



UNIVERSIDAD NACIONAL DE CÓRDOBA

TRABAJO ESPECIAL DE LA LICENCIATURA EN FÍSICA

Modelo de emisión de radiación de la superficie del mar dependiente del viento

Autor: Nicolás CASTRO
Directores: Dr. Sergio MASUELLI
Dra. Olga NASELLO
Colaboradora: Lic. Carolina TAURO

31 de marzo de 2011

Resumen El conocimiento del vector del viento en la superficie del mar a escala global es de vital importancia en estudios de cambio climático. En particular, es indispensable para la estimación de la salinidad del mar, principal objetivo de la misión SAC-D/Aquarius de la CONAE y la NASA. Para la obtención del vector de viento en la superficie del mar es necesario un Modelo de Transferencia Radiativa, para el rango de las microondas, que incluya una descripción en detalle de la dependencia de la radiación emitida por el mar con el módulo y la dirección del viento en su superficie. En este trabajo se implementó un modelo de emisión de radiación del mar semiempírico, basado en un modelo de superficie del mar de dos escalas. Se adaptó el modelo para dominio de trabajo del radiómetro montado en el satélite SAC-D, y se obtuvieron las estimaciones de temperaturas de brillo correspondientes.

Clasificación [42.68.Xy] Ocean optics [92.05.Bc] Analytical modeling and laboratory experiments [92.60.Gn] Winds and their effects [92.60.Ta] Electromagnetic wave propagation [92.60.Vb] Radiative processes, solar radiation [89.20.Bb] Industrial and technological research and development

Palabras Clave Viento oceánico, Microondas, Emisión de radiación, Olas, Scattering de Bragg, Modelo numérico, Teledetección satelital.

A mi familia.
A mis amigos y compañeros de militancia.
A mis directores y colaboradora.

Índice general

1. Introducción	4
1.1. El contexto del trabajo	4
1.2. Antecedentes históricos	6
2. Fundamentos de la teledetección pasiva en las microondas	8
2.1. Principios físicos	9
2.2. La Teoría de la Transferencia Radiativa	12
3. El viento y la emisión de radiación de la superficie del mar	14
3.1. El efecto del viento en la superficie del mar	15
3.2. La emisión de radiación del mar	18
4. Modelado de la emisión de radiación del mar	21
4.1. El modelo propuesto	22
4.1.1. Implementación numérica	24
4.2. El espectro de ondas	25
4.2.1. Modulación hidrodinámica	27
4.2.2. Implementación	28
4.3. La espuma de mar	31
4.3.1. Fracción de Espuma	32
4.3.2. Emisividad de la Espuma	33
4.4. Las olas capilares	35
4.4.1. La constante dieléctrica del agua de mar	37
5. Resultados	41
5.0.2. Resultados del modelo de pequeña escala	43
5.0.3. Resultados del modelo completo	45
5.0.4. Cálculos para el MWR	48
6. Discusiones	52
7. Anexos	53
7.1. Los coeficientes de scattering de Bragg	53

Capítulo 1

Introducción

El objetivo de este Trabajo Especial de la Licenciatura en Física es la implementación de un modelo de emisión de radiación de la superficie del mar dependiente del viento, en el rango de las microondas. Este modelo permite calcular la emisión de radiación de microondas en las distintas polarizaciones para un valor del vector del viento en el mar.

El interés en el conocimiento de estos datos es su posterior uso dentro de un modelo de transferencia radiativa, como modelo directo para la recuperación de los valores del vector de viento en el mar a partir de mediciones del radiómetro de microondas MWR. La ventaja de este tipo de modelos es que permiten predecir las mediciones de un radiómetro sin la necesidad de hacer una correlación con datos experimentales que demandan grandes cantidades de tiempo y costos materiales.

El presente trabajo está organizado de la siguiente manera. En el Capítulo 2 se presentan los fundamentos básicos de la teledetección en el rango de las microondas, desarrollándose los conceptos necesarios para los siguientes capítulos. En el Capítulo 3 se aborda el tratamiento de la emisión de microondas específicamente sobre la superficie del océano y su relación con la variable geofísica que nos interesa. En el Capítulo 4 se desarrolla de forma completa el modelo de emisión que se usará durante el resto del trabajo, un modelo semi empírico introducido por *Yueh et al* [1]. Los resultados de la implementación de dicho modelo se muestran en el Capítulo 5. Finalmente, en el Capítulo 6 se discuten los principales resultados obtenidos y se presentan las posibles líneas de trabajo a futuro.

1.1. El contexto del trabajo

El siguiente trabajo final se ha desarrollado dentro de un programa de cooperación entre la Facultad de Matemática Astronomía y Física y el Instituto Gulich de la Comisión Nacional de Actividades Espaciales (CONAE). El trabajo se ha realizado en las instalaciones del Instituto Gulich de la Estación Espacial Teófilo Tabanera perteneciente a la CONAE, en Falda del Carmen [2].

Las acciones y proyectos de la CONAE se desarrollan de acuerdo al Plan Espacial Nacional [3]. Desde su creación, se han puesto en órbita tres satélites de observación de la

Tierra: el SAC-B (1996), el SAC-A (1998) y el SAC-C (2000). Dentro de los los satélites que se pondrán en órbita próximamente se encuentra el SAC-D/Aquarius ¹.

La misión SAC-D/Aquarius se encuadra en un programa de cooperación entre la CONAE y la National Aeronautics and Space Administration (NASA) de los Estados Unidos a través del Centro Goddard y el Jet Propulsion Laboratory (JPL). El objetivo principal de la misión es estimar a nivel global la salinidad de océanos y mares, que hasta ahora se realiza sólo en forma puntual mediante mediciones de barcos o boyas. Esta información, junto con la temperatura superficial del mar, es de vital importancia para entender las interacciones entre el ciclo del agua, la circulación oceánica y el clima, y dará aportes sin precedentes para la elaboración de modelos climáticos a largo plazo. Además, el SAC-D/aquarius proveerá datos de la tierra, de la atmósfera y del espacio exterior cercano [4].

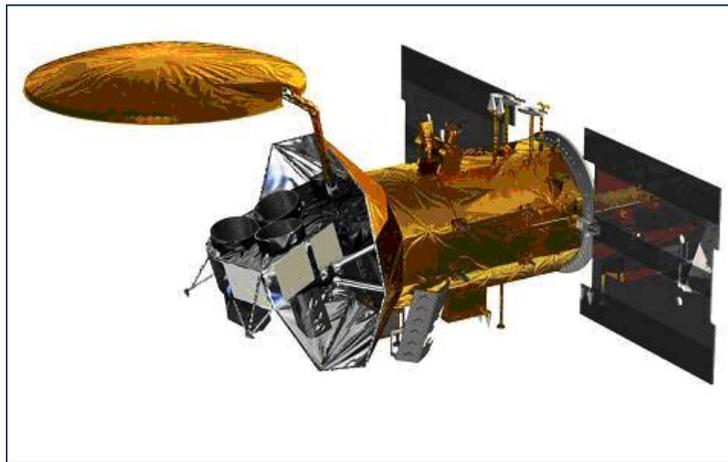


Figura 1.1: El satélite argentino SAC-D.

Dentro de los instrumentos a bordo del SAC-D/Aquarius, la NASA provee un radiómetro-escaterómetro, el Aquarius, cuyo principal objetivo es la medición de la salinidad superficial del mar. Para la realización de tales estimaciones, se usarán un serie de variables climáticas auxiliares también medidas sobre la superficie del océano, a saber: la temperatura superficial del mar, la concentración de hielos oceánicos y la velocidad superficial del viento. En este trabajo nos concentraremos en esta última variable geofísica.

Para llegar a la estimación del módulo y la dirección del viento en la superficie del océano, el SAC-D/Aquarius cuenta con un instrumento llamado MWR (MicroWave Radiometer). El MWR es un radiómetro polarimétrico de microondas diseñado y construido en la Argentina, que medirá la radiación en el rango de las microondas sobre las zonas oceánicas, en las frecuencias de 23.8 y 36.5 GHz. En la primera frecuencia es capaz de medir sólo

¹Al momento de la realización de este trabajo, el satélite se encuentra totalmente ensablado en laboratorios del LIT (Brasil), donde se le están realizando las últimas pruebas antes de ser transportado a la base Vandenberg (EE.UU.) para su lanzamiento durante en el año 2011.

la polarización horizontal H, mientras que en la segunda medirá las polarizaciones H y V (vertical) y podrá determinar la polarización circular. La resolución espacial será de 54 km o menor, y tendrá un ancho de barrido (Swath) mayor a 380 km coincidente con el correspondiente al radiómetro Aquarius. Además, el MWR apuntará hacia el lado con sombra de la órbita para evitar la reflexión solar [5]. El rango de frecuencias de trabajo del MWR es sensible a los siguientes parámetros geofísicos: el módulo y la dirección la velocidad del viento, precipitaciones, contenido de vapor de agua y agua líquida en la atmósfera, y la presencia de hielo marítimo.

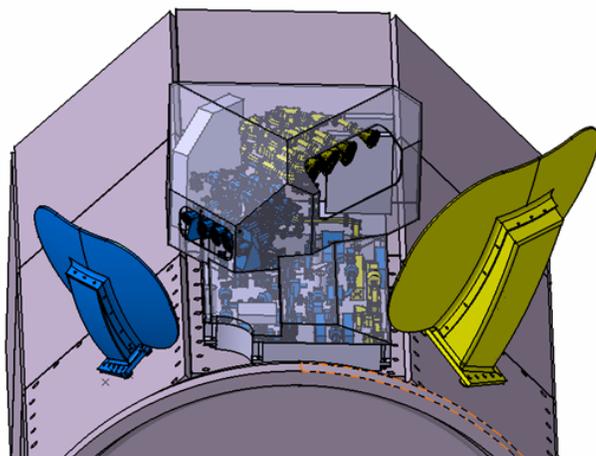


Figura 1.2: El instrumento MWR donde se aprecian las dos antenas para las frecuencias de 23,8 GHz (derecha) y 36,5 GHz (izquierda).

1.2. Antecedentes históricos

A principios de la década del 1970, estudios como el de Hollinger [6] mostraron una correlación entre la radiación emitida por el océano en el rango de las microondas con respecto a la velocidad del viento cerca de la superficie. Se abrió así la posibilidad de realizar mediciones globales de la velocidad del viento a partir de radiómetros de microondas montados sobre satélites. La primera de estas mediciones fue realizada por el Special Sensor Microwave/Imager (SSM/I) montado en el satélite F8 de la NASA en 1987 [7]. Desde ese momento, se han lanzado varios satélites con radiómetros capaces de medir la velocidad del viento en el mar pero no su dirección.

A principios de los '90 comenzaron investigaciones sobre el uso de radiómetros polarimétricos de microondas para obtener el vector de velocidad del viento sobre el mar, con pruebas de gran éxito en experimentos sobre aviones, y culminando con el lanzamiento del satélite Coriolis llevando a bordo el instrumento Windsat en 2003 [8]. El WindSat, como indica su nombre, fue el primer radiómetro polarimétrico completo puesto en órbita para realizar estas determinaciones, ya que puede medir cuatro polarizaciones de la radiación

en microondas en tres frecuencias distintas, posibilitando una completa determinación del vector de velocidad del viento [9]. Se demostró de esta manera la posibilidad de determinar la magnitud y la dirección del viento en el mar, a partir de mediciones polarimétricas de la radiación de microondas emitida por el océano.

Con la misión SAC-D/Aquarius será la primera vez que se determine globalmente el vector del viento en la superficie del mar en nuestro país.

Capítulo 2

Fundamentos de la teledetección pasiva en las microondas

La teledetección espacial es la observación remota de la superficie de la tierra desde sensores montados en satélites.

Un sistema de teledetección cuenta con varios elementos: una fuente de energía, un medio de transmisión de la energía, un sistema sensor y sistemas de recepción e interpretación. El conjunto de ellos se muestra esquemáticamente en la siguiente figura:

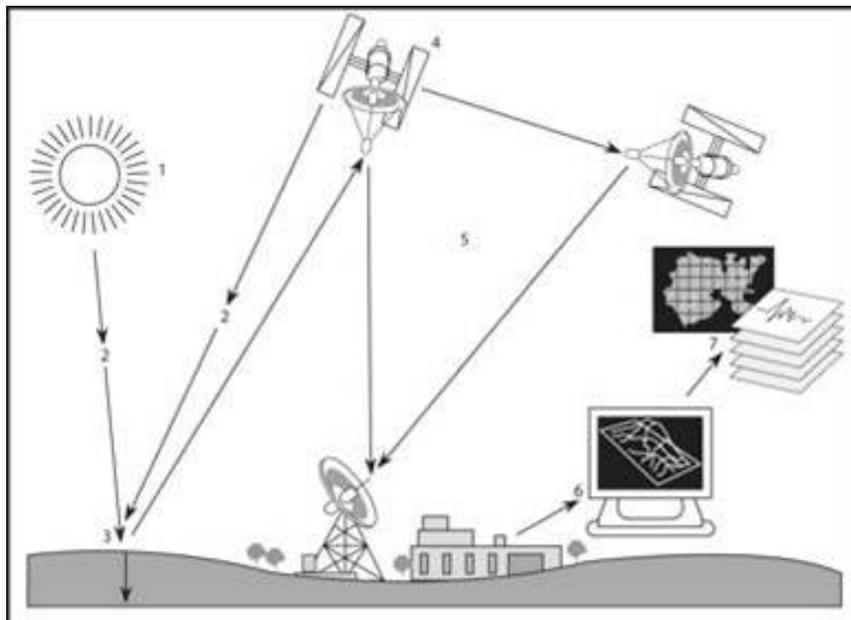


Figura 2.1: Esquema que muestra los elementos de la teledetección.

Los satélites, o plataformas, usados para la teledetección han sido diseñados especialmente para la observación del medio ambiente de la Tierra y la evaluación de sus recursos

naturales, ya que la observación espacial tiene ciertas ventajas respecto de mediciones terrestres: una cobertura global de la superficie terrestre, una perspectiva panorámica, una cobertura repetitiva de la Tierra y la transmisión casi inmediata de los datos. El primer satélite de teledetección con un radiómetro de microondas apuntando a la Tierra fue el Cosmos 243, lanzado por la Unión Soviética en 1968, que portaba cuatro radiómetros con bandas desde 3,5 hasta 37GHz. Desde ese momento han sido lanzadas numerosas misiones con observaciones en el rango de las microondas por diversos países [10].

Los satélites tienen órbitas elípticas o circulares, éstas últimas son las ideales para los satélites de teledetección ya que permite observar todos los puntos desde la misma altura. Las órbitas además suelen ser polares, de este modo se aprovecha el movimiento de la Tierra para observar el mismo punto cada cierto tiempo y cubrir la mayor superficie posible. Durante el vuelo de polo a polo, la Tierra gira debajo del satélite y éste cubre franjas, que luego se juntan para formar la imagen global. Generalmente la altura y la velocidad de la plataforma se calculan para que ésta observe la misma porción de la tierra a una misma hora local. Para esto el plano orbital debe girar lentamente respecto a la Tierra para mantenerse sincronizado con el movimiento alrededor del Sol. Esta característica de sincronización con el sol les da el nombre de órbitas heliosincrónicas, y tienen una altura orbital de entre 600 y 850 km. Esta distancia permite una buena apreciación de los detalles terrestres en conjunto con un aceptable barrido de la superficie del globo.

2.1. Principios físicos

En los sistemas de teledetección que nos interesan en este trabajo, se mide la energía emitida por los cuerpos, en este caso, la superficie de la tierra o el océano.

Es sabido que cualquier objeto con una temperatura por encima del cero absoluto irradia energía electromagnética en una cantidad que aumenta con la temperatura. El total de energía radiada en una determinada longitud de onda, por unidad de área de la superficie emisora y por ángulo sólido de medida, se denomina radiancia espectral (I_λ). La radiancia espectral de un cuerpo negro está descrita por la ley de Planck:

$$I_{N\lambda}d\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right]} d\lambda \quad (2.1)$$

Donde $I_{N\lambda}$ está expresada en W/m^2 , $h = 6,626 \times 10^{-24}Ws^2$ es la constante de Planck, $c = 3 \times 10^8m/s$ es la velocidad de la luz en el vacío, $k = 1,38Ws^2/^\circ K$ es la constante de Boltzman, λ es la longitud de onda y T es la temperatura absoluta del cuerpo negro.

En este trabajo estudiaremos sistemas de teledetección donde se mide la energía de la radiación de microondas emitida por la superficie de la tierra. Los sensores que miden este tipo de energía se conocen como radiómetros de microondas. Se denominan microondas a las ondas electromagnéticas con un rango de frecuencias entre 1 y 300 GHz, esto es, longitudes de onda entre 30 centímetros a 1 milímetro. En este rango de longitudes de ondas se puede aproximar la ley de Planck por la ley de Rayleigh-Jeans:

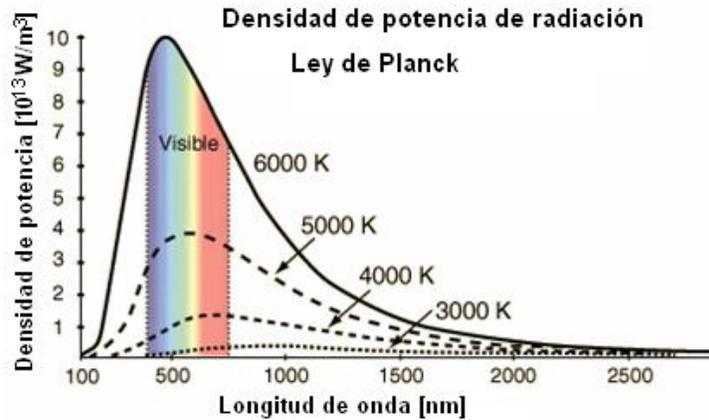


Figura 2.2: La potencia de radiación emitida por unidad de volumen con respecto a la longitud de onda según la Ley de Planck.

$$I_{N\lambda} = \frac{2ckT}{\lambda^4} \quad (2.2)$$

Estas ecuaciones son para la energía emitida por un cuerpo negro, y éste es un ente ideal, que absorbe toda la energía que recibe y en equilibrio térmico la emite (no refleja nada). La mayoría de los cuerpos que conocemos son los denominados cuerpos grises, que no emiten toda la energía que reciben, sino que también reflejan. La radiancia de un cuerpo gris se relaciona con la de un cuerpo negro a la misma temperatura a través de la emisividad e :

$$I_{\lambda} = e_{\lambda} I_{N\lambda} \quad (2.3)$$

Así, la emisividad de un cuerpo negro tiene un valor 1, porque es un emisor perfecto, mientras que la de un reflector perfecto tiene un valor 0. Para los cuerpos grises la emisividad varía con la frecuencia de la radiación y tiene un rango de valores $0 < e < 1$.

En la región de las microondas generalmente se trabaja con la radiación en términos de la temperatura de brillo T_b en vez de unidades de flujo de energía o similares. La temperatura de brillo está definida como la temperatura a la cuál un cuerpo negro emitiría una radiancia $I_{N\lambda}$. De las relaciones anteriores vemos que la temperatura de brillo para una determinada longitud de onda, es directamente proporcional a la radiancia del cuerpo negro. Entonces, de la ecuación (2.3), la emisividad puede relacionar a la temperatura física de un cuerpo gris con la temperatura que tendría un cuerpo negro que emite la misma energía [11]:

$$T_{b\lambda} = e_{\lambda} T, \quad (2.4)$$

donde T es la temperatura física del cuerpo gris y T_b es **temperatura de brillo**.

Como las emisividades son siempre menores que 1, se observa que un cuerpo gris tiene una temperatura de brillo más fría que su temperatura física. Las T_b al igual que las temperaturas físicas se miden en grados Kelvin. Con estas ecuaciones vemos que dada una superficie a una determinada temperatura, para conocer la energía irradiada por ésta en una determinada longitud de onda, se puede medir su emisividad o su temperatura de brillo.

Por otro lado, como se trata de radiación electromagnética, cada una de las polarizaciones en las que se puede medir tiene asociada una cantidad de energía. Para determinar el estado de polarización completo de una onda, Stokes definió en 1842 los denominados parámetros de Stokes [12]. En el campo de la radiometría polarimétrica de microondas se utilizan los parámetros modificados de Stokes, que expresados en términos de la temperatura de brillo tienen la forma:

$$I_s = \begin{bmatrix} T_v \\ T_h \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle |E_v|^2 \rangle \\ \langle |E_h|^2 \rangle \\ 2 \operatorname{Re} \langle E_v E_h^* \rangle \\ 2 \operatorname{Im} \langle E_v E_h^* \rangle \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

Entonces para conocer la característica completa de la radiación emitida por una superficie (en nuestro caso la superficie de interés es el mar) es necesario conocer estos cuatro parámetros del vector de Stokes.

La ecuación (2.4) nos indica que podemos conocer la temperatura de brillo emitida en alguna de las polarizaciones a través de la emisividad en esa polarización y la temperatura física de la superficie. Para tratar de estimar la temperatura de brillo de la superficie del mar lo haremos estimando su emisividad. Para ésto usaremos la ley de Kirchoff de la radiación térmica, que relaciona la emisividad con la reflectividad de una superficie para una situación de equilibrio termodinámico:

$$e_p = 1 - |R_p|^2 \quad (2.6)$$

donde p se refiere a la polarización. Para una superficie plana, la reflectividad en las polarizaciones vertical y horizontal está determinada por los coeficientes de Fresnel de reflexión, que para una interfaz de agua-aire se pueden escribir de la siguiente forma [13]:

$$R_v(\theta) = \frac{\epsilon \cos(\theta) - \sqrt{\epsilon - \operatorname{sen}^2(\theta)}}{\epsilon \cos(\theta) + \sqrt{\epsilon - \operatorname{sen}^2(\theta)}} \quad (2.7)$$

$$R_h(\theta) = \frac{\cos(\theta) - \sqrt{\epsilon - \operatorname{sen}^2(\theta)}}{\cos(\theta) + \sqrt{\epsilon - \operatorname{sen}^2(\theta)}}, \quad (2.8)$$

donde ϵ es la constante dieléctrica del agua de mar respecto del aire y θ es el ángulo respecto de la normal a la superficie, es decir, el ángulo de incidencia terrestre si se trata de una observación satelital.

Estas ecuaciones muestran que para una superficie plana la radiación emitida en las polarizaciones horizontal y vertical. Por el contrario, una superficie plana, por sus características de isotropía, no emitirá radiación en las polarizaciones U y V (tercer y cuarto parámetro de Stokes).

Cuando la superficie deja de ser plana por alguna causa y adquiere una rugosidad, la polarización de la radiación emitida cambiará y las ecuaciones (2.7) y (2.8) ya no pueden ser usadas para describir la reflectividad de la superficie.

2.2. La Teoría de la Transferencia Radiativa

La energía que llega a la tierra proveniente del sol llega en forma de radiación electromagnética. Parte de la energía solar incidente se dispersa y se absorbe en la atmósfera terrestre, mientras que el resto se transmite hacia la superficie terrestre. De ésta última, una parte es nuevamente dispersada hacia afuera y el resto es absorbida. Según los principios de la termodinámica, la energía electromagnética absorbida por un medio material se transforma en energía térmica, que es acompañada por un aumento en la temperatura del material. El problema inverso, la emisión térmica sirve para crear un balance entre la radiación absorbida y la radiación emitida por la superficie de la Tierra y la atmósfera. Estos procesos de transformación son estudiados por la teoría de la transferencia radiativa [10].

La teoría de la transferencia radiativa describe la emisión, propagación, dispersión y absorción de la radiación en su paso por un medio.

En el caso particular en que estamos interesados que son las aplicaciones oceánicas, se puede pensar que la temperatura de brillo que mide un radiómetro montado en un satélite se debe a la contribución proveniente de tres fuentes distintas [13]:

- **1.** La radiación que es emitida por la superficie del océano y viaja hacia arriba a través de la atmósfera.
- **2.** La radiación emitida térmicamente por la atmósfera sumada a la radiación del espacio que viajan en dirección a la tierra y son retrodispersadas por la superficie del océano llegando así al satélite.
- **3.** La radiación atmosférica que viaja hacia arriba.

En la figura 2.3 se ilustra en forma esquemática estas tres contribuciones. Existen modelos de transferencia radiativa aplicados específicamente a la superficie del océano que modelan estas situaciones.

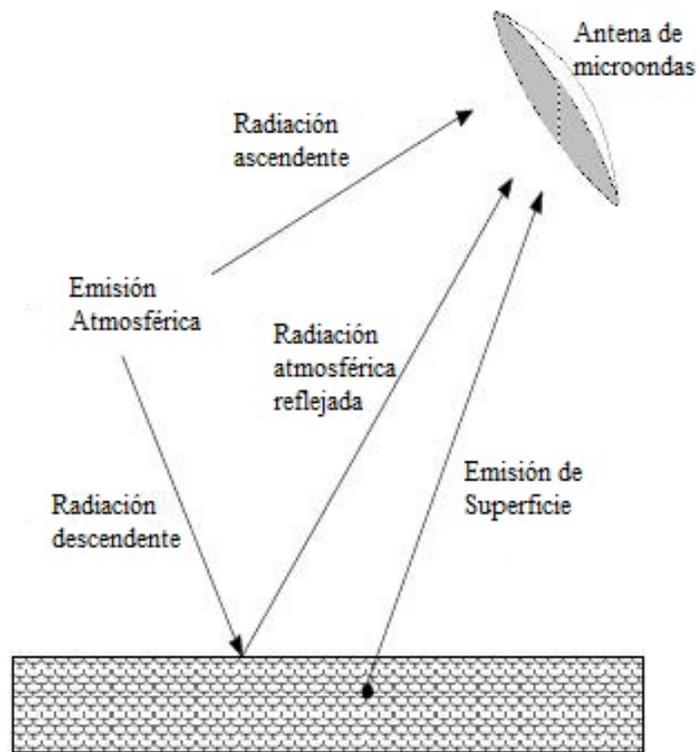


Figura 2.3: Representación de la transferencia radiativa para una medición en las microondas.

Para todos los casos se debe tener en cuenta es que la radiación en las microondas es atenuada en su paso a través de la atmósfera. La emisión y absorción de la atmósfera se debe al oxígeno, al vapor de agua y la debida a gotas de agua. Para esta última, como estamos interesados en mediciones para condiciones atmosféricas en ausencia de lluvia, solo tendremos en cuenta la dispersión de Rayleigh debida a las gotas pequeñas.

En nuestro trabajo estamos interesados en conocer la primera de las tres componentes medidas, es decir, la temperatura de brillo de la superficie del océano. Se deberá tener en cuenta entonces en el momento de comparar los datos con los medidos por un sensor en un satélite, de sumar las contribuciones de las demás componentes y la atenuación atmosférica. Esto es posible mediante algún modelo de transferencia radiativa que dé cuenta tanto de las contribuciones atmosféricas y del espacio, como de la atenuación de la señal hasta llegar al sensor.

Capítulo 3

El viento y la emisión de radiación de la superficie del mar

La emisión de radiación característica del mar en las microondas depende de la rugosidad de su superficie. Un mar calmo se comporta como una superficie plana, y por lo tanto su comportamiento electromagnético se puede describir con los coeficientes de reflexión de Fresnel (ver capítulo 2), presentando una emisión altamente polarizada. Pero ésta descripción pierde su validez cuando la superficie marina deja ser plana y se convierte en rugosa.

La principal causa de aparición de rugosidad en la superficie del mar para zonas alejadas de las costas es el viento superficial. El efecto del viento en una superficie plana de mar se muestra esquemáticamente en la figura 3.1, donde se vé la variación progresiva de la rugosidad de la superficie en presencia de un viento sostenido.

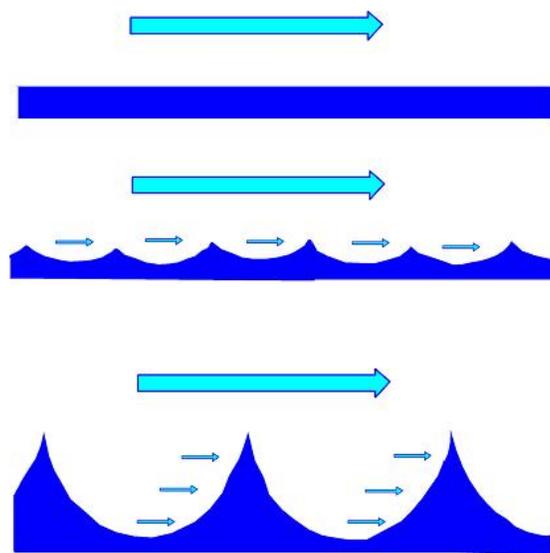


Figura 3.1: El efecto del viento en una superficie plana de océano.

En este capítulo estudiaremos cualitativamente los principales mecanismos a través de los cuales el viento modifica la superficie plana del mar, y la influencia de este cambio en su emisión de radiación en el rango de las microondas.

3.1. El efecto del viento en la superficie del mar

El viento marino induce rugosidad en la superficie del mar a través de tres mecanismos:

- **Olas de gran escala:** u olas grandes son aquellas cuya longitud de onda, del orden de los metros, es muy grande comparada con la longitud de onda de la radiación que se mide, del orden de los centímetros. Entre los efectos que producen, podemos destacar que mezclan las polarizaciones vertical y horizontal y cambian el ángulo de incidencia local de la superficie de agua que abarcan porque inclinan la superficie. Son llamadas también olas gravitacionales.
- **Olas de pequeña escala:** también llamadas olas u ondas capilares, están montadas sobre las olas grandes y tienen una longitud de onda comparable con la de la radiación emitida. Estas pequeñas olas causan difracción de la radiación que es retrodispersada por la superficie del océano, afectando así a la emisión de radiación según la ley de Kirchoff.
- **Espuma marina:** es una mezcla de aire y agua que se forma por vientos mayores a 4 m/s aproximadamente. La espuma causa un aumento general en la emisividad de la superficie en las polarizaciones vertical y horizontal.

La separación de las olas de superficie en olas de gran escala y de pequeña escala está dada por alguna longitud de onda de transición que depende del modelo utilizado. En general se acepta que las olas pequeñas tienen longitudes de onda del orden de los centímetros, mientras que la de las olas grandes son del orden de los metros (la longitud de onda de las microondas de 37 GHz es de aproximadamente 0,8 cm).

En la figura 3.2 se muestran fotografías donde se puede apreciar la diferencia entre las olas capilares y las olas de gran escala en la superficie del mar. Tal como puede apreciarse en la figura las olas, como se las conocen popularmente, son las ondas largas.

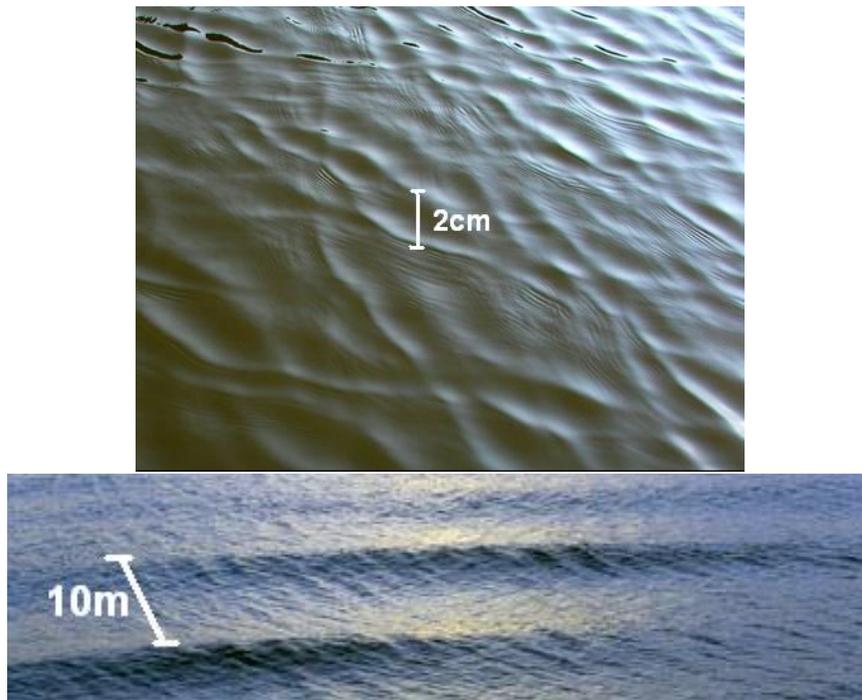


Figura 3.2: Arriba: las olas capilares, de una longitud de onda del orden del centímetro. Abajo: las olas grandes, cuyas longitudes de onda son del orden de los metros.

Es sabido que un mar agitado contiene parcelas blancas compuestas de espuma que se forma producto de las olas rompiendo. Esta espuma representa una pequeña fracción de la superficie del mar, sin embargo, su emisión en las microondas es lo suficientemente importante para que deban ser tenidas en cuenta, estudiadas e incluidas en cualquier modelo de emisión de radiación.

En la figura 3.3 se puede observar la imagen de un mar agitado y las diversas formaciones de espuma sobre su superficie.

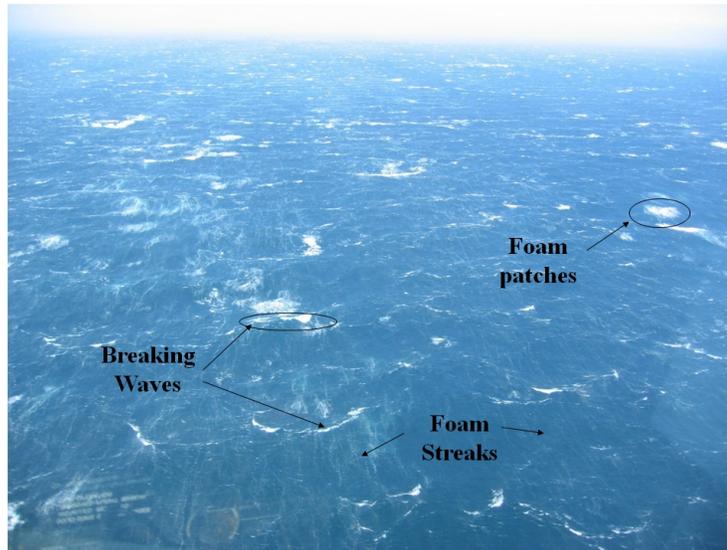


Figura 3.3: La distribución de espuma y sus distintas formas, en un mar perturbado por el viento.

Los tres fenómenos descritos al principio de esta sección afectan a la superficie del mar de distinta forma, y su interacción se puede medir a través de distintos parámetros. En el caso de las olas de gran escala el parámetro que mide la rugosidad inducida es la pendiente de la superficie del mar. A medida que aumenta la velocidad del viento se generan olas más grandes, es decir superficies con mayor inclinación. La forma de tratar matemáticamente este efecto es a través de una distribución de probabilidades de inclinaciones en la superficie del mar.

Para las olas capilares el parámetro que modela su interacción es el valor cuadrático medio (o rms) de la altura de las pequeñas ondulaciones, que afectará al *scattering* o dispersión de la radiación incidente y luego, a través de la ley de Kirchoff, a la radiación emitida.

En el caso de la espuma, el parámetro que mide la interacción del viento con el océano es la fracción de cobertura de espuma de una superficie de mar.

Además de depender en la magnitud de la velocidad del viento, las olas capilares y las gravitacionales dependen también de la dirección del viento. En una distribución de probabilidades de las pendientes debidas a las grandes olas, se ha mostrado que si ponemos un eje en la dirección del viento la distribución es más ancha en esta dirección y tiene una varianza mayor que la de un eje perpendicular al sentido del viento [14].

En el caso de las olas capilares su valor cuadrático medio de altura tiene un comportamiento marcadamente anisotrópico. Las olas capilares que viajan en la dirección del viento tienen una amplitud más grande que aquellas que viajan en sentido perpendicular al viento. Además las olas capilares tienden a amontonarse en el lado de sotavento de las olas de gran escala, produciendo así una anisotropía entre la emisión en el sentido del viento y en el sentido contrario. Esto ha sido probado por mediciones de radiómetros montados en

aviones que encontraron señales de microondas mas cálidas provenientes del lado rompiente de las olas [14].

3.2. La emisión de radiación del mar

Una vez que el viento modifica la superficie del océano, y ésta deja de ser plana, la ecuaciones (2.7) y (2.8) dejan de ser válidas para el cálculo de la emisividad, ya que los coeficientes de Fresnel por sí mismos no representan más la reflectividad de la superficie. Sin embargo, para calcular la emisividad lo más apropiado sigue siendo hacerlo a través de la reflectividad. Esto se debe a que debido al uso de los radares, la reflectividad de las superficies ha sido estudiada durante mucho tiempo.

La reflectividad de la superficie rugosa se estudia a través de los mecanismos de scattering, o dispersión de la radiación, involucrados. En el océano, para una observación desde ángulos de incidencia mayores a 20° el scattering de superficie es esencialmente dominado por la dispersión debida a las olas de pequeña escala, a través de los mecanismos de scattering de Bragg.

Los efectos del scattering de Bragg se presentan cuando una onda con longitud de onda λ incide con un ángulo de incidencia θ_i sobre una superficie del mar, y existe una componente espectral de la superficie del mar a una longitud de onda espacial Λ tal que:

$$\Delta R = \Lambda \cdot \sin \theta_i = \frac{\lambda}{2} \quad (3.1)$$

donde ΔR es la distancia en camino óptico entre dos crestas de olas. Esta condición sobre ΔR hace que las distintas ondas incidentes sobre las crestas tengan una diferencia de fase igual a múltiplos de 360° :

$$2kn\Delta R = 2\frac{2\pi}{\lambda}n\Delta R = 2n\pi \quad (3.2)$$

donde n es un entero y k es el número de onda de la radiación incidente. De esta manera todas las señales de las crestas se suman en fase y sus energías se adicionan por interferencia constructiva. Así de ésta componente espectral resonante obtenemos la dispersión más fuerte proveniente de la superficie del mar. El fenómeno se muestra en la figura siguiente:

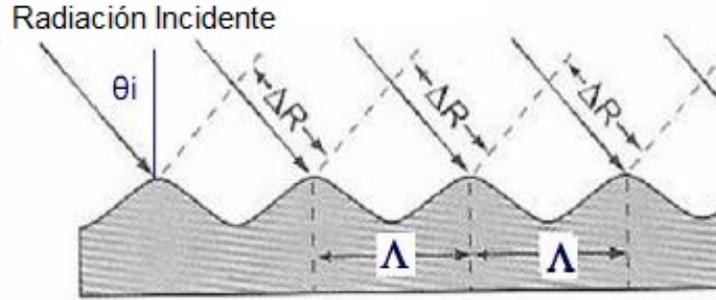


Figura 3.4: El scattering de Bragg. Se muestran la distancia entre las crestas de las olas y el ángulo de incidencia que deben cumplir la condición de resonancia de Bragg.

Esta condición para la longitud de onda espacial de la superficie del mar se llama **Condición de resonancia de Bragg** y resulta:

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta_i} \quad (3.3)$$

de donde se desprende la expresión para el número de onda de Bragg, K_B :

$$K_B = 2k \sin \theta_i \quad (3.4)$$

De esta ecuación podemos ver que por ejemplo para una frecuencia de 37 GHz (longitud de onda de 8.1 mm) y un ángulo de incidencia θ_i de 60° , la mayor parte de la energía dispersada será proveniente de las componentes espectrales de las olas del orden de los centímetros. A través de éste mecanismo de dispersión de la radiación se obtiene información geofísica de la rugosidad de pequeña escala de la superficie del mar.

Las ondas de la superficie del océano generadas por viento son simétricas con respecto a la dirección del viento ϕ_v en alta mar. Pero se trabaja en general con la dirección relativa del viento definida como $\phi = \phi_v - \phi_r$, donde ϕ_r es el ángulo acimutal de observación del radiómetro.

En 1994 *Yueh et al.* derivaron a partir de las ecuaciones de Maxwell que T_v y T_h son funciones pares de ϕ , mientras que U y V son funciones impares, para superficies con simetría de reflexión. Estas paridades nos permiten expandir los parámetros de Stokes en series de senos o cosenos del ángulo relativo ϕ . Si expandimos hasta segundo orden obtenemos:

$$T_v \cong T_{v0} + T_{v1} \cos \phi + T_{v2} \cos 2\phi \quad (3.5)$$

$$T_h \cong T_{h0} + T_{h1} \cos \phi + T_{h2} \cos 2\phi \quad (3.6)$$

$$U \cong U_1 \sin \phi + U_2 \sin 2\phi \quad (3.7)$$

$$V \cong V_1 \sin \phi + V_2 \sin 2\phi \quad (3.8)$$

Se ha encontrado que los coeficientes de estas series de Fourier (llamados coeficientes armónicos) son funciones de parámetros oceánicos, atmosféricos y del instrumento, siendo el parámetro geofísico dominante ha resultado ser el vector de viento en la superficie del mar.

De esta manera, el conocimiento de la dependencia de los coeficientes armónicos con la velocidad del viento permite su estimación a partir de mediciones de temperaturas de brillo en las distintas polarizaciones.

Capítulo 4

Modelado de la emisión de radiación del mar

En los capítulos anteriores vimos como el viento induce rugosidad en la superficie del océano en las formas de ondas capilares, ondas gravitacionales y espuma. Estos efectos han sido estudiados por diversos autores con el objetivo de encontrar una representación matemática correcta para cada uno de los fenómenos [1].

Los efectos de las olas de gran escala han sido modelados, en un primer intento, por la teoría de *scattering* de óptica geométrica. En los modelos de óptica geométrica las grandes olas son representadas por superficies inclinadas, y los coeficientes de scattering son proporcionales al número de superficies con un ángulo de inclinación que satisfaga la condición de reflexión especular [15] [16]. Los resultados arrojados por este tipo de teoría han resultado aceptables, sin embargo este tipo de modelo falla en dar cuenta de la dependencia con la frecuencia de observación y subestima significativamente la radiación horizontalmente polarizada para los ángulos de incidencia pequeños [1].

Los modelos de óptica geométrica fueron extendidos luego a modelos de dos escalas [17]. Los modelos de dos escalas aproximan el océano como una superficie con una escala pequeña y una escala grande, a saber, una superficie con pequeñas ondulaciones (las olas capilares) montadas sobre de ondas gran escala. En esta aproximación la emisión térmica total de la superficie es la suma de las emisiones de pequeñas parcelas ligeramente perturbadas, inclinadas por la superficie de gran escala que las contiene. En los modelos de dos escalas se utilizan los mecanismos del scattering de Bragg anteriormente descritos, para interpretar de manera más completa las temperaturas de brillo de la superficie del mar. Con Bragg se tiene en cuenta dos contribuciones debidas a las pequeñas olas:

- una corrección a la reflexión coherente, por radiación especularmente reflejada que no se tiene en cuenta con los coeficientes de Fresnel de reflexión plana.
- una contribución de reflexión incoherente, es decir, dispersión de la radiación hacia la dirección de observación proveniente de todas las demás direcciones.

Comparado con los anteriores modelos de óptica geométrica, el modelo de dos escalas modela de manera más precisa la dependencia de la temperatura de brillo en los ángulos

de incidencia y en la magnitud de la velocidad del viento. Estos modelos han probado a lo largo de los años ser numéricamente correctos, pero no dejan de ser una aproximación al scattering y la emisión reales del océano.

En los primeros modelos de dos escalas las contribuciones de las olas pequeñas y grandes a la señal direccional del viento no habían sido tenidas en cuenta. En los modelos de Wu y Fung [17] y Wentz [18] el espectro de superficie para las olas capilares se asumía isotrópico, y era tratado con la teoría del scattering de Bragg para superficies isotrópicas. Como resultado no se predecía una dependencia en la dirección del viento de la temperatura de brillo. Por el contrario, el modelo de óptica geométrica de Stogryn [20], que utilizaba la distribución de pendientes de Cox y Munk [21], sí predijo una variación azimutal de la temperatura de brillo de unos pocos Kelvins, aunque en poca concordancia con la sensibilidad medida.

En el año 1992 un estudio de *Irisov et al.* [22] mostró que la contribución de las olas capilares era más importante que la de las olas de gran escala, para el rango de frecuencias entre 19 y 37 GHz en una observación cenital, alentando así el estudio de la aplicación de un modelo de dos escalas con un espectro anisotrópico para las olas pequeñas y grandes.

4.1. El modelo propuesto

En este trabajo se implementará un modelo de emisión de radiación basado en un modelo de superficie del océano de dos escalas, semiempírico, propuesto por Yueh en 1997 [1]. Éste es un modelo semiempírico que aproxima la emisión de un píxel de mar teniendo en cuenta las emisiones de las pequeñas olas y la espuma, modulando éstas dos contribuciones sobre una distribución de olas de gran escala. Cada una de las partes que intervienen en el modelo es implementada utilizando modelos empíricos de distintos autores, sobre la base de una teoría general de la emisión de superficies.

La precisión de los modelos de dos escalas se basa en la precisión de sus dos componentes: el modelo de superficie del océano y la teoría de scattering electromagnético aplicada a ésta superficie.

Los modelos de dos escalas proveen entonces una aproximación razonable a los datos experimentales, y pueden ser mejorados al encontrar representaciones más rigurosas de cada una de sus partes.

En el modelo, el vector de Stokes de emisión de una parcela local se representa por I_{sl} . Para tener en cuenta la radiación de la espuma de mar, I_{sl} se escribe como la suma de dos términos: uno es el vector de Stokes de emisión de las superficies de pequeña escala perturbadas por el viento y sin espuma, y el otro es la emisión de las parcelas con cobertura total de espuma. Si los llamamos I_{ss} y I_{sf} respectivamente, tenemos:

$$I_{sl} = (1 - F_r)I_{ss} + F_r I_{sf} \quad (4.1)$$

donde F_r representa la fracción de superficie cubierta totalmente por espuma. La fracción de espuma es una función de la velocidad del viento, así como también de las temperaturas

del agua y del aire. La forma funcional fue obtenida empíricamente y será presentada más adelante en la sección 4.3.

El vector de Stokes total de una superficie de dos escalas se define como el promedio de la emisión de una parcela (I_{sl}) sobre la distribución de pendientes de la superficie de gran escala, denotada $P(S_x, S_y)$. Hay que tener en cuenta que al montar la pequeña escala sobre una superficie inclinada (las grandes olas) estaremos cambiando los ángulos de incidencia y azimutal, siendo necesario un cambio de coordenadas.

Además la superficie inclinada afecta el área de las parcelas proyectada en la dirección de observación, resultando en que la emisión de las pequeñas escalas debe ser además pesada por el ángulo sólido de la superficie de gran escala vista desde el radiómetro [1]. Para esto se debe multiplicar al vector de Stokes de una superficie con pendiente S'_x , observado con un ángulo de incidencia θ y una dirección relativa ϕ , por el ángulo sólido $(1 + S'_x \tan \theta)$. Finalmente, el vector de emisión de Stokes de un píxel de mar queda definido de la siguiente forma:

$$I_s = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\cot \theta} I_{sl} \cdot (1 + S'_x \tan \theta) P(S_x, S_y) dS_y dS_x \quad (4.2)$$

donde S'_x es la pendiente de la superficie en la dirección azimutal de observación del radiómetro. Esta pendiente está relacionada con las pendientes de la superficie del mar desde un sistema de coordenadas en la tierra por las siguientes ecuaciones:

$$S'_x = S_x \cos \phi + S_y \sin \phi \quad (4.3)$$

donde S_x y S_y son las pendientes en la dirección del viento y transversal a éste respectivamente, de la superficie del mar en el sistema de coordenadas terrestre.

En la figura 4.1 se muestra el sistema de coordenadas usado y la configuración de medición. El eje \vec{z} apunta hacia el zenit de la tierra y el eje \vec{x} se orienta en la dirección del viento, de esta manera el ángulo ϕ es el de la dirección de observación relativa al viento y θ es el ángulo de incidencia terrestre.

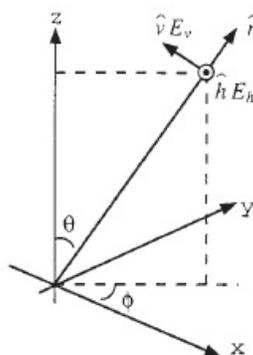


Figura 4.1: El sistema de coordenadas usado y la configuración de observación

4.1.1. Implementación numérica

Para implementar este modelo usaremos el lenguaje de programación de IDL. Se ha diseñado un diagrama de flujos para ilustrar el funcionamiento del modelo y facilitar su programación a través de módulos.

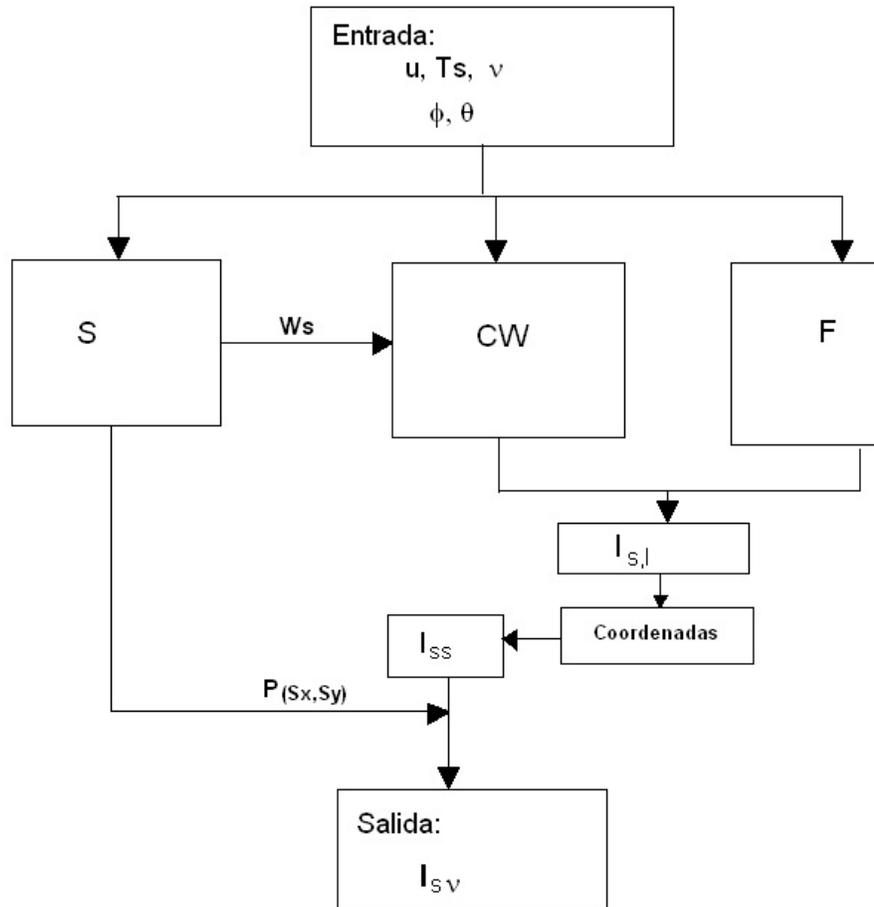


Figura 4.2: El diagrama de flujos del modelo, modularizado para su implementación

Las entradas del modelo son la velocidad del viento (u) y su dirección (ϕ), la temperatura de superficie del agua (T_s), la frecuencia de medición (ν) y el ángulo de incidencia terrestre (θ). El módulo S calcula la forma de la superficie del mar a través de su transformada de Fourier o espectro de ondas y da como resultados la distribución de probabilidades de pendientes de olas de gran escala $P(S_x, S_y)$ y el espectro de ondas de pequeña escala W_s . El módulo CW calcula la emisión de la pequeña superficie debida a las ondas capilares utilizando el espectro de ondas de escala pequeña del módulo S y el scattering de Bragg. El módulo F calcula la fracción de mar cubierta por espuma y la emisión de la espuma

en las polarizaciones H y V. A partir de éstos dos últimos módulos se calcula la emisión de una pequeña parcela de mar $I_{s,l}$ que luego es llevada del sistema de coordenadas local (montado sobre las olas de gran escala) al sistema de coordenadas terrestre. Este cambio de coordenadas dá como resultado la emisión de pequeña escala I_{ss} que finalmente es promediada con la distribución de probabilidades de pendientes del módulo S, a través de la ecuación 4.2 para dar como resultado el vector de emisión de Stokes de un píxel $I_{s,\nu}$. El funcionamiento de cada módulo es explicado en las secciones siguientes.

4.2. El espectro de ondas

En éste módulo está contenido el modelo de superficie utilizado. Se trata de un modelo de dos escalas: una escala pequeña que modela las olas capilares (con longitudes de onda del orden de los centímetros) y una gran escala que modela las olas grandes (del orden de los metros).

La representación matemática más común para modelar empíricamente una superficie con dos escalas es el espectro de número de ondas, es decir, la transformada de Fourier de la superficie. Al tratarse de una superficie, su transformada de Fourier también será una función en 2 dimensiones y en este caso se al espacio de números de onda (en vez del espacio de frecuencias usado comúnmente).

En en el modelo propuesto por Yueh se utiliza el espectro de superficie del mar empírico de Durden y Vesecky. Éste asume que el espectro de ondas de un océano totalmente desarrollado tiene la siguiente forma general [19]:

$$W(\vec{k}) = \frac{1}{2\pi k} Sp(k)\Phi(k, \phi), \quad (4.4)$$

donde k es el módulo del número de onda y ϕ es el ángulo de \vec{k} medido desde el eje k_x . Así el espectro es un producto de una función que depende solamente del módulo y otra que depende del módulo y del ángulo de \vec{k} . La función S(k) está formada por dos funciones distintas que modelan su comportamiento en distintas regiones. Para los valores de $k > k_j = 2m^{-1}$ la función fue determinada por Durden y Vesecky y tiene la siguiente forma [19]:

$$Sp(k) = a_0 k^{-3} \left(\frac{bku_*^2}{g_*} \right)^{a \cdot \log_{10}(k/k_j)} \quad (4.5)$$

donde $g_* = g + \gamma k^2$, $\gamma = 7,25 \times 10^{-5}$, y $g = 9,81m/s^2$. En cuanto a los demás parámetros, a y b controlan el radio de ruptura de las olas, mientras que a_0 dá la magnitud absoluta del espectro. Durden y Vesecky encontraron que los valores de éstos parámetros que mejor se ajustan a las mediciones son 0,225, 1,25, y 0,008 para a , b y a_0 respectivamente. Para los valores de $k < k_j = 2m^{-1}$, la función $S(k)$ está descrita por el espectro de Pierson y Moskowitz:

$$Sp(k) = b_0 k^{-3} \exp[-0,74(k_c/k)^2] \quad (4.6)$$

donde $k_c = g/U_{19,5}^2$ y $U_{19,5}$ es la velocidad del viento a una altura de 19,5 m sobre el nivel del mar correspondiente a una dada velocidad de fricción u_* . El parámetro b_0 se elige con valor de 0,008 para ajustarse al valor de a_0 .

Ambas ecuaciones nos indican que el espectro de la superficie (y por lo tanto la forma de ésta) dependen de la velocidad de fricción del viento, que es la velocidad del viento sobre la superficie del mar. Sin embargo la variable oceanográfica de importancia es la velocidad del viento a algunos metros sobre la superficie del mar. Podemos conocer esta velocidad a una altura z a partir de la velocidad de fricción, usando un modelo de capa límite, el que se utiliza en el modelo propuesto por Yueh tiene la forma:

$$U(z) = \frac{u_*}{0,4} \log \left(\frac{z}{Z_0} \right) \quad (4.7)$$

donde Z_0 es un parámetro de altura que depende de la velocidad de fricción de la siguiente manera:

$$Z_0 = 0,0000684/u_* + 0,00428u_*^2 - 0,000443 \quad (4.8)$$

La función $\Phi(k, \phi)$, que es la porción del espectro dependiente del ángulo de \vec{k} , es de la forma:

$$\Phi(k, \phi) = 1 + c(1 - e^{-sk^2}) \cos(2\phi) \quad (4.9)$$

En esta ecuación el coeficiente s vale $1,5 \times 10^{-5} m^2$, mientras que c depende de la velocidad del viento a través de la siguientes relaciones:

$$c = \left(\frac{1 - R}{1 + R} \right) \frac{2}{(1 - D)} \quad (4.10)$$

La dependencia en la velocidad del viento se encuentra en los coeficientes R y D como mostramos a continuación:

$$R = \frac{0,003 + 0,00192 \cdot U(12,5)}{0,00316 \cdot U(12,5)} \quad (4.11)$$

$$D = \frac{\int_0^\infty k^2 S(k) e^{-sk^2} dk}{\int_0^\infty k^2 S(k) dk} \quad (4.12)$$

donde nuevamente $U(12,5)$ significa la velocidad del viento a una altura de 12,5 m sobre el nivel del mar.

Con las ecuaciones anteriores ha quedado definido en su completitud el espectro de número de ondas (desde ahora espectro de ondas) para la superficie del mar, que depende de la velocidad y dirección del viento.

Pero en los modelos de 2 escalas, es necesario definir los espectros para ondas de pequeña y gran escala, denominados W_s y W_l respectivamente. Éstos se definen a partir del espectro W de la siguiente manera:

$$W_l(k, \phi_k) = \begin{cases} W(k, \phi_k) & \text{si } k < k_c \\ 0 & \text{si } k \geq k_c \end{cases} \quad (4.13)$$

$$W_s(k, \phi_k) = \begin{cases} 0 & \text{si } k < k_c \\ W(k, \phi_k) & \text{si } k \geq k_c \end{cases} \quad (4.14)$$

donde k_c es el parámetro de corte de 2 escalas, es decir, es el número de onda a partir del cuál los valores de k mayores a él se consideran ondas pequeñas. De esta manera se parte al espectro de ondas W en dos partes: un espectro de pequeña escala y uno de gran escala.

El espectro de pequeña escala será utilizado en el modelo de *scattering* para dar cuenta del efecto de las olas capilares, mientras que el espectro de gran escala servirá para calcular la emisión de una porción grande de mar representando a un píxel.

La distribución de pendientes $P(S_x, S_y)$ de la ecuacion (4.2) se construye con el espectro de ondas de gran escala, representa la probabilidad de que una pequeña parcela de la superficie del mar tenga una pendiente S_x en el eje x , y una pendiente con valor S_y en y . Esta probabilidad es asumida como una función Gaussiana [1] centrada en cero, de la siguiente forma:

$$P(S_x, S_y) = \exp\left(-\frac{S_x^2}{2S_u^2} - \frac{S_y^2}{2S_c^2}\right) \quad (4.15)$$

donde S_u^2 y S_c^2 son las varianzas en las direcciones del viento y perpendicular al viento respectivamente. Éstas varianzas se calculan utilizando el espectro de ondas largas, con todas las componentes espectrales de superficie cuyo número de onda sea menor que el de corte k_c :

$$S_u^2 = \int_0^\infty dk \int_0^{2\pi} d\phi_k k^3 \cos^2(\phi_k) W_l(k, \phi_k) \quad (4.16)$$

$$S_c^2 = \int_0^\infty dk \int_0^{2\pi} d\phi_k k^3 \sin^2(\phi_k) W_l(k, \phi_k) \quad (4.17)$$

4.2.1. Modulación hidrodinámica

La modulación hidrodinámica se introduce para dar cuenta de los efectos en la superficie de las olas de gran escala que no son tenidos en cuenta en el espectro de la ecuación (4.4). Éste efecto hace que las olas capilares o de pequeña escala estén más concentradas en las caras de sotavento (en la dirección del viento) de las olas de gran escala. Este fenómeno fue observado y puesto en evidencia en diversos estudios oceanográficos entre los que se puede citar a Donelan y Pierson [29], y ha sido usado para interpretar la diferencia entre las secciones eficaces de backscattering de las superficies del mar en direcciones a favor y

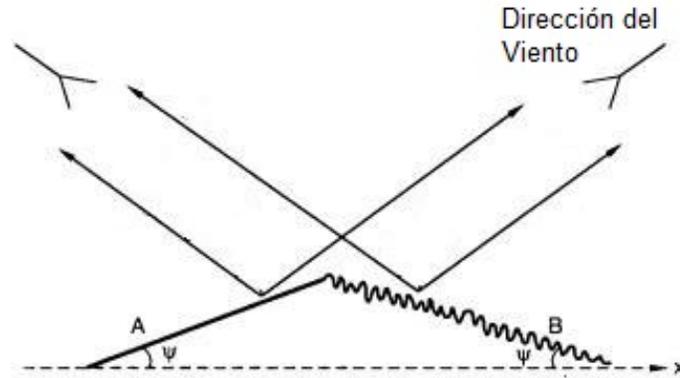


Figura 4.3: La modulación hidrodinámica: se representa la acumulación de las olas capilares en la cara de sotavento de las olas

en contra del viento. En la figura 4.3 se ilustra el fenómeno de modulación hidrodinámica de las pequeñas olas.

La modulación hidrodinámica se introduce a través de la modulación de las olas de pequeña escala. Se modula el espectro de ondas multiplicándolo por un parámetro h que depende de la pendiente de la ola grande en la cual las pequeñas olas están montadas. De esta manera nuestro nuevo espectro de pequeña escala W_s estará relacionado con el viejo espectro W'_s de la siguiente forma [1]:

$$W_s(k, \phi_k, S_x) = h(S_x)W'_s(k, \phi_k) \quad (4.18)$$

Y h tiene la siguiente forma:

$$h = \begin{cases} 1 - 0,5 \operatorname{sgn}(S_x) & \text{if } |S_x/S_u| > 1,25 \\ 1 - 0,4S_x/S_u & \text{if } |S_x/S_u| \leq 1,25 \end{cases} \quad (4.19)$$

donde $\operatorname{sgn}(S_x)$ es el signo de S_x y S_u es la desviación estándar en el eje x de la distribución de probabilidades 4.15. Como consecuencia, las olas capilares que se ubican a sotavento en las grandes olas se ven amplificadas, y aquellas que se ubican a barlovento están disminuidas. Ésta modulación propuesta por Yueh es consistente con otros modelos de modulación usados en estudios del backscattering oceánico previos [1].

4.2.2. Implementación

El módulo S fue implementado en el lenguaje de programación IDL. Empezaremos mostrando el resultado de la implementación en el orden en el cual las ecuaciones fueron programadas.

Para obtener el espectro de ondas (4.4) es necesario antes definir las funciones $Sp(k)$ y $\Phi(k, \phi)$. Para la primera se utilizan las ecuaciones (4.5) y (4.6), para los $k \geq 2m^{-1}$ y para

$k < 2m^{-1}$ respectivamente. Si graficamos la función $Sp(k)$ como composición de las dos, se obtiene lo siguiente para el número de ondas de hasta un valor de $k = 3m^{-1}$:

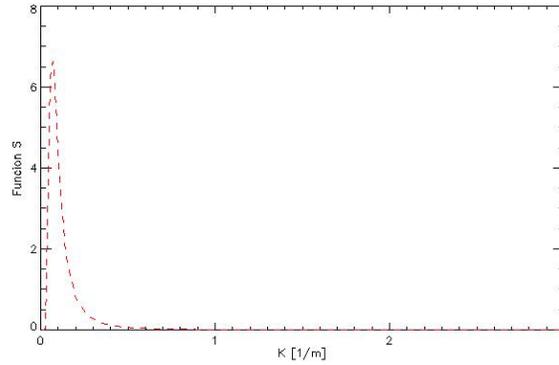


Figura 4.4: La función Sp graficada para valores de k hasta $3m^{-1}$ y para una velocidad del viento de 10m/s a 10 m de altura

En el caso de la función $\Phi(k, \phi)$ está determinada por las ecuaciones (4.9), (4.10), (4.11) y (4.12). Se graficó en la figura 4.5 con respecto a la variable ϕ pero para 10 valores distintos de k , variando entre 0 y 200 con intervalos equiespaciados.

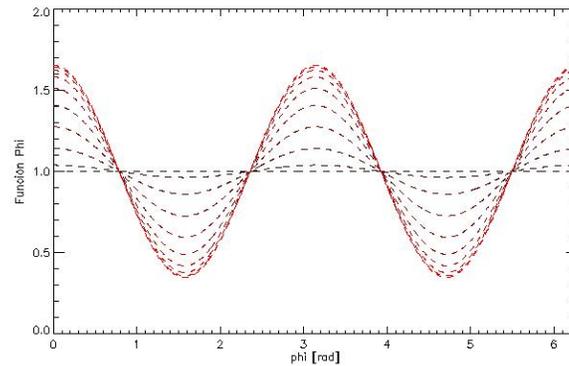


Figura 4.5: La función Φ graficada respecto al ángulo ϕ para 10 valores distintos de k entre 10 y 200 m^{-1} . Los valores van desde los más pequeños en negro hasta los más grandes en color rojo.

La ecuación (4.4) da el espectro de ondas total, si lo graficamos hasta un valor del número de ondas de $k = 3m^{-1}$ obtenemos lo siguiente:

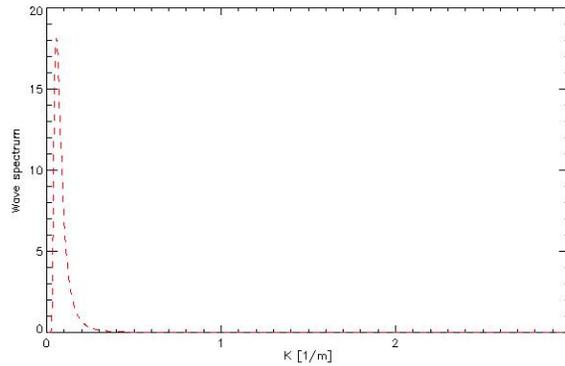


Figura 4.6: El espectro de ondas (4.4) para la superficie del mar, graficado con respecto a la variable k hasta un valor de $3m^{-1}$.

Para poder apreciar la variación en ϕ del espectro, lo graficamos en escala logarítmica y lo hacemos para 10 valores distintos de ϕ entre 0 y 2π . Graficamos para valores grandes de k que es el dominio donde se aprecia la variación angular:

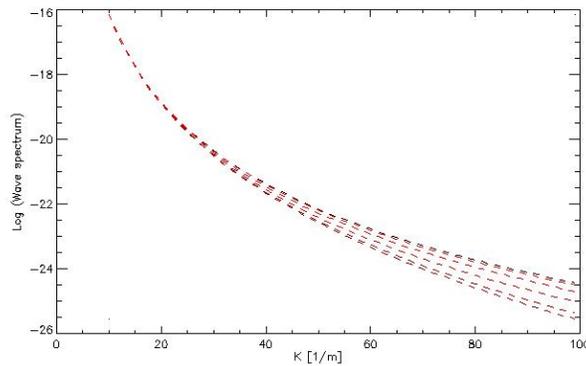


Figura 4.7: Espectro de ondas (4.4) graficado para 10 valores distintos de ϕ en escala logarítmica. Las curvas adquieren valores mas grandes a medida que k crece.

Si vemos los gráficos anteriores del espectro de ondas podemos observar que para valores de $k > 2m^{-1}$ la función decae asintóticamente hacia el eje de k .

El efecto de las olas grandes afectará al vector de Stokes obtenido a través de la distribución de probabilidades de pendientes en la superficie del mar (4.15). Mostraremos a continuación la forma de esta distribución en S_x , desde una curva de nivel en $S_y = 0$:

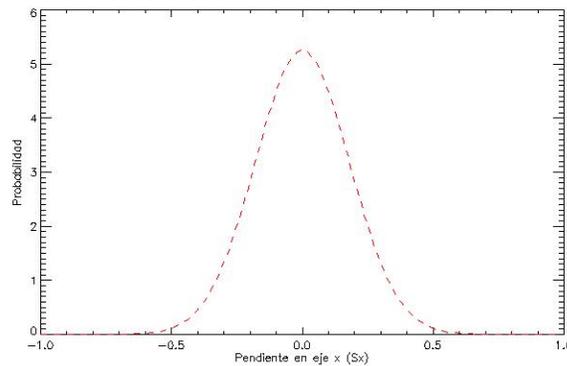


Figura 4.8: Distribución de probabilidad para S_x manteniendo $S_y = 0$ y con una desviación estándar $S_u = 0,032$ correspondiente a una velocidad de viento de 10m/s a 10m de altura.

Graficamos a continuación la función de modulación hidrodinámica que dá cuenta del efecto explicado en la sección anterior.

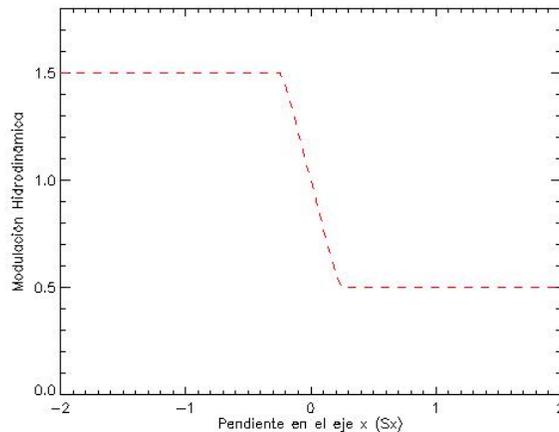


Figura 4.9: La modulación hidrodinámica para el espectro de ondas de pequeña escala, graficada para valores de pendientes en la dirección del viento de valores entre -2 y 2.

4.3. La espuma de mar

La espuma de mar y las variables dependientes de ella se calculan en el módulo F del diagrama de flujos de la figura 4.2.

Para las ondas electromagnéticas en el rango visible las capas de espuma en la superficie del mar reflejan muy bien la radiación incidente. Por el contrario en el rango de las microondas, las capas de espuma en la superficie del mar son muy pobres reflectores de la radiación incidente, por lo cuál tienen una emisividad casi tan grande como la de un

cuerpo negro [25]. Así los parches de océano donde hay espuma son puntos calientes en una medición de microondas. Pero la superficie de mar que ocupan estas capas de espuma es bastante pequeña con respecto a la superficie total. En el modelo propuesto por Yueh se plantea con la ecuación (4.1) tener en cuenta por partes separadas las emisiones de la superficie del mar cubierta por espuma y de aquella libre de espuma [1]. Para ésto se calcula en éste módulo la fracción de espuma en la superficie del mar y la emisividad de la espuma en las distintas polarizaciones.

4.3.1. Fracción de Espuma

La fracción de espuma en la superficie del mar se calcula usando los resultados publicados por Monahan y O’Muircheartaigh, 1986 [25]. En cuyo trabajo se estudia la dependencia de la fracción de espuma en la superficie del mar sobre un conjunto de variables meteorológicas locales.

En primer lugar se estudia la formación de las capas de espuma. En este sentido Munk, en 1947, había postulado la existencia de una velocidad del viento crítica, llamada velocidad de Beaufort, a partir de la cuál comenzaban a formarse las capas de espuma en la superficie del mar. Munk encontró esta velocidad crítica con un valor de 7 m/s a una altura de 10 m sobre la superficie del mar [26]. Durante décadas se tomó como válida esta velocidad crítica, pero diversas observaciones arrojaron resultados que sugerían una velocidad menor de formación de las capas de espuma [27]. Sin embargo, luego de experimentos con distintos conjuntos de datos, tomados de distintas regiones del planeta, se puso en evidencia que no existía una velocidad crítica definida como se pensaba, sino que la velocidad del viento en la cuál se empieza a formar espuma varía en respuesta a cambios en diversas variables meteorológicas. La principal dependencia de esta velocidad se encontró en la estabilidad térmica de la atmósfera baja, indicada por $\Delta T = T_w - T_a$ donde T_w es la temperatura del agua y T_a la temperatura del aire a 10 m de altura.

Monahan y O’Muircheartaigh encontraron para la velocidad de Beaufort la siguiente forma funcional:

$$U_B = 3,27 \times 10^{-0,0458\Delta T} m/s \quad (4.20)$$

con ΔT como fue definido anteriormente. Por debajo de esta velocidad la fracción de espuma en la superficie del mar es despreciable.

Con los resultados anteriores, y basándose en un conjunto grande de datos, Monahan y O’Muircheartaigh encontraron la forma funcional de la fracción de superficie cubierta por espuma en el océano, dependiente de dos variables principales: la velocidad del viento a 10 m de altura (U) y la estabilidad de la atmósfera baja (expresada a través de ΔT). La ecuación que se obtuvo se muestra a continuación:

$$F(U, \Delta T) = 1,95 \times 10^{-5} U^{2,55} \exp(0,0861\Delta T) \quad (4.21)$$

Si bien esta expresión contiene las principales dependencias de un modelo de cobertura de espuma, también se encontraron dependencias menos importantes en otras variables [25].

Por ejemplo, además de la dependencia en la estabilidad de la atmósfera, se encontró que la fracción de cobertura también depende específicamente de la temperatura del agua. Otra variable que no es considerada en la ecuación pero influye en la cobertura de espuma es la duración del viento: vientos más duraderos producirán más espuma que vientos efímeros con la misma velocidad, ya que la transferencia de energía del viento hacia el agua será mayor. También se ha verificado que la cobertura de espuma varía con la salinidad del agua, sin embargo para las variaciones de salinidad en las diferentes regiones del mar la variación resulta despreciable para nuestros cálculos.

A continuación se grafica la fracción de cobertura de espuma de la superficie del mar para diferencias de temperatura ΔT variables:

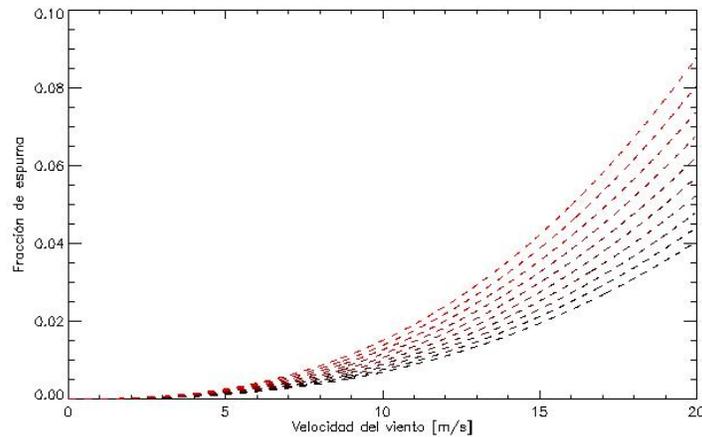


Figura 4.10: La fracción de espuma 4.21 en la superficie del mar como función de la velocidad del viento a 10 m de altura y para ΔT variando entre 0 (negro) y 10°C (color rojo).

La ecuación 4.21 resulta válida dentro de un rango grande de condiciones promedio en el océano, y sería posible mejorarla y hacerla específica a cada región incluyendo otras variables.

4.3.2. Emisividad de la Espuma

Para calcular la emisividad de la espuma se utiliza la forma empírica desarrollada por Stogryn, 1972 [28]. En su trabajo, Stogryn supone que las variaciones azimutales en la emisividad pueden ser ignoradas. Esta hipótesis es razonable ya que por lo general la espuma tiene una estructura estadísticamente isotrópica. Se propuso la siguiente forma funcional para la emisión de la espuma:

$$e_p(\nu, \theta)T_s = e(\nu, 0)T_s G_p(\theta) \quad (4.22)$$

donde p puede ser V o H y representa las polarizaciones vertical y horizontal respectivamente. De esta manera se separa la dependencia de la emisividad e_p en una parte dependiente sólo de la frecuencia ν y otra dependiente de la polarización y el ángulo de incidencia terrestre.

Para la dependencia en la frecuencia, Stogryn ajustó la función a observaciones en un rango de valores de ν de entre 5 y 50 GHz. Para éste dominio y para una temperatura de la superficie de $285^\circ K$ se obtuvo:

$$e(\nu, 0)T_w = 208 + 1,29\nu \quad (4.23)$$

donde las unidades de T_s son los grados Kelvin, la frecuencia ν está expresada en GHz y e al ser una emisividad no tiene unidades.

Para la parte dependiente de las polarizaciones y el ángulo de incidencia se agregó la condición de que las emisiones en ambas polarizaciones sean iguales para una observación desde el nadir por razones de isotropía de la espuma, es decir, $e_h T_s = e_v T_s$ en $\theta = 0$. El ajuste obtenido fue el siguiente:

$$G_h(\theta) = 1 - 1,748 \times 10^{-3}\theta - 7,336 \times 10^{-5}\theta^2 + 1,044 \times 10^{-7}\theta^3 \quad (4.24)$$

$$G_v(\theta) = 1 - 9,946 \times 10^{-4}\theta + 3,218 \times 10^{-5}\theta^2 - 1,187 \times 10^{-6}\theta^3 \quad (4.25)$$

donde θ está expresado en grados y la expresión tiene validez para un rango de valores de $0^\circ \leq \theta \leq 70^\circ$. Los ajustes de estas funciones se realizaron sobre un conjunto de mediciones tomadas con radiómetros calibrados y sobre superficies de agua cubiertas totalmente de espuma [28]. En el trabajo de Stogryn, se encontró que estos patrones de emisión eran dependientes de la forma de la superficie en la cuál estaban montados, es decir, del espectro de olas grandes. Las ecuaciones (4.23), (4.24) y (4.25) resultan válidas para espuma en una superficie plana, donde el ángulo θ se mide a partir de la normal a la superficie. Esto nos sugiere que para introducir las emisiones de la espuma en la ecuación (4.1) habrá que realizar un cambio de coordenadas, del sistema local inclinado de la ola, al sistema de observación terrestre.

Graficamos a continuación la emisión de la espuma para las polarizaciones vertical y horizontal respecto al ángulo de incidencia terrestre:

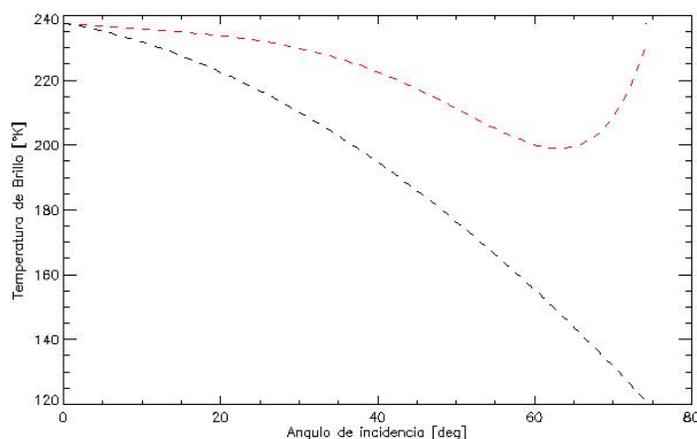


Figura 4.11: La emisión de la espuma para las polarizaciones vertical (rojo) y horizontal (negro) dependiendo del ángulo de incidencia terrestre.

4.4. Las olas capilares

El módulo CW de la figura 4.2 calcula la emisión del mar en la pequeña escala, es decir, de las olas capilares. La longitud de onda de éstas olas es del orden de los centímetros y es comparable con la longitud de onda de la radiación emitida en las microondas en el rango de interés de éste trabajo (entre 20 y 37 GHz).

En el modelo propuesto por Yueh se han extendido los modelos de dos escalas a superficies anisotrópicas para la pequeña escala [1]. Es decir, en éste trabajo el espectro de ondas de pequeña escala depende de la dirección del viento, a diferencia de trabajos anteriores.

El cálculo de la emisión del mar se hace indirectamente, utilizando la ley de Kirchhoff polarimétrica, que relaciona el vector de reflexión de Stokes con el de emisión de pequeña escala de la siguiente manera:

$$I'_{ss} = T_s \left(\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} - I_r \right) \quad (4.26)$$

donde T_s es la temperatura de la superficie del mar, I_r es el vector de Stokes de reflexión en la pequeña escala, e I'_{ss} se refiere al vector de emisión de Stokes en un sistema de coordenadas local de pequeña escala que se encuentre montado sobre las olas de gran escala. Para obtener el vector de Stokes en el sistema de coordenadas de la tierra será necesario un cambio de coordenadas, análogo al que se realiza con la emisión de la espuma.

Para calcular el vector I_r teniendo en cuenta un modelo anisotrópico de superficie de mar se utiliza la solución de Bragg de scattering de segundo orden, también llamada “Método de pequeñas perturbaciones” (Small perturbation method, SPM)[1] [30] [31]. Basándose en

ella el vector de Stokes de reflexión puede escribirse como la suma de la reflexión coherente y la reflexión incoherente:

$$I_r = I_{rc} + I_{ri} \quad (4.27)$$

La reflectividad incoherente esta representada por I_{ri} y la reflectividad coherente por I_{rc} .

La componente incoherente de la reflectividad se calcula, según la solución de Bragg, integrando los coeficientes polarimétricos biestáticos de scattering incoherente sobre todos los posibles ángulos de incidencia en el hemisferio superior del espacio:

$$I_{ri}(\theta_l, \phi_l) = \int_0^{\pi/2} \sin \theta_i d\theta_i \int_0^{2\pi} d\phi_i \frac{\cos \theta_i}{4\pi \cos \theta_l} \left[\begin{array}{l} \gamma_{vvvv}^i(\theta_l, \phi_l; \theta_i, \phi_i) + \gamma_{vvhv}^i(\theta_l, \phi_l; \theta_i, \phi_i) \\ \gamma_{hhhh}^i(\theta_l, \phi_l; \theta_i, \phi_i) + \gamma_{hv hv}^i(\theta_l, \phi_l; \theta_i, \phi_i) \\ 2\text{Re}(\gamma_{vhhh}^i(\theta_l, \phi_l; \theta_i, \phi_i) + \gamma_{vvhv}^i(\theta_l, \phi_l; \theta_i, \phi_i)) \\ 2\text{Im}(\gamma_{vhhh}^i(\theta_l, \phi_l; \theta_i, \phi_i) + \gamma_{vvhv}^i(\theta_l, \phi_l; \theta_i, \phi_i)) \end{array} \right] \quad (4.28)$$

Los coeficientes biestáticos de scattering $\gamma_{\alpha\beta\mu\nu}^i$ dependen de los ángulos de incidencia y de reflexión (llamados con el subíndice l, por el sistema de coordenadas local) y del espectro de número de ondas de superficie de pequeña escala W_s , de la manera que se muestra a continuación:

$$\gamma_{\alpha\beta\mu\nu}^i = \frac{4\pi k_0^4 \cos^2 \theta_l F_{\alpha\beta\mu\nu}(\theta_l, \phi_l; \theta_i, \phi_i) W_s(k_\rho \cos \phi_l - k_{\rho i} \cos \phi_i, k_\rho \sin \phi_l - k_{\rho i} \sin \phi_i)}{\cos \theta_i} \quad (4.29)$$

donde α , β , μ y ν representan las polarizaciones y pueden ser V o H. Los ángulos θ_l y ϕ_l son los valores de los ángulos de incidencia terrestre y acimutal respectivamente de la dirección de propagación de la radiación dispersada (es decir, la dirección de observación), en el sistema de coordenadas local. Los ángulos θ_i y ϕ_i son los ángulos de incidencia terrestre y acimutal de propagación de la radiación incidente. El argumento del espectro de ondas W_s , descrito en la sección 4.2, depende de la magnitud y la dirección de \vec{k} , en esta fórmula está escrito según las componentes k_x y k_y . Teniendo en cuenta la solución de Bragg, se debe evaluar k_x y k_y con la diferencia entre las proyecciones en x y en y de la onda reflejada y la incidente. En la ecuación, $k_\rho = k_0 \sin \theta_l$ y $k_{\rho i} = k_0 \sin \theta_i$ representan las magnitudes de los vectores de las ondas reflejadas e incidente, respectivamente, proyectadas en el plano horizontal. k_0 es el número de onda de la radiación electromagnética en cuestión en el vacío. Por último, $F_{\alpha\beta\mu\nu}(\theta_l, \phi_l; \theta_i, \phi_i)$ es el coeficiente de scattering de primer orden para las polarizaciones dadas por los subíndices α , β , μ y ν .

En el caso de la reflectividad coherente I_{rc} con correcciones del campo dispersado de segundo orden, tenemos la siguiente expresión:

$$I_{rc} = \begin{bmatrix} |R_{vv}^{(0)}|^2 + 2 \operatorname{Re}(R_{vv}^{(0)} R_{vv}^{(2)*}) \\ |R_{hh}^{(0)}|^2 + 2 \operatorname{Re}(R_{hh}^{(0)} R_{hh}^{(2)*}) \\ 2 \operatorname{Re}(R_{vh}^{(2)} R_{hh}^{(0)*} + R_{vv}^{(0)} R_{hv}^{(2)*}) \\ 2 \operatorname{Im}(R_{vh}^{(2)} R_{hh}^{(0)*} + R_{vv}^{(0)} R_{hv}^{(2)*}) \end{bmatrix} \quad (4.30)$$

En esta ecuación $R_{vv}^{(0)}$ y $R_{hh}^{(0)}$ son los coeficientes de Fresnel de reflexión para radiación incidente vertical y horizontalmente polarizada respectivamente. Los coeficientes $R_{\alpha\beta}^{(2)}$, con α y β que pueden ser v y h , equivalen a una corrección a la reflexión plana, causada por las perturbaciones de pequeña escala (ondas capilares).

Los coeficientes de Fresnel, para las microondas y para una interfaz de aire/agua de mar están dados por las expresiones:

$$R_{vv}^{(0)}(\theta) = \frac{\epsilon \cos(\theta) - \sqrt{\epsilon - \operatorname{sen}^2(\theta)}}{\epsilon \cos(\theta) + \sqrt{\epsilon - \operatorname{sen}^2(\theta)}} \quad (4.31)$$

$$R_{hh}^{(0)}(\theta) = \frac{\cos(\theta) - \sqrt{\epsilon - \operatorname{sen}^2(\theta)}}{\cos(\theta) + \sqrt{\epsilon - \operatorname{sen}^2(\theta)}} \quad (4.32)$$

En esta ecuación ϵ representa la constante dieléctrica compleja del agua de mar. Su valor se calculó a partir del modelo propuesto por Meissner y Wentz [23] que será explicado en detalle en la próxima sección.

Para los términos de corrección de scattering de segundo orden tenemos las siguientes expresiones:

$$R_{\alpha\beta}^{(2)}(\theta_i, \phi_i) = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty k_0^2 W_s(k_{\rho i} \cos \phi_i - k_\rho \cos \phi, k_{\rho i} \operatorname{sen} \phi_i - k_\rho \operatorname{sen} \phi) g_{\alpha\beta}^{(2)} k_\rho dk_\rho d\phi \quad (4.33)$$

donde el argumento del espectro de ondas W_s está escrito, al igual que en el caso coherente, según las componentes de \vec{k} . En este caso $k_{\rho i} = k_0 \operatorname{sen} \theta_i$ es la componente del vector de ondas en el plano horizontal (el de la superficie de reflexión). Si a ésta componente horizontal la multiplicamos por $\cos \phi_i$ obtenemos la componente en la dirección del viento, mientras que si la multiplicamos por $\operatorname{sen} \phi_i$ obtenemos la componente en la dirección transversal al viento. En la ecuación $g_{\alpha\beta}^{(2)}$ es el coeficiente de scattering biestático de segundo orden ([1]). Como se trata de la corrección a los términos de reflexión coherente, en ésta ecuación se deben reemplazar los ángulos de incidencia θ_i y ϕ_i por los ángulos de observación θ_l y $\phi_l + \pi$. Esto sucede porque solamente las ondas incidentes desde la dirección $(\theta_l, \phi_l + \pi)$ pueden ser especularmente reflejadas a la dirección de observación (θ_l, ϕ_l) .

4.4.1. La constante dieléctrica del agua de mar

El conocimiento preciso de la constante dieléctrica del agua de mar ϵ es esencial para la correcta estimación de la emisividad, como muestran las ecuaciones (4.31), (4.32) y la

forma de los coeficientes de scattering mostrados en los anexos. La constante dieléctrica es una función de la frecuencia de observación, la temperatura del agua y la salinidad [23].

En el modelo propuesto por Yueh, se utiliza un modelo de constante dieléctrica desarrollado por Klein y Swift en 1977. En sus trabajo Klein y Swift ajustan la constante dieléctrica utilizando un modelo de Debye, con una frecuencia de relajación, y para valores de frecuencia de hasta 10 GHz [24]. Si bien Yueh extrapola este modelo para frecuencias mayores, no está probada la eficiencia del modelo para esas frecuencias y parte de las inconsistencias obtenidas en los resultados finales son atribuidas a esta aproximación de la constante dieléctrica [1].

Sin embargo, en el año 2004, Meissner y Wentz desarrollaron otro modelo de constante dieléctrica del agua de mar, basándose en el trabajo de Klein y Swift, pero extendiendo su validez hasta valores de 100 GHz [23]. Este es el modelo que sería óptimo para predecir la emisión en los rangos de interés de éste trabajo.

Meissner y Wentz ajustan la constante dieléctrica utilizando un modelo de Debye con una doble ley de relajación, es decir utilizando dos frecuencias de relajación. Se utiliza además, para el ajuste una constante dieléctrica medida a frecuencia intermedia, a diferencia de los trabajos anteriores que sólo usaban la constante dieléctrica estática (frecuencia 0 GHz) y la constante dieléctrica a frecuencia infinita. El modelo ha sido ajustado a partir de datos de temperaturas de brillo de océano, sin presencia de viento (o con vientos de no más de 5 m/s), medidos por el radiómetro SSM/I F15 durante 4 meses [23].

Klein y Swift ajustan la constante dieléctrica con una única frecuencia de relajación de Debye, la función de ajuste es de la siguiente forma [24]:

$$\epsilon(T, S) = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_S(T, S) - \epsilon_{\infty}}{1 + \left(i \frac{\nu}{\nu_R(T, S)}\right)^{1-\eta}} - i \frac{\sigma(T, S)}{(2\pi\epsilon_0)\nu} \quad (4.34)$$

donde ν es la frecuencia de la radiación en GHz, $\epsilon_S(T, S)$ es la constante dieléctrica estática, ϵ_{∞} la constante dieléctrica a frecuencias infinitas que se asume constante en el modelo de Klein-Swift, $\nu_R(T, S)$ la frecuencia de relajación de Debye en GHz, η es el factor de propagación de Cole-Cole (que es 0 en el modelo de Klein-Swift), $\sigma(T, S)$ es la conductividad del agua (en S/m) y ϵ_0 es la permitividad eléctrica del vacío.

Por otro lado, Meissner y Wentz, ajustaron la constante dieléctrica con una doble ley de relajación de Debye, es decir, con dos frecuencias de relajación, a través de una función de la forma:

$$\epsilon(T, S) = \frac{\epsilon_S(T, S) - \epsilon_1(T, S)}{1 + i\nu/\nu_1(T, S)} + \frac{\epsilon_1(T, S) - \epsilon_{\infty}(T, S)}{1 + i\nu/\nu_2(T, S)} + \epsilon_{\infty}(T, S) - i \frac{\sigma(T, S)}{(2\pi\epsilon_{\infty})\nu} \quad (4.35)$$

donde $\epsilon_1(T, S)$ es la constante dieléctrica a frecuencia intermedia, $\nu_1(T, S)$ y $\nu_2(T, S)$ son la primera y segunda frecuencias de relajación de Debye en GHz. Los demás símbolos son iguales a los definidos para el modelo de Klein-Swift.

En este trabajo se implementaron ambos modelos, el de Klein-Swift con el objetivo de validar los resultados generales comparandolos con los obtenidos por Yueh, y luego

se implementó el modelo de Meissner y Wentz para obtener resultados más realistas y aplicarlos al radiómetro MWR.

Graficamos los resultados obtenidos para la constante dieléctrica usando ambos modelos y los comparamos. Si graficamos la parte real de ϵ con respecto a la frecuencia de observación obtenemos:

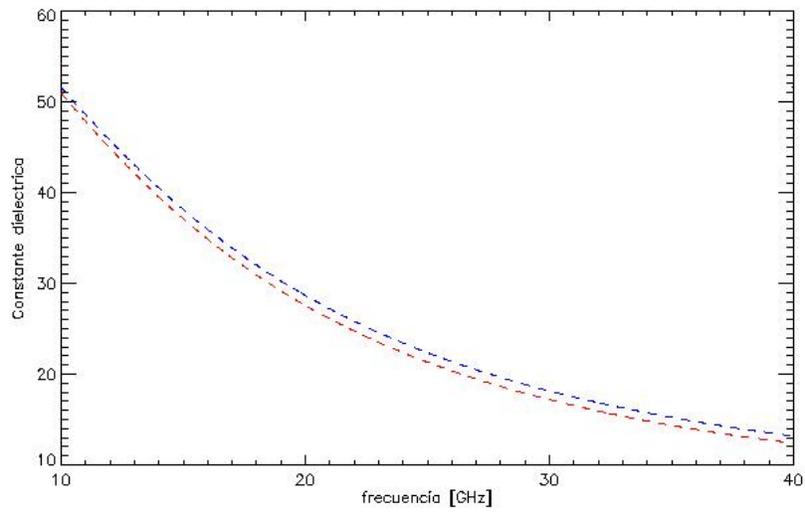


Figura 4.12: La parte real de la constante dieléctrica del agua de mar calculadas según el modelo de Klein-Swift (rojo) y según Meissner-Wentz (azul), para una temperatura de 12° C y una salinidad de 35 ppt.

Para la parte imaginaria de la constante dieléctrica, se obtiene:

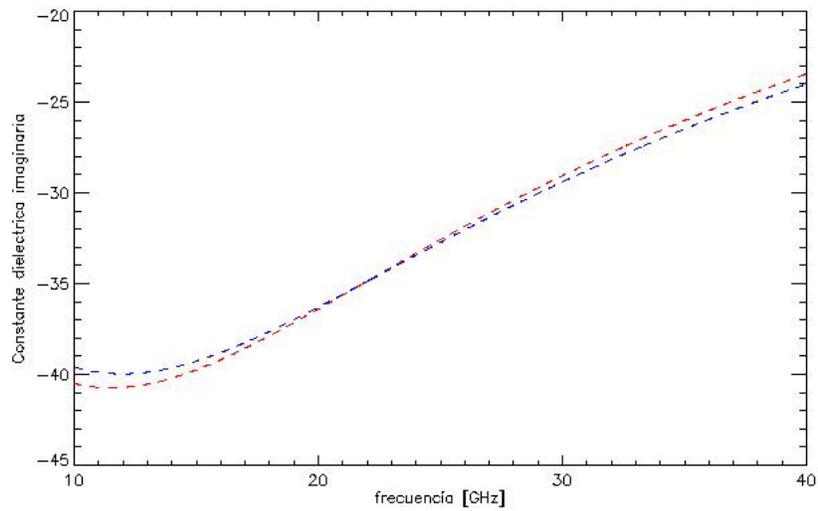


Figura 4.13: La parte imaginaria de la constante dieléctrica del agua de mar calculadas según el modelo de Klein-Swift (rojo) y según Meissner-Wentz (azul), para una temperatura de 12° C y una salinidad de 35 ppt.

Los gráficos de los coeficientes de scattering coherente e incoherente se han incluido dentro de los anexos de este trabajo.

Capítulo 5

Resultados

Para evaluar los resultados obtenidos de la implementación del modelo en el lenguaje IDL lo comparamos con los resultados obtenidos por Yueh [1].

En primer lugar comparamos el resultado de la integración de los coeficientes de reflexión coherente e incoherente, calculados a partir de las ecuaciones 4.28 y 4.30

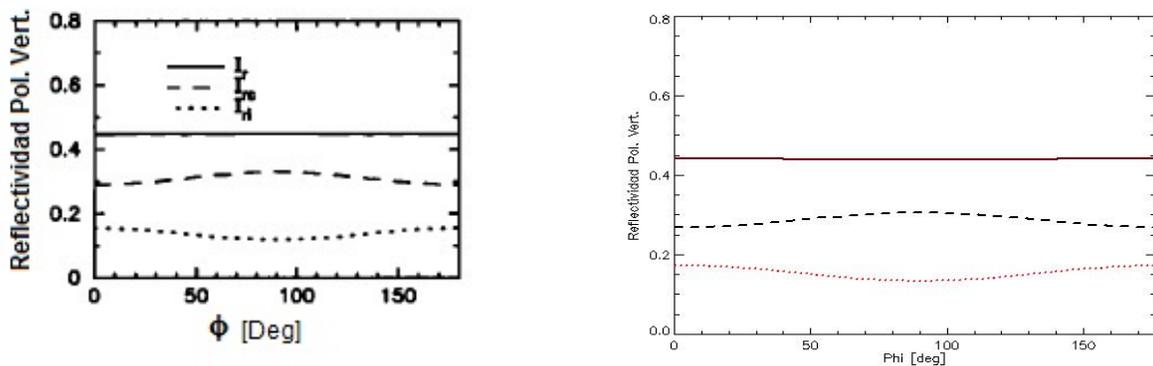


Figura 5.1: Los coeficientes de reflexión coherente e incoherente para la polarización vertical según Yueh,1994 (izquierda) comparados con los obtenidos con IDL (derecha), donde el coeficiente coherente se grafica en negro y el incoherente en rojo.

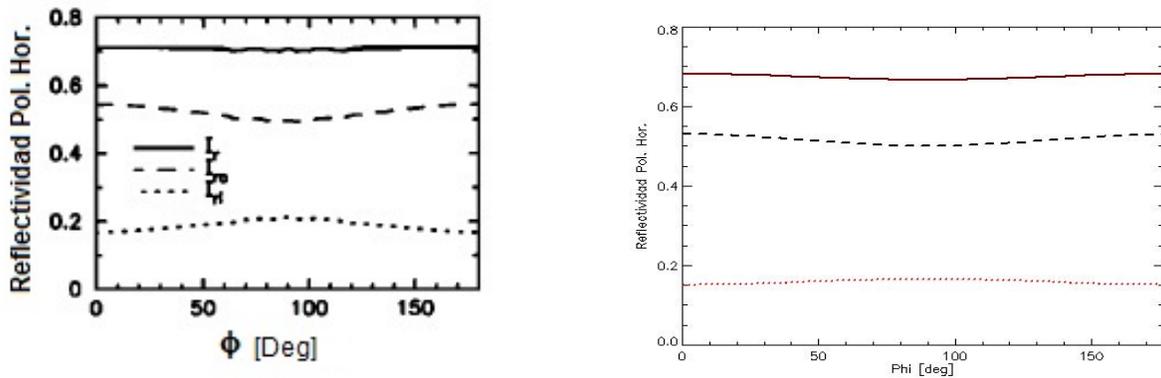


Figura 5.2: Los coeficientes de reflexión coherente e incoherente para h-pol según Yueh, 1994 (izquierda) comparados con los obtenidos con IDL (derecha), donde el coeficiente coherente se grafica en negro y el incoherente en rojo.

Ahora fijamos la dirección del viento en $\phi = 45$ y variamos el ángulo de incidencia.

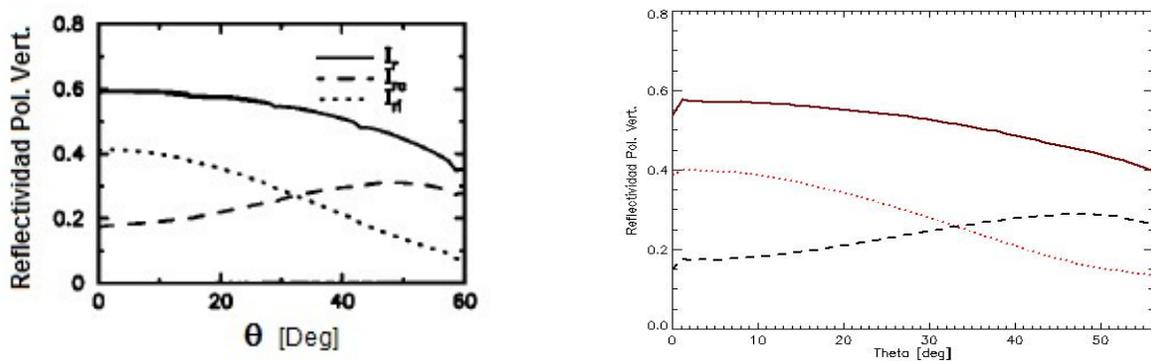


Figura 5.3: Los coeficientes de reflexión coherente e incoherente para v-pol variando θ según Yueh (1994) (izquierda) comparados con los obtenidos con IDL (derecha), donde el coeficiente coherente se grafica en negro y el incoherente en rojo.

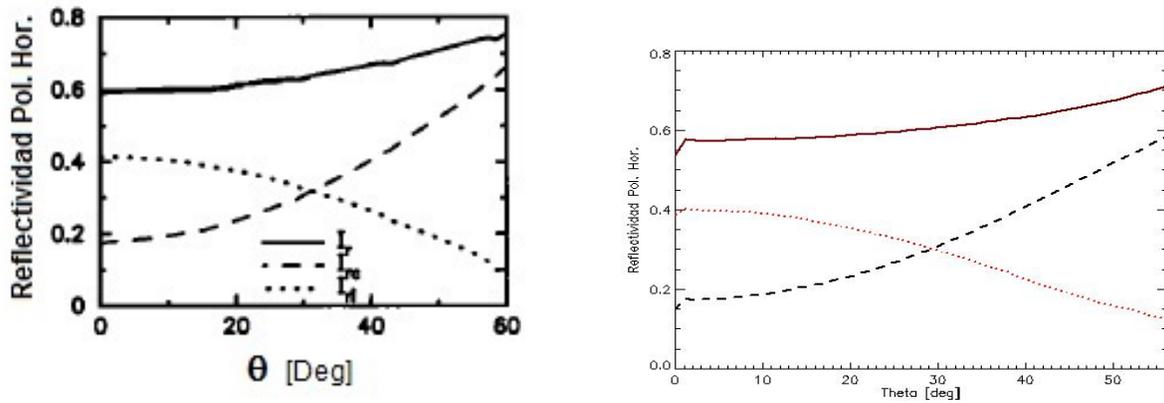


Figura 5.4: Los coeficientes de reflexión coherente e incoherente para h-pol variando θ según Yueh (1994) (izquierda) comparados con los obtenidos con IDL (derecha), donde el coeficiente coherente se grafica en negro y el incoherente en rojo.

5.0.2. Resultados del modelo de pequeña escala

Se presentan ahora los resultados de los 3 primeros parámetros de Stokes, calculados a partir del modelo propuesto. En esta sección veremos los resultados del cálculo que se efectuó teniendo en cuenta solamente los efectos de las olas de pequeña escala, es decir, los resultados obtenidos para el vector de Stokes de la ecuación (4.26).

Barremos el primer parámetro de Stokes, o polarización vertical, para todas las posibles direcciones relativas del viento:

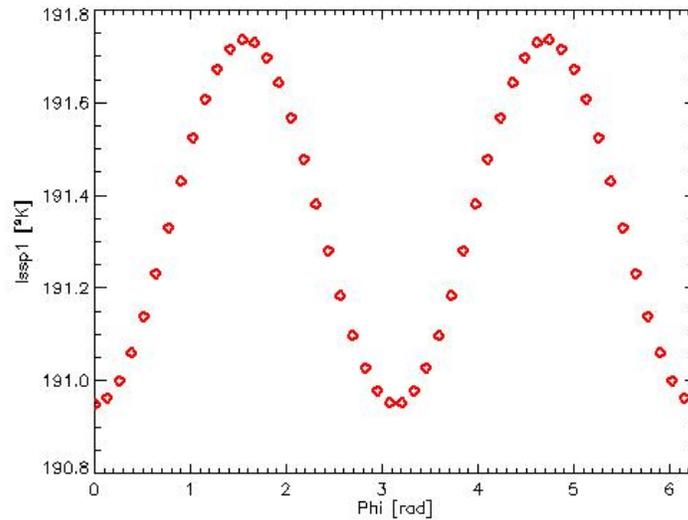


Figura 5.5: La variación del primer parámetro de Stokes (polarización vertical), respecto a la dirección relativa del viento programado en IDL para la olas de pequeña escala.

En el caso del segundo parámetro de Stokes se obtiene lo siguiente:

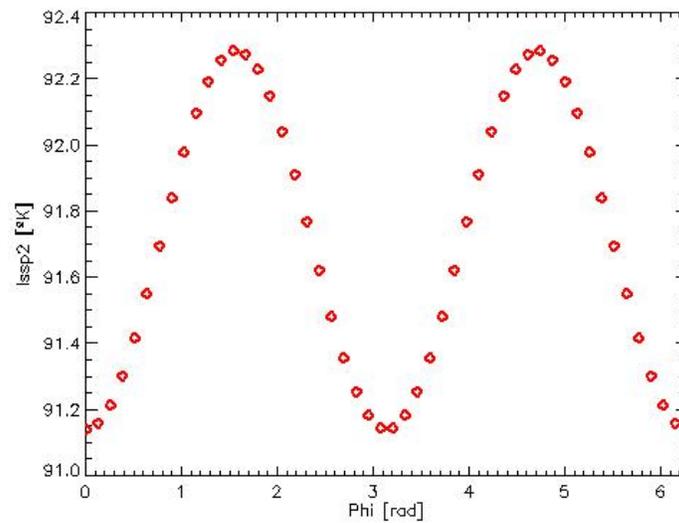


Figura 5.6: La variación del segundo parámetro de Stokes (polarización horizontal), respecto a la dirección relativa del viento programado en IDL para la olas de pequeña escala.

Los resultados de pequeña escala coinciden con los resultados de los modelos de 2 escalas en sus componentes continuas y en la segunda componente armónica, según las ecuaciones (3.5) y (3.6). Para estos casos la primer componente armónica no existe, ya que

en los modelos de escala pequeña que dan cuenta del scattering de Bragg no hay asimetrías entre las observaciones en la dirección del viento y en contra de éste. Para tratar de verificar el cálculo del modelo comparamos los resultados de los segundos armónicos obtenidos con los calculados por Yueh [1].

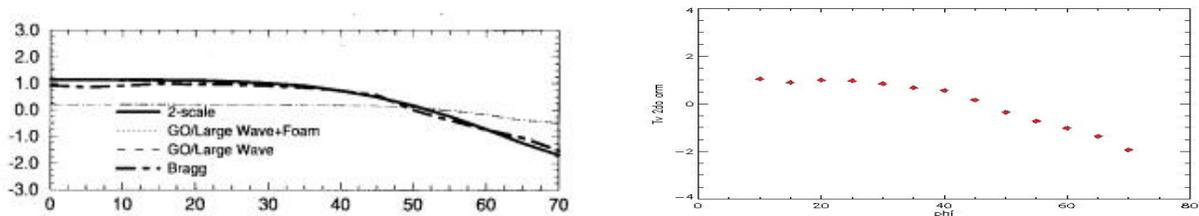


Figura 5.7: Los resultados para el segundo componente armónico de la polarización vertical variando con la dirección del viento ϕ , según Yueh (1994) (izquierda) comparados con los obtenidos de la implementación en IDL (derecha).

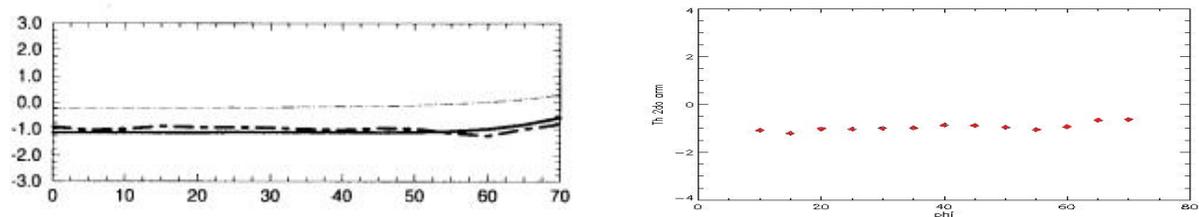


Figura 5.8: Los resultados para el segundo componente armónico de la polarización horizontal variando con la dirección del viento ϕ , según Yueh (1994) (izquierda) comparados con los obtenidos de la implementación en IDL (derecha).

5.0.3. Resultados del modelo completo

Se mostrará en esta sección el resultado del cálculo del modelo implementado en todas sus etapas, es decir, el resultado de la ecuación (4.2) obtenido considerando las contribuciones de pequeña y gran escala. A continuación vemos el resultado del cálculo del segundo parámetro de Stokes, la temperatura de brillo en la polarización horizontal, variando el ángulo relativo del viento ϕ . El cálculo se realizó para una velocidad de viento de 9 m/s a 5 m. de altura, una temperatura de superficie del agua de 285°K, un ángulo de incidencia de 55° y una frecuencia de 37 Ghz.

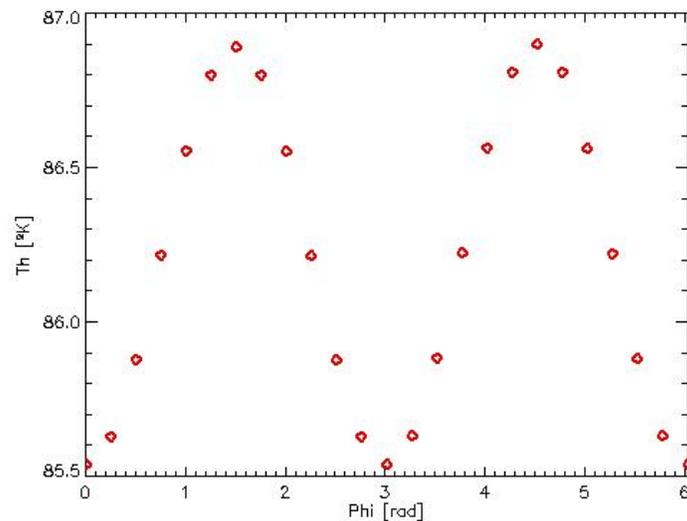


Figura 5.9: La variación del segundo parámetro de Stokes, programado en IDL utilizando el modelo de dos escalas.

Para implementar el modelo final se utilizaron integrales numéricas para calcular los parámetros de I_s de la ecuación 4.2. Cabe recordar que al evaluar el integrando de la ecuación 4.2 para cada uno de los puntos se deben realizar dos integrales numéricas de dos variables, dadas por las ecuaciones 4.28 y 4.30. Así que al final estaremos resolviendo una integral cuádruple.

La integral numérica se realizó con una rutina de las librerías del programa IDL que utiliza la regla de cuadratura Gaussiana para mejorar la precisión de los cálculos. Se realizó dividiendo el intervalo de integración en 10 sectores con 96 puntos de transformación cada uno. Para cada uno de los puntos de la figura 5.9 se requiere 1.05 horas de cálculo en una computadora moderna.

Se estudiarán cada una de las componentes armónicas de la temperatura de brillo. En primer lugar se verá la variación del armónico de orden 0, o componente continua, para la temperatura de brillo en la polarización horizontal. Para un conjunto dado de condiciones de observación, es decir, dados el ángulo de incidencia, la temperatura y salinidad del agua de mar, y la frecuencia de observación, el armónico 0 depende de la magnitud de la velocidad del viento en la superficie del mar. Los siguientes cálculos fueron realizados para un ángulo de incidencia de 55° , una temperatura del agua de 285° K y una frecuencia de 37 GHz.

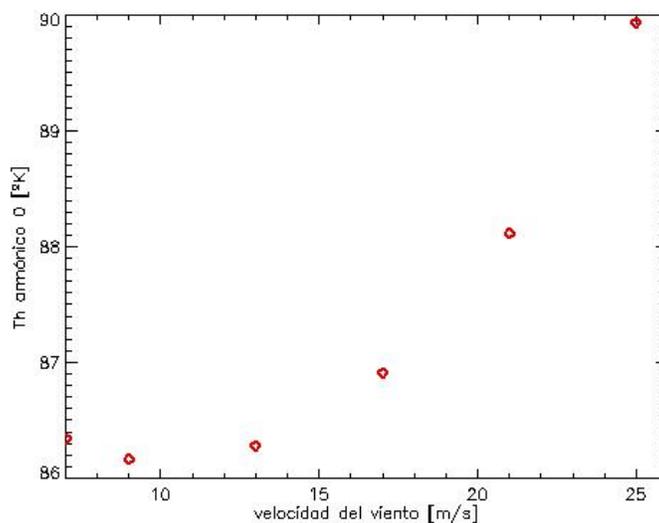


Figura 5.10: La variación de la componente continua para la polarización horizontal respecto a la velocidad del viento programada en IDL utilizando el modelo de dos escalas.

Se estudiará la variación de la segunda componente armónica de la temperatura de brillo en la polarización horizontal con respecto a la velocidad del viento en la superficie del mar. Los cálculos fueron realizados para un ángulo de incidencia de 65° , una temperatura del agua de 285° K y una frecuencia de 37GHz para el resultado debido a las rugosidades de pequeña escala.

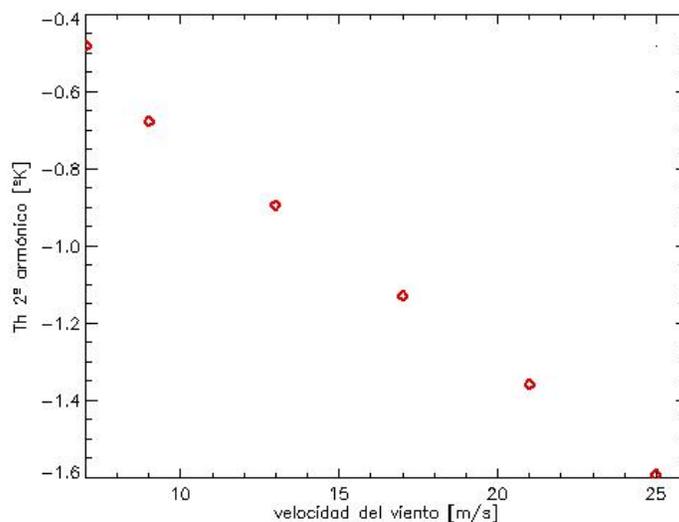


Figura 5.11: La variación del segundo componente armónico para la polarización horizontal respecto a la velocidad del viento programada con IDL para el modelo de dos escalas.

Se muestra a continuación la variación del primer componente armónico de la temperatura de brillo con respecto a la velocidad, para las mismas condiciones anteriores.

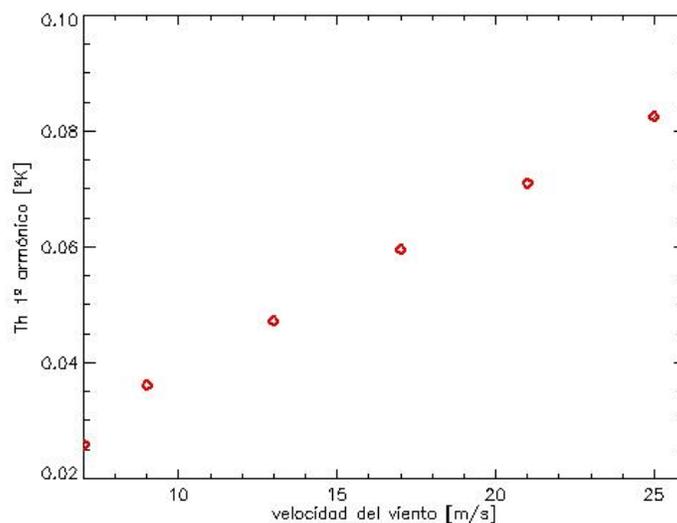


Figura 5.12: La variación del primer componente armónico para la polarización horizontal respecto a la velocidad del viento programada con IDL para el modelo de dos escalas.

Como se puede observar en la figura el primer componente armónico es muy pequeño y resulta despreciable con respecto a las demás componentes armónicas.

5.0.4. Cálculos para el MWR

A continuación se presentarán los cálculos para las estimaciones de los datos que serán obtenidos por el MWR. Para ésto se simularon las emisiones del mar haciendo un barrido sobre las variables de dependencia, con las condiciones de medición del radiómetro.

Se simuló en primer lugar la emisión de radiación horizontalmente polarizada para un viento de 10 m/s a 10 m de altura, en la frecuencia de 36.5 GHz y con un ángulo de incidencia terrestre de 58°.

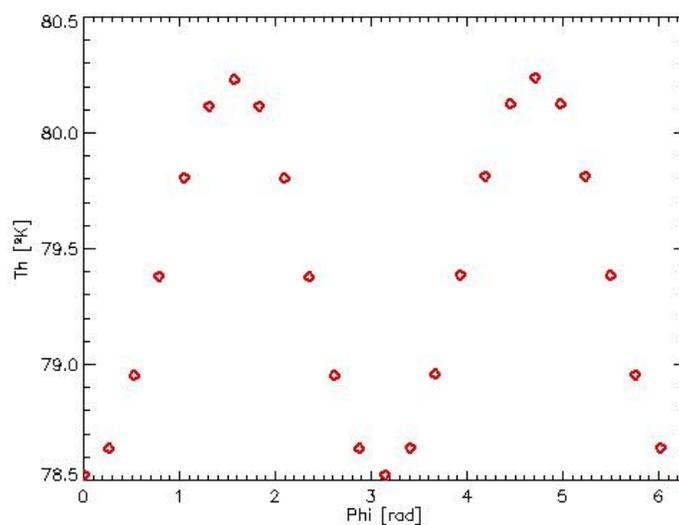


Figura 5.13: La variación del segundo parámetro de Stokes con respecto a la dirección del viento, a partir del modelo de 2 escalas para las condiciones de medición del MWR.

Para caracterizar la emisión de radiación dependiente del viento es necesario hacer un barrido de velocidades. Se simularon las emisiones para velocidades del viento entre 5 y 25 m/s, con las mismas condiciones de medición, y barriendo sobre todas las direcciones posibles. Como resultado se obtuvo la dependencia de los distintos componentes armónicos con respecto a la velocidad.

El resultado para el componente armónico de orden 0 se muestra a continuación:

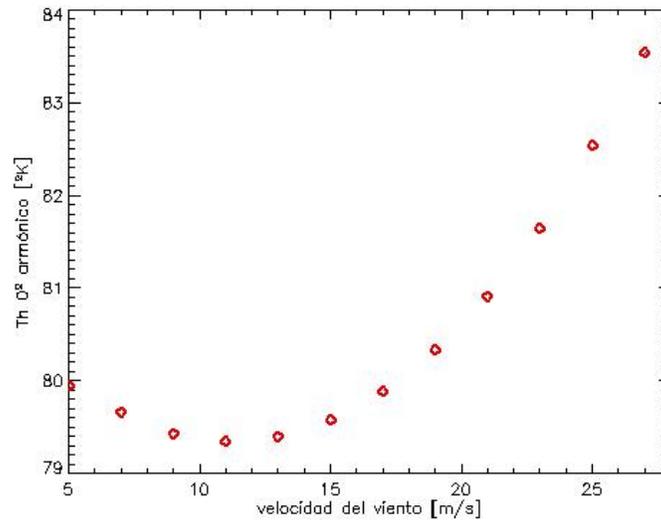


Figura 5.14: La variación de la componente continua para la polarización horizontal respecto a la velocidad del viento programada en IDL utilizando el modelo de dos escalas.

Para el componente armónico de orden 1 se obtuvo el siguiente resultado:

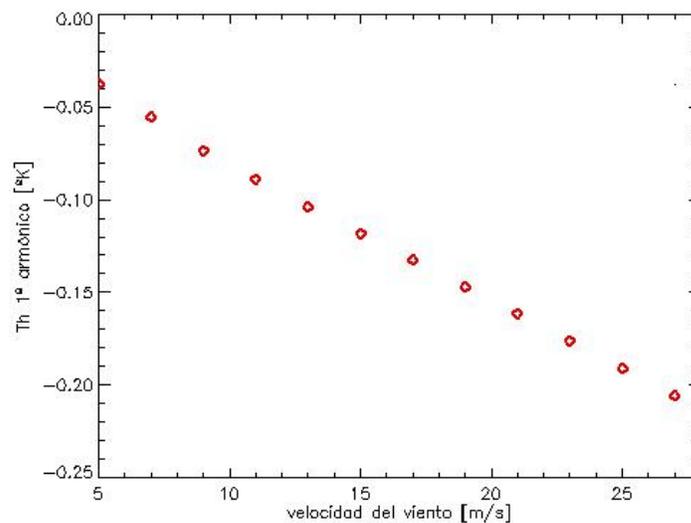


Figura 5.15: La variación del primer componente armónico para la polarización horizontal respecto a la velocidad del viento programada con IDL para el modelo de dos escalas.

En el caso del componente armónico de orden 2 su dependencia con la velocidad es la siguiente:

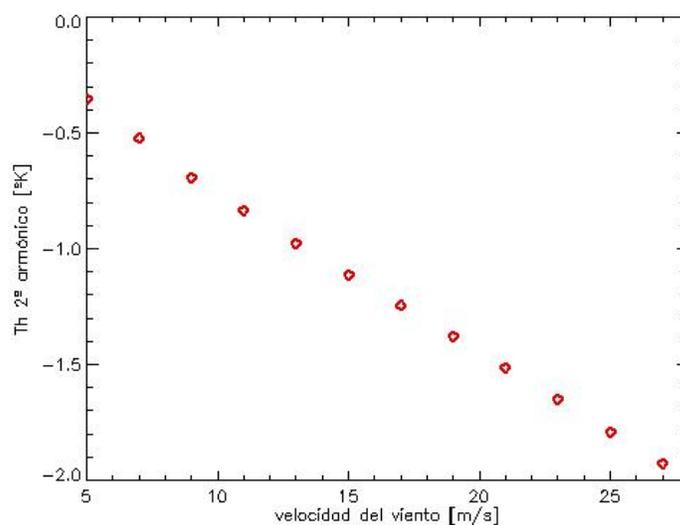


Figura 5.16: La variación del segundo componente armónico para la polarización horizontal respecto a la velocidad del viento programada con IDL para el modelo de dos escalas.

Los gráficos muestran nuevamente que el 1º armónico no contribuye significativamente a la temperatura de brillo total en este caso.

Las dependencias de los componentes armónicos de orden 0 y 2 con la velocidad del viento pueden ser ajustadas a través de alguna función para un determinado conjunto de valores de observación. Así teniendo en cuenta las condiciones de observación del radiómetro MWR podemos obtener una forma funcional de la dependencia de los componentes armónicos con la velocidad del viento. Ésto es utilizado en los algoritmos de recuperación de datos para la obtención de la velocidad y dirección del viento a través de mediciones de la temperatura de brillo en las distintas polarizaciones.

Capítulo 6

Discusiones

- Se implementó un modelo de emisión de microondas polarimétrico dependiente de la velocidad y dirección del viento en la superficie del mar que permite predecir la medición de un radiómetro de microondas para un determinado conjunto de variables atmosféricas y condiciones de medición, sin la necesidad de poseer a priori datos experimentales.
- La implementación se realizó a partir de un modelo semiempírico de dos escalas y fue programado modularmente, es decir, permite que cada una de las partes o módulos sean modificadas a medida que se encuentran mejores modelos, mejorando así el cálculo general.
- Con el conocimiento del armónico de orden 0 de los dos primeros parámetros de Stokes, es posible predecir la magnitud de la velocidad del viento en un píxel de mar a través de algún método de regresión, o modelo inverso.
- La parametrización del segundo coeficiente armónico para una de las polarizaciones (en nuestro caso la horizontal) posibilita predecir, también a través de un modelo inverso, la dirección del viento en el mar.
- Como perspectiva a futuro éste modelo puede ser mejorado para incluir las asimetrías de la emisión en las direcciones a favor y en contra del viento y así poder obtener el primer componente armónico de la temperatura de brillo en las polarizaciones vertical y horizontal. Ésto se puede realizar a través de la inclusión de un mejor modelo de modulación hidrodinámica.
- La literatura sugiere que la espuma no se distribuye homogéneamente sobre las olas de gran escala [1]. Estudiar modelos de distribución de la espuma sobre las olas como así también modelos más actualizados de emisión de la espuma mejorarían significativamente la dependencia direccional.
- El incremento la potencia de cálculo numérico mediante el uso de clústers computacionales u otros métodos de cálculos permitiría obtener mejores predicciones.

Capítulo 7

Anexos

7.1. Los coeficientes de scattering de Bragg

Se muestran los coeficientes de scattering coherente e incoherente presentados en las ecuaciones 4.29 y 4.33 del Capítulo 4.

Para los coeficientes bistáticos γ del scattering incoherente de primer orden tenemos las siguientes expresiones:

$$F_{\alpha\beta\mu\nu}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) = g_{\alpha\beta}^{(1)}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) g_{\mu\nu}^{(1)*}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) \quad (7.1)$$

$$g_{hh}^{(1)}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) = \frac{2 \cos \theta_i (\epsilon - 1) \cos(\phi - \phi_i)}{(\cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})(\cos \theta_i + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_i})} \quad (7.2)$$

$$g_{vv}^{(1)}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) = \frac{2 \cos \theta_i (\epsilon - 1) \left[\epsilon \sin \theta \sin \theta_i - \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta} \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_i} \cos(\phi - \phi_i) \right]}{(\epsilon \cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})(\epsilon \cos \theta_i + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_i})} \quad (7.3)$$

$$g_{hv}^{(1)}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) = \frac{2 \cos \theta_i (\epsilon - 1) \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_i} \sin(\phi - \phi_i)}{(\cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})(\epsilon \cos \theta_i + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_i})} \quad (7.4)$$

$$g_{vh}^{(1)}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) = \frac{2 \cos \theta_i (\epsilon - 1) \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta} \sin(\phi - \phi_i)}{(\epsilon \cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})(\cos \theta_i + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_i})} \quad (7.5)$$

Los coeficientes bistáticos γ de scattering coherente de segundo orden tienen la siguiente forma:

$$g_{hh}^{(2)}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) = \frac{2 \cos \theta_i (\epsilon - 1)}{(\cos \theta_i + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_i})^2} \cdot \left\{ \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_i} - \frac{(\epsilon - 1) \left[\sqrt{\epsilon - \xi^2} \sqrt{1 - \xi^2} + \xi^2 \cos^2(\phi - \phi_i) \right]}{(\xi^2 + \sqrt{\epsilon - \xi^2} \sqrt{1 - \xi^2})(\sqrt{\epsilon - \xi^2} + \sqrt{1 - \xi^2})} \right\} \quad (7.6)$$

$$g_{vv}^{(2)}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) = \frac{2 \cos \theta_i (1 - \epsilon) \epsilon}{(\epsilon \cos \theta_i + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_i})^2} \left\{ \frac{(\epsilon - 1) \xi^2 \sin^2 \theta_i}{(\xi^2 + \sqrt{\epsilon - \xi^2} \sqrt{1 - \xi^2})(\sqrt{\epsilon - \xi^2} + \sqrt{1 - \xi^2})} + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_i} \left[1 - \frac{2 \xi \sin \theta_i \cos(\phi - \phi_i)}{\xi^2 + \sqrt{\epsilon - \xi^2} \sqrt{1 - \xi^2}} \right] - \frac{(\epsilon - \sin^2 \theta_i)(\epsilon - 1)}{\epsilon(\sqrt{\epsilon - \xi^2} + \sqrt{1 - \xi^2})} \left[1 - \frac{\xi^2 \cos^2(\phi - \phi_i)}{\xi^2 + \sqrt{\epsilon - \xi^2} \sqrt{1 - \xi^2}} \right] \right\} \quad (7.7)$$

$$g_{hv}^{(2)}(\theta, \phi; \theta_i, \phi_i) = \frac{2 \cos \theta_i (\epsilon - 1) \sin^2(\phi - \phi_i)}{(\cos \theta_i + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_i})(\epsilon \cos \theta_i + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_i})(\xi^2 + \sqrt{\epsilon - \xi^2} \sqrt{1 - \xi^2})} \cdot \left[\epsilon \xi \sin \theta_i - \frac{(\epsilon - 1) \xi^2 \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_i} \cos^2(\phi - \phi_i)}{(\sqrt{\epsilon - \xi^2} + \sqrt{1 - \xi^2})} \right] \quad (7.8)$$

$$g_{vh}^{(2)} = -g_{hv}^{(2)} \quad (7.9)$$

Graficamos algunos de ellos con respecto a las variables de integración.

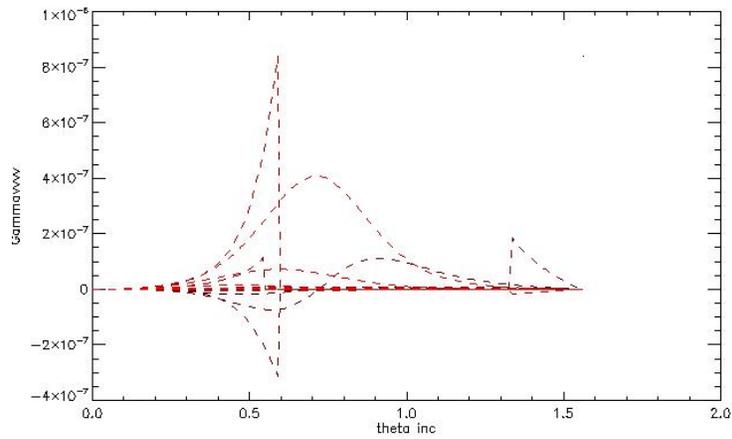


Figura 7.1: La parte real de la función γ_{vvvv} dependiente de θ_i y graficada para valores distintos de ϕ_i

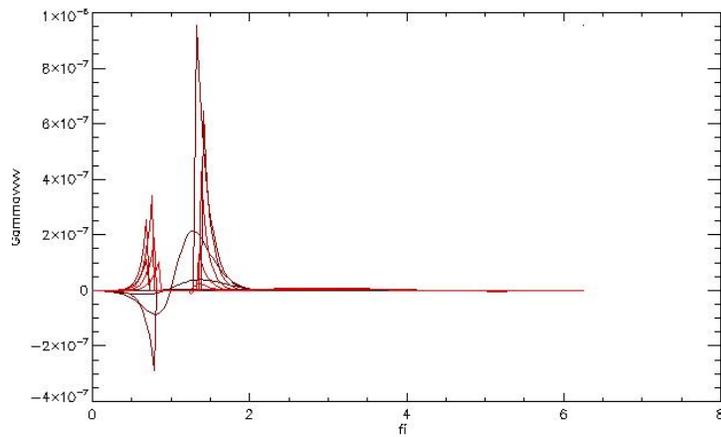


Figura 7.2: La parte real de la función γ_{vvvv} dependiente de ϕ_i y graficada para valores distintos de γ_i

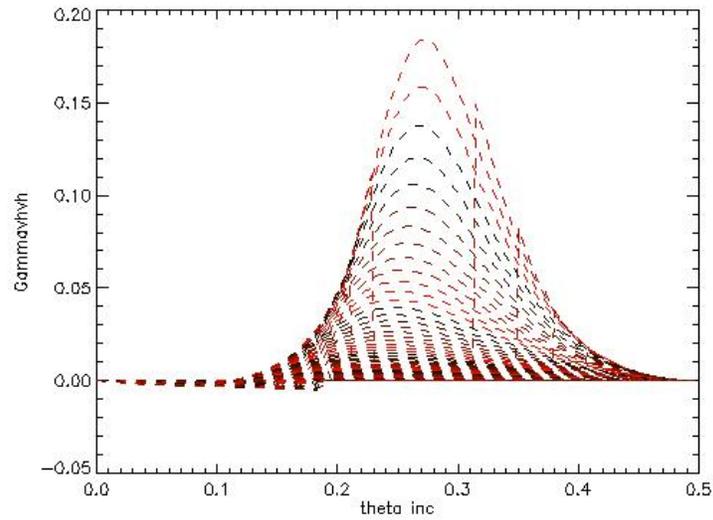


Figura 7.3: La parte real de la función γ_{vhvh} dependiente de θ_i y graficada para valores distintos de ϕ_i

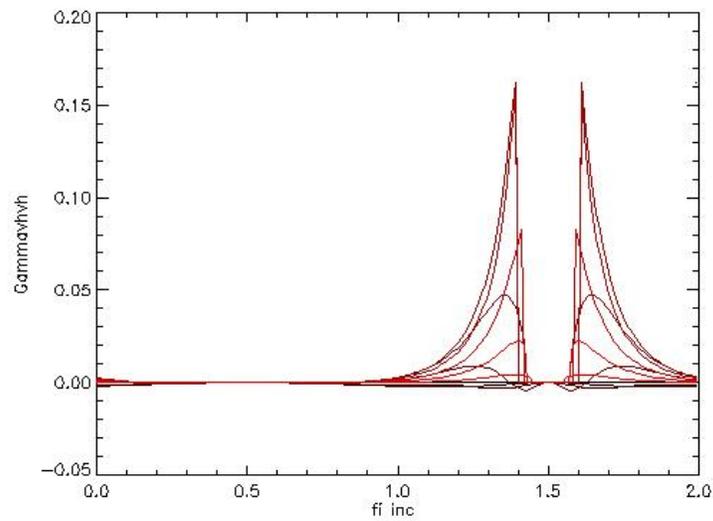


Figura 7.4: La parte real de la función γ_{vhvh} dependiente de ϕ_i y graficada para valores distintos de γ_i

Los coeficientes $R_{\alpha\beta}$ del scattering coherente tienen las siguientes formas:

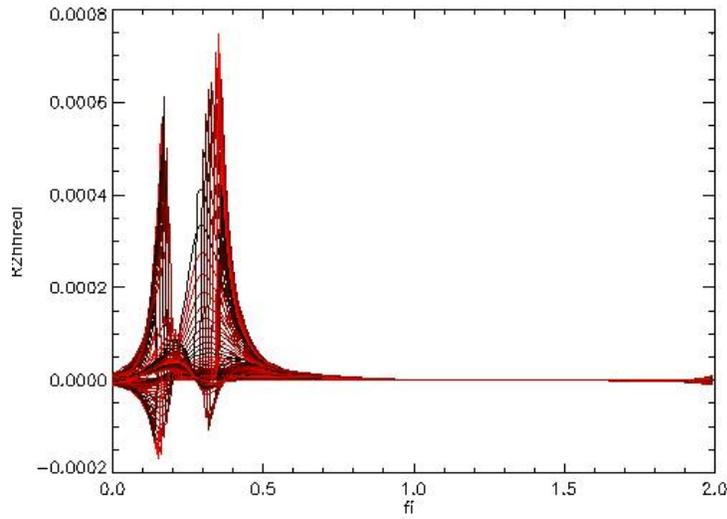


Figura 7.5: La parte real del argumento de la integral $R_{hh}^{(2)}$ dependiente de ϕ_i y graficada para valores distintos de k_ρ

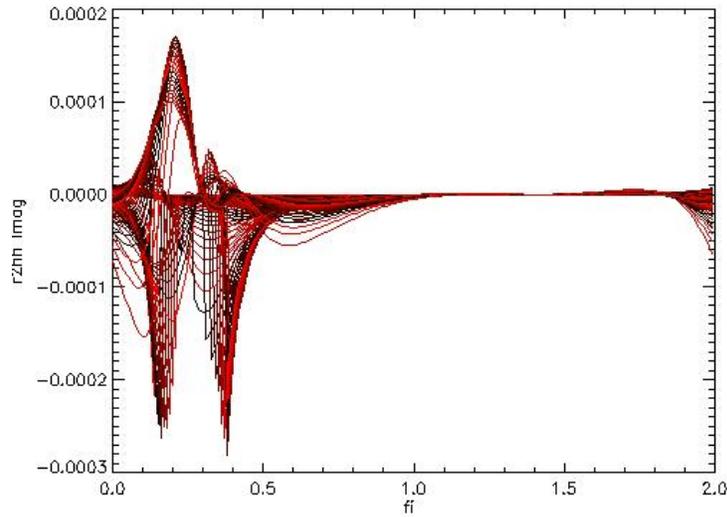


Figura 7.6: La parte imaginaria del argumento de la integral $R_{hh}^{(2)}$ dependiente de ϕ_i y graficada para valores distintos de k_ρ

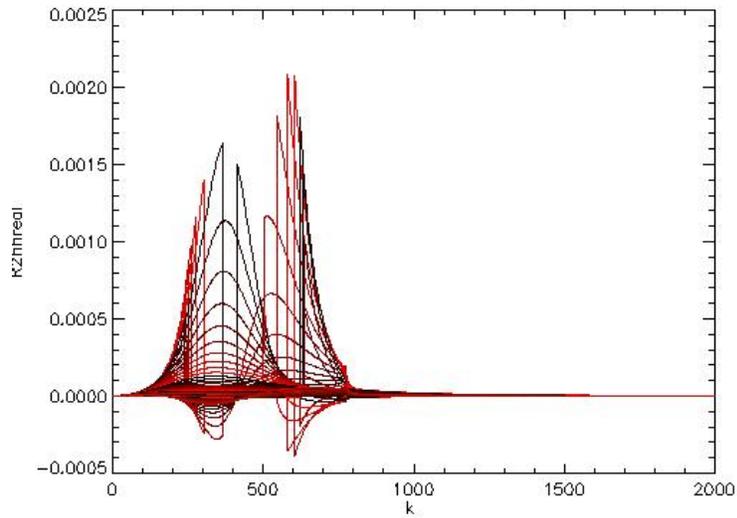


Figura 7.7: La parte real del argumento de la integral $R_{hh}^{(2)}$ dependiente de k_ρ y graficada para valores distintos de ϕ_i

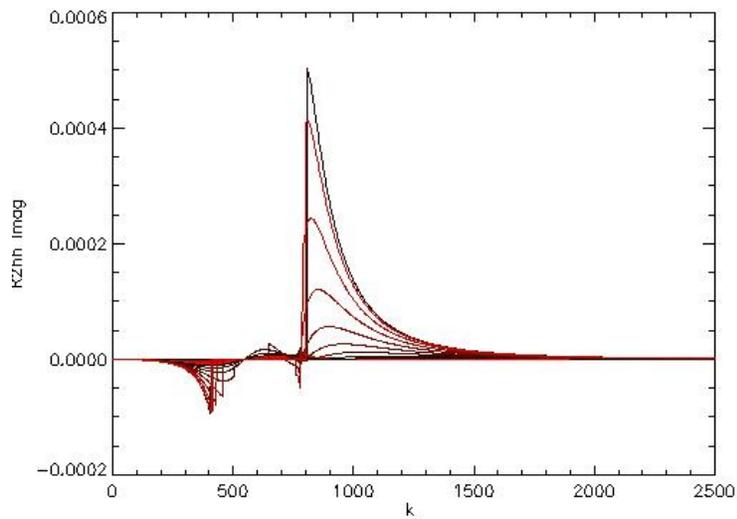


Figura 7.8: La parte imaginaria del argumento de la integral $R_{hh}^{(2)}$ dependiente de k_ρ y graficada para valores distintos de ϕ_i

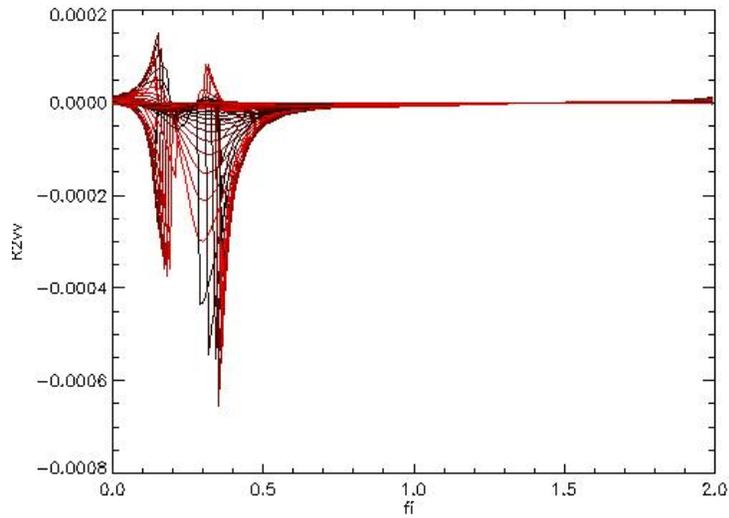


Figura 7.9: La parte real del argumento de la integral $R_{vv}^{(2)}$ dependiente de ϕ_i y graficada para valores distintos de k_ρ

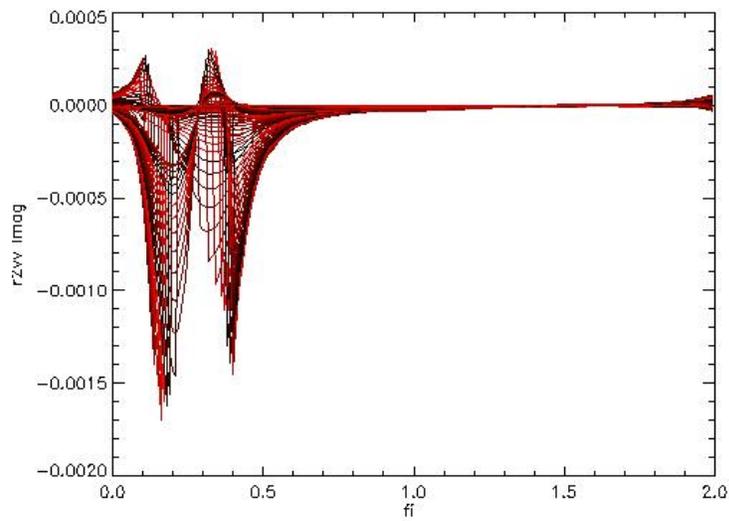


Figura 7.10: La parte imaginaria del argumento de la integral $R_{vv}^{(2)}$ dependiente de ϕ_i y graficada para valores distintos de k_ρ

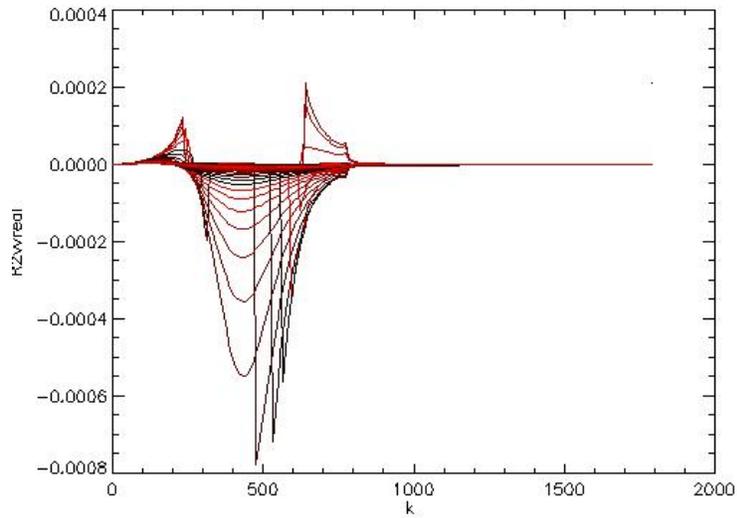


Figura 7.11: La parte real del argumento de la integral $R_{vv}^{(2)}$ dependiente de k_ρ y graficada para valores distintos de ϕ_i

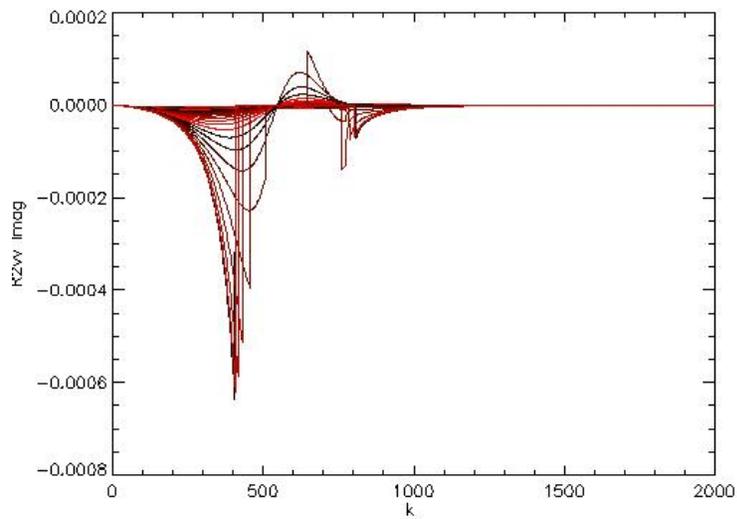


Figura 7.12: La parte imaginaria del argumento de la integral $R_{vv}^{(2)}$ dependiente de k_ρ y graficada para valores distintos de ϕ_i

Bibliografía

- [1] S. H. Yueh, “Modelling of wind direction signals in polarimetric sea surface brightness temperatures”, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **35**, No. 6, 1400 (1997).
- [2] <http://www.conae.gov.ar/centroespacial/centroespacial.html>.
- [3] <http://www.conae.gov.ar/planespacial/planespacial.html>.
- [4] <http://aquarius.nasa.gov/overview-mission.html>
- [5] <http://www.conae.gov.ar/satelites/MWR.pdf>
- [6] J. Hollinger, “Passive microwave measurements of sea surface roughness”, *J. Geophys. Res.* **75**, No. 27, 5209 (1970).
- [7] F. Wentz, “Polarimetric measurements of sea surface brightness temperatures using an aircraft K-band radiometer”, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **30**, 960 (1992).
- [8] S. T. Brown, C. S. Ruf y D. R. Lysenga, “An emissivity-based wind vector retrieval algorithm for the Windsat polarimetric radiometer”, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **44**, No. 3, 611 (2006).
- [9] P. W. Gaiser et al., “The Windsat spaceborne polarimetric microwave radiometer: sensor description and early orbit performance”, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **42**, No. 11, 2347 (2004).
- [10] F. Ullaby, R. Moore y A. Fung, “Microwave Remote Sensing - Active and Passive” Vol **1**, (1982).
- [11] E. Chuvieco, “Teledetección Ambiental”. Barcelona: Ed. Ariel, (2002).
- [12] J. D. Jackson, “Electrodinámica Clásica”, Alhambra, (1980).
- [13] T. Meissner y F. Wentz, “An updated analysis of the ocean surface wind direction signal in passive microwave brightness temperatures”, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **40**, No. 6, 1230 (2002).
- [14] F. Wentz y T. Meissner, “AMSR Ocean Algorithm Theoretical Basis Document”, Version 2. Remote Sensing Systems, Santa Rosa, CA, 2000.

-
- [15] A. Stogryn, "The Apparent Temperature of the Sea at Microwave Frequencies", *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **AP-15**, 278 (1967).
- [16] A. J. Gasiewski y D. Kunkel, "Polarized microwave emission from water-waves", *Radio Sci.* **29**, No. 6, 1449 (1994).
- [17] S. T. Wu y A. K. Fung, "A noncoherent model for microwave emissions and backscattering from the sea surface", *J. Geophys. Res.* **77**, No. 30, 5917 (1972).
- [18] F. Wentz, "A two-scale scattering model for foam-free sea microwave brightness temperatures", *J. Geophys. Res.* **80**, No. 24, 3441 (1975).
- [19] S. P. Durden y J. F. Vesecky, "A physical radar cross-section model for a wind-driven sea with swell", *IEEE J. Oceanic Eng.* **OE-10**, 445 (1985).
- [20] A. Stogryn, "The apparent temperature of the sea at microwave frequencies", *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **AP-15**, 278 (1967).
- [21] C. S. Cox y W. H. Munk, "Measurement of the roughness of the sea surface from photograph's of the sun's glitter", *J. Opt. Soc. Amer.* **44**, 838 (1954).
- [22] V. Irisov, A. Kuzmin, M. Pospelov, J. Trokhimovsky y V. Etkin, "The dependence of sea brightness temperature on surface wind direction and speed. Theory and experiment", *IEEE Int. Geosci. Remote Sensing Symp.* Houston (1992).
- [23] T. Meissner y F. Wentz, "The complex dielectric constant of pure and sea water from microwave satellite observations", *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **42**, No. 9, 1836 (2004).
- [24] L. Klein y C. Swift, "An improved model for the dielectric constant of sea water at microwave frequencies", *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **AP-25**, 104 (1977).
- [25] E. C. Monahan y I. G. O'Muircheartaigh, "Whitecaps and the passive remote sensing of the ocean surface", *Int. J. Remote Sensing* **7**, No. 5, 2361 (1986).
- [26] W. H. Munk, "A critical wind speed for air-sea boundary processes", *J. Mar. Res.* **6**, 203 (1947).
- [27] E. C. Monahan, "Oceanic whitecaps", *J. Phys. Oceanogr.* **1**, 139 (1971).
- [28] A. Stogryn, "The emissivity of sea foam at microwave frequencies", *J. Geophys. Res.* **77**, No. 9, 1658 (1972).
- [29] M. A. Donelan y W. J. Pierson, "Radar scattering and equilibrium ranges in wind-generated waves with applications to scatterometry", *Geophys Res.* **92**, No. c5, 4971 (1987).

-
- [30] S. H. Yueh, R. T. Shin y J. A. Kong, “Scattering of electromagnetic waves from a periodic surface with random roughness”, *J. Applied Physics* **64**, No. 4, 1657 (1988).
- [31] S. H. Yueh, R. Kwok, F. K. Li, S. V. Nghiem y W. J. Wilson, “Polarimetric passive remote sensing of ocean wind vectors”, *Radio Science* **29**, No. 4, 799 (1994).