

Tesis de Posgrado

Características estadísticas de campos : Radiación acústica dispersados por superficies estocásticamente rugosas: una simulación

Novarini, Jorge C.

1972

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Novarini, Jorge C.. (1972). Características estadísticas de campos : Radiación acústica dispersados por superficies estocásticamente rugosas: una simulación. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1394_Novarini.pdf

Cita tipo Chicago:

Novarini, Jorge C.. "Características estadísticas de campos : Radiación acústica dispersados por superficies estocásticamente rugosas: una simulación". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1972.

http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1394_Novarini.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

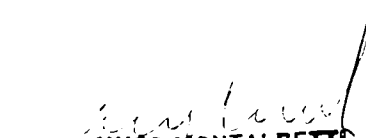
Universidad de Buenos Aires



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

Buenos Aires, 25 de marzo de 1972.

Presentada a la


HUGO MONTALBETTI
DEPARTAMENTO DE ALUMNOS
JAFB

Buenos Aires, 24 de marzo de 1972.

Se presenta a la Comisión de Física, a fin de
se pueda pasar al Jurado designado a efectos de considerar la
Tesis presentada por el licenciado JONAS DANIEL ARMI.
nt.-

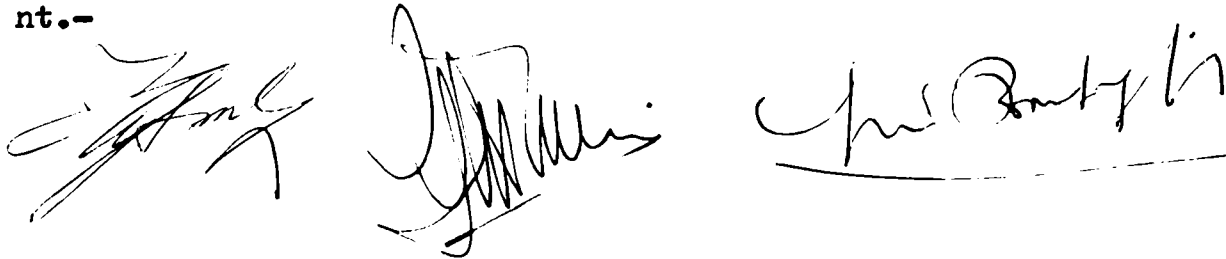
INTERVEN
110
-


ENRIQUE JOSÉ CANTILLO
SECRETARIO ACADEMICO (INT.)

Buenos Aires, 11 de mayo de 1972.

En la fecha, el Jurado designado procedió a
considerar la presente Tesis, resolviendo aceptarla.

nt.-



UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Departamento de Física

CARACTERISTICAS ESTADISTICAS DE CAMPOS
RADIACION ACUSTICA DISPERSADOS POR
SUPERFICIES ESTOCASTICAMENTE RUGOSAS:
UNA SIMULACION

* * * * *

por:

Jorge C. Novarini

TESIS

presentada para optar al
título de Doctor en Física
Director: Profesor Dr. J.W. Caruthers

Buenos Aires, 1972

A MIS PADRES

A MI ESPOSA

RESUMEN

Se han estudiado las características estadísticas de campos de radiación acústica de 1,0 KHz y 1,5 KHz dispersados por superficies aleatoriamente rugosas. Las cantidades investigadas son: coherencia, intensidad total, coeficiente de dispersión, correlaciones espaciales y fluctuaciones de fase para la dirección especular y fuera de ésta. Esto fué realizado mediante simulación numérica y por lo tanto técnicas para simular superficies rugosas con espectro direccional de potencia específico y la dispersión de ondas por las mismas fueran desarrolladas.

La superficie fué generada usando una extensión a dos dimensiones de la teoría de filtros (sistemas lineales). Debido a que posee una estadística relativamente bien definida, la superficie del mar con un espectro direccional de Neumann correspondiente a una velocidad de viento de 5 m/seg fué modelada en este trabajo. La superficie fué verificada mediante la función de autocovarianza y la varianza. Su comportamiento coincide con el esperado.

La dispersión fué simulada formando facetas en la superficie, aplicando las leyes de la reflexión en cada faceta, y acumulando rayos con la debida consideración a las fases y geometría del frente de onda, en un arreglo de receptores que simulan sesenta y tres transductores omnidireccionales. Se trabajó en las aproximaciones de Kirchhoff y Fresnel,

Este trabajo ha sido presentado en el 82° reunión de la Acoustical Society of America, realizada en Denver, Colorado, en Octubre de 1971.

y se ignoraron reflexiones múltiples. Los valores expresados de las cantidades deseadas fueron calculados como promedios sobre ensambles de treinta muestras.

Se da en este trabajo una definición del grado de coherencia de una onda acústica dispersada por una superficie rugosa aleatoriamente variable como un caso especial de la definición normal [M. Born y E. Wolf, Principles of Optics (Pergamon, London, 1959), p. 498]. Esto se consigue correlacionando la señal en el punto campo dispersada por la superficie rugosa y la señal que estaría presente si la superficie fuera suave. Esto lleva a una interpretación de la coherencia intrínsecamente asociada con la superficie.

La coherencia así definida fué medida para las dos frecuencias, el máximo grado de coherencia fué encontrado para la dirección especular, 0,73 para 1,0 KHz y 0,61 para 1,5 KHz. Se encontró un máximo de intensidad total en la dirección especular. El coeficiente de dispersión, calculado en primera aproximación, presenta un máximo en la dirección especular, -3,32 db (1,0 KHz) y -4,59 db (1,5 KHz), decreciendo hacia los bordes del cuadro receptor. Se midieron las correlaciones espaciales vertical y horizontal respecto al receptor especular; para el caso vertical se observaron longitudes de correlación de 19 m (1,0 KHz) y 14 m (1,5 KHz) y en el caso horizontal la longitud de correlación excede las dimensiones del cuadro receptor para ambas frecuencias. Se calcularon además las fluctuaciones de fase; los resultados muestran un mínimo en la dirección especular, 59 % (1,0 KHz) y 98 % (1,5 KHz). Dichos valores coinciden con los obtenidos en trabajos previos.

Como estudio complementario se realizó un análisis del campo dispersado incoherente obtenido cuando se ilumina la superficie con ondas planas de alta frecuencia, en direcciones distintas a la del viento. Se encontró una definida relación entre la distribución angular de la dispersión y el ángulo de iluminación.

INDICE

	<u>pág.</u>
CAPITULO I:	
<u>Introducción</u>	1
CAPITULO II:	
<u>Antecedentes del Problema</u>	3
CAPITULO III:	
<u>Bases teóricas del problema de dispersión de ondas</u>	
<u>acústicas por superficies estadísticamente variables.</u>	10
Superficies suaves y muy rugosas. Criterio de	
Rayleigh	10
Formulación de Kirchhoff	12
Acerca de la definición del coeficiente de dispersión	27
Aproximaciones de Fraunhofer y de Fresnel	27
Características del campo dispersado	30
Coeficiente de dispersión	30
Una nueva definición del grado de coherencia de una	
onda dispersada por una superficie estocásticamente	
variable	33
Correlaciones espaciales	35
CAPITULO IV:	
<u>Simulación numérica de una superficie rugosa aleato-</u>	
<u>riamente variable</u>	37
Definiciones de los parámetros de superficie y pro-	
piedades estadísticas	37
Modelado de superficies rugosas aleatoriamente varia-	
bles	38
Modelado de una superficie con espectro de Neumann ..	44

CAPITULO V:

<u>Simulación de la dispersión de ondas acústicas por superficies aleatoriamente variables.Método empleado.....</u>	54
Esquema general del método utilizado	54
Formación de facetas en la superficie	54
Iluminación de la superficie	57
Cálculo de la grilla receptora	64
Cálculo de la presión en los receptores	70
Campo reflejado por una superficie perfectamente plana ..	77

CAPITULO VI:

<u>Resultados obtenidos</u>	81
Celdas receptoras poco confiables	83
Fluctuaciones de fase	85
Intensidades	86
Coherencia del campo dispersado	89
Correlación espacial	92
Coeficiente de dispersión	97
Comportamiento del campo dispersado para direcciones de iluminación distintas a la dirección especular	97

CAPITULO VII:

<u>Discusión</u>	103
Apéndice A: <u>Espectro de Potencia de la superficie de entrada</u>	108
Apéndice B: <u>Listados de los programas de computadora utilizados en la simulación digital expuesta ...</u>	111
Referencias Bibliográficas	114
Agradecimientos	118

CAPITULO I

INTRODUCCION

Es un hecho concreto que las teorías de dispersión de ondas por superficies estocásticas son muy difíciles de verificar en el mar e inclusive con modelos. Esto se debe a factores indeseables como el efecto de la lámina sub-superficial de burbujas, reflexiones desde otras superficies (fondo del mar, paredes laterales de los tanques, etc.), falta de adecuado conocimiento de la estadística de superficie, o a problemas asociados con los transductores tales como la dependencia de las características del haz con la frecuencia. Por otra parte hay ciertas cantidades que son imposibles de determinar experimentalmente "in situ" como ciertos tipos de coherencia, la presión acústica con su fase, o cantidades como las fluctuaciones de fase y el coeficiente de dispersión que si bien pueden ser medidos "in situ" su determinación fuera de la dirección especular presenta enormes problemas experimentales razón por la cual no existen antecedentes en la literatura.

Con el objeto de evitar los problemas mencionados se ha desarrollado en el presente trabajo un método de simulación numérica de la dispersión de ondas acústicas por superficies estadísticamente variables. Este consiste básicamente en generar una superficie numérica de espectro de potencia determinado mediante la aplicación de filtros a un conjunto de números estadísticamente independientes o superficie "blanca" (espectro constante) y luego simular reflexiones en facetas elementales de la misma. Los únicos efectos aquí ignorados son difracción y reflexiones múltiples, efectos ambos de segundo orden.

Este método, aplicable a la dispersión por cualquier superficie de espectro conocido, fué aplicado en este trabajo al caso de la superficie del mar generada por un viento de 5 m/seg. y señales acústicas de 1,0 y 1,5 KHz.

La superficie del mar se eligió debido a que es una superficie aleatoria de estadística relativamente bien definida, ya que experimentalmente se ha observado que es, en primera aproximación, la representación de un proceso gaussiano estacionario (en el caso de un mar totalmente desarrollado) quedando así completamente caracterizada, en el sentido estadístico, por un espectro de potencia. Debe no obstante puntualizarse que la superficie es en realidad quasi-estacionaria y pseudo-gaussiana. Las cantidades estudiadas fueron las fluctuaciones de fase, el coeficiente de dispersión y el grado de coherencia, todas éstas para la dirección especular y fuera de ella. También se estudiaron las correlaciones espaciales vertical y transversal. El grado de coherencia aquí analizado es uno definido en este trabajo y que está intrinsecamente ligado a las características de la superficie y que en el caso de superficies gaussianas puede interpretarse como un caso especial de la definición normal utilizada en óptica.

CAPITULO II

ANTECEDENTES DEL PROBLEMA

Debido al creciente uso de ondas acústicas y electromagnéticas, el problema de la dispersión por una superficie estocástica ha recibido gran atención en la última década, dando como resultado un gran número de publicaciones sobre los distintos aspectos del mismo.

Matemáticamente el problema consiste en resolver la ecuación de ondas con determinadas condiciones de contorno. Pero, en general, la forma del contorno puede ser extremadamente complicada, y como en el presente caso de una superficie estadísticamente rugosa, un resultado determinístico no puede ser obtenido. Por esta razón, no ha sido publicado hasta el presente, un tratamiento completo y exacto del problema. Los existentes solo lo atacan parcialmente y mediante aproximaciones. Convendría señalar aquí, que las mismas técnicas matemáticas se aplican tanto en el estudio de la dispersión de ondas acústicas como en el de electromagnéticas para el caso de la dispersión por una superficie rugosa. Sin embargo existe una diferencia importante: las ondas acústicas son campos escalares en tanto que las ondas electromagnéticas son campos vectoriales y tienen un estado de polarización asociado que complica el estudio.

La dispersión de ondas electromagnéticas por superficies rugosas periódicas y estacionarias, ha sido largamente estudiados, pero en el caso de superficie aleatoriamente rugosas la literatura es muy limitada. Un excelente tratado y revisión del problema es el libro de Beckmann y Spizzichino¹.

Esta investigación se restringe a ondas acústicas y superficies libres elásticas, en las cuales el potencial de la onda en cuestión se anula. En este caso, la literatura puede separarse claramente en trabajos teóricos y experimentales.

A. Enfoque Teórico

El primero en resolver la ecuación de ondas con las

condiciones de contorno para el caso de ondas acústicas dispersadas por una superficie rugosa fué Lord Rayleigh². Obtuvo la solución para el caso simple de una superficie periódica estacionaria mediante un desarrollo Fourier del campo reflejado (o sea, postulando el campo reflejado como una suma de ondas planas) y satisfaciendo las condiciones de contorno exactas. Pero muchos autores señalaron que la solución de Rayleigh, en general no es válida en las vecindades del contorno propiamente dicho debido a las reflexiones múltiples en los "valles" de la superficie. El método de Rayleigh fué extendido a superficies arbitrarias por Marsh^{3,4} usando el concepto de Análisis Armónico Generalizado, de Wiener, pero obviamente adolece de la misma falla que el de Rayleigh en la superficie.

Mediante el uso de la integral de Helmholtz, Uretsky^{5,6} mejoró el método de Rayleigh pero su resultado, aunque riguroso, es sólo aplicable a superficies periódicas. El trabajo fundamental sobre el problema general de dispersión de una onda acústica por una superficie rugosa aleatoria es el de Eckart⁷ quién, usando la integral de Helmholtz junto con la aproximación de Kirchhoff (o "el método de la óptica física") relacionó las características estadísticas del campo dispersado con las de la superficie aleatoria para los casos de bajas frecuencias (o superficies levemente rugosas) y altas frecuencias (o superficies muy rugosas) de la onda incidente. Sus resultados muestran que se obtiene mas información acerca de la superficie en el caso de bajas frecuencias que en el de altas. Vale decir, se tiene mas información de la estadística de la superficie trabajando con ondas acústicas de bajas frecuencias que mediante observaciones ópticas.

Sobre las mismas bases que Eckart se publicaron posteriormente varios artículos^{8, 9, 10}, pero concentrados en general en la dispersión hacia atrás (back scattering) y hacia adelante (forward scattering) en la dirección especular, debido a que estas cantidades son de gran importancia práctica. Pero en realidad, las características esenciales del campo dispersado son las fluctuaciones de amplitud y fase y las correlaciones.

Si bien la dispersión de radiación por la superficie del mar es un fenómeno dependiente del tiempo, la mayoría de las investigaciones han sido realizadas suponiendo la superficie estática durante la interacción del tren de ondas con la superficie. El efecto temporal se pone en evidencia a través del corrimiento Doppler de la frecuencia dispersada. Este efecto, así como la coherencia temporal en la señal han sido estudiados por Parkins^{11,12}.

B. Enfoque Experimental

Este es también un aspecto complicado del problema debido a las dificultades de realizar observaciones "in situ". Este problema fué muy bien resumido por Horton en una reciente revisión del tema¹³ que se reproduce parcialmente a continuación:

"Las técnicas modernas de procesamiento de señales requieren un conocimiento de las cantidades estadísticas de segundo orden de la señal y ruido. La dificultad de esta exigencia se pone en evidencia en la literatura, dado que hay un gran número de artículos pero sólo un muy limitado número de conclusiones firmes. El conseguir una estadística confiable de la señal dispersada es una tarea

complicada debido al hecho que no es un proceso estacionario, y se debe por lo tanto promediar sobre ensambles. Por otra parte, obtener muestras de reverberación adecuadas tales que el promedio sobre el ensamble, del valor instantáneo, tenga sentido es algo muy difícil....."

En realidad se puede resumir el problema, diciendo que para registrar señales dispersadas por la superficie del mar, los receptores no pueden moverse mas que unas décimas de la longitud de onda de la señal durante el registro y el error en la medición de tiempo debe ser menor que unos pocos microsegundos.

Existen además otras complicaciones entre las cuales se pueden mencionar: la teoría trata con superficies estáticas durante el proceso de dispersión; la directividad de los transductores tiene lóbulos laterales los cuales causan efectos indeseables en el campo dispersado; la señal en los receptores no siempre proviene de la superficie sino también del fondo del mar; y cuando se trabaja a pequeños ángulos respecto a la horizontal se vuelve importante la dispersión por la lámina de burbujas adyacentes a la superficie del mar, que enmascara el fenómeno a estudiar.

Debido a los problemas arriba mencionados, en la mayoría de las observaciones en el mar se han medido sólo cantidades de primer orden, en particular, el coeficiente de dispersión y sólo en la dirección de la fuente (back-scattering) y hacia adelante (forward scattering) en la dirección especular, Garrison y Murphy¹⁴; Urick¹⁵ etc.

Con el objeto de evitar algunas de esas dificultades se han realizado muchos trabajos con modelos en escala.

Sin embargo, debemos señalar dos problemas en este tipo de medición: los debidos a la falta de estadística de la superficie adecuada y los debidos a las reflexiones en las paredes de los tanques, aún en los anecoicos. Entre los trabajos publicados que utilizan modelos el mas comúnmente usado por los teóricos para comprobar sus fórmulas es quizás el de La Casce y Tamkrin¹⁶, quienes hicieron las experiencias sobre una superficie rugosa periódica de corcho flotando sobre un tanque de agua. Horton et al,¹⁷ trabajaron también con modelo para el caso de una superficie rugosa no periódica, utilizando una superficie de polietileno sumergida en un tanque. Pero si bien la superficie tenía una bien definida estadística no era ésta la de la superficie del mar.

ESTADO ACTUAL DEL TEMA

El conocimiento de las características de las fluctuaciones en amplitud y fase del campo dispersado por una superficie estocástica rugosa, así como de la correlación espacial y temporal del mismo es muy incompleto. Esto se debe al problema matemático extremadamente complejo que presenta la búsqueda de soluciones analíticas, a los problemas experimentales antes mencionados para el trabajo "in situ", y a problemas de escala y de estadística de la superficie en experiencias de laboratorio.

Gulin^{18, 19} da una expresión analítica para las fluctuaciones de amplitud y fase y la correlación espacial del campo dispersado, suponiendo para la superficie del mar, una función de correlación sinusoidal amortiguada en la dirección de x e y , trabajando con una iluminación cuadrada, es decir iluminando la superficie a través de una apertura cuadrada.

Clay y Medwin²⁰ estudiaron teóricamente la dependencia de las correlaciones espacial y temporal del campo dispersado para el caso de una función de iluminación gaussiana. Además mientras los trabajos anteriores requerían un haz angosto, Clay y Medwin subdividieron el área iluminada en pequeñas subáreas en las cuales se pueden aplicar las aproximaciones deseadas, haciendo extensivo por lo tanto un análisis de haces ensanchados. Melton y Horton^{21,22} hicieron un detallado estudio de la importancia de las aproximaciones (Fraunhofer y Fresnel) usadas en el estudio de fluctuaciones y correlaciones así como en la evaluación del coeficiente de dispersión. Arribaron a la conclusión que la aproximación de Fraunhofer es inferior a la de Fresnel para predecir las fluctuaciones de amplitud y el coeficiente de dispersión, pero dan los mismos resultados en predicción de la fluctuación de fase del campo dispersado.

Excepto por las experiencias de Gulin y Malishe^{23,24}, 25 y Brown²⁶ en el mar, las observaciones experimentales de las fluctuaciones y correlaciones han sido realizadas con modelos. En ellos las fluctuaciones y correlaciones del campo dispersado, para diferentes grados de rugosidad de la superficie fueron analizados. Se encontró que las curvas de correlación temporal para el campo dispersado son funciones oscilatorias amortiguadas con un período igual al período dominante en las olas de la superficie. Para las fluctuaciones en amplitud se encontró una relación lineal con el coeficiente de rugosidad de Rayleigh, la cual muestra saturación para valores del parámetro mayores que 0.7^{24,26}, que 221.

También se encontró que la correlación espacial como función de la distancia de los receptores tiene carácter osci-

lante. La correlación en la dirección vertical, se observó, decae mucho mas rápido que en la dirección horizontal. Se comprobó además que los resultados experimentales coinciden cualitativamente con las predicciones de Gulin.

Cabe destacar en este punto que todas las conclusiones experimentales hasta aquí expuestas acerca de las fluctuaciones y correlaciones no sólo carecen de respaldo teórico sino que las mediciones son muy poco precisas siendo imposible tomar los valores deducidos como correctos.

Recientemente, Medwin y Clay²⁷ estudiaron también la correlación temporal y espacial del sonido dispersado hacia adelante, trabajando con un tanque y utilizando dos "sopladores" para generar una superficie con estadística estacionaria. Ellos ajustaron la función de auto correlación de la superficie con una forma sinusoidal amortiguada en la dirección del viento, y con una función gaussiana en la dirección transversal. La correlación espacial del campo dispersado fué medida com función de la distancia entre dos receptores, uno colocado en la dirección especular y el otro perpendicular a esta dirección, en el plano de incidencia. Los resultados no coinciden con la teoría desarrollada por Clay y Medwin²⁰.

CAPITULO III

BASES TEORICAS DEL PROBLEMA DE DISPERSION DE ONDAS ACUSTICAS
POR SUPERFICIES ESTADISTICAMENTE VARIABLES

Superficies Suaves y Muy Rugosas. Criterio de Rayleigh

En el caso de dispersión de ondas por superficies rugosas es importante diferenciar entre superficies suaves y muy rugosas. Esto dependerá, como es fácil suponer, de la superficie, del ángulo de incidencia y de observación y de la longitud de onda de la radiación incidente, el criterio utilizado es el de Rayleigh. Consideremos los rayos 1 y 2 (Fig. III.1) incidiendo sobre una superficie con irregularidades de altura σ y con un ángulo de incidencia con la horizontal $\hat{\theta}_1$. La diferencia de camino entre los dos rayos es

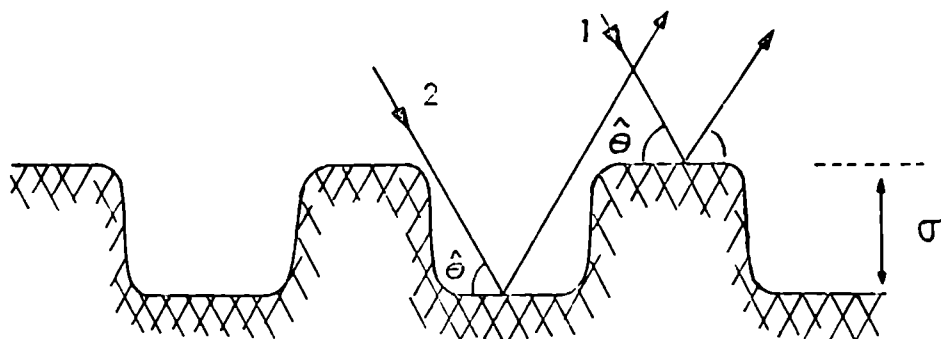


Fig. III.1

$$\Delta r = 2 \sigma \sin \hat{\theta}_1.$$

Por lo tanto la diferencia de fase es:

$$\Delta \Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta r = \frac{4\pi}{\lambda} \sigma \sin \hat{\theta}_1. \quad (\text{III},1)$$

Si esa diferencia de fase es muy pequeña, los dos rayos estarán

casi en fase como en el caso de una superficie plana ($\Delta\bar{\Phi} = 0$). Si la diferencia de fase aumenta, los dos rayos interfieren hasta que para $\Delta\bar{\Phi} = \pi$ quedan en oposición de fase y se cancelan. Luego, si no hay flujo de energía en la dirección especular ésta debe haberse redistribuido en otras direcciones o sea, la radiación fué dispersada y por lo tanto la superficie es muy rugosa. En forma arbitraria se han elegido como valor de separación entre los dos casos, $\Delta\bar{\Phi} = \pi / 2$. Reemplazando este valor de $\Delta\bar{\Phi}$ en (III. 1) se obtiene el así llamado criterio de Rayleigh, que establece que una superficie se considera suave cuando

$$\sigma < \frac{\lambda}{8 \operatorname{sen} \hat{\theta}_1} \quad . \quad (\text{III. 2})$$

En la literatura se acostumbra a trabajar con el miembro derecho de la ecuación (III, 1)

$$\frac{4\pi\sigma}{\lambda} \operatorname{sen} \hat{\theta}_1$$

como medida efectiva de la rugosidad de la superficie. Este parámetro se denomina, parámetro de Rayleigh y para el caso más general de ángulo de observación $\hat{\psi}$ distinto al de incidencia, podemos escribir

$$\begin{aligned} P_R &= \frac{2\pi\sigma}{\lambda} (\operatorname{sen} \hat{\theta} + \operatorname{sen} \hat{\psi}) \\ &= k \sigma (\operatorname{sen} \hat{\theta} + \operatorname{sen} \hat{\psi}) \quad (\text{III, 3}) \end{aligned}$$

donde $k = 2\pi / \lambda$ es el número de onda de la radiación. Podemos escribir (III, 2) como

$$P_R < 1,57 \quad . \quad (\text{III.2a})$$

Este parámetro es de importancia fundamental pues, como se verá mas adelante, aparece naturalmente en las ecuaciones que describen el campo dispersado.

Formulación de Kirchhoff:

El método más utilizado en la literatura para atacar el problema de dispersión de ondas por una superficie rugosa aleatoriamente variable es sin duda el "método de Kirchhoff", que fué extendido para el caso de ondas acústicas por Eckart⁷. Este se basa en el uso de la integral de Helmholtz para calcular el campo total (reflejado y puramente dispersado) p en el interior de un volumen en función del campo sobre la superficie S que limita el volumen, y en usar la aproximación de Kirchhoff en las condiciones de contorno. En lo que sigue se hace una revisión del problema general, con énfasis en el cálculo del coeficiente de dispersión en la dirección especular, siguiendo los lineamientos de Eckart.

Se designará con p_{oi} (número complejo) a la presión de la onda incidente en el punto x, y, z , de la superficie, siendo

$$p_{oi}(x,y,z) = D \exp\left(\frac{ikR_1}{R_1}\right), \quad (\text{III. 4})$$

donde R_1 es la distancia desde el centro de la fuente y el punto x,y,z en la superficie, y D una función que depende sólo de la dirección R_1 y se conoce como "función de iluminación". Con el objeto que las integrales converjan se supondrá que la fuente F es direccional y sólo ilumina un área finita de la superficie. Usando la integral de Helmholtz se tiene

$$p(A) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left\{ \frac{\partial p}{\partial n} \right\}_s \cdot \frac{\exp(ikR_2)}{R_2} - p)_s \frac{\partial}{\partial n} \left[\frac{\exp(ikR_2)}{R_2} \right] \Bigg\} ds, \quad (\text{III 5})$$

donde S indica la superficie del mar $z = \zeta(x,y,z)$, \check{n} es la normal a la superficie, A es el punto del campo al mismo lado de S que la fuente, y R_2 es la distancia de dS a A como se

indica en la Fig. III.2.

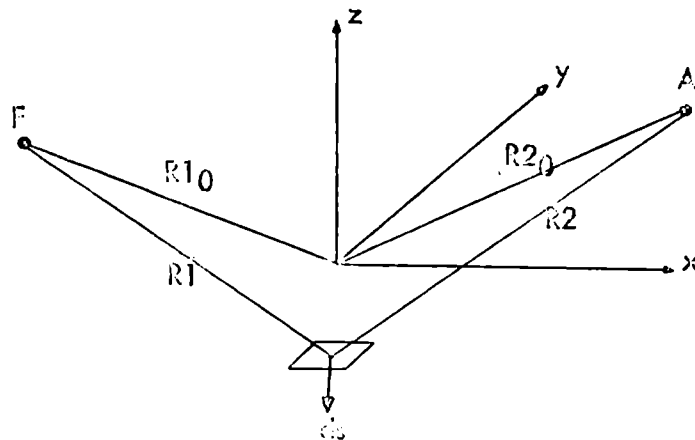


Fig. III.2

En el caso particular de dispersión por la superficie del mar con la fuente sumergida, la superficie S será una superficie libre y por lo tanto se puede aceptar como buena aproximación

$$p_{oi} + p = 0 \quad \text{en } S, \quad (\text{III}, 6)$$

lo que determina el valor de contorno de la radiación secundaria (reflejada y puramente dispersada) en términos de la incidente p_{oi} . En lo que respecta a la derivada normal no es fácil de obtener una buena aproximación pero Eckart adoptó la de Kirchhoff. Ésta se basa en suponer que la onda incidente es "localmente reflejada" por una superficie plana y así, la derivada normal del campo dispersado, en la superficie, se toma como igual a la derivada normal del campo incidente, es decir

$$\frac{\partial p}{\partial n} = \frac{\partial p_{oi}}{\partial n} \quad \text{en } S \quad (\text{III}. 7)$$

Mintzer²⁸ criticó esta aproximación basándose en el hecho que, cuando se fija p sobre S, $\frac{\partial p}{\partial n}$ no puede ser elegida en forma

independiente, No obstante mostró que es una primera aproximación para superficies suaves.

Es importante notar que al aplicar la aproximación de Kirchhoff a todo punto de la superficie se está ignorando todo efecto de difracción producido por obstáculos agudos como ser las crestas de las olas. Esto no se aclara explícitamente en la bibliografía y varios autores utilizan impropriamente la palabra difracción por dispersión.

Usando III, 6 y III, 7 se puede escribir

$$p(A) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \frac{\partial}{\partial n} \left[P_{oi} \frac{\exp(ikR_2)}{R_2} \right] ds \quad (\text{III, 8})$$

O bien, utilizando la ec. III, 4 y suponiendo R_1 y R_2 mucho mayores que la longitud de onda incidente,

$$p(A) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \frac{D}{R_1 R_2} \frac{\partial}{\partial n} \left\{ \exp \left[ik(R_1 + R_2) \right] \right\} ds \quad (\text{III. 9})$$

Como la fuente es direccional podemos reemplazar R_1 y R_2 por su valor en el origen (R_{1_0} , R_{2_0}) y en la exponencial usar $R_1 + R_2 = R_{1_0} + R_{2_0} + (\alpha x + \beta y + \gamma z)$, donde α , β y γ son las umas de los cosenos directores respecto a x , y , z de R_{1_0} y R_{2_0} respectivamente. O sea, $\alpha = \alpha_A + \alpha_F$, $\beta = \beta_A + \beta_F$, $\gamma = \gamma_A + \gamma_F$ donde de la Fig. III,2 los cosenos directores están dados por

$$\begin{aligned} \alpha_A &= \frac{XA}{R_{2_0}} & \beta_A &= \frac{YA}{R_{2_0}} & \gamma_A &= \frac{ZA}{R_{2_0}} \\ \alpha_F &= \frac{XF}{R_{1_0}} & \beta_F &= \frac{YF}{R_{1_0}} & \gamma_F &= \frac{ZF}{R_{1_0}} \end{aligned} \quad .$$

Si suponemos además que la dirección de la normal a la superficie n no difiere significativamente del eje z negativo podemos aproximar $\frac{\partial}{\partial n}$ por $-\frac{\partial}{\partial z}$ y llamamos

$$p' = D \frac{\exp(ikRl_0)}{Rl_0}$$

tenemos

$$p(A) = \pm \frac{1}{4\pi} ik\gamma \frac{e^{ikR2_0}}{R2_0} \iint p' \exp \left[ik(\alpha_x + \beta_y + \gamma) \right] dx dy \quad (\text{III.10})$$

En el caso en que γ es idénticamente cero, o sea cuando la superficie es perfectamente plana, la radiación será enteramente reflejada siendo el valor del campo

$$p_0(A) = \frac{ik\gamma}{4\pi} \frac{e^{ikR2_0}}{R2_0} \iint p' \exp ik(\alpha_x + \beta_y) dx dy \quad (\text{III.11})$$

o sea, llamado $p_r(A)$ la radiación reflejada en A

$$p_r(A) = \pm p_0(A).$$

Hasta aquí no hemos tenido en cuenta la dependencia temporal de γ . Siguiendo a Eckart podemos suponer que si la superficie no cambia demasiado durante un intervalo $2\pi/k$ podemos luego considerar γ como una función lentamente variable en el tiempo y por lo tanto la ec. III, 10 permanece válida.

Caso Límite de Superficies Suavemente Rugosas

Como ya se mencionó, las superficies son suaves o muy rugosas dependiendo de la longitud de onda de la radiación incidente, el caso de superficies suaves pertenece al límite de longitudes de ondas largas.

En el caso en cuestión, la longitud de onda de la radiación incidente se supone mayor que el mayor valor del desplazamiento de la superficie, es decir

$$2\pi/k \gg |\gamma|$$

y por lo tanto podemos desarrollar una de las exponenciales

de la ec. III. 10 en serie hasta segundo orden

$$\exp(ik\gamma) = 1 + ik\gamma \quad (\text{III}, 12)$$

Reemplazando en la ec. III.10 y recordando que la presión total es la reflejada más la dispersada, vemos por la ec. III, 11 que el primer término de la ec. III, 12 da lugar al término reflejado. La parte dispersada es fácilmente calculada pues lo da el segundo término de la ec. III,12 al reemplazarlo en la ec. III.10

$$p_s(A) = p(A) - p_r(A) \quad (\text{III}, 13)$$

$$p_s(A) = \pm \frac{k^2 \gamma^2}{4 \pi} \frac{\exp(ikR_2)}{R_2} \iint p' \gamma \exp [ik(\alpha_x + \beta_y)] d_x d_y \quad (\text{III}, 14)$$

Suponiendo un campo sónico periódico, la intensidad de la onda dispersada es proporcional a $|p_s(A)|^2$ con lo que, a menos de un factor $1/2Z$, donde Z es la impedancia acústica específica del medio, la intensidad de sonido dispersado por unidad de ángulo sólido será

$$I_s = |p_s|^2 R_2^2 \quad (\text{III}, 15)$$

Las superficies consideradas, aunque lentamente, varían estadísticamente con el tiempo y por lo tanto también varía I_s , vale decir, cuando la superficie reflectante S se desplaza horizontalmente, se obtienen distintos valores de I_s debido que la señal es reflejada en distintas partes de la superficie. Esto hace de I_s una variable estocástica y por lo tanto nos ocuparemos sólo de su valor medio $\langle I_s \rangle$. Este promedio se interpreta como un promedio sobre un ensamble de superficies, o sea, un promedio que resulta de un conjunto infinito de mediciones similares hechas sobre un grupo infinito de superficies

dispersoras extraídas de una población madre. En trabajos experimentales usualmente se tiene una sola superficie reflectante, y así el promedio de los valores experimentales de I_S no es necesariamente una aproximación al promedio sobre el ensamble $\langle I_S \rangle$. No obstante uno puede apelar a la hipótesis ergódica para justificar la igualdad entre esos dos promedios en el límite en que el número de observaciones aumenta. Como se verá luego, en este trabajo se ha usado un ensamble de treinta superficies estadísticamente independientes. Reemplazando la ec. III,14 en la III,15 y tomando promedios tenemos (recordando que sólo ζ depende de t)

$$\langle I_S \rangle = \left(\frac{k^2 \gamma^2}{4 \pi} \right)^2 \iiint \iiint p^i(x', y') p^{i*}(x'', y'') \cdot \langle \zeta(x', y', t) \zeta(x'', y'', t) \rangle \cdot \exp \left\{ ik \left[\alpha(x' - x'') + \beta(y' - y'') \right] \right\} dx' dy' dx'' dy'' \quad (\text{III.16})$$

La función $CN = \langle \zeta(x', y', t) \zeta(x'', y'', t) \rangle$ es la función de autocovarianza no normalizada del relieve de la superficie y contiene toda la información acerca de la superficie que se requiere para determinar $\langle I_S \rangle$, toda otra cantidad en la integral depende de la radiación incidente. Por ser un promedio temporal, CN no depende de t pero si de las cuatro coordenadas x' , y' , x'' , y'' de dos puntos de la superficie. No obstante si la superficie es homogénea, hipótesis aceptable en primera aproximación para la superficie del mar, CN dependerá sólo de las diferencias $\xi = x'' - x'$ y $\eta = y'' - y'$, o en otras palabras, suponemos que la superficie estocástica es estacionaria en el sentido amplio y así CN no depende de x e y . Con la introducción de este par ξ , η podemos escribir

$$CN(\xi, \eta) = \langle \zeta(x, y) \cdot \zeta(x + \xi, y + \eta) \rangle \quad (\text{III.17})$$

y definimos además la función

$$J(\xi, \eta) = \iint p'(x, y) p'^*(x + \xi, y + \eta) dx dy \quad (\text{III.18})$$

que se reconoce como la función de autocovarianza de la iluminación de la superficie. Podemos escribir la ec. III.16 como

$$\langle I_S \rangle = \left(\frac{k^2 \gamma^2}{4 \pi} \right)^2 \iint J(\xi, \eta) CN(\xi, \eta) \exp \left[-ik(\alpha \xi + \beta \eta) \right] d\xi d\eta. \quad (\text{III.19})$$

Suponiendo que $CN(\xi, \eta) \rightarrow 0$ cuando $(\xi^2 + \eta^2)^{1/2}$ es mucho mayor que la longitud del tren de ondas dominante en la superficie.

$J(\xi, \eta)$ tenderá también a cero para grandes valores de ξ y η pero solo cuando $(\xi^2 + \eta^2)^{1/2}$ es mayor que el área de la superficie ensonificada por el haz incidente. Luego, si esta área es mayor que la distancia de correlación podemos tratar como una constante $J(\xi, \eta)$ y factorizarla fuera de la integral

$$J(0,0) = \iint |p'|^2 dx dy$$

y así podemos escribir la ec. III.15 como

$$\langle I_S \rangle = J(0,0) C_d, \quad (\text{III.20})$$

dónde

$$C_d = \left(\frac{k^2 \gamma^2}{4 \pi} \right)^2 \iint CN(\xi, \eta) \exp \left[ik(\alpha \xi + \beta \eta) \right] d\xi d\eta, \quad (\text{III.21})$$

es una cantidad sin dimensiones a la que Eckart llamó coeficiente de dispersión o sección eficaz de dispersión por unidad de ángulo sólido por unidad de área de la superficie.

El teorema de Wiener - Khintchine en procesos esto-

cásticos establece que la transformada de Fourier bidimensional de la función de autocovarianza es el espectro de potencia $S(k_x, k_y)$ del relieve de superficie. Por lo tanto si se piensa la superficie rugosa como una superposición lineal de rugosidades sinusoidales de números de onda $k_s = \frac{2\pi}{\lambda}$ y orientación variable, se tiene

$$S(k_x, k_y) = \iint \text{CN}(\xi, \eta) \exp \left[-i(k_x \xi + k_y \eta) \right] d\xi d\eta, \quad (\text{III.22})$$

dónde $k_x = 2\pi /$ (longitud de onda "aparente" en el eje x), ídem para k_y .

Si se comparan las ec. III.21 y III.22 se ve que puede relacionarse el coeficiente de dispersión con el espectro de potencias de la superficie y escribir

$$C_d = \left(\frac{k^2 \gamma^2}{4\pi} \right)^2 S(k\alpha, k\beta), \quad (\text{III.24})$$

lo que muestra claramente la relación entre el campo dispersado y la estadística de la superficie. Es de notar que si k es muy pequeño podemos reemplazar S por $S(0,0)$ en la ec. III.24 con lo que el coeficiente de dispersión resulta inversamente proporcional a la cuarta potencia de la radiación, caso análogo a la ley de Rayleigh para luz visible dispersada por un medio molecular.

Antes de considerar el caso de superficies muy rugosas (o alta frecuencia incidente) conviene examinar con más detalle el problema estadístico contenido en el tratamiento de señales sujetas a fluctuaciones estocásticas. Como ya se ha indicado, en el presente trabajo se obtienen las muestras de superficies estadísticamente independientes. Si suponemos que la superficie del mar es lentamente variable esto corresponde

en la práctica a trabajar con pulsos de sonido los cuales serán reflejados por superficies estacionarias durante la duración del pulso y estadísticamente independientes una de otra.

Supongamos ahora que la fuente transmite la misma señal al tiempo T_1, T_2, \dots, T_n y las correspondientes señales en el receptor son $p_1(T_1 + t), p_2(T_2 + t) \dots p_n(T_n + t)$, donde t es el tiempo en que tarda la señal que se refleja en la superficie en llegar al receptor. El valor medio de la sucesión será

$$\langle p(t) \rangle_N = \frac{1}{N} \sum_1^N p_n(t) \quad . \quad (\text{III.25})$$

Si la señal depende de un parámetro de fluctuación τ y las probabilidades $p(\tau_n)$ de las fluctuaciones (τ_n) son conocidas, el valor medio esperado de la señal será

$$\langle p(t) \rangle = \sum_1^N p(t/\tau_n) P(\tau_n) \quad ,$$

donde $p(t/\tau)$ es la presión acústica perteneciente a una fluctuación en el "tiempo de viaje". En el caso continuo podemos reemplazar el signo suma por el de integral. Llamando $W(\tau)$ la función de distribución de las fluctuaciones, la presión media será:

$$\langle p(t) \rangle_\tau = \int_{-\infty}^{\infty} p(t/\tau) W(\tau) d\tau \quad . \quad (\text{III.26})$$

De la misma forma vemos que, cuando deseamos calcular la intensidad media de la señal y por lo tanto calcular su cuadrado, puede ocurrir que se elija el par $p(t/\tau_m) p(t/\tau_n)$. En este caso debemos recurrir a la función distribución bivalente de

las fluctuaciones ζ_m y ζ_n $W_{m,n}(\zeta_m, \zeta_n)$ y el valor medio del cuadrado de la señal vendrá dado por

$$\langle pp^* \rangle_{\zeta_1, \zeta_2} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(t/\zeta_1) p(t/\zeta_2) W_{1,2}(\zeta_1, \zeta_2) d\zeta_1, d\zeta_2. \quad (\text{III.27})$$

En el caso particular de ondas acústicas reflejadas en la superficie del mar $z = \zeta(x,y)$ (suponiendo que está "inmóvil" durante la reflexión) las fluctuaciones se obtienen reemplazando ζ por ζ/c siendo c la velocidad del sonido en el agua. De la definición de la función de distribución $W(\zeta)$ de la variable ζ que establece

$$\langle F[\zeta(x,y,t)] \rangle = \int F(z) W(z) dz, \quad (\text{III.28})$$

se desprende un caso especial muy útil en este tópico: el caso en que F es una exponencial

$$\langle \exp[-ik\zeta(x,y,t)] \rangle = \int \exp(-ikz) W(z) dz = Q(k), \quad (\text{III.29})$$

Q es la denominada "función de característica" asociada con W y ζ . Volviendo a la expresión general en la ec. III.10 para el campo dispersado, tomando el promedio temporal en ambos miembros obtenemos

$$\langle p(A) \rangle = \bar{p}_0(A) Q(kY) \quad (\text{III.30})$$

ya que sólo la exponencial en ζ se ve afectada.

En el caso de la superficie del mar la distribución de las alturas es aproximadamente gaussiana

$$W(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot e^{-\frac{z^2}{2\sigma^2}}, \quad (\text{III.31})$$

y

$$Q = \exp(-k^2 \sigma^2 / 2).$$

Si consideramos la dirección especular $\gamma = 2 \cos \theta$ donde θ es el ángulo de incidencia y reflexión, por lo tanto podemos escribir para el valor medio de la presión total

$$\langle p \rangle \cong p_0 e^{-2\gamma^2 \sigma^2} \quad , \quad (\text{III.32})$$

lo que expresa que la señal media difiere de la reflejada por una superficie plana en un factor $e^{-2\gamma^2 \sigma^2}$. La señal media $\langle p \rangle$ tiende a cero para grandes fluctuaciones y grandes $\gamma^2 \sigma^2$ dado que la fase de cada señal es aleatoria respecto de la señal incidente. En estas condiciones la radiación es incoherente.

La señal media tiende a p_0 cuando $\gamma^2 \sigma^2$ tiende a cero pues las señales reflejadas tienen una definida relación de fases con la onda incidente.

Dado que el factor exponencial en la ec. III.32 es igual a uno para reflexiones coherentes y cero para reflexiones incoherentes siguiendo a Eckart se puede identificar $e^{-2\gamma^2 \sigma^2}$ como una medida de la coherencia de la radiación dispersada y definir así un "coeficiente coherente de reflexión" \mathcal{R}

$$\mathcal{R} = e^{-2\gamma^2 \sigma^2} \quad , \quad (\text{III.33})$$

donde R es el coeficiente de reflexión por ondas acústicas reflejadas en la interface entre dos medios de densidad ρ y ρ' y velocidad de sonido c y c' respectivamente

$$R = \frac{\rho' c' \cos \theta - \rho c \cos \theta'}{\rho' c' \cos \theta + \rho c \cos \theta'}$$

Vemos que el coeficiente coherente de reflexión depende de la distribución de las rugosidades y no de la forma de la superficie.

Caso límite de las superficies muy rugosas.

Utilizando la ec. III.10 formemos ahora el cuadrado de la señal y tomemos el promedio

$$\begin{aligned} \langle pp^* \rangle &= \langle I_S \rangle + |P_1|^2 \cdot 2 = \\ &= \left(\frac{kY}{4\pi} \right) \iiint p'(x', y') p'^*(x'', y'') \cdot \langle \exp \left\{ ikY \left[\gamma(x'y't) - \gamma(x''y''t) \right] \right\} \rangle \cdot \\ &\quad \cdot \exp \left\{ ik \left[\alpha(x' - x'') + \beta(y' - y'') \right] \right\} dx' dy' dx'' dy'', \end{aligned} \quad (\text{III.34})$$

Introduciendo ahora la función de distribución bivalente W_2 definida como

$$\langle F \left[\gamma(x'y't), \gamma(x''y''t) \right] \rangle = \iint F(z', z'') W_2(z', z'') dz' dz''$$

La función W_2 ya no es independiente de las coordenadas x e y aún en el caso de superficies estadísticamente homogéneas, pero depende sólo de las diferencias $\xi = x'' - x'$, $\eta = y'' - y'$

$$Q_2(k', k'', \xi, \eta) = \iint \exp \left\{ -i \left[(k' z' + k'' z'') \right] \right\} W_2(z', z'') dz' dz'' \quad (\text{III.35})$$

se puede escribir la ec. III.34 como

$$\langle pp^* \rangle = \iint J(\xi, \eta) Q_2(-kY, kY, \xi, \eta) \exp \left[-ik(\alpha \xi + \beta \eta) \right] d\xi d\eta$$

Suponiendo que W_2 es la distribución bivalente gaussiana de las variables z' y z''

$$W_2(z, z') = \frac{1}{2\pi\sigma^2(1-C^2)^{1/2}} \exp - \frac{1}{2(1-C^2)\sigma^2} (z'^2 + 2z'z'' + z''^2), \quad (\text{III.36})$$

donde C es la función de autocovarianza normalizada definida como

$$c = \frac{CN(\xi, \eta)}{\sigma^2}$$

la ec. III.34 puede ser fácilmente evaluada

$$\langle I_S \rangle + |P_R|^2 r^2 = \left(\frac{k\gamma}{4\pi}\right)^2 \iint J(\xi, \eta) \exp\left\{-k^2\gamma^2 \left[\sigma^2 - CN(\xi, \eta)\right]\right\} \exp\left[-ik(\alpha\xi + \beta\eta)\right] d\xi d\eta, \quad (III.37)$$

en este punto, se hace la siguiente aproximación

$$J(\xi, \eta) \exp\left\{-k^2\gamma^2 \left[\sigma^2 - CN(\xi, \eta)\right]\right\} = J(\xi, \eta) \exp(-k^2\gamma^2 \sigma^2) + J(0,0) \exp\left\{-k^2\gamma^2 \left[\sigma^2 - CN(\xi, \eta)\right]\right\}. \quad (III.38)$$

Esta aproximación se basa en el comportamiento del factor $k^2\gamma^2 \sigma^2 - CN(\xi, \eta)$. Cuando $(\xi, \eta) \rightarrow 0$, $CN(\xi, \eta) \rightarrow \sigma^2$ y el término entre corchetes se anula. Cuando $(\xi^2 + \eta^2)^{1/2}$ aumenta, $CN(\xi, \eta) \rightarrow 0$ y el factor tiende a $(k\gamma\sigma)^2$. A menos que el ángulo con la superficie de la fuente y receptor sean pequeños, este factor será grande en el caso de altas frecuencias, y por lo tanto la exponencial se anula. Así si se excluyen grandes ángulos de incidencia (pequeños ángulos con la superficie), la mayor contribución a $\langle pp^* \rangle$ proviene de valores de ξ y η cercanos al origen.

Si se reemplaza la ec. III.38 en III.37 el primer término da $|P_R|^2 r^2$ y el segundo da $\langle I_S \rangle$ luego procediendo como en ec. III.20 obtenemos el coeficiente de dispersión para altas frecuencias

$$C_d = \left(\frac{k\gamma}{4\pi}\right)^2 \iint \exp\left\{-k^2\gamma^2 \left[\sigma^2 - CN(\xi, \eta)\right]\right\} \cdot \exp\left[-ik(\alpha\xi + \beta\eta)\right] d\xi d\eta. \quad (III.39)$$

Esta integral se resuelve usando el método de los descensos rápidos que consiste esencialmente en usar la aproximación:

$$CN(\xi, \eta) = \sigma^2 - \frac{1}{2} \left[a_1^2 \xi^2 + a_2^2 \eta^2 + 2a_3^2 \xi\eta \right] ,$$

orientando convenientemente los ejes x e y puede hacerse $a_3 = 0$

La integral de la ec. III.39 se reduce entonces a formas conocidas y resulta para el coeficiente de dispersión a altas frecuencias

$$C_d = \frac{1}{8\pi a_1 a_2} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\left(\frac{\alpha}{a_1 \gamma} \right)^2 + \left(\frac{\beta}{a_2 \gamma} \right)^2 \right] \right\} \quad (\text{III.40})$$

dónde $a_1^2 = -CN_{\xi\xi}(0,0)$; $a_2^2 = -CN_{\eta\eta}(0,0)$ y $a_3^2 = -CN_{\xi\eta}(0,0)$:

Es importante notar que la ec. III.40 no depende del número de onda lo que implica que el coeficiente de dispersión es, a altas frecuencias, independiente de la longitud de onda.

Veamos ahora la interpretación de a_1 , a_2 y a_3

$$\begin{aligned} CN_{\xi}(\xi, \eta) &= \frac{\partial}{\partial \xi} \langle \zeta(x, y, t) \cdot \zeta(x + \xi, y + \eta, t) \rangle \\ &= \langle \zeta(x, y, t) \cdot \zeta_x(x + \xi, y + \eta, t) \rangle , \end{aligned}$$

reemplazando x por $x - \xi$ e y por $y - \eta$ tenemos

$$CN_{\xi}(\xi, \eta) = \langle \zeta(x - \xi, y - \eta, t) \zeta_x(x, y, t) \rangle$$

luego

$$-CN_{\xi\xi}(\xi, \eta) = \langle \zeta_x(x - \xi, y - \eta, t) \cdot \zeta_x(x, y, t) \rangle$$

y así

$$a_1^2 = \langle [\zeta_x(x, y, t)]^2 \rangle$$

Vale decir que a_1 es el valor cuadrático medio de las pendientes de la superficie en la dirección x. Análogamente a_2 es el valor cuadrático medio de las pendientes en la dirección y. Se concluye en resumen, que la radiación de la longitud de onda corta dá

mucho menos información acerca de la superficie del mar que la radiación de longitud de onda larga. La primera da sólo los valores de a_1 y a_2 , la segunda en cambio lleva al conocimiento de la función de autocovarianza.

Falta ahora, para completar esta descripción general del campo dispersado, calcular la varianza del mismo. Dado que, p es una variable aleatoria compleja

$$p = \text{Re}(p) + i \text{Im}(p)$$

definimos

$$\langle p \rangle = \langle \text{Re}(p) \rangle + i \langle \text{Im}(p) \rangle$$

y la varianza de p , $V\{p\}$ como

$$V\{p\} = \langle |p - \langle p \rangle|^2 \rangle = V\{\text{Re}(p) + i \text{Im}(p)\} = s^2 \quad (\text{III.41})$$

o expresando el valor absoluto por medio de los complejos conjugados y recordando que el valor medio de la suma de variables aleatorias es igual a la suma de los valores medios podemos escribir

$$s^2 = \langle pp^* \rangle - \langle p \rangle \langle p^* \rangle$$

pero de la ec. III.41

$$\langle p \rangle^* = \langle p^* \rangle$$

con lo cual

$$s^2 = \langle pp^* \rangle - \langle p \rangle \langle p^* \rangle \quad . \quad (\text{III.42})$$

Cuando las fluctuaciones tienden a cero, el primer término de la derecha de la ec. III.42 es igual al segundo término y así la varianza tiende a cero. Para fluctuaciones muy grandes, el segundo término de la derecha tiende a cero (según se desprende de la ec. III.32) y así $s^2 \approx \langle pp^* \rangle$.

De las consideraciones anteriores vemos que la inten-

idad total $\langle pp^* \rangle$ puede ser descompuesta naturalmente, como en la ec. III.34, en una parte coherente $\langle p \rangle^2$ y otra incoherente o radiación puramente dispersada s^2 que de ahora en más denotaremos con $\langle I_s \rangle$.

Acerca de la definición del coeficiente de dispersión.

En las secciones anteriores el coeficiente de dispersión fué definido sólo en términos de la radiación puramente dispersada (o incoherente). Esta coincide con la definición utilizada en otras ramas de la física (por ej. en Mecánica Cuántica). Sin embargo en acústica, por razones experimentales, se trabaja con la intensidad total y en forma tal que el coeficiente de dispersión valga uno para el caso en que la superficie sea un reflector perfectamente plano

$$\begin{aligned} \text{coeficiente de dispersión} &= \frac{\text{intensidad total en el receptor cuando la sup. es rug}}{\text{intensidad en el receptor cuando la sup. es plana}} \\ &= \frac{\langle pp^* \rangle}{P_0 P_0^*} \quad . \quad \text{(III.43)} \end{aligned}$$

En la literatura se acostumbra a expresar el coeficiente de dispersión en decíbeles

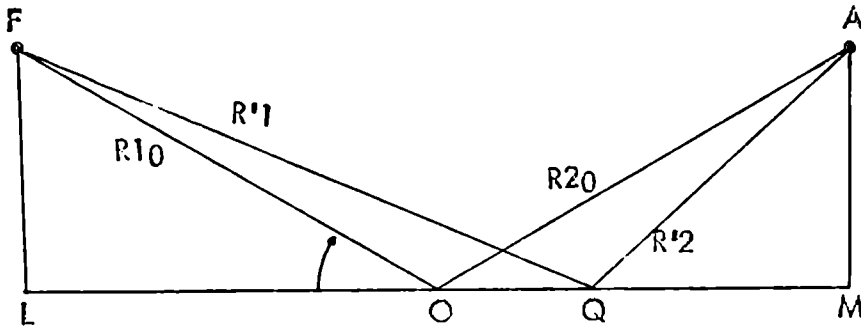
$$\rho = 10 \log \frac{\langle pp^* \rangle}{P_0 P_0^*} \quad . \quad \text{(III.44)}$$

Aproximaciones de Fraunhofer y de Fresnel.

Si bien en acústica submarina se trabaja en general con la aproximación de Fraunhofer y en ella se basa la teoría de las secciones anteriores, determinadas características del campo dispersado conviene medirlas en las condiciones tales que la aproximación de Fresnel sea válida. Por otra parte no

siempre se esta experimentalmente en la aproximación de Fraunhofer. Eckart⁷, por ejemplo, afirma que si la fuente es suficientemente direccional (ancho del haz muy pequeño) podemos suponer que estamos en la aproximación de Fraunhofer. Sin embargo, experimentalmente el ancho del haz de fuentes acústicas es lo suficientemente grande como para asegurar tal suposición.

Con el objeto de examinar la validéz de la aproximación de Fraunhofer consideremos la siguiente figura



FOA es el rayo reflejado especularmente en la superficie y FQA es uno reflejado desde un punto Q en la superficie. La distancia $R'1 + R'2$ puede desarrollarse en una serie de ξ donde ξ es la distancia OQ. Si z_1 y z_2 son iguales, tenemos

$$R'1 + R'2 = R10 + R20 + \left(\frac{\text{sen}^2 \hat{\psi}}{R10} \right) \xi^2 + \left[\frac{\text{sen}^2 \hat{\psi} (5 \cos^2 \Psi - 1)}{4 R10^3} \right] \xi^4 + \dots \quad (\text{III.45})$$

donde la ausencia del término de la primera potencia de ξ se debe a que FOA es el rayo especular, y la ausencia del término en tercera potencia de ξ se debe a la suposición $z_1 = z_2$.

La aproximación de Fraunhofer establece que si ξ es suficientemente pequeño y R10 suficientemente grande los tér-

minos de la ec. III.45 que contienen a ε son menores que $\lambda/8$ y pueden así ser ignorados. Veamos ahora cuáles son las cotas de esta aproximación. El máximo valor de ε está ligado al ancho del haz y el ángulo de incidencia por

$$\varepsilon_{\max} = Rl_0 \left[\frac{\sin \Phi_h}{\sin(\hat{\Psi} - \Phi_h)} \right], \quad (\text{III.46})$$

donde Φ_h = semiancho del haz. Reemplazando este valor máximo de ε en la ec. III.45 obtenemos

$$\begin{aligned} R'1 + R'2 \cong Rl_0 + R2_0 + Rl_0 \sin^2 \hat{\Psi} \left[\frac{\Phi_h}{\sin(\hat{\Psi} - \Phi_h)} \right]^2 \\ + \frac{1}{4} Rl_0 \sin^2 \hat{\Psi} (5 \cos^2 \hat{\Psi} - 1) \left[\frac{\sin \Phi_h}{\sin(\hat{\Psi} - \Phi_h)} \right]^4. \end{aligned} \quad (\text{III.47})$$

De la ec. III.47 vemos que para valores fijos de $\hat{\Psi}$ y Φ_h , los términos agregados a Rl_0 y $R2_0$ crecen con Rl . Si $\Phi_h \ll \hat{\Psi}$ el requerimiento de que el tercer término sea menor que $\lambda/8$ se puede escribir como

$$Rl_0/\lambda < \frac{1}{8} \operatorname{cosec}^2 \Phi_h. \quad (\text{III.48})$$

El cuarto término es más complicado de analizar, hay un factor $(5 \cos^2 \hat{\Psi} - 1)/\sin^2 \hat{\Psi}$, pero este factor es menor que 4 para $42^\circ < \hat{\Psi} < 90^\circ$ y por lo tanto el requerimiento de que el cuarto término sea menor que $\lambda/8$ es

$$Rl_0/\lambda < 1/8 \operatorname{cosec}^4 \Phi_h \quad \text{para} \quad \hat{\Psi} > 45^\circ$$

O sea la aproximación de Fresnel es válida en el rango

$$\frac{1}{8} \operatorname{cosec}^2 \Phi_h < Rl_0/\lambda < \frac{1}{8} \operatorname{cosec}^4 \Phi_h, \quad (\text{III.49})$$

fuera de éste es válida la aproximación de Fraunhofer.

Características del campo dispersado.

El campo dispersado puede caracterizarse esencialmente por el coeficiente de dispersión de la superficie en cuestión, las fluctuaciones de fase, las correlaciones y la coherencia. Debido a que en la literatura los dos primeros han sido calculados y medidos sólo en la dirección especular y dado que no es intención de este trabajo calcular esas cantidades fuera de la dirección especular sino proveer de un método de simulación por el cual esas cantidades pueden ser "medidas", sólo se presentan aquí las fórmulas finales obtenidas por diversos autores para el cálculo de los parámetros en la dirección especular pues con ellas se han calculado los parámetros para el punto especular con el objeto de compararlos al de los obtenidos y poder así comprobar la bondad del método, aceptando, por extensión, los valores en direcciones otras que la especular sobre las bases de que en todas las mediciones se trabajó con la misma estadística y así con la misma precisión.

Coeficiente de Dispersión.

Horton y Melton²² han mostrado que la aproximación de Fresnel es superior a la de Fraunhofer cuando se calcula el coeficiente de dispersión. Debido a la complejidad del problema, aún para la dirección especular, Gulin y Malyshev²⁴ y Melton y Horton²¹ hicieron dos suposiciones: a) que el área iluminada es un rectángulo de dimensiones $(\Delta_1 + \Delta_2)$ en la dirección x y $2l$ en la dirección y ; b) que la función de autocovarianza de la superficie puede ser aproximada por

$$CN(x, y, x', y') = \sigma^2 \exp \left\{ -\left(\frac{1}{a}\right) \left[(x-x')^2 + (y-y')^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (\text{III.50})$$

Como vemos mas adelante la primera coincide con el arreglo experimental elegido para este trabajo, pero la segunda es sólo una primera aproximación al caso real pero que permite resolver las integrales en forma cerrada. Toda otra función hace al problema casi imposible de resolver.

La expresión final para el coeficiente de dispersión, en la aproximación de Fresnel es

$$C_d = \frac{\langle pp^* \rangle}{P_0 P_0^*} = \exp(-g) \left[1 + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{g^{m-1}}{m!} J_1\left(\frac{a}{m}\right) \right], \quad (\text{III.51})$$

donde J_1 no es la función de Bessel de orden 1 sino

$$J_1(a) = \frac{2}{\pi} \left[\frac{k \sigma \sin \hat{\psi}}{A_0 (R_{10} + R_{20})} \right]^2 \sum_{i=1}^2 \cot g^{-1} \left(\frac{w_i}{b} \right),$$

con

$$\frac{w_i}{b} = \frac{R}{2ka \Delta_i \sin 2\hat{\psi}} \left[\lambda^2 + (\Delta_i \sin^2 \hat{\psi})^2 + \left(\frac{R}{2ka} \right)^2 \right]^{1/2} \quad i=1,2$$

$$R = \frac{2 R_{10} R_{20}}{R_{10} + R_{20}}, \quad g = P_R^2,$$

A_0 es la amplitud de P_0 pero modificado por difracción en los bordes laterales de la superficie

$$A_0 = \frac{H}{R_{10} + R_{20}}$$

$$H = \left\{ \left[S_\lambda (S_{\Delta_1} + S_{\Delta_2}) - C_\lambda (C_{\Delta_1} + C_{\Delta_2}) \right]^2 + \left[S_\lambda (C_{\Delta_1} + C_{\Delta_2}) + C_\lambda (S_{\Delta_1} + S_{\Delta_2}) \right]^2 \right\}^{1/2}$$

(aquí estamos considerando $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$).

En estas expresiones C y S son las integrales de Fresnel

$$C(u) + i S(u) = \int_0^u \exp\left(\frac{i \pi S^2}{2}\right) ds ,$$

con $C_{\Delta} = C \left[\Delta \cdot \text{sen } \hat{\psi} \cdot (2k/\pi R)^{1/2} \right] ,$

y $C_l = C \left[l \cdot (2k/\pi R)^{1/2} \right] ,$

con expresiones análogas para S_{Δ} y S_l .

Fluctuaciones de fase

Al igual que en el caso del coeficiente de dispersión, Melton y Horton²¹ trabajando sobre las bases de Gulin¹⁸ mostraron que se obtiene mas información acerca de las fluctuaciones de fase con la aproximación de Fresnel que con la de Fraunhofer. Trabajando en la aproximación de Fresnel los autores arriba mencionados obtuvieron expresiones aproximadas para las fluctuaciones de fase para la dirección especular. En particular Gulin, bajo la suposición de iluminación cuadrada y función de correlación para la superficie del mar del tipo

$$F(x,y) F(x',y') = \sigma^2 \exp \left[- \frac{(x-x')+(y-y')}{a^2} \right]$$

y para el caso especial

$$\frac{k a^2}{R_0} \ll 1 \quad \text{y} \quad \frac{k}{R_0} \gg 1$$

encontró que las fluctuaciones de fase para la dirección especular pueden escribirse como

$$\eta_F = 2 k^2 \cdot \text{sen } \hat{\psi} \cdot \sigma^2 , \quad (\text{III.53})$$

lo que muestra que las mismas están determinadas por el

parámetro de Rayleigh.

Una nueva definición del grado de coherencia de una onda dispersada por una superficie estocásticamente variable³¹

Otra característica determinante del campo dispersado es su coherencia. En general, para procesos estacionarios, una medida de la coherencia espacial y temporal del campo dispersado se define como

$$\Gamma_{12}(\tau) = \gamma_{12}(\tau) \left[\gamma_{11}(0) \gamma_{22}(0) \right]^{-1/2}, \quad (\text{III, 54})$$

donde $\gamma_{12}(\tau)$ es la función de covarianza del campo dispersado definida como

$$\gamma_{12}(\tau) = \langle p_1(t + \tau) p_2^*(t) \rangle$$

en la cual $p_1(t)$ y $p_2(t)$ son las presiones en dos puntos del campo y a un instante de tiempo, y τ es un intervalo temporal. En óptica Γ_{12} se denomina "grado complejo de coherencia".

Definiremos en este trabajo, para una onda monocromática, el grado de coherencia en términos de un caso especial de la ec. III.54. Definimos

$$\Gamma_{\text{coh}} = \left| \langle pp_o^* \rangle \right| \left[\langle pp_o^* \rangle p_o p_o^* \right]^{-1/2}, \quad (\text{III.55})$$

donde p es la presión en el punto campo cuando la señal es dispersada por la superficie rugosa, y p_o es la presión que se mediría en ese punto si se reemplaza la superficie rugosa por una plana. El grado de coherencia definido en esta forma está mas intrínsecamente asociado con el efecto de la rugosidad de la superficie en relación con una superficie plana que en la definición que contiene la coherencia espacial y la temporal,

pues por ejemplo, de acuerdo con la ec. III.54 una superficie con cualquier grado de rugosidad produce un grado de coherencia unidad cuando $\zeta = 0$ y los puntos 1 y 2 son coincidentes.

Mostraremos ahora que, en los casos de distribución gaussiana de elevaciones, donde puede escribirse

$$\langle p \rangle = \mathfrak{R} p_0 \quad , \quad (\text{III.32})$$

la definición propuesta en III.55 lleva a una segunda interpretación del grado de coherencia. Eliminando p_0 y p_0^* de la ec. III.54 mediante III.32 se tiene

$$\Gamma_{\text{coh}} = \left[\frac{\langle p \rangle \langle p^* \rangle}{\langle pp^* \rangle} \right]^{1/2} \quad (\text{III.56})$$

Si ahora se descompone la intensidad total $\langle pp^* \rangle$ en dos partes una coherente y otra incoherente (ec. III.42)

$$\langle pp^* \rangle = \langle p \rangle \langle p^* \rangle + \langle I_s \rangle$$

y se forma el cociente de la porción coherente a la total

$$\frac{\langle p \rangle \langle p^* \rangle}{\langle pp^* \rangle}$$

se ve que la ec. III.56 está directamente ligada a este cociente pudiéndose así interpretar esta nueva definición del grado de coherencia como proporcional a la cantidad relativa de radiación coherente en la intensidad total. Dicha cantidad es cero para una superficie muy rugosa donde $\langle p \rangle = 0$ (debido a la distribución uniforme de fases), y es igual a uno para una superficie plana, ya que allí $\langle pp^* \rangle = \langle p \rangle \langle p^* \rangle$. En general

$$0 \leq \Gamma_{\text{coh}} \leq 1 \quad .$$

Se puede mostrar también la relación entre el grado de coherencia definido en III.55 y \mathcal{R} al cual hemos llamado coeficiente coherente de reflexión. Para ello se reemplaza III.32 en III.56 eliminando $\langle p \rangle$, y se obtiene

$$\Gamma_{\text{coh}} = \frac{\mathcal{R}}{C_d}$$

donde C_d , el coeficiente de dispersión, es igual por III.43 a $\langle pp^* \rangle / p_0 p_0^*$.

Correlaciones espaciales.

Se define la función de correlación de la presión acústica entre dos puntos campo a y b como

$$\Gamma = \frac{\langle p_a p_b^* \rangle}{\langle p_a p_a^* \rangle^{1/2} \cdot \langle p_b p_b^* \rangle^{1/2}}, \quad (\text{III.57})$$

donde p_a y p_b son las presiones en los puntos a y b respectivamente.

En el capítulo II ya se mencionó que los únicos trabajos teóricos sobre el tema son el de Gulin¹⁹ y el de Clay y Medurn²⁰. Dado que el primero es el más completo y general, se adoptarán aquí sus resultados. Siguiendo el mismo podemos decomponer la función de correlación según

$$\Gamma = F(\omega, \theta) \cdot \mathcal{C}$$

donde F es una función de la frecuencia y ángulo de incidencia, y \mathcal{C} es el llamado coeficiente de correlación, el cual es independiente de la frecuencia.

Considerando, por simplicidad, la fuente en el punto

(0,0,z₁), el receptor A en el punto (L,0,z₂), el receptor B en el punto (L + ΔL, Δy, z₂ + Δz) y suponiendo que la función de correlación para la superficie del mar es del tipo

$$CN = \sigma^2 \left[\exp \frac{|(x-x')\cos\alpha + (y-y')\text{sen}\alpha|^2}{a^2} \right] \cdot \cos \left[q \cdot \cos\alpha(x-x') + q \text{sen}\alpha \cdot (y-y') \right] , \quad (\text{III.58})$$

donde α es el ángulo que forma la dirección del viento con el eje x, Gulin da para el coeficiente de correlación espacial la expresión

$$C = \exp \left\{ - \left(\frac{z_1}{z_1+z_2} \right)^2 \cdot \frac{1}{a^2} \left[\left(\Delta L - \frac{\Delta z}{\text{tang}\Theta} \right)^2 + (\Delta y)^2 \text{sen}^2\alpha + 2 \left(\Delta L - \frac{\Delta z}{\text{tang}\Theta} \right) \cdot \Delta y \text{sen}\alpha \cdot \cos\alpha \right] \right\} \quad (\text{III.59})$$

con $\Theta = \text{arc tang} \left(\frac{z_1+z_2}{L} \right)$ y a la longitud de correlación de la superficie.

Definiendo ahora la longitud de correlación del campo dispersado como la distancia a la cual el coeficiente de correlación cae a 1/e de su valor máximo se ve que dicha longitud puede ser calculada a partir de III.59 ya sea para la correlación vertical (Δy = ΔL = 0) o bien para la horizontal transversal (Δz = ΔL = 0).

CAPITULO IV

SIMULACION NUMERICA DE UNA SUPERFICIE RUGOSA ALEATORIAMENTE

VARIABLE

Definiciones de los parámetros de superficie y propiedades estadísticas.

Sea $\left\{ Z(i,j): i=0, 1, \dots, M, j=0, 1, \dots, N \right\}$ el conjunto de números que representan las elevaciones de una superficie rugosa aleatoriamente variable. Los índices i y j localizan un punto sobre esa superficie de coordenadas (x,y) dado por $x = i \Delta x$ e $y = j \Delta y$. dónde Δx y Δy son los incrementos espaciales de la superficie.

La varianza de las elevaciones de la superficie es estimada por:

$$\sigma_z^2 = \frac{1}{(M+1)(N+1)} \sum_{i=0}^M \sum_{j=0}^N z^2(i,j) , \quad (\text{IV.1})$$

y la función normalizada de autocovarianza (ACF) es estimada por:

$$C_z(r,s) = \frac{1}{(M+1-r)(N+1-s) \sigma_z^2} \sum_{i=0}^{M-r} \sum_{j=0}^{N-s} z(i,j)z(i+r,j+s) , \quad (\text{IV.2})$$

y

$$C_z(r,-s) = \frac{1}{(M+1-r)(N+1-s) \sigma_z^2} \sum_{j=0}^{M-r} \sum_{i=0}^{N-s} z(i,j+s)z(i+r,j) ,$$

dónde r y s son intervalos enteros positivos dados por $r = 0, 1, \dots, m$ y $s = 0, 1, \dots, n$, con m y n correspondiendo al máximo intervalo. La ACF es dada por $(m+1)$ intervalos positivos en r y por $(2n+1)$ intervalos positivos y negativos en s . La ACF tiene la propiedad que para cualquier superficie real,

$$C_z(-r,-s) = C_z(r,s) . \quad (\text{IV.3})$$

El espectro direccional es la transformada de Fourier de la ACF la cual es estimada por

$$E_z(g, h) = \frac{\sigma_z^2 \Delta x \Delta y}{2 \pi^2} \sum_{r=0}^m \sum_{s=0}^n \delta_r \delta_s \left[C_z(r, s) \cos\left(\frac{\pi r g}{m} + \frac{\pi s h}{n}\right) + C_z(r, -s) \cos\left(\frac{\pi r g}{m} - \frac{\pi s h}{n}\right) \right], \quad (\text{IV.4})$$

dónde las integrales son aproximadas por sumas por medio de la regla del trapecio con

$$\begin{aligned} \delta_r &= 1/2 & r &= 0, m & \delta_s &= 1/2 & s &= 0, m \\ &= 1 & 0 < r < m & & = 1 & 0 < s < n, & & \end{aligned}$$

g y h son los índices de los números de onda angulares en los rangos

$$g = 0, 1, \dots, m \quad \text{y} \quad h = 0, \pm 1, \dots, \pm n.$$

Ellos definen el vector de onda $\vec{k} = k_x \check{i}_x + k_y \check{i}_y$ donde \check{i}_x y \check{i}_y son los versores en las direcciones crecientes de x e y , y las componentes del número de onda son

$$k_x = g \Delta k_x \quad ; \quad k_y = h \Delta k_y \quad . \quad (\text{IV.5})$$

Siendo los Δk son los anchos de banda de los números de onda angulares dados por

$$\Delta k_x = \frac{\pi}{m \Delta x} \quad ; \quad k_y = \frac{\pi}{n \Delta y} \quad (\text{IV.6})$$

Modelado de superficies rugosas aleatoriamente variables. ³²

La técnica numérica por la cual una superficie con un espectro direccional específico puede ser formada, es lo que se mostrará en esta sección.

La idea básica es el suavizado de un arreglo de números aleatoriamente no correlacionados $\{X(i,j)\}$ por la aplicación de un filtro bidimensional numérico convenientemente elegido. Sea $W(p,q)$ dicho filtro que producirá un arreglo de números $\{Z(i,j)\}$ con un determinado espectro direccional $\{E_z(g,h)\}$.

Para obtener estos pesos, fué extendida la teoría de sistemas lineales unidimensional²⁹ al caso 2-dimensional. En lo que sigue se verá un breve resúmen de los conceptos básicos en sistemas lineares y su extensión.

La salida y de un sistema (o filtro) está determinada completamente por la entrada u y las características del sistema. La acción del sistema puede expresarse simbólicamente por

$$y(t) = \mathfrak{L} u(t) , \quad (\text{IV.7})$$

donde \mathfrak{L} es un operador lineal que convierte la entrada en salida. Se puede ver fácilmente que ésta ecuación puede ser escrita en forma funcional como:

$$y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} H(t') u(t-t') dt' , \quad (\text{IV.8})$$

dónde $H(t')$ es la función impulso dada por,

$$H(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(w) e^{iwt} dw \quad (\text{IV.9})$$

con $F(w)$ es la función de transferencia que relaciona la salida a la entrada en el dominio de frecuencia, por ejemplo,

$$Y(w) = F(w) U(w) , \quad (\text{IV.10})$$

dónde $Y(w)$ y $U(w)$ representan las transformadas Fourier de $y(t)$ y $u(t)$ respectivamente. Finalmente $F(w)$ está determinado

por el espectro de potencia de la entrada $\phi_u(w)$ y de la salida, $\phi_y(w)$, esto es,

$$F(w) = \left[\frac{\phi_y(w)}{\phi_u(w)} \right]^{1/2} \quad (\text{IV.11})$$

En la siguiente extensión de la teoría de filtros, las componentes espaciales (x,y) son usadas en lugar del tiempo, y la transformada Fourier conducirá a una representación en el espacio de números de onda (k_x, k_y) .

La función transferencia está dada por

$$F(k_x, k_y) = \left[\frac{E_z(k_x, k_y)}{E_x(k_x, k_y)} \right]^{1/2}, \quad (\text{IV.12})$$

dónde E_x y E_y son los espectros direccionales de las superficies de entrada y salida, respectivamente.

La función impulso está dada por

$$H(\xi, \eta) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(k_x, k_y) e^{i(k_x \xi + k_y \eta)} dk_x dk_y \quad (\text{IV.13})$$

La elección de $E_x(k_x, k_y)$ se discutirá con gran detalle más adelante, por ahora sólo se notará que debe ser par tanto para k_x como para k_y .

Esta última suposición no es necesaria, pero para nuestros propósitos puede ser útil. En el modelado de un mar con espectro de Neumann se requiere considerar la dirección del eje x como positiva a lo largo de la dirección del viento, y que $E_z(k_x, k_y)$ sea la mitad del valor espectral de un espectro de Neumann para cada valor de k_x positivo (k_y positivo o negativo)

y se define

$$E_z(k_x, k_y) = E_z(-k_x, k_y)$$

para cada valor negativo de k_x .

Estas suposiciones dan

$$F(-k_x, -k_y) = F(-k_x, k_y) = F(k_x, -k_y) = F(k_x, k_y) , \quad (\text{IV.14})$$

y la ecuación 13 puede ser reducida a

$$H(\xi, \eta) = \frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty \int_0^\infty F(k_x, k_y) \cos(k_x \xi) \cos(k_y \eta) dk_x dk_y , \quad (\text{IV.15})$$

como resultado del hecho que las funciones cosenos son pares, $H(\xi, \eta)$ es par en ξ y η .

La integración trapezoidal de la ecuación IV.14 da

$$H(p, q) = \frac{\Delta k_x \Delta k_y}{\pi^2} \sum_{g=0}^m \sum_{h=0}^n \delta_g \delta_h F(g, h) \cos \frac{\pi p g}{m} \cos \frac{\pi q h}{n} , \quad (\text{IV.16})$$

dónde δ_g y δ_n tienen el significado usual (ver ec. IV.4) y

$\xi = p \Delta x$; $p = 0, 1, \dots, m$ y $\eta = q \Delta y$; $q = 0, 1, \dots, n$. Hemos supuesto que $F(k_x, k_y) = 0$ para todo $k_x > m \cdot \Delta k_x$ ó $k_y > n \cdot \Delta k_y$. Y en virtud de la simetría discutida anteriormente,

$$H(-p, q) = H(-p, -q) = H(p, -q) = H(p, q) . \quad (\text{IV.17})$$

Ahora E_x debe ser elegido tal que una superficie que tenga ese espectro sea rápidamente obtenida, la varianza sea la unidad y toda la energía esté contenida en el dominio

$\left\{ |k_x| \leq m \Delta k_x ; |k_y| \leq n \Delta k_y \right\}$. El espectro más conveniente para nuestro propósito es

$$E_x(g, h) = E_x(-g, h) = E(-g, -h) = \frac{\Delta x \Delta y}{4 \pi^2} , \quad (\text{IV.18})$$

dónde $g = 0, 1, \dots, m$ y $h = 0, 1, \dots, n$, y $E_x(g, h) = 0$, en todo otro lugar.

El espaciamento discreto para la función normalizada de autocovarianza para este espectro es uno si $r,s = 0$ y cero para cualquier otro valor. Por lo tanto, la superficie de salida $\left\{ X(i,j); i = 0, 1, \dots, K; j = 0, 1, \dots, L \right\}$ es simplemente un conjunto de números aleatoriamente no correlacionados de varianza unidad (y, por conveniencia, se eligió un valor medio cero). Tal conjunto de números pueden ser generados fácilmente con computadoras digitales. Información adicional concerniente al espectro y a la función de autocovarianza para la superficie de entrada será discutido en el apéndice A.

Usando las ecuaciones IV.6 y IV.18 en la ecuación IV.16, se obtiene

$$H(p,q) = \frac{2\pi}{m n (\Delta x \Delta y)^{3/2}} \sum_{g=0}^m \sum_{h=0}^n \delta_g \delta_h (E_z(g,h))^{1/2} \cos \frac{\pi p g}{m} \cos \frac{\pi q h}{n} . \quad (IV.19)$$

Reemplazando en la forma bidimensional discreta de la ecuación IV.8, se obtiene

$$Z(i,j) = \sum_{p=-m}^m \sum_{q=-n}^n \delta_p \delta_q H(p,q) X(i+p, j+q) \Delta x \Delta y , \quad (IV.20)$$

dónde

$$\begin{aligned} \delta_p &= 1/2 & p &= \pm m & \delta_q &= 1/2 & q &= \pm n \\ &= 1 & -m < p < m & & = 1 & -n < q < n, \end{aligned}$$

y $i = m, m+1, \dots, K-m$; $j = n, n+1, \dots, L-n$, donde (K,L) son las dimensiones de la superficie de entrada. La dimensión de la superficie de salida es $(M,N) = \left[K - 2(m-1), L - 2(n-1) \right]$.

Introduciendo los pesos suavizados $W(p,q)$ por la definición

$$W(p,q) = \delta_p \delta_q H(p,q) \Delta x \Delta y \quad (IV.21)$$

La ecuación IV.20 es entonces

$$Z(i, j) = \sum_{p=-m}^m \sum_{q=-n}^n W(p, q) X(i+p; j+q) \quad (\text{IV.22})$$

Se mostrará aquí que hay una relación muy simple entre los pesos y la función de autocovarianza de la superficie. Para ello se comienza con la ecuación IV.2 en forma condensada como:

$$C_z(r, s) = \frac{1}{\sigma_z^2} \overline{Z(i, j) Z(i+r; j+s)}$$

Por sustitución en la ecuación IV.22

$$C_z(r, s) = \frac{1}{\sigma_z^2} \sum_{p=-m}^m \sum_{q=-n}^n \sum_{p'=-m}^m \sum_{q'=-n}^n \left\{ \overline{W(p, q) W(p', q') X(i+p, j+q) X(i+r+p'; j+s+q')} \right\}$$

Como $X(i, j)$ es un conjunto aleatorio de números no correlacionados, tenemos

$$X(i+p', j+q) X(i+r+p', j+s+q') = \sigma_x^2 \delta [p-(r+p'), q-(s+q')] ,$$

y la ACF se reduce a

$$C_z(r, s) = \frac{\sigma_x^2}{\sigma_z^2} \sum_{p=-m+r}^m \sum_{q=-n+s}^n W(p, q) W(p-r, q-s) . \quad (\text{IV.23})$$

Es interesante notar que una vez que los pesos han sido calculados la forma más simple de obtener la ACF es mediante la ecuación IV.23. Esto es equivalente a transformar $E_z(g, h)$. También se ve que se $\sigma_x^2 = 1$ (como en este caso fué considerado)

$$\sigma_z^2 = \sum_{p=-m}^m \sum_{q=-n}^n W^2(p, q) . \quad (\text{IV.24})$$

Modelado de una superficie con espectro de Neumann.

Actualmente, la forma funcional para el espectro direccional de densidad de energía mas usada es la desarrollada por Pierson, Neumann y James³¹, y es llamado comunmente el "Espectro Direccional de Neumann". Esta forma funcional es:

$$\left[A(w, \theta) \right]^2 = \begin{cases} C w^{-6} \exp \left[-2g^2/w^2 u^2 \right] \cos^2 \theta & \left\{ \begin{array}{l} w_1 \leq w \leq \infty \\ -\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \end{array} \right. \\ 0 \text{ en otros casos} & \end{cases}$$

donde

$$C = 3.05 \text{ m}^2 - \text{seg}^{-5},$$

$$g = 9.8 \text{ m} - \text{seg}^{-2},$$

u es la velocidad del viento ($\text{m} - \text{seg}^{-1}$); dirección del viento $\theta = 0$

w es la frecuencia angular ($\text{rad} - \text{seg}^{-1}$),

w_1 es el límite inferior de la frecuencia angular que depende de la extensión sobre la cual sopla el viento y de la duración del mismo,

$\left[A(w, \theta) \right]^2$ es el espectro de densidad de energía ($\text{m}^2 - \text{seg} - \text{rad}^{-1}$).

En el caso de un "mar totalmente desarrollado" (vale decir, un mar en el cual la extensión y duración del viento son suficientes para que todas las frecuencias pertenecientes a esa velocidad de viento se encuentren en él), $w_1 = 0$. Esta suposición será adoptada en el resto del trabajo.

Debería notarse que el espectro de Neumann es unilateral, esto es, no hay propagación de energía en dirección contraria al viento. Nuestras fórmulas han sido desarrolladas para un espectro simétrico: pero, solamente cuando se considera una

situación estática instantánea, esto se consigue simplemente reteniendo la mitad de la energía propagándose en la dirección positiva y permitiendo una mitad simétrica propagarse en la dirección negativa.

La energía total (o en realidad una cantidad que es proporcional a ella, la varianza de las elevaciones de la superficie en metros cuadrados) está dada por

$$e = \int_0^{\infty} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} [A(w, \theta)]^2 dw d\theta$$

y se reduce a

$$e = 3 C \left(\frac{\pi}{2}\right)^{3/2} \left(\frac{u}{2g}\right)^5 \quad (\text{IV.26})$$

En este trabajo se usará el espectro direccional como función de las componentes del número de onda (k_x, k_y). Las ecuaciones necesarias para hacer la transformación son

$$w = \sqrt{gk} \quad k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}, \quad \theta = \tan^{-1} \frac{k_y}{k_x}$$

y el Jacobiano

$$J\left(\frac{w, \theta}{k_x, k_y}\right) = \frac{\sqrt{g}}{2} k^{3/2} .$$

El espectro direccional llega a ser

$$E(k_x, k_y) = J\left(\frac{w, \theta}{k_x, k_y}\right) A^2 \left[w(k_x, k_y) ; \theta(k_x, k_y) \right]$$

ó

$$E(k_x, k_y) = \frac{C}{2 g^{5/2} k^{9/2}} \exp \left[-2g/ u^2 k \right] \cos^2 \left[\tan^{-1} \left(\frac{k_y}{k_x} \right) \right].$$

(IV.27)

La elección de coordenadas (x, y) para la superficie es tal

que $\theta = 0$ a lo largo del eje x. En la ecuación IV.27, k_x pertenece al intervalo $[0, +\infty]$ y k_y al $[-\infty, +\infty]$

Los valores espectrales usados en la ecuación IV.19 fueron obtenidos de:

$$E_z(g,h) = E_z(g \Delta k_x, h \Delta k_y) = \frac{1}{2} E(k_x, k_y) . \quad (\text{IV.28})$$

Con el objeto de entender la elección de Δk_x , Δk_y , m, y n es necesario referirse a la siguiente figura:

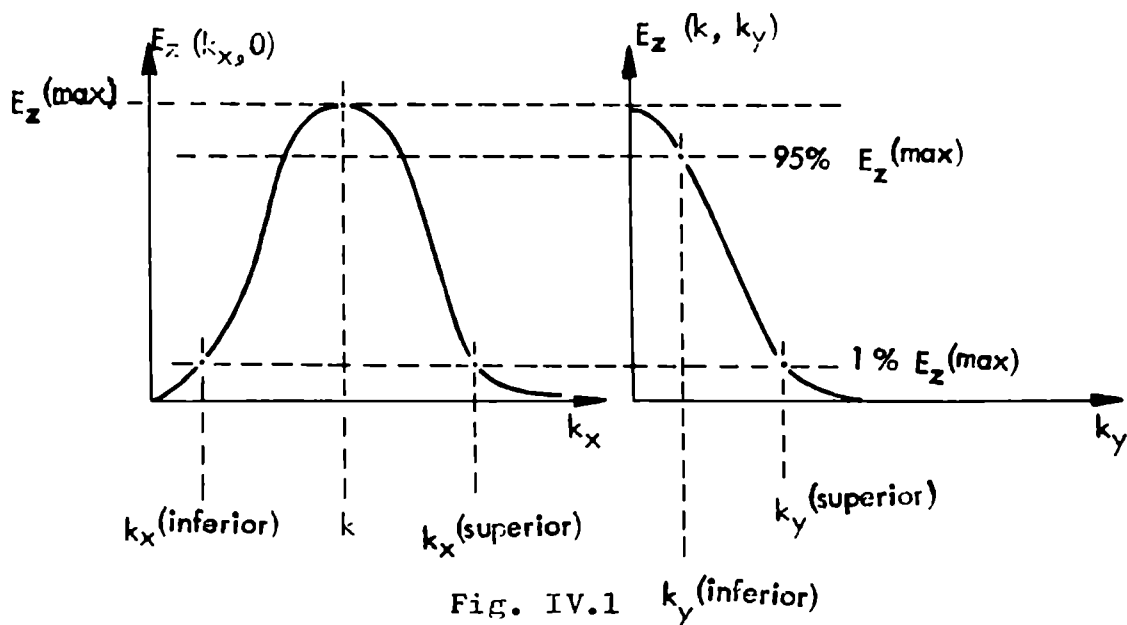


Fig. IV.1 k_y (inferior)

Los anchos de banda (Δk_x , Δk_y) fueron elegidos que sean $(k_x^{\text{inferior}}, k_y^{\text{inferior}})$ y las dimensiones del arreglo numérico (m,n) fueron elegidas de acuerdo a

$$m = \frac{k_x^{\text{superior}}}{k_x^{\text{inferior}}} , \text{ y } n = \frac{k_y^{\text{superior}}}{k_y^{\text{inferior}}}$$

Los incrementos espaciales (Δx , Δy) son obtenidos a partir de la ecuación IV.6.

La superficie fué modelada para una velocidad de viento de 5 m/seg. Los correspondientes parámetros son:

$$\begin{aligned}u &= 5.0 \text{ m/seg} \\ \Delta k_x &= 0.05455 \text{ rad/m} \\ \Delta k_y &= 0.03998 \text{ rad/m} \\ k_x &= 1.1470 \text{ rad/m} \\ k_y &= 0.5752 \text{ rad/m} \\ m &= 21 \\ n &= 14 \\ \Delta x &= 2.74 \text{ m} \\ \Delta y &= 5.45 \text{ m}\end{aligned}$$

La Fig. IV.2 muestra el espectro direccional de Neumann calculado por la ecuación IV.27 para esa velocidad de viento. La Fig. IV.3 muestra los pesos calculados mediante la ecuación IV.21. La Fig. IV.4 muestra la superficie del mar modelada mediante la ecuación IV.22. En la Fig. IV.4a se puede ver las zonas negativas (áreas sombreadas) y positivas de la superficie modelada. Al observar esta superficie debe tenerse en cuenta que, por comodidad, la escala del eje y es aproximadamente la mitad que la usada en el eje x. Por lo tanto, se puede observar claramente que existe una onda propagándose en dirección x.

Las Fig. IV.5 y IV.6 muestran las funciones de autocovarianza calculadas a partir de los pesos y de la superficie, respectivamente. Se puede observar del análisis de las figuras que existe gran similitud entre ambas haciéndose mas marcada para grandes valores de r y s. Esto respalda la deducción de la relación entre los pesos y la ACF expuesta mas arriba. Debe ser notado aquí el problema de las escalas x e y puntualizado más

arriba se aplica a las ACF.

A título de comprobación de la bondad del método se comparan las varianzas obtenidas directamente de la superficie (ec. IV.1), la calculada a partir de los pesos (ec. IV.24) y de la calculada a partir de la energía total (ec. IV. 26)

TABLA IV.1

ECUACION	VARIANZA (m ²)
1	0.156x10 ⁻¹
24	0.153x10 ⁻¹
26	0.194x10 ⁻¹

De la observación de la Tabla IV.1 se desprende que las varianzas calculadas a partir de la ec. IV.1 y de la ec. IV.24 coinciden casi exactamente y difieren a su vez en un 20 % con el valor calculado a partir de la energía total, valor muy razonable para este tipo de trabajos.

Fig. IV.2

Espectro Direccional de Neumann, correspondiente
a un viento de 5 m/seg.

Los valores mostrados son los del espectro en $\frac{\text{m}^2 \text{ rad}}{\text{seg}}$ multiplicados por un factor 10^5 .

$$E_z(g,h) \cdot 10^5.$$

En el eje horizontal se indica el número de intervalo g . El producto $g \cdot \Delta k_x$ (con $\Delta k_x = 0.05455 \text{ rad/m}$) da la componente x del vector de onda k de la superficie.

En el eje vertical se indica el número de intervalo h . El producto $h \cdot \Delta k_y$ (con $\Delta k_y = 0.03998 \text{ rad/m}$) da la componente y del vector de onda k de la superficie.

$$E_2(a, b) \times 10^5$$

i \ j	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
0	0	141	4225	14524	13169	9882	7028	4953	3503	2517	1837	1363	1027	786	609	478	379	304	247	201	166
1	0	593	6473	13751	12510	9494	6855	4818	3430	2474	1811	1347	1017	778	604	475	377	303	245	201	165
2	0	1851	8094	11629	10769	8423	6190	4466	3225	2351	1735	1299	985	758	590	465	370	298	242	198	161
3	0	2042	6393	8823	8508	6971	5321	3953	2919	2164	1618	1224	926	725	567	449	359	290	230	193	160
4	0	1450	4323	6150	6265	5450	4360	3360	2552	1934	1472	1128	873	682	538	428	344	279	228	188	155
5	0	684	2795	4764	4453	4065	3438	2760	2166	1684	1309	1019	799	631	502	403	326	265	210	180	150
6	0	516	1644	2616	3040	2973	2635	2207	1793	1434	1139	905	720	576	463	375	305	251	207	172	144
7	0	302	938	1673	2058	2127	1980	1730	1456	1198	975	790	640	519	422	345	284	234	195	163	136
8	0	180	613	1074	1389	1508	1469	1336	1164	987	823	681	561	462	380	314	261	217	182	153	129
9	0	110	384	598	941	1067	1063	1023	921	803	687	586	486	407	340	284	238	200	168	142	121
10	0	69	246	400	642	756	797	778	723	648	568	490	418	355	300	254	215	182	155	132	113
11	0	44	151	308	443	539	587	591	565	520	466	410	357	308	264	226	193	165	142	122	104
12	0	29	177	210	310	367	434	449	441	415	381	342	302	265	230	200	173	149	129	111	96
13	0	19	73	145	219	281	322	342	344	351	310	283	255	227	200	175	153	134	117	102	86

Fig. IV.3

Pesos

Calculados mediante la ec. IV.21, a partir del espectro mostrado en la Fig. IV.2. Los valores de los mismos se hallan multiplicados por un factor 10^6 .

$$W(p,q) \cdot 10^6$$

$W(p, q) \times 10^6$

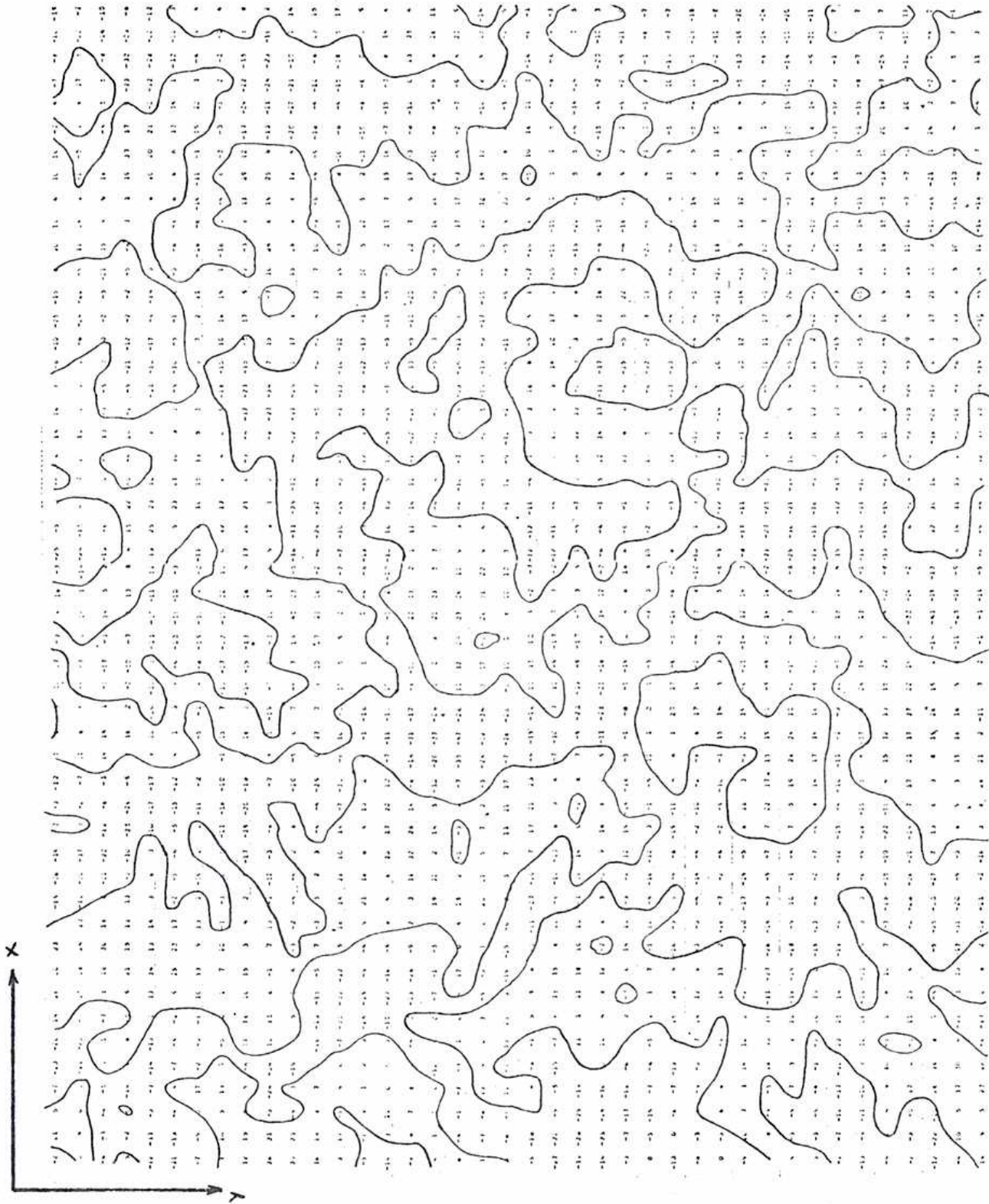
$\begin{matrix} p \\ \backslash \\ q \end{matrix}$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
0	99271	25793	-9166	-12405	-12591	-9862	-7836	-5615	-4407	-3096	-2459	-1723	-1432	-1017	-814	-672	-605	-514	-507	-453	-527
1	26974	14646	1307	-4069	-5620	-5187	-4225	-3265	-2421	-1693	-1181	-771	-507	-290	-176	-75	-29	16	27	48	41
2	1915	2235	1155	-449	-1336	-1596	-1436	-1120	-757	-439	-172	24	171	267	334	372	396	406	413	414	416
3	631	-12	-525	-700	-776	-725	-597	-413	-224	-46	99	215	297	356	391	414	424	430	430	431	430
4	-970	-647	-464	-459	-426	-362	-261	-149	-35	66	154	222	274	308	331	344	351	353	354	353	353
5	-173	-389	-473	-417	-344	-259	-176	-93	-17	50	106	151	185	209	224	234	239	242	242	242	242
6	-498	-332	-224	-201	-171	-135	-90	-45	-1	37	71	98	119	133	143	149	153	155	155	155	150
7	-1	-122	-181	-158	-128	-94	-64	-34	-8	15	35	51	63	73	79	83	85	87	87	87	87
8	-220	-115	-51	-47	-42	-35	-23	-11	0	11	21	29	35	40	43	45	46	46	46	46	46
9	76	-9	-57	-49	-38	-26	-18	-9	-3	3	7	11	14	16	17	18	18	18	18	18	17
10	-116	-37	8	6	3	0	1	2	4	5	6	6	7	7	7	6	6	6	5	4	4
11	97	23	-18	-14	-9	-4	-2	0	0	0	0	0	0	0	-1	-2	-3	-3	-4	-4	-5
12	-87	-16	23	20	15	10	8	6	5	3	2	1	0	-1	-2	-4	-5	-6	-6	-7	-7
13	99	29	-10	-7	-3	0	1	1	1	1	0	0	-1	-3	-4	-5	-6	-7	-6	-9	-9

Fig. IV.4 y IV.4a

Superficie modelada para un mar de Neumann generado por un viento de 5 m/seg.

La Fig. IV.4 muestra las elevaciones de la superficie (en cm) sobre el nivel medio ($z=0$). El espaciado horizontal entre puntos es $\Delta x = 2,74$ m y el espaciado transversal es $\Delta y = 5,45$ m. Los contornos indican puntos de elevación nula. Las coordenadas x , y de un punto de la superficie se obtienen multiplicando el número de intervalo i por el incremento Δx y el número de intervalo j por el incremento Δy , respectivamente.

La Fig. IV.4a muestra como áreas sombreadas aquellas por debajo del nivel medio (elevaciones negativas).



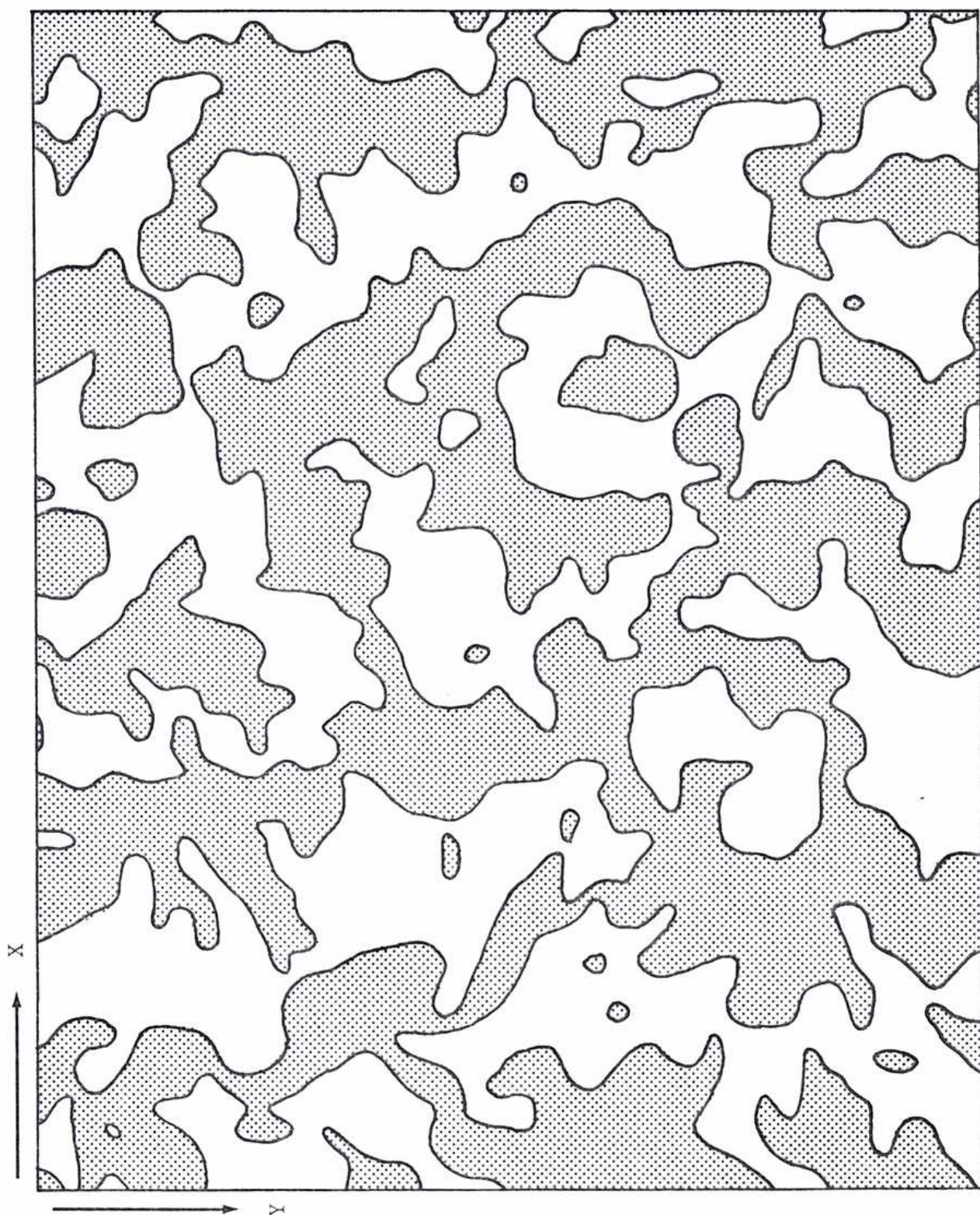


Fig. IV.5

Función de autocovarianza normalizada para la superficie modelada, calculada a partir de los Pesos

Los valores mostrados se calcularon mediante la ecuación IV.23. Los mismos han sido multiplicados por un factor 10^3

$$C. 10^3 \text{ (m}^2\text{)}$$

En el eje horizontal se indica el número de intervalo r tal que $r \cdot \Delta x$ (con $\Delta x = 2,74 \text{ m}$) da la longitud del intervalo de correlación en la dirección x .

En el eje vertical se indica el número de intervalo j tal que $s \cdot \Delta y$ (con $\Delta y = 5,45 \text{ m}$) da la longitud del intervalo de correlación en la dirección y .

Fig. IV.6

Función de autocovarianza normalizada para la superficie modelada, calculada a partir de las elevaciones

Los valores mostrados se calcularon mediante la ec. IV.2 y han sido multiplicados por un factor 10^3

$$C \cdot 10^3 \text{ (m}^2\text{)}$$

En el eje horizontal se indica el número de intervalo r tal que $r \cdot \Delta x$ (con $\Delta x = 2,74$ m) da la longitud del intervalo de correlación en la dirección x .

En el eje vertical se indica el número de intervalo s tal que $s \cdot \Delta y$ (con $\Delta y = 5,45$ m) da la longitud del intervalo de correlación en la dirección y .

T 6	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20																									
0	1000	500	100	-102	-278	-473	-644	-790	-913	-1013	-1085	-1127	-1148	-1148	-1127	-1085	-1013	-913	-790	-644	-473	-278	-102	100	500	1000																				
1	562	415	112	-115	-253	-420	-564	-681	-770	-831	-854	-840	-801	-728	-631	-511	-370	-210	-135	-56	112	415	562	1000	500	112	-115	-253	-420	-564	-681	-770	-831	-854	-840	-801	-728	-631	-511	-370	-210	-135	-56	112	415	562
2	228	154	72	-65	-169	-264	-330	-364	-364	-329	-255	-162	50	102	147	-5	-45	-26	35	83	154	228	1000	500	154	72	-65	-169	-264	-330	-364	-364	-329	-255	-162	50	102	147	-5	-45	-26	35	83	154	228	
3	120	77	12	-51	-107	-152	-186	-208	-218	-208	-173	-119	32	60	82	-53	-88	-46	-2	16	77	120	1000	500	77	12	-51	-107	-152	-186	-208	-218	-208	-173	-119	32	60	82	-53	-88	-46	-2	16	77	120	
4	52	40	-6	-40	-85	-120	-144	-156	-156	-135	-98	-59	46	7	-44	-112	-124	-50	-5	52	40	1000	500	52	40	-6	-40	-85	-120	-144	-156	-156	-135	-98	-59	46	7	-44	-112	-124	-50	-5	52	40		
5	61	45	24	14	1	-32	-68	-96	-112	-112	-87	-50	70	28	-28	-108	-125	-108	-52	16	45	61	1000	500	24	14	1	-32	-68	-96	-112	-112	-87	-50	70	28	-28	-108	-125	-108	-52	16	45	61		
6	25	62	75	62	30	-1	-40	-64	-81	0	58	78	83	63	-16	-72	-83	-94	-79	-26	62	75	1000	500	62	75	62	30	-1	-40	-64	-81	0	58	78	83	63	-16	-72	-83	-94	-79	-26	62	75	
7	5	-2	70	61	50	22	-20	-75	-78	-14	38	52	56	48	42	-15	-58	-80	-91	-41	61	5	1000	500	-2	70	61	50	22	-20	-75	-78	-14	38	52	56	48	42	-15	-58	-80	-91	-41	-16	61	5
8	-9	49	67	29	3	-20	-74	-67	-12	39	58	46	41	32	-22	-74	-97	-89	-16	72	49	67	1000	500	67	29	3	-20	-74	-67	-12	39	58	46	41	32	-22	-74	-97	-89	-16	72	49			
9	4	-5	54	59	-21	-40	-56	-60	-30	15	45	43	59	71	15	-48	-89	-64	19	102	54	4	1000	500	-5	54	59	-21	-40	-56	-60	-30	15	45	43	59	71	15	-48	-89	-64	19	102	54		
10	-12	-20	23	21	-40	-77	-61	-30	-15	-18	-20	-5	32	65	87	59	5	-36	-12	56	23	-12	1000	500	23	21	-40	-77	-61	-30	-15	-18	-20	-5	32	65	87	59	5	-36	-12	56	23			
11	-71	-70	-11	-14	-37	-55	-40	-1	14	-6	-17	17	65	63	58	35	17	11	32	37	-71	-70	1000	500	-11	-14	-37	-55	-40	-1	14	-6	-17	17	65	63	58	35	17	11	32	37	-71	-70		
12	-140	-115	-50	-15	-12	0	32	30	14	-2	12	15	101	69	21	-4	9	31	29	-3	-140	-115	1000	500	-50	-15	-12	0	32	30	14	-2	12	15	101	69	21	-4	9	31	29	-3	-140	-115		
13	-100	-100	-60	-12	17	40	64	75	52	12	-18	-14	45	69	55	-16	-32	-11	0	-6	-100	-100	1000	500	-60	-12	17	40	64	75	52	12	-18	-14	45	69	55	-16	-32	-11	0	-6	-100	-100		

CAPITULO V

SIMULACION DE LA DISPERSION DE ONDAS ACUSTICAS POR SUPERFICIES ESTOCASTICAMENTE VARIABLE. METODO EMPLEADO

Esquema General del Método Utilizado:

El método desarrollado consiste esencialmente en tratar, mediante simulación digital, la dispersión de ondas acústicas por una superficie rugosa como un problema de reflexión de la onda incidente en facetas elementales de la superficie, ignorando la difracción en las crestas y las reflexiones múltiples. Como se mencionó anteriormente la primera suposición es la que se asume en los trabajos teóricos al adoptar la aproximación de Kirchhoff y el segundo es un efecto de segundo orden.

La Fig. V.1 muestra un diagrama en bloques del esquema general desarrollado. Cada punto del mismo se expone en detalle a continuación.

Formación de Facetas en la Superficie:

En la grilla rectangular numérica de la superficie, de dimensiones $M \Delta x$ y $N \Delta y$ formada como se explicó anteriormente, se subdivide cada rectángulo elemental de área $\Delta x \cdot \Delta y$ en cuatro facetas planas triangulares, utilizando como elevación Fz de la superficie en el centro del rectángulo al promedio de las elevaciones de las cuatro esquinas del mismo (Fig. V.2), o sea

$$Fz(i,j) = \frac{z(i,j) + z(i+1,j) + z(i+1,j+1) + z(i,j+1)}{4}$$

Arbitrariamente se numeran las facetas en el sentido del reloj. De ahora en más al referirnos al rectángulo i,j se quiere significar el rectángulo de vértices

$$z(i,j), z(i+1,j), z(i+1,j+1), z(i,j+1) \text{ y centro } Fz(i,j)$$

Fig. V.1

Esquema General del Método de Simulación Desarrollado

Se simula numéricamente a la superficie rugosa con el espectro deseado sobre una grilla rectangular.

Se forman las facetas reflectoras en la superficie mediante la subdivisión de cada celda elemental de la grilla de la superficie de cuatro facetas triangulares. Se calcula la elevación del centro de cada faceta.

La superficie así preparada se ensonifica en áreas sucesivas no rampantes estadísticamente independiente tal que, al barrer toda la superficie se obtiene un ensamble de subáreas no relacionadas. La ensonificación se realiza enviando un rayo a cada faceta de la subárea desde una fuente simulada.

Aplicando las leyes de la reflexión en cada faceta se calcula la dirección del rayo reflejado. En base a consideraciones del campo dispersado se simula una red de receptores espaciados convenientemente. Para cada rayo se calcula la presión en el receptor utilizando el método de las imágenes, acumulando luego todos los rayos que llegan al receptor desde una misma subárea. Se repite el proceso para todas las subáreas de la superficie obteniéndose así un conjunto promediable de valores de la presión en cada receptor.

Con las presiones así obtenidas se calculan las cantidades de interés del campo dispersado coeficiente de dispersión, grado de coherencia, correlaciones espaciales y fluctuaciones de fase.

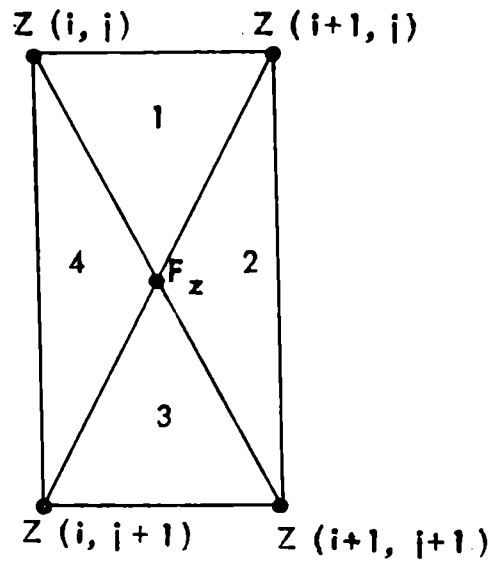


Fig. V.2 Subdivisión de la grilla en Facetas

Se calculan a continuación las normales a cada faceta. Los ángulos (α, β) que definen la orientación de la normal se obtienen como

$$\left. \begin{aligned} \text{tang } \alpha &= \left[\left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial y} \right)^2 \right]^{1/2} \\ \text{tang } \beta &= \frac{\partial z / \partial x}{\partial z / \partial y} \end{aligned} \right\} \text{(V.3)}$$

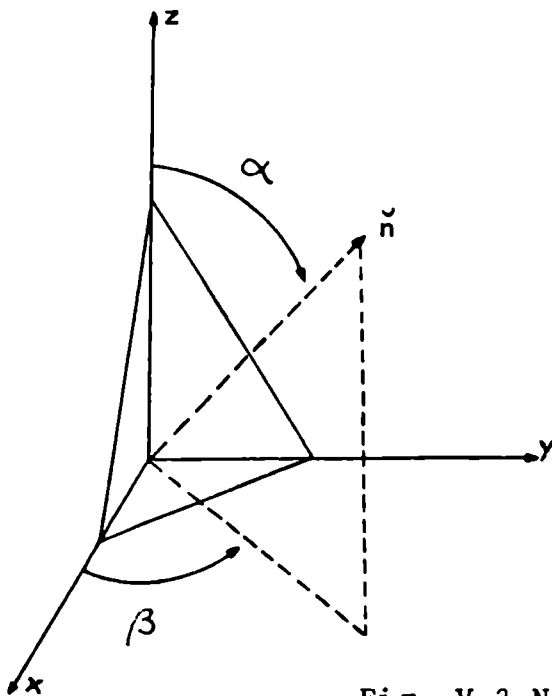


Fig. V.3 Normal a la Faceta

Iluminación de la Superficie:

El paso siguiente es fijar las condiciones bajo las cuales se iluminará la superficie, es decir: posición de la fuente, frecuencia a utilizar y función de iluminación. Para ello es necesario tener en cuenta las condiciones experimentales que se quieren simular. Los requerimientos básicos, según se desprenden del Capítulo III son:

superficie suave a la frecuencia acústica elegida, validez de la aproximación de Kirchhoff y de la aproximación de Fresnel. La primera condición requiere que la longitud de onda incidente sea mayor que la rugosidad de la superficie, o sea

$$\sigma \ll \lambda \quad (V.2)$$

La aproximación de Kirchhoff requiere que la superficie sea localmente plana respecto a la onda incidente

$$\lambda < \Delta x \quad (V.3)$$

$$\lambda < \Delta y \quad (V.3a)$$

Pero como se vió, para la velocidad de viento simulada (5m/seg)

$\Delta x < \Delta y$ y por lo tanto sólo basta asegurar la condición (V.3). De (V.2) y (V.3) se deduce luego la restricción para la frecuencia de la radiación incidente

$$\sigma \ll \lambda < \Delta x \quad (V.4)$$

Al igual que la mayoría de los trabajos teóricos, la función de iluminación se ha tomado rectangular, es decir, como si se iluminara la superficie a través de un rectángulo de lados 2Δ y 2ℓ según los ejes x e y respectivamente. Experi-

mentalmente esta iluminación trae problemas de difracción en los bordes del rectángulo, cosa que no sucede con el método aquí expuesto.

Las dimensiones del área iluminada se han fijado en forma tal que al iluminar una nueva porción de la superficie esta es estadísticamente independiente de las demás. Esto se logra eligiendo 2Δ y 2ℓ mayores que las distancias de correlación L_x y L_y de la superficie a lo largo de los ejes x e y respectivamente, o sea

$$2 \Delta \gg L_x ; \quad 2 \ell \gg L_y \quad (V.5)$$

Como se vió anteriormente, esta condición es también supuesta en la presentación teórica del problema. Definiendo la longitud a la cual la envolvente de la función de autocorrelación normalizada cae a $1/e$, se deduce de la Fig. IV.6 que las distancias de correlación para la superficie modelada, a lo largo de los ejes centrales, son

$$L_x \cong 12 \text{ m} \quad ; \quad L_y \cong 7 \text{ m} \quad (V.6)$$

Llamando MS al número de intervalos Δx en 2Δ , y NS el número de intervalos Δy en 2ℓ , y eligiendo por comodidad de programación digital $MS = 9$ y $NS = 6$ se obtienen como dimensiones del área iluminada

$$\begin{aligned} 2 \Delta &= MS \cdot \Delta x \\ &= 25,66 \text{ m} \\ y \\ 2 \ell &= NS \cdot \Delta y \\ &= 32,7 \text{ m} \end{aligned}$$

Como se desprende de la ec. (V.6) esto cumple ampliamente con la condición impuesta en (V.5). Por otra parte, dado que el número total de intervalos de la superficie completa son $M = 47$

en la dirección x y $N = 39$ en la dirección y , la elección de MS y NS da lugar a un conjunto de 30 superficies estadísticamente independientes cuando se barre la superficie en zonas iluminadas no rampantes.

Fijaremos ahora el sistema de coordenadas de referencia en el centro de la subárea iluminada. Por comodidad se ilumina la superficie desde arriba en lugar de desde abajo pero teniendo en cuenta el cambio de fase en π que ocurre en la reflexión en la interface agua - aire cuando se ilumina desde abajo. El iluminar desde arriba no cambia el problema ya que la superficie presenta las mismas características desde arriba o desde abajo por haber sido generada mediante un proceso lineal. Supondremos además que el medio en el cual se propagan las ondas es homogéneo e isótropo, en el cual la velocidad del sonido es constante.

La fuente se supuso en el plano z, x a 350 m del origen de coordenadas (o centro del área) y con una inclinación de 45° respecto al eje z (Fig. V.4).

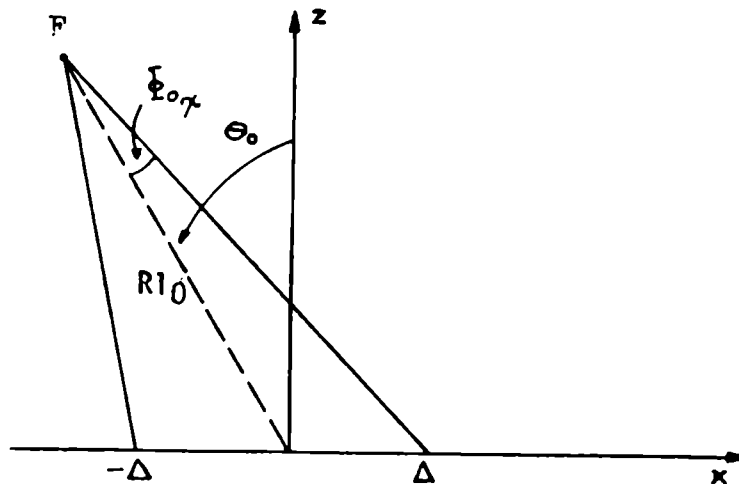


Fig. V.4 Ubicación de la Fuente

La geometría elegida lleva, debido a que el área iluminada es rectangular, a un semiancho angular de la fuente $\Phi_{0x} = 1,4^\circ$ en el plano z, x, y a un semiancho angular $\Phi_{0y} = 2,70^\circ$ en el plano z, y. Reemplazando estos valores de Φ_0 en la ec. III.49 las cotas de la aproximación de Fresnel quedan

$$212,5 < Rl_0/\lambda < 78.10^4 \text{ para } \Phi_{0x}$$

y

$$78,1 < Rl_0/\lambda < 4,88.10^4 \text{ para } \Phi_{0y}$$

Como además la longitud de onda esta acotada, según la ec. (V.4), para la superficie modelada entre

$$0,12 \text{ m} \ll \lambda < 2,74 \text{ m}$$

se han elegido como valores a utilizar

$$\lambda_1 = 1 \text{ m} \quad \text{y} \quad \lambda_2 = 1,5 \text{ m}$$

los cuales dan

$$Rl_0/\lambda_1 = 350 \quad ; \quad Rl_0/\lambda_2 = 233 \text{ ,}$$

valores ambos comprendidos en el intervalo en el cual la aproximación de Fresnel es válida. Es de notar que si bien en el método expuesto no se considera difracción los parámetros se fijan en forma tal que las fórmulas teóricas en la aproximación de Fresnel puedan ser utilizadas en la comprobación de los datos.

La fuente así ubicada tiene coordenadas

$$\begin{aligned} Rl_0 &= 350 \text{ m} \\ \theta_F &= 45^\circ \\ \varphi_F &= 180^\circ \end{aligned} \quad (V.7)$$

y las frecuencias a considerar son

$$f_1 = \frac{c}{\lambda_1} = 1,5 \text{ KHz} \quad \text{y} \quad f = \frac{c}{\lambda_2} = 1,0 \text{ KHz} \quad ,$$

donde c es la velocidad del sonido en el agua = 1500 m/seg.

Con las características y posición de la fuente ya determinadas y recordando que el área iluminada está compuesta por facetas triangulares planas se procede a simular la reflexión. Cada faceta es considerada perfectamente reflectora (coeficiente de reflexión igual a 1).

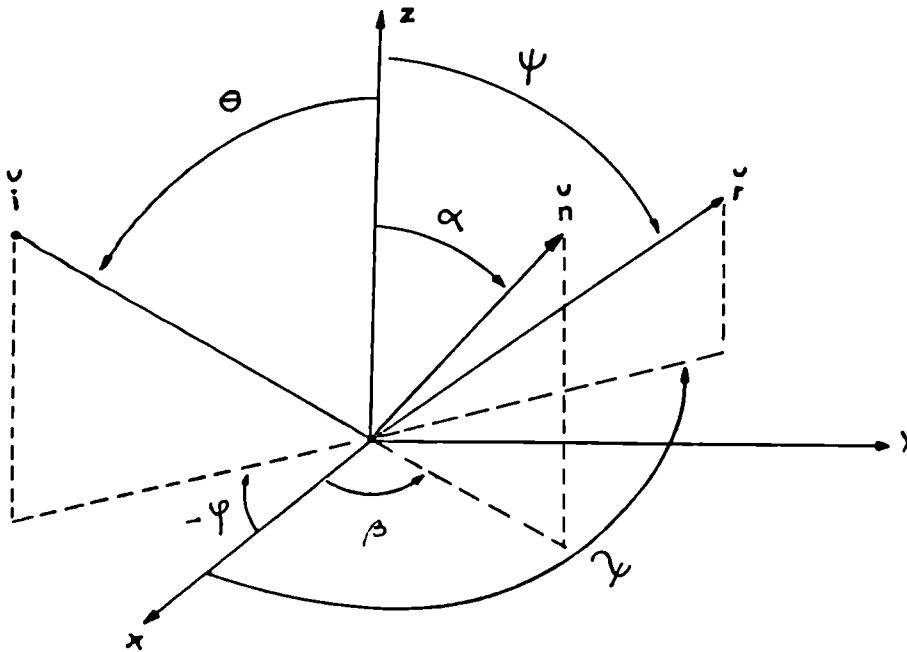


Fig. V.5 Angulos de incidencia Normal y Reflejado en el sistema fijo al centro de cada faceta

Tomando ahora como sistema de coordenadas uno fijo al centro de cada faceta, se ve de la Fig. V.5 que las direcciones del rayo de incidencia de la normal a la faceta y del rayo reflejado están dados por los versores

$$\begin{aligned} \vec{i}(\theta, \varphi) &= (\cos \varphi \operatorname{sen} \theta, \operatorname{sen} \varphi \operatorname{sen} \theta, \cos \theta) \\ \vec{n}(\alpha, \beta) &= (\cos \beta \operatorname{sen} \alpha, \operatorname{sen} \beta \operatorname{sen} \alpha, \cos \alpha) \\ \vec{r}(\psi, \gamma) &= (\cos \gamma \operatorname{sen} \psi, \operatorname{sen} \gamma \operatorname{sen} \psi, \cos \psi) \end{aligned}$$

Ellos están relacionados por las leyes de reflexión, o sea, son coplanares y \check{n} bisecta \check{i} y \check{r} . Con el objeto de facilitar la simulación se utilizará la expresión vectorial de dichas leyes

$$\check{n} = a (\check{i} + \check{r}) \quad (V.8)$$

Eliminando a se obtiene

$$\cos \beta \operatorname{tang} \alpha = \frac{(\cos \varphi \operatorname{sen} \theta + \cos \psi \operatorname{sen} \psi)}{\cos \theta + \cos \psi}$$

$$\operatorname{sen} \beta \operatorname{tang} \alpha = \frac{(\operatorname{sen} \varphi \operatorname{sen} \theta + \operatorname{sen} \psi \operatorname{sen} \psi)}{\cos \theta + \cos \psi}$$

o bien

$$\chi = \arctan \left\{ \left[\operatorname{sen} \alpha \operatorname{sen} \beta - \frac{1}{2} \operatorname{sen} \theta \operatorname{sen} \varphi (\cos \theta \operatorname{cos} \alpha + \operatorname{sen} \theta \operatorname{sen} \varphi \operatorname{sen} \alpha + \operatorname{sen} \theta \cos \varphi \operatorname{sen} \alpha \operatorname{cos} \beta)^{-1} \right] \cdot \left[\operatorname{sen} \alpha \operatorname{cos} \beta - \frac{1}{2} \operatorname{sen} \theta \operatorname{sen} \varphi (\cos \theta + \operatorname{sen} \theta \operatorname{sen} \varphi \operatorname{sen} \alpha \operatorname{sen} \beta + \operatorname{sen} \theta \cos \varphi \operatorname{sen} \alpha \operatorname{cos} \beta)^{-1} \right] \right\}^{-1} \quad (V)$$

$$\psi = \arccos \left\{ \operatorname{cos} \alpha \left[\frac{1}{2} (\cos \theta \operatorname{cos} \alpha + \operatorname{sen} \theta \operatorname{sen} \varphi \operatorname{sen} \alpha \operatorname{sen} \beta + \operatorname{sen} \theta \cos \varphi \operatorname{sen} \alpha \operatorname{cos} \beta)^{-1} - \cos \theta \right] \right\}^{-1} \quad (V)$$

relaciones que nos permite calcular los ángulos del rayo reflejado en función de la dirección de incidencia y de la orientación de la normal a la faceta.

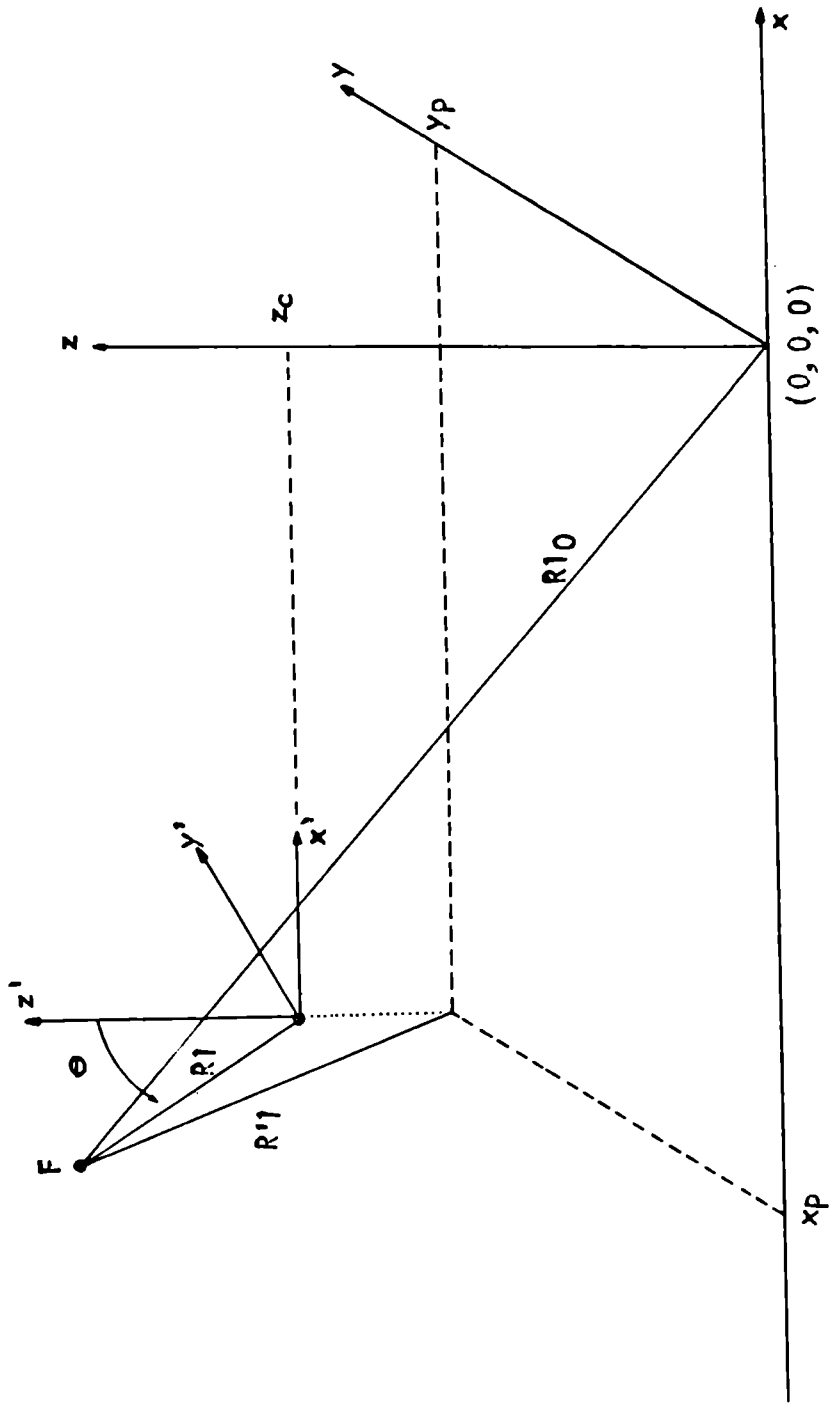
El cálculo de la distancia R_1 (fuente - centro de la faceta) y del ángulo de incidencia del rayo en el centro de la faceta es inmediato como se desprende de la Fig. V.6.

En ella x_p , y_p designan las coordenadas x e y del centro de la faceta en cuestión respecto al sistema de coordenadas fijo al centro del área iluminada, en otras palabras, x_p , y_p , son las coordenadas del sistema auxiliar de coordenadas en

Fig. V.6

Sistemas de Referencias utilizados y sus posiciones
relativas

El punto (0,0,0) indica el centro geométrico de la subárea iluminada. El origen del sistema de coordenadas primado se halla en el centro de la faceta en cuestión.



el sistema principal de referencia.

La distancia de la fuente a la faceta de coordenadas x_p , y_p se calcula como

$$Rl = \left[(X_s - x_p)^2 + (Y_s - y_p)^2 + (Z_s - z)^2 \right]^{1/2}, \quad (V.10)$$

donde las coordenadas de la fuente en el sistema principal vienen dados por:

$$\begin{aligned} X_s &= Rl \sin \theta_F \cos \varphi_F = -247,48 \text{ m} \\ Y_s &= Rl \sin \theta_F \sin \varphi_F = 0 \\ Z_s &= Rl \cos \theta_F = 247,48 \end{aligned} \quad (V.11)$$

Los ángulos θ , φ de incidencia en cada faceta vendrán dados por:

$$\begin{aligned} \theta &= \arccos \left(\frac{Z_s - z}{Rl} \right) \\ \varphi &= \arccos \left(\frac{X_s - x_p}{R \sin \theta} \right), \end{aligned} \quad (V.12)$$

y con los ángulos así calculados, con la dirección de la normal dado por la ec. (V.1), utilizando la ec. (V.9) se obtienen los ángulos del rayo reflejado en cada faceta.

Cálculo de la Grilla Receptora

Como se mencionó anteriormente, con el objeto de estudiar el campo dispersado en direcciones distintas a la especular se detecta el mismo con una red o grilla simulada de celdas receptoras. Para poder comparar los resultados de este trabajo con trabajos anteriores en que sólo se analiza la dirección especular uno de los receptores es colocado en el punto especular (E) de la fuente respecto al centro de la región iluminada, (Fig. V.7). Dicho punto tendrá como coordenadas:

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{20} = 350 \text{ m} \\ \psi_0 = 45^\circ \\ \chi_0 = 0^\circ \end{array} \right. \quad \text{o bien} \quad \left\{ \begin{array}{l} X_{G_0} = R_{20} \cdot \sin \psi_0 = 247,48 \text{ m.} \\ Y_{G_0} = 0 \\ Z_{G_0} = R_{20} \cdot \cos \psi_0 = 247,48 \text{ m.} \end{array} \right.$$

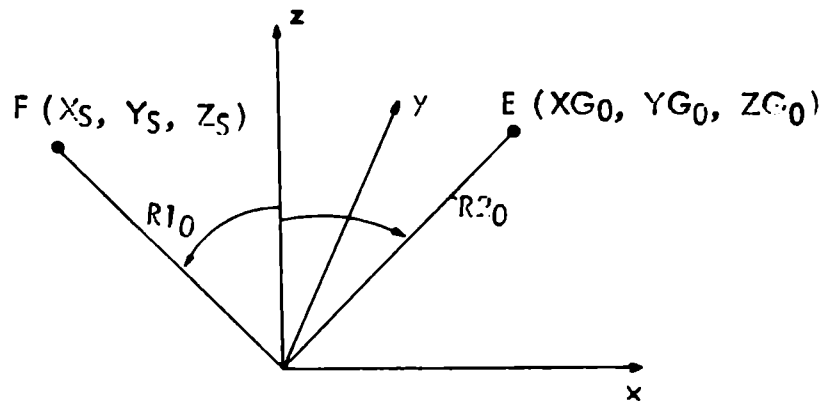
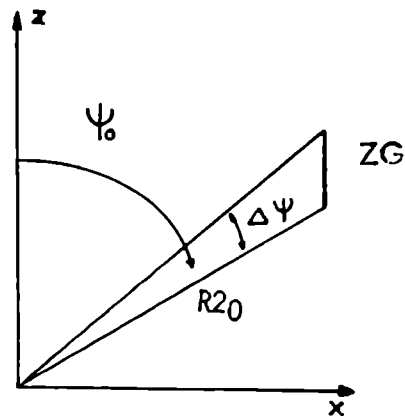


Fig. V.7 Punto Especular de la Fuente

En el plano vertical $x = X_{G_0}$ y con centro en E se instala la grilla receptora cuyas dimensiones se calculan como sigue:

- i - El tamaño de cada celda receptora se calcula en forma tal que dos rayos provenientes de dos facetas sucesivas cuyas pendientes en la dirección x difieren en menos que la desviación standard σ_x de las pendientes en esa dirección sean acumulados en la misma celda. Esto se impone con el objeto de "suavizar" la superficie ya que dos facetas cuyas pendientes difieren en menos de σ_x no pueden dispersar en direcciones muy distintas. Dado que las variaciones de pendiente en x producen variaciones en la orientación vertical del rayo dispersado se tiene para la dimensión vertical de las celdas receptoras



$$\Delta ZG = \frac{R_{20} \cdot \Delta\psi}{\cos \psi_0}$$

donde $\Delta\psi = \sigma_x$ (desviación standard de las pendientes en la dirección x) = $1,66^\circ$

$$R_{20} = 350 \text{ m} \quad \text{y} \quad \psi_0 = 45^\circ,$$

luego

$$\Delta ZG = 14,42 \text{ m.} \tag{V.13}$$

Es de notar que esta celda se calcula como si estuviese centrada en E y así, las otras celdas serían algo diferentes pero por simplicidad se adoptó el mismo tamaño para todas las celdas debido a que la variación entre una y otra es muy pequeña.

La dimensión transversal ΔYG de la celda se calcula usando las leyes de reflexión ya que la desviación transversal dependerá no sólo de la desviación standard de las pendientes en la dirección y (σ_y) sino también del ángulo de incidencia. Para ello se supone que un rayo contenido en el plano z - x ($\varphi = 180^\circ$) incide con un ángulo de 45° sobre una faceta inclinada σ_y en la dirección y (σ_y es la desviación standard de las pendientes de la superficie en la dirección y, igual en este caso a

0,85°). Aplicando la relación (V.9) se obtiene una desviación azimutal $\Delta\gamma$ respecto al plano z-x, del rayo reflejado

$$\Delta\lambda = 1,08^\circ$$

y por lo tanto a una distancia $R2_0$ la desviación será

$$\Delta YG = 6,56 \text{ m} \quad (V.14)$$

lo que da la dimensión transversal de la celda receptora. Al igual que en el caso anterior se tomará esta dimensión como la misma para todas las celdas de la grilla.

ii - Se calcula a continuación las dimensiones de la grilla rece-

tora, o sea el número de celdas en la dirección z y en la dirección y. Para ello es necesario conocer a priori cual es la máxima desviación esperada en las direcciones Ψ y γ de los rayos reflejados. Ello se hace por inspección de dichos ángulos en los listados de la computadora para las 30 subáreas. La máxima desviación en Ψ fué $\Psi_{\max} = 53^\circ$ y la máxima en γ fué, en módulo, $\gamma_{\max} = 8^\circ$. La desviación máxima en Ψ de la posición del borde inferior de la grilla receptora y γ_{\max} da la posición del vértice inferior derecho de la grilla (x_L, y_L, z_L) en el sistema fijo al centro del área iluminada. En realidad se debería tomar, para la determinación del vértice mencionado, esa desviación

γ_{\max} a partir del borde lateral de la superficie hacia afuera pero como en ese caso la red tendría mayores dimensiones y así las celdas de sus bordes colectarían pocos rayos, se tomó como vértice inferior derecho el punto en el cual un rayo desviado γ_{\max} en el centro de la subárea iluminada intersecta el borde inferior de la grilla. Esto da lugar a que un gran número de rayos caigan fuera de la grilla pero mejora la estadística dentro de la grilla. La Fig. V.8 muestra el sistema de ejes fijo al centro de área iluminada y la posición de la grilla.

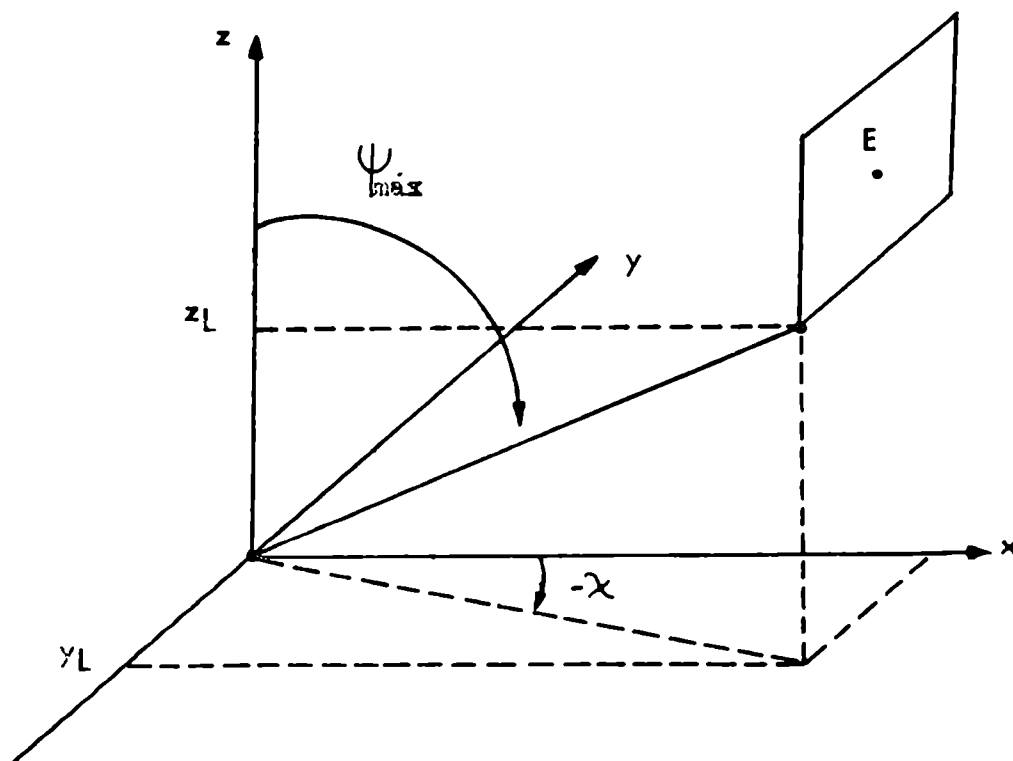


Fig. V.8 Posición de la Red Receptora Respecto al Sistema Principal de Referencia

Antes de calcular los valores de x_L , y_L , z_L debemos hacer la siguiente consideración. Se desea que la grilla receptora tenga sus celdas señaladas con índices IY, IZ contados a partir de su vértice inferior (x_L , y_L , z_L) para el cual $IY = 1$, $IZ = 1$ y tal que la celda central, que a su vez en su centro contiene el punto E, lleve el índice NY, NZ y luego por simetría que el máximo valor de IY sea $NNY = 2NY - 1$ y el de IZ, $NNZ = 2NZ - 1$. (Fig. V.9).

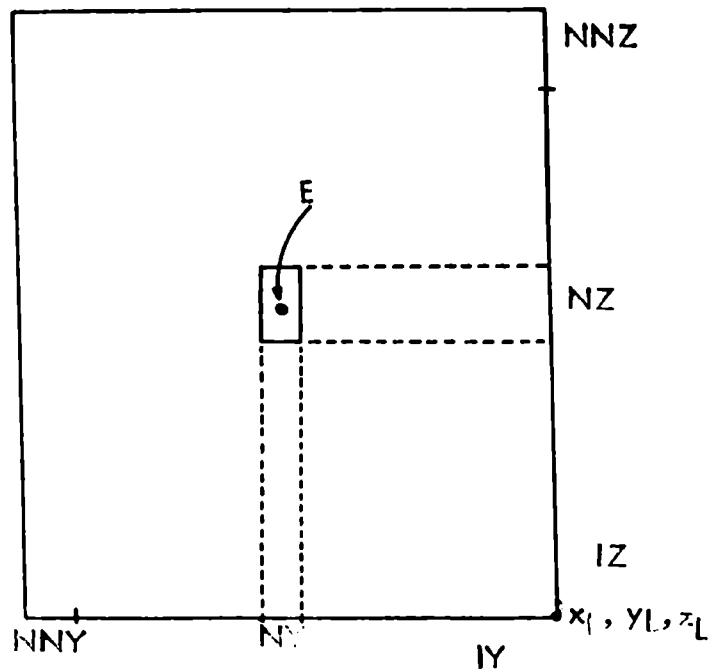


Fig. V.9 Especificación de las celdas en la red receptora

Para ello se calcula

$$NZ = \text{Parte Entera de } \left\{ \left[ZG_0 - XG_0 \cdot \cotg(\Psi_{\max}) \right] / \Delta ZG \right\} \quad (V.1)$$

$$NY = \text{Parte entera de } \left\{ \left[XG_0 \cdot \tg(\Psi_{\max}) \right] / \Delta YG \right\} \quad (V.1)$$

como se desprende de la Fig. V.8, lo que da $NZ = 4$, $NY = 5$, $NNZ = 7$ y $NNY = 9$ y las coordenadas del vértice inferior derecho de la grilla vienen dadas por:

$$\begin{aligned} x_L &= XG_0 \\ z_L &= ZG_0 - \left[(NZ - 0,5) \cdot \right] ZG \\ y_L &= YG_0 - \left[(NY - 0,5) \cdot \right] YG \end{aligned}$$

o bien en el presente caso

$$\left. \begin{aligned} x_L &= 247,48 \text{ m.} \\ y_L &= -29,52 \text{ m} \\ z_L &= 196,99 \text{ m.} \end{aligned} \right\} \quad (V.16)$$

En lo que sigue se denotará la celda central por sus índices $IY = 5$, $IZ = 4$ y el número total de celdas receptoras en la grilla es:

$$NNY.NNZ = 63$$

Físicamente cada celda representa un hidrófono omnidimensional colocado en su centro. Por lo tanto, en este trabajo, se simula una red receptora rectangular de 63 hidrófonos espaciados horizontalmente en $\Delta YG = 6,56$ m y verticalmente en $\Delta ZG = 14,42$ m.

Para completar esta descripción de las condiciones experimentales simuladas en la Fig. V.10 se muestra el detalle del área iluminada y de la red receptora y en la Fig. V.11 se muestra la geometría del experimento simulado así como las dimensiones envueltas.

Cálculo de la Presión en los Receptores

Para cada área iluminada se calcula la presión en las distintas celdas receptoras sumando las contribuciones provenientes de dicha subárea a cada celda pero recogiendo cada una de esas contribuciones en el centro de la celda, vale decir con la amplitud y fase correspondiente al punto donde se encuentra el hidrófono y no al punto donde el rayo, cuya orientación se calculó en la ec. V.9 intersecta la celda. El procedimiento seguido es el siguiente.

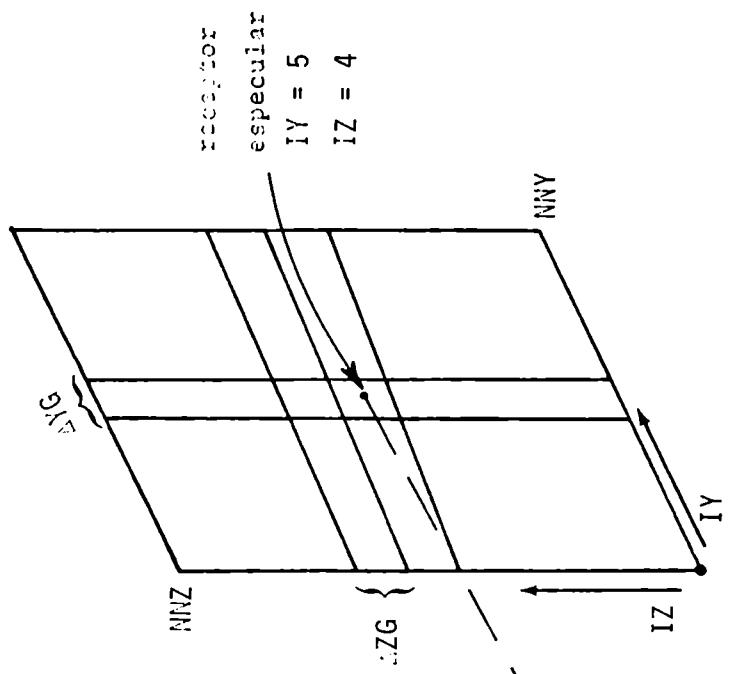
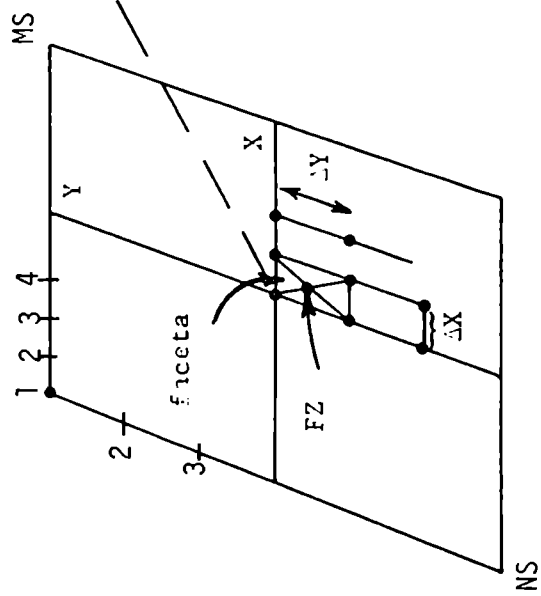
- a) Se calcula la intersección del rayo proveniente de una faceta con el plano vertical que contiene a la grilla receptora. Para ello sólo interesa la dirección del rayo reflejado en la faceta, la posición del centro de la faceta y la coordenada del plano vertical que contiene la grilla.

Las coordenadas (XG, YG, ZG) del punto de intersección

Fig. V.10

Detalle del Area Iluminada y de la Red Receptora

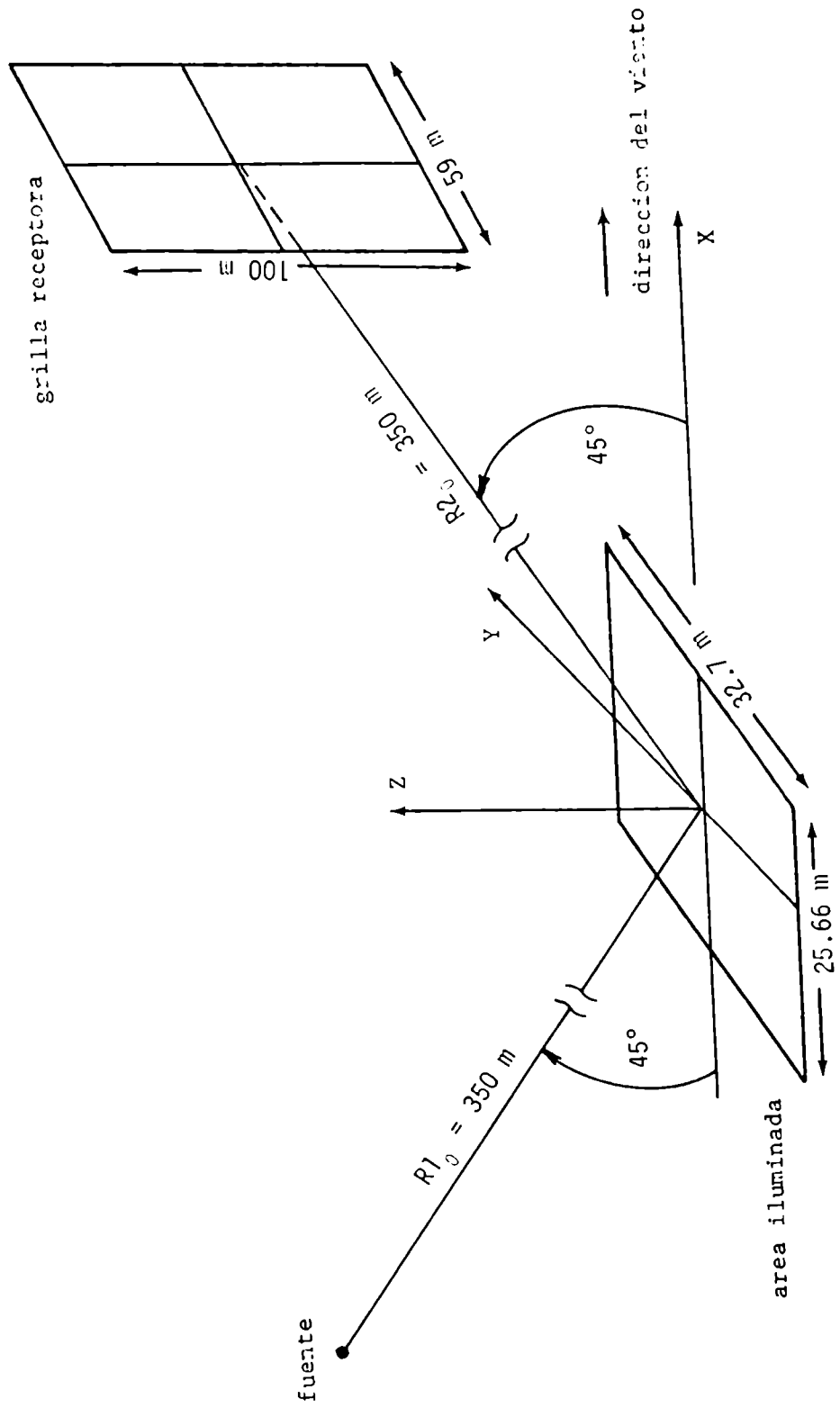
$\Delta X = 2.74 \text{ m}$
 $\Delta Y = 5.45 \text{ m}$
 $MS = 9$
 $NS = 6$



$NNY = 9$
 $NNZ = 7$
 $\Delta YG = 6.56 \text{ m}$
 $\Delta ZG = 14.42 \text{ m}$

receptor
 specular
 $IY = 5$
 $IZ = 4$

Fig. V.11
Geometría del Experimento Simulado



respecto al sistema de coordenadas fijo al centro del área iluminada están dadas por

$$\left. \begin{aligned} XG &= XG_0 \\ YG &= (XG \cdot \text{tang } \psi) + y_p \\ ZG &= XG \cdot \text{cotg } (\psi) \end{aligned} \right\} \quad (V.17)$$

b) Se especifica el punto de intersección respecto al vértice inferior derecho de la grilla

$$\begin{aligned} X &= 0 \\ Y &= YG - y_L \\ Z &= ZG - z_L \end{aligned}$$

y se comprueba si ese punto está dentro de la grilla o no. Si no está se lo descarta pero si la intersección ocurre dentro de la grilla se le asigna a ese rayo el índice correspondiente a la celda en que cayó, o sea

$$\begin{aligned} IY &= \frac{Y}{\Delta YG} + 1 \\ IZ &= \frac{Z}{\Delta ZG} + 1 \end{aligned}$$

(el uno se agrega para evitar índices iguales a cero ya que se han definido de uno a NNY y de uno a NNZ respectivamente)

c) Se calcula luego la presión parcial ejercida por ese rayo en el centro de la celda (de coordenadas x_c, y_c, z_c respecto a sistema fijo en el centro del área iluminada). Para ello se aplica el método de las imágenes considerando que la fuente ensonifica la celda receptora a través de la faceta en cuestión considerando a esta como un plano infinito para evitar problemas de difracción.

La distancia centro de la faceta - centro de la celda

se calcula como

$$R2 = \left[(x_c - x_p)^2 + (y_c - y_p)^2 + (z_c - z)^2 \right]^{1/2} \quad (V.18)$$

donde x_c, y_c, z_c son las coordenadas del centro de la celda IY, IZ respecto del sistema fijo al centro del área iluminada.

Suponiendo ondas esféricas se calcula la presión parcial $P_{\alpha i}(IY, IZ)$ en la celda IY, IZ, indicándose con α los distintos rayos que caen en una misma celda IY, IZ provenientes de distintas facetas del área iluminada i .

$$P_{\alpha i}(IY, IZ) = \frac{e_{i1}(R1+R2)}{(R1+R2)} \quad , \quad (V.19)$$

donde $R1$ es la distancia fuente - centro de faceta calculada en cc. V.10. Se repite el procedimiento para todas las facetas del área iluminada y en cada celda receptora se suman las presiones parciales obteniéndose así la presión en cada celda correspondiente al área iluminada de índice i .

$$P_i = \sum_{\alpha} P_{\alpha i}(IY, IZ)$$

Trasladando luego, en este modelo, la fuente y grilla receptora como un todo, es decir, sin modificar la geometría del sistema, se ilumina otra porción de la superficie generada en forma tal que la nueva subárea sea adyacente (no rampante) la anterior y se repite el procedimiento arriba expuesto obteniendo otro valor de $P_i(IY, IZ)$, y así siguiendo hasta barrer toda superficie generada. Por lo tanto la presión que se observaría en un hidrófono montado en el centro de la celda IY, IZ suponiendo el proceso ergódico, será el promedio sobre el ensemble de N_{su} superficies iluminadas,

$$\langle p(IY, IZ) \rangle = \frac{1}{N_{su}} \sum_{i=1}^{N_{su}} p_i(IY, IZ) \quad , \quad (V.20)$$

donde como se vió, en este caso $N_{su} = 30$.

El mismo procedimiento que llevó a la ec. (V.20) se utiliza para calcular el valor esperado de otras cantidades de interés como son la intensidad total, la parte coherente y la parte puramente dispersada (o incoherente) del campo total dispersado. Para ello se definen

$$\langle p \rangle = \frac{1}{N_{su}} \sum_{i=1}^{N_{su}} p_i \quad (V.21)$$

$$\langle p^* \rangle = \frac{1}{N_{su}} \sum_{i=1}^{N_{su}} p_i^* \quad (V.22)$$

$$\langle pp^* \rangle = \frac{1}{N_{su}} \sum_{i=1}^{N_{su}} p_i p_i^* \quad (V.23)$$

donde, como se vió en el Capítulo III, $\langle pp^* \rangle$ es el valor esperado de la intensidad total. La varianza del campo dispersado o parte incoherente de la intensidad total se calcula como:

$$\begin{aligned} \langle I_s \rangle &= \frac{1}{N_{su}} \sum (p_i - \langle p \rangle)^2 \\ &= \frac{1}{N_{su}} \sum (p_i^2 - p_i \langle p^* \rangle + \langle p \rangle \langle p^* \rangle - p_i^* \langle p \rangle) \end{aligned}$$

o bien usando las ecuaciones V.21, V.22, V.23 como

$$\begin{aligned} \langle I_s \rangle &= \langle pp^* \rangle - \langle p \rangle \langle p^* \rangle + \langle p \rangle \langle p^* \rangle - \langle p^* \rangle \langle p \rangle \\ &= \langle pp^* \rangle - \langle p^* \rangle \langle p \rangle \end{aligned}$$

que confirman la descomposición del campo como realizada en

cc.III.42 y en la cual se interpreta $\langle p^2 \rangle$ como la parte coherente.

En lo que sigue se verifica el comportamiento de ambas partes del campo dispersado en el límite de superficies suaves y de superficies muy rugosas.

Para superficies suaves tendiendo al límite de superficies perfectamente planas debe esperarse que toda la radiación sea coherente, es decir, $\langle pp^* \rangle = \langle p \rangle \langle p^* \rangle$. Usando la notación exponencial se puede escribir de (V.21) y (V.22)

$$\begin{aligned} \langle p \rangle \langle p^* \rangle &= \frac{1}{N_{su}^2} \sum_i |p_i| e^{i\theta_i} \sum_j |p_j| e^{-i\theta_j} \\ &= \frac{1}{N_{su}^2} \sum_i \sum_j |p_i| |p_j| e^{i(\theta_i - \theta_j)} \end{aligned}$$

En el límite de una superficie plana $\theta_i = \theta_j$ lo que hace que

$$\langle p \rangle \langle p^* \rangle = \frac{1}{N_{su}^2} \sum_i \sum_j |p_i| |p_j|$$

o bien, dado que además será $p_i = p_j$,

$$\begin{aligned} \langle p \rangle \langle p^* \rangle &= \frac{1}{N_{su}} \sum_i |p_i|^2 \\ &= \langle pp^* \rangle \end{aligned}$$

Para superficies muy rugosas se espera que toda la radiación sea incoherente. Esto es fácil de ver ya que en este caso las fases son completamente aleatorias y así

$$\langle p \rangle = \sum_i |p_i| e^{i\theta_i} \quad \text{y} \quad \langle p^* \rangle = \sum_i |p_i| e^{-i\theta_i}$$

tienden ambas a cero con lo cual

$$\langle I_S \rangle = \langle pp^* \rangle .$$

Campo Reflejado por una Superficie Perfectamente Plana

Como se explicó anteriormente, el cálculo del coeficiente de dispersión para una superficie rugosa requiere el conocimiento del campo en el punto en cuestión que se obtendría si la superficie rugosa es reemplazada por una superficie perfectamente plana. Dado que la geometría del sistema ya ha sido fijada, en particular el tamaño de la red receptora, si se aplica el método expuesto al caso de la superficie plana puede suceder que alguna de las celdas receptoras no reciban rayo alguno, debido en parte al hecho que el haz incidente ha sido descompuesto en un número finito de rayos (una por faceta de la superficie). Por lo tanto, con el objeto de asegurarse un rayo por receptor se procede en la forma inversa, es decir, con las posiciones de cada receptor y la fuente se calcula cual es el rayo que une esos puntos reflejados en la superficie de acuerdo a la ley de Snell. Esto se hizo utilizando el fundamento variacional de la ley de Snell, o sea dadas las posiciones de la fuente (x_s, y_s, z_s) y receptor (x_c, y_c, z_c) se calcula cuál es la distancia mínima para un rayo que une los dos puntos reflejándose en la superficie.

Llamando $R' = R'1 + R'2$ donde $R'1$ y $R'2$ son las distancias fuente - superficie plana y superficie plana - receptor respectivamente y que vienen dadas por

$$R'1 = \left[(x_s - x)^2 + (y_s - y)^2 + z_s^2 \right]^{1/2} \quad (V.24)$$

$$R'2 = \left[(x_c - x)^2 + (y_c - y)^2 + z_c^2 \right]^{1/2} \quad (V.24a)$$

se tiene

$$\begin{cases} \frac{\partial R^i}{\partial x} = \left(\frac{x_s - x}{R^{i1}}\right) + \left(\frac{x_c - x}{R^{i2}}\right) = 0 \\ \frac{\partial R^i}{\partial y} = \left(\frac{y_s - y}{R^{i1}}\right) + \left(\frac{y_c - y}{R^{i2}}\right) = 0 \end{cases}$$

donde se está minimizando respecto a un punto genérico x, y de la superficie, punto en el cual se refleja el rayo de recorrido mínimo.

Estas ecuaciones pueden escribirse explícitamente como

$$x = \left(\frac{x_s}{R^{i1}} + \frac{x_c}{R^{i2}}\right) / \left(\frac{1}{R^{i1}} + \frac{1}{R^{i2}}\right) \quad (V.25)$$

$$y = \left(\frac{y_s}{R^{i1}} + \frac{y_c}{R^{i2}}\right) / \left(\frac{1}{R^{i1}} + \frac{1}{R^{i2}}\right) \quad (V.25a)$$

Pero ocurre que R^{i1} y R^{i2} son funciones de x e y y por lo tanto es necesario recurrir a un proceso de aproximaciones sucesivas. Para ello se fijan primero $x = y = 0$ y se calculan los valores de x e y y nuevamente R^{i1} y R^{i2} y así un valor de R^i . La convergencia se asegura tal que cuando para dos valores sucesivos de R^i se tiene

$$R^i - R^i_{\text{anterior}} < \lambda/100.$$

Si éste es el caso se acepta R^i como la mínima distancia fuente-superficie-receptor. Esto se repite para los 63 receptores de la red. La presión en el receptor IY, IZ se calcula entonces como

$$p^i_{ij}(IY, IZ) = \frac{e^{ikR^i(IY, IZ)}}{R^i(IY, IZ)} \quad (V.26)$$

Surge aquí una dificultad, ésta radica en el hecho que los valores obtenidos para las coordenadas x_e e y_e indican que estas coordenadas, para algunas celdas, caen fuera del área iluminada en la superficie rugosa (MS.NS) y además el espaciado entre puntos es mucho mayor que el espaciado entre centros de facetas. Esto se aclara en la siguiente figura (Fig. V.12).

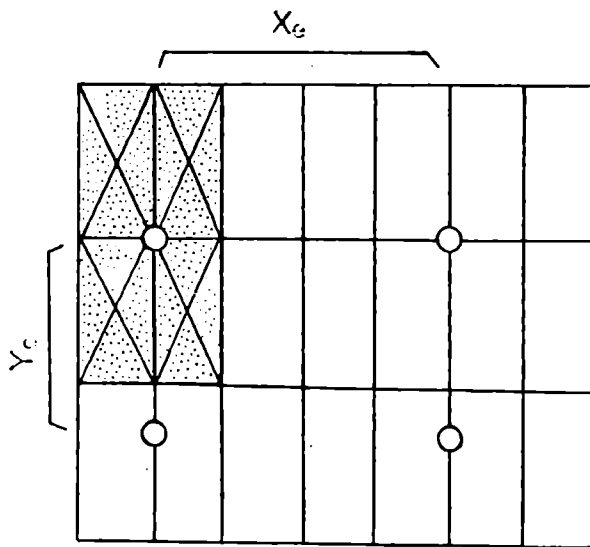


Fig. V.12 Grilla de Superficie y Grilla Especular

En ella los círculos indican los puntos donde se reflejan rayos en la superficie plana, estos forman lo que llamaremos "grilla especular" siendo la x_e la distancia horizontal entre dos puntos e, y_e la distancia transversal. En el caso de la superficie rugosa se supuso que toda el área de la faceta contribuye a una determinada celda y el número de facetas que contribuyen dependen del número de facetas que tienen la orientación apropiada. En cambio para el caso de la superficie plana, dado que todas las facetas tienen la misma orientación, se

supondrá que a cada celda receptora contribuye un área del tamaño de una celda elemental de la "grilla especular" de dimensión $x_c \cdot y_c$ centrada en el punto en el que se refleja el rayo que va al receptor o centro de la celda (área sombreada en la figura V.12).

De lo arriba expuesto se desprende que al calcular la intensidad en un receptor debida a la superficie plana, ésta debe ajustarse con un factor u igual al número de facetas triangulares de la grilla de superficie contenidas en una celda elemental de la "grilla especular" (área sombreada). Ese número vendrá dado por la relación de áreas

$$u = \frac{x_c \cdot y_c}{\frac{\Delta x \Delta y}{4}} = \frac{4 \cdot 11,20 \cdot 6,25}{2,72 \cdot 5,45} = 20 \quad (V.27)$$

luego la intensidad del campo reflejado en una superficie plana viene dado por:

$$p_o p_o^* = u \cdot p_o' p_o'^* \quad (V.28)$$

CAPITULO VI

RESULTADOS OBTENIDOS

Antes de presentar los resultados obtenidos con el método desarrollado conviene recalcar brevemente algunos puntos acerca de la geometría y características de la experiencia simulada con el objeto de visualizar mejor el campo dispersado. El programa de computación utilizado para los cálculos aquí expuestos es el denominado FINAL en el Apendice B.

Las frecuencias utilizadas fueron $f_1 = 1,0$ kHz. y $f_2 = 1,5$ KHz. que corresponden a longitudes de onda $\lambda_1 = 1,5$ m y $\lambda_2 = 1,0$ m respectivamente. Es importante señalar que se trabajó con la fuente y la red receptora arriba de la superficie en lugar de abajo por comodidad ya que ambas situaciones son equivalentes como se explicó. Esto hace que, Z creciente corresponda a profundidad creciente en el caso de iluminar la superficie desde abajo. Respecto al sistema de ejes fijo al centro del área iluminada la fuente tiene coordenadas $X_S = -247,48$ m; $Y_S = 0$. $Z_S = 247,48$ m y el centro de la red receptora (punto especular de la fuente) $X_{G_0} = 247,48$ m, $Y_{G_0} = 0$, $Z_{G_0} = 247,48$ m. El eje acústico de la fuente se fijó a un ángulo $\theta_0 = 45^\circ$ respecto a la horizontal. La red consta de 63 hidrófonos espaciados 14,42 m verticalmente y 6,56 m horizontalmente, cada hidrófono es identificado con los índices IY, IZ que se cuentan a partir del vértice inferior derecho de la red, de coordenadas $x_L = 247,4$ m, $y_L = -29,5$ m, $z_L = 197$ m, con IY = 1.....9, e IZ = 1.....7. El hidrófono especular tiene los índices IY = 5, IZ = 4.

Del formalismo teórico se desprende que el parámetro de Rayleigh es el número mas apropiado para parametrizar el

el campo dispersado. Dado que este parámetro depende, además de la frecuencia acústica y de la rugosidad de la superficie, sólo de los ángulos zenitales de incidencia y reflexión (cc. III.3), cada fila horizontal de la red de índice IZ tendrá un valor distinto de dicho parámetro, siendo este valor de P_R el mismo para todos los hidrófonos de la misma fila, es decir, para todo IY. En la Tabla VI.1 se listan los valores del parámetro de Rayleigh correspondiente a cada fila IZ para las frecuencias empleadas y el ángulo que forma cada fila IZ con la horizontal $\hat{\psi}$ respecto al sistema fijo al centro del área iluminada.

Tabla VI.1

IZ	$\hat{\psi}$	$P_R(1,0 \text{ MHz})$	$P_R(1,5 \text{ MHz})$
1	37,0	0,68	1,01
2	39,6	0,69	1,04
3	42,2	0,71	1,06
4	45,0	0,73	1,09
5	47,6	0,74	1,11
6	50,1	0,75	1,13
7	52,7	0,77	1,16

El IZ igual a cuatro indica la fila especular de la red. De la inspección de la tabla se desprende que la superficie puede ser considerada suave a las dos frecuencias, pues ningún valor de P_R excede el límite impuesto en la cc. III.2a. Por comodidad en este Capítulo se hará referencia indistintamente a hidrófonos y a celdas receptoras debiendo recordarse que son equivalentes en el sentido que el hidrófono se supone en el centro de la celda receptora colectando las contribuciones que a ella llegan.

En la Fig. VI.1 se muestra la superficie vista desde $\theta = 30^\circ$ y $\varphi = 300^\circ$, esta figura fué realizada con computadora y al igual que al analizar la grilla numérica de superficie debe tenerse en cuenta que la escala sobre el eje y está reducida a la mitad de la del eje x. Las zonas en blanco indican ensombrecimiento de las partes de la superficie por crestas vecinas. Como se ve el no tomar en cuenta el ensombrecimiento en el cálculo no es una hipótesis desacertada para las condiciones simuladas.

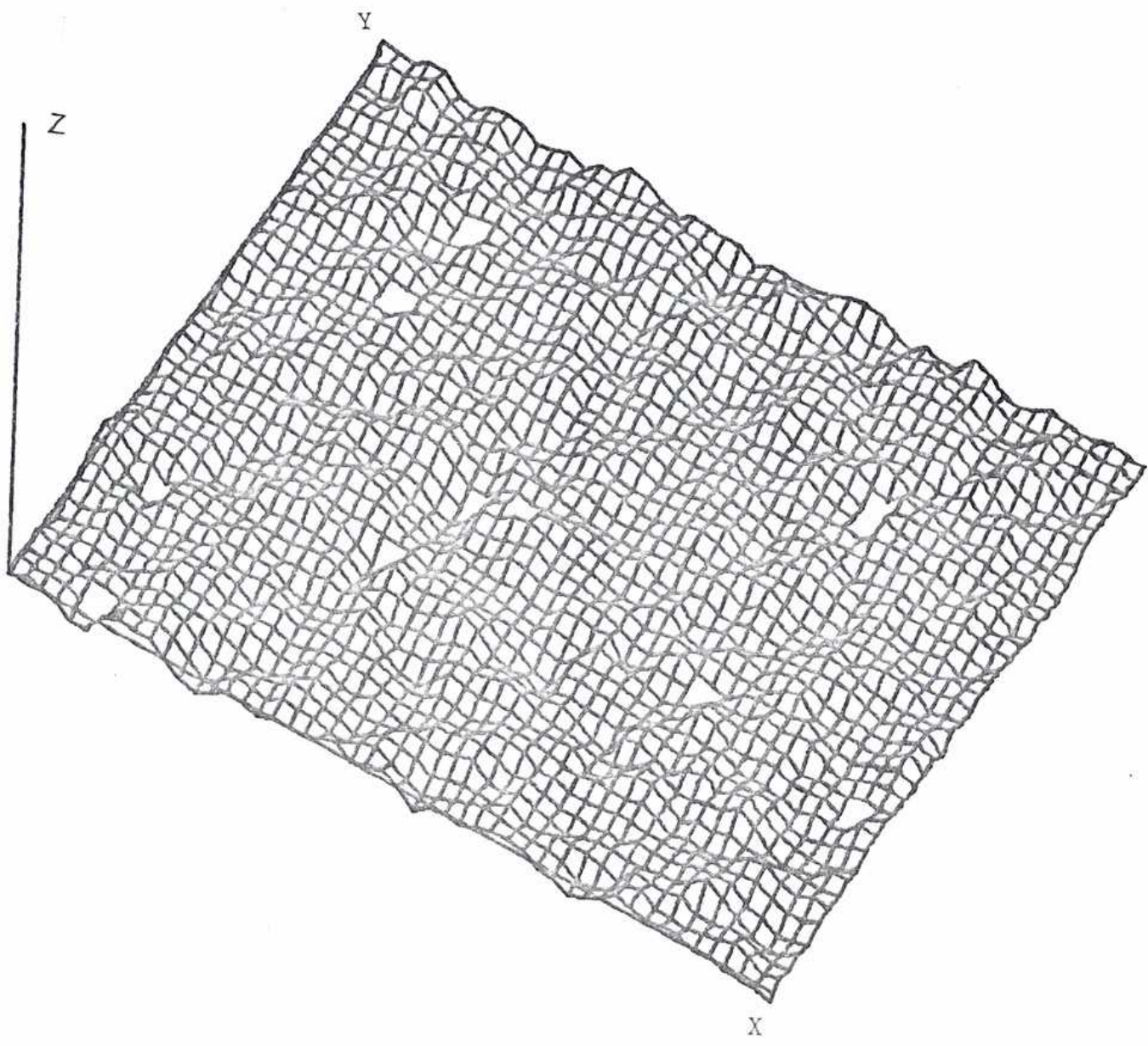
Celdas Receptoras poco Confiables

Como se explicó en el Capítulo V, cuando se reemplaza la superficie rugosa por una superficie plana del mismo tamaño que la primera no todas las celdas receptoras reciben rayos reflejados en la superficie debido a la geometría elegida. Sin embargo cuando se trabaja con la superficie rugosa todas las celdas reciben contribuciones debido a las distintas orientaciones de las facetas reflectoras. Como parte de uno de los programas (Apéndice B, PRESSURES) se calculó el número de rayos en cada celda receptora IY, IZ de la red para cada una de las subáreas iluminadas. Se promedió luego ese número para cada celda sobre el conjunto de los 30 valores obtenidos (uno para cada subárea). Esto arrojó como resultado que todas las celdas reciben en promedio 3 rayos excepto las celdas pertenecientes a IZ = 1 y 7 que para todo IY reciben en promedio dos rayos. Esto hace entonces que la información en las celdas del borde superior e inferior de la red sea menos confiable que en las demás debido al empobrecimiento de la estadística. No obstante dicha información se utiliza ya que aproximadamente sesenta rayos

Fig.VI.1

Superficie modelada correspondiente a un viento de 5 m/seg,
observada bajo los ángulos $\theta = 30^\circ$, $\varphi = 300^\circ$

La escala del eje y es la mitad de la escala
en el eje x.



son recogidos en cada una de estas celdas después de barrer toda la superficie (30 subáreas) y noventa en las demás, cantidades estas aceptables para un trabajo de este tipo.

Fluctuaciones de Fase

Esta cantidad, lo mismo que la intensidad total y el coeficiente de dispersión, se midieron no sólo en la dirección especular sino también fuera de ella, mediciones estas últimas inexistentes en la literatura como ya se mencionó. Para evitar la complicación de un posible desfasaje en 2π entre la contribución a una celda proveniente de una subárea y de la proveniente de otra subárea se optó por trabajar con las fases respecto a la fase Φ_0 que se obtendría si se reemplazase la superficie rugosa por una superficie plana, dado que dicho cambio no afecta el resultado. En efecto, si se forma

$$\delta\Phi(IY,IZ) = \Phi(IY,IZ) - \Phi_0(IY,IZ) ,$$

luego el valor esperado de $\delta\Phi$ será (omitiendo índices)

$$\langle \delta\Phi \rangle = \frac{1}{30} \sum_1^{30} \delta\Phi$$

y la fluctuación vendrá dada por

$$\eta_F = \left[\frac{1}{30} \sum_1^{30} (\delta\Phi - \langle \delta\Phi \rangle)^2 \right]^{1/2} , \quad (VI.1)$$

pero

$$\delta\Phi - \langle \Phi \rangle = \Phi - \Phi_0 - \langle \Phi \rangle + \Phi_0$$

y así

$$= \Phi - \langle \Phi \rangle$$

$$\eta_F = \left[\frac{1}{30} \sum (\Phi - \langle \Phi \rangle)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{VI.2})$$

que es la expresión adoptada en el Capítulo III para las fluctuaciones de fase. Usando entonces la ec. VI.1 se calcularon las fluctuaciones de fase para cada celda IY, IZ de la red receptora, para las dos frecuencias elegidas. Las figuras VI.2 y VI.2a muestran los valores de las fluctuaciones de fase relativas a un radián correspondientes a $f = 1,0$ KHz, y $f = 1,5$ KHz, respectivamente. La disposición de las mismas es tal que cada valor se encuentra ubicado en la celda correspondiente. La columna de la derecha representa el valor promedio de cada fila IZ sobre todas las celdas IY (ya que las fluctuaciones son función del parámetro de Rayleigh y este varía con IZ y no con IY).

En la Fig. VI.3 se han representado los promedios de las fluctuaciones de fase (en β de un radián) versus el parámetro de Rayleigh, también se muestra en ella los valores obtenidos, para la dirección especular, con la ec. III.53. Se observa un marcado mínimo de fluctuación para la dirección especular a las dos frecuencias.

Intensidades

La intensidad total en cada celda receptora IY, IZ se calculó mediante la expresión (V.23)

$$\langle p(IY, IZ) p^*(IY, IZ) \rangle = \frac{1}{N_{su}} \sum_{i=1}^{N_{su}} p_i(IY, IZ) p_i^*(IY, IZ) \quad ,$$

y la parte coherente de la intensidad total mediante la ec. (V.21)

$$\langle p(IY, IZ) \rangle \langle p^*(IY, IZ) \rangle = \frac{1}{N_{su}} \sum_{i=1}^{N_{su}} p_i(IY, IZ) \cdot \frac{1}{N_{su}} \sum_{i=1}^{N_{su}} p_i^*(IY, IZ)$$

Figuras VI.2 y VI.2a

Fluctuaciones de Fase para cada Celda de la Red Receptora,
correspondientes a $f = 1,0$ KHz y $f = 1,5$ KHz, respectivamente

Las fluctuaciones mostradas son relativas a 1 radian. La disposición de los valores es tal que, mirando la red desde la fuente cada valor se encuentra ubicado en la celda correspondiente. La columna de la derecha indica el valor promedio de cada fila IZ sobre todas las celdas IY de la misma.

f = 1.0 miz.

1.19	1.36	1.22	1.32	1.34	1.08	1.09	1.03	1.16	1.20
1.37	1.25	1.23	1.59	1.63	1.76	1.28	1.48	0.89	1.37
0.70	0.69	0.91	0.95	1.27	1.40	0.75	0.79	0.62	0.90
0.56	0.57	0.54	0.62	0.78	0.69	0.59	0.47	0.48	0.59
1.66	0.60	0.67	0.64	0.87	0.77	0.66	0.82	1.45	0.90
1.28	1.26	2.10	2.07	2.06	2.38	2.16	1.68	1.28	1.80
1.61	1.39	1.26	1.08	1.21	1.26	1.25	1.50	1.70	1.37

IY ←

AIZ

f= 1.5Hz

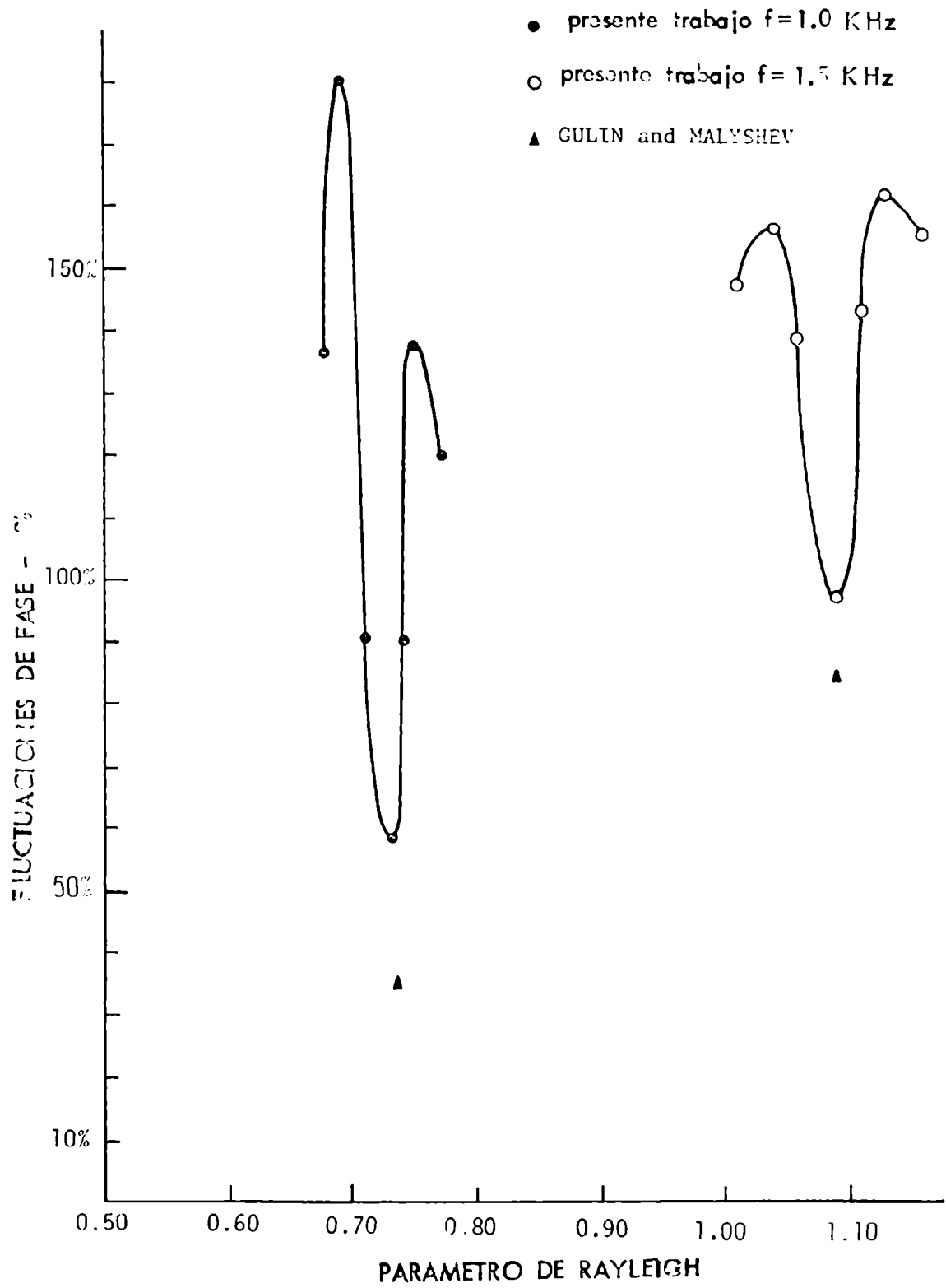
1.39	1.51	1.65	1.84	1.46	1.26	1.75	1.71	1.49	1.55
1.22	1.41	1.56	1.69	1.69	2.00	1.91	1.63	1.36	1.61
2.50	1.82	1.34	0.85	1.01	0.99	1.35	1.52	2.01	1.42
1.15	0.87	0.75	1.26	1.21	1.18	0.86	0.63	0.87	0.98
1.65	1.17	1.22	1.30	1.89	1.59	1.32	1.26	1.02	1.38
1.55	1.58	1.72	1.77	1.47	1.40	1.41	1.73	1.60	1.56
1.55	1.68	1.50	1.18	1.19	1.44	1.63	1.78	1.36	1.47

IY
IZ

Fig. VI.3

Fluctuaciones de Fase (%) versus Parámetro de Rayleigh

Los valores 0,73 y 1,09 del parámetro de Rayleigh corresponden al punto especular de la fuente para las frecuencias $f = 1,0$ KHz y $f = 1,5$ KHz, respectivamente.



Las figuras VI.4 y VI.4a muestran los perfiles verticales de $\langle pp^* \rangle$ y $\langle p \rangle \langle p^* \rangle$ en unidades arbitrarias, para cada columna IY de la red receptora, correspondiente a las frecuencias $f = 1,0$ KHz. y $f = 1,5$ KHz. respectivamente. En ellas se puede observar que los valores de $\langle pp^* \rangle$ son prácticamente los mismos para las dos frecuencias como es de esperar dado que no hubo cambios en la función de iluminación como ocurre en la práctica al cambiar de frecuencias. Todos los perfiles presentan un máximo para la fila especular ($IZ = 4$) y muestra un comportamiento casi simétrico respecto a la columna central ($IY = 5$) es decir, el perfil $IY = 4$ es similar al de $IY = 6$ etc. Esto es aceptable dado que la rugosidad de la superficie dispersora está orientada fundamentalmente con sus crestas a lo largo del eje y (viento en la dirección x) y por lo tanto debe esperarse un comportamiento simétrico en la dirección transversal de la red receptora.

En cuanto a la parte coherente se puede observar que tiene un comportamiento análogo al de la intensidad total pero en este caso la intensidad correspondiente a la frecuencia menor ($f = 1,0$ KHz.) es mayor que la correspondiente a la frecuencia mayor ($f = 1,5$ KHz.) como es de esperar.

Coherencia del Campo Dispersado

El grado de coherencia se calculó utilizando la definición dada en la ec. III.56

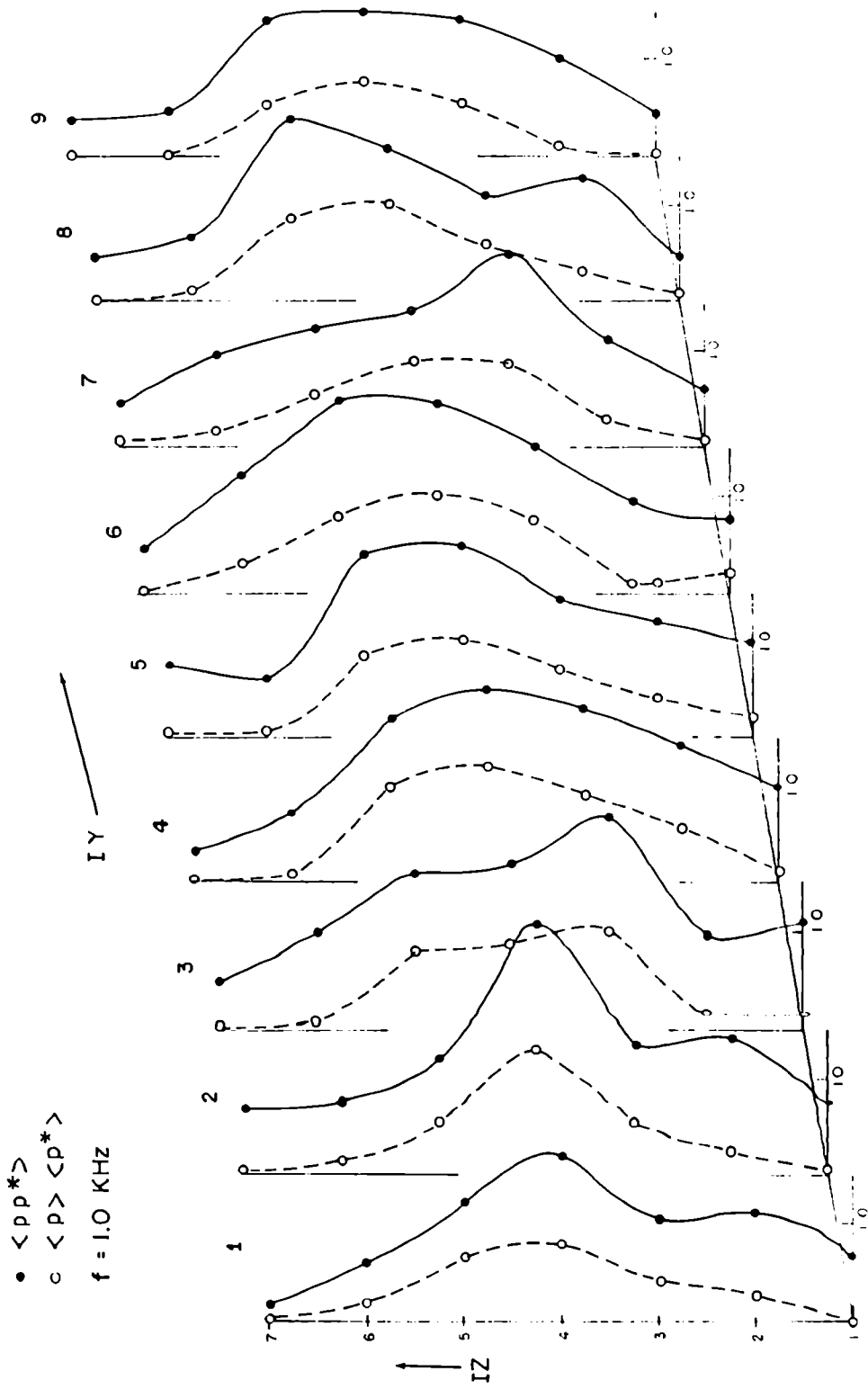
$$\Gamma_{\text{coh}} = \left[\frac{\langle p(IY, IZ) \rangle \langle p^*(IY, IZ) \rangle}{\langle p(IY, IZ) \rangle \langle p^*(IY, IZ) \rangle} \right]^{1/2}$$

Las Fig. VI.5 y VI.5a muestran los perfiles verticales pertenecientes a 1,0 y 1,5 KHz, respectivamente. En ellos

Fig. VI.4 y VI.4a

Perfiles Verticales de la Intensidad Total y la Parte
Coherente de la Intensidad Total correspondientes a
 $f = 1,0$ KHz y $f = 1,5$ KHz, respectivamente

Las intensidades total y coherente están
ambas expresadas en las mismas unidades arbitrarias.



• $\langle p p^* \rangle$
 ○ $\langle p \rangle \langle p^* \rangle$
 $f = 1.5 \text{ KHz}$

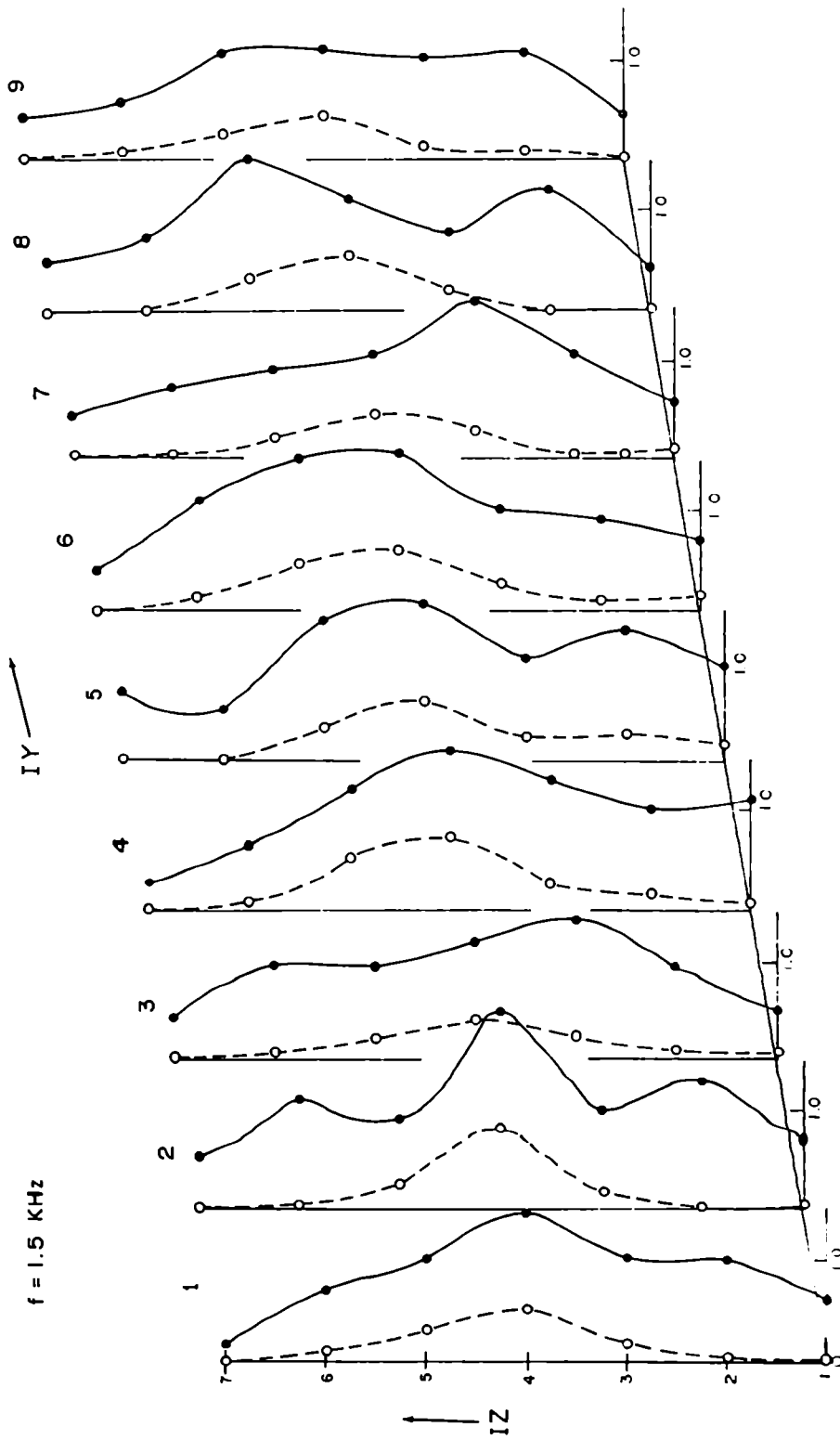
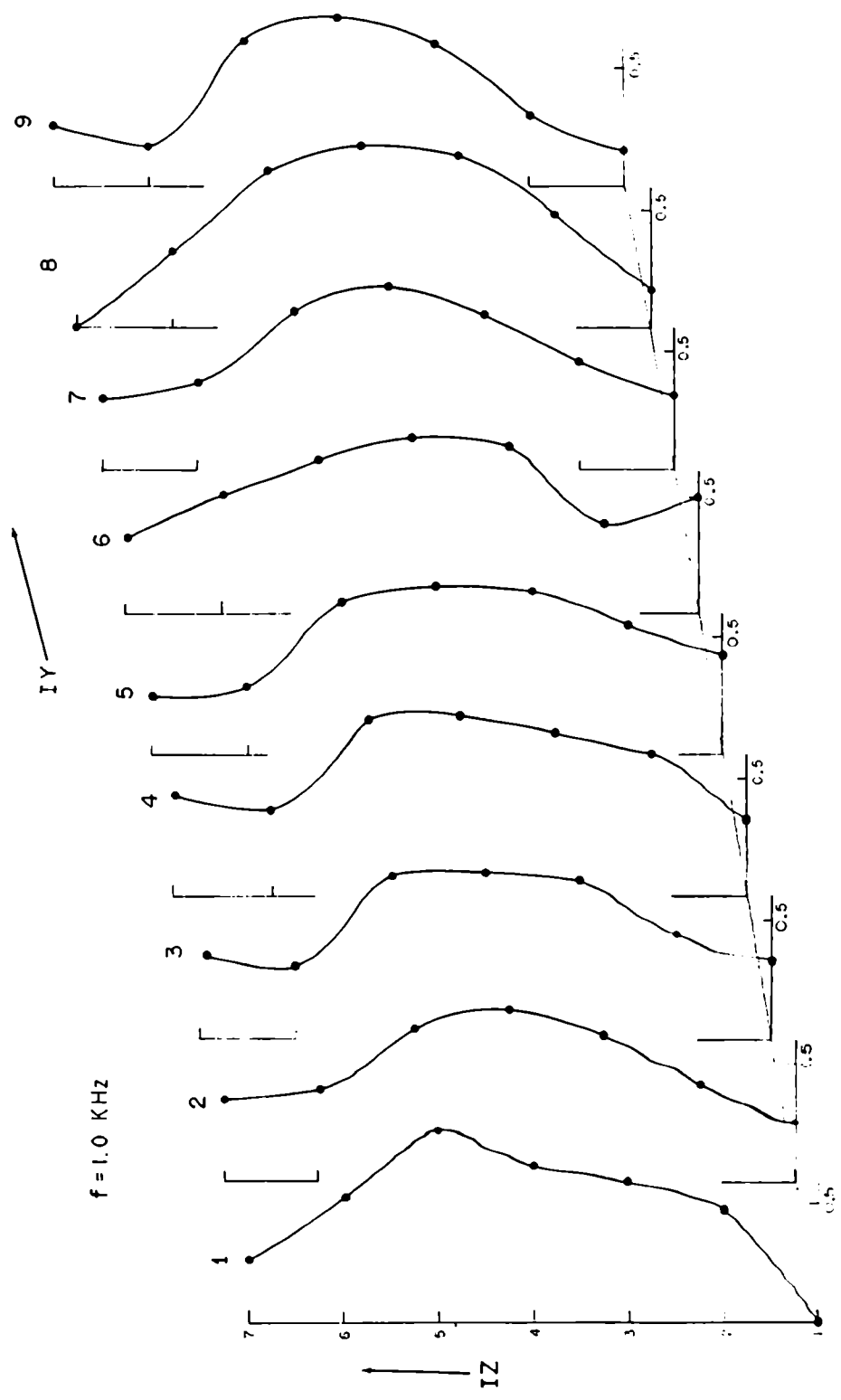
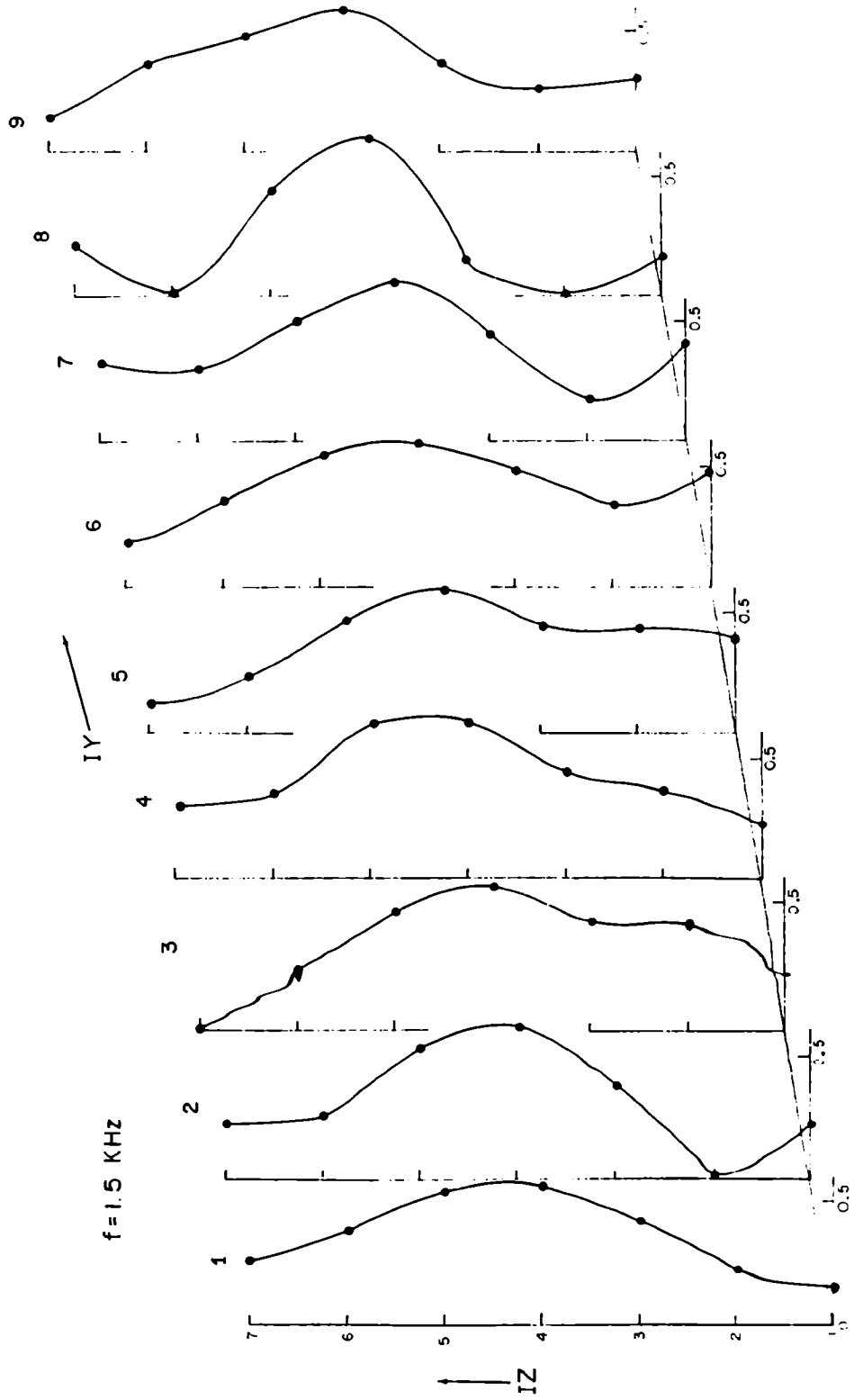


Fig. VI.5 y VI.5a

Perfiles Verticales del Grado de Coherencia correspondientes a $f = 1,0$ KHz y $1,5$ KHz, respectivamente





se puede observar que todos presentan un máximo para la fila especular ($IZ = 4$). Se puede ver también que los perfiles correspondientes a 1,0 KHz. muestran mayores valores de Γ_{coh} y son más anchos (es decir, Γ_{coh} varía más lentamente) que los perfiles pertenecientes a 1,5 KHz. Esto es previsible debido a que a mayor frecuencia menor longitud de onda y por lo tanto la rugosidad de la superficie se vuelve mas importante.

En lo referente al comportamiento del campo en la dirección transversal se puede notar que para cada valor de IZ el valor de Γ_{coh} es casi constante para todo IY excepto leves fluctuaciones causadas por la estadística y la periodicidad de la posición de las celdas receptoras. Se puede entonces calcular un valor medio de Γ_{coh} para cada IZ y cada frecuencia. La Fig. VI.6 muestra estos valores medios versus el parámetro de Rayleigh, en ella se puede observar que los máximos valores de Γ_{coh} se encuentran en la dirección especular siendo 0,73 y 0,61, para 1,0 y 1,5 KHz., respectivamente. Se ve también que el gráfico tiene una tendencia opuesta al de las fluctuaciones de fase (Fig. VI.3) como es de esperar.

Correlación Espacial

Se calculó la correlación espacial de la presión en la celda especular ($IY = 5, IZ = 4$) con la presión de las celdas ubicadas a ambos lados del punto especular sobre los dos ejes principales de la red: el eje $IY = MY$ (correlación vertical) y el eje $IZ = NZ$ (correlación horizontal). Para ello se utilizó la expresión de la ec. III.57 lo que da

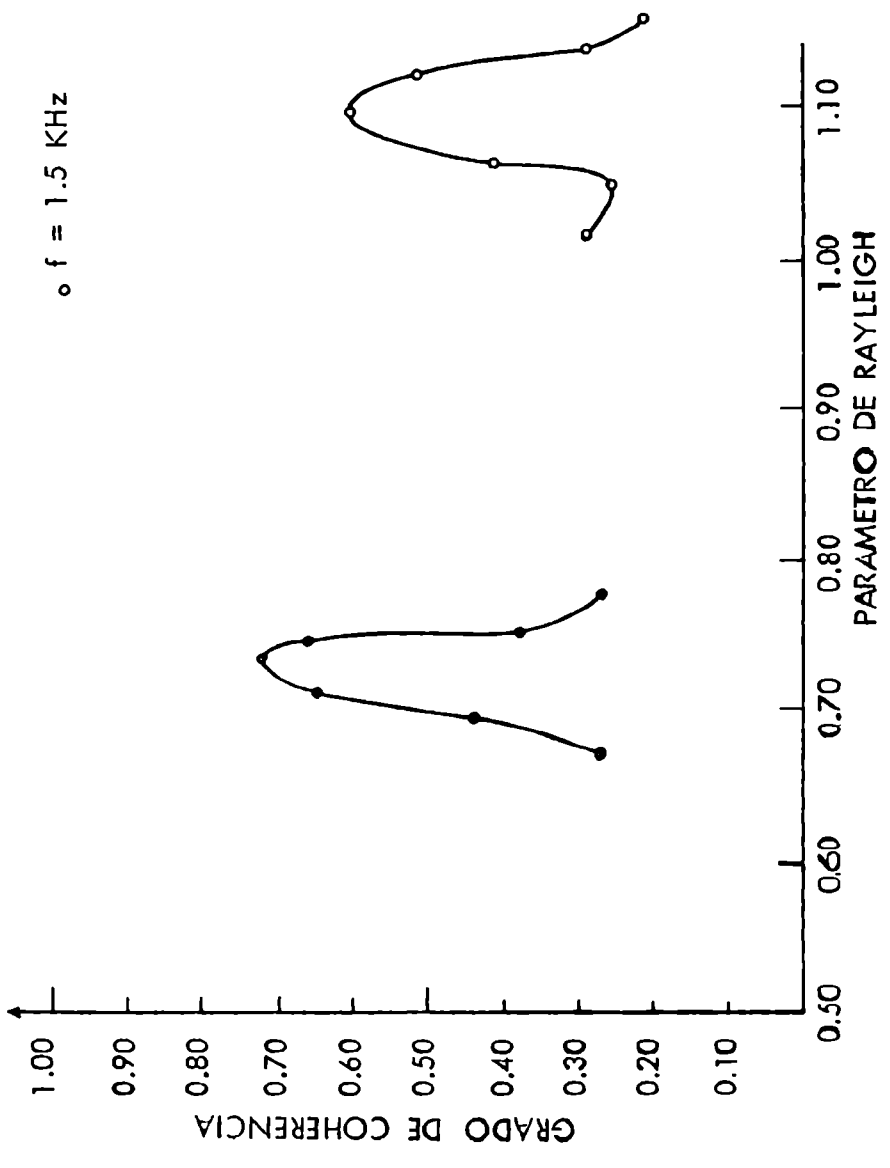
$$\Gamma_{II} = \frac{\langle p(NY, NZ) p^*(IY, NZ) \rangle}{\left[\langle p(NY, NZ) p^*(NY, NZ) \rangle \right]^{1/2} \left[\langle p(IY, NZ) p^*(IY, NZ) \rangle \right]^{1/2}}$$

Fig. VI.6

Grado de Coherencia versus Parámetro de Rayleigh

Los valores de Γ_{coh} representados han sido obtenidos como promedio sobre todas las celdas de la fila IZ correspondiente a un mismo valor del parámetro de Rayleigh.

- $f = 1.0 \text{ KHz}$
- $f = 1.5 \text{ KHz}$



para la correlación horizontal y

$$\Gamma_V = \frac{\langle p(NY, NZ) p^*(NY, IZ) \rangle}{\left[\langle p(NY, NZ) p^*(NY, NZ) \rangle \right]^{1/2} \left[\langle p(NY, IZ) p^*(NY, IZ) \rangle \right]^{1/2}}$$

para la correlación vertical, donde NY y NZ son los valores de IY e IZ para la celda especular.

La Fig. VI.7 muestra la correlación vertical para ambas frecuencias. El cero de abscisas indica el receptor especular, los intervalos positivos pertenecen a la mitad inferior de la red (IZ = 1, 2, 3) y los negativos a la mitad superior (IZ = 5, 6, 7). Se observa que la correlación vertical tiene un pico agudo en la celda especular y es relativamente simétrica respecto a ese punto especular excepto en los puntos extremos de la red IZ = 1, IY = 7 donde la correlación vuelve a aumentar. Esto último no es probablemente consecuencia de un hecho físico sino de un empobrecimiento de la estadística en esas celdas como ya se mencionó. El comportamiento es análogo para las dos frecuencias en cuestión.

La distancia de correlación, definida como el punto al cual la correlación cae a 1/e, es de 19 m (1,0 KHz.) y de 14 m (1,5 KHz.).

La Fig. VI.8 muestra la correlación horizontal para ambas frecuencias. El cero de abscisas indica nuevamente la celda especular, los intervalos positivos señalan la mitad derecha del eje IZ = NZ (IY = 1,2,3,4) y los negativos la mitad izquierda (IY = 6,7,8,9). Se puede observar que si bien el pico se encuentra en la celda especular, la correlación cae más lentamente que en el caso vertical, en particular no alcanza para ninguna de las dos frecuencias el valor 1/e, dentro de las dimensiones de la red. Es decir, el campo está altamente correlacionado en la dirección transversal.

Fig. VI.7

Correlación Espacial Vertical del Campo Dispersado

El cero de abscisas indica el receptor especular, los intervalos positivos pertenecen a la mitad inferior de la red ($I_Z = 1, 2, 3$) y los negativos a la mitad superior ($I_Z = 5, 6, 7$).

● $f = 1.5$ KHz

○ $f = 1.0$ KHz

$\Delta ZG = 14.42$ m

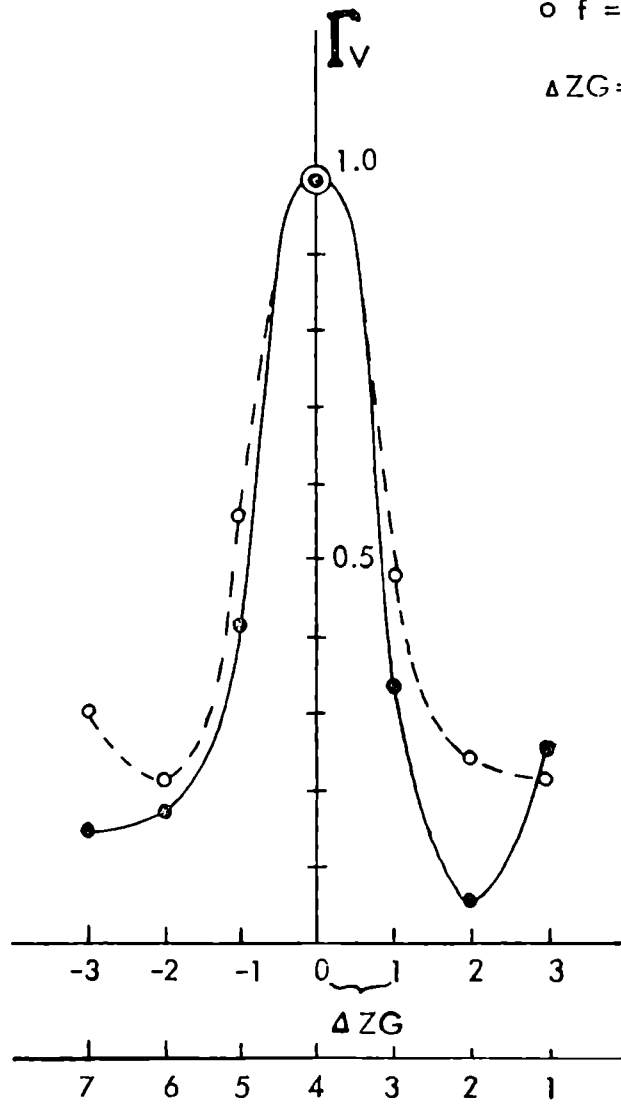
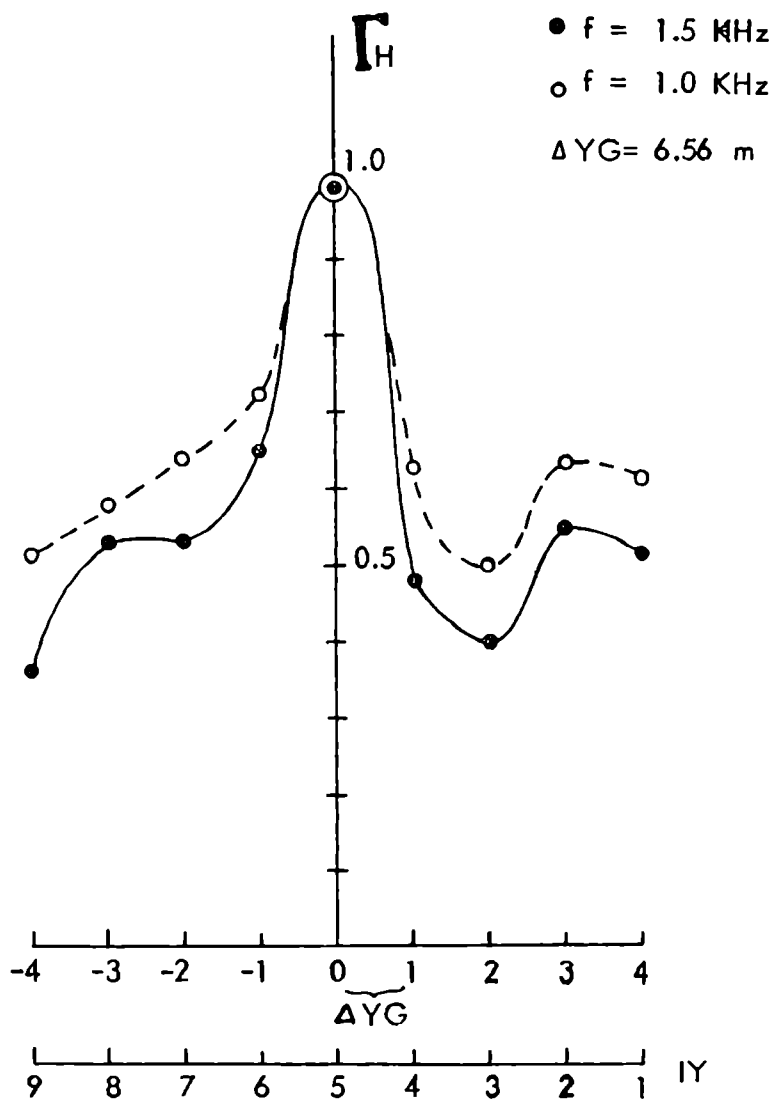


Fig. VI. 8

Correlación Horizontal del Campo Dispersado

El cero de abscisas indica el receptor especular, los intervalos positivos pertenecen a la mitad derecha de la red (IY = 1, 2, 3, 4) y los negativos a la mitad izquierda (IY = 6, 7, 8, 9).



Coefficiente de Dispersión

El coeficiente de dispersión fué calculado utilizando la expresión (III.44)

$$\rho(IY, IZ) = 10 \log \left[\frac{\langle p(IY, IZ) p^*(IY, IZ) \rangle}{p_0(IY, IZ) p_0^*(IY, IZ)} \right]$$

con $\langle pp^* \rangle$ dado por la ec. V.23 y $p_0 p_0^*$ por la ec. V.28. Es de notar que los valores de ρ así calculados deben ser considerados sólo como una primera aproximación debido a que p y p_0 fueron "medidos" en distinta forma llevando esto al uso de un factor de ajuste u en el valor de $p_0 p_0^*$, en tanto que la definición (III.44) exige que $\langle pp^* \rangle$ y $p_0 p_0^*$ sean medidos en la misma forma para que puedan ser comparados. No obstante los resultados obtenidos no sólo tienen un sentido relativo sino que, además están dentro del rango aceptable para esa cantidad.

La Fig. VI.10 muestra los perfiles verticales de para cada columna de la red receptora, para las dos frecuencias. Se puede observar que salvo fluctuaciones de carácter estadístico los valores dentro de cada fila IZ son uniformes.

La Fig. VI.11 presenta los valores medios del coeficiente de dispersión en decibelios versus el parámetro de Rayleigh en ella se pueden observar que para ambas frecuencias el máximo valor se encuentra en la dirección especular, siendo estos - 4,59 db. para 1,5 KHz. y - 3,32 db. para 1,0 KHz.

Comportamiento del Campo Dispersado para Direcciones de Iluminación Distintas a la Dirección Especular

Con el objeto de conocer el comportamiento del campo dispersado ante variaciones en los ángulos de iluminación y

Fig. VI.10

Perfiles Verticales del Coeficiente de Dispersión (en db)
para cada Columna IY de la Red Receptora, para las dos
Frecuencias Utilizadas

• 1.5 KHz
 ○ 1.0 KHz

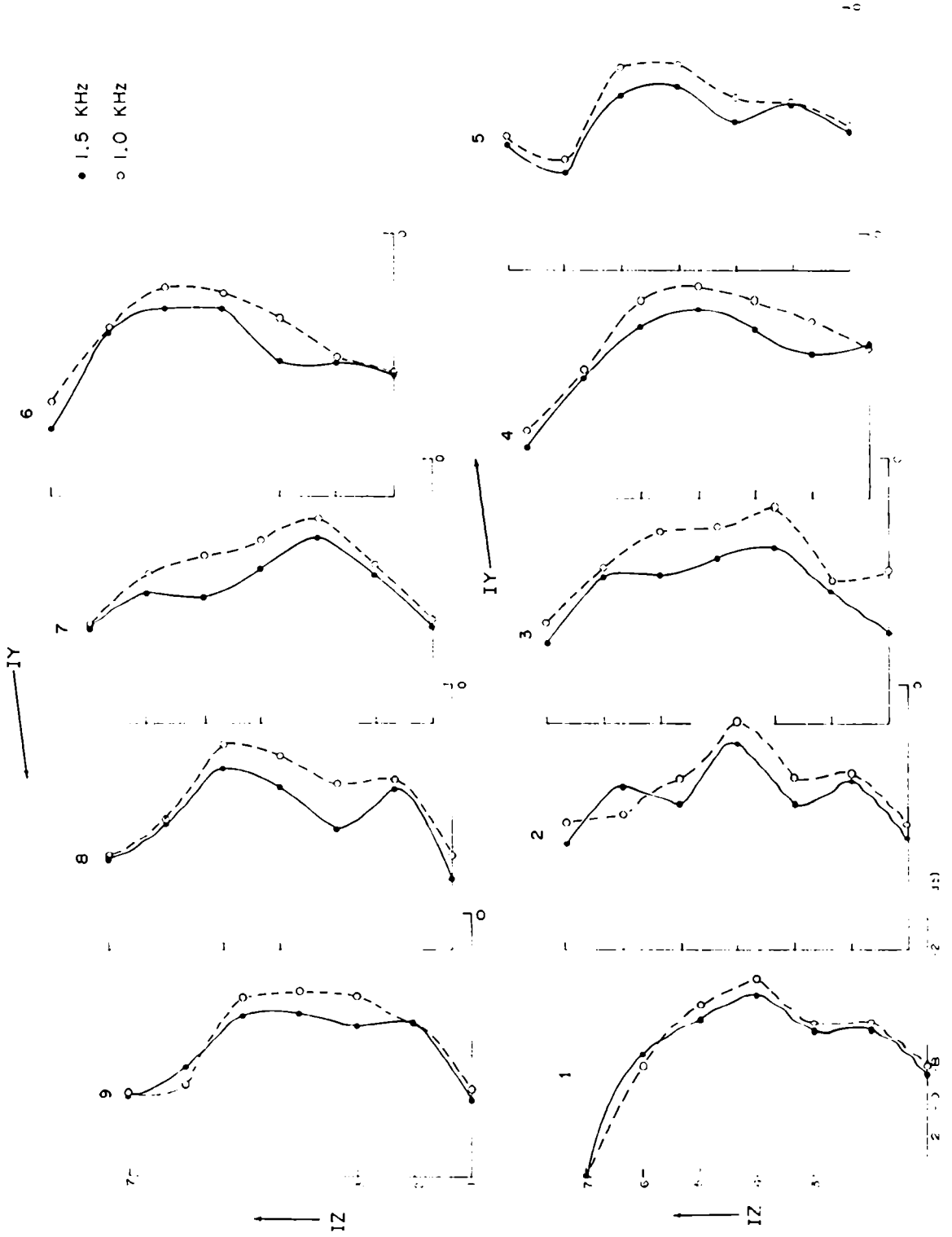
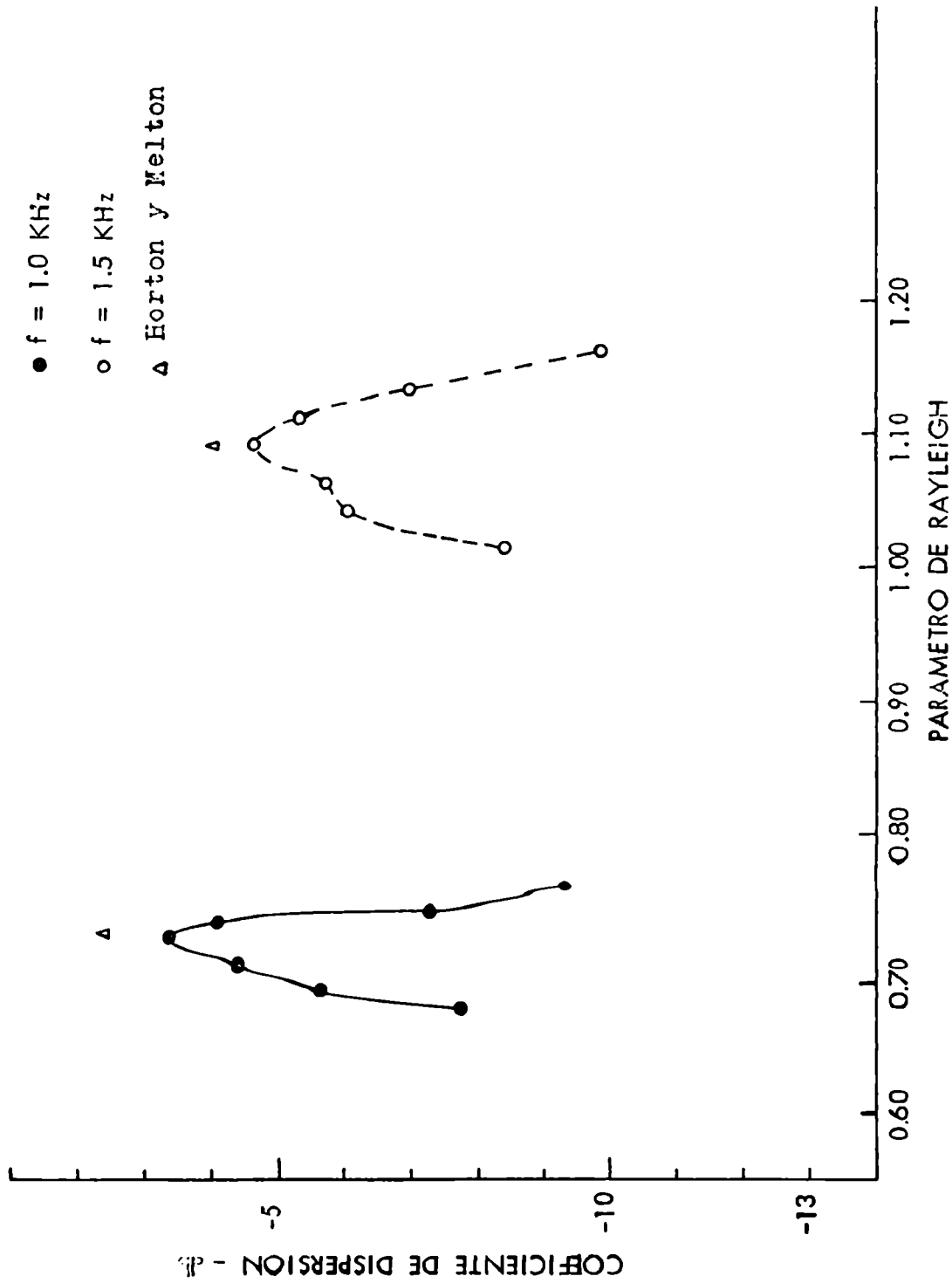


Fig. VI.11

Coeficiente de Dispersión (db) versus Parámetro de
Rayleigh

Los valores representados han sido obtenidos como promedio sobre todas las celdas de la fila IZ correspondiente a un mismo valor del parámetro de Rayleigh.



probar a su vez parte del método desarrollado en una porción real de la superficie del mar (es decir, no en una superficie generada por el método desarrollado en el Capítulo IV sino en una superficie numérica cuyas elevaciones hayan sido obtenidas mediante una medición en mar abierto), se iluminaron con ondas planas de alta frecuencia dos superficies numéricas obtenidas leyendo las elevaciones de la superficie del mar en dos pares de estereofotografías obtenidas en el proyecto "SWOP" 30. En este caso los espaciados de la grilla numérica son, para ambas superficies

$$\Delta x = 9 \text{ m} \quad ; \quad \Delta y = 9 \text{ m}$$

El área llamada "2A" en el proyecto "SWOP" contiene 3.500 puntos y la "3C" 3.600. La velocidad del viento que generó las dos superficies fué de 8,5 m/seg y su dirección forma un ángulo de 18° con el eje x de la grilla. Además como el viento sopló durante varias horas el espectro de la superficie presenta un lóbulo dominante en la dirección del viento.

La fuente se supuso en el infinito y así un haz de rayos paralelos ilumina la superficie. Las celdas receptoras se ubican también en el infinito, en este caso sólo se buscó conocer la distribución angular del campo dispersado. Para ello se calculó el número de rayos que se recoge en celdas de dimensiones angulares

$$\Delta \chi = 3^\circ \quad ; \quad \Delta(\cos \psi) = 0,02 \quad ,$$

centradas en los puntos cuyas coordenadas angulares se indican en los ejes auxiliares de las Fig. VI. 12 y VI.12a. Estas figuras muestran los resultados obtenidos para las superficies "2A

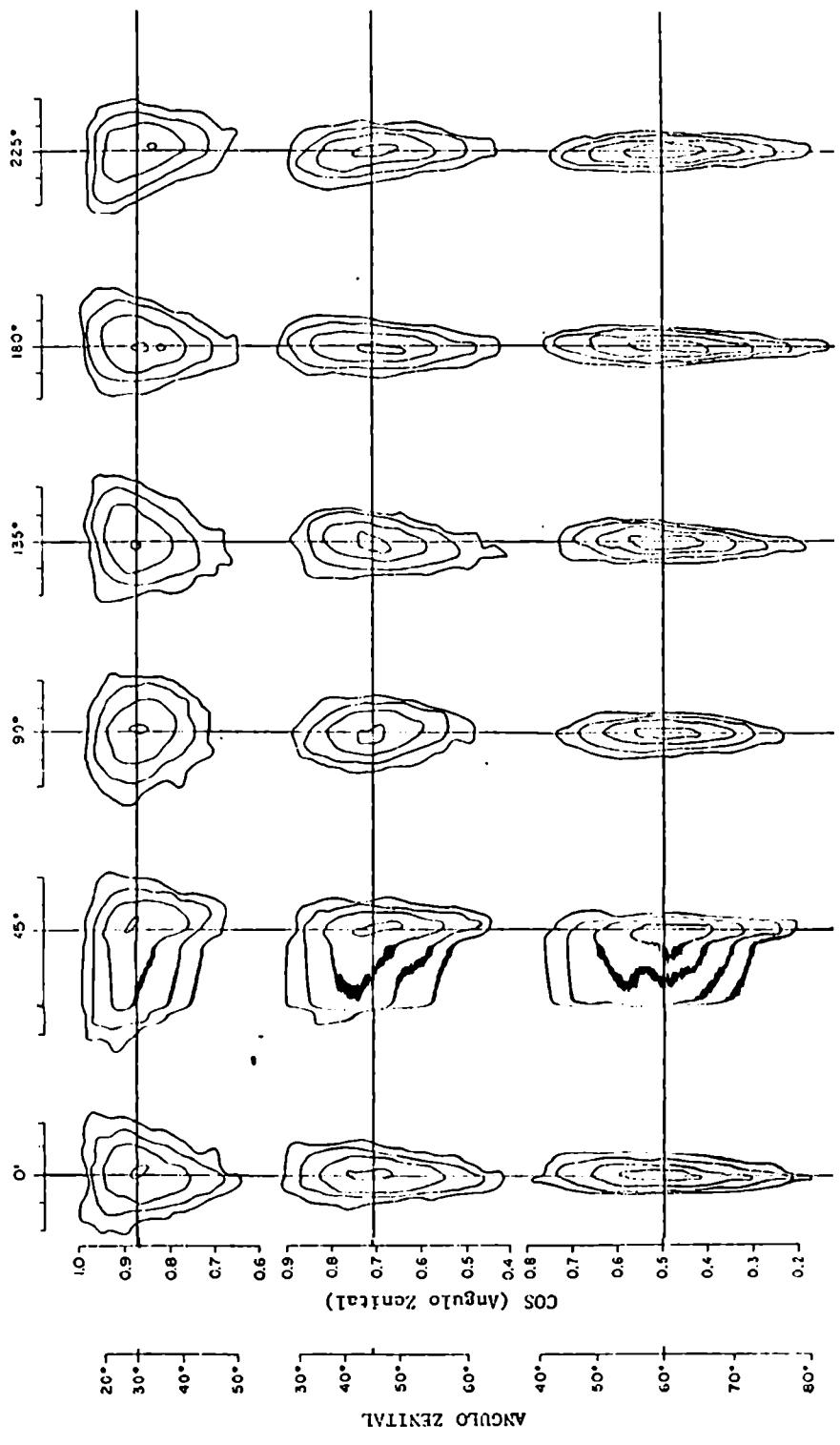
Fig. VI.12 y VI.12a

Distribución Angular del Campo Dispersado para Direcciones de Iluminación Distintas a la Especular

La Fig. VI.12 muestra los resultados correspondientes a la superficie SWOP "2A" y la Fig. VI.12a los correspondientes a la superficie SWOP "3C".

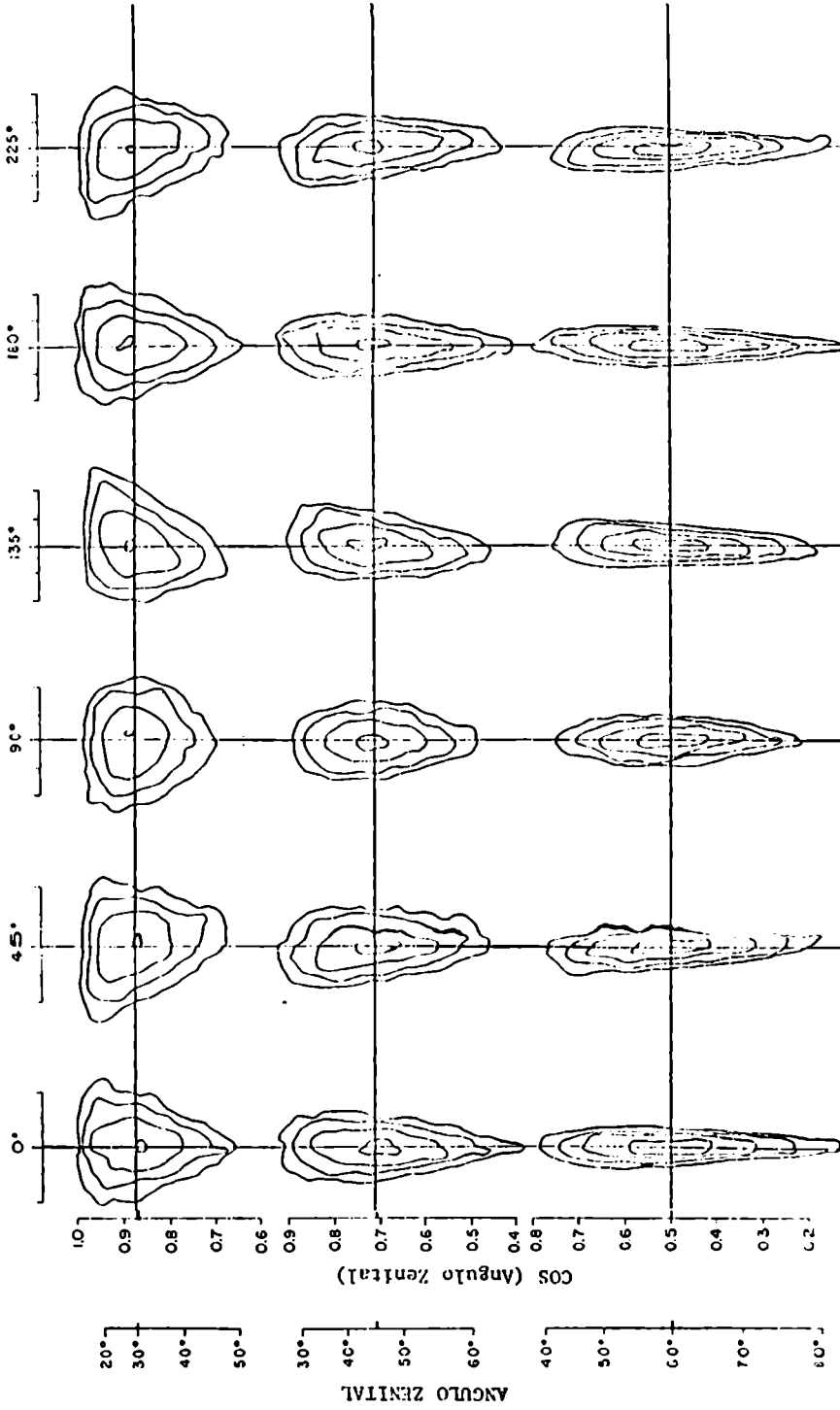
SWOP "2A"

ANGULO AZIMUTAL (incrementos de 15°)



SWOP "3C"

ANGULO AZIMUTAL (incrementos de 15°)



y "3C", respectivamente. Los contornos están espaciados cada 6 db, donde los decíbeles se obtienen como

$$\eta = 10 \log \left(\frac{N}{n} \right) ,$$

donde n es el número de rayos en una celda (o ángulo sólido) específica y N es el número total de rayos que iluminan la superficie (igual al número de facetas involucradas). La intersección de los dos ejes de los contornos indica el punto especular de la fuente, es decir ésta se halla situada a 180° de ese punto.

En dichas figuras se observa una clara dependencia con el ángulo que forma la dirección de la fuente y la dirección de las ondas dominantes en la superficie (o dirección del viento). Cuando se ilumina en la dirección del tren de ondas dominantes se observa una distribución angosta y alargada mientras que cuando se ilumina en forma perpendicular la distribución es ancha y corta. En ambos casos la distribución es horizontalmente simétrica respecto a la dirección especular.

Cuando se utilizan otros ángulos de iluminación la distribución se tuerce en direcciones que dependen de en que cuadrante se halla la fuente.

Se puede notar además que para pequeños ángulos de iluminación respecto a la horizontal la distribución es angosta y larga mientras que para iluminación normal es ancha y corta. Este comportamiento es fácilmente explicable si se piensa en el caso límite de una superficie perfectamente sinusoidal con sus crestas orientadas perpendicularmente a la dirección del viento.

CAPITULO VII

DISCUSION

Antes de discutir los resultados obtenidos es necesario hacer algunas consideraciones generales sobre el orden de magnitud de los errores con que se trabaja en acústica submarina. Es esta una de las pocas ramas de la física donde se trabaja con errores de 100 % y mayores, esto es facilmente explicable si se piensa en que las fluctuaciones en cualquier determinación son debidas a las fluctuaciones propias de la superficie del mar las cuales indudablemente son mayores de 100 % aunque en promedio presente una onda dominante. En realidad al estudiar el campo dispersado por una superficie estadísticamente rugosa, las características a analizar son precisamente las fluctuaciones inducidas por la variación de la superficie entre muestra y muestra y sus cantidades asociadas (coherencia, correlaciones).

Del análisis de la Fig. VI.3 se desprenden dos conclusiones importantes: que las fluctuaciones de fase tienen un mínimo en el punto especular de la fuente, para las dos frecuencias en cuestión, y que esos valores mínimos no se apartan demasiado de los previstos por el formalismo teórico mostrados en la misma figura, calculados según ec.III.53. Se ve además que las fluctuaciones tienden a disminuir al aumentar la frecuencia, como es de esperar si se piensa que la rugosidad de la superficie comienza a hacerse cada vez menos importante frente al aumento de la longitud de onda incidente. Fuera de la dirección especular las fluctuaciones crecen enormemente, estos valores no pueden ser comparados ni con predicciones teóricas ni con mediciones previas como ya se mencionó, dado que no existen antecedentes,

pero como fueron computadas con el mismo grado de precisión que aquellas pertenecientes a la dirección especular (excepto las filas $IZ = 1$, y 7) dichos valores pueden ser aceptados.

La intensidad total Fig. VI. 3 y Fig. VI.4, presenta un máximo en la dirección especular, esto es debido al tipo de iluminación usada dado que toda la superficie contribuye a las celdas receptoras centrales mientras que las celdas receptoras periféricas reciben menos rayos desde la zona iluminada. Es importante notar que la parte coherente de la intensidad total constituye una porción notable de ésta lo que confirma el hecho de estar trabajando realmente con una superficie "suave", definida así anteriormente en el sentido arbitrario dado por el criterio de Rayleigh.

En lo que al grado de coherencia, definido según la ec. III.56 , se refiere, resalta un hecho muy importante si se comparan las figuras VI. 5 y VI.6 con el gráfico de fluctuaciones de fase (Fig. VI.3). Se puede observar que el máximo grado de coherencia se obtiene para la dirección especular dirección para la cual las fluctuaciones de fase tienen un mínimo. Esto sumado al hecho que tanto $\langle p \rangle \langle p^* \rangle$ como $\langle pp^* \rangle$ tienen un máximo para la dirección especular y que el grado de coherencia se definió como (ec. III.56)

$$\Gamma_{\text{coh}} = \left[\frac{\langle p \rangle \langle p^* \rangle}{\langle pp^* \rangle} \right]^{1/2}$$

lleva a la conclusión de que el alto grado de coherencia en la dirección especular se debe a la baja fluctuación de las fases y no a parámetros tales como la función de iluminación elegida que podría enmascarar el fenómeno. Esto es además una prueba de

la compatibilidad de los resultados obtenidos.

Si se examinan ahora las correlaciones espaciales vertical y horizontal (Fig. VI.8 y VI.9) se observa que la primera decae mucho más rápidamente que la segunda tanto para 1,0 KHz. como para 1,5 KHz. Esto se debe a que la fuente está orientada en la dirección del viento y por lo tanto la rugosidad de la superficie afecta mucho más la desviación vertical de los rayos incidentes que la azimutal. Esto coincide con lo observado por Gulin y Malishev²³ en mediciones "in situ".

Es de notar sin embargo que los valores obtenidos para la longitud de correlación vertical (19 m y 14 m para $f = 1,0$ y $f = 1,5$ KHz., respectivamente) son no sólo menores que el esperado según ec. III.59 (la cual con $\alpha = 0^\circ$, $\Delta Y = \Delta L = a = 12$ m predice una longitud de correlación de 24 m para ambas frecuencias), sino que además son ambos muy distintos entre sí. Esto parecería indicar que el coeficiente de correlación debería definirse en el formalismo teórico, como función de la frecuencia de la radiación. Debe además tenerse en cuenta que la función de autocorrelación de la superficie (ec. III.58) supuesta por Gulin no es representativa de lo que ocurre en la realidad puesto que de ninguna manera la rugosidad de la superficie tiene el mismo período en la dirección del viento que en la transversal, cosa que tampoco ocurre en la superficie modelada.

La correlación horizontal transversal presenta en cambio un comportamiento cercano al esperado ya que de acuerdo a III.59 en este caso ($\alpha = 90^\circ$, $\Delta Z = \Delta L = 0$) debe esperarse una correlación transversal total y en la determinación se observa que si bien la correlación no es total, la longitud de correlación excede las dimensiones de la red receptora para ambas frecuencias. No obstante puede observarse también en este caso que existe

una aparente dependencia con la frecuencia.

Con respecto al coeficiente de dispersión debe recalarse que si bien los valores obtenidos están, para la dirección especular, dentro del rango esperado, dichos valores tienen sentido relativo ya que las intensidades comparadas fueron obtenidas con esquemas de cálculo muy diferentes lo que llevó al uso de un "factor de ajuste promedio" que incrementa el error en forma notable. Es por ésto que no tiene sentido hacer un cálculo de errores para este coeficiente.

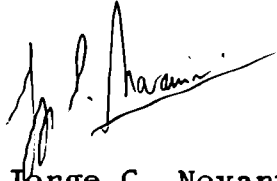
Finalmente la aplicación a las superficies del proyecto "SWOP" del esquema de descomposición de la superficie en facetas reflectoras, y la aplicación de las leyes de reflexión en la forma V.10 muestra no sólo la bondad de tal esquema sino prueba además que puede inferirse de los diagramas de la contribución angular del campo dispersado las características direccionales de la superficie en cuestión.

De lo expuesto puede verse que los datos se corresponden y que los valores obtenidos están dentro del orden esperado, cuando tal comparación es posible, prueba concluyente de la eficiencia del método.

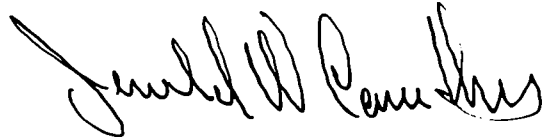
Cabe agregar que el método desarrollado para el estudio del campo de radiación acústico dispersado por una superficie aleatoriamente rugosa y aplicado en este trabajo al caso de la superficie del mar permite no sólo determinar las características generalmente medidas experimentalmente pero en forma más rápida y económica (una simulación del tipo realizado insume aproximadamente 30 a 40 minutos de una IBM360) sino que permite además calcular cantidades imposibles de medir "in situ". Tiene además la ventaja que una vez que la superficie es generada el problema pasa a ser en parte determinístico puesto que se conocen perfec

tamente la superficie en cuestión en el momento de interacción radiación-superficie.

* * * *



Jorge C. Novarini



Dr. Jerald W. Caruthers
Director de Tesis

APENDICE A

Espectro de potencia de la superficie de entrada

DISCUSION DE LA ELECCION DE $E_x(k_x, k_y)$

La superficie de entrada $\{X\}$ es un conjunto de números no correlacionados sobre la grilla

$$\begin{aligned} x &= i\Delta x & ; & & i &= 0, 1, \dots, K \\ y &= j\Delta y & ; & & j &= 0, 1, \dots, L \end{aligned}$$

Para satisfacer el desarrollo teórico la superficie debe tener una ACF normalizada $C(r,s)$: $r = 0, 1, \dots, m$; $s = 0, 1, \dots$ que es igual a uno si $r = s = 0$ y sea cero en cualquier otro punto. La superficie a su vez debe tener una varianza (σ_x^2) conocida, a la cual se le fija un valor igual a la unidad y un espectro de densidad de energía $E_x(k_x, k_y)$ conocido.

La elección apropiada para dicho espectro de densidad de energía es

$$E_x(k_x, k_y) = \begin{cases} \frac{\sigma_x^2}{4 k_x^{(\max)} k_y^{(\max)}} & \begin{aligned} &- k_x^{(\max)} < k_x < k_x^{(\max)} \\ &- k_y^{(\max)} < k_y < k_y^{(\max)} \end{aligned} \\ 0 & \text{en todo otro punto} \end{cases}$$

ya que, la integración de esta función sobre el espacio de los números de onda da la varianza y su transformada Fourier dividida por la varianza de la ACF normalizada, la cual es

$$C(\quad , \quad) = \frac{\text{sen } k_x^{(\max)}}{k_x^{(\max)}} \cdot \frac{\text{sen } k_y^{(\max)}}{k_y^{(\max)}}$$

Esta función es igual a uno para $\xi = \eta = 0$ y cero para todo punto dado por

$$k_x^{(\max)} \xi = r \pi ; \quad r = 0, 1, \dots, m$$

$$k_y^{(\max)} \eta = s \pi ; \quad s = 0, 1, \dots, n$$

los cuales son los puntos de la grilla.

$$\xi = \frac{r \pi}{k_x^{(\max)}} = r \Delta x$$

$$\eta = \frac{s \pi}{k_y^{(\max)}} = s \Delta y$$

El hecho que no es cero para puntos fuera de la grilla no alteran los resultados ya que estos puntos no son utilizados en el análisis digital.

APENDICE B

Listados de los programas de computadora utilizados en la simulación digital expuesta.

Nombre del
Programa

Objeto

NUMOD

Modela la superficie de espectro de potencia descado a partir de números no correlacionados (ó sup.blanca)

FACET & NORMAL

Subdivide la superficie generada en facetas elementales y calcula la normal a las mismas

INC - REFL

Subdivide la superficie generada en subáreas (zona iluminada) y calcula para cada faceta de las mismas la orientación del rayo incidente y reflejado, a partir de la posición de la fuente y las normales antes calculadas

PRESSURE

Calcula las dimensiones y posición de la red receptora. Para cada rango que alcanza la misma calcula la contribución de ese rayo a la presión total en el hidrófono (celda) correspondiente y luego acumula las contribuciones en cada hidrófono provenientes de una misma subárea. Repite luego el proceso para todas las subáreas consideradas

Nombre del Programa	Objeto
PRESSURE "0"	Calcula la presión que se recoge en cada celda cuando la superficie rugosa se reemplaza por una perfectamente plana
FINAL	Calcula para cada receptor, las características de interés (fluctuaciones, correlaciones, coeficientes de dispersión).

NUM00

```

      DIMENSION EZ(21,14),W(21,14),Z(66,46),WW(41,27)
      CALL DPSPN (EZ,M,N,DELX,DELY)
C     CALCULATE WEIGHTS FROM PDS
      CALL TSYM (EZ,W,M,N,DELX,DELY)
      CALL WFILLS(W,WW,M,N)
C     CALCULATE AUTOCOVARIANCE FUNCTION FROM WEIGHTS
      CALL WCDF (WW,M,N)
C     FORM SMOOTH SURFACE
      MM=26+2*(M-1)
      NN=20+2*(N-1)
      IY=65549
      DO 4 I=1,MM
      DO 4 J=1,NN
      CALL GAUSS (IY,I.,0.,PV)
4     Z(I,J)=PV
C     SMOOTH SURFACE
      CALL SM02 (Z,MM,NN,WW,M,N)
C     CALCULATE AUTOCOVARIANCE FUNCTION FROM SURFACE
      CALL AUTO2 (Z,MM,NN,4,N)
      STOP

      END
```

```

      SUBROUTINE GAUSS (IX,S,AM,V)
C SP GAUSS / FORMS A GAUSSIAN SEQUENCE WITH ZERO MEAN-UNIT STD.DEV.
      A=0.0
      DO 3 J=1,12
      IY=IX*65539
      IF (IY) 4,5,5
4     IY=IY+2147483647+1
5     Y=IY* .4656613E-9
      IX=IY
      3 A=A+Y
      V=(A-6.0)
C MEAN EQUAL TO ZERO AND STAND. DEV. EQUAL TO 1.0 OTHERWISE
C     V=V*S+AM
      RETURN
      END
```

```

SUBROUTINE DPSPN (EZ,M,N,DELX,DELY)
DOUBLE PRECISION XX,YY,XK,YK,XKSC,YKSC,Y,G1,H1,PI,DEXP,DSQRT,
GDCGS,DATAN2
DIMENSION EZ(21,14),IX(21)
INTEGER G,H
READ (5,99) M,N,U,DELX,DELY,IP
90 FORMAT (2I5,3F10.2,1I5)
GRA=9.8

C=3.05
PI=3.141592653589793
XX=C/(2.0*(GRA**2.5))
YY=-2.0*GRA/(U*U)
YY=DEXP(YY)
DO 2 H=1,N
2 EZ(I,H)=0.0
DO 1 G=2,M
DO 1 H=1,N
XM=M
XN=N
XK=PI/((XM)*DELX)
YK=PI/((XN)*DELY)
XKSC=XK*XK
YKSC=YK*YK
Y=((G-1)*(G-1)*XKSC)+((H-1)*(H-1)*YKSC)
Y=DSQRT(Y)
G1=(G-1)*XK
H1=(H-1)*YK
1 EZ(G,H)=(XX/(Y**4.5))*((YY)**(1/Y))*
E(DCOS(DATAN2 (H1,G1)))*2.0
WRITE (6,20) IP,U,XK,YK
20 FORMAT (1H1,' NEUMANN DIRECTIONAL SPECTRUM (TIMES 10 TO THE',I2,'
&FOR',F6.2,' M/SEC WIND SPEED WAVE NUMBER BANDWIDTH FOR',F6.0,' V/E
&1',F6.5,' (RAD/M)',//)
WRITE (6,99) M,N,U,DELX,DELY,IP
DO 60 J=1,N
DO 61 I=1,M
61 IX(I)=EZ(I,J)*(10**IP)
60 WRITE (6,62) (IX(I),I=1,M)
62 FORMAT (21I6,//)
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE TSYM (EZ,W,M,N,DELX,DELY)
DOUBLE PRECISION PI,XP,XG,XH,DC,DP,E,DCOS,DSQRT
INTEGER P,Q,G,H
DIMENSION DELG(21),DELH(21),EZ(21,14),W(21,14)
DATA DELG/0.5,20*1./,DELH/0.5,20*1./
DELG(M)=0.5
DELH(N)=0.5
PI=3.141592653589793
XX=M*N
XX=XX*SQRT (2.0*DELX*DELY)
XX=2.0*PI/XX
XM=M-1
XN=N-1
DO 2 P=1,M

    XP=PI*(P-1)/XM
    DO 2 Q=1,N
        XQ=PI*(Q-1)/XN
        SUM=0.0
        DO 1 G=1,M
            XG=XP*(G-1)
            DG=DCOS(XG)*DELG(G)
            DO 1 H=1,N
                XH=XQ*(H-1)
                DP=DCOS(XH)*DELH(H)
                E=EZ(G,H)
                F=DSQRT(F)
1          SUM=SUM+DP*E
2          W(P,Q)=SUM*XX
3          FORMAT (6F13.7)
WRITE (7,3) ((W(P,Q),P=1,M),Q=1,N)
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE WFILLS(W,WW,M,N)
DIMENSION W(21,14),WW(41,27),IX(21)
INTEGER A,B,C,D
IP=-ALOG10 (ABS(W(1,1)))
IP=IP+5
DO1 I=1,M
A=M-I+1
C=M+I-1
DO1 J=1,N
B=N-J+1
D=N+J-1
WW(A,B)=W(I,J)
WW(A,D)=W(I,J)
WW(C,B)=W(I,J)
1 WW(C,D)=W(I,J)
K=2*M-1
L=2*N-1
WRITE (6,21) IP
21 FORMAT (1H1,' WEIGHTS (TIMES 10 TO THE',I2,')
DO 63 J=1,L
DO 64 I=M,K
LI=I-M+1
64 IX(LL)=WW(I,J)*(10**IP)
63 WRITE (6,62) IX
62 FORMAT (1X,21I5,/)
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE WCOR (WW,M,N)
DIMENSION WW(41,27),ACF(41,27),IX(21)
INTEGER U,V,R,S
K=2*M-1
L=2*N-1
DO 1 R=1,M
R1=R-1
DO 1 S=1,N
S1=S-1
SUM=0.
DO 2 U=R,K
IU=U-R1
DO 2 V=S,L
IV=V-S1
2 SUM=SUM+WW(U,V)*WW(IU,IV)
1 ACF (R,S)=SUM
WRITE (6,23)
23 FORMAT (1H1,' NORMALIZED ACF FROM WEIGHTS (TIMES 10 TO THE 3',/
DO 65 J=1,N
DO 66 I=1,M
66 IX(I)=ACF(I,J)*1000/ACF(1,1)
65 WRITE (6,62)IX
62 FORMAT (21I6,/)
WRITE (6,63) ACF(1,1)
63 FORMAT (1E15.7)
RETURN
END

```



```

SUBROUTINE SMO2 (Z,MM,NN,WW,M,N)
DIMENSION Z(66,46),WW(41,27),IZ(26)
INTEGER P,Q
MM=MM-(M-1)
NN=NN-(N-1)
MS=2*M-1
NS=2*N-1
DO 1 I=M,MM
II=I-M+1
DO1 J=1,NN
JJ=J-N+1
SUM=0.
DO2P=1,MS
IP=I+P-M
DO2Q=1,NS
JQ=J+Q-N
2 SUM=SUM+WW(P,Q)*Z(IP,JQ)
1 Z(II,JJ)=SUM

```

```

MM=MM-(M-1)
NN=NN-(N-1)
WRITE (6,30)
30 FORMAT (1H1,' SMOOTHED SURFACE (ELEVATIONS IN CM)',/)
DO 70 J=1,NN
DO 71 I=1,26
71 IZ(I)=Z(I,J) *100
WRITE (7,72) IZ
72 FORMAT (16I5)
70 WRITE (6,69) IZ
69 FORMAT (2615,/)
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE VARB (Z,MM,NN,V)
DIMENSION Z(66,46)
V=0.
DO 1 I=1,MM
DO 1 J=1,NN
1 V=V+Z(I,J)*Z(I,J)
V=V/(MM*NN)
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE AUTO2 (Z,MM,NN,M,N)
INTEGER R,S
DIMENSION Z(66,46),CP(21,14),CN(21,14)
DIMENSION IX(21)
CALL VARB (Z,MM,NN,V)
WRITE (6,5) V,MM,NN
5 FORMAT (1H1, ' NORMALIZED ACF FROM SURFACE (TIMES 10 TO THE 3)
  EVARIANCE', F10.5, 214, /)
DO 2 R=1, M
  R1=R-1
  MR=MM-R1
  XR=MR*V
  DO 2 S=1, N
    S1=S-1
    NS=NN-S1
    XS=NS*XR
    F=1/XS
    SUMP=0.
    SUMN=0.
    DO 1 I=1, MR
      IR=I+R1
      DO 1 J=1, NS
        JS=J+S1
        SUMP=SUMP+Z(I,J)*Z(IR,JS)
1      SUMN=SUMN+Z(I,JS)*Z(IR,J)
      CP(R,S)=SUMP*F
2      CN(R,S)=SUMN*F
      DO 3 S=1, N
        JS=N-S+1
      DO 7 R=1, M
6      IX(R)=CN(R,JS)*1000
3      WRITE (6,4) IX
      DO 4 S=2, N
        DO 9 R=1, M
9      IX(R)=CP(R,S)*1000
8      WRITE (6,4) IX
4      FORMAT (21I5, //)
      RETURN
      END

```

FACET & NORMAL

```

C   ***FACETS AND NORMALS***
    DIMENSION Z(50,40),SX(4),SY(4),D(5),B(4,6),FZ(4)
    READ (5,9) MM,NN,DELX,DELY
    9  FORMAT (2I4,2F10.2)
    DO 20 J=1,NN
    READ (5,10) (Z(I,J),I=1,26)
    30  FORMAT (16F5.2)
    20  CONTINUE
    DO 21 J=1,NN
    READ (5,30) (Z(I,J),I=27,MM)
    21  CONTINUE
    MM=MM-1
    NN=NN-1
    WRITE (6,23) MM,NN
    23  FORMAT (1H1,' FACETS AND NORMALS ',2I4)
    DO 105 I=1,MM
    K=I+1
    DO 105 J=1,NN
    L=J+1
    CALL FACET (Z(I,J),Z(I,L),Z(K,J),Z(K,L),DELX,DELY,SX,SY,FZ)
    DO 107 MM=1,4
    CALL NORMAL (SX(MM),SY(MM),D)
    DO 106 MAM=3,5
    106  B (MM,MAM)=D(MAM)
    107  B(MM,6)=FZ(MM)
    WRITE (6,10) I,J,Z(I,J),((B(MI,MJ),MI=1,4),MJ=3,6)
    105  WRITE (6,10) I,J,Z(I,J),((B(MI,MJ),MI=1,4),MJ=3,6)
    10  FORMAT (2I3,17F7.4)
    STOP
    END
    SUBROUTINE FACET (A,B,C,D,DELX,DELY,SX,SY,FZ)
C
C   THE PURPOSE OF THIS PROGRAM IS TO FORM FOUR FACETS (WHICH ARE SPECIFIED BY
C   SLOPES (SX(I),SY(I)) ASSOCIATED WITH FOUR POINTS (A,B,C,D) AND THE MID-POINT
C   XM, AND THE ELEVATION OF THE CENTER FZ, OF EACH FACET.
C
    DIMENSION SX(4),SY(4),FZ(4)
C
    XM=(A+B+C+D)/4.
    AM=(A+B)/2.
    BM=(B+C)/2.
    CM=(C+D)/2.
    DM=(A+D)/2.
C
    SY(1)=(B-A)/DELY
    SY(2)=2.*(BM-XM)/DELY
    SY(3)=(C-D)/DELY
    SY(4)=2.*(XM-DM)/DELY
    SX(1)=2.*(XM-AM)/DELX
    SX(2)=(C-B)/DELX
    SX(3)=2.*(CM-XM)/DELX
    SX(4)=(D-A)/DELX
C
    FZ(1)=(XM+AM)/2.
    FZ(2)=(XM+BM)/2.
    FZ(3)=(XM+CM)/2.
    FZ(4)=(XM+DM)/2.
C
    RETURN
    END

```

```

SUBROUTINE NORMAL (SX,SY,B)
C
C THE PURPOSE OF THIS SUBROUTINE IS TO CONVERT FACETS SPECIFIED BY SLOPES
C (SX,SY) TO SPECIFICATION BY SPHERICAL ANGLES OF THE UNIT NORMAL IN
C RADIANS (B(1),B(2)), AND TO CALCULATE CERTAIN FUNCTIONS (B(3),B(4),B(5))
C NEEDED IN SR REFLEC.
C
C DIMENSION B(5)
C
C PI=3.141593
C DEG=180.0/PI
C
C IF (SX) 1,2,1
C 2 IF (SY) 4,3,4
C 3 B(1)=0.0
C   B(2)=0.0
C   B(3)=1.0
C   B(4)=0.0
C   B(5)=0.0
C   RETURN
C
C 4 B(1)=ATAN(SY)
C   B(2)=90.
C   B(3)=COS(B(1))
C   BS=SIN(B(1))
C   B(4)=BS
C   B(5)=0.0
C   B(1)=B(1)*DEG
C   RETURN
C
C 1 S1=-SX
C   S2=-SY
C   C=SQRT(SX*CX+SY*SY)
C
C   B(1)=ATAN(S)
C   B(2)=ATAN2(S2,S1)
C
C   B(3)=COS(B(1))
C   BS=SIN(B(1))
C   B(4)=BS*SIN(B(2))
C   B(5)=BS*COS(B(2))
C
C   B(1)=B(1)*DEG
C   B(2)=B(2)*DEG
C
C   RETURN
C
C   END

```

INC-REFL

```

DIMENSION BB(47,39,4,4),R(9,6,4),AA(9,6,4,3),D(4,4),C(2),B(5),A(5)
READ(5,15)MM1,NN1,DELX,DELY
READ (5,16) MS,NS,IBEG,JBEG,MJUMP,NJUMP
READ (5,17) RO,THETAO,PHIO
WRITE(6,14)MM1,NN1,DELX,DELY
WRITE(6,13)MS,NS,IBEG,JBEG,MJUMP,NJUMP
WRITE(6,17) RO,THETAO,PHIO
14 FORMAT(1H1,2I4,2F10.2//)
13 FORMAT(6I4//)
15 FORMAT(2I4,2F10.2)
16 FORMAT (6I4)
17 FORMAT(3F10.2)
C CONVERT ANGLES TO RADIANS
DEG=180./3.141593
THETAO=THETAO/DEG
PHIO=PHIO/DEG
CALL SAREA (MS,NS,DELX,DELY,RO,THETAO,PHIO,R,AA,ZS)
REWIND 8
REWIND 9
MMA=MM1-MJUMP
NNA=NN1-NJUMP
DO 20 I=1,MM1
DO 20 J=1,NN1
20 READ (8,10)((BB(I,J,MI,MJ),MI=1,4),MJ=1,4)
10 FORMAT(13X,16F7.4)
IP=0
DO 1 IQ=IBEG,MMA,MJUMP
IP=IP+1
JP=0
DO 1 JQ=JBEG,NNA,NJUMP
JP=JP+1
WRITE(9,50) IP,JP
WRITE(6,60) IP,JP
50 FORMAT(2I2)
60 FORMAT(1H1, 2I10//)
DO 1 II=1,MS
I=(IP-1)*MJUMP+II
DO 1 JJ=1,NS
J=(JP-1)*NJUMP+JJ
DO 2 K=1,4
DO 41 MJ=1,3
MK=MJ+2
B(MK)=BB(I,J,K,MJ)
41 A(MK)=AA(II,JJ,K,MJ)
CALL REFL1 (A,B,C)
C SR REFL1 FORMS REFLECTED RAY FROM A FACET IN ACCORD. WITH REFLEC LAW
ZC=BB(I,J,K,4)
RA=R(II,JJ,K)

```

```

      CALL DIST(ZS,ZC,RA,R1,RA)
C SR DIST COMPUTES THE DISTANCE FROM THE SOURCE TO THE FACET
  D(K,1)=C(1)
  D(K,2)=C(2)
  D(K,3)=R1
  2 D(K,4)=ZC
  WRITE(9,30)II, JJ, ((D(K,L),L=1,4),K=1,4)
  1 WRITE(6,30)II, JJ, ((D(K,L),L=1,4),K=1,4)
30 FORMAT(1X,2I2,4(2F7.2,F10.4,F7.2))
  STOP
  END

      SUBROUTINE SAREA (MS,NS,DELX,DELY,RO,THETAO,PHIO,R,AA,ZS)
C THE PURPOSE OF THIS SUBROUTINE IS COMPUTE, FOR A GIVEN ILLUMINATED
C SUBAREA, THE ANGLES (IN RAD.) OF INCIDENCE AT EACH FACET AND SOME
C DISTANCE FROM THE MEAN SEA LEVEL AT EACH FACET.
C MS,NS DIMENSIONS OF THE SUBAREAS
C RO SOURCE DISTANCE FROM SPECULAR POINT. (METERS)
C THETAO AND PHIO SPHERICAL ANGLES (IN DEG.) OF INCIDENT AT
C SPECULAR POINT.
C
C THETA AND PHI ANGLES IN RAD. OF INCIDENCE AT EACH FACET .
C R SOURCE DISTANCE FROM THE MEAN SEA LEVEL AT EACH FACET .
C DIMENSION R(9,6,4),THETA(9,6,4),PHI(9,6,4)
C DIMENSION XF(4),YF(4),A(5),AA(9,6,4,3)
  X=DELX/4.
  Y=DELY/4.
C COORDINATES OF THE SOURCE
  PS=RO*SIN(THETAO)
  ZS=RO*COS(THETAO)
  XS=PS*COS(PHIO)
  YS=PS*SIN(PHIO)
  RSQ=RO*RO
C CENTER OF EACH FACET RESPECT TO THE CORNER OF THE GRID ELEMENT
  XF(1)=X
  XF(2)=XF(1)+X
  XF(3)=XF(1)
  XF(4)=X
C
  YF(1)=Y
  YF(2)=Y+Y
  YF(3)=YF(2)+Y
  YF(4)=YF(2)
C CENTER OF THE ILLUMINATED SUBAREA (SPECULAR POINT)
  XC=MS*DELX/2.0
  YC=-NS*DELY/2.0
  WRITE(6,3)
  3 FORMAT(1H1,' OUPUT OF SAREA AND INCID1'/)
  DO 1 I=1,MS
  X=(I-1)*DELX
  X=X-XC
  DO 1 J=1,NS
  Y=-(J-1)*DELY
  Y=Y-YC
C POSITION OF THE CENTER OF EACH FACET RESPECT TO THE SPECULAR POINT.
  DO 1 K=1,4
  XP=X+XF(K)
  YP=Y-YF(K)
C
  QQ=(XP*XP)+(YP*YP)-2.0*(XP*XS+YP*YS)

```

```

RR=SQRT(RSQ+QQ)
C INCIDENT ANGLES A(1),A(2) FOR EACH FACET(IN RAD.),AND FUNCTIONS
C A(3),A(4),A(5) .
C

```

```

T=ZS/RR
A(1)=ARCOS(T)
S=(XS-XP)/(RR*SIN(A(1)))
A(2)=ARCOS(S)
IF (Y) 8,8,7
7 A(2)=6.28318-A(2)
8 CALL INCID1 (A)
WRITE (6,2) I,J,K,RR,A
2 FORMAT(3I4,6F10.4)
R(I,J,K)=RR
DO 9 L=1,3
ML=L+2
9 AA(I,J,K,L)=A(ML)
1 CONTINUE
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE REFL1 (A,B,C)

```

```

C
C THE PURPOSE OF THIS SUBROUTINE IS TO CALCULATE THE ANGLES (C(1),C(2))
C THAT SATISFY THE LAWS OF REFLECTION FOR A GIVEN INCIDENT ANGLE AND FACET
C NORMAL .
C NOTE C(1) IS THE ANGLE FROM ZENITH , C(2) IS AZIMUTAL ANGLE,(DEGREES)
C

```

```

DIMENSION A(5),B(5),C(2)
PI=3.141593
DEG=180.0/PI

```

```

C
C
A1=A(3)*B(3)
A2=A(4)*B(4)
A3=A(5)*B(5)
AA=1.0/(2.0*(A1+A2+A3))

```

```

C
S1=B(4)-AA*A(4)
S2=B(5)-AA*A(5)
C
X=B(3)/AA-A(3)
C(1)=ARCOS(X)*DEG
C(2)=ATAN2(S1,S2)*DEG

```

```

C
RETURN
END

```

```
      SUBROUTINE DIST (ZS,ZC,R,R1,BA)
C   THE PURPOSE OF THIS SUBROUTINE IS TO COMPUTE THE DISTANCE (R1)
C   FROM THE SOURCE TO EACH POINT OF THE HOELATED SURFACE,AND AN
C   AUXILIAR NUMBER (BA) USED IN COMPUTE R1 .
C
```

```
      BA=ZC*(ZC-2.*ZS)
      R1=R+(BA/(2.*R))
      RETURN
      END
```

```
      SUBROUTINE INCID1 (A)
```

```
C   THE PURPOSE OF THIS SR IS TO FORM,FROM THE ANGLES A(1),A(2),THE
C   FUNCTIONS A(3),A(4),A(5) NEEDED IN SR REFLEC.
C
```

```
      DIMENSION A(5)
      A(3)=COS(A(1))
      AS=SIN(A(1))
      A(4)=AS*SIN(A(2))
      A(5)=AS*COS(A(2))
      RETURN
      END
```


PRESSURE

```

C ***PRESSURES AT THE RECEIVER GRID ***
C   DIMENSION XP(9,6,4),YP(9,6,4),XF(4),YF(4),P(9,7)
C   DIMENSION N(9,7),THETA(4),PHI(4),R1(4),FZ(4),YCC(9,7),ZCC(9,7)
C   DIMENSION IPI(15),JJJ(15),KKK(15)
C   READ(5,1)MS,NS,DELX,DELY,DELTHC,SGY,THETAM,PHIMAX,NSUB
C   READ(5,2)RX,R0,THETA0,PHI0,P20
C   READ(5,81) IBCG,JBFG
C   1 FORMAT(2I5,6F10.2,15)
C   2 FORMAT(5F10.2)
C 81 FORMAT(2I5)
C   COMPLEX D,PA,PI,P,CPLX,CEXP
C
C MS,NS,DIMENSIONS OF ILLUMINATED SUBAREA
C DELX,DELY GRID SPACING OF THE SURFACE.
C R0,THETA0,PHI0 SOURCE POSITION WITH RESPECT TO THE CENTER OF THE
C ILLUMINATED SUBAREA . R0 IN M ,THETA0 & PHI0 IN DEGREE.
C XX=WAVELENGTH OF THE INCIDENT RADIATION (1/M).
C DELTHC=MINIMUM DEVIATION OF THE RAYS IN THE THETA DIRECTION
C THAT VALUE WILL BE CONSIDERED=1/2 OF THE STANDARD DEVIATION OF THE
C SURFACE SLOPES(IN DEGREE),IN THE X DIRECTION.
C PHIMAX= MAXIMUM DEVIATION IN THE PHI DIRECTION IN DEGREE.
C R20= DISTANCE TO THE CENTER OF THE RECEIVER GRID FROM THE CENTER
C OF THE ILLUMINATED SUBAREA (IN M).
C SGY=1/2 STD. DEV. OF THE SLOPES OF THE SURF. IN THE Y DIRECTION IN
C DEGREE.
C
C COMPUTE CENTER OF THE GRID (XC,YC,ZC)BY FITTING IT AT THE SPECULAR
C POINT OF THE SOURCE AT THE VERTICAL PLANE CONTAINING THE GRID.
C
C CONVERT ANGLES TO RADIAN
C   DELTHC=DELTHC/57.29578
C   THETA=THETA*/57.29578
C   SGY=SGY/57.29578
C   PHIMAX=PHIMAX/57.29578
C   THETG0=THETA0/57.29578
C   PHI0=PHI0/57.29578
C   PHIG0=PHI0-(180./57.29578)
C   XG0=R20*SIN(THETG0)
C   YG0=0.0
C   ZG0=R20*COS(THETG0)
C
C THE RECEIVER GRID SIZE OF THE ELEMENTARY CELLS AND POSITION OF
C ITS LOWER CORNER.
C
C DELZC & DELYG SIZE OF THE CELLS IN THE GRID (COMPUTED AT THE CENTER)
C IN THE VERTICAL PLANE.
C
C COMPUTE DELPHI

```

```

CALL REFL3 (PHI0,THETA0,SGY,DELPHI)
DELYG=R20*DELPHI
DELZG=((R20*DELTHE)/COS(THETG0))

```

```

C
C THE CELLS OF THE RECEIVER GRID IN THE VERTICAL PLANE WILL BE LABELED
C BY THE INDEX IY,IZ.THE GRID HAS THE CENTER AT THE INTERSECTION OF THE
C SPECULAR RAY WITH THE VERTICAL PLANE AND ITS LOWER CORNER HAS THE
C COORDINATES XL,YL,ZL IN THE SYSTEM FIXED TO THE CENTER OF THE
C ILLUMINATED SUBAREA.
C THE NUMBERS NY,NZ ARE FIXED IN SUCH A WAY THAT THE CELL CONTAINING
C THE CENTER POINT HAS THE INDEX IY=NY,IZ=NZ.
C

```

```

      NZ=(ZG0-XG0*COTAN(THETAM))/DELZG

```

```

C THETAM=MAXIMUM VALUE ACCEPTED FOR THETA(I.E. ANGLE BELONGS TO THE
C LOWER EDGE OF THE GRID.)
C

```

```

      YA=ABS(XG0*TAN(PHIMAX)/DELYG)
      NY=YA

```

```

C
C POSITION OF THE LOWER CORNER

```

```

      XL=XG0
      ZL=ZG0-((NZ-0.5)*DELZG)
      YL=YG0-((NY-0.5)*DELYG)
      U=2.*(ZG0-ZL)
      NNY=2*NY-1
      NNZ=2*NZ-1
      WRITE (6,3)

```

```

3 FORMAT (1H1,' GRID DIMENSIONS' DELYG DELZG DELTHE THE
GTAM SGY DELPHI THETG0 PHIG0 XG0 YG0
& ZG0//)

```

```

      WRITE (6,13) NNY,NNZ,DELYG,DELZG,DELTHE,THETAM,SGY,DELPHI,THETG0,
&PHIG0,XG0,YG0,ZG0

```

```

13 FORMAT (2I9,11F10.3//)

```

```

      WRITE(6,4)XL,YL,ZL

```

```

4 FORMAT(' COORDINATES OF THE LOWER CORNER OF THE GRID XL,YL,ZL',3F1
&0.3)

```

```

C
C COMPUTE CENTER OF THE FACETS ON THE SUBAREA WITH RESPECT TO THE
C SYSTEM FIXED TO THE CENTER OF THE SUBAREA.
C

```

```

C CENTER OF THE FACET RESPECT TO THE CORNER OF THE GRID ELEMENT
      XX=DELY/4.
      YY=DELY/4.
C

```

```

      XF(1)=XX+XX
      XF(2)=XF(1)+XX
      XF(3)=XF(1)
      XF(4)=XX

```

```

C
  YF(1)=YY
  YF(2)=YY+YY
  YF(3)=YF(2)+YY
  YF(4)=YF(2)
C CENTER OF THE ILLUMINATED SUBAREA
  XC=MS*DFLX/2.0
  YC=-NS*DFLY/2.0
  DO 10 II=1,MS
  XX=(II-1)*DFLX
  XX=XX-XC
  DO 10 JJ=1,NS
  YY=-(JJ-1)*DFLY
  YY=YY-YC
C POSITION OF THE CENTER OF EACH FACET RESPECT TO THE CENTER OF THE
C SUBAREA
  DO 10 K=1,4
  YP=XX+XF(K)
  YP=YY-YF(K)
  XP(II,JJ,K)=XXP
  10 YP(II,JJ,K)=YYP
  WRITE(6,205)
205 FORMAT(1H), ' POSITION OF THE CENTER OF THE FACETS '///)
  DO 17 JJ=1,NS
  DO 17 II=1,MS
  17 WRITE(6,16)II,JJ,(XP(II,JJ,K),YP(II,JJ,K),K=1,4)
  16 FORMAT(214,4(2F8.2))
C
C COMPUTE CENTER OF THE CELLS XCC,YCC,ZCC
  YYG=DFLYG/2.0
  ZZG=DFLZG/2.0
  XCC=XL
  DO 5 IZ=1,NNZ
  ZZA=(IZ-1)*DFLZG
  ZCGC=ZZA+ZZG
  DO 5 IY=1,NNY
  YYA=(IY-1)*DFLYG
  YCGC=YYA+YYG
  ZCC(IY,IZ)=ZCGC+ZL
  5 YCC(IY,IZ)=YCGC+YL
C
  PRINT 9
  DO 20 I=1,NSUB
  JS=0
  DO 11 IY=1,NNY
  DO 11 IZ=1,NNZ
  F(IY,IZ)=(0.0,0.0)
  11 N(IY,IZ)=0.0

```

```

      READ(9,50)IP,JP
50  FORMAT(2I2)
      WRITE (6,46)IP,JP
      WRITE(7,47)IP,JP,IRCG,JBEG
46  FORMAT(1H1,' SUBAREA IP=',I4, ' JP=',I4//)
47  FORMAT(4I4)
      WRITE(6,45)
45  FORMAT(' RAYS OUT OF THE RECEIVER GRID '//)
      WRITE (6,24)
24  FORMAT('      II   JJ   K           XG           YG
&  ZG'//)
C   IP,JP LABEL THE SUBAREA ON THE SURFACE
      DO 21 II=1,MS
      DO 21 JJ=1,NS
      READ(9,30)(THETA(K),PHI(K),R1(K),R2(K),K=1,4)
30  FORMAT(5X,4(2F7.2,F10.4,F7.2))
      DO 21 K=1,4
C
      CALL INTERS(PHI(K),THETA(K),XG,YG,ZG,XP(II,JJ,K),YP(II,JJ,K),XG0)
C   X,Y,Z COORDINATES OF THE INTERSECTION RESPECT TO THE LOWER CORNER
C   OF THE RECEIVER GRID.
      X=0.
C   COORDINATE SYSTEM ON GRID IS INVERTED IN Y .
      Y=YG-YL
      IF (Y) 15, 18, 18
18  IF (YG+YL) 19, 15, 15
19  Z=ZG-ZL
      IF (Z) 15, 94, 94
94  IF (U-Z) 15, 15, 91
91  Y1=(Y/DEL/YG)+1.
      Z1=(Z/DEL/ZG)+1.
      IY=Y1
      IZ=Z1
      IF (IY-NY) 351, 73, 351
73  IF (IZ-NZ) 351, 93, 351
93  JS=JS+1
      IIO(JS)=II
      IJU(JS)=JJ
      IKU(JS)=K
351  GO TO 23
C
C   STATEMENT 15 WRITE DOWN THE RAYS FALLING OUT OF THE RECEIVER GRID
15  WRITE(6,200)II,JJ,K,XG,YG,ZG
200  FORMAT(3I5,3F15.3)
      GO TO 21
23  CONTINUE
C
C   COMPUTE TOTAL DISTANCE R=R1+R2 (SOURCE-FACET-GRID),FOR EACH RAY,

```

```

C   ASSUMING THE RECEIVER AT THE CENTER OF THE CELL.
      CALL DISTII(XCC,YCC(IY,IZ),ZCC(IY,IZ),FZ(K),XP(II,JJ,K),YP(II,JJ,K),RI(K),R)
C   CALCULATE THE PRESSURE AT EACH CELL OF THE GRID.
      CALL PRESS(XK,R,P1)
C   N(IY,IZ) WILL COUNT THE NUMBER OF RAYS AT EACH CELL, COMING FROM
C   A GIVEN SUBAREA IP,JP.
C
      P(IY,IZ)=P(IY,IZ)+P1
      N(IY,IZ)=N(IY,IZ)+1
21  CONTINUE
      WRITE(6,500)
... 500  FORMAT(1H1, ' PRESSURE&NUMBER_OF_RAYS_PER_CELL,BELONG_TO_THE_SUBARE ,
      &A'//)
      DO 36 IZ=1,NIZ
      DO 36 IY=1,NNY
C   COMPUTE ABSOLUTE VALUE OF THE PRESSURE
      ABSVAL=CABS(P(IY,IZ))
C   COMPUTE PHASE OF THE PRESSURE(IN DEGREES)
      PIMAG=AIMAG(P(IY,IZ))
      PREAL=REAL(P(IY,IZ))
      IF (PREAL .EQ. 0.0) GO TO 57
      PHASE=57.29578*ATAN2(PIMAG,PREAL)
      GO TO 58
57  PHASE=0.0
58  CONTINUE
      WRITE(6,600)IY,IZ,ABSVAL,PHASE,N(IY,IZ)
600  FORMAT(2I5,F10.5,F10.2,I5)
36  WRITE(7,601)IY,IZ,P(IY,IZ),ABSVAL,PHASE,N(IY,IZ)
601  FORMAT(2I5,2E16.7,F10.5,F8.2,I5)
      WRITE(6,80)
89  FORMAT(1H1, ' SPOTS ON THE SURFACE FOR THE SPECULAR CELL'//)
      NU=N(IY,NZ)
      DO 88 IL=1,NU
88  WRITE(6,700)IIU(IL),JJU(IL),KKU(IL)
700  FORMAT(3I5)
20  CONTINUE
      STOP
      END

```

----- SUBROUTINE REFL3 (PHI0,THETA0,SGY,DELPHI) -----

PI=3.141593

R1=SGY

R2=PHI0-(PI/2.0)

R3=COS(R1)

B5=SIN(B1)

R4=B5*SIN(R2)

R5=B5*COS(R2)

C

A1=THETA0

A2=PHI0

A3=COS(A1)

A5=SIN(A1)

A4=A5*SIN(A2)

A5=A5*COS(A2)

C

A11=A3*R3

A22=A4*B4

A33=A5*B5

AA=1.0/(2.0*(A11+A22+A33))

C

S1=B4-AA*A4

S2=B5-AA*A5

DELPHI=ATAN2(S1,S2)

RETURN

END

----- SUBROUTINE INTERS (PHI,THETA,XG,YG,ZG,XP,YP,XGO) -----

C ZG IS RESPECT TO PLANE Z=0 (I.E. NEGLECTING THE HIGHT OF THE FACET.)

C CONVERT ANGLES TO RADIAN

PHI=PHI/57.29578

THETA=THETA/57.29578

XG=XGO

YG=(XG*TAN(PHI))+YP

ZG=XG*COTAN(THETA)

RETURN

END

----- SUBROUTINE DISTII (XCC,YCC,ZCC,FZ,XP,YP,R1,R) -----

C FZ=HIGH OF THE CENTER OF THE FACET.

V=XCC-XP

SQV=V*V

S=YCC-YP

SOS=S*S

W=ZCC-FZ

SOW=W*W

R2A=SQV+SOS+SOW

R2=SQRT(R2A)

R=R1+R2

RETURN

END

----- SUBROUTINE PRESS (XK,R,P1) -----

COMPLEX D,PA,P1,CMLX,CEXP

RK=XK*R

D=CMLX(0.0,RK)

PA=CEXP(D)

KD=1.0/R

P1=KD*PA

RETURN

END

PRESSURE "O"

```

C *** PRESSURES BELONG TO THE MIRROR LIKE SURFACE ***
  COMPLEX PO,POC,CPLX,CEXP,U,PA,CONJ
  READ(5,110)R10,THETAO,PHIO,XK
110 FORMAT(4F10.2)
  READ(5,20) XL,YL,ZL,DELTA,DELTA2,DELTA3,DELTA4,DELTA5,DELTA6,DELTA7,DELTA8,DELTA9,DELTA10
20 FORMAT(6F10.3,215)
C CONVERT ANGLES TO RADIANS
  DEG=180./3.141593
  THETAO=THETAO/DEG
  PHIO=PHIO/DEG
  YYG=DELTA/2.0
  ZZG=DELTA2/2.0
C COMPUTE SOURCE POSITION
  PS=R10*SIN(THETAO)
  ZS=R10*COS(THETAO)
  XS=PS*COS(PHIO)
  YS=PS*SIN(PHIO)
C
  XC=XL
  XCSQ=XC*XC
  ZSSQ=ZS*ZS
  KS=SQR(XS*XS+YS*YS+ZSSQ)
  KSSQ=KS*KS
  WRITE(6,20)
20 FORMAT(1H1,' PRESSURES BELONG TO THE MIRROR LIKE SURFACE'//)
  DO 5 IZ=1,NZ
  ZZ=(IZ-1)*DELTA2
  ZCGC=ZZ+ZZG
  ZC=ZCGC+ZL
C
  DO 5 IY=1,NNY
  YY=(IY-1)*DELTA
  YCGC=YY+YYG
  YC=YCGC+YL
C
C ITERATION METHOD TO FIND MINIMUM DISTANCES
  X=0.0
  Y=0.0
  N=0
  KC=SQR(XCSQ+YC*YC+ZC*ZC)
  KCSQ=KC*KC
C
  KSBF=RS
  KCBF=KC
C
25 CONTINUE
  RDEF=KSBF+KCBF
C

```

```

      A=((1.0/RSBEF)+(1.0/RCBEF))
C
      X=((XS/RSBEF)+(XC/RCBEF))/A
      Y=((YS/RSBEF)+(YC/RCBEF))/A
C
      R1=SQRT(RSSQ-2.0*XS*X-2.0*YS*Y+X*X+Y*Y)
      R2=SQRT(XCSSQ+YL*YL+ZC*ZC-2.0*XC*X-2.0*YC*Y+X*X+Y*Y)
      R=R1+R2
      U=R-RBEF
      U=ABS(U)
      N=N+1
      IF (N-10) 19, 19, 70
C
19  IF (U-DELAMB) 22, 22, 24
24  KSBEF=R1
      KCBEF=R2
      GO TO 25
C
C COMPUTE PRESSURES
22  CALL PRESS(XK,R,PO)
      ABSVAL=CABS(PO)
      PHASE=57.29578*ATAN2(AIMAG(PO),REAL(PO))
      POC=CONJG(PO)
      PPOC=PO*POC
      WRITE (7,60) PO,PPOC
60  FORMAT(2E16.7,F15.5)
      5  WRITE(6,50) X,Y,R1,R2,ABSVAL,PHASE,N
50  FORMAT(4F10.3,F10.5,F10.2,I5)
      GO TO 66
70  WRITE(6,51) X,Y
51  FORMAT(2F10.3)
66  STOP
      END

      SUBROUTINE PRESS(XK,R,PO)
      COMPLEX D,PA,PO,CMPLX,CEXP
      RK=XK*R
      U=CMPLX(0.0,RK)
      PA=CEXP(U)
      RU=1.0/R
      PU=RU*PA
      RETURN
      END

```


FINAL

```
C ***FLUCTUATIONS, INTENSITIES, SCATTERING COEFFICIENTS, AND CORRELATIONS.
C DOWN WIND.***
C
C   DIMENSION PRCV(9,7),CPH(9,7),SINC(9,7),PCC(9,7)
C   DIMENSION PC(9,7),STOVAF(9,7),STOVPH(9,7)
C   DIMENSION POPC(9,7),PA(30,9,7),ABSVAL(30,9,7),PHASE(30,9,7)
C   DIMENSION PC(9,7),A(9,7),PH(9,7),P(9,7),PHO(9,7)
C   DIMENSION GAMVAV(7),GAMVAB(7),V(9,7),VV(9,7)
C   DIMENSION SIGMA(9,7),GAMV(7),GAMH(9),X(108),N(36,9,7)
C   DIMENSION PAAC(7),PHAC(7)
C
C   COMPLEX P,PC,PO,PA,CONJG,PACON,PCROV,PCROH,VV,PCC
C   COMPLEX GAMV,GAMH
C   COMMON NNY,NNZ
C
C   READ(5,41) NNY,NZ,NNY,NNZ,NSUB,C
C   =CORRECTION TO THE SCATT. COEFF. DUE TO AN ADJUST IN POPC.
C   41 FORMAT(5I10,F10.1)
C   DO 1003 KK=1,3
C   INTENSITIES POPC AND PHASE BELONG TO THE MIRROR LIKE SURFACE
C   DO 55 IZ=1,NNZ
C   DO 55 IY=1,NNY
C   A(IY,IZ)=0.0
C   PH(IY,IZ)=0.0
C   PRCV(IY,IZ)=0.0
C   P(IY,IZ)=(0.0,0.0)
C   PC(IY,IZ)=(0.0,0.0)
C   STOVAF(IY,IZ)=0.0
C   STOVPH(IY,IZ)=0.0
C
C   DO 299 IPH=1,36
C   299 N(IPH,IY,IZ)=0
C
C   READ(5,44) PO
C   44 FORMAT(2F16.7)
C   COMPUTE PHASE OF PO
C   PHO(IY,IZ)=57.29578*ATAN2(AIMAG(PO),REAL(PO))
C   ABSVO=ABS(PO)
C   55 POPC(IY,IZ)=ABS(PO)*ABSVO
C   READ PRESSURES, ABSVAL, AND PHASES FOR EACH CELL AND SURFACE
C   DO 30 IZ=1,NNZ
C   READ(5,2) ISKIP
C   2 FORMAT(I4)
C   DO 30 IZ=1,NNZ
C   DO 30 IY=1,NNY
C   READ(5,3) PA(I,IY,IZ),ABSVAL(I,IY,IZ),PHASE(I,IY,IZ)
C   3 FORMAT(I4,2F16.7,F10.5,F4.2)
C   MAKE PHASE RELATIVE TO PHO
```

```

      PHASE(I,IY,IZ)=PHASE(I,IY,IZ)-PPO(IY,IZ)
C STORE INFORMATION TO MAKE HISTORY OF PHASE FOR EACH CELL
C IPR=INDEX OF THE DECADE OF PHASE
C NUMBER OF DAYS IN THAT DECADE, FOR A GIVEN CELL
C
      IF (PHASE(I,IY,IZ)+180.) .GT. 360, 75, 430
75 IPR=36
   GO TO 71
430 IPR=(PHASE(I,IY,IZ)/10)+18
71 N(IPR,IY,IZ)=N(IPR,IY,IZ)+1
C
      A(IY,IZ)=A(IY,IZ)+ARVAL(I,IY,IZ)
      P(IY,IZ)=P(IY,IZ)+PHASE(I,IY,IZ)
      PRCAV(IY,IZ)=PRCAV(IY,IZ)+ARVAL(I,IY,IZ)*ARVAL(I,IY,IZ)
30 P(IY,IZ)=P(IY,IZ)+PA(I,IY,IZ)
C
C ARVAL(I,IY,IZ)=ARVAL OF THE PRESSURE AT THE CELL IY,IZ DUE TO THE I SUN.
C PHASE(I,IY,IZ)=PHASE AT THE CELL IY,IZ DUE TO THE I SUBAREA
C PA(I,IY,IZ)=PRESSURE AT THE CELL (IY,IZ) DUE TO THE I SUBAREA
C
C COMPUTE FOR EACH CELL AVERAGE PRESSURE(P), AVERAGE AMPLITUDE(A),
C AVERAGE PHASE(PH), AVERAGE INTENSITY(PRCAV), CORRECT PORTION OF THE
C RECEIVED INTENSITY(COR), SCATTERED PORTION OF THE INTENSITY(SINGH),
C DEGREE OF POLARIZATION(DO), AND SCATTERING COEFF.(SIGNA)
      DO 35 IY=1,NY
      DO 35 IZ=1,NZ
C
C COMPUTE AVERAGES, SCATT. COEFF, AND INTENSITIES(COR AND SINGH)
      A(IY,IZ)=A(IY,IZ)/NSUR
      P(IY,IZ)=P(IY,IZ)/NSUR
      P(IY,IZ)=P(IY,IZ)/NSUR
      PRCAV(IY,IZ)=PRCAV(IY,IZ)
      COR(IY,IZ)=PRCAV(IY,IZ)/NSUR
      SINGH(IY,IZ)=PRCAV(IY,IZ)-COR(IY,IZ)
      SINGH(IY,IZ)=12.*SINGH(IY,IZ)/PRCAV(IY,IZ)
      SINGH(IY,IZ)=SINGH(IY,IZ)-C
      DO(IY,IZ)=COR(IY,IZ)/PRCAV(IY,IZ)
35 DO(IY,IZ)=SQRT(P(IY,IZ))
      WRITE (6,100)
100 FORMAT(1H1, ' SCATTERING COEFFICIENT IN (P IZZ)
      CALL PAUX(SIGNA)
C
      WRITE (6,20)
20 FORMAT(1H1, ' AMPLITUDE AVERAGE IZZ)
      CALL PAUX(A)
C

```

```

WRITE (6,91)
91 FORMAT(1H1,' PHASE AVERAGE '//)
CALL WAUX(PH)
C
WRITE (6,92)
92 FORMAT(1H1,' PRESSURE AVERAGE '//)
CALL WAUX(P)
C
WRITE (6,93)
93 FORMAT(1H1,' COHERENT PORTION OF THE INTENSITY '//)
CALL WAUX1(COH)
C
WRITE (6,94)
94 FORMAT(1H1,' SCATTERED PORTION OF THE INTENSITY '//)
CALL WAUX1(SCINH)
C
WRITE (6,95)
95 FORMAT(1H1,' TOTAL INTENSITY(AVERAGE) '//)
CALL WAUX1(PPCA)

WRITE (6,96)
96 FORMAT(1H1,' DEGREE OF COHERENCE '//)
CALL WAUX(CO)
C
C COMPUTE AMPLITUDE AND PHASE FLUCTUATION
DO 20 IZ=1,17
DO 20 IY=1,100
DO 20 I=1,1000
A(I,IY,IZ)=ABSVAL(I,IY,IZ)-A(IY,IZ)
DEL=DEL+ABSVAL(A)
STDEV(IY,IZ)=STDEV(IY,IZ)+DEL/SQ
PH=PHASE(I,IY,IZ)-PH(IY,IZ)
DEL=DEL+PH**2
34 STDEV(IY,IZ)=SQRT(DEL)
C COMPUTE VARIANCE OF AMPLITUDE
STVAR(IY,IZ)=STDEV(IY,IZ)**2
C COMPUTE STANDARD DEVIATION OF REL. FLUCT. (RELATIVE TO AVERAGE AMPL.)
SEMI(IY,IZ)=DEL/(DEL+DEL(IY,IZ))/A(IY,IZ)
C COMPUTE VARIANCE OF PHASE
STVAR(IY,IZ)=STDEV(IY,IZ)**2/NSJ3
C COMPUTE PHASE FLUCTUATION
29 STDEV(IY,IZ)=SQRT(STVAR(IY,IZ))
DEL=DEL+STDEV(IY,IZ)
136 FORMAT(1H1,' AMPLITUDE FLUCTUATION '//)
CALL WAUX(STDEV)
C
WRITE (6,911)

```

```

311 FORMAT(1H1,' PHASE FLUCTUATION '//)
CALL WAUX(STOVRH)
WRITE(6,1007)
1007 FORMAT(1H1,' CUMULATIVE APL. AND PHASE FLUCTUATION '//)
DO 1004 IZ=1,NIZ
  PHAC(IZ)=0.0
  PAAC(IZ)=0.0
DO 1005 IY=1,NY
  PHAC(IZ)=PHAC(IZ)+STOVRH(IY,IZ)
1005 PAAC(IZ)=PAAC(IZ)+STOVAR(IY,IZ)
  PHAC(IZ)=PHAC(IZ)/NMY
  PAAC(IZ)=PAAC(IZ)/NMY
1004 WRITE(6,1006) IZ, PHAC(IZ), PAAC(IZ)
1006 FORMAT(15,2F10.5)
C  COMPUTE CORRELATIONS ALONG THE VERTICAL AND HORIZONTAL AXES OF THE
C  RECEIVER GRID WITH RESPECT TO THE GENERAL CELL
C  VERTICAL CORRELATION(GAMVAV)
  PRCV=0.0
  WRITE(6,160)
160 FORMAT(1H1,' VERTICAL CORRELATION '//)
  DO 40 IZ=1,NIZ
    PRCV=0.0
  DO 40 IY=1,NMY
    PRCV=PRCV+(PA(IY,IZ)*PA(IY,IZ))
40 PRCV=PRCV/(NMY*(NIZ+1))
  GAMV(IZ)=PRCV/NSUB
  GAMVAV(IZ)=GAMV(IZ)/(SQRT(PRCV))
  GAMVAV(IZ)=ABS(GAMV(IZ))
18 WRITE(6,33) IZ,GAMVAV(IZ)
33 FORMAT(15,5F10.5)
C
C  HORIZONTAL CORRELATION(GAMHAV)
  WRITE(6,39)
39 FORMAT(1H1,' HORIZONTAL CORRELATION '//)
  DO 25 IY=1,NMY
    PRCV=0.0
  DO 26 IZ=1,NSUB
    PRCV=PRCV+(PA(IY,IZ)*PA(IY,IZ))
25 PRCV=PRCV/(NSUB*(NMY+1))
  GAMH(IY)=PRCV/NSUB
  GAMHAV(IY)=GAMH(IY)/(SQRT(PRCV))
  GAMHAV(IY)=ABS(GAMH(IY))
73 WRITE(6,33) IY,GAMHAV(IY)
330 FORMAT(15,5F10.5)
C
1008 CONTINUE
STOP
END

```

```

SUBROUTINE WAUX (V)
DIMENSION V(9,7),WRIT(9)
COMMON NNY,NNZ
DO 1 IZ=1,NNZ
J=NNZ-IZ+1
DO 2 IY=1,NNY
I=NNY-IY+1
2 WRIT(IY)=V(I,J)
1 WRITE(6,66) (WRIT(I),I=1,NNY)
66 FORMAT(9F10.5//)
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE WAUXII(V)
DIMENSION V(9,7),WRIT(9)
COMMON NNY,NNZ
DO 1 IZ=1,NNZ
J=NNZ-IZ+1
DO 2 IY=1,NNY
I=NNY-IY+1
2 WRIT(IY)=V(I,J)
1 WRITE(6,67) (WRIT(I),I=1,NNY)
67 FORMAT(9E14.7//)
RETURN
END

```

```

SUBROUTINE WAUXC (VV)
DIMENSION VV(9,7)
COMPLEX VV
COMMON NNY,NNZ
DO 800 IZ=1,NNZ
DO 800 IY=1,NNY
800 WRITE (6,140) IY,IZ,VV(IY,IZ)
140 FORMAT(2I5,2E16.7)
RETURN
END

```

REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

- (1). P. BECKMANN y A. SPIZZICHINO: "The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces" (MacMillan, New York, 1963).
- (2). Lord RAYLEIGH: "Theory of Sound" (Dover, New York, 1945).
- (3). H.W. MARSH: "Exact Solution of Wave Scattering by Irregular Surfaces". J. Acoust. Soc. Amer. 33, 330-333 (1961).
- (4). ---, M. SCHULKIN, y S.G. KNEALE, "Scattering of Underwater Sound by the Sea Surface" J. Acoust Soc. of Amer. 33, 334-340 (1961).
- (5). J.L. URETSKY: "Reflection of a Plane Sound Wave from a Sinusoidal Surface" J. Acoust, Soc. of Amer. 35, 1293-1294 (L), (1963).
- (6). ---, "The Scattering of Plane Waves from Periodic Surfaces" Ann. Phys (N.Y.) 33, 400-427 (1965).
- (7). C. ECKART: "The Scattering of Sound from the Sea Surface" J. Acoust. Soc. Amer. 25, 566-570 (1953).
- (8). B.F. KUR'YANOV: "The Scattering of Sound at a Rough Surface with Two Types of Irregularities" Sov. Phys. Acoust. 8, 252-257 (1963).
- (9). H.S. HAYRE y D.E. KAUFMAN: "Plane-Wave Scattering from a Rough Surface with Correlated Large and Small Scale Orders of Roughness" J. Acoust. Soc. of Amer. 38, 599-603 (1965).
- (10). C.W. HORTON y T. MUIR: "Theoretical Studies on the Scattering of Acoustics Waves from a Rough Surface" J. Acoust. Soc. Amer. 41, 627-634 (1967).

- (11). B.E. PARKINS: "Scattering from the Time Varing Surface of the Ocean" J. Acoust. Soc. of Amer. 42, 1262-1267 (1967).
- (12). ---: "Coherence of Acoustic Signals Reradiated from the Time-Varing Surface of the Ocean" J. Acous Soc. Amer. 45, 119-123 (1969).
- (13). C.W. HORTON: "A Review of Reverberation, Scattering and Echo Structure" Technical Report. University of Texas, ARL-TR-70-42. December 1970.
- (14). G.R. GARRISON, S.R. MURPHY y D.S. PLOTTER: "Measurements of the Backscattering of Underwater Sound from the Sea Surface". J. Acoust. Soc. Amer. 32, 104-111 (1960).
- (15). R.J. URICK y R.M. HOOVER: "Backscattering of Sound from the Sea Surface: Its Measurements, Causes, and Application to the Prediction of Reverberation Levels" J. Acoust. Soc. Amer. 28, 1038-1042 (1956).
- (16). E.O. LA CASCE y P. TAMRKIN: "Underwater Sound Reflections from a Corrugated Surface" J. Appl. Phys. 27, 138-148 (1956).
- (17). C.W. HORTON, S.K. MITCHELL y G.R. BARNARD: "Model Studies on the Scattering of Acoustics Waves from a Rough Surface" J. Acoust. Soc. Amer. 41, 635-643 (1967).
- (18). E.P. GULIN: "Amplitude and Phase Fluctuations of a Sound Wave Reflected from a Statistically Uneven Surface" Soc. Phys. Acoust, 8, 135-140 (1962).
- (19). ---: "The Correlation of Amplitude and Phase Fluctuations in Sound Waves Reflected from a Statistically Rough Surface" Sov. Phys. Acoust. 8, 335-339 (1963).

- (20). C. CLAY y H. MEDWIN: "Dependence of Spatial and Temporal Correlation of Forward Scattered underwater Sound on the Surface Statistics" I Theory. J. Acoust. Soc. Amer. 47, 1412-1417 (1970).
- (21). D.R. MELTON y C.W. HORTON: "Importance of the Fresnel Correction in Scattering from a Rough Surface. I. Phase and Amplitude Fluctuations" J. Acoust. Soc. Amer. 47, 290-298 (1970).
- (22). C.W. HORTON y D.R. MELTON: "Importance of the Fresnel Correction in Scattering from a Rough Surface, II scattering Coefficient" J. Acoust. Soc. Amer. 47, 299-303 (1970).
- (23). E.P. GULIN y K.I. MALYSHEV: "Experiments in the spatial Correlation of the Amplitude and Phase Fluctuation of Acoustics Signals Reflected from a Rough Ocean Surface" Sov. Phys, Acoust. 10, 365-368 (1965).
- (24). E.P. GULIN y K.I. MALISHEV: "Statistical Characteristics of Sound Signals Reflected from the Undulating Sea Surface" Sov. Phys. Acoust. 8, 228-234 (1963).
- (25). E.P. GULIN: "Certain Correlation Relations for the Reflection of a Sound Wave from a Statistically Rough Surface". Radifizika. 6, 6, 1144-1154 (1963).
- (26). M.V. BROWN: "Intensity Fluctuations in Reflections from the Ocean Surface" J. Acoust. Soc. Amer. 46, 196-204 (1969).
- (27). H. MEDWIN y C.S. CLAY: "Dependence of Spatial and Temporal Correlation of Forward Scattered Underwater Sound on the Surface Statistics" II-Experiment J. Acoust. Soc. Amer. 47, 1419-1429 (1970).

- (28). D. MINTZER (L). J. Acoust. Soc. Amer. 25, 1015 (1953).
- (29). L.J. LEWIS; D.K. REYNELS; F.R. BERGSETH and F.J. ALEXANDRO:
 "Linear Systems Analysis" (McGraw Hill, N.Y., 1969).
- (30). J.CHASE; L.J. COTE; W. MARKS; E. MEHR; W.J. PIERSON; F.G.
 RONNE; G. STEPHENSON; R.C. VETTER y R.G. WALDEN:
 "The Directional Spectrum of a Wind Generated sea as
 Determined from Data Obtained by the Stereo Wave
 Observation Project". N.Y.U. Dept. of Meteorol. and
 Oceanog. Tech Rep. (1957).
- (31). J.NOVARINI y J. W. CARUTHERS: "The Degree of Coherence of
 Acoustic Signals Scattered at Randomly Rough Surfaces
 A. Acoust Soc. of Amer., 1972 (en prensa).
- (32). J.W. CARUTHERS y J. C. NOVARINI: "Numerical Modeling of
 Randomly Rough Surfaces". Reporte técnico del Office
 of Naval Research (U.S.A.). Referencia 71-13-T.,
 1971.

AGRADECIMIENTOS

Quiero expresar mi agradecimiento en primer lugar al Dr. Jerald W. Caruthers de la Texas A&University (U.S.A.) no sólo por la dirección de este trabajo sino también por la permanente atención que brindó al mismo y por las innumerables horas que dedicó a mis consultas y discusiones sobre el tema.

Agradezco también al Servicio Naval de Investigación y Desarrollo (SENID) de la Armada Argentina por otorgarme la beca que posibilitó mi estadía en EE.UU. durante la cual realicé la presente tesis, y al Servicio de Hidrografía Naval por su constante apoyo durante la misma.

Quiero finalmente agradecer muy en especial a mi esposa quién me alentó permanentemente durante todos mis estudios y quién me ayudó en la redacción del manuscrito, y al Sr. A. ROA por el empeño y prolijidad con que realizó todo trabajo.