-\frac{\tau'-\tau}{\mu}} \mathbf{S}_n(\lambda, \tau', \mu, \phi) d\tau' / \mu \quad (3.2)$$

$$\mathbf{L}_n(\lambda, \tau, \mu > 0, \phi) = \mathbf{L}_n^{up}(\lambda, \tau^*, \mu > 0, \phi) e^{-\frac{\tau^*-\tau}{\mu}} + \int_{\tau}^{\tau^*} e^{-\frac{\tau'-\tau}{\mu}} \mathbf{S}_n(\lambda, \tau', \mu, \phi) d\tau' / \mu \quad (3.3)$$

donde τ^* corresponde al espesor óptico total de la atmósfera y los diferentes órdenes de la función fuente están dados a su vez por:

$$\mathbf{S}_1(\lambda, \tau, \mu, \phi) = \frac{\omega(\tau)}{4\pi} \mathbf{P}(\lambda, \tau, \mu, \phi, \mu_0, \phi_0) \mathbf{E}_0 e^{-\frac{\tau}{\mu_0}} \quad (3.4)$$

$$\mathbf{S}_{n>1}(\lambda, \tau, \mu, \phi) = \frac{\omega(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 \mathbf{P}(\lambda, \tau, \mu, \phi, \mu', \phi') \mathbf{L}_{n-1}(\lambda, \tau, \mu', \phi') d\mu' d\phi' \quad (3.5)$$

y considerando que una reflexión es semejante a un proceso de dispersión:

$$\mathbf{L}_1^{up}(\lambda, \tau^*, \mu > 0, \phi) = -\frac{\mu_S}{\pi} \mathbf{R}(\lambda, \mu, \phi, \mu_S, \phi_S) \mathbf{E}_S e^{\frac{\tau^*}{\mu_S}} \quad (3.6)$$

$$\mathbf{L}_{n>1}^{up}(\lambda, \tau^*, \mu < 0, \phi) = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^0 \left(-\frac{\mu'}{\pi}\right) R(\lambda, \mu, \phi, \mu', \phi') \mathbf{L}_{n-1}(\lambda, \tau^*, \mu', \phi') d\mu' d\phi' \quad (3.7)$$

La Ec. (3.6) define la matriz de reflectancia de la superficie, $\mathbf{R}(\lambda, \mu, \phi, \mu_S, \phi_S)$, como una generalización de la reflectancia escalar del caso lambertiano.

3.1.2. Expansión en series de Fourier de la dependencia acimutal

Las dependencias acimutales son separadas y expandidas por el código en series de Fourier, por ej. para \mathbf{L}_n , Ec. (3.7), se tiene:

$$\mathbf{L}_n(\tau, \mu, \phi) = \sum_{s=0}^S (2 - \delta_{0s}) \cos(s(\phi - \phi_0)) \mathbf{L}_n^s(\tau, \mu) \quad (3.8)$$

Tanto los órdenes sucesivos de dispersión como los de Fourier aportan cantidades cada vez menores al aumentar los órdenes n y s , respectivamente, por lo cual, el código implementa dos tests de convergencia, uno por cada índice en cuestión, que truncan sendos desarrollos a partir de que los términos sucesivos se tornan insignificantes [22]. En la Fig. 3.1 a continuación, se exhibe un esquema de funcionamiento del código SOS:

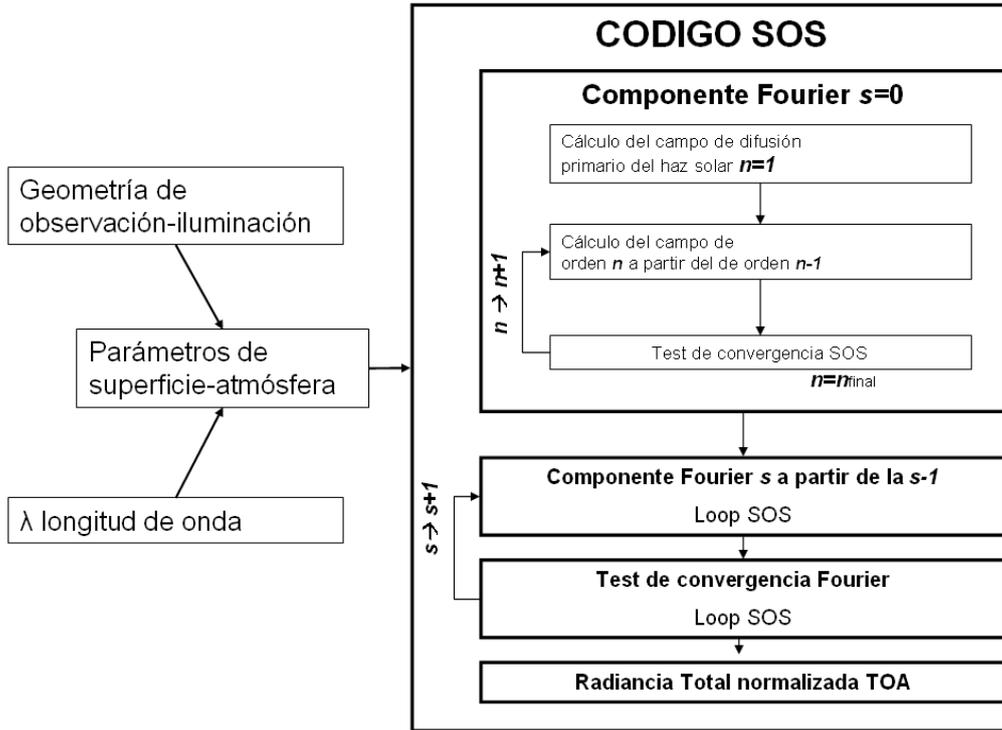


Figura 3.1: Esquema de funcionamiento código SOS.

Los parámetros atmosféricos (introducidos a partir de las propiedades físicas y las distribuciones verticales tanto de aerosoles como de moléculas) en conjunto con los parámetros de superficie, permiten calcular las expresiones para las funciones fuente en función de la longitud de onda. Estos en conjunto con la especificación de la geometría de iluminación-observación y la longitud de onda se toman como parámetros de entrada para el programa principal del SOS. Dicho programa toma estos parámetros, y comienza el cálculo del orden $s = 0$ de Fourier, iterando todos los órdenes n de dispersión comenzando con el correspondiente a $n = 1$, y en general, calculando el n ésimo a partir del $(n - 1)$ ésimo. Para cada orden n genera un testeo de convergencia que aplica un truncamiento en $n = N$ cuando este orden no aporta significativamente en comparación con $n = N - 1$. Una vez calculada $I_{s=0}$ aplica el mismo proceso para el orden de Fourier $s = 1$; y en general, hace lo mismo para el orden s ésimo a partir del $(s - 1)$ ésimo, finalizando dicha iteración tras el truncamiento generado por el correspondiente testeo de convergencia en $s = S$.

3.1.3. Diseño de una interfase para operar con el código

El código está programado en lenguaje FORTRAN y se corre a partir de un archivo en KornShell, donde se introducen todos los valores de los parámetros requeridos de manera independiente, lo cual es poco práctico pues no contempla la correlación intrínseca existente entre los mismos. Es por esto que fue necesario diseñar una interfase para poder operar sistemáticamente con el mismo, a partir de la cual se pudiesen introducir los parámetros de manera consistente entre sí, y así poder obtener más control del sistema. El hecho

que evidencia esta necesidad radica en que cada corrida realizada desde el KornShell se debe hacer para un único valor de longitud de onda; por lo que la dependencia del resto de los parámetros con esta (por ej., espesor óptico molecular, albedo de superficie, etc.) debe ser contemplada por el usuario. Otro atributo requerido para una óptima interfase era la posibilidad de graficar los resultados. Es por esto que la misma fue diseñada en Matlab. La misma no sólo facilita el monitoreo de la consistencia en la asignación de los parámetros que entran al código; sino que también fue realizada para poder guardar los resultados obtenidos de forma sistemática y con toda la información necesaria para su posterior procesamiento (tablas con los valores de los parámetros utilizados, descripción de la utilidad de la corrida, tiempo tomado, fecha, etc.)

3.2. Descripción de los parámetros del código

A continuación se enumeran en detalle los parámetros pertenecientes a estas tres categorías que son de interés para el estudio de sistemas marinos, y se presentan los modelos y datos de campo disponibles que orientarán la elección de sus valores. Es decir, se omiten tanto aquellos parámetros específicos al detalle del cálculo (constantes de simulación, número de nodos de cuadratura para la integración de la variable cenital, etc.), como aquellos que únicamente son requeridos en otras condiciones de simulación diferentes a las utilizadas.¹

Los parámetros de entrada del código se dividen esencialmente en tres categorías:

1. **Parámetros de iluminación y observación:** Entre estos se hallan todos los correspondientes a la geometría de observación-iluminación y la longitud de onda.
2. **Parámetros físicos del sistema superficie-atmósfera:** Entre estos se hallan las propiedades ópticas de las componentes atmosféricas (moléculas y aerosoles) y su distribución en la atmósfera; y las propiedades ópticas que determinan las componentes lambertiana y especular de la superficie.
3. **Parámetros de cálculo:** Estos fijan las condiciones bajo las cuales se efectúa la transferencia radiativa (inclusión de la polarización, órdenes de dispersión computados).

3.2.1. Parámetros de iluminación y observación

Longitud de onda, λ . El código toma valores de longitud de onda en el rango comprendido entre 200 nm y 4000 nm . Los valores utilizados en las simulaciones van de 300 nm a 2200 nm cada 2 nm y barren las regiones del espectro de interés, pertenecientes al visible *VIS*, al *NIR* y al *SWIR*. Este rango cubre la región ocupada por las bandas del sensor SABIA-Mar y la sensor MODIS utilizadas, cuyos centros y anchos se exhiben en la tabla 3.1:

¹Para entrar en detalle de esto, véase el Manual del código SOS[22]

Sensor SABIA-Mar			Sensor MODIS		
Banda	Longitud de onda [nm]	Ancho [nm]	Banda	Longitud de onda [nm]	Ancho [nm]
B00	380	15.0	B08	412	15
B01	412	10.0	B09	443	10
B02	443	10.0	B03	469	20
B03	490	10.0	B10	488	10
B04	510	10.0	B11	531	10
B04B	531	10.0	B12	551	10
B05	555	10.0	B04	555	20
B06	620	10.0	B01	645	50
B07	665	10.0	B13	667	10
B08	680	7.5	B14	678	10
B09	710	10.0	B15	748	10
B10	750	10.0	B02	859	35
B11	765	10.0	B16	869	15
B12	865	20.0	B05	1240	20
B13	1044	20.0	B06	1640	35
B14	1240	20.0	B07	2130	50
B15	1640	60.0			

Tabla 3.1: Centros y anchos espectrales de las bandas utilizadas de los sensores SABIA-Mar y MODIS

Ángulo cenital solar, θ_S . El mismo puede tomar valores entre 0° y 90° . En las simulaciones en general se le asignaron valores de 0° a 60° cada 5° .

Dado que las simulaciones de radiancias a TOA serán realizadas en base a las características del sensor SABIA-Mar, y que CONAE pronostica que el mismo pase por el litoral argentino entre las 10 : 45 y las 11 : 30 (hora local), en la Fig. 3.2 se confeccionó un histograma de ángulos cenitales solares restringido a esa franja horaria para las coordenadas $34^\circ S$ y $58^\circ O$ (región aproximada del Río de la Plata). El mismo fue realizado mediante el algoritmo *sunposition.m* [27], y tiene el único objetivo de caracterizar a grandes rasgos las elevaciones solares esperables para las imágenes del sensor SABIA-Mar sobre esta región:

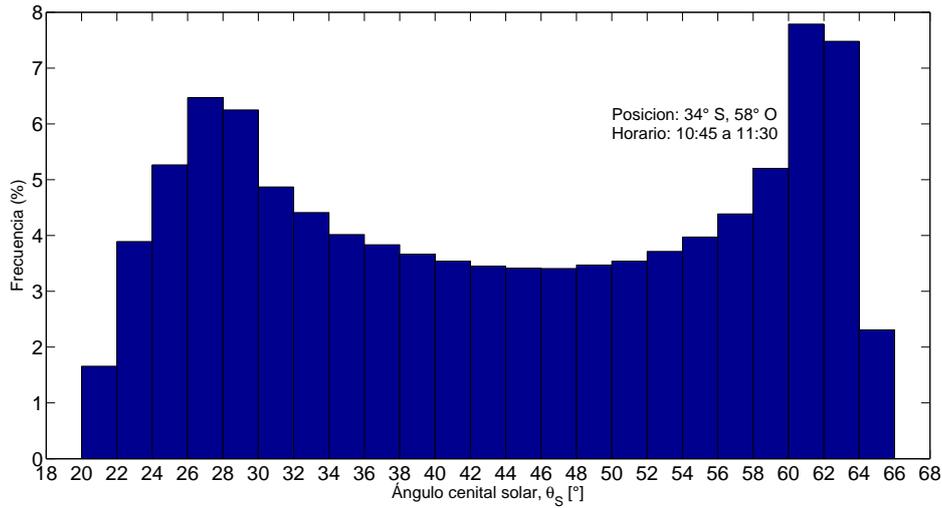


Figura 3.2: Histograma de distribución anual de ángulos cenitales solares para la región del Río de la Plata, en la franja horaria delimitada entre las 10 : 45 y las 11 : 30 (hora local).

Ángulo cenital de observación, θ_V . El mismo puede tomar valores entre 0° y 90° . En las simulaciones en general se le asignaron valores de 0° a 70° cada 5° . Valores por encima de estos no fueron simulados puesto que en general imágenes con tan elevado ángulo cenital no son utilizadas para ser procesadas debido a la maximización de señal proveniente de la atmósfera, entre otras cosas.

Ángulo acimutal relativo, ϕ_V . El mismo se define como el ángulo comprendido entre el acimutal solar y el de observación. En las simulaciones tomó valores de 0° a 180° cada 5° ; dado que el sistema se caracteriza por presentar una simetría de reflexión respecto del plano principal, es decir, el que contiene la dirección del sol y la del cenit. Es por esto que no se tuvieron en cuenta valores mayores a 180° .

3.2.2. Parámetros físicos del sistema superficie-atmósfera

En la Fig. 3.3 se muestra un esquema de los parámetros físicos del sistema superficie-atmósfera que el código requiere para computar la reflectancia a TOA.

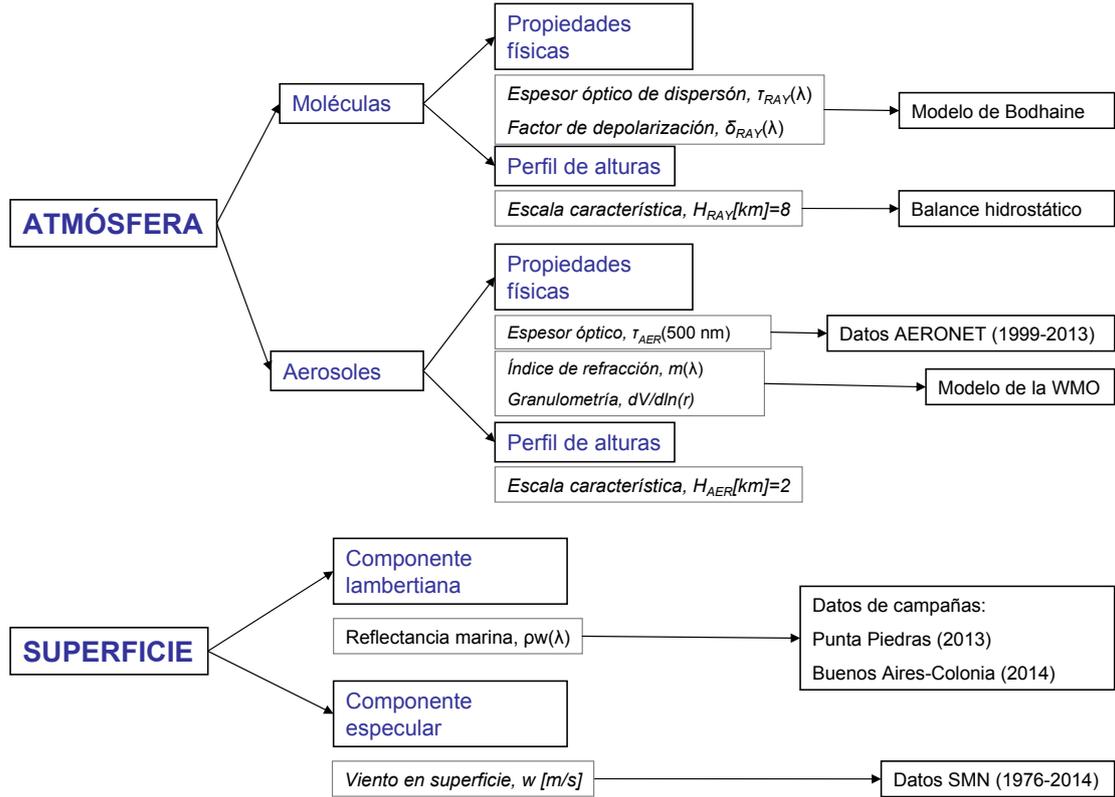


Figura 3.3: Esquema de parámetros de entrada del sistema superficie-atmósfera.

Parámetros de moléculas de aire

Factor de depolarización molecular, δ_{RAY} . La anisotropía de las moléculas de aire introduce dicho factor en los cálculos de dispersión (en el marco de la Teoría de Mie [21]). Este influye en las expresiones teóricas tanto de la matriz de fase, inscripta dentro de la rutina (véase §2.2.6), como del espesor óptico, τ_{RAY} , introducido a continuación. La expresión de δ_{RAY} utilizada en este trabajo es la dada por el modelo de Bodhaine *et al.* 1999 [28], y está ilustrada en la Fig. 3.4 junto con el espesor óptico correspondiente.

Espesor óptico de moléculas de aire por dispersión, τ_{RAY} (Rayleigh). Dicho parámetro es introducido también a partir del modelo de Bodhaine, que propone la siguiente expresión para el coeficiente de extinción por Rayleigh:

$$\sigma_{RAY}(\lambda) = \frac{24PN_A\pi^3(n^2 - 1)^2}{mg\lambda^4N^2(n^2 - 1)^2} \left(\frac{6 + 3\delta_{RAY}}{6 - 7\delta_{RAY}} \right) \quad (3.9)$$

siendo n el índice de refracción del aire para una concentración de CO_2 de 360 pm , N la densidad molecular, P la presión atmosférica en superficie y N_A el número de Avogadro. El factor de la derecha (*factor de King*) introduce la dependencia con δ_{RAY} . A fines prácticos, es válido aproximar $P = 1 atm$.

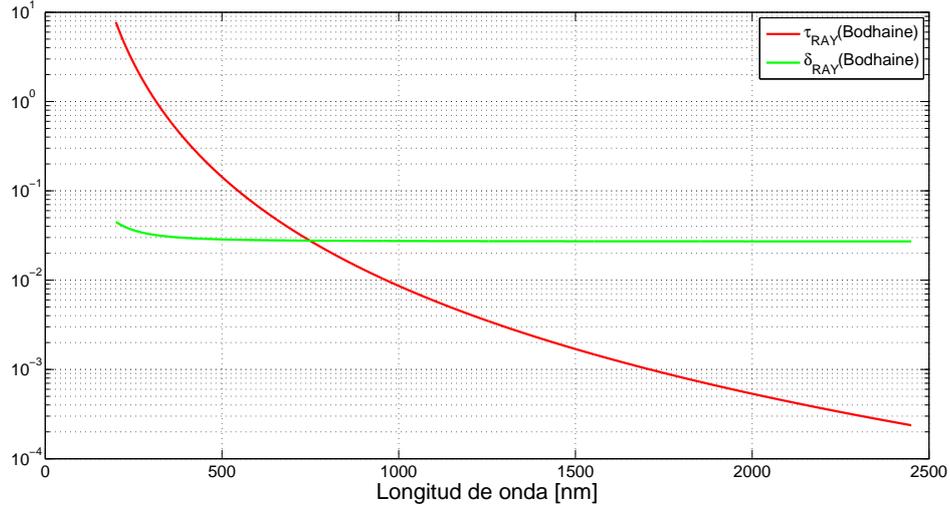


Figura 3.4: Espesor óptico de dispersión molecular y factor de depolarización, según el modelo de Bodhaine *et al.* 1999 [28].

Altura característica de decaimiento exponencial, H_{RAY} . La misma es introducida con un valor fijo de $H_{RAY}[km] = 8$, con precisión de un dígito. Dicho valor es consistente con la escala característica de decaimiento exponencial obtenida mediante el balance hidrostático de la atmósfera:

$$H_{RAY} = \frac{kT_{ATM}}{m_{AIREG}} \approx 8,3km \quad (3.10)$$

siendo k la constante de Boltzmann, g la aceleración de la gravedad en superficie, m la masa molar de una molécula equivalente de aire conformada por 80% nitrógeno y 20% oxígeno, y T_{ATM} la temperatura de la atmósfera. Para el valor estimado se utilizó $m = 28,8$, $T_{ATM} = 300K$ y $g = 9,81m/s^2$.

Parámetros de aerosoles

Distribución granulométrica, $\frac{dV}{dn(r)}$, e índice de refracción, $m(\lambda)$. Sendos parámetros son introducidos en el código a partir del modelo de la Organización Meteorológica Mundial [58], que propone cuatro tipos simplificados de aerosoles, todos de geometría esférica: polvos, hidrosolubles, oceánicos y hollines. Los diferencian sus propiedades ópticas, es decir sus índices de refracción, y sus granulometrías. Cada uno de estos modos sigue un comportamiento granulométrico log-normal, es decir, si $V_{AER,i}$ es la concentración volumétrica del modo i ,

$$\frac{dV_{AER,i}}{dlnr}(r) = A_i \exp\left(-\frac{\log_{10}^2\left(\frac{r}{r_{V,i}}\right)}{\sigma_i^2}\right) \quad (3.11)$$

donde $A_{V,i}$, $r_{V,i}$ y σ_i son la amplitud, el radio moda y el desvío estándar del modo i -ésimo. Dicha granulometría es la observada en casi la totalidad de los modos de aerosoles presentes en la atmósfera terrestre, sin estimar las nubes².

Los parámetros de dicha distribución para cada uno de los 4 modos asociados al modelo de la WMO son:

Tipo	Radio medio, $r_{V,i}$ (μm)	Varianza, σ_i (s/u)
Polvo	0.5000	2.99
Hidrosoluble	0.0050	2.99
Oceánico	0.3000	2.51
Hollín	0.0118	2.00

Tabla 3.2: Datos de las granulometrías log-normales de los distintos tipos de aerosoles según modelo de la WMO.

En la Fig. 3.5 se muestran los valores de los índices de refracción (componentes real e imaginaria) asignados para cada tipo de aerosol según el modelo de la WMO:

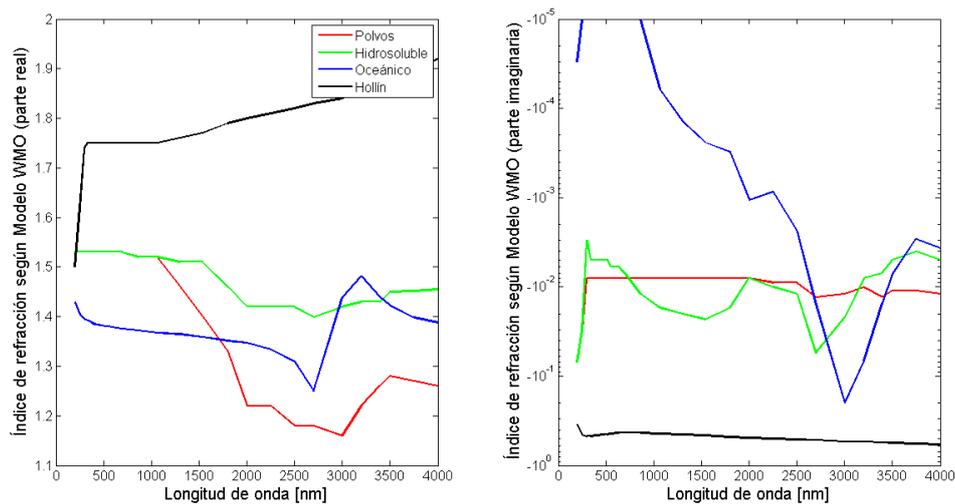


Figura 3.5: Índice de refracción de los cuatro modos de aerosoles propuestos por la WMO. Izq.: Parte real, Der.: Parte imaginaria.

El modelo a su vez propone tres tipos de escenarios, que corresponden a diferentes composiciones de los aerosoles descritos. Los tres tipos son: continental, marítimo y urbano, y se detallan sus composiciones en la siguiente tabla:

Tipo de atmósfera	Polvo	Hidrosoluble	Oceánico	Hollín
Continental	70 %	29 %	0 %	1 %
Marítima	0 %	5 %	95 %	0 %
Urbana	17 %	61 %	0 %	22 %

²Por ejemplo, en Levoni *et al.* 1997 [29], 19 de los 21 modos catalogados son log-normales, a excepción de H_2SO_4 y ceniza volcánica *tipo 2*

Tabla 3.3: Proporción de cada componente de aerosoles según tipo de atmósfera (Modelo de la WMO)

En el presente trabajo se modelaron condiciones atmosféricas siguiendo las definiciones de la WMO, pero se propusieron 6 tipos de atmósferas mixtas según se detalla a continuación en la tabla 3.3:

Tipo de atmósfera	Urbana	Continental	Marítima
Escenario 1	100 %	0 %	0 %
Escenario 2	0 %	100 %	0 %
Escenario 3	50 %	50 %	0 %
Escenario 4	0 %	80 %	20 %
Escenario 5	20 %	80 %	0 %
Escenario 6	80 %	20 %	0 %

Tabla 3.4: Escenarios de aerosoles propuestos para el Río de la Plata a partir de los establecidos por la WMO.

Estos escenarios provenientes del modelo de la WMO fueron propuestos como alternativa a la ausencia de datos de campo que permitieran obtener valores consistentes de índices de refracción (en todo el rango espectral de interés), granulometrías y espesores ópticos. Es decir, todos estos parámetros covarían naturalmente entre sí, y muchas veces, los escenarios propuestos por los modelos de aerosoles no son representativos del contenido de aerosoles en la atmósfera. Existen aún así, modelos desarrollados a partir de datos provenientes de la red AERONET; aunque los mismos no llegan a cubrir todo el rango espectral de interés en general; o bien fueron desarrollados a partir de estaciones muy lejanas a la región; por lo que tampoco podrían pensarse como representativos [30].

Altura característica de aerosoles, H_{AER} . Dada la ausencia de datos de campo de alturas de aerosoles en la región, se asumirá a lo largo de todas las simulaciones efectuadas en este trabajo que la concentración de los mismos decae exponencialmente con la altura, asignando una altura característica de decaimiento de $H_{AER}[km] = 2$. Dicho valor es utilizado como referencia para la mayoría de los modelos de transferencia radiativa de la atmósfera [22][31]. Aún así, la dependencia de ρ_{TOA} con la distribución vertical de aerosoles es muy leve, sobre todo fuera del rango [400 – 600] (donde hay una fuerte componente de interacción con las moléculas de aire, ρ_{R-A}), como se muestra en la Fig. (3.6):

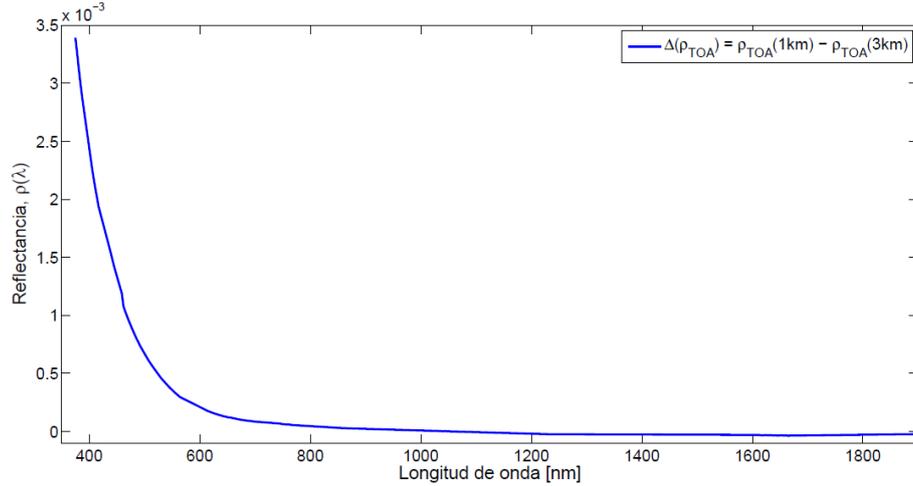


Figura 3.6: Diferencia entre reflectancias TOA al variar la altura característica de decaimiento exponencial de 1 a 3 km, resto de los parámetros en valores de referencia (véase)

Espesor óptico de aerosoles en 500nm, $\tau_{AER}(500nm)$. Dicho parámetro regula únicamente la concentración de aerosoles presentes en la atmósfera; puesto que su extrapolación a otras longitudes de onda es calculada por el código SOS a partir de las características granulométricas y químicas (índice de refracción) de los mismos, siguiendo la expresión:

$$\tau_{AER}(\lambda) = \frac{\sigma_{AER}(\lambda)}{\sigma_{AER}(500nm)} \tau_{AER}(500nm) \quad (3.12)$$

siendo σ_{AER} el coeficiente de extinción por aerosoles (véase Ec. (2.15)).

Parámetros de superficie

Índice de refracción relativo de la interfaz agua-aire, n_{H_2O} . Dicho valor puede ser considerado $n_{H_2O} = 1,334$ en toda la región del espectro considerada en este trabajo [34] [60]

Reflectancia del agua, $\rho_W(\lambda)$. La misma corresponde a la reflectancia que se obtiene en una altura justo por encima de la superficie del agua, sin contar los efectos asociados a la interfase (*sunglint*, *skyglitter* y *whitecaps*). Los valores utilizados corresponden a datos de campo extraídos de campañas realizadas sobre el Río de la Plata (véase §3.3.1).

Viento en superficie, w . Los valores de intensidades de viento utilizados van de 0 m/s a 15 m/s cada 5 m/s. Dicho rango fue elegido consistente con los datos de campo de vientos tomados en la estación meteorológica de Aeroparque, Ciudad de Buenos Aires (véase §3.3.3). La influencia del viento en superficie en la interfase agua-atmósfera se divide en dos fenómenos:

El primero es el de rugosidad. El viento en superficie deforma la interfase agua-aire otorgándole rugosidad; por lo que las componentes especulares directa y difusa (*sunglint* y *skyglitter*) de la reflectancia se ven afectadas. Dicha influencia es contemplada a partir de la expresión propuesta por Cox y Munk[23] que representa las distribuciones de probabilidad de hallar cada faceta de la superficie inclinada en un ángulo θ_n respecto del cenit para

diferentes intensidades de viento. La llamaremos $g_{Glitter}$, y su expresión viene dada por:

$$g_{Glitter}(\theta_n, w) = \frac{1}{4\pi\sigma^2(w)\cos^2(\theta_n)} e^{-\frac{\tan^2(\theta_n)}{\sigma^2(w)}} \quad (3.13)$$

siendo θ_n la orientación cenital de cada diferencial de superficie de agua, $\sigma(w) = 0,00300 + 0,00512w$ y w la intensidad del viento en m/s .

En la Fig. (3.7) puede observarse que, a medida que aumenta el viento, la probabilidad que tiene una faceta de la superficie de hallarse muy inclinada crece. Por ejemplo, para una intensidad de $8 m/s$, la probabilidad de que un diferencial de superficie esté inclinado en 1° es mayor al 3%; mientras que para un viento de $1 m/s$ es prácticamente nula: la superficie es casi plana.

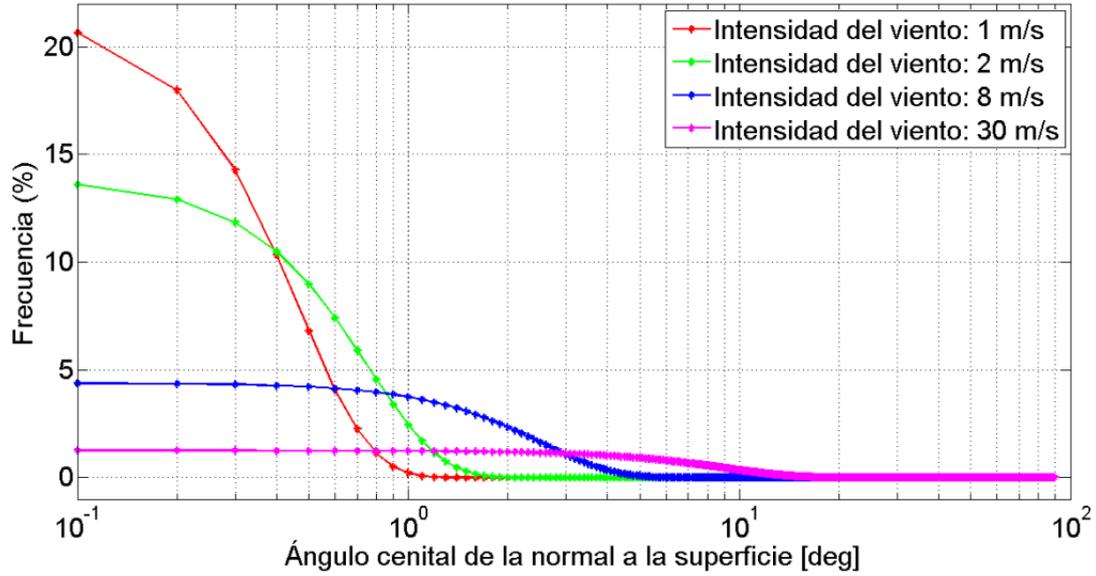


Figura 3.7: Distribuciones de probabilidad, $g_{Glitter}$, de ángulos normales de las facetas de la superficie respecto del cenit para diferentes intensidades de viento

El segundo fenómeno asociado es el de la generación de espuma. La generación de espuma (*whitecaps*) agrega una componente a la reflectancia del agua, $\rho_{WC}(\lambda)$, que depende de la intensidad del viento según la siguiente expresión dada por Koepke [41], Frouin *et al.* [42] y Nicolas *et al.* [43]:

$$\rho_{WC}(w[m/s], \lambda[nm]) = 0,22 \begin{cases} 1 & \text{si } \lambda < 600 \\ \exp(-0,00175(\lambda - 600)) & \text{si } \lambda \geq 600 \end{cases} \quad (3.14)$$

Dicha expresión fue validada por los autores para velocidades de viento menores a $25 m/s$ y en principio es despreciable para vientos menores a $8 m/s$. Cabe mencionar que la rugosidad de la superficie modifica la componente anisótropa de la reflectancia superficial; mientras que la reflectancia asociada a la presencia de espuma es isotrópica, o sea, con igual intensidad en todas las direcciones. Es por esto que la componente ρ_{WC} es combinada con ρ_W [31] a partir de:

$$\rho_W \rightarrow (1 - f) \cdot \rho_W + f \cdot \rho_{WC} \quad (3.15)$$

siendo $f = 2,95 \cdot 10^{-6} w^{3,52}$ la fracción de la superficie del agua ocupada por espuma [31], y w la intensidad del viento en superficie en m/s .

3.2.3. Parámetros de cálculo

Índice de polarización, I_{Pol} El mismo determina si el código computará la transferencia radiativa teniendo en cuenta la polarización de la luz ($I_{Pol} = 0$) o no ($I_{Pol} = 1$). Como se discutió en la sección §2.2.5, descontar esta variable afecta la radiancia total a TOA hasta valores del 10 %, y es más pronunciado el efecto cuanto más domine la dispersión por Rayleigh. En el rango de longitudes de onda de la Fig. 3.8, utilizando el resto de los parámetros en los valores de referencia (véase tabla 3.5), se observaron discrepancias del orden del 2,6 %:

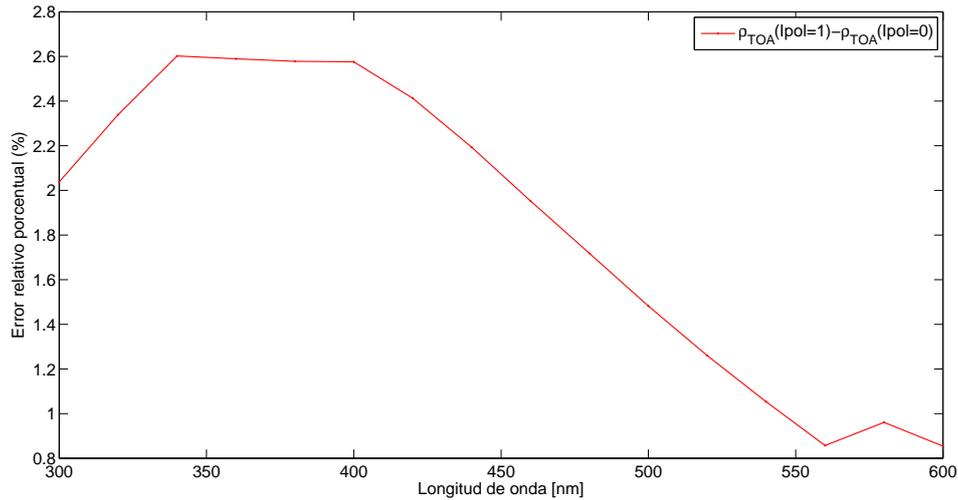


Figura 3.8: Diferencia en ρ_{TOA} entre considerar radiación polarizada y no polarizada. Resto de los parámetros, fijados en valores de referencia (véase tabla 3.5).

Índice máximo de órdenes de dispersión, n_{max} El mismo indica el número máximo de procesos de dispersión que el código computa para el cálculo de la reflectancia (véase Ec. (3.1)). En las condiciones del sistema físico estudiado, la serie de órdenes sucesivos de dispersión suele converger para órdenes menores a 20. En la Fig. 3.9, se grafican las fracciones de las reflectancias a TOA obtenidas para distintos órdenes de dispersión, respecto de las correspondientes a 20 órdenes. Las longitudes de onda corresponden a los centros de las bandas SABIA-Mar y MODIS. Se observa que, efectivamente, el umbral elegido no subestima órdenes con aportes significativos.

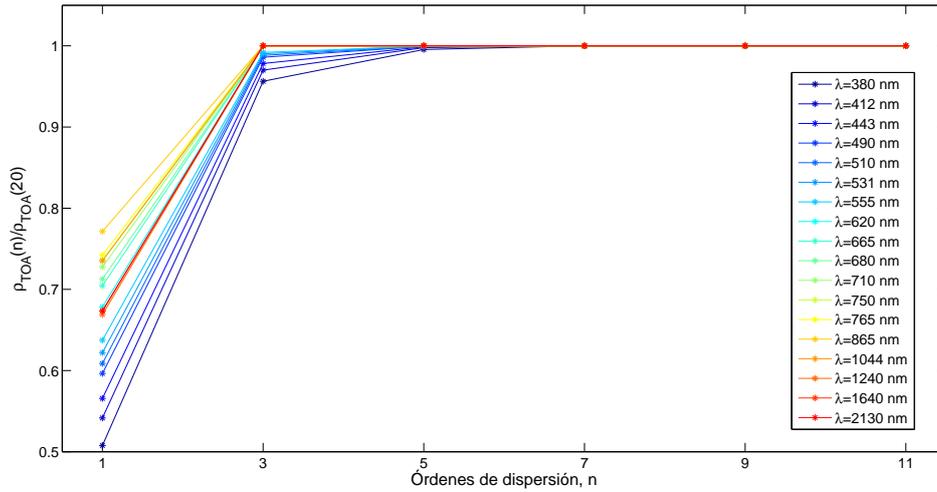


Figura 3.9: Razón entre ρ_{TOA} considerando n órdenes de dispersión y ρ_{TOA} con $n = 20$ órdenes. El resto de los parámetros de simulación corresponde a los primeros dados en la tabla 3.5.

A continuación, en la tabla 3.5, se presentan los valores de los parámetros de entrada del SOS utilizados en las simulaciones.

Tipo de parámetro	Nombre	Descripción	Valores utilizados
Obsevación-iluminación	λ	Longitud de onda	300 : 2 : 2200 nm
	θ_S	Ángulo cenital solar	0° : 5° : 60°
	θ_V	Ángulo cenital de observación	0° : 5° : 70°
	ϕ_V	Ángulo acimutal relativo	0° : 5° : 180°
Moléculas	$\tau_{RAY}(\lambda)$	Espesor óptico de Rayleigh	Modelo de Bodhaine
	$\delta_{RAY}(\lambda)$	Factor de depolarización	Modelo de Bodhaine
	H_{RAY}	Altura característica	8 km
Aerosoles	$\frac{dV}{d\ln(r)}$	Granulometría volumétrica	Escenarios 1 a 6
	$m(\lambda)$	Índice de refracción	Escenarios 1 a 6
	$\tau_{AER}(500nm)$	Espesor óptico en 500 nm	0.05:0.05:0.50
	H_{AER}	Altura característica	2 km
Superficie	$n_{H_2O}(\lambda)$	Índice de refracción relativo	1.334
	$\rho_W(\lambda)$	Reflectancia del agua	Firmas RdP 1, 2, 3 y 4
	w	Viento en superficie	0:5:15 (m/s)
Cálculo	n_{max}	Orden máximo de dispersión	20
	I_{pol}	Índice de polarización	1 (con polarización)

Tabla 3.5: Tabla de valores utilizados para las simulaciones realizadas con el código SOS.

3.3. Datos de campo utilizados

Como fue discutido previamente, el objetivo de utilizar el SOS para simular la firma espectral de superficies+atmósferas marinas, características de la región del Río de la

Plata. Estas firmas simuladas pueden considerarse cada vez mas realistas cuanto mejor sea la información de campo disponible (tanto cuantitativa como cualitativamente). Por ende, es necesario hacer un esfuerzo para incorporar información *in situ* de los lugares donde exista, de manera de alimentar al código con información local. En esta sección justificaremos algunas de las elecciones realizadas sobre los parámetros de entrada del SOS a partir de la información obtenida en el campo. En la Fig. 3.10, se muestra un mapa con la ubicación de las regiones de las cuales fueron extraídos los datos de campo.



Figura 3.10: Mapa con las regiones de los datos de campo utilizados: de espesores ópticos de aerosoles (CEILAP-BA), de intensidades de vientos, (Aeroparque) y de reflectancias del agua (Punta Piedras).

3.3.1. Datos de reflectancias del agua: las campañas en el Río de la Plata

Los datos de ρW que se utilizaron como entrada en las simulaciones fueron colectados en dos campañas realizadas en la región de Punta Piedras ($35^{\circ} 24' S / 57^{\circ} 06' O$ Fig. 3.10) en Febrero y Abril de 2013. Las campañas se realizaron en el marco del proyecto PICT-2010/1831 y participaron personal del IAFE, CIMA/DCAO, INIDEP y CONAE. Se realizaron mediciones radiométricas desde la embarcación (fuera del agua) mediante el uso del radiómetro ASD FieldSpec FR spectrometer (CONAE) y se tomaron muestras de agua de superficie para medir turbidez y estimar la concentración de material particulado en suspensión en el laboratorio. El radiómetro ASD mide la luz reflejada en la región visible/infrarrojo cercano (VNIR, $350 - 1050 \text{ nm}$) y la porción del infrarrojo de onda corta (SWIR, $900 - 2500 \text{ nm}$) del espectro. La metodología de medición se basa en los protocolos desarrollados y recomendados por la NASA [26]. La turbidez (en FNU, unidades nefelométricas de Formazina) se midió con un turbidímetro portátil HACH 2100P ISO y el material particulado en suspensión (MPS) fue analizado utilizando el método de gravimetría y es expresado en $g L^{-1}$. En dichas campañas se realizaron por primera vez mediciones radiométricas en la zona de máxima turbidez del estuario (zona de Pta. Piedras), encontrándose valores de MPS $\approx 1000 g L^{-1}$, siendo estos valores más altos a los reportados previamente para esta región. Para realizar las simulaciones se eligieron cuatro firmas espectrales que correspondieron a muestras con diferente turbidez y que presentaron formas espectrales diferentes (Fig. 3.11):

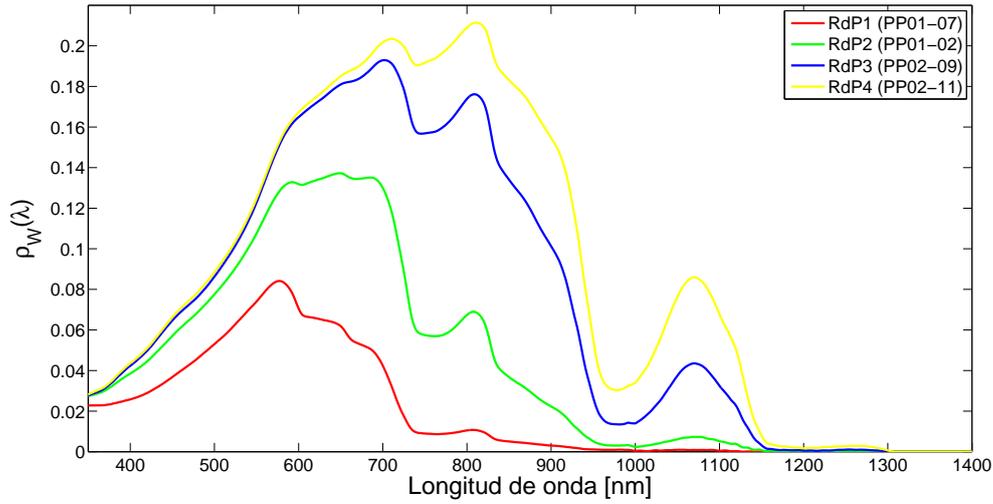


Figura 3.11: Reflectancias de superficie (ρ_W) medidas en las campañas realizadas en el Río de la Plata, en la región adyacente a Punta Piedras, 2013.

Dos firmas fueron medidas en la campaña realizada en Febrero de 2013 (PP01) y que corresponden a las estaciones 07 (RdP1) y 02 (RdP2), para las que se midió una turbidez de 16 y 134 FNU, respectivamente. Y las otras dos firmas fueron medidas en la campaña de Abril de 2013 (PP02) y corresponden a las estaciones 09 (RdP3) y 11 (RdP4) donde se midió 724 FNU y >999 FNU (superó el límite de detección del instrumento).

3.3.2. Datos de aerosoles: la red AERONET

Para poder introducir valores de dicho parámetro a partir de mediciones hechas sobre la región de interés, se utilizaron datos de la red AERONET (*Aerosol Robotic Network*). Los detalles de la red AERONET y sus mediciones son descritos en varios trabajos, incluyendo los de Holben *et al.* [48][49], Dubovik & King [50], Dubovik *et al.* [51][52][53][54] y Sinyuk *et al.* [55]. Los datos de AERONET consisten en espesores ópticos y parámetros microfísicos de aerosoles en la atmósfera. Los espesores ópticos son derivados de mediciones directas del limbo solar en ocho bandas espectrales centradas en 340, 380, 440, 500, 670, 940 y 1020 nm; y propiedades microfísicas, como por ejemplo, la distribución de tamaños, son derivadas de mediciones de radiación difusa del cielo, generalmente en cuatro bandas: 440, 670, 870 y 1020 nm, a lo largo del plano principal y del almucantar solar.

Las mediciones del plano principal son llevadas a cabo variando el ángulo cenital del sensor a ángulo acimutal fijo (de forma tal que el sensor pase por la región del limbo solar); mientras que el almucantar solar es recorrido a ángulo cenital constante (igual al solar) variando el acimutal. El espesor óptico de aerosoles, τ_{AER} , es derivado de la ley de Boguer-Lambert-Beer (Ec. (2.21)), donde las contribuciones ópticas de Rayleigh y gases traza son sustraídas del espesor óptico total, el cual es derivado a partir de la pendiente del logaritmo de la irradiancia vs. la longitud de camino óptico. La distribución de tamaños (véase. Ec. (3.11)) es devuelta en 22 bins equidistantes en $\ln(r)$, donde el radio de la partícula, r , varía de 0,05 a 15 μm .

La estación de AERONET de la cual se extrajeron los datos aquí presentados corresponde a la estación ubicada en el Centro de Investigaciones en Láseres y Aplicaciones (CEILAP-BA) en Villa Martelli, Prov. de Buenos Aires (34°33' S, 58°30' O, Fig. 3.10) y elevación de

10 metros. El fotómetro solar (CIMEL) fue instalado en CEILAP (CITEDEF) a una distancia de 15 *km* del centro de la ciudad Buenos Aires en 1999, y a partir de ese año se registran sus mediciones y se las publica en el sitio web de AERONET [46]. Los datos presentados corresponden a un nivel de procesamiento 2, es decir, se han filtrado previamente mediciones con nubosidad o bien con excesiva variabilidad temporal[47]. Los datos de esta estación fueron utilizados por ser actualmente la más cercana a la región de interés.

La Fig.(3.12) corresponde al histograma del espesor óptico de aerosoles en la longitud de onda de referencia, es decir, $\tau_{AER}(500nm)$.

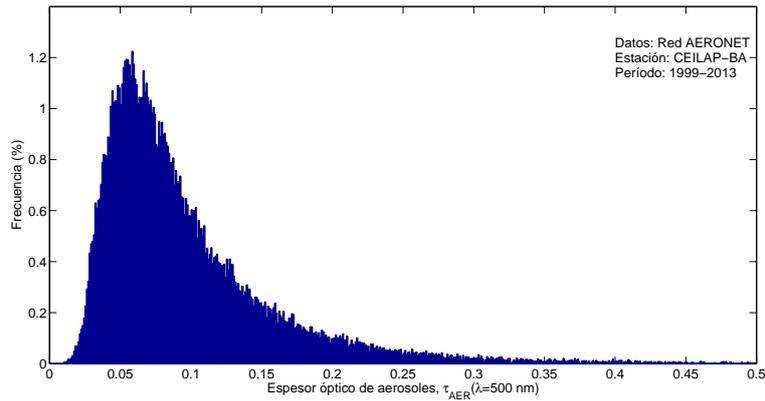


Figura 3.12: Histograma del espesor óptico de aerosoles 500 *nm* en CEILAP-BA (AERONET), período 1999-2014.

El valor moda resultó de 0,06, y no supera el valor de 0,40 en más del 95 % de los casos. A partir de estos datos, se determinó el rango de [0,05 – 0,50] en que fue variado dicho parámetro. A su vez, la distribución exhibida en Fig. 3.12 será utilizada para el cálculo de radiancias medias para el sensor SABIA-Mar.

3.3.3. Datos de vientos en superficie: la estación meteorológica de Aeroparque

Una manera de caracterizar el viento en una región es a través de la distribución de probabilidad de velocidades. Esta distribución permite cuantificar las intensidades de vientos más probables, máximas y mínimas. Para ello, se procedió a generar una distribución de intensidad del viento a partir de los datos de campo obtenidos en la Estación Meteorológica de Aeroparque (34° 33' *S*/ 58° 25' *O*, Fig. 3.10), Ciudad de Buenos Aires, en el período 1976-2014. La ubicación fue elegida debido a ser una de las estaciones meteorológicas más cercanas al Río de la Plata. La serie de datos utilizada posee una frecuencia temporal horaria y una precisión de 1 *m/s* (datos provistos por Gerardo Lascala del Servicio Meteorológico Nacional). Partiendo de estos datos se obtuvo la distribución de intensidad de vientos, g_w .

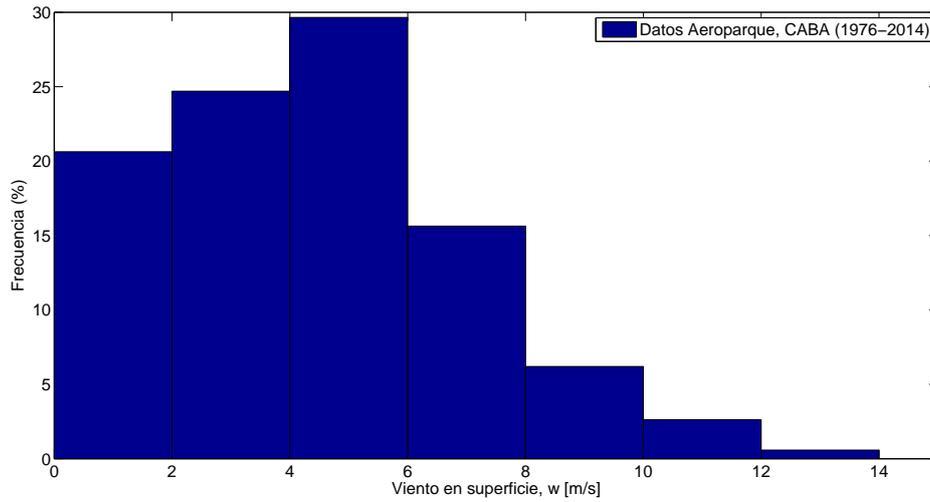


Figura 3.13: Distribución de intensidades de vientos, g_w . Estación Meteorológica de Aeroparque (EMA), CABA. Período 1976-2014.

De la Fig. 3.13 se observa que la intensidad de viento más probable se halla en el rango de 0 a 5 m/s y que vientos por encima de 15 m/s fueron registrados en mucho menos del 1% de las mediciones. Dicha distribución es consistente con el conjunto de valores introducido en el código, a saber, 0, 5, 10, 15 m/s , y será utilizada para el cálculo de radiancias a TOA a partir del mismo.

Por otro lado, es posible y relevante estudiar una posible correlación entre el viento y el ángulo cenital solar. *A priori* era probable que estos parámetros se hallaran correlacionados, dado que es habitual que se generen vientos modulados por gradientes térmicos como por ej., la brisa costera, y dichos gradientes son naturalmente dependientes del horario del día; y por ende, de modo indirecto, del ángulo cenital solar, θ_S .

La correlación con la abundancia y tipo de aerosoles no se estudió debido a la ausencia de estaciones que midan simultáneamente dichos parámetros; aunque trabajos previos en el Mar de Japón indican que los vientos superficiales locales afectan la abundancia de aerosoles en el primer kilómetro de altura[40].

Mediante el algoritmo *sunposition.m*[27] se calculó el ángulo cenital solar a partir del horario de cada medición de viento y se observó que no existe una correlación evidente entre dichas variables (Fig. (3.14)):

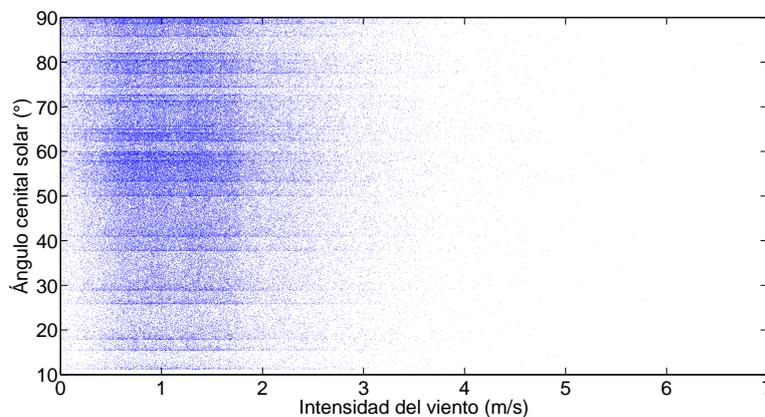


Figura 3.14: Ángulo cenital solar vs. intensidad del viento (m/s). Estación Meteorológica de Aeroparque (EMA), CABA. Período 1976-2014.

3.4. Obtención de radiancias a TOA en las bandas del SABIA-Mar

Para el cálculo de radiancias medias, mínimas y máximas a TOA a partir de las reflectancias obtenidas mediante el SOS se realizaron los siguientes pasos:

1. Se calcularon las reflectancias a TOA para cada longitud de onda entre 200 nm y 2200 nm con todas las combinaciones de los parámetros de entrada exhibidos en la tabla 3.5, dejando $\theta_V = \phi_V = 0^\circ$.
2. A partir de las reflectancias calculadas para cada longitud de onda, se obtuvieron las radiancias TOA a partir de la Ec.2.38, para la cual se utilizaron valores medidos de irradiancia solar extraterrestre en el trabajo de Thuillier *et al.* 2003[38], exhibidos en la Fig. 3.15:

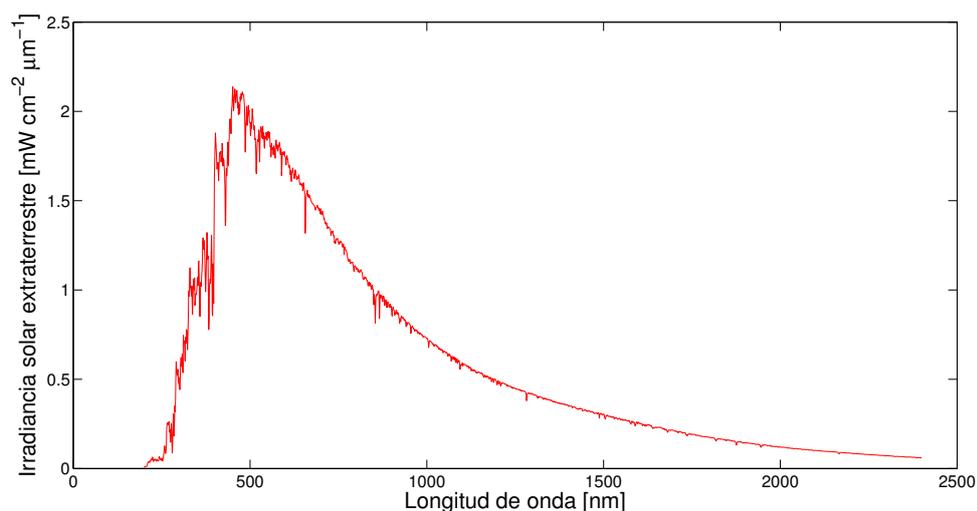


Figura 3.15: Irradiancia solar extraatmosférica según Thuillier *et al.* 2002.

3. Se promedió en longitud de onda para cada banda del SABIA-Mar (véase tabla (3.1)), asumiendo que las mismas poseen una función respuesta cuadrada determinada por su centro y por su ancho; dado que aún CONAE no brindó aún las funciones respuesta de dichas bandas.
4. Para el cálculo de radiancias medias, se promediaron los valores obtenidos para cada ángulo cenital solar, θ_S , variando todos los parámetros restantes y asumiendo equiprobabilidad en las distintas combinaciones, excepto en aquellas en las cuales hay distribuciones de probabilidad disponibles a partir de datos de campo (a saber, vientos y espesores ópticos de aerosoles).

5. Para la obtención de radiancias máximas y mínimas para cada valor de θ_S , se retuvieron los valores asociados a los parámetros que extremaran dicha magnitud. Nótese que la combinación de parámetros que retorna el valor de radiancia mínima/máxima para una banda, puede diferir de la combinación asociada a otra banda.

3.5. Modelo inverso: Estimación de $\rho_W(865)$ a partir de las simulaciones

Para entender el esquema de estimación de $\rho_W(865)$, se partirá de la expresión más general para las diferentes componentes que resultan en la reflectancia a TOA, que corresponde a la Ec. 2.40:

$$\rho_{TOA} = \rho_{ATM} + T[(1 - f)\rho_W + f\rho_{WC} + \rho_G] \quad (3.16)$$

donde $\rho_{ATM} = \rho_{RAY} + \rho_{AER} + \rho_{R-A}$ es la componente atmosférica de la señal. En el siguiente desarrollo, se asumirá despreciable la fracción de superficie cubierta por espuma, es decir, $f \approx 0$ (véase Ec. (3.15)), por lo que la Ec. 3.16 pasa a ser:

$$\rho_{TOA} \approx \rho_{ATM} + T[\rho_W + \rho_G] \quad (3.17)$$

Por último, se evita la región de mayor *sunlint* considerando únicamente el subconjunto de simulaciones realizadas en las que $\rho_G < 0,005$ (región de *sunlint moderado*), valor dependiente de la geometría de observación e iluminación y de la intensidad del viento (véase (3.13)). La delimitación del conjunto excluido se exhibe para algunos casos de ángulo cenital solar en la Fig. 3.16, a continuación:

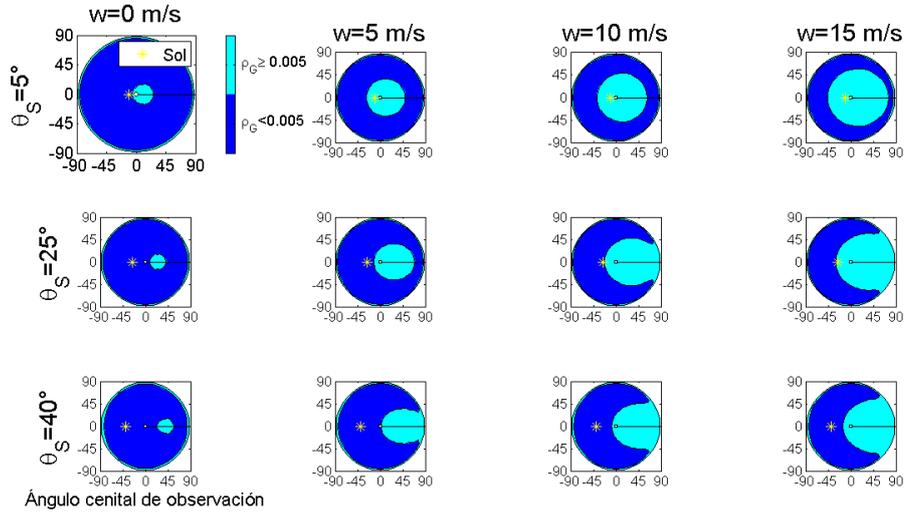


Figura 3.16: Selección de la región con *sunlint moderado* para varias condiciones de intensidad de viento y elevación solar.

Entonces, despreciando la componente debida al *sunlint*, la Ec. (3.17) pasa a ser:

$$\rho_{TOA} \approx \rho_{ATM} + T\rho_W \quad (3.18)$$

El esquema propuesto para la estimación de $\rho_W(865)$ parte de esta expresión aproximada y se detalla a continuación. Si se denominan b_1 , b_2 y b_3 tres bandas ubicadas en la región del SWIR en que se asumirá despreciable la señal proveniente del agua (véase A), se tiene, para estas y la banda de 865 nm:

$$\rho_{TOA}(865) = T(865)\rho_W(865) + \rho_{ATM}(865) \quad (3.19)$$

$$\rho_{TOA}(b_1) = \rho_{ATM}(b_1) \quad (3.20)$$

$$\rho_{TOA}(b_2) = \rho_{ATM}(b_2) \quad (3.21)$$

$$\rho_{TOA}(b_3) = \rho_{ATM}(b_3) \quad (3.22)$$

donde la igualdad vale sólo en sentido aproximado. A su vez, podremos descomponer la componente atmosférica de la señal en la Ec. (3.22) como:

$$\rho_{ATM}(865) = a_1.e_1(865) + a_2.e_2(865) + a_3.e_3(865) \quad (3.23)$$

$$\rho_{ATM}(b_1) = a_1.e_1(b_1) + a_2.e_2(b_1) + a_3.e_3(b_1) \quad (3.24)$$

$$\rho_{ATM}(b_2) = a_1.e_1(b_2) + a_2.e_2(b_2) + a_3.e_3(b_2) \quad (3.25)$$

$$\rho_{ATM}(b_3) = a_1.e_1(b_3) + a_2.e_2(b_3) + a_3.e_3(b_3) \quad (3.26)$$

siendo e_j los autovectores hallados por componentes principales del conjunto de simulaciones (tomando $\rho_W = 0$). Si se cumple la hipótesis de que $\rho_W(b_1) = \rho_W(b_2) = \rho_W(b_3) = 0$, se desprende que:

$$\rho_W(865) = \frac{\rho_{TOA}(865) - \rho_{ATM}(865)}{T(865)} \quad (3.27)$$

$$a_1 = f(\rho_{TOA}(b_1), \rho_{TOA}(b_2), \rho_{TOA}(b_3)) \quad (3.28)$$

$$a_2 = f(\rho_{TOA}(b_1), \rho_{TOA}(b_2), \rho_{TOA}(b_3)) \quad (3.29)$$

$$a_3 = f(\rho_{TOA}(b_1), \rho_{TOA}(b_2), \rho_{TOA}(b_3)) \quad (3.30)$$

La transmitancia se aproximará por la siguiente expresión:

$$T = e^{-b_{b,RAY}m\tau_{RAY}} . e^{-b_{b,AER}m\tau_{AER}} \quad (3.31)$$

siendo τ_{RAY} y τ_{AER} los espesores ópticos debidos a la dispersión gaseosa y a la dispersión y absorción por aerosoles; b_{RAY} y b_{AER} los coeficientes de *backscattering* medios respectivos y m el factor de masa, que es una medida de la cantidad de atmósfera atravesada por los fotones. El coeficiente de *backscattering* está definido por la siguiente expresión, para la especie i :

$$b_{b,i} = \frac{1}{2}(1 + \langle \cos\Theta \rangle_p) \quad (3.32)$$

donde $\langle \cos\Theta \rangle_p$ es el valor de expectación del coseno del ángulo de dispersión utilizando la función de fase, p , como distribución (véase §2.2.4). Obsérvese que para procesos en los que la dispersión es simétrica, como el caso de la dispersión Rayleigh, dicho valor de expectación se anulará, y entonces:

$$b_{b,RAY} = \frac{1}{2} \quad (3.33)$$

mientras que para procesos de dispersión Mie donde las partículas son de tamaños comparables o mayores a la longitud de onda, como es el caso de los aerosoles para la región del espectro de interés, valdrá en general: $b_{b,AER} < \frac{1}{2}$. Es decir, la mayor parte de la dispersión se dará hacia adelante. donde se asumirá que la transmitancia es aproximable por la expresión de la Ec. (3.31), adoptando los valores de $b_{b,RAY} = 0,50$ (Ec. (3.33)) y $b_{b,AER} = 0,16$. Este último se toma como un valor universal; aunque claramente diferirá según el tipo de aerosol.

Por otro lado, el factor de masa, m , puede ser aproximado por la expresión [34]:

$$m = \frac{1}{\cos(\theta_S)} + \frac{1}{\cos(\theta_V)} \quad (3.34)$$

Retomando la Ec. (3.30), la dependencia de cada autovalor a_j con el valor de las reflectancias medidas se hace explícita en las últimas tres expresiones. Como se mencionó previamente, este análisis se basa en la hipótesis de que para las bandas b_1 , b_2 y b_3 , la reflectancia del agua es nula. En este caso, es posible estimar la componente atmosférica de la reflectancia en 865 nm dados los valores a TOA (que son los únicos medidos) de las bandas b_1 , b_2 y b_3 , ya que sólo en este caso los valores TOA de las bandas b_1 , b_2 y b_3 son los valores de las componentes atmosféricas de la reflectancia.

En resumen entonces, la metodología para estimar ρ_W consiste en estimar el componente debido a la atmósfera en 865 ($\rho_{ATM}(865)$) como función de los valores de ρ_{TOA} de un conjunto de bandas (b_1 , b_2 , b_3). Para ello, se realiza un análisis de componentes principales (PCA), de manera de poder expresar $\rho_{ATM}(865)$ como función de ρ_{ATM} en las bandas b_1 , b_2 y b_3 . Eventualmente, se podrían utilizar dos bandas de corrección en vez de tres.

3.5.1. Diferentes esquemas de estimación basados en PCA

Este análisis puede realizarse con cualquier conjunto de bandas. En esta tesis, utilizamos los cuatro esquemas, que fueron nombrados según el número de bandas de corrección que utilizan (2 ó 3) y según el sensor en el cual serían aplicables (SABIA-Mar o MODIS):

1. **MODIS, 3 bandas (PCA-3-MD)**: utiliza las bandas 1240, 1640 y 2130. Es un esquema razonable, ya que utiliza las 3 bandas donde se debería cumplirse casi siempre la hipótesis de que $\rho_W = 0$; aunque esta hipótesis no es completamente cierta para la banda de 1240 (véase Fig. 3.11).
2. **SABIA-Mar, 3 bandas (PCA-3-SM)**: utiliza las bandas 1044, 1240 y 1640. Este esquema es una adaptación del caso anterior al sistema SABIA-Mar, donde en principio la banda de 2130 nm no estaría disponible. En este caso, no sólo se vulnera la hipótesis de píxel negro en 1240; sino también, y en mayor medida, en 1044.
3. **MODIS, 2 bandas (PCA-2-MD)**: utiliza las bandas 1640 y 2130. Es un esquema simplificado de PCA-3-MD que utiliza 2 bandas donde siempre se cumple la hipótesis de que $\rho_W = 0$ a costa de hacer una inferencia con un número menor de bandas. Para este esquema y el siguiente, los autovectores utilizados en la descomposición de la señal atmosférica son los asociados a las primeras dos componentes principales, y no a las primeras tres, como en los casos anteriores.
4. **SABIA-Mar, 2 bandas (PCA-2-SM)**: utiliza las bandas 1240 y 1640. Este esquema es una adaptación del PCA-3-SM, donde se elimina la banda de 1044 que suele estar contaminada con una señal no despreciable de agua a costa de hacer una inferencia con un número menor de bandas.

Si bien estos cuatro esquemas no agotan las posibilidades para estimar $\rho_W(865)$, son un buen punto de partida para analizar las virtudes y defectos de cada una de las bandas utilizables.

3.6. Esquema global de la metodología

Esta sección tiene el objetivo de relatar resumidamente todos los procedimientos relatados en las secciones previas de este capítulo. En la Fig. 3.17 se esquematiza todo el desarrollo de la metodología a modo de resumen de este capítulo.

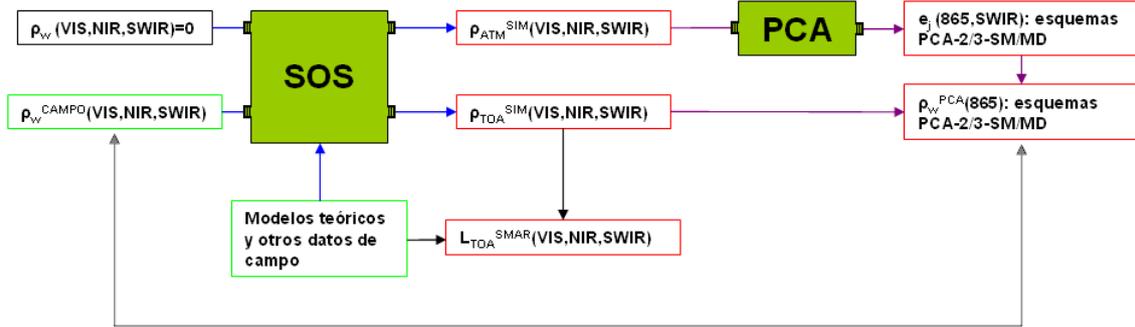


Figura 3.17: Esquema global de la metodología desarrollada en el presente trabajo. En verde, las magnitudes de entrada, en rojo, las magnitudes calculadas. Las flechas azules corresponden al modelo directo, y las magenta, al inverso.

El esquema se resume en la siguiente enumeración:

1. Para alimentar al modelo directo (flechas azules), es necesario determinar los parámetros de entrada: todos ellos son introducidos a partir de datos de campo y modelos teóricos y experimentales que los caracterizan. Dos sets de simulaciones son requeridos: uno, con las reflectancias del agua medidas en las campañas a Punta Piedras (que computa las magnitudes $\rho_{TOA}^{SIM}(VIS, NIR, SWIR)$) y otro con $\rho_W = 0$, que computa las magnitudes $\rho_{ATM}^{SIM}(VIS, NIR, SWIR)$ para los parámetros de entrada descritos en la tabla 3.5.
2. Como resultado intermedio, se obtienen los valores de radiancias medias, máximas y mínimas para las bandas del SABIA-Mar mediante los valores de ρ_{TOA}^{SIM} y la expresión de irradiancia solar extraatmosférica de Thuillier *et al.* [38], Fig. 3.15.
3. Para inicializar el modelo inverso, se parte de $\rho_{ATM}^{SIM}(865, SWIR)$ y se determinan las componentes principales de la señal atmosférica para cada uno de los esquemas descritos en §3.5.1 (PCA-2-SM, PCA-2-MD, PCA-3-SM y PCA-3-MD), denominadas $e_j(865, SWIR)$ y estas son utilizadas en conjunto con $\rho_{TOA}^{SIM}(865, SWIR)$ para calcular $\rho_W^{SIM}(865)$.
4. Finalmente, los valores de $\rho_W^{SIM}(865)$ son contrastados con $\rho_W^{CAMPO}(865)$ para evaluar el desempeño de los esquemas y compararlos ente sí.

Capítulo 4

Resultados y discusión

En este capítulo se presentan y discuten los resultados más importantes obtenidos en el marco de esta tesis. Estos son, esencialmente, las salidas del código SOS (modelo directo) y los resultados de los esquemas de corrección atmosférica propuestos en la metodología (modelo inverso). En particular, se analizarán las salidas del SOS y los esquemas de corrección en función de las características del agua y la atmósfera, así como de la geometría de observación. Durante el análisis, se hará hincapié especialmente en las propiedades que dominan la varianza y la correlación del set de simulaciones, ya que la *performance* del esquema de corrección seleccionado dependerá fuertemente de estas propiedades.

4.1. Salidas típicas del SOS

En la Fig. 4.1, se presentan los valores de la reflectancia TOA simulada por el código SOS, para cuatro tipos de agua (véase Fig. 3.11) y tres escenarios atmosféricos basados en el modelo de la WMO (véase §3.2.2), junto con la reflectancia del agua (ρ_W) para cada caso.

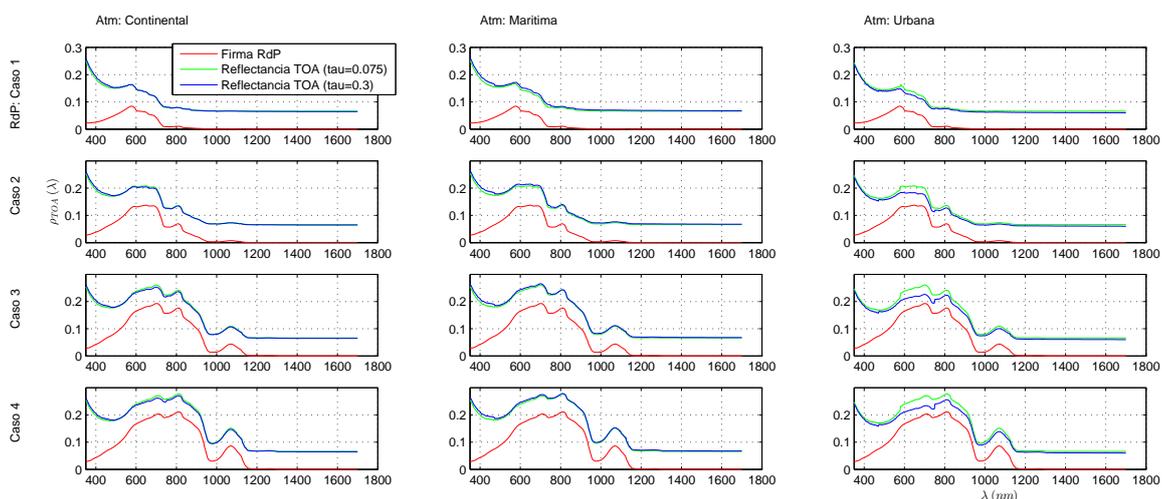


Figura 4.1: Reflectancias del agua (curvas rojas) y TOA (curvas verde y azul), para cuatro valores característicos de espectros de agua del Río de la Plata (RdP 1 a 4), y tres tipos de atmósferas estándares definidas por el modelo de la WMO (Continental, Marítima y Urbana, véase tabla 3.3). Para estas simulaciones, se fijó la intensidad del viento en $10 m/s$, la dirección de observación es el nadir y se tomaron atmósferas con dos densidades ópticas de aerosoles bien contrastantes, $\tau_{AER}(500) = 0,075$ (curvas verdes) y $\tau_{AER}(500) = 0,300$ (curvas azules).

De la figura se desprenden varias observaciones interesantes:

1. La magnitud y forma espectral de la reflectancia TOA observada es función del tipo de atmósfera y de las características del agua. En particular, en la zona del visible ($350-650\text{ nm}$), la relación ρ_W/ρ_{TOA} es muy baja (del orden de $1/20$). Este resultado, aunque ilustrado aquí con un ejemplo, es característico de todas las aplicaciones de color del mar, y sirve para remarcar la importancia de una buena corrección atmosférica para estimar ρ_W con un error razonable y utilizar de manera cuantitativa los datos de reflectancia.
2. En la región azul del espectro ($400-500\text{ nm}$), la reflectancia TOA está dominada por la atmósfera debido a la fuerte contribución de la dispersión Rayleigh, que decae rápidamente con la longitud de onda [33].
3. Atmósferas ópticamente más densas (es decir, con valores de τ_{AER} mayores) pueden presentar reflectancias a TOA mayores (ej. RdP1-Marítima) o menores (ej. RdP1-Urbana) a las menos densas, dependiendo de la zona del espectro, el tipo de atmósfera y el valor espectral de ρ_W . Esto se debe a que atmósferas más densas implican más dispersión pero también más absorción, y el balance entre estos dos fenómenos para un ρ_W dado es complejo, depende de la longitud de onda y del tipo de atmósfera y es difícil de predecir con antelación. Esto apunta a la importancia de utilizar un modelo de dispersión basado en primeros principios para simular la reflectancia TOA, como el SOS utilizado en esta tesis.
4. Por último, cabe recalcar que el agua ópticamente más clara (primera fila), no sólo presenta valores de ρ_W más bajos en general; sino que presenta valores de ρ_W despreciables para $\lambda > 900\text{ nm}$. Esta característica es crucial para el buen funcionamiento de los esquemas de corrección atmosférica basados en el enfoque de píxel negro. Como se ve para los demás tipos de agua, esta hipótesis deja de ser válida en cuanto el agua se hace menos clara, lo cual lleva casi obligatoriamente a un esquema como el de corrección basado en la hipótesis de píxel brillante en el infrarrojo cercano, como el planteado en esta tesis.

A continuación, se exhiben los valores de las radiancias medias, máximas y mínimas a TOA esperados para las bandas del SABIA-Mar (véase tabla 3.1). Estos valores fueron obtenidos a partir de los valores de parámetros de entrada exhibidos en la tabla 3.5 (con dirección de observación fija en el nadir) y mediante el procedimiento descrito en §3.4.

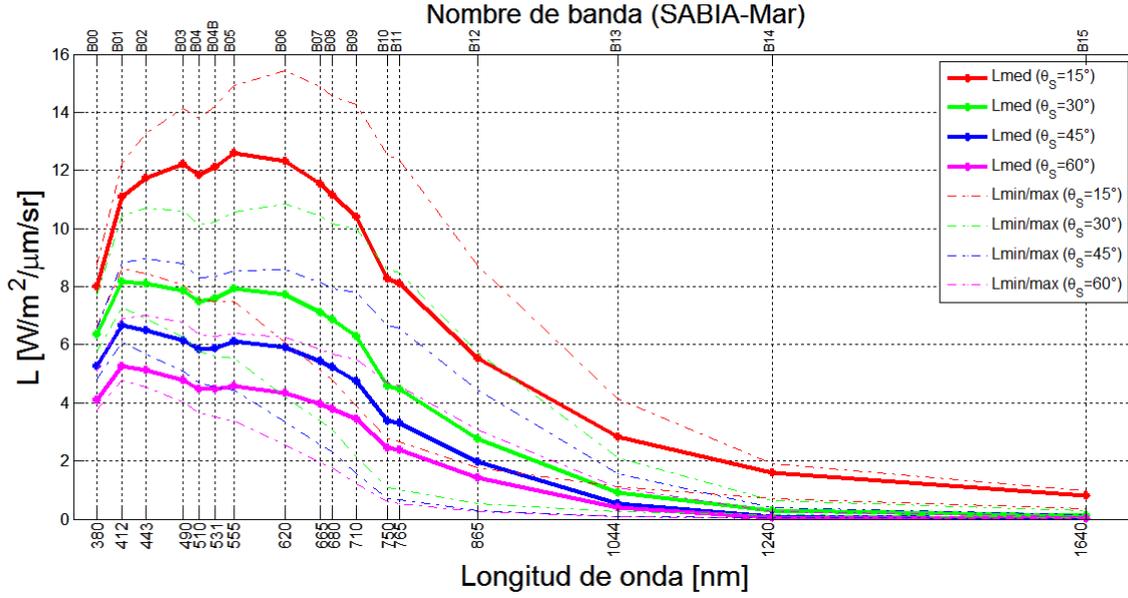


Figura 4.2: Radiancias a TOA medias (líneas sólidas), mínimas y máximas (líneas punteadas) para las bandas del SABIA-Mar

Esta figura muestra que, naturalmente, a medida que el ángulo cenital solar aumenta, la radiancia esperable a TOA disminuye para todas las bandas, siendo los valores para $\theta_S = 15^\circ$ aproximadamente el doble que los obtenidos para $\theta_S = 60^\circ$. A su vez, es importante destacar que este factor que relaciona estos distintos valores es fuertemente dependiente de la longitud de onda, como se exhibe explícitamente en las tablas 4.1 y 4.2, a continuación. Esto indica que establecer una relación *a priori* entre estos valores a diferentes ángulos cenitales solares no es tan sencillo. Es decir, no es simplemente un factor asociado a las condiciones geométricas lo que distingue a estas curvas:

Banda	Longitud de onda [nm]	Ancho [nm]	Lmed ($\theta_S=15^\circ$) [W/m ² /μm/sr]	Lmin ($\theta_S=15^\circ$) [W/m ² /μm/sr]	Lmax ($\theta_S=15^\circ$) [W/m ² /μm/sr]
B00	380	15.0	80.2	66.4	87.4
B01	412	10.0	111.0	86.0	122.5
B02	443	10.0	117.2	84.4	132.6
B03	490	10.0	122.1	80.5	141.2
B04	510	10.0	118.4	75.5	137.9
B04B	531	10.0	121.1	74.8	142.0
B05	555	10.0	126.1	74.8	149.1
B06	620	10.0	123.2	60.8	154.2
B07	665	10.0	115.3	51.1	148.8
B08	680	7.5	111.7	47.8	145.5
B09	710	10.0	104.2	38.8	142.6
B10	750	10.0	82.7	27.6	125.3
B11	765	10.0	81.1	26.5	123.5
B12	865	20.0	55.2	17.6	87.2
B13	1044	20.0	28.4	11.0	41.1
B14	1240	20.0	16.1	7.2	19.2
B15	1640	60.0	8.2	3.5	9.6

Tabla 4.1: Radiancias medias, mínimas y máximas a TOA esperables para el sensor SABIA-Mar con $\theta_S = 15^\circ$

Banda	Longitud de onda [nm]	Ancho [nm]	Lmed ($\theta_s=60^\circ$) [W/m ² /μm/sr]	Lmin ($\theta_s=60^\circ$) [W/m ² /μm/sr]	Lmax ($\theta_s=60^\circ$) [W/m ² /μm/sr]
B00	380	15.0	41.1	37.5	50.9
B01	412	10.0	52.7	47.9	69.1
B02	443	10.0	51.3	45.4	70.1
B03	490	10.0	47.8	40.3	67.7
B04	510	10.0	44.7	36.7	63.7
B04B	531	10.0	44.6	35.1	63.0
B05	555	10.0	45.8	33.8	63.7
B06	620	10.0	43.3	25.5	62.4
B07	665	10.0	39.5	19.5	58.6
B08	680	7.5	38.0	17.7	56.8
B09	710	10.0	34.5	12.2	54.9
B10	750	10.0	24.6	5.9	46.8
B11	765	10.0	24.0	5.5	45.9
B12	865	20.0	14.3	2.5	30.5
B13	1044	20.0	3.9	0.9	10.9
B14	1240	20.0	0.6	0.3	2.6
B15	1640	60.0	0.1	0.1	0.9

Tabla 4.2: Radiancias medias, mínimas y máximas a TOA esperables para el sensor SABIA-Mar con $\theta_S = 60^\circ$

Dichas tablas constituyen una primera estimación de los rangos dinámicos requeridos para las bandas del SABIA-Mar para poder sensar remotamente la señal proveniente de la región del Río de la Plata. Los valores de los ángulos cenitales solares elegidos pueden tomarse aproximadamente como los casos extremos de este parámetro, siguiendo lo ilustrado en Fig. 3.2.

4.2. Correlación entre bandas espectrales

Ya que la metodología se basa en relacionar los valores en distintas bandas de ρ_{ATM} , en la Fig. 4.3, se presentan *scatterplots* de los valores simulados de ρ_{ATM} de una banda contra otra para todas las bandas de interés en este estudio, a saber: 865, 1044, 1240, 1640 y 2130 nm. El conjunto de puntos exhibidos en cada figura se obtuvo a partir de las diferentes combinaciones presentadas en la tabla 3.5, tomando $\rho_W = 0$ y eludiendo la región de *sunglint* elevado ($\rho_G > 0,005$, Fig. 3.16).

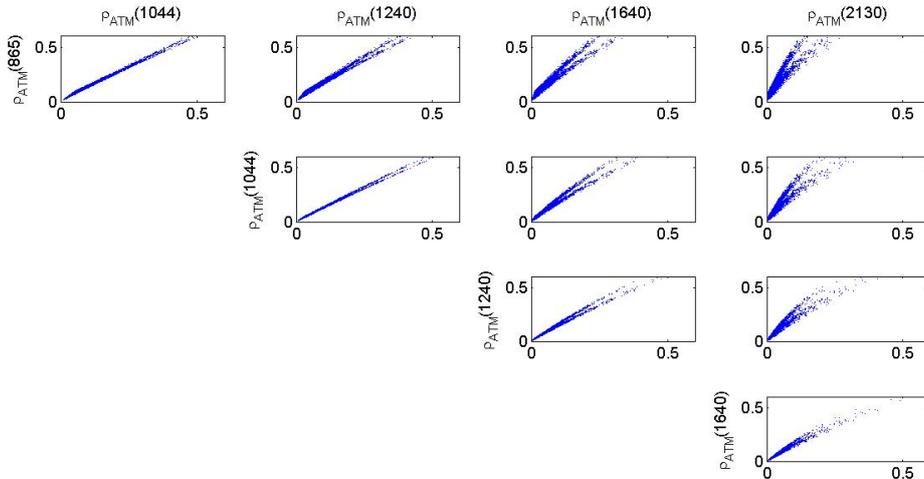


Figura 4.3: Relación entre las componentes atmosféricas ρ_{ATM} entre las bandas involucradas en los esquemas por PCA: 865, 1044, 1240, 1640 y 2130 nm.

Del análisis de la figura se pueden sacar las siguientes conclusiones:

1. En general, se observa una correlación alta entre bandas.
2. La correlación disminuye a medida que aumenta la distancia espectral entre las mismas. Este resultado es esperable, ya que las correlaciones entre bandas son solamente un emergente de un proceso físico subyacente: fotones con longitudes de onda similares sufren procesos de dispersión y absorción similares. Esta es una característica de la atmósfera en estas regiones del espectro (SWIR), donde dominan los procesos de dispersión (por partículas de un amplio rango de tamaños) frente a los de absorción (recuérdese que estas bandas están posicionadas en ventanas atmosféricas, véase Fig.2.7).
3. La dispersión en los *scatterplots* aumenta con el valor de ρ_{ATM} , lo cual implica mayor varianza a mayor valor de ρ_{ATM} . Esto se da debido los diferentes procesos que sufren los fotones (dispersión, absorción) son todos dependientes de la longitud de onda; por lo que, aquellos escenarios en los que las atmósferas sean más densas (más espesor óptico de aerosoles o mayores camino atravesado), la correlación entre bandas se verá más vulnerada.
4. Existen dos *clusters* bastante bien definidos dentro del conjunto de atmósferas simulados. La diferencia entre ellos se hace más notoria cuanto más alta es la distancia espectral. Más específicamente, en el cuadro superior izquierdo ($\rho_{ATM}(2130)$ vs. $\rho_{ATM}(865)$), se pueden notar estas dos plumas de datos en su mayor expresión: la pluma de datos inferior corresponde a escenarios con 80 % de aerosoles tipo Continental y 20 % tipo Marítimo (véase 3.3, Escenario 4); mientras que la pluma superior corresponde al resto de los casos. Esta diferencia de comportamientos radica en que este es el único escenario propuesto donde aparecen aerosoles del modo oceánico, siendo este el que tiene la absorción (parte imaginaria del índice de refracción) más variable espectralmente en la región NIR/SWIR (véase Fig. 3.5). Este rasgo distintivo de este modo de aerosoles es el que se asocia a mayores valores de $\rho_{ATM}(2130)$ respecto del resto de los modos.)

En resumen, esta figura muestra que, si bien la relación entre bandas depende del tipo de atmósfera y las bandas específicas analizadas, es posible restringir el rango de valores posibles de ρ_{ATM} de una banda dado el valor de ρ_{ATM} de la otra. Si bien esto no agota el análisis posible de los datos presentados en la Fig. 4.3, este hecho es crucial para intentar un ajuste de los datos usando un esquema de PCA.

4.3. Estimación de $\rho_W(865)$

A partir del cálculo de los pesos de las componentes principales de ρ_{ATM} , su sustracción de la señal total a TOA y la división por el factor de transmitancia, se obtiene una expresión para $\rho_W(865)$, la cual puede ser contrastada con los valores de campo introducidos al modelo directo (para más detalle, véase §3.5). En la Fig. 4.4, se presentan cuatro *scatterplots* globales correspondiente a los cuatro esquemas de estimación de $\rho_W(865)$.

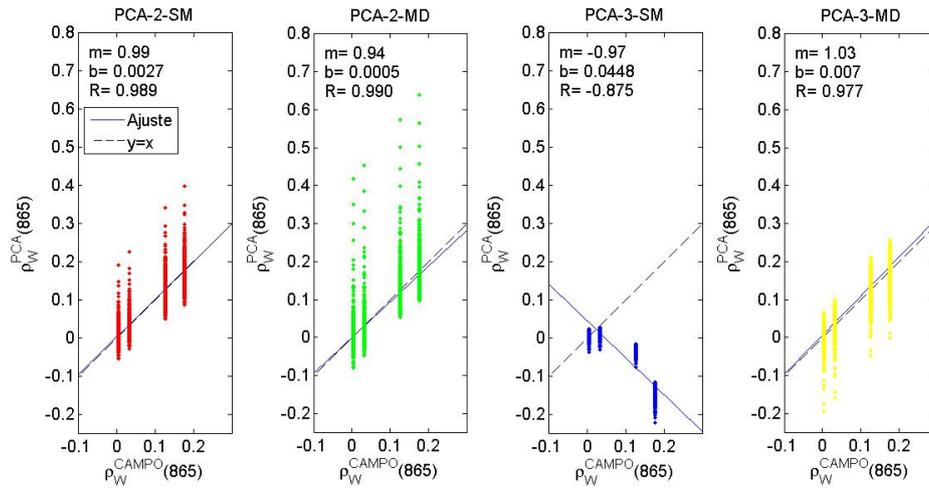


Figura 4.4: $\rho_W(865)$ estimado (PCA) vs. $\rho_W(865)$ medido (CAMPO) para los cuatro esquemas propuestos (PCA-2/3-SM/MD) y los cuatro tipos de agua analizados (RdP 1/2/3/4).

De la figura se desprende que los ajustes presentan buenos resultados en general, excepto en el caso de PCA-3-SM en las aguas más turbias ($\rho_W(865) > 0,03$). A su vez, en las mismas se exhiben los valores de pendiente (m), ordenada al origen (b) y correlación de Pearson (R) para cada esquema propuesto, evidenciando que, rigiéndose por estos valores, los esquemas con dos bandas son los que mejor *performance* poseen. Una observación importante: los esquemas que presentan más dispersión en los valores calculados son aquellos que utilizan la banda en 2130 nm ; mientras los mayores *biases*, asociados a los valores de ordenada al origen, b , en general están vinculados a la utilización de bandas donde la señal del agua no es despreciable: 1044 y 1240 nm . Es decir, las bandas donde se vulnera la hipótesis de píxel negro.

4.4. Variabilidad debida al tipo y características de atmósfera

Para avanzar sobre la limitación de un análisis global, en las Figs. 4.5, 4.6, 4.7 y 4.8, se presenta un análisis por tipos y características de la atmósfera (escenarios descritos en la tabla 3.3).

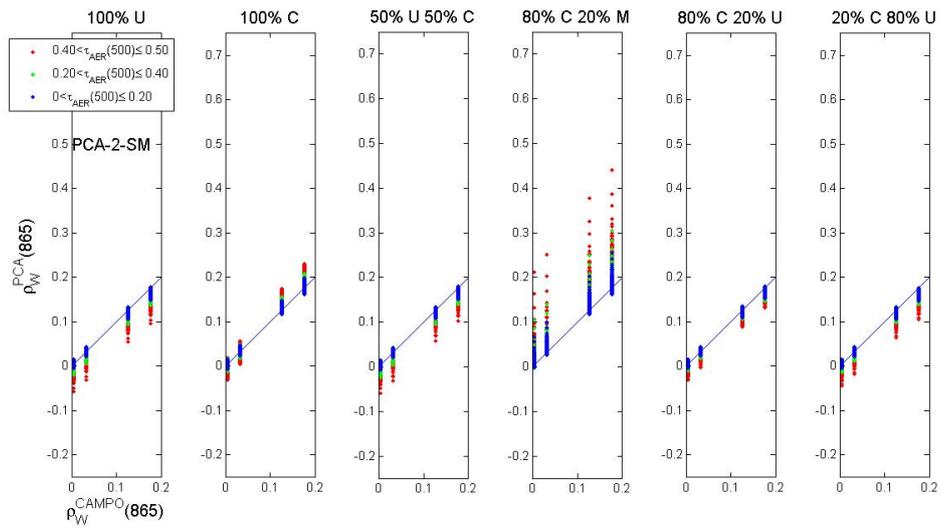


Figura 4.5: $\rho_W^{PCA}(865)$ vs. $\rho_W^{CAMPO}(865)$ para diferentes escenarios atmosféricos. Esquema PCA-2-SM.

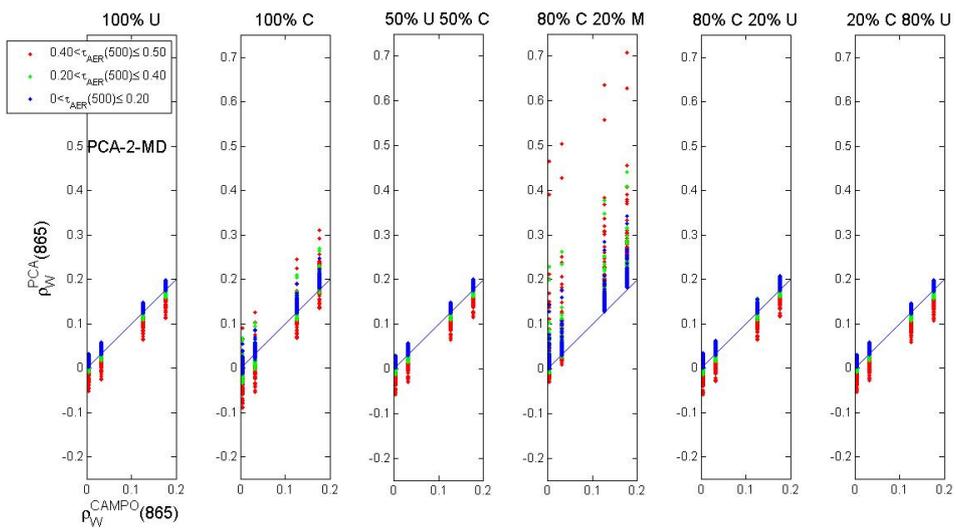


Figura 4.6: $\rho_W^{PCA}(865)$ vs. $\rho_W^{CAMPO}(865)$ para diferentes escenarios atmosféricos. Esquema PCA-2-MD.

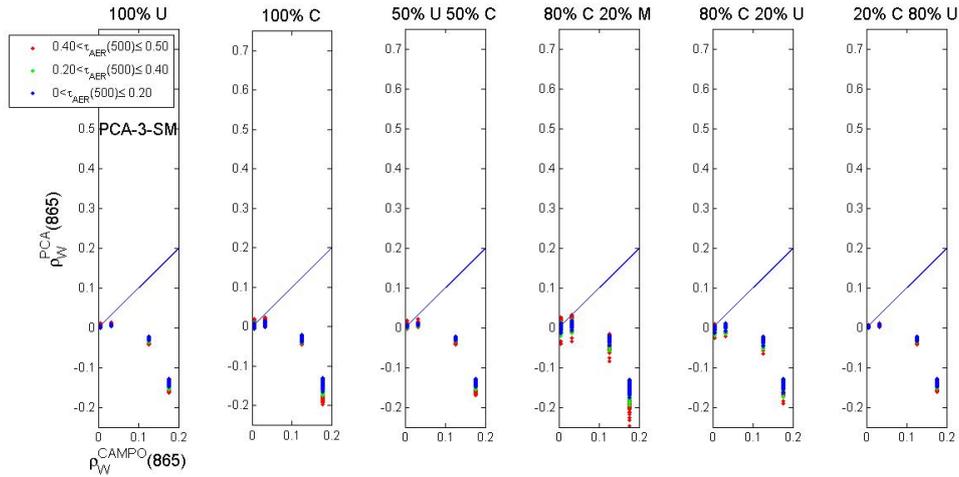


Figura 4.7: $\rho_W^{PCA}(865)$ vs. $\rho_W^{CAMPO}(865)$ para diferentes escenarios atmosféricos. Esquema PCA-3-SM.

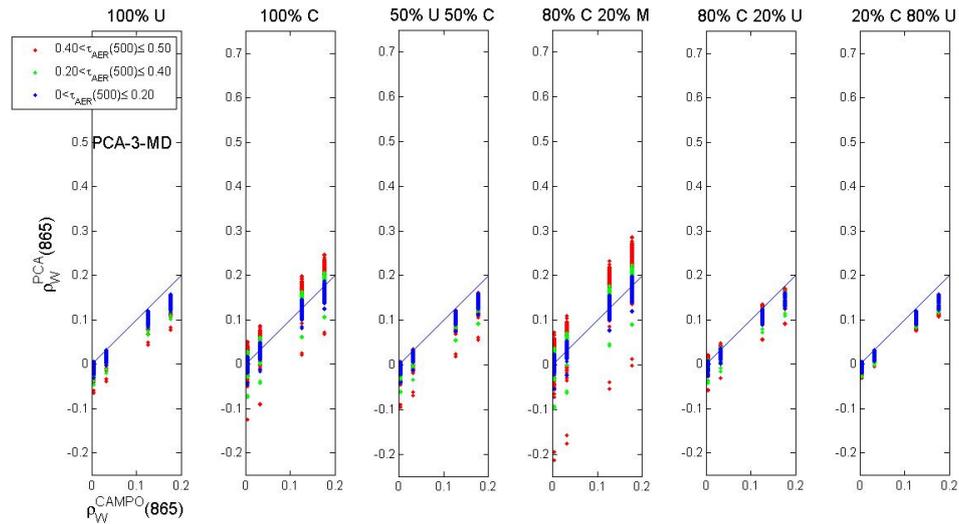


Figura 4.8: $\rho_W^{PCA}(865)$ vs. $\rho_W^{CAMPO}(865)$ para diferentes escenarios atmosféricos. Esquema PCA-3-MD.

A continuación analizaremos con cierto detalle los resultados presentados en las figuras previas. En este análisis, hay que tener en vista la Ec. (3.31), la cual implica que los problemas de signo en los valores calculados no están asociados al valor de la transmitancia asignados pues esta es siempre positiva, y la dispersión sí puede depender de este valor. Del análisis de las figuras lo primero que se nota es:

1. Atmosferas con espesores ópticos de aerosoles mayores se corrigen con más error (sobre y sub-estimación) dependiendo del esquema usado (2 ó 3 bandas).
2. De las 6 atmósferas analizadas, dos presentan en general sobreestimaciones (Escenario 2 (Continental 100 %) y Escenario 3 (Continental 80 % y marítimo 20 %)) y las otras

cuatro subestimaciones. Dicha observación es general a todos los esquemas, siempre y cuando se considere que esto está modulado por los *biases* y las dispersiones globales asociados a cada esquema específico. Se asocian dichas discrepancias al hecho de que la expresión de la transmitancia correspondiente a la Ec. (3.31) posee un valor universal de *backscattering* de aerosoles, y que el mismo puede estar subestimando o sobreestimando el valor real asociado a cada escenario en cuestión.

Más en particular, se puede ver que,

1. PCA-2-MD y PCA-2-SM: presentan los mejores resultados.
2. PCA-2-SM: Aunque las dos bandas que usa este esquema están más cercanas a 865 y por ende presentan mejor correlación (ver Fig. 4.3) lo que implicaría un mejor ajuste, en una de las bandas utilizadas (1240 nm) la señal del agua no es despreciable (la relación ρ_W/ρ_{ATM} para esta banda en el caso de aguas turbias puede llegar a $\approx 1/15$). Por el contrario en el PCA-2-MD para ambas bandas utilizadas ρ_W/ρ_{ATM} es prácticamente cero. Esto demuestra que la selección de bandas basada en el conocimiento físico del problema es crucial para el esquema de corrección; analizar únicamente la correlación no es suficiente.
3. PCA-3-MD: Se observa una tendencia media negativa. Si bien se usan más bandas para estimar $\rho_W(865)$, el ajuste empeora. Este hecho contraintuitivo se debe a que se usa información de la banda 1240, donde ρ_W es no nula. Esto último explica por qué el ajuste es mejor para aguas más claras: el $\rho_{TOA}(1240) = \rho_W(1240) + \rho_{ATM}(1240)$, pero en el esquema de inversión se asume $\rho_{TOA}(1240) = \rho_{ATM}(1240)$. Esto lleva, en promedio, a una sobreestimación de $\rho_{ATM}(865)$ que lleva a valores negativos del $\rho_W(865)$ estimado.
4. PCA-3-SM: El ajuste es muy malo y empeora para aguas más turbias. Esto se debe a que utiliza la señal proveniente de la banda 1044, y que la misma tiene una elevada señal en el agua en todos los casos analizados (véase Fig. 3.11).

4.5. Análisis de un esquema reducido

Los esquemas analizados previamente son válidos y generales, pero representan escenarios demasiado globales: el tipo y características de las atmósferas presentadas es muy amplio, y se supone que los ángulos de observación y solar son desconocidos. Calcular errores a partir de un esquema como este implicaría aplicar una corrección atmosférica general para una imagen donde las características atmosféricas son muy variables y no pueden ser estimados. En general, aparte de que, como se vio en las Figs. 4.5 a 4.8, los casos de atmósferas con valores de espesores ópticos de aerosoles, $\tau_{AER}(500nm)$, mayores a 0,40 (puntos rojos), son los que presentan mayor dispersión, lo mismo puede decirse de los casos en que el ángulo cenital de observación, θ_V , supera los 60° (recuérdese que el conjunto de las simulaciones se realizó para $0^\circ < \theta_V < 70^\circ$), como se ilustra en la Fig. 4.9, a continuación:

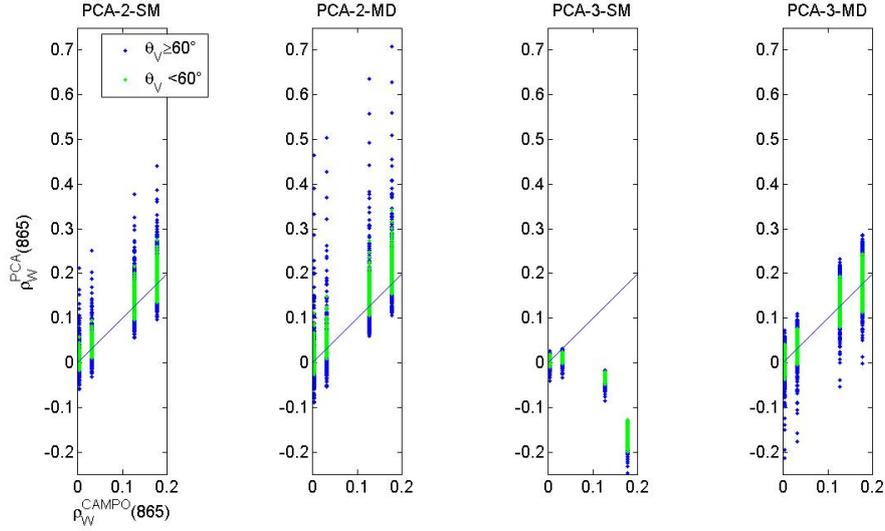


Figura 4.9: $\rho_W^{PCA}(865)$ vs. $\rho_W^{CAMPO}(865)$ para los cuatro esquemas propuestos, diferenciando los puntos asociados a $\theta_V > 60^\circ$.

La mayor dispersión de los puntos asociados a ángulos cenitales de observación elevados ($\theta_V > 60^\circ$) se puede explicar mediante el siguiente argumento: los fotones en estos casos recorren más camino en la atmósfera por lo que tienen más probabilidad de sufrir una mayor cantidad de eventos de dispersión o de ser absorbidos; y, dado que estos fenómenos son dependientes de la longitud de onda, mayor número de eventos implicará menor correlación entre bandas. Aparte, cualquier error en la expresión para la transmitancia se expresa más significativamente en estos casos; puesto que el factor de masa m es mayor y amplifica la eventual diferencia entre el coeficiente de *backscattering* de aerosoles real y el valor universal impuesto, $b_{b,AER} = 1/6$. Más allá de que estos casos más oblicuos son los que vulneran más fuertemente la hipótesis del índice de refracción delineada en §2.2.2.

En este sentido, dado que los casos en que $\tau_{AER}(500nm) > 0,40$ respresentan, según los datos de la estación de AERONET de CEILAP-BA (véase §3.3.2), mucho menos del 1% de los escenarios atmosféricos encontrados en la región; y que, los píxeles de una imagen con $\theta_V > 60^\circ$ son usualmente descartados del conjunto utilizado para el posterior procesado y obtención de datos biogeofísicos, se extrajo un subconjunto de simulaciones sobre el cual se aplicaron los esquemas de PCA, que coincide con el anterior excepto que ahora:

1. $\tau_{AER}(500) < 0,40$
2. $\theta_V < 60^\circ$

En las siguientes figuras presentamos un análisis por tipo y características de la atmósfera para este subconjunto de los datos.

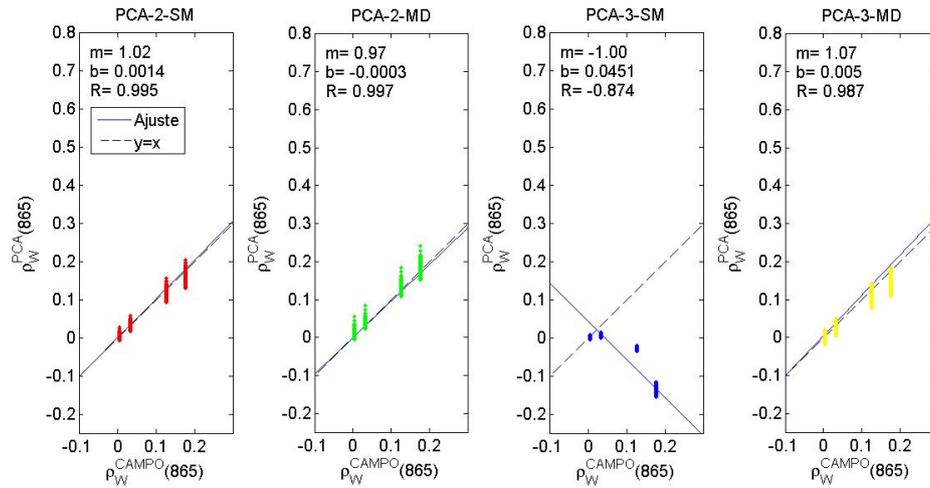


Figura 4.10: $\rho_W(865)$ estimado (PCA) vs. $\rho_W(865)$ medido (CAMPO) para los cuatro esquemas propuestos y los cuatro tipos de agua analizados.

Como se ve en la Fig. 4.10, los esquemas presentan estructuras similares al caso del conjunto global, pero con menor varianza. Sin embargo, los *bias* y las tendencias descritas anteriormente se mantienen. Esto demuestra que en estos esquemas basados en PCA, si se viola la hipótesis de $\rho_W = 0$ en las bandas utilizadas, el método no puede aplicarse ni para atmósferas muy transparentes. Como era previsible, este problema es más grave cuanto más brillante es el agua (caso PCA-3-SM).

4.6. Análisis de error absoluto

Dado que la dispersión de los datos en todos los modelos es esencialmente la misma para todos los valores de ρ_W^{CAMPO} de entrada al modelo, una forma simple de caracterizar la bondad de cada uno de los esquemas es mediante el error absoluto medio. En la siguiente tabla, se informa el valor del error absoluto medio, para todos los esquemas, todos los tipos de agua, y para el caso global (Tabla 4.3) y el esquema reducido (Tabla 4.4).

Error absoluto medio (Conjunto global)					
ESQUEMA	RdP1	RdP2	RdP3	RdP4	Global
PCA-2-SM	0.0030	0.0038	0.0087	0.0136	0.0073
PCA-2-MD	0.0041	0.0042	0.0078	0.0105	0.0066
PCA-3-SM	0.0025	0.0251	0.1553	0.3245	0.1269
PCA-3-MD	0.0065	0.0077	0.0139	0.0238	0.0130

Tabla 4.3: Errores absolutos medios de los esquemas propuestos para cada río (RdP 1, 2, 3 y 4) y totales (conjunto global)

Error absoluto medio (Conjunto recortado)					
ESQUEMA	RdP1	RdP2	RdP3	RdP4	Global
PCA-2-SM	0.0021	0.0026	0.0061	0.0104	0.0053
PCA-2-MD	0.0029	0.0028	0.0051	0.0068	0.0044
PCA-3-SM	0.0024	0.0250	0.1532	0.3190	0.1249
PCA-3-MD	0.0051	0.0060	0.0110	0.0213	0.0109

Tabla 4.4: Errores absolutos medios de los esquemas propuestos para cada río (RdP 1, 2, 3 y 4) y totales (conjunto reducido por espesores ópticos de aerosoles y ángulos cenitales de observación.)

El análisis puede separarse en dos categorías: aguas más claras (RdP1) y más turbias (RdP2, 3 y 4).

1. Aguas más claras (RdP1): Para estas aguas más claras ($\rho_W(1044) < 0,01$) todos los esquemas funcionan bien (el error medio es bajo). Debido a que ρ_W es casi cero para todas las bandas utilizadas, el efecto de la correlación de cada banda con la 865 es el que determina el error máximo. Por ende, los esquemas que utilizan las bandas espectralmente más cercanas a 865 son las que tienen menos error. Asimismo, las bandas que logren explicar la varianza observada con menos bandas tendrán menos error.
2. Aguas turbias (RdP2, 3 y 4): El error aumenta para agua más turbias. Sin embargo los esquemas de 2 bandas presentan menos error porque sólo incluyen bandas donde $\rho_W \approx 0$ (es decir, eluden la banda 1044). El error total de cada esquema muestra que el PCA-3-SM es el que peor desempeño tiene debido que incluye dos bandas con ρ_W no despreciable, 1044 y 1240, sobre todo en la primera banda de esta dupla. Los esquemas con menor error son los de 2 bandas, siendo PCA-2-MD el marginalmente mejor.

En síntesis, en los casos de aguas más claras, los esquemas que mejor corrigen son aquellos que utilizan las bandas más correlacionadas (atmosféricamente) con la banda a corregir, 865 nm; mientras que, en los casos de aguas más turbias, los esquemas que evitan las bandas con señal del agua son aquellos cuya *performance* es superior. Desde un punto de vista global, en términos de error absoluto medio, el esquema que mejor corrige es el PCA-3-MD, es decir, el único que utiliza bandas de corrección libres de señal proveniente del agua.

Capítulo 5

Conclusiones y trabajo a futuro

Esta tesis tuvo como objetivo final el de simular valores esperables de reflectancias a tope de la atmósfera en la región del Río de la Plata, para luego implementar sobre estos valores un esquema semi-empírico para estimar la reflectancia en aguas turbias en la banda de 865 nm con el fin de mejorar la corrección atmosférica en aguas turbias. Estos dos pasos, denominados modelo directo e inverso, respectivamente, fueron planteados para ser simulados sobre un sistema satélite-sensor con las características propuestas para misión satelital argentino-brasileña SABIA-MAR. Para poder abordar esta tarea, el trabajo se dividió en dos instancias fundamentales:

La primera, asociada al modelo directo, constó en simular la reflectancia al tope de la atmósfera en las bandas espectrales ubicadas en las regiones visible (VIS), de infrarrojo cercano (NIR) y de infrarrojo de onda corta (SWIR) del sensor SABIA-Mar teniendo en cuenta diferentes condiciones del sistema agua-atmósfera esperables del Río de la Plata y geometrías de observación e iluminación. Para poder realizar esta primera parte, se puso en funcionamiento un código de transferencia radiativa basado en el método de órdenes sucesivos de dispersión y diseñado específicamente para escenarios acuáticos y terrestres en el rango espectral comprendido entre 200 nm y 4000 nm ; al cual se alimentó con valores de parámetros de entrada representativos del problema de estudio. Algunos de estos valores fueron introducidos a partir de modelos experimentales y teóricos o expresiones aproximadas de validez global y otros fueron introducidos a partir del estudio de una serie de bases de datos de campos disponibles para la región.

La recopilación de datos de campo incluyó datos ópticos de aerosoles, vientos en superficie y firmas espectrales de aguas del Río de la Plata. Históricamente, la región del Río de la Plata (y en general, gran parte de la plataforma continental argentina) es una zona con baja disponibilidad de datos radiométricos; y que los mismos son esenciales para la calibración y validación de imágenes de color del mar, parte de este trabajo fue participar en tareas de campo para aportar al enriquecimiento de esta emergente base de datos.

La segunda instancia tuvo como objetivo plantear un modelo de inversión, es decir, corregir atmosféricamente las reflectancias simuladas a TOA. En otras palabras, poder generar un algoritmo que retribuyera los valores introducidos de reflectancias del agua a partir de los obtenidos al TOA. Dicho esquema fue planteado únicamente en la banda de 865 nm apelando a la correlación existente en la componente atmosférica de la señal a TOA en las bandas destinadas a la corrección atmosférica ubicadas en la región SWIR del espectro: es decir: 1044 , 1240 , 1640 y 2130 nm con la banda a corregir, es decir 865 nm , y la hipótesis de que la reflectancia del agua es nula en estas bandas (píxel negro). Esas bandas tienen la característica de que a medida que se alejan en distancia espectral de 865 nm , la correlación disminuye con la de 865 nm ; pero también la señal del agua disminuye considerablemente

hasta anularse a partir de la banda 1640, lo cual favorece el esquema propuesto; puesto que el mismo depende de la validez de la hipótesis de píxel negro. En este esquema, la señal proveniente del agua en estas bandas es confundida como proveniente de la atmósfera lo que genera subestimaciones en $\rho_W(865)$.

Cuatro esquemas fueron propuestos, cuya diferencia radicó esencialmente en cuántas (2 ó 3) y cuáles de estas bandas de corrección se utilizaron. Las *performances* de los mismos dependieron esencialmente de los dos factores contrapuestos mencionados previamente (distancia espectral y validez del píxel negro en las bandas de corrección). Los resultados exhibieron que el desempeño dependió fuertemente de los escenarios atmosféricos (tipo y cantidad de aerosoles presentes en la atmósfera) y del ángulo cenital de observación; siendo los casos con valores de espesores ópticos y ángulos cenitales de observación elevados, $\tau_{AER}(500) \geq 0,40$ y $\theta_V \geq 60^\circ$, los que presentaron más discrepancias con los valores esperados. Esto es consistente puesto que, en estos casos, la correlación entre bandas se debilita, sumado a que un pequeño error en los parámetros de entrada del coeficiente de transmitancia difusa de la atmósfera amplifica al máximo el error en el cálculo de dicho parámetro, y esto se traduce en mayor error en la estimación de $\rho_W(865)$. Por el hecho de que escenarios con estas condiciones son raramente encontrados en la región o bien raramente utilizables para ser procesados y obtener de ellos magnitudes biogeofísicas, se analizó la *performance* no sólo para el conjunto global, sino también para el conjunto reducido por estas condiciones. Aparte, el desempeño dependió de la magnitud de la señal del agua: en los casos en que esta era menor, los esquemas con bandas más correlacionados fueron los más exitosos. Analizando la *performance* global de los esquemas, el que menos error absoluto medio comete es el que utiliza las bandas del SWIR 1640 y 2130 (PCA-2-MD), es decir, las más débilmente correlacionadas con 865; pero también las únicas bandas completamente libres de señal del agua, en todos los casos. Este valor resulta, para el conjunto global de simulaciones, de 0,066. Esto indica que, frente a los dos factores que rigen la *performance* de los esquemas, en principio, el que más influye es el asociado a la señal procedente del agua.

El trabajo a futuro a esta tesis radica en: continuar ampliando la base de datos radiométricos en aguas turbias del Río de la Plata; profundizar en la modelización de aerosoles; y extender el esquema de corrección de la banda centrada en 865 *nm* hacia un esquema de corrección atmosférica en la región del visible. Esta extensión se puede realizar en dos pasos fundamentales: el primero, la estimación de $\rho_{ATM}(765)$ a partir de la alta correlación existente entre esta magnitud y $\rho_{ATM}(865)$ [16]; En el conjunto de simulaciones utilizado en este trabajo, se verificó esta alta correlación.

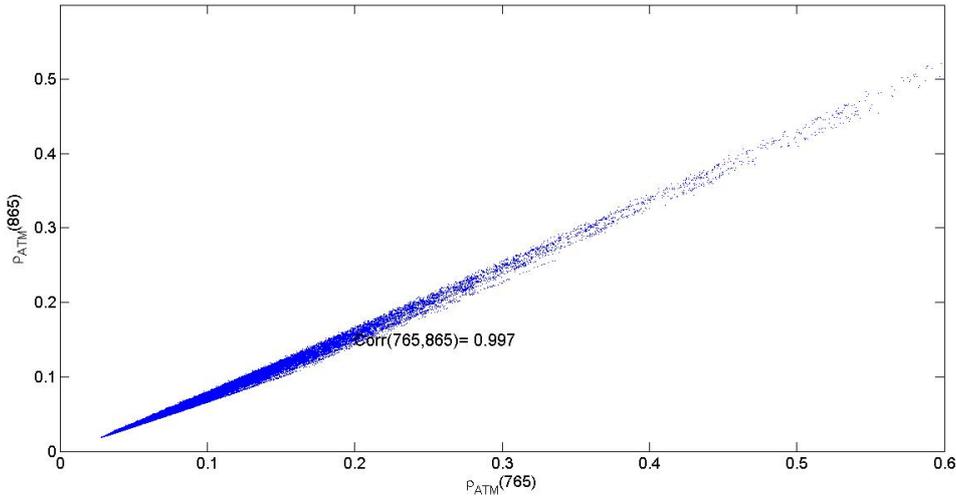


Figura 5.1: $\rho_{ATM}(765)$ vs. $\rho_{ATM}(865)$ para el conjunto de simulaciones utilizado para la descomposición en componentes principales. Obsérvese la elevada correlación existente entre dichas bandas, lo cual era esperado.

El segundo, la utilización de estas magnitudes para aplicar finalmente un algoritmo de corrección atmosférica estándar de aguas claras [11].

En los últimos años, la República Argentina ha comenzado a interesarse en explotar de manera controlada los recursos que ofrece su plataforma continental, la cual, aparte de su formidable extensión, posee una excepcional riqueza en recursos pesqueros. Como parte de esta iniciativa es que la Comisión Nacional de Actividades Espaciales puso en marcha el proyecto SABIA-Mar en conjunto con agencias espaciales extranjeras. Dicha misión satelital, a través de las imágenes que genere en el futuro, brindará ayuda a la comunidad argentina para profundizar en el entendimiento de los procesos biológicos que rigen en nuestra plataforma y así brindar herramientas para el planeamiento de una explotación sustentable de los recursos biológicos que se hallan en ella; pero el éxito de esta misión depende pura y exclusivamente del buen diseño del sistema orbitante, entre otras cosas. Para lograr esto, el país requiere en este momento recursos humanos con formación en ciencias duras que puedan abordar los potenciales conflictos de diseño que la misión pudiere tener mediante modelos físico-matemáticos y simulaciones; dado que una vez llevado a cabo el lanzamiento, difícilmente pueda reacomodarse el diseño en el espacio exterior. El trabajo de esta tesis tuvo como motivación principal aportar, aunque sea humildemente, en este sentido, y en este mismo sentido es que nuestros esfuerzos deben ser enfocados para finalmente comenzar a aprovechar los recursos que ofrece el mar argentino de manera controlada y sustentable.

Apéndice A

Revisión de esquemas básicos de correcciones atmosféricas

A.1. Corrección atmosférica estándar: píxel negro en el NIR

El algoritmo actualmente utilizado por defecto para corregir la señal proveniente de la atmósfera fue propuesto por Gordon y Wang en el año 1994 [11], y se basa en el hecho de que para la gran mayoría de las regiones abarcadas por los cuerpos de agua terrestres, la reflectancia proveniente del agua en la región del infrarrojo cercano (NIR) es prácticamente nula (véase Fig. A.1). Dicho fenómeno se debe principalmente a la fuerte absorción del agua líquida en dicha región del espectro. El algoritmo fue diseñado para ser aplicado en imágenes provenientes del sensor SeaWiFS (que portaba dos bandas en el NIR centradas en 765 nm y 865 nm) previo a su puesta en órbita, y sigue siendo utilizado tras 5 años de su inactividad en otros sensores remotos. Esta mayoría de escenarios donde dicho algoritmo es aplicable se compone, generalmente, de los océanos abiertos en las regiones donde no haya demasiada actividad biológica (es decir, en regiones con concentraciones relativamente bajas de clorofila) y en aguas con bajas concentraciones de sedimentos y material orgánico en suspensión. En la Fig. A.1 se muestran valores medidos de reflectancias justo sobre el agua en escenarios muy contrastantes: el Río de la Plata, donde la reflectancia en el NIR es claramente no nula en la gran mayoría de los casos, y el Golfo San Matías, donde la reflectancia en NIR suele ser cercana a nula en la mayoría de los casos.

El algoritmo es descrito en la siguiente enumeración:

1. Se parte de la Ec. (2.40) en las longitudes de onda correspondientes al NIR, 765 nm y 865 nm . Se obtiene a partir de ρ_{TOA} una radiancia corregida, ρ_C , tras remover la componente debida a la dispersión Rayleigh (ρ_{RAY}); evadir la región de reflexión especular directa (ρ_G); y utilizar un modelo basado en la intensidad del viento para remover el efecto de la espuma ((ρ_{WC}))¹, se deduce que,

$$\rho_C(765) = \rho_A(765) \quad \rho_C(865) = \rho_A(865) \quad (\text{A.1})$$

dado que se asume como válida la hipótesis de píxel negro.

2. Se asume que los aerosoles presentes en la atmósfera corresponden a algún subconjunto de N especies perteneciente a un catálogo estandarizado de aerosoles

¹Aquí se asume un factor empírico basado en revisión de imágenes previas para evadir la dependencia de la transmitancia atmosférica debida a aerosoles. La discrepancia que pueda llegar a ofrecer esto es despreciable; puesto que tanto f como $\rho_{WC}(NIR)$ son pequeños.

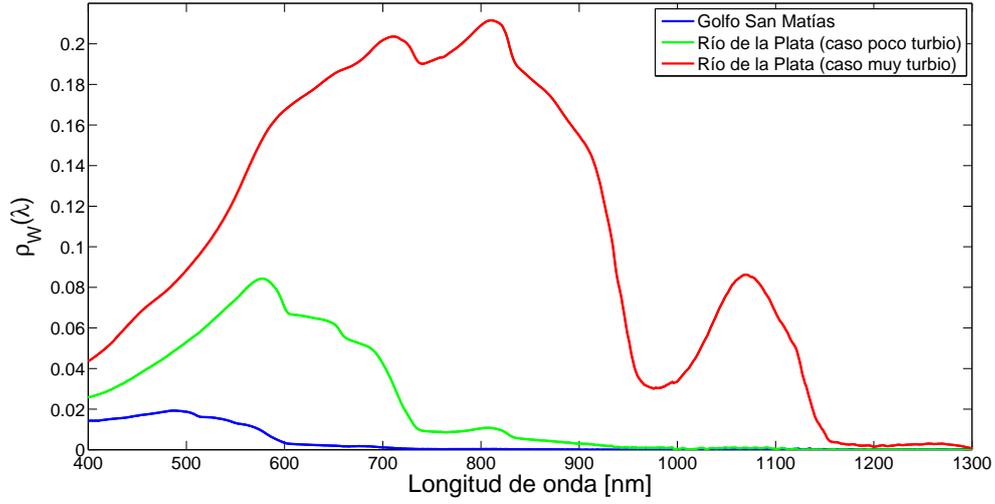


Figura A.1: Reflectancias medidas sobre cuerpos de agua con características espectrales muy diferentes: el río de la Plata, donde la asunción $\rho_W(NIR) = 0$ no es válida ni en condiciones de aguas muy turbias ni muy claras; y el Golfo San Matías, donde generalmente dicha hipótesis es aplicable. Reflectancia del Golfo de San Matías: cortesía de Gabriela Williams (CENPAT/CONICET).

(por ej. el catálogo de la WMO [58] o el de Shettle y Fenn [39]). Dicho subconjunto es obtenido al comparar los valores de $\rho_A(NIR)$ del píxel medido por el sensor con los obtenidos para cada especie de aerosol dentro del catálogo (computados a partir de un modelo de transferencia radiativa) y quedándose con aquellos cuyos valores de $\rho_A(NIR)$ coincidan más con el medido.

3. Se estima un valor de $\varepsilon(765, 865)$, siendo este factor definido a partir de un par cualquiera de longitudes de onda como

$$\varepsilon(\lambda_i, \lambda_j) = \frac{\rho_{AER,S}(\lambda_i)}{\rho_{AER,S}(\lambda_j)} \quad (A.2)$$

Aquí, $\rho_{AER,S}$ es la reflectancia de aerosoles por dispersión simple, es decir, la debida a procesos en los que los fotones interactúan una sola vez con una partícula de aerosol previo a arribar al sensor. El sentido de utilizar esta magnitud es que es fácilmente computable a partir de las propiedades físicas de determinada especie de aerosol y de las características geométricas de iluminación-observación de la imagen:

$$\rho_{AER,S} = \frac{\omega_{AER}\tau_{AER}p_{AER}(\theta_S, \theta_V)}{4\cos(\theta_S)\cos(\theta_O)} \quad (A.3)$$

Dicha expresión se deduce a partir de la relación entre la reflectancia y la radiancia (Ec. (2.38)) y de la siguiente expresión para la radiancia correspondiente a este tipo de procesos:

$$A_{ER,S} = \frac{\omega_{AER}\tau_{AER}p_{AER}(\theta_S, \theta_V)}{4\pi\cos(\theta_O)} \quad (A.4)$$

donde ω_{AER} , τ_{AER} y p_{AER} son el albedo de dispersión simple, el espesor óptico y la función de fase del aerosol, respectivamente (véase). Aquí, el factor 4π normaliza la

función de fase y el factor $1/\cos(\theta_V)$ da cuenta de la cantidad de atmósfera atravesada desde el aerosol dispersor hasta el sensor.

El valor de $\varepsilon(765, 865)$ elegido corresponde al promedio de los N valores correspondientes al subconjunto de aerosoles mencionado previamente, del cual se conocen todas las propiedades físicas requeridas:

$$\varepsilon(765, 865) = \sum_{i=1}^N \varepsilon_i(765, 865) \quad (\text{A.5})$$

Dicho procedimiento funciona razonablemente debido a que los valores de ε obtenidos de cada una de las especies son todos cercanos al valor correcto. Esto se debe a que los efectos de dispersión múltiple en 765nm y 865nm son pequeños pues la dispersión por Rayleigh es mínima en esta región del espectro. Entonces, el hecho de haberse quedado con modelos en los que $\rho_A(NIR)_{medido} \approx \rho_A(NIR)_{modelado}$ implica que también valdrá que $\rho_{AER}(NIR)_{medido} \approx \rho_{AER}(NIR)_{modelado}$, lo cual asumiendo que el número de eventos de dispersión es relativamente similar entre ambos casos implica que $\rho_{AER,S}(NIR)_{medido} \approx \rho_{AER,S}(NIR)_{modelado}$.

4. Una vez calculado $\varepsilon(765, 865)$, este se hallará encerrado entre dos valores de este cociente de los N computados, correspondientes a las especies que llamaremos A y B , es decir:

$$\varepsilon_A(765, 865) < \varepsilon(765, 865) < \varepsilon_B(765, 865) \quad (\text{A.6})$$

Luego, a partir de haber determinado estas dos especies A y B , se obtienen $\varepsilon_A(\lambda, 865)$ y $\varepsilon_B(\lambda, 865)$ para cualquier valor de λ de interés. Entonces se asume que el valor de $\varepsilon_{obtenido}(\lambda, 865)$ está encerrado entre estos dos valores:

$$\varepsilon_A(\lambda, 865) < \varepsilon(\lambda, 865) < \varepsilon_B(\lambda, 865) \quad (\text{A.7})$$

y el valor optado se obtiene mediante una interpolación lineal a partir de la Ec. (A.6)².

5. Una vez computado $\varepsilon(\lambda, 865)$, se puede obtener $\rho_{AER,S}(\lambda)$ a partir de $\rho_{AER,S}(865)$ dado que

$$\rho_{AER,S}(\lambda) = \varepsilon(\lambda, 865)\rho_{AER,S}(865) \quad (\text{A.8})$$

y $\rho_{AER,S}(865)$ puede ser obtenido interpolando linealmente a partir de la Ec. (A.6) los valores de $\rho_{AER,S}^A(865)$ y $\rho_{AER,S}^B(865)$.

6. Por último se computa la relación (casi-lineal) entre $\rho_{AER,S}(\lambda)$ y $\rho_A(\lambda)$ para las especies A y B y se determina la relación entre $\rho_{AER,S}(\lambda)$ y $\rho_A(\lambda)$ interpolando nuevamente. De esta forma se arriba a $\rho_A(\lambda)$ para cualquier valor de λ deseado (dentro de un rango no muy distante a 865 nm , por ej. el visible), y esta componente puede ser finalmente removida de la señal. A su vez, el espesor óptico de aerosoles puede ser determinado interpolando y de esta forma, la transmitancia difusa calculada; con lo que finalmente se arriba al valor de interés, es decir $\rho_W(\lambda)$.

²Para entrar en detalle acerca de la validez de este paso, véase [11]

Este algoritmo ha demostrado buen desempeño en escenarios donde la asunción de píxel negro es válida. Lamentablemente, esta condición excluye gran parte de las regiones costeras, que resultan ser las de mayor interés en general; por lo que un esquema de corrección atmosférica que se extienda a dichas zonas es crucial.

A.2. Corrección atmosférica para aguas ópticamente complejas

Varios esquemas con diferentes rangos de aplicabilidad fueron diseñados e implementados para regiones de aguas turbias basadas en un rango amplio de hipótesis adicionales, que sustituyen las que no son válidas. A continuación se relatan dos esquemas basados en dos hipótesis entre las más frecuentadas para resolver este problema.

A.2.1. Hipótesis de homogeneidad espacial

Previo a relatar el esquema, es clarificante recordar cuáles eran las incógnitas y las relaciones que se tenían en el esquema de aguas claras:

1. Tras corregir el píxel medido por dispersión Rayleigh, por espuma y habiendo eludido la reflexión especular del limbo solar, se tiene:

$$\rho_C(\lambda_i) = \rho_A^I(\lambda_i) + t^I(\lambda_i)\rho_W(\lambda_i) \quad \forall i = 1, \dots, N \quad (\text{A.9})$$

siendo I el modelo de aerosoles a determinar, i el número de banda del sensor y N el número total de bandas de interés. Se asumirá por simplicidad que el sensor en cuestión es el SeaWiFS; por lo que $N = 8$ y para $1 < i < 6$, las bandas corresponden al visible; mientras que $i = 7, 8$ son bandas en el NIR ($765nm$ y $865nm$).

2. También se conoce, una vez determinado el modelo de aerosoles I , el parámetro espectral ε :

$$\varepsilon(\lambda_i, \lambda_j) = \frac{g^I(\rho_A^I(\lambda_i))}{g^I(\rho_A^I(\lambda_j))} \quad (\text{A.10})$$

siendo g^I la transformación casi-lineal que lleva ρ_A^I a $\rho_{AER,S}^I$

Esto implica un total de 15 ecuaciones (las 8 de la Ec. (A.9) y las 7 de la Ec. (A.10)) para 17 incógnitas (los 8 valores de ρ_A , los 8 valores de ρ_W y el modelo de aerosoles a determinar, I). El sistema se cerraba con la asunción de píxel negro que imponía dos condiciones más:

$$\rho_W(\lambda_i) = 0 \quad i = 7, 8 \quad (\text{A.11})$$

En aguas donde la validez de esta condición es vulnerada, es necesario implementar otras dos condiciones. En el trabajo de Ruddick et al. 2000 [15] se propone la *hipótesis de homogeneidad espacial en la región del NIR*. La misma asume los parámetros $\alpha_{7,8}$ y $\delta_{7,8}$ como valores fijos en una región acotada alrededor de determinado píxel en la imagen, siendo

$$\delta_{7,8} = \frac{\rho_A(\lambda_7)}{\rho_A(\lambda_8)} \quad (\text{A.12})$$

$$\alpha_{7,8} = \frac{\rho_W(\lambda_7)t(\lambda_7)}{\rho_W(\lambda_8)t(\lambda_8)} \quad (\text{A.13})$$

Dichos valores pueden ser obtenidos por procesos de calibración de la región de la imagen (véase [15]) donde se asume válida la hipótesis de homogeneidad. A partir de las Ecs. (A.9), (A.10) y (A.13), se puede despejar una nueva relación entre $\rho_A(\lambda_{7,8})$ y $\rho_C(\lambda_{7,8})$:

$$\rho_A(\lambda_8) = \frac{\alpha_{7,8}\rho_C(\lambda_8) - \rho_C(\lambda_7)}{\alpha_{7,8} - \delta_{7,8}} \quad (\text{A.14})$$

$$\rho_A(\lambda_7) = \left(\frac{\alpha_{7,8}\rho_C(\lambda_8) - \rho_C(\lambda_7)}{\alpha_{7,8} - \delta_{7,8}} \right) \delta_{7,8} \quad (\text{A.15})$$

Tras haber obtenido estas expresiones para $\rho_A(\lambda_7)$ y $\rho_A(\lambda_8)$, el esquema ya se halla en las mismas condiciones que la instancia inicial del caso de píxel negro; por lo que el mismo continúa de la misma forma que en el caso anterior. Obsérvese que de las expresiones en la Ec. (A.15) se recupera el resultado previo (Ec. (A.1)) tomando cualesquiera de los dos límites posibles $\alpha_{7,8} \rightarrow 0$ o $\alpha_{7,8} \rightarrow \infty$

El mayor problema de este método reside en el hecho de que, en muchas ocasiones, la asunción de homogeneidad espacial no es válida o bien es difícil estimar el rango espacial de validez. Aparte, el requerimiento de computar los valores de los parámetros $\alpha_{7,8}$ y $\delta_{7,8}$ para múltiples regiones reducidas de una imagen implica un agregado al costo computacional que ya tenía el esquema previo.

A.2.2. Hipótesis de píxel negro en el SWIR

La generación de sensores fue lanzada al espacio tras el SeaWiFS, esencialmente el MODIS (Aqua y Terra) y el VIIRS, tiene incorporadas aparte de las bandas en el VIS y el NIR, bandas en el infrarrojo cercano (SWIR). Dichas bandas son utilizadas actualmente para la corrección atmosférica en regiones de aguas ópticamente complejas a partir de una familia de esquemas que intentan solventar la invalidez de la asunción de píxel negro en el NIR. Esto es posible debido a que la absorción del agua líquida en esa región del espectro es aproximadamente 10 veces mayor que en el NIR; por lo que la hipótesis de píxel negro sigue siendo válida en esta región del espectro, incluso para aguas ópticamente complejas. Precisamente, para el caso extremo del Río de la Plata, esta hipótesis comienza a vulnerarse también en la banda del SWIR centrada en $1240nm$; por lo que este cuerpo de agua resulta un desafío aún mayor a la hora de aplicar una corrección atmosférica basada en las bandas del SWIR. En el trabajo de Wang y Shi 2005 [32], se propone utilizar estas bandas para poder estimar la componente de la reflectancia en el NIR debida al agua ($\rho_W(NIR)$), y de esa forma, sustraerla de la reflectancia corregida para así poder obtener la componente ρ_A . Una vez realizado este procedimiento, se procede con el esquema habitual de aguas claras. La problemática esencial que tienen las bandas del SWIR es que las mismas no fueron diseñadas con la misma calidad que las del NIR, y su razón ruido-síñal (SNR) es mayor. Dicho problema sumado a una mayor inestabilidad temporal de dichas bandas, implica, a la hora de utilizarlas para la corrección atmosférica, la necesidad de una *calibración vicaria* basada en las bandas NIR, portadoras de valores de SNR menores. Para efectuar dicha calibración es necesario que la imagen tratada posea alguna región donde la hipótesis de píxel negro tanto en el SWIR como en el NIR sea válida; y una vez efectuada la calibración el esquema se puede desarrollar en los siguientes pasos:

1. Los valores de $\rho_C(SWIR)$ son utilizados de manera equivalente que los casos de aguas claras, asumiendo píxel negro en el SWIR, para obtener un modelo de aerosoles extrapolable a las bandas del NIR.

2. Luego se obtienen, a partir de dicho modelo de aerosoles, los valores de $\rho_W(NIR)$.
3. Finalmente, sustrayendo de $\rho_C(SWIR)$ estos valores, el esquema se halla en las condiciones iniciales correspondiente a aguas claras.

Bibliografía

- [1] National Oceanic and Atmospheric Administration, <http://tidesandcurrents.noaa.gov/hab/overview.html>
- [2] Plourde, S., and Runge, J. A. 1993. *Reproduction of the planktonic copepod Calanus finmarchicus in the Lower St Lawrence Estuary: relation to the cycle of phytoplankton production and evidence for a Calanus pump*. Marine Ecology Progress Series, 102: 217-227
- [3] Runge, J. A., and Plourde, S. 1996. *Fecundity characteristics of Calanus finmarchicus in coastal waters of eastern Canada*. Ophelia, 44: 171-187
- [4] Doxaran, D., Castaing, P., Lavender, S. J. (2006), *Monitoring the maximum turbidity zone and detecting fine-scale turbidity features in the Gironde estuary using high spatial resolution satellite sensor (SPOT HRV, Landsat ETM+) data*. International Journal of Remote Sensing. v. 27, n. 11, p. 2303-2321.
- [5] Framiñan, M. y O. Brown (1996), *Study of the Río de la Plata turbidity front, Part 1: Spatial and temporal distribution*, Cont. Shelf Res., 16, 1259-1282, doi:10.1016/0278-4343(95)00071-2.
- [6] Acha EM, H Mianzan, G Guerrero, M Favero y J Bava, 2004, *Marine fronts at the continental shelves of austral South America: physical and ecological processes*. J Mar Sys., 44: 83-105.
- [7] Macchi G J, E M Acha y C A Lasta, 1996, *Desove y fecundidad de la corvina rubia (Micropogonias furnieri, Desmarest, 1826) en el estuario del Río de la Plata, Argentina*. Boletín del Instituto Español de Oceanografía, 12: 99-113.
- [8] Acha E M, H W Mianzan, C A Lasta y R A Guerrero, 1999, *Estuarine spawning of the whitemouth croaker Micropogonias furnieri (Pisces: Sciaenidae) in the Río de la Plata, Argentina*. Marine and Freshwater Research, 50: 57-65.
- [9] Jaureguizar, A, R Menni, C Bremec, H Mianzan y C. Lasta, 2003. *Fish assemblage and environmental patterns in the Río de la Plata estuary*. Estuarine Coastal and Shelf Science, 56(5-6): 921-933.
- [10] Gordon, H.R., Voss, K.J., 1999. NASA Technic Document, Under Contract Number NAS5-31363, Version 4.
- [11] Gordon, H. R., y Wang, M. (1994), *Retrieval of water-leaving radiance and aerosol optical thickness over the oceans with SeaWiFS: A preliminary algorithm*. Applied Optics, 33, 443-452.

- [12] Siegel DA, Wang MH, Maritorena S, et al. (2000), *Atmospheric correction of satellite ocean color imagery: the black pixel assumption*. Applied Optics, 39: (21) 3582-3591
- [13] Stumpf, R. P., Arnone, R. A., Gould, R. W., Jr., Martinolich, P. M., y Ransibrahmanakul, V. 2003. NASA Tech. Memo. 206892.
- [14] Bailey, S. W., Franz, B. A., y Werdell, P. J. (2010). *Updated NIR water-leaving radiance estimation for ocean color data processing*. Optics Express, 18, 7521-7527.
- [15] Ruddick K. y Ovidio F. y Rijkeboer M. *Atmospheric correction of SeaWiFS imagery for turbid coastal and inland waters (2000)*. Applied Optics, Vol. 39(6) pp. 897-912.
- [16] Ruddick K G, V De Cauwer, Y Park y G Moore. (2006). Seaborne measurements of near infrared water-leaving reflectance - the similarity spectrum for turbid waters. Limnology and Oceanography, 51(2): 1167-1179.
- [17] Guerrero, R.A., E.M. Acha, M.B. Framiñan y C.A. Lasta (1997): *Physical oceanography of the Río de la Plata Estuary, Argentina*. Continental Shelf Research, 17(7), 727-742.
- [18] Mianzan, H. W.; Acha, E. M.; Guerrero, R. A.; Ramírez, F.C.; Sorarrain, D. R.; Simionato, C.G.; Borús, R. (2001). *South brazilian marine fauna in the río de la plata estuary: discussing the barrier hypothesis*. Colacmar IX (Congreso Latinoamericano en Ciencias Marinas). Isla San Andrés, Colombia. 16 al 20 de septiembre de 2001.
- [19] Dogliotti, A.I., Ruddick, K., Nechad, B., and Lasta, C. (2011), *Improving water reflectance retrieval from MODIS imagery in the highly turbid waters of La Plata River*. Proceedings of VI International Conference: Current problems in optics of natural waters (ONW 2011). Publishing House Nauka of RAS, 2011. p. 152. Saint-Petersburg, Russia. 6-10 September, 2011.
- [20] Knaeps, E., Raymaekers, D., Sterckx, S., Ruddick, K., Dogliotti, A. I. (2012). *In-situ evidence of non-zero reflectance in the OLCI 1020 nm band for a turbid estuary*. Remote sensing of Environment, Sentinel Special issue, 120: 133-144
- [21] Mishchenko, M., Travis, L., Lacis, A., *Scattering, Absorption and Emission of Light by small particles*, Third electronic release, Cambridge University Press.
- [22] Lafrance, B. *User's Guide, Successive Orders of Scattering Code*. Versión 5.0, CNES, Laboratoire de Optique Atmosphérique.
- [23] Cox C., Munk W. H., *Measurements of the Roughness of the Sea Surface from Photographs of the Sun's Glitter*, J. Optical Soc. America, Vol. 44, No. 11, 1954.
- [24] Hammad A., Chapman S., *The primary and secondary scattering of sunlight in a plane stratified atmosphere of uniform composition*. Philos Mag 1939; 28:99.
- [25] Min Q, Duan M., *A successive order of scattering model for solving vector radiative transfer in the atmosphere*. JQRST 2004;87:243-59
- [26] Mueller, J. L., Davis, C., Arnone, R., Frouin, R., Carder, K., Lee, Z. P., et al. (2000). *Above-water radiance and remote sensing reflectance measurements and analysis protocols*. Greenbelt, Maryland: National Aeronautical and Space Administration.
- [27] Mathworks Official Site: <http://www.mathworks.com>

- [28] Bodhaine, B. A., Wood, N. B., Dutton, E. G., Slusser, J. R., *On Rayleigh Optical Depth Calculations*, *Journal of atmospheric and oceanic technology*, Volume 16, 21 January 1999 and 3 May 1999
- [29] Chiara Levoni, Marco Cervino, Rodolfo Guzzi, Francesca Torricella *Atmospheric aerosol optical properties: a database of radiative characteristics for different components and classes* *Applied Optics*, Vol. 36, Issue 30, pp. 8031-8041 (1997)
- [30] Ahmad, Ziauddin, Bryan A. Franz, Charles R. McClain, Ewa J. Kwiatkowska, Jeremy Werdell, Eric P. Shettle and Brent N. Holben, *New aerosol models for the retrieval of aerosol optical thickness and normalized water-leaving radiances from the SeaWiFS and MODIS sensors over coastal regions and open oceans.*
- [31] Robert Frouin, Bruno Pelletier. *Bayesian Methodology for Ocean Color Remote Sensing. 66 pages. 2013. hal – 00822032*
- [32] Wang, Menghua and Wei Shi (2005), *Estimation of ocean contribution at the MODIS near-infrared wavelengths along the east coast of the U.S.: Two case studies*, *Geophysical Research Letters*, Vol. 32, L13606, doi:10.1029/2005GL022917, 2005
- [33] David J. Griffiths, *Introduction to Electrodynamics* (4th Edition) October 6, 2012
- [34] Gary E. Thomas and Knut Stames, *Radiative Transfer in the Atmosphere and Ocean*, Cambridge Atmospheric and Space Science Series, Cambridge University Press.
- [35] Dogliotti A., Grings F., Gossn J., Perna P., Salvia M., Karszenbaum H., Frouin R., *Evaluación de las distintas componentes de la radiación solar que llegan al sensor para el estudio del color del mar: su aplicación en la costa occidental de océano atlántico. Parte B.* Agosto 2014.
- [36] Dogliotti A., Grings F., Gossn J., Perna P., Salvia M., Karszenbaum H., Frouin R., *Evaluación de las distintas componentes de la radiación solar que llegan al sensor para el estudio del color del mar: su aplicación en la costa occidental de océano atlántico. Parte A.* Diciembre 2014.
- [37] Otero, L., Ristori, P., Holben, B., Quel, E., *Espesor óptico de aerosoles durante el año 2002 para diez estaciones pertenecientes a la red AERONET-NASA*, *Óptica Pura y Aplicada*.
- [38] Thuillier, G., M. Hersé, P. C., Simon, D. Labs, H. Mandel, D. Gillotay, and T. Foujols, *The solar spectral irradiance from 200 to 2400 nm as measured by the SOLSPEC spectrometer from the ATLAS 1-2-3 and EURECA missions*, *Solar Physics*, to be submitted, 2002.
- [39] Shettle E., Fenn R., *Models for the Aerosols of the Lower Atmosphere and the Effects of Humidity on Their Optical Properties* USAF, Air Force Systems Command, Airforce Geophysics Laboratory, Optical Physics Division. 20 September 1979.
- [40] Nishizawa T., Okamoto H., Takemura T., Sugimoto N., Matsui I., Shimizu A.,
- [41] Koepke, P., *Effective reflectance of oceanic whitecaps* *Applied Optics*, Vol. 23, Issue 11, pp. 1816-1824 (1984), <http://dx.doi.org/10.1364/AO.23.001816> *Aerosol retrieval from two-wavelength backscatter and one wavelength polarization lidar measurement taken during the MR01K02 cruise of the R/V Mirai and evaluation of a global aerosol transport*

- model*. Journal of Geophysical Research, Vol. 113, D21201, doi:10.1029/2007JD009640, 2008.
- [42] Frouin, R., M. Schwindling, P.-Y. Deschamps (1996). *Spectral reflectance of sea foam in the visible and near infrared: In-situ measurements and remote sensing applications*. J. Geophys. Res. 101, 14361-14371.
- [43] Nicolas, J.-M., P.-Y. Deschamps, and R. Frouin (2001). *Spectral reflectance of oceanic whitecaps in the visible and near infrared: Aircraft measurements over open ocean*. Geophys. Res. Lett. 28, 4445-4448.
- [44] Bösenberg, J. *et al.* (2003), EARLINET: A European Research Lidar Network to establish an aerosol climatology. Chapter 9 (Wiegner, M.): Impact on Satellite Retrievals, Tech. Report. 348, Max Plank Inst. for Meteorol., Hamburg, Germany.
- [45] CEILAP <http://www.divisionlidar.com.ar>
- [46] Sitio de AERONET: aeronet.gsfc.nasa.gov/
- [47] AERONET document: Version 2 processing. Disponible en aeronet.gsfc.nasa.gov/.
- [48] B. N. Holben, T. F. Eck, I. Slutsker, D. Tanre, J. P. Buis, A. Setzer, E. Vermote, J. A. Reagan, Y. Kaufman, T. Nakajima, F. Lavenue, I. Jankowiak, and A. Smirnov, *AERONET—A federated instrument network and data archive for aerosol characterization*, Remote Sens. Environ. 66, 1–16 (1998).
- [49] B. N. Holben, D. Tanre, A. Smirnov, T. F. Eck, I. Slutsker, N. Abuhassan, W. W. Newcomb, J. Schafer, B. Chatenet, F. Lavenue, Y. J. Kaufman, J. VandeCastle, A. Setzer, B. Markham, D. Clark, R. Frouin, R. Halthore, A. Karnieli, N. T. O'Neill, C. Pietras, R. T. Pinker, K. Voss, and G. Zibordi, *An emerging ground-based aerosol climatology: aerosol optical depth from AERONET*, J. Geophys. Res. 106, 12067–12097 (2001).
- [50] O. Dubovik and M. D. King, *A flexible inversion algorithm for retrieval of aerosol optical properties from Sun and sky radiance measurements*, J. Geophys. Res. 105, 20673–20696 (2000).
- [51] O. Dubovik, A. Smirnov, B. Holben, M. D. King, Y. J. Kaufman, T. F. Eck, and I. Slutsker, *Accuracy assessments of aerosol optical properties retrieved from AERONET Sun and sky radiance measurements*, J. Geophys. Res. 105, 9791–9806 (2000).
- [52] O. Dubovik, B. Holben, T. F. Eck, A. Smirnov, Y. J. Kaufman, M. D. King, D. Tanre, and I. Slutsker, *Variability of absorption and optical properties of key aerosol types observed in worldwide locations*, J. Atmos. Sci. 59, 590–608 (2002).
- [53] O. Dubovik, *Optimization of numerical inversion in photopolarimetric remote sensing*, in Photopolarimetry in Remote Sensing, G. Videen, Y. Yatskiv, and M. Mishchenko, eds. (Kluwer Academic, 2004), pp. 65–106.
- [54] O. Dubovik, A. Sinyuk, T. Lapyonok, B. N. Holben, M. Mishchenko, P. Yang, T. F. Eck, H. Volten, O. Munoz, B. Veihelmann, W. J. vander Zande, J-F. Leon, M. Sorokin, and I. Slutsker, *Application of spheroid models to account for aerosol particle nonsphericity in remote sensing of desert dust*, J. Geophys. Res. 111, D11208, doi:10.1029/2005JD006619 (2006).

- [55] A. Sinyuk, O. Dubovik, B. Holben, T. F. Eck, F-M. Breon, J. Martonchik, R. Kahn, D. J. Diner, E. F. Vermote, J-C. Roger, T. Lapyonok, and I. Slutsker, *Simultaneous retrieval of aero- sol and surface properties from a combination of AERONET and satellite*, Remote Sens. Environ. 107, 90–108, doi:10.1016/j.rse.2006.07.022 (2007).
- [56] O' Neill, N., Eck, T., Smirnov, A., Holben, B., Thulasiraman, S., *Spectral discrimination of coarse and fine mode optical depth*, Journal of Geophysical Research, Vol. 108, No. D17, 4559, doi:10.1029/2002JD002975,2003, published 12 September 2003.
- [57] Deuzé J.L, M. Herman, and R. Santer, *Fourier series expansion of the transfer equation in the atmosphere-ocean system*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, vol. 41, no. 6, pp. 483-494, 1989.
- [58] World Climate Research Programme, *A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation*, WCP-112, WMO/TD Report No 24, Geneva, Switzerland , March 1986
- [59] J. Lenoble, M. Herman, J.L. Deuzé, B. Lafrance, R. Santer, D. Tanré *A successive order of scattering code for solving the vector equation of transfer in the Earth's atmosphere with aerosols*. Laboratoire d' Optique Atmosphérique (LOA), Université des Sciences et Technologies de Lille, 59650 Villeneuve d'Ascq Cedex, France
- [60] M. Daimon and A. Masumura. *Measurement of the refractive index of distilled water from the near-infrared region to the ultraviolet region*, Appl. Opt. 46, 3811-3820 (2007).
- [61] Gege, P. (2014). WASI-2D: A software tool for regionally optimized analysis of imaging spectrometer data from deep and shallow waters. Computers and Geosciences, 62, 208-215.
- [62] Tanre, D., Herman, M., Deschamps, P. Y. y de Leffe, A. (1979). Atmospheric modeling for space measurements of ground reflectances, including bidirectional properties. Applied Optics, Vol. 18, No. 21, 3587-3594.