

## Capítulo 7

### Ondas gravitatorias

En este capítulo se discuten las ondas gravitatorias observadas en los datos. Primero se discute el método de detección de ondas. Luego se presentan los resultados comparándolos con los modelos teóricos más recientes y con otras mediciones. Finalmente se aborda el tema de las pendientes espectrales.

#### 7.1 - Método de detección de ondas gravitatorias.

Al igual que para la marea semidiurna, la base de este método es la búsqueda de coincidencias espectrales entre intensidades y temperaturas. Se asume que el campo de ondas gravitatorias se puede descomponer en un número discreto de ondas monocromáticas, generando cada una oscilaciones sinusoidales en las intensidades y las temperaturas, con el mismo período.

A diferencia de las mareas, se desconoce el período intrínseco de estas ondas, a causa del efecto Doppler y de la falta de mediciones directas de vientos. Si bien algunas ondas individuales pueden aparecer muy corridas en frecuencia por este efecto, se asumirá en este trabajo que estos grandes corrimientos son poco frecuentes. Esta asunción es razonable al considerar que los vientos fuertes (comparables con la velocidad de propagación horizontal de onda) conducen al rompimiento de ondas [Lindzen, 1985]. También el número de casos observados con grandes corrimientos Doppler está limitado por la variación como  $\omega^{-2}$  de la potencia espectral y además por la mayor velocidad de fase horizontal para los bajos períodos (a través de la relación dada por Dewan [1994]). También es razonable esperar que las ondas se propaguen en cualquier dirección con respecto a los vientos, así que los corrimientos Doppler pueden tomar ambos signos con respecto a la frecuencia intrínseca. Por eso, hay una cancelación aproximada en los promedios estadísticos de estos corrimientos. Se asume, entonces, que los espectros en función de la frecuencia observada pueden servir para caracterizar en promedio los espectros en función de la frecuencia intrínseca.

Para minimizar los efectos de la no estacionaridad de las ondas, se dividen los datos en bloques de 3 horas (y no de la noche entera como en el caso del estudio de la marea). Para mejorar la detección de ondas, se eligió un "espaciado" entre bloques de una hora y media, o sea, con un solapamiento. Bloques incompletos son utilizados para este análisis si contienen al menos 2.5 horas de datos.

Debido a que las ondas tienen amplitudes del mismo orden que el ruido y para eliminar la mayor cantidad posible de casos ruidosos, también se rechazan los bloques con menos de 30 datos por hora, lo que significa que, si el bloque dura 3 horas, no pueden faltar más de 6 datos de los 96 posibles.

A cada uno de los bloques de datos se aplica el método de análisis espectral iterativo descrito en el capítulo 4. Después de algunas pruebas, se decidió limitar la cantidad de picos espectrales por bloque al 15% de los datos del mismo (entre 11 y 14 picos). Como límite adicional, la iteración es abortada cuando los picos no alcanzan una amplitud de 20 unidades relativas para las intensidades, ó de 1K para las temperaturas, aunque ésto rara vez ocurre.

A partir de los espectros se buscan todas las coincidencias espectrales entre intensidades y temperaturas. Para restringir las coincidencias aleatorias (por ruido) se utiliza como máximo factor de tolerancia (ver capítulo 4)  $Q_{\max} = 1$ , en vez de  $Q_{\max} = 3$  utilizado para la marea. Con eso, no sólo se reduce la tasa de coincidencias "ruidosas", sino que evita las coincidencias múltiples (o sea, que un pico en un espectro coincida con dos o más del otro espectro).

Un aspecto importante en el contexto de los espectros es el correcto uso de las intensidades de banda. En el capítulo 2 se ha descrito el método para obtener las intensidad de banda,  $I_b$ , como función de la intensidad medida,  $I_m$  (que es una intensidad parcial de banda), y de la temperatura rotacional,  $T$ . Según la ec. (2.18)

$$I_b = I_m / R(T) \quad (7.1)$$

donde  $R(T)$  es una función monotónicamente creciente de  $T$ . Esto crea un acoplamiento entre las oscilaciones de temperaturas e intensidades de banda. A una dada  $I_m$ , una oscilación sinusoidal en las temperaturas genera una oscilación sinusoidal en  $I_b$

de igual frecuencia y en contrafase. Por supuesto, este acoplamiento no distingue entre oscilaciones debidas a ondas y oscilaciones ruidosas, lo cual crearía coincidencias espectrales entre temperaturas e intensidades de banda causadas por el ruido.

Este problema no surge en el caso de las mareas, donde el uso directo de las intensidades de banda es adecuado, dado que las amplitudes de los fenómenos estudiados son mucho mayores al ruido de los datos y, por consiguiente, las coincidencias no pueden ser aleatorias. Para el análisis del presente capítulo es necesario hacer un tratamiento diferente que evite el acoplamiento mencionado, pues las ondas gravitatorias y el ruido tienen amplitudes del mismo orden. Para eso se parte de los espectros de las *intensidades medidas*. Recién después de haber encontrado los picos coincidentes, se hace la transformación a las amplitudes y fases correspondientes de las intensidades de banda, como sigue.

Definamos  $A_T$  y  $\phi_T$  como la amplitud y fase de un pico coincidente en el espectro de temperatura con otro pico en el espectro de intensidades medidas, cuya amplitud y fase son  $A_m$  y  $\phi_m$  respectivamente.  $\langle T \rangle$  e  $\langle I_m \rangle$  son los promedios de temperaturas e intensidades medidas del bloque de datos. Se trata de encontrar los valores  $A_b$  y  $\phi_b$  de amplitud y fase para la correspondiente oscilación en las intensidades de banda. La oscilación de  $I_m$  tiene dos contribuciones: la debida a la onda en las intensidades de banda y la debida al efecto de oscilación en las temperaturas. Consideremos la amplitud en intensidades de banda,  $A'_b$ , que contiene las mismas dos contribuciones, o sea

$$A'_b \cos(\omega t + \phi_m) = A_b \cos(\omega t + \phi_b) - A''_b \cos(\omega t + \phi_T) \quad (7.2)$$

donde  $A''_b$  es la amplitud de las intensidades de banda producida por la oscilación de las temperaturas. El signo negativo en el segundo miembro de (7.2) toma en cuenta que el acoplamiento entre intensidades de banda y temperaturas es de anticorrelación.

La amplitud  $A'_b$  puede ser aproximada, usando ec. (7.1), como

$$A'_b = A_m / R(\langle T \rangle) \quad (7.3)$$

y  $A''_b$ , por la mitad de la variación pico-a-pico en intensidades de banda causada por

la oscilación de las temperaturas

$$A''_b = \langle I_m \rangle \{ 1/R(\langle T \rangle - A_T) - 1/R(\langle T \rangle + A_T) \} / 2 \quad (7.4)$$

De (7.2) se obtienen  $A_b$  y  $\varphi_b$  mediante la relaciones vectoriales

$$A_b = \{ A'_b{}^2 + A''_b{}^2 + 2A'_b A''_b \cos(\varphi_m - \varphi_T) \}^{1/2} \quad (7.5)$$

y

$$\varphi_b = \varphi_T + \arctan \{ A'_b \sin(\varphi_m - \varphi_T) / (A''_b + A'_b \cos(\varphi_m - \varphi_T)) \} \quad (7.6)$$

Finalmente, el promedio de los datos de intensidades de banda se aproxima por

$$\langle I_b \rangle = \langle I_m \rangle / R(\langle T \rangle) \quad (7.7)$$

Las ecuaciones (7.3-7) permiten hallar las amplitudes y fases para calcular  $\eta$  a partir de las intensidades medidas.

Como ilustración del efecto de este procedimiento, se muestran en la figura 7.1 los histogramas de la fase de  $\eta$  de la campaña en El Leoncito de 1987, usando directamente los espectros de intensidades de banda (arriba) y a partir de los espectros de intensidades medidas, como recién explicado (abajo). Como es de esperar, hay una mayor cantidad de coincidencias cuando se utilizan directamente las intensidades de banda (especialmente en el caso del  $O_2$ , con 247 coincidencias versus 186), pero muchas son artificialmente generadas por el acoplamiento con el ruido de las temperaturas. Además, las formas de las distribuciones son completamente distintas. En la parte superior se ven distribuciones casi isotrópicas, si bien con una mayor acumulación de casos hacia los  $180^\circ$ , consecuencia del acoplamiento. En contraste, en la parte inferior de la figura, la ausencia de casos en ciertos rangos de fase, especialmente en la región de  $180^\circ$ , muestra claramente como este método reduce los efectos del ruido. Si las coincidencias fueran aleatorias, se esperaría una distribución uniforme en las fases entre  $-180^\circ$  y  $180^\circ$ .

Para demostrar que la distribución recién mostrada no es un artefacto de la corrección a intensidades de banda (ec. 7.6), se muestra la figura 7.2, donde se ven cuales son las distribuciones de fases de  $\eta$  antes de dicha corrección. Aunque más

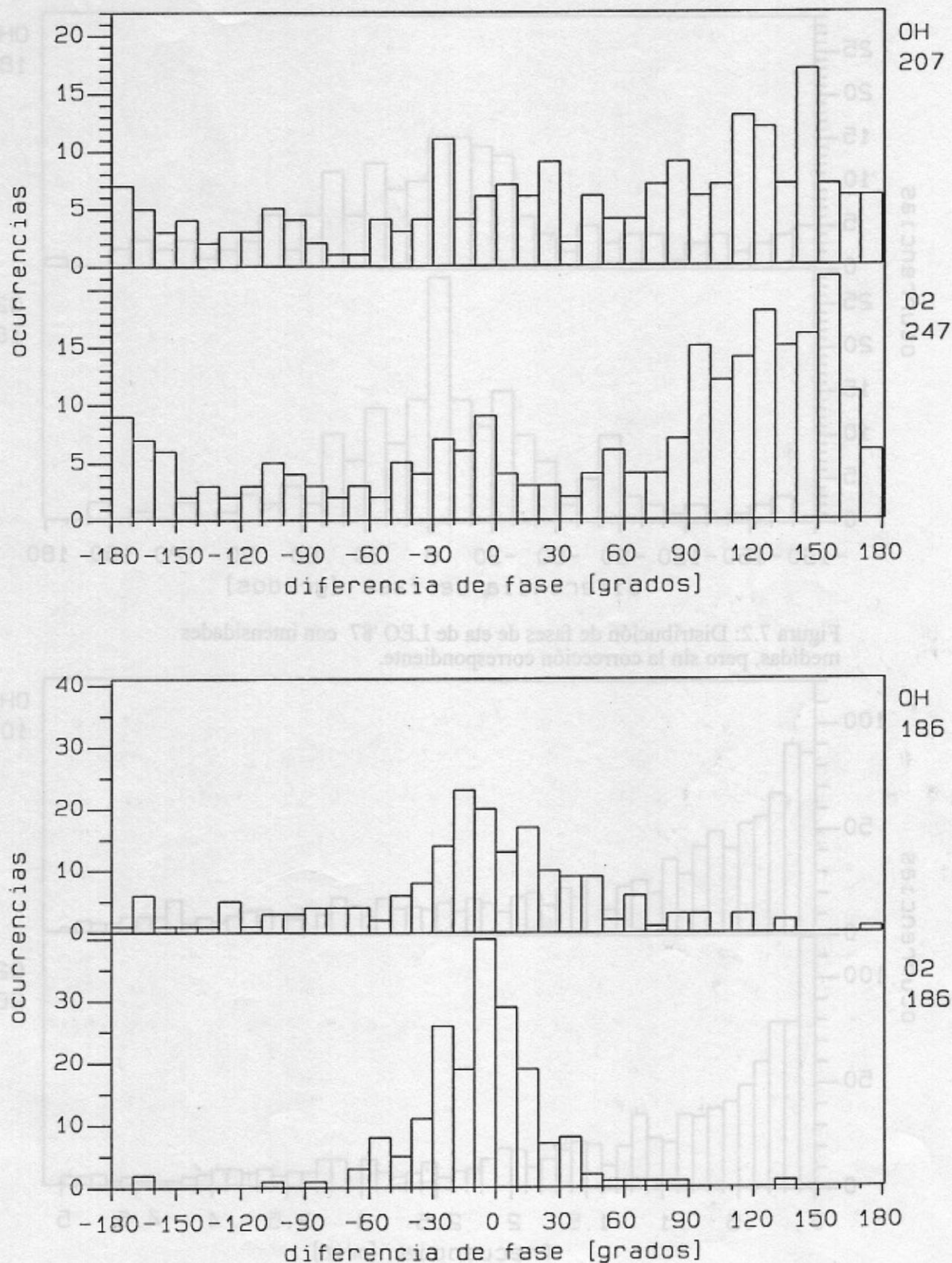


Figura 7.1: Distribución de las fases de eta para la campaña LEO'87 usando directamente los espectros de intensidades de banda (arriba) ó partiendo de los espectros de intensidades medidas (abajo).

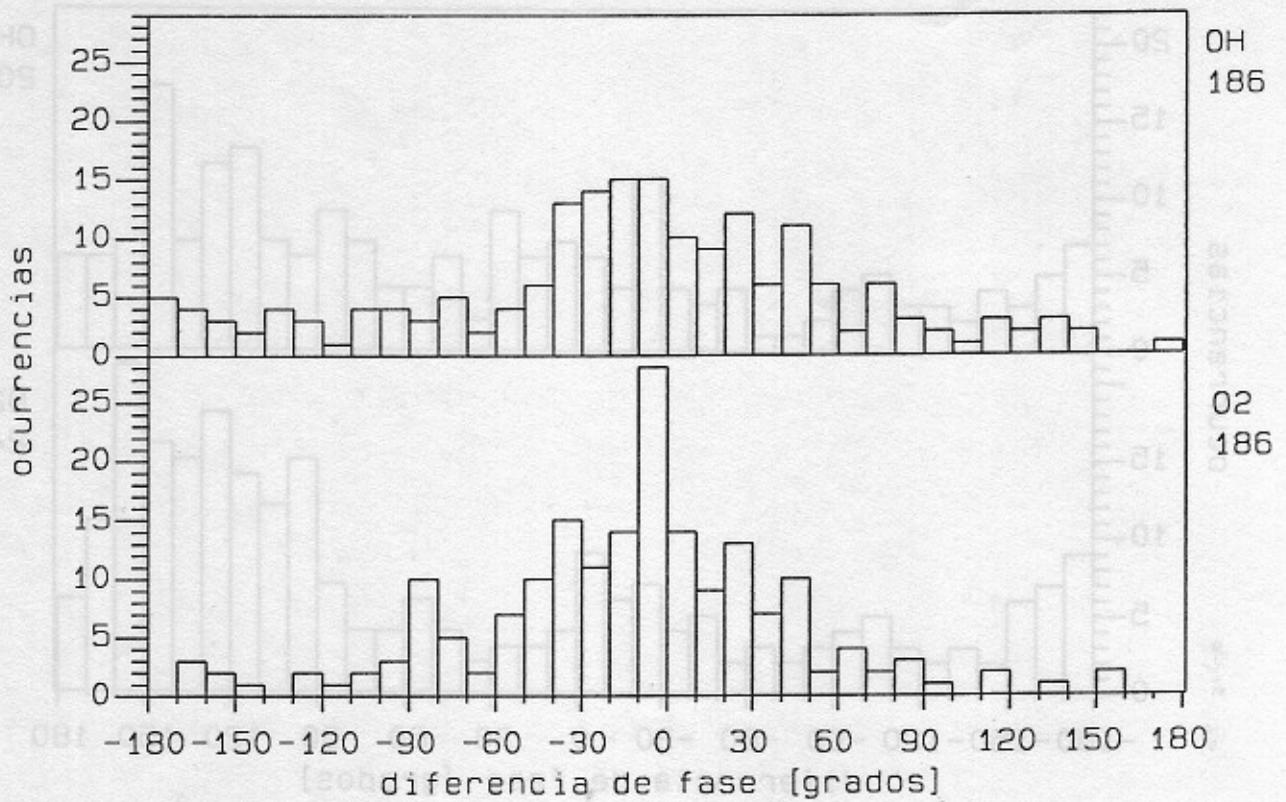


Figura 7.2: Distribución de fases de eta de LEO '87 con intensidades medidas, pero sin la corrección correspondiente.

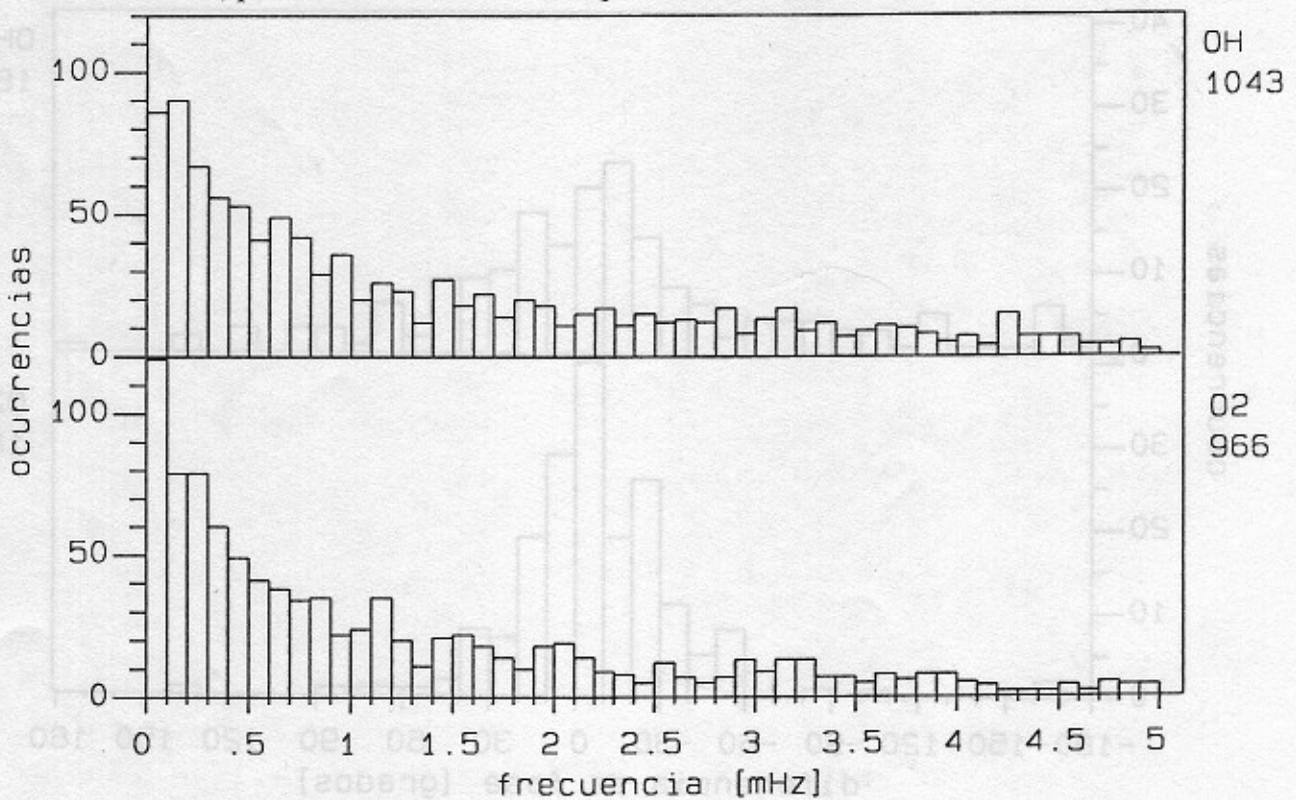


Figura 7.3: Distribución de número de coincidencias en función de la frecuencia para todas las campañas.

ancha, la forma de estas distribuciones sigue siendo estructurada, con un claro predominio de casos entre  $-90^\circ$  y  $90^\circ$ .

Además, esta distribución permite estimar una cota máxima de casos aleatorios. Sólo 6 casos del  $O_2$  y 14 del OH tienen fases entre  $90^\circ$  y  $180^\circ$ . Suponiendo que todos estos casos correspondan sólo al ruido, que seguramente es una exageración, se puede estimar el porcentaje del mismo, obteniéndose así una cota superior del 13% para el  $O_2$  y del 30% para el OH. En realidad, el nivel de ruido en ambas bandas debería ser similar, por lo cual el exceso estimado para el OH puede ser debido a la más ancha distribución real de las fases (como se discute más abajo). De esto se concluye que el ruido no abarca más del 15% o tal vez el 20% del total de coincidencias, para ambas bandas, y no repercute sustancialmente en los resultados que se discuten en este capítulo.

También se puede descartar que, por razones metodológicas, haya un acoplamiento espectral en el sentido inverso, es decir, que una oscilación en las intensidades genere otra de igual frecuencia en las temperaturas. Ya el uso del coeficiente de Shagaev (ver capítulo 2) que es un cociente de diferencias de intensidades evita este problema. Un incremento aleatorio en sumas de intensidades medidas no implica *a priori* un incremento (o decremento) de este coeficiente y por consiguiente de la temperatura. Pero también se ve *empíricamente* que en las fuertes oscilaciones lentas de las series temporales de datos no hay indicios de correlación: en general, una variación de las intensidades no implica una variación simultánea en las temperaturas. Como ejemplo están los resultados de la marea semidiurna donde, en promedio, la fase de temperaturas precede a la de intensidades en más de una hora para el  $O_2$  y en más de dos horas para el OH.

## 7.2 - Resultados de ondas gravitatorias.

### 7.2.1 - Cantidad de ondas encontradas.

La cantidad de bloques de datos utilizados, para ambas capas de emisión, se muestran en la tabla 7.1, separado por campaña, y para el total. Se indican, además, la cantidad de coincidencias observadas, la esperanza de cantidad de coincidencias aleatorias calculadas según la ec. (4.16), y la razón entre la cantidad de coincidencias y

la esperanza. Como ya se mencionó en la parte anterior, se utiliza como máximo factor de tolerancia,  $Q_{\max} = 1$ , pero, a modo comparativo, también se dan los valores para  $Q_{\max} = 3$ . Se muestra, además, el porcentaje de coincidencias múltiples (para  $Q_{\max} = 1$  prácticamente no hay coincidencias múltiples).

Tabla 7.1: Cantidad de bloques de datos para cada una de las campañas y para el total de los datos. Cantidad de coincidencias, esperanza de coincidencias aleatorias según ec. (4.16) y razón del número de coincidencias sobre esperanza, usando como máximos factores de tolerancia  $Q_{\max} = 1$  y  $Q_{\max} = 3$ . Para  $Q_{\max} = 3$ , se incluye el porcentaje de coincidencias múltiples.

(a) $O_2$	1º LEO'86	2º LEO'86	LEO'87	ARE'90	LEO'92	TOTAL
Nº de bloques	184	119	160	296	93	852
$Q_{\max} = 1$						
Nº coincidencias	180	112	186	374	118	970
Esperanza	156	88	139	234	86	703
Nº coinc./esperanza	1.15	1.27	1.34	1.60	1.37	1.38
$Q_{\max} = 3$						
Nº coincidencias	507	298	474	946	334	2559
Esperanza	468	265	417	701	258	2108
Nº coinc./esperanza	1.08	1.12	1.14	1.35	1.30	1.21
Coinc. múltiples (%)	12.03	11.41	12.65	15.43	17.07	13.99
(b) OH	1º LEO'86	2º LEO'86	LEO'87	ARE'90	LEO'92	TOTAL
Nº de bloques	184	119	160	296	93	852
$Q_{\max} = 1$						
Nº coincidencias	250	152	186	351	109	1048
Esperanza	183	108	142	253	71	757
Nº coinc./esperanza	1.37	1.41	1.31	1.39	1.53	1.38
$Q_{\max} = 3$						
Nº coincidencias	617	357	491	892	257	2614
Esperanza	548	324	425	760	214	2271
Nº coinc./esperanza	1.13	1.10	1.15	1.17	1.20	1.15
Coinc. múltiples (%)	15.07	13.17	13.03	13.00	14.40	13.66

En todos los casos, la cantidad de coincidencias observadas excede la esperanza de coincidencias aleatorias. Este exceso, para el total de las campañas, es del 38% en ambas capas. Suponiendo que las coincidencias aleatorias tienen una distribución

gaussiana con valor medio igual a la esperanza y desviación estándar,  $\sigma$ , igual a la raíz cuadrada de la esperanza, la cantidad de coincidencias halladas supera en más de  $10\sigma$  al valor medio. Este resultado significa que sólo pocas coincidencias pueden ser originadas por ruido. Esto es consistente con el bajo porcentaje de ruido ya deducido a partir de la distribución no uniforme de las fases de  $\eta$ .

El deterioro en la razón coincidencias/esperanza para  $\varphi_{\max} = 3$  se debe, esencialmente, a las coincidencias múltiples, como efectos del ruido.

Para el caso del  $O_2$ , la más alta razón de coincidencias se tiene en la campaña de ARE (1.60), que puede estar vinculado con las altas intensidades registradas (ver tabla 3.2) y su resultante reducción en el ruido estadístico de las temperaturas. Por lo contrario, las razones más bajas ocurren en las campañas en LEO de 1986, donde se utilizó el esquema de medición que conduce mayor error estadístico.

Para el caso del OH, en cambio, esta razón varía poco entre las distintas campañas, incluyendo las campañas de 1986, tal vez debido a las altas intensidades ó, eventualmente, una mayor actividad de ondas.

La cantidad de coincidencias en función de la frecuencia se muestra en la figura 7.3 (pag. 88). Para ambas capas, estos histogramas son decrecientes con la frecuencia. Aproximadamente un tercio de los casos corresponde a frecuencias menores a 0.5mHz (períodos mayores a 2000s) y, la mitad de los casos, hasta 1mHz. Este comportamiento parece razonable, ya que la densidad de potencia espectral (y entonces las amplitudes) de los espectros de ondas gravitatorias son decrecientes con la frecuencia. Dado que el método utilizado selecciona los picos de mayor amplitud, por lo dicho, está seleccionando los picos de menor frecuencia, explicándose así la mayor tasa de coincidencias en este rango espectral.

### 7.2.2 - Características generales del $\eta$ de Krassovsky

Los histogramas de ocurrencias de  $|\eta|$  para el total de los datos, se muestran en la figura 7.4. Hay pocos casos con  $|\eta| > 10$  (4% para el  $O_2$  y 3.3% para el OH; la mayoría corresponde a períodos mayores de 10000s). El aspecto más notable es la gran acumulación de casos en valores bajos de  $|\eta|$ . Un 54% de los casos del  $O_2$  ocurren en el rango de  $|\eta|$  entre 1.5 y 3 y un 60% de los casos del OH, entre 1 y 2.5. El promedio

vectorial es  $2.56 (\pm 0.06)$  para el  $O_2$  y  $1.65 (\pm 0.06)$  para el OH. Las desviaciones estándar son de 1.7 para ambas capas. Estos resultados difieren sustancialmente de los encontrados para la marea semidiurna donde el promedio es aproximadamente 5 y la distribución es más dispersa.

En la figura 7.5 se muestran los histogramas de ocurrencias de la fase de  $\eta$ . Como ya se ha visto para la campaña de 1987 sola, las distribuciones son de formas aproximadamente gaussianas con el centro en valores ligeramente negativos, y con un ancho mayor para el OH. El promedio de las fases es  $-5.6^\circ (\pm 1.2^\circ)$  para el  $O_2$ , y  $-7.4^\circ (\pm 1.9^\circ)$  para el OH., y las desviaciones estándar son  $36^\circ$  y  $59^\circ$ , respectivamente.

Para una mejor visualización de lo recién mencionado se muestran en el plano complejo los valores de  $\eta$  (figura 7.6). Cada marca en los ejes corresponde a una unidad de  $\eta$ . Para las dos capas, hay una gran preponderancia de casos en el primer y cuarto cuadrante. Dentro de una difusa nube de puntos debida esencialmente a ondas con períodos de más de 1000s, resaltan visualmente zonas de mayor concentración de puntos en forma de "media lunas", o dicho de otro modo, aproximadamente esféricas con el centro cerca del eje real positivo, pero encerrando una región de muy baja densidad, a la izquierda del centro. Esto se ve más claramente en la figura 7.7, similar a la figura 7.6 pero usando  $Q_{\max} = 3$ , para tener mayor cantidad de casos. En el  $O_2$ , la zona de mayor concentración tiene un radio de uno alrededor de  $\eta \cong 2$ , con el "hueco" mencionado de radio 0.5 centrado en  $\eta \cong 1.5$ . En el caso del OH, la zona, alrededor de  $\eta \cong 1$ , tiene un radio un poco mayor (1.5), y el hueco es centrado en  $\eta \cong 0.5$ . La existencia de los huecos puede ser un efecto de seleccionamiento del siguiente modo: el umbral de detección de las bajas amplitudes en las intensidades medidas impide la observación de muy bajos valores de  $|\eta|$ , si  $\eta$  se calculara sin hacer las correcciones a intensidades de banda, generándose así un hueco alrededor del punto cero. Al hacer la corrección, este hueco se desplaza hacia la derecha. Un problema con esta explicación es la dificultad de comprender la diferente ubicación de los huecos para las dos capas. Por otra parte, parece difícil que los huecos sean una característica real del campo de ondas. Además, los modelos actuales no los predicen.

### 7.2.3 - Distribución de longitudes de onda verticales y sentido de propagación.

Al igual que en el caso del estudio de la marea, es posible determinar la distribución de las longitudes de onda verticales, mediante la ecuación (5.4). Si bien es-

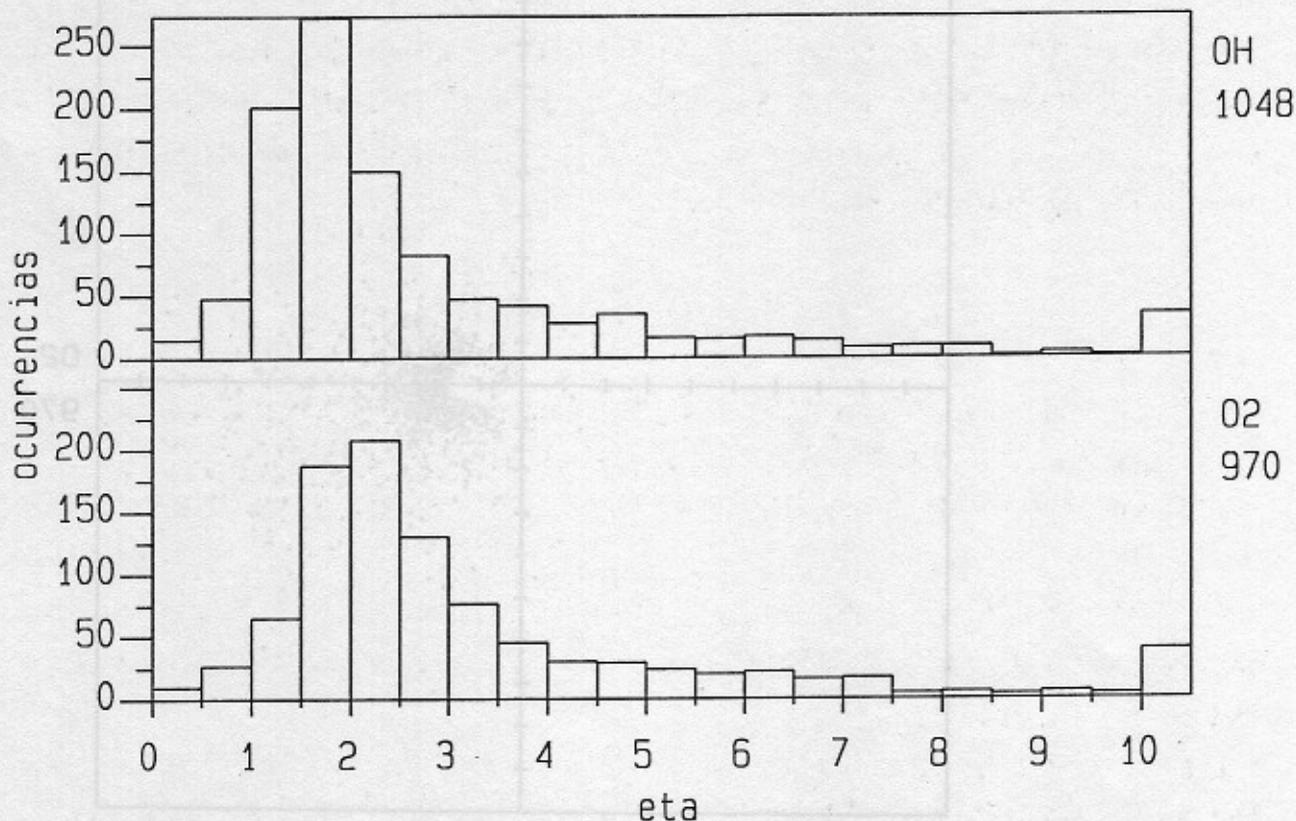


Figura 7.4: Histograma del módulo de eta para todas las campañas. Las barras en el extremo derecho, dan la cantidad de casos con módulo mayor a 10.

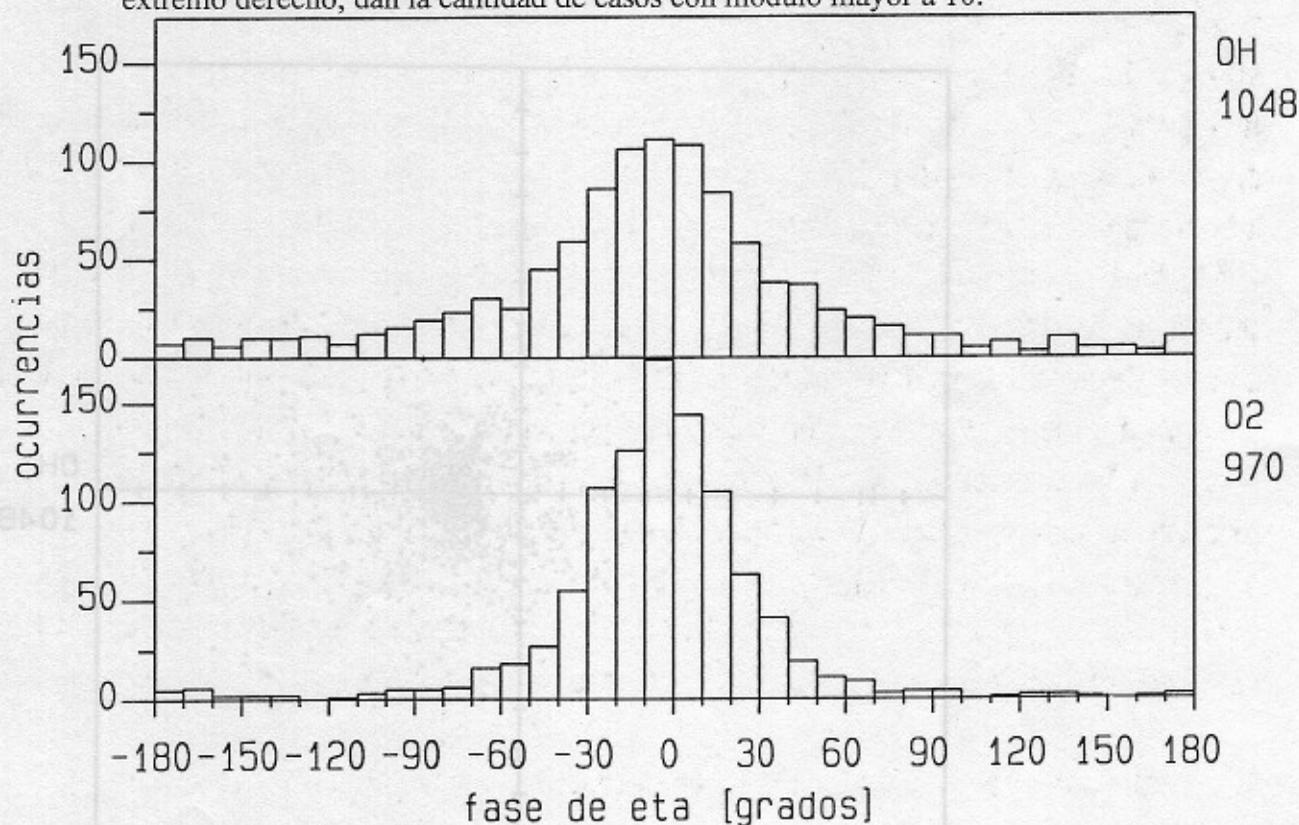


Figura 7.5: Histograma de fases de eta para todas las campañas.

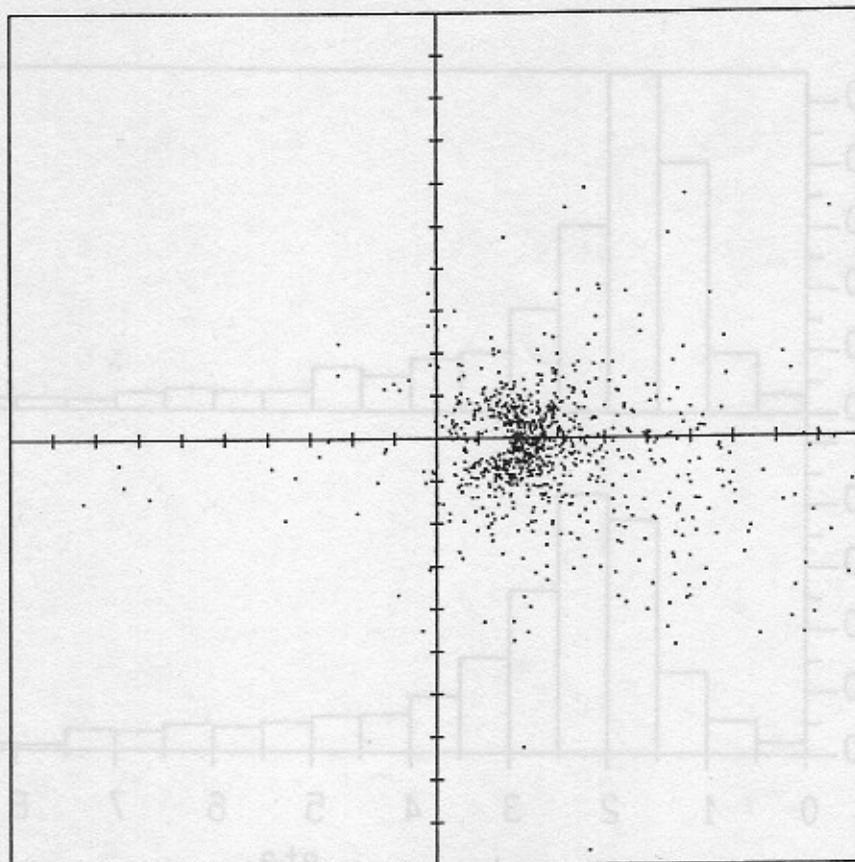


Figura 7.4: Histograma del módulo de  $\eta$  para todas las campañas. Las barras en el extremo derecho, dan la cantidad de casos con módulo mayor a 10.

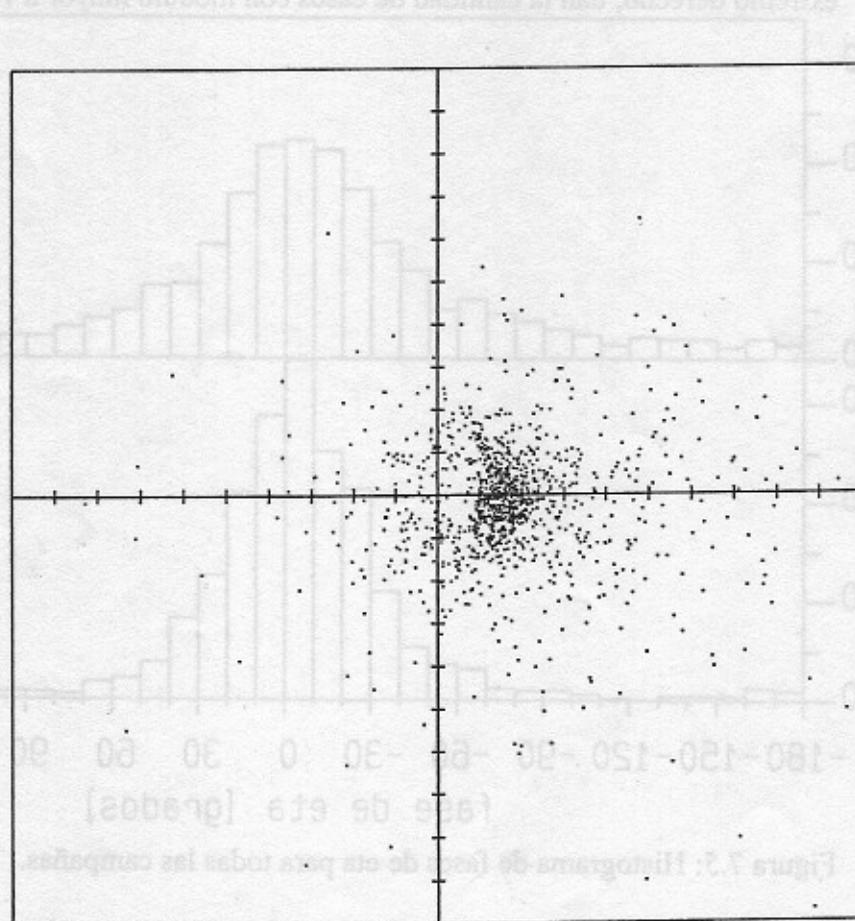
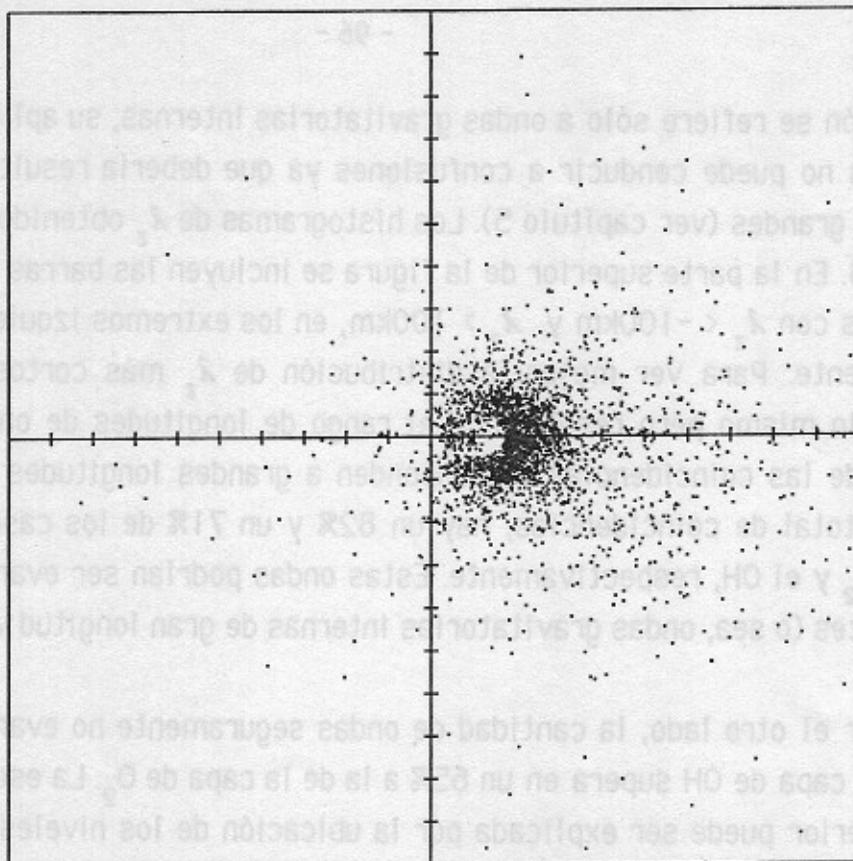
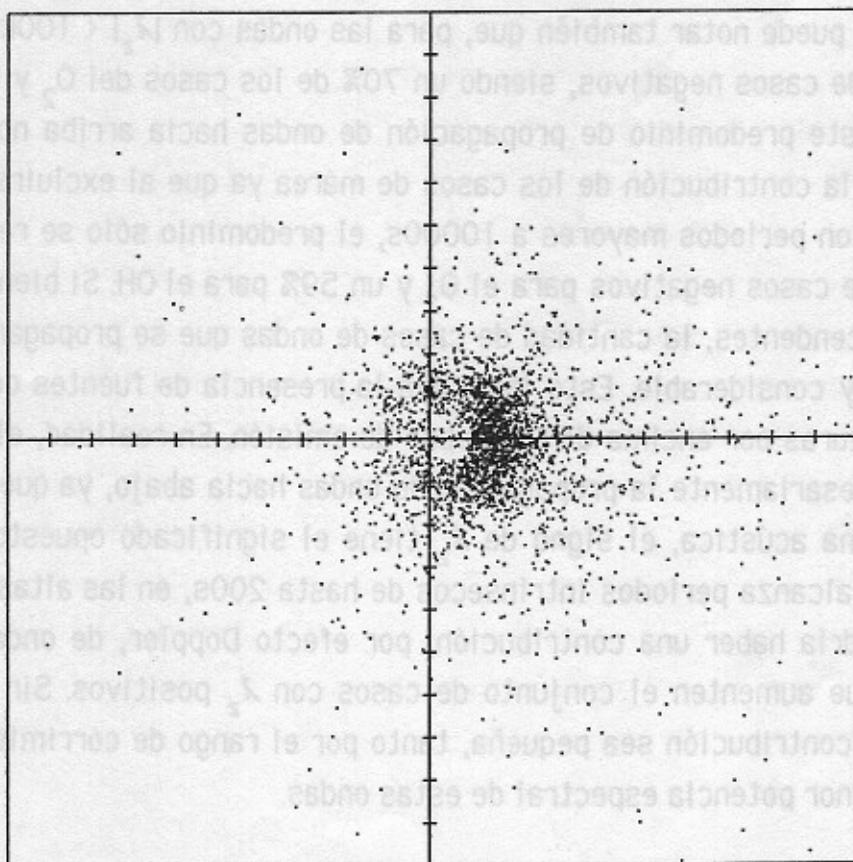


Figura 7.6: Valores de  $\eta$  en el plano complejo para todas las campañas y  $Q_{max}=1$ .

Figura 7.6: Valores de  $\eta$  en el plano complejo para todas las campañas y  $Q_{max}=1$ .



02  
2559



OH  
2614

Figura 7.7: Idem figura anterior pero con  $Q_{max}=3$ .

ta ecuación se refiere sólo a ondas gravitatorias internas, su aplicación a ondas evanescentes no puede conducir a confusiones ya que debería resultar en longitudes de onda muy grandes (ver capítulo 5). Los histogramas de  $\lambda_2$  obtenidos se muestran en la figura 7.8. En la parte superior de la figura se incluyen las barras de coincidencias acumuladas con  $\lambda_2 < -100\text{km}$  y  $\lambda_2 > 100\text{km}$ , en los extremos izquierdo y derecho, respectivamente. Para ver mejor la distribución de  $\lambda_2$  más cortos, la parte inferior muestra lo mismo pero resolviendo el rango de longitudes de onda  $|\lambda_2| < 200\text{km}$ . La mayoría de las coincidencias corresponden a grandes longitudes de onda verticales: sobre el total de coincidencias, hay un 82% y un 71% de los casos con  $|\lambda_2| > 100\text{km}$  para el  $O_2$  y el OH, respectivamente. Estas ondas podrían ser evanescentes ó cuasievanescentes (o sea, ondas gravitatorias internas de gran longitud vertical).

Por el otro lado, la cantidad de ondas seguramente no evanescentes, observadas en la capa de OH supera en un 65% a la de la capa de  $O_2$ . La escasez de casos en la capa superior puede ser explicada por la ubicación de los niveles de rompimiento de onda ("wave breaking") entre ambas capas, tal como sugieren los resultados del modelo de García y Solomon [1985].

Se puede notar también que, para las ondas con  $|\lambda_2| < 100\text{km}$  hay un claro predominio de casos negativos, siendo un 70% de los casos del  $O_2$  y un 61% de los casos del OH. Este predominio de propagación de ondas hacia arriba no es exclusivamente debido a la contribución de los casos de marea ya que al excluirse todas las coincidencias con períodos mayores a 10000s, el predominio sólo se reduce un poco, dando un 66% de casos negativos para el  $O_2$  y un 59% para el OH. Si bien hay una mayoría de ondas ascendentes, la cantidad de casos de ondas que se propagan hacia abajo es todavía muy considerable. Esto indicaría la presencia de fuentes de ondas, o reflexiones, a alturas por encima de las capas de emisión. En realidad, el  $\lambda_2$  positivo no implica necesariamente la propagación de ondas hacia abajo, ya que en el caso de ondas de la rama acústica, el signo de  $\lambda_2$  tiene el significado opuesto. Dado que la rama acústica alcanza períodos intrínsecos de hasta 200s, en las altas frecuencias observadas podría haber una contribución, por efecto Doppler, de ondas acústicas ascendentes que aumenten el conjunto de casos con  $\lambda_2$  positivos. Sin embargo, se espera que esta contribución sea pequeña, tanto por el rango de corrimientos Doppler, como por la menor potencia espectral de estas ondas.

Las ondas que se propagan hacia abajo aparecen con un mayor porcentaje en la

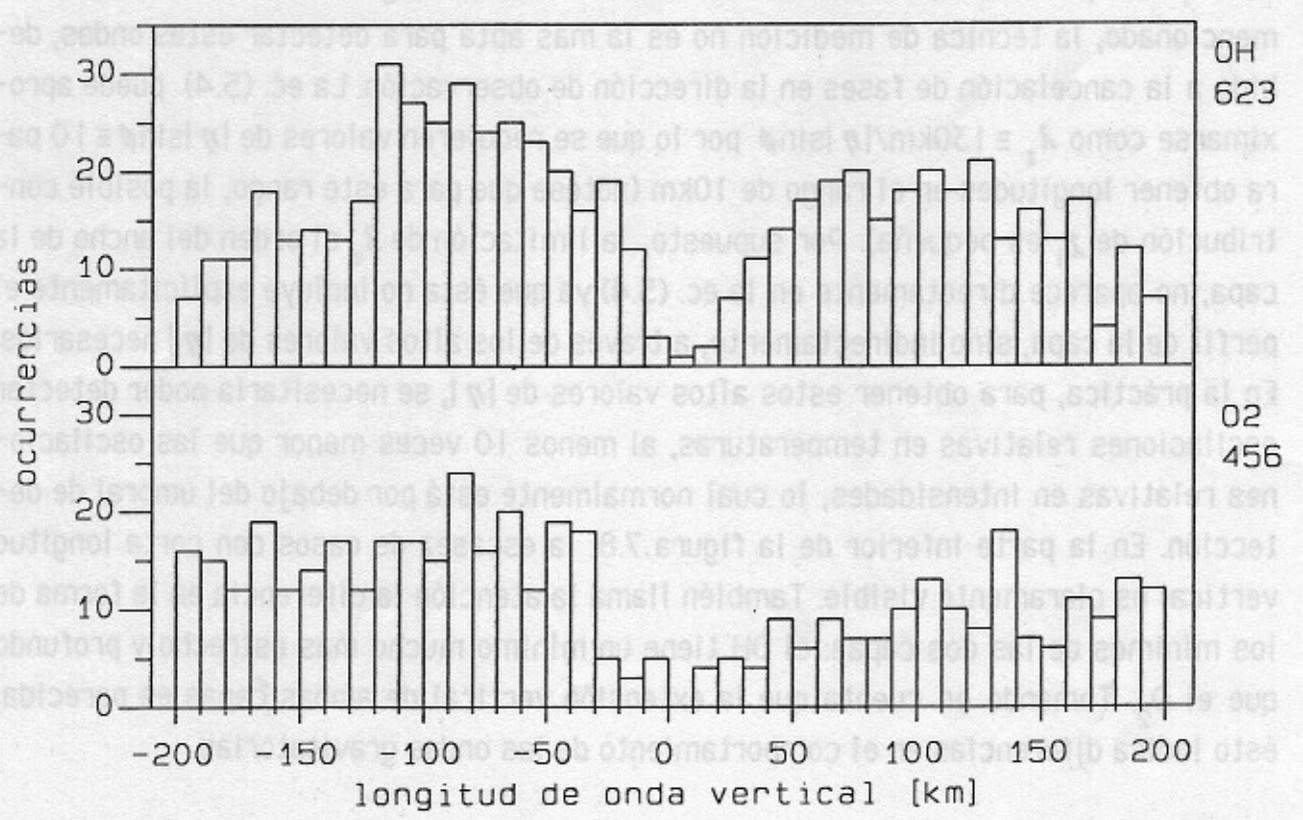
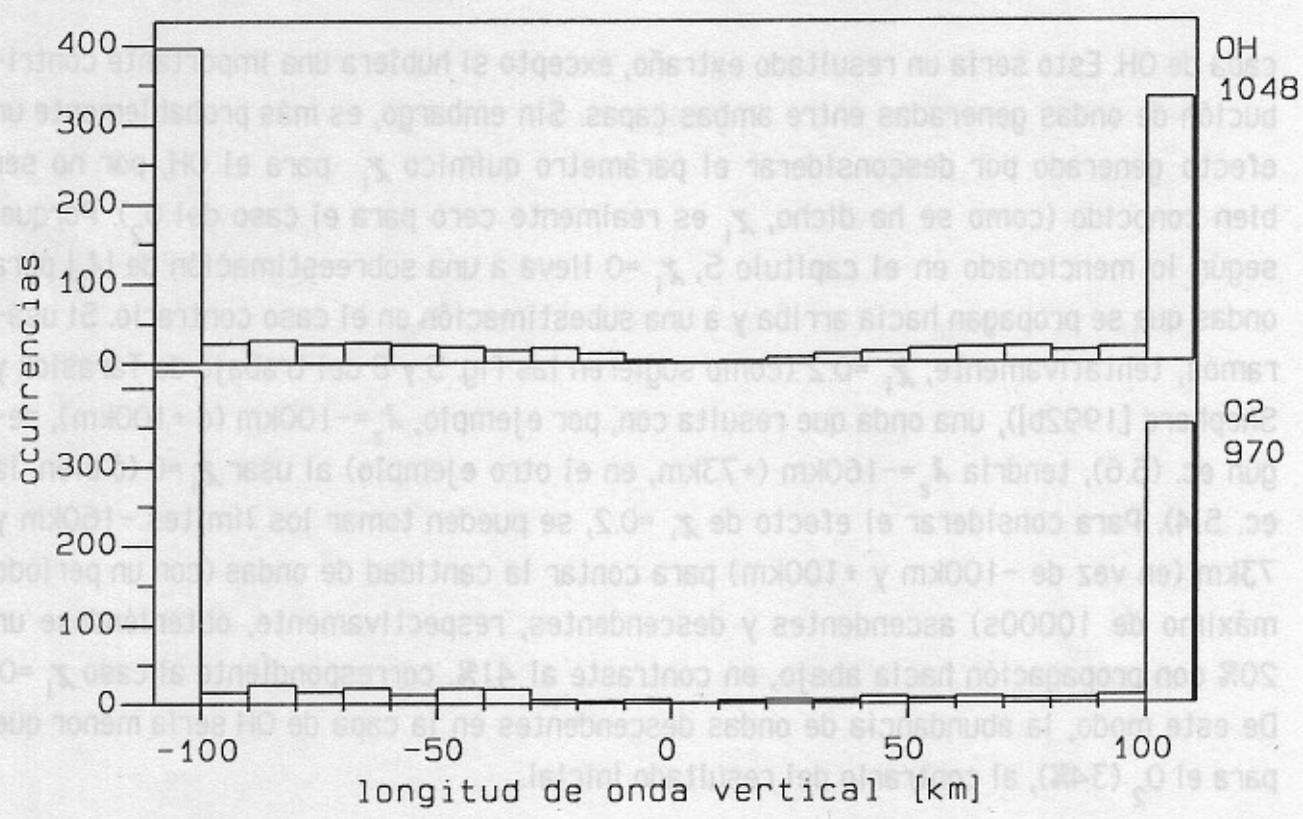


Figura 7.8: Distribución de longitudes verticales de onda para todas las campañas. Arriba: acumulando en las barras extremas los casos con  $|z| > 100\text{km}$ . Abajo: incluyendo sólo los casos con  $|z| < 200\text{km}$  y con escala vertical ampliada.

capa de OH. Esto sería un resultado extraño, excepto si hubiera una importante contribución de ondas generadas entre ambas capas. Sin embargo, es más probablemente un efecto generado por desconsiderar el parámetro químico  $\chi_i$  para el OH, por no ser bien conocido (como se ha dicho,  $\chi_i$  es realmente cero para el caso del  $O_2$ ). Porque, según lo mencionado en el capítulo 5,  $\chi_i = 0$  lleva a una sobreestimación de  $|\lambda_z|$  para ondas que se propagan hacia arriba y a una subestimación en el caso contrario. Si usáramos, tentativamente,  $\chi_i = 0.2$  (como sugieren las fig. 5 y 8 del trabajo de Tarasick y Shepherd [1992b]), una onda que resulta con, por ejemplo,  $\lambda_z = -100\text{km}$  (ó  $+100\text{km}$ ), según ec. (5.6), tendría  $\lambda_z = -160\text{km}$  ( $+73\text{km}$ , en el otro ejemplo) al usar  $\chi_i = 0$  (ó bien, la ec. 5.4). Para considerar el efecto de  $\chi_i = 0.2$ , se pueden tomar los límites  $-160\text{km}$  y  $73\text{km}$  (en vez de  $-100\text{km}$  y  $+100\text{km}$ ) para contar la cantidad de ondas (con un período máximo de 10000s) ascendentes y descendentes, respectivamente, obteniéndose un 20% con propagación hacia abajo, en contraste al 41%, correspondiente al caso  $\chi_i = 0$ . De este modo, la abundancia de ondas descendentes en la capa de OH sería menor que para el  $O_2$  (34%), al contrario del resultado inicial.

Otro punto interesante son las ondas de corta longitud vertical. Como se ha mencionado, la técnica de medición no es la más apta para detectar estas ondas, debido a la cancelación de fases en la dirección de observación. La ec. (5.4) puede aproximarse como  $\lambda_z \approx 130\text{km}/|\eta| |\sin\phi|$  por lo que se requieren valores de  $|\eta| |\sin\phi| \approx 10$  para obtener longitudes en el rango de 10km (nótese que para este rango, la posible contribución de  $\chi_i$  es pequeña). Por supuesto, la limitación de  $\lambda_z$  al orden del ancho de la capa, no aparece directamente en la ec. (5.4) ya que ésta no incluye explícitamente el perfil de la capa, sino indirectamente, a través de los altos valores de  $|\eta|$  necesarios. En la práctica, para obtener estos altos valores de  $|\eta|$ , se necesitaría poder detectar oscilaciones relativas en temperaturas, al menos 10 veces menor que las oscilaciones relativas en intensidades, lo cual normalmente está por debajo del umbral de detección. En la parte inferior de la figura 7.8, la escasez de casos con corta longitud vertical es claramente visible. También llama la atención la diferencia en la forma de los mínimos de las dos capas: el OH tiene un mínimo mucho más estrecho y profundo que el  $O_2$ . Tomando en cuenta que la extensión vertical de ambas capas es parecida, esto indica diferencias en el comportamiento de las ondas gravitatorias.

Para analizar estas diferencias con mayor detalle, se muestra la figura 7.9 con la distribución de  $\lambda_z$  para todos los casos con períodos menores a 1000s (arriba), entre 1000s y 10000s (centro) y mayores a 10000s (abajo). Se ve que, para los bajos

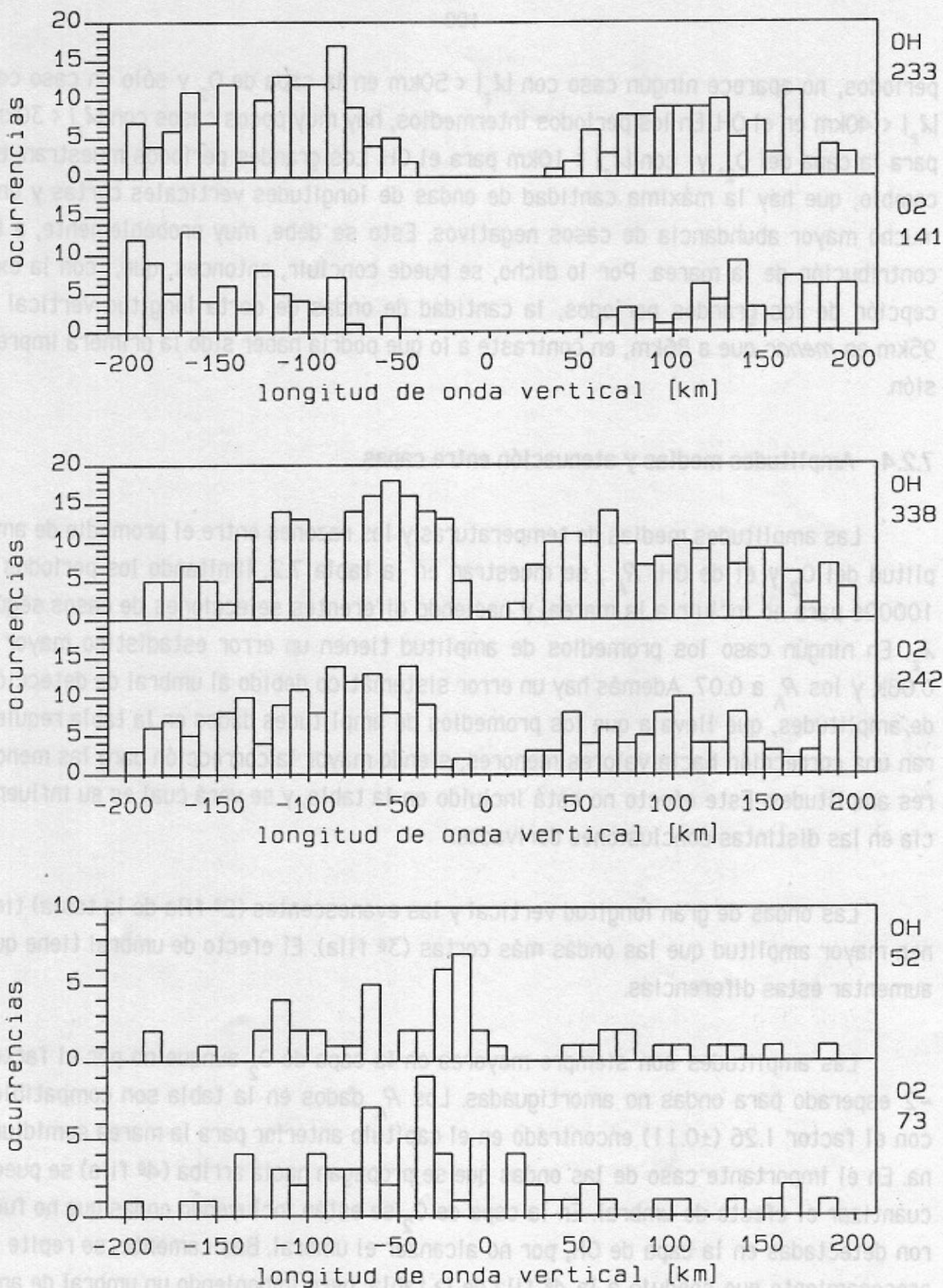


Figura 7.9: Distribuciones de longitud vertical de onda para periodos menores a 1000s (arriba), entre 1000s y 10000s (centro) y mayores a 10000s (abajo).

períodos, no aparece ningún caso con  $|\lambda_2| < 50\text{km}$  en la capa de  $O_2$  y sólo un caso con  $|\lambda_2| < 40\text{km}$  en el OH. En los períodos intermedios, hay muy pocos casos con  $|\lambda_2| < 30\text{km}$  para la capa del  $O_2$ , y con  $|\lambda_2| < 10\text{km}$  para el OH. Los grandes períodos muestran, en cambio, que hay la máxima cantidad de ondas de longitudes verticales cortas y una mucho mayor abundancia de casos negativos. Esto se debe, muy probablemente, a la contribución de la marea. Por lo dicho, se puede concluir, entonces, que, con la excepción de los grandes períodos, la cantidad de ondas de corta longitud vertical a  $95\text{km}$  es *menor* que a  $86\text{km}$ , en contraste a lo que podría haber sido la primera impresión.

#### 7.2.4 - Amplitudes medias y atenuación entre capas.

Las amplitudes medias de temperaturas y las razones entre el promedio de amplitud del  $O_2$  y el de OH,  $R_A$ , se muestran en la tabla 7.2, limitando los períodos a 10000s para no incluir a la marea, y haciendo diferentes selecciones de casos según  $\lambda_2$ . En ningún caso los promedios de amplitud tienen un error estadístico mayor a  $0.08\text{K}$  y los  $R_A$  a  $0.07$ . Además hay un error sistemático debido al umbral de detección de amplitudes, que lleva a que los promedios de amplitudes dados en la tabla requieran una corrección hacia valores menores, siendo mayor la corrección para las menores amplitudes. Este efecto no está incluido en la tabla, y se verá cual es su influencia en las distintas conclusiones derivadas.

Las ondas de gran longitud vertical y las evanescentes (2ª fila de la tabla) tienen mayor amplitud que las ondas más cortas (3ª fila). El efecto de umbral tiene que aumentar estas diferencias.

Las amplitudes son siempre mayores en la capa de  $O_2$  aunque no por el factor  $\sim 2$  esperado para ondas no amortiguadas. Los  $R_A$  dados en la tabla son compatibles con el factor  $1.26 (\pm 0.11)$  encontrado en el capítulo anterior para la marea semidiurna. En el importante caso de las ondas que se propagan hacia arriba (4ª fila) se puede cuantizar el efecto de umbral. En la capa de  $O_2$  se están incluyendo ondas que no fueron detectadas en la capa de OH, por no alcanzar el umbral. Básicamente, se repite el procesamiento que condujo a la 4ª fila de la tabla, pero imponiendo un umbral de amplitud suficientemente alto como para establecerlo como el margen de detección para todas las ondas, en la capa de OH. Con las ondas que superan este umbral, se calcula el promedio de amplitudes de temperaturas en esta capa. Al llegar a la capa de  $O_2$ , todas

estas ondas tienen amplitudes no inferiores al umbral de OH multiplicado por la razón verdadera de amplitudes. Si se conociera esta razón, se podría encontrar la amplitud media en la capa de  $O_2$ , de todas las ondas que se encuentran por encima de esta mínima amplitud, y el cociente entre la amplitud media de  $O_2$  y la de OH tiene que coincidir con el  $R_A$  verdadero. Este problema fue resuelto en forma iterativa obteniéndose una razón de amplitudes de 1.40 ( $\pm 0.05$ ), o sea, no mucho mayor que el valor de 1.22 dado en la tabla.

La longitud de atenuación vertical correspondiente (ver abajo) es de 22km ( $\pm 2$ km), muy similar al promedio de 26km encontrado por Collins *et al.* [1994] para el mismo rango de alturas, con datos de lidar de sodio, en la Antártida. Estos autores no encontraron variación sistemática de la atenuación con la longitud de onda vertical.

Tabla 7.2: Promedios de amplitudes de temperatura y razón de amplitudes entre  $O_2$  y OH,  $R_A$ , para distintas selecciones de  $\lambda_z$ . Los valores entre paréntesis corresponden a los promedios de amplitudes de temperaturas de OH si se extiende el rango de  $\lambda_z$  a: (1)  $-160\text{km} < \lambda_z < 0\text{km}$ , y (2)  $0\text{km} < \lambda_z < 73\text{km}$ .

Selección de ondas ( $P' < 10000\text{s}$ )	Amplitud $O_2$ [K]	Amplitud OH [K]	$R_A$
Todas las ondas	2.74	2.09	1.31
Ondas con $ \lambda_z  > 100\text{km}$	2.82	2.15	1.31
Ondas con $ \lambda_z  < 100\text{km}$	2.34	1.93	1.21
Ondas con $-100\text{km} < \lambda_z < 0\text{km}$ (1)	2.47	2.03 (2.07)	1.22
Ondas con $0\text{km} < \lambda_z < 100\text{km}$ (2)	2.11	1.79 (1.76)	---

Las ondas que se propagan hacia arriba (4ª fila) tienen mayor amplitud que las que se propagan hacia abajo (última fila). Este desbalance debería ser mayor, si se toma en cuenta el efecto del umbral. El  $R_A$  no se da en la última fila, por el gran efecto que debe tener el umbral, en este caso. Variar de los límites de  $\lambda_z$  para considerar el posible efecto del parámetro  $\chi_1$  para el OH, no modifica prácticamente los resultados (valores de la tabla entre paréntesis).

La variación de las amplitudes y de los  $R_A$ , en función del período es otro punto de interés. La tabla 7.3 muestra los valores promedio de estos parámetros para distintos rangos de períodos, considerando sólo los casos de ondas que se propagan hacia

arriba (con  $-100\text{km} < \lambda_z < 0 \text{ km}$ ). No se ha tomado en cuenta el efecto de umbral porque el método utilizado arriba, en este caso, empeora mucho la calidad estadística de los resultados. Se incluye la longitud de atenuación vertical,  $\delta_v = 1/\text{Im}(k_z)$ , donde ahora el número de onda vertical,  $k_z$ , es complejo. Entonces,  $\delta_v = -\Delta z / \log(R_1/R_0)$ , donde  $\Delta z$  es la separación entre las capas,  $H$ , la altura de escala y  $R_0 = e^{\Delta z/2H}$  es la razón de amplitudes para ondas no amortiguadas. Utilizando  $H = 6\text{km}$  y  $\Delta z = 9 \text{ km}$ , se obtiene  $R_0 = 2.12$ .

Tabla 7.3: Promedios de amplitudes de temperaturas de  $\text{O}_2$  y  $\text{OH}$ , razón de amplitudes ( $R_A$ ) y longitud de atenuación vertical,  $\delta_v$ , para distintos rangos de periodos y  $-100\text{km} < \lambda_z < 0 \text{ km}$ . Entre paréntesis, los errores estadísticos.

Período [s]	Amp. $\text{O}_2$ [K]	Amp. $\text{OH}$ [K]	$R_A$	$\delta_v$ [km]
200-1000	1.75 (0.28)	1.66 (0.09)	1.05 (0.18)	12.9 (3.1)
1000-5000	2.25 (0.11)	2.03 (0.08)	1.11 (0.07)	13.9 (1.3)
5000-10000	3.65 (0.45)	2.61 (0.22)	1.40 (0.22)	21.7 (7.8)
10000-100000	8.49 (0.87)	6.63 (1.19)	1.28 (0.26)	17.9 (7.4)

Como es de esperar, las amplitudes medias aumentan con el período. Si bien las razones de amplitud (y por eso también en  $\delta_v$ ) sugieren un decremento en la atenuación para las ondas de mayor período, dentro de los márgenes de error, los datos también son consistentes con atenuación constante. Las longitudes de atenuación verticales son apreciables, indicando una notable atenuación ya dentro del mismo espesor de cada capa.

### 7.2.5 - Variación de $\eta$ con la frecuencia.

La figura 7.10 muestra los valores individuales del  $|\eta|$  en función de la frecuencia (los puntos; sólo muy pocos valores de  $|\eta|$  están fuera de escala, todos en baja frecuencia). También, se muestran los promedios aritméticos de  $|\eta|$ , tomados en intervalos de 0.1MHz, conectados por las líneas. La característica general en ambas capas es similar: la distribución del  $|\eta|$  tiende a ser más angosta hacia las altas frecuencias, como ya se ha sugerido en la discusión de la fig. 7.6. En frecuencias mayores a 1MHz los promedios se mantienen constantes (aproximadamente en 2.2 para el

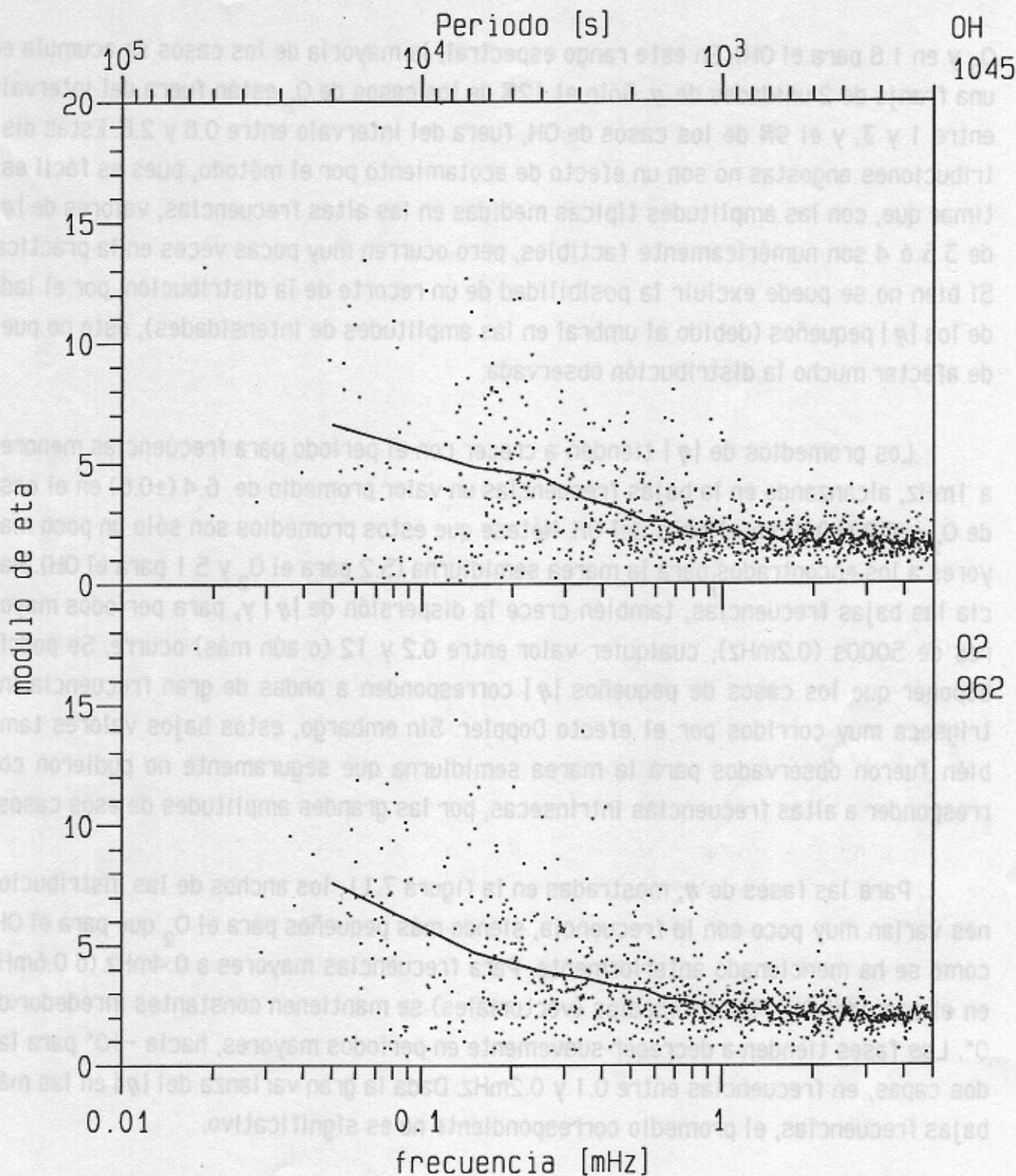


Figura 7.10: M3dulo de eta en funci3n de la frecuencia. Las l3neas indican los promedios aritm3ticos por intervalos de 0.1mHz.

$O_2$  y en 1.8 para el OH). En este rango espectral, la mayoría de los casos se acumula en una franja de 2 unidades de  $\eta$ . Sólo el 12% de los casos de  $O_2$  están fuera del intervalo entre 1 y 3, y el 9% de los casos de OH, fuera del intervalo entre 0.8 y 2.8. Estas distribuciones angostas no son un efecto de acotamiento por el método, pues es fácil estimar que, con las amplitudes típicas medidas en las altas frecuencias, valores de  $|\eta|$  de 3.5 ó 4 son numéricamente factibles, pero ocurren muy pocas veces en la práctica. Si bien no se puede excluir la posibilidad de un recorte de la distribución, por el lado de los  $|\eta|$  pequeños (debido al umbral en las amplitudes de intensidades), ésto no puede afectar mucho la distribución observada.

Los promedios de  $|\eta|$  tienden a crecer con el período para frecuencias menores a 1mHz, alcanzando en la bajas frecuencias un valor promedio de 6.4 ( $\pm 0.6$ ) en el caso de  $O_2$  y 6.2 ( $\pm 0.9$ ) en el caso del OH. Nótese que estos promedios son sólo un poco mayores a los encontrados para la marea semidiurna (5.2 para el  $O_2$  y 5.1 para el OH). Hacia las bajas frecuencias, también crece la dispersión de  $|\eta|$  y, para períodos mayores de 5000s (0.2mHz), cualquier valor entre 0.2 y 12 (o aún más) ocurre. Se podría suponer que los casos de pequeños  $|\eta|$  corresponden a ondas de gran frecuencia intrínseca muy corridos por el efecto Doppler. Sin embargo, estos bajos valores también fueron observados para la marea semidiurna que seguramente no pudieron corresponder a altas frecuencias intrínsecas, por las grandes amplitudes de esos casos.

Para las fases de  $\eta$ , mostradas en la figura 7.11, los anchos de las distribuciones varían muy poco con la frecuencia, siendo más pequeños para el  $O_2$  que para el OH, como se ha mencionado anteriormente. Para frecuencias mayores a 0.4mHz (ó 0.6mHz en el caso del OH), los promedios (vectoriales) se mantienen constantes alrededor de  $0^\circ$ . Las fases tienden a decrecer suavemente en períodos mayores, hacia  $-10^\circ$  para las dos capas, en frecuencias entre 0.1 y 0.2mHz. Dada la gran varianza del  $|\eta|$  en las más bajas frecuencias, el promedio correspondiente no es significativo.

En la discusión que sigue, varias veces es necesario excluir los casos de ondas evanescentes. Al igual que las figuras 7.10 y 7.11, las figuras 7.12 y 7.13 muestran los módulos y fases de  $\eta$ , respectivamente, pero para el subconjunto de casos con  $|\lambda_2| < 100\text{km}$ . Comparando la figura 7.12 con la 7.10 se notan algunas diferencias. En ambas bandas no aparecen casos con módulo menor a  $\sim 1.5$ , lo cual es consecuencia directa del rechazo de  $\lambda_2$  grandes, a través de la ec. (5.4) (análogico a lo discutido en el contexto de la distribución de las ondas cortas). Del mismo modo, se incrementan los

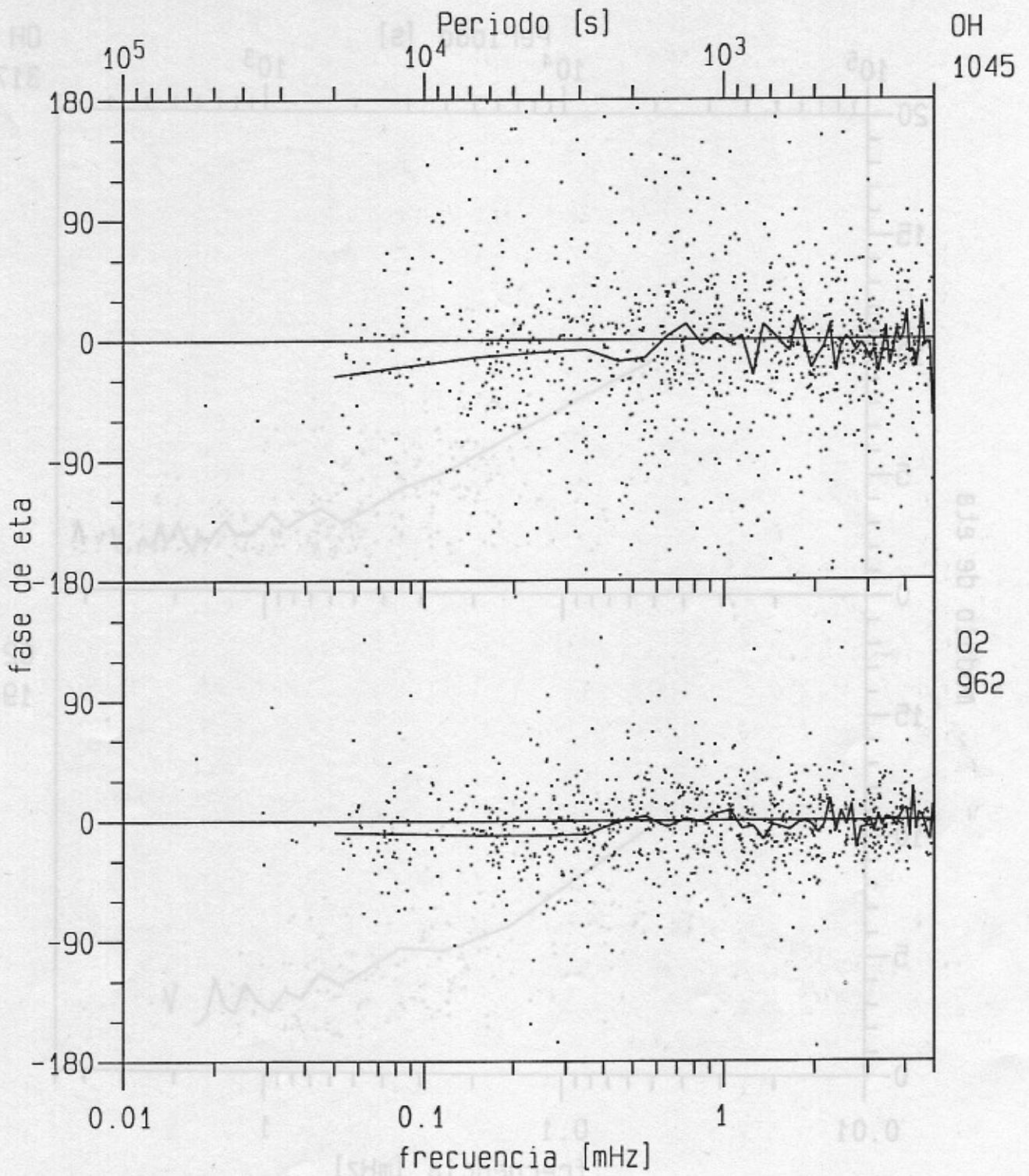


Figura 7.11: Fase de eta en función de la frecuencia. Las líneas indican los promedios vectoriales por intervalos de 0.1mHz.

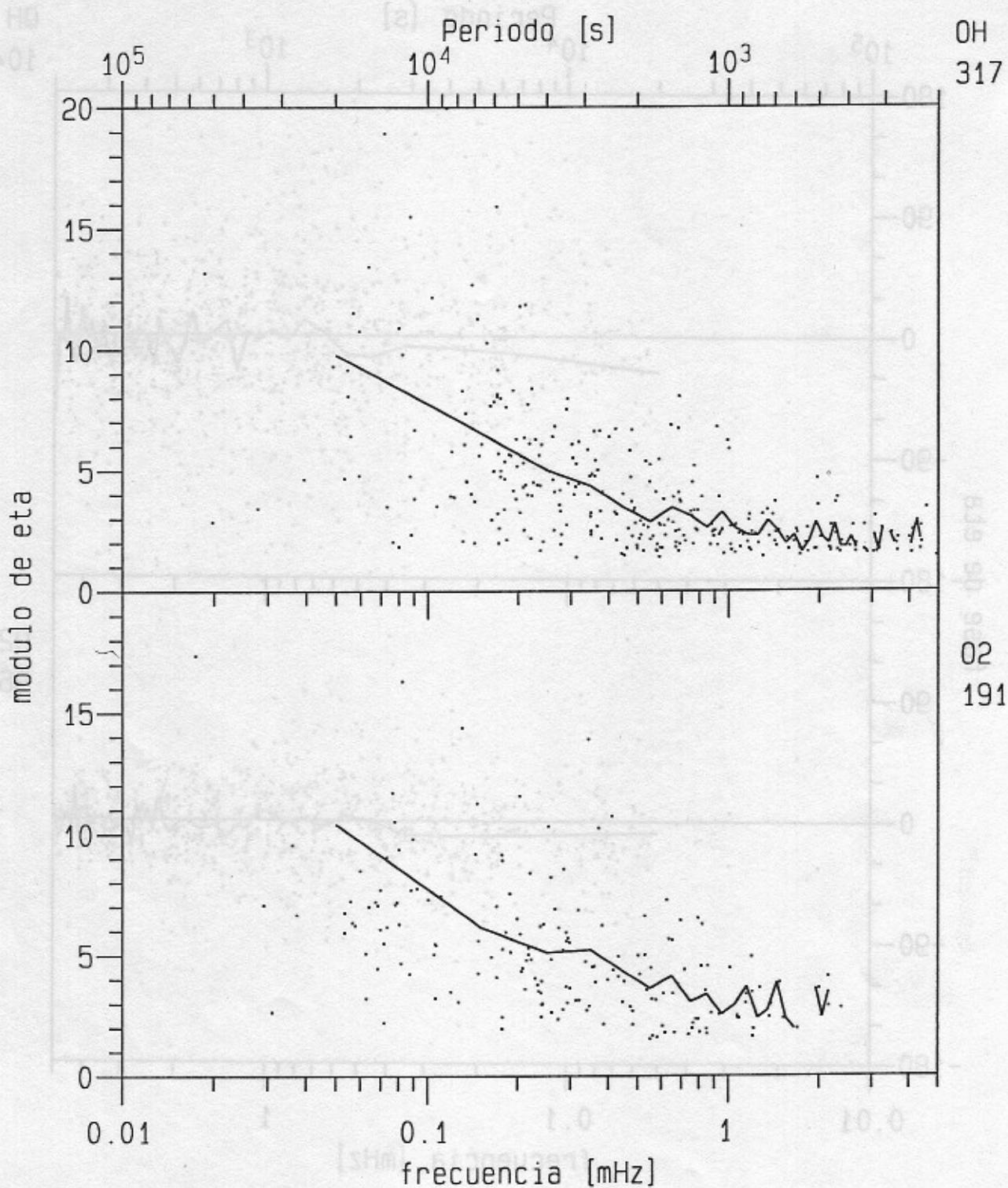


Figura 7.12: Módulo de eta en función del período para ondas con  $|z| < 100$  km. Las líneas indican los promedios aritméticos por intervalos de 0.1 mHz y las discontinuidades indican la falta de estos promedios.

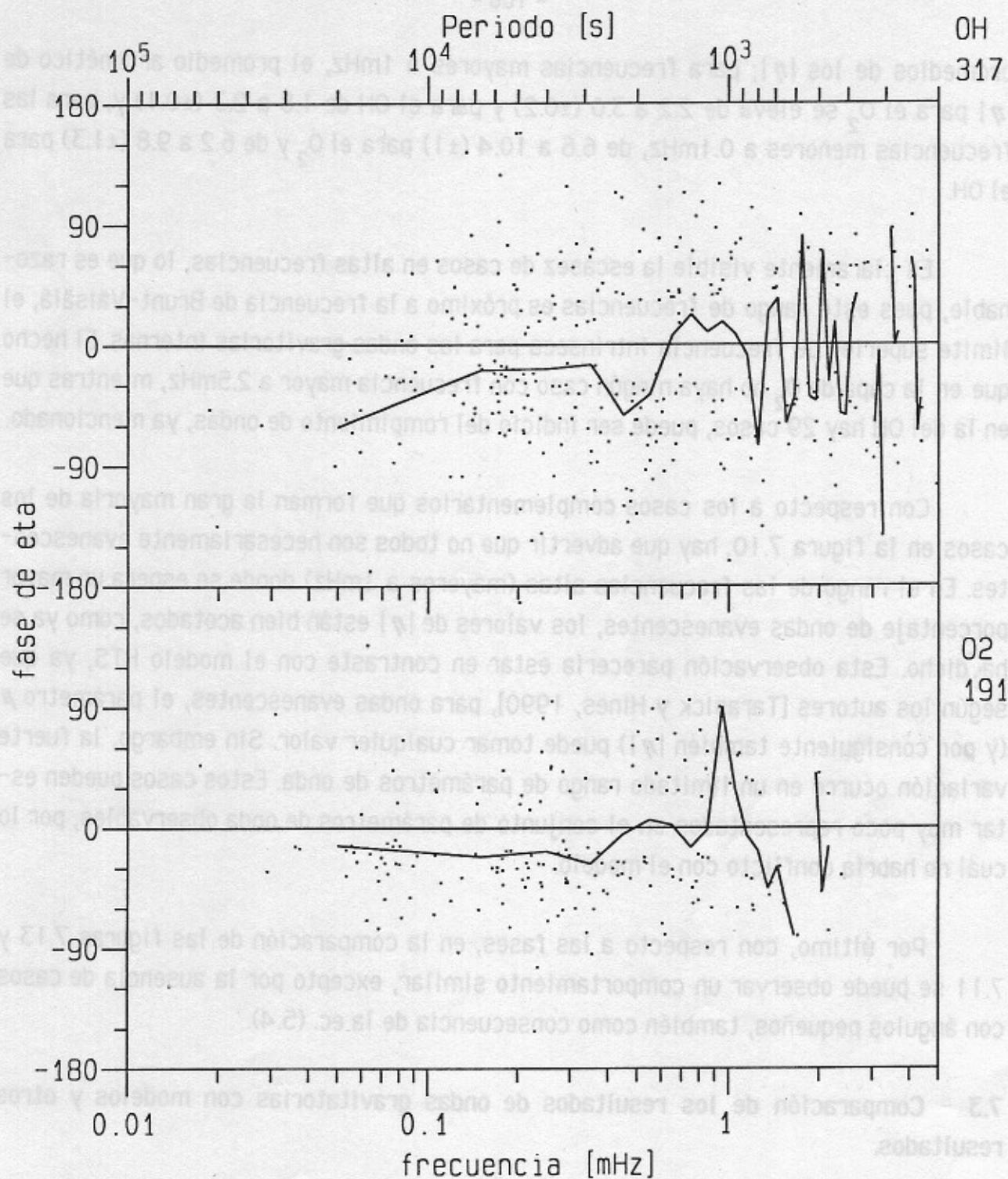


Figura 7.13: Fase de  $\eta$  en función de la frecuencia para ondas con  $|z| < 100$  km. Las líneas indican los promedios vectoriales por intervalos de 0.1 mHz y las discontinuidades, la falta de estos promedios.

promedios de los  $|\eta|$ ; para frecuencias mayores a 1mHz, el promedio aritmético de  $|\eta|$  para el O<sub>2</sub> se eleva de 2.2 a 3.0 ( $\pm 0.2$ ) y para el OH de 1.8 a 2.3 ( $\pm 0.1$ ) y, para las frecuencias menores a 0.1mHz, de 6.6 a 10.4 ( $\pm 1$ ) para el O<sub>2</sub> y de 6.2 a 9.8 ( $\pm 1.3$ ) para el OH.

Es claramente visible la escasez de casos en altas frecuencias, lo que es razonable, pues este rango de frecuencias es próximo a la frecuencia de Brunt-Väisälä, el límite superior de frecuencia intrínseca para las ondas gravitatorias internas. El hecho que en la capa de O<sub>2</sub> no haya ningún caso con frecuencia mayor a 2.5mHz, mientras que en la del OH hay 29 casos, puede ser indicio del rompimiento de ondas, ya mencionado.

Con respecto a los casos complementarios que forman la gran mayoría de los casos en la figura 7.10, hay que advertir que no todos son necesariamente evanescentes. En el rango de las frecuencias altas (mayores a 1mHz) donde se espera un mayor porcentaje de ondas evanescentes, los valores de  $|\eta|$  están bien acotados, como ya se ha dicho. Esta observación parecería estar en contraste con el modelo HTS, ya que según los autores [Tarasick y Hines, 1990], para ondas evanescentes, el parámetro  $\mu$  (y por consiguiente también  $|\eta|$ ) puede tomar cualquier valor. Sin embargo, la fuerte variación ocurre en un limitado rango de parámetros de onda. Estos casos pueden estar muy poco representados en el conjunto de parámetros de onda observables, por lo cual no habría conflicto con el modelo.

Por último, con respecto a las fases, en la comparación de las figuras 7.13 y 7.11 se puede observar un comportamiento similar, excepto por la ausencia de casos con ángulos pequeños, también como consecuencia de la ec. (5.4).

### 7.3 - Comparación de los resultados de ondas gravitatorias con modelos y otros resultados.

Se discuten a continuación algunas de las observaciones más recientes de ondas gravitatorias que utilizan las emisiones de O<sub>2</sub> y OH, comparándolas con nuestros resultados. En estos trabajos se ha utilizado para analizar los datos el método de espectros cruzados descrito por Hecht *et al.* [1987], con algunas variantes.

Swenson *et al.* [1990] analizaron el comportamiento de ondas gravitatorias en mediciones (hechas a 39°N, 122°W) de intensidades de banda y temperaturas de OH(8-3), durante el 25 y 26 de Septiembre de 1987. Obtuvieron 11 valores de  $|\eta|$ , 8 de los cuales están entre 2 y 4 (y períodos entre 300 y 4000s), ó sea, no muy distintos a los aquí encontrados. Pero también muestran dos valores con  $|\eta| > 8$  (en 400s y 2000s). Esto indicaría una dispersión de  $|\eta|$  en altas frecuencias mucho mayor a la observada en el presente trabajo. Sin embargo, la gran distancia cenital (60°) de estas mediciones complica, según el trabajo de Tarasick y Hines [1990], la comparación con mediciones cenitales como las nuestras. Las fases mostradas en el trabajo de Swenson *et al.*, están entre -80° y +50°, dentro del rango de los presentes resultados.

En el trabajo de Hecht y Walterscheid [1991], ya mencionado en el capítulo 6, se muestran 4 valores de  $\eta$  para el O<sub>2</sub> y 6 para el OH, con períodos entre 1.5 y 7 horas. Las mediciones corresponden a un gran campo de vista (60° x 40°), por lo que se enfatizaron las ondas con longitud horizontal mayor a los 100km. Para el O<sub>2</sub>,  $|\eta|$  varía entre 2.5 y 4.3 y las fases entre -55° y 0° y, para el OH,  $|\eta|$  varía entre 2 y 7.2 y  $\phi$  entre -80° y -20°. Estos valores son consistentes con los aquí observados. Como ya se ha dicho, los autores reportaron 3 valores de la razón de amplitudes de temperaturas entre O<sub>2</sub> y OH (0.8, 1 y 1.2) que están por debajo del promedio aquí obtenido (1.4). Nótese que para que estas razones sean representativas del crecimiento de amplitudes de las ondas individuales, debe poder afirmarse que se está observando la misma onda en ambas capas. Como se ha dicho, la sola igualdad de los períodos aparentes observados no es una garantía, ya que puede haber corrimientos Doppler diferentes en cada altura, según el perfil de vientos. Sin embargo, en el citado trabajo no se menciona nada al respecto.

En el trabajo de Viereck y Deehr [1989], se muestran al menos un centenar de valores de  $\eta$  del O<sub>2</sub>(0-1) y OH(6-2), correspondientes a 2.5 días de mediciones continuas entre el 27 y 29 de Diciembre de 1986, en 78°N. No informan sobre el ángulo cenital de medición, aunque se puede inferir de los trabajos de Tarasick y Shepherd [1992a y b] que fue a 30°. Para el O<sub>2</sub>, el módulo de  $\eta$  varía entre 0.4 y 7.5, con períodos entre 1200s y 32000s. Tanto los promedios como en dispersión de los  $|\eta|$  crecen con el período, al igual que lo aquí mostrado, pero los valores observados son considerablemente menores. Para períodos menores de 6000s, todos los puntos, salvo uno, se encuentran entre 0.4 y 1.5; y sólo 4 puntos (en períodos mayores a 10000s) son mayores a 3. En cuanto a las fases, al contrario de nuestros resultados, la mayoría de

los puntos tiene  $|\phi| > 90^\circ$ , y sólo en períodos mayores a 8000s se aproximan a  $0^\circ$ . Diferencias tan grandes no parecen ser explicables por las diferencias en los ángulos cenitales ó en las latitudes de medición.

Para el OH, en el citado trabajo se muestran  $|\eta|$  entre 0.6 y 7 para períodos entre 1200s y 24 horas. Al igual que los presentes resultados, la distribución también es angosta en los bajos períodos, aumentando hacia los períodos más altos. En promedio, los  $|\eta|$  mostrados son más bajos que los de la figura 7.10, pero, al menos en esta banda, los puntos individuales caen dentro del rango de nuestras observaciones. En las fases, muestran un predominio de los  $|\phi| < 45^\circ$ , tendiendo a valores negativos en períodos mayores a 6000s. Esto también es consistente con lo aquí observado.

Un punto cuestionable del trabajo mencionado es, como se puede inferir de sus figuras, la asignación de varios valores de  $\eta$  a cada una de las componentes armónicas que integran cada pico espectral (algunos de los cuales dan más de una decena de valores). De este modo, la cantidad de casos independientes es, en realidad, mucho menor a la de los puntos mostrados en sus Fig. 4 y 7.

Takahashi *et al.* [1992], a partir de mediciones de intensidades y temperaturas de  $O_2(0-1)$  y  $OH(9-4)$  desde Cachoeira Paulista ( $22.7^\circ S$ ,  $45.0^\circ W$ ), obtuvieron también valores de  $|\eta|$  para ambas bandas, usando un método de análisis de correlación cruzada distinto al de los autores anteriores. Entre 148 noches de medición, seleccionaron 48 con buena correlación entre intensidades y temperaturas, obteniendo para cada noche un valor de  $|\eta|$  en cada capa de emisión. Para el  $O_2$ ,  $|\eta|$  varía entre 3.4 y 16.1 con promedio de 7.9, y para el OH,  $|\eta|$  varía entre 1.0 y 7.9 con promedio de 4.9. Los períodos varían entre 3h y 14h. La dispersión en ambas capas es grande, parecido a nuestros resultados en ese rango de períodos.

En otro trabajo brasileño reciente, la tesis doctoral de Gobbi [1993], también se dan valores de  $\eta$  para las mismas dos bandas de emisión, para períodos entre 40min y 140min, o sea en períodos menores a los analizados en el trabajo de Takahashi *et al.* [1992]. Utilizando el método de máxima entropía y un análisis de coincidencias espectrales, similar al aquí usado, Gobbi obtuvo 12 valores de  $\eta$  para el  $O_2$  y 8 para el OH. Tanto en módulo como en fase, estos resultados caen en el rango cubierto por los presentes resultados.

A continuación se comparan los resultados de  $\eta$  con los dos modelos actuales sobre los efectos observables de las ondas gravitatorias en la luminiscencia nocturna: el modelo de Walterscheid, Schubert, Strauss, Hickey (WSSH) y el modelo HTS. Un trabajo reciente de Walterscheid *et al.* [1994] muestra la equivalencia formal entre los dos modelos para el caso de la atmósfera no viscosa. Por otra parte, hay diferencias claras en las predicciones de los modelos, posiblemente debidas a diferentes asunciones en los mecanismos de producción y pérdidas, como por ejemplo que el modelo HTS incluye el quenching. En el trabajo de Gobbi [1993], se ha agregado el quenching al modelo WSSH, pero se mantienen aún diferencias con el modelo HTS.

La versión más actualizada del modelo WSSH [Schubert *et al.*, 1991] para la capa de OH incluye la viscosidad y la conducción térmica, mediadas por los vórtices de la turbulencia, (llamadas "eddy kinematic viscosity" y "eddy thermal diffusivity" por los autores) en una capa extendida. En ausencia de estos efectos, los autores encuentran que  $\eta$  muestra una gran sensibilidad con respecto a la elección del borde superior de la capa, y exhibe muy fuertes oscilaciones en función del período. Solamente con la inclusión de los efectos de amortiguación mencionados, logran estabilizar y suavizar el comportamiento de  $\eta$ . En contraste, el modelo HTS no tiene el problema de las oscilaciones, a pesar de no incluir amortiguación de ondas.

La relación de dispersión dada en el trabajo de Schubert *et al.* [1991], al incluir los coeficientes de viscosidad ( $\nu_e$ ) y de conductividad térmica ( $\kappa$ ; ambas por transporte turbulento), tiene soluciones complejas del número vertical de onda. La recíproca de la parte imaginaria es la longitud de atenuación vertical,  $\delta_v$ , ya definida en la sección anterior, y representa la distancia en la cual la energía de la onda se reduce en un factor  $1/e$ . La relación de dispersión indica que  $\delta_v$  decrece rápidamente con el período. Por ejemplo, para  $\nu_e = 200 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ,  $\kappa = 100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  y la longitud de onda horizontal de 100km,  $\delta_v$  decrece de 30000 km para un período de 1000s a sólo 2km para 10000s. Semejante efecto debería ser claramente notado en nuestros datos. Sin embargo, según la tabla 7.3,  $\delta_v$  es constante ó hasta creciente con el período. Por lo tanto, el modelo WSSH no describe correctamente la atenuación observada.

En la figura 7.14 se reproducen distintas variantes del modelo WSSH para los valores de  $\eta$  en función del período de las emisiones de OH (Schubert *et al.* [1991], fig. 15 y 16; y Walterscheid *et al.* [1994], fig. 5). Arriba se muestra  $|\eta|$  para tres lon-

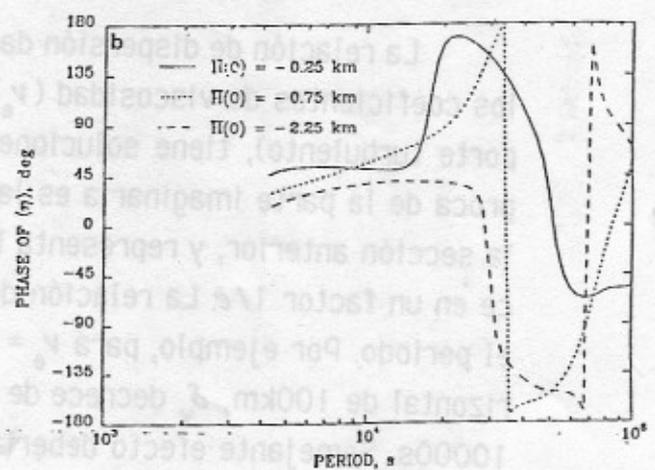
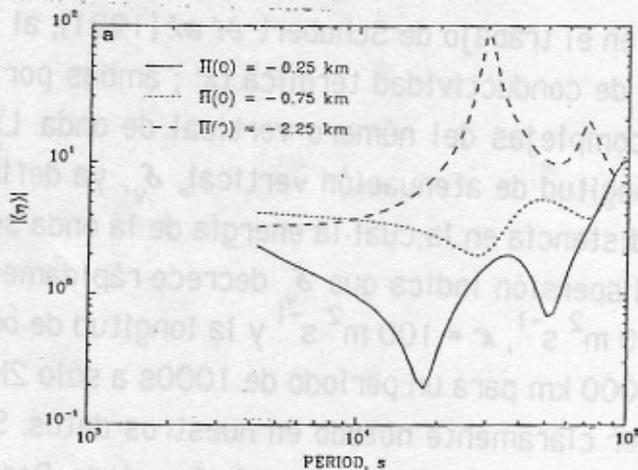
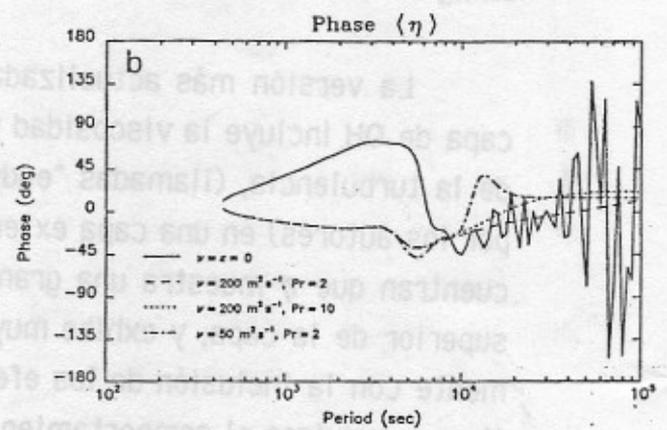
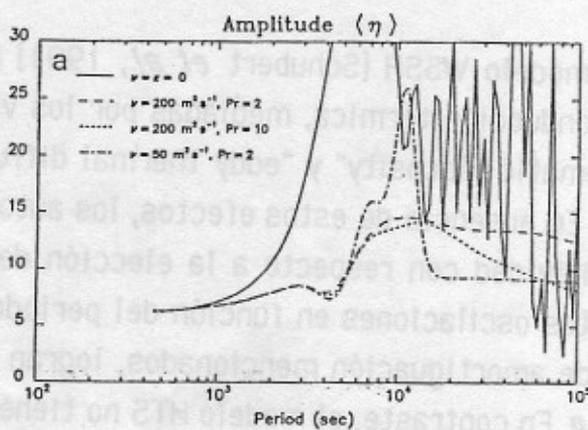
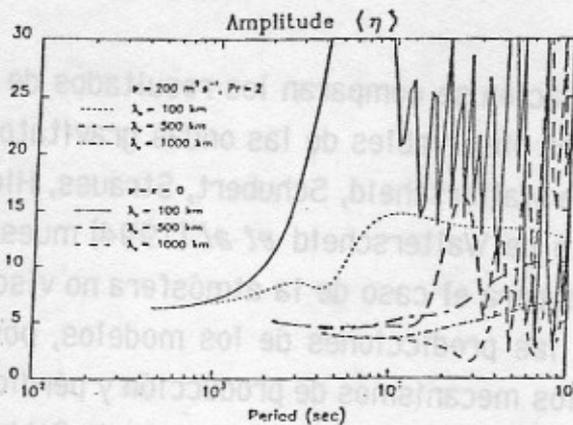


Figura 7.14: Variación de  $\eta$  para la capa de OH en función del período, según el modelo WSSH. Arriba: Módulo de  $\eta$  para diferentes longitudes de onda horizontal, con y sin disipación (Schubert et al., 1991). Centro: Módulo y fase de  $\eta$  con diferentes coeficientes de atenuación y  $\lambda_x = 100 \text{ km}$  (igual citación). Abajo: Con diferentes perfiles de oxígeno atómico y  $\lambda_x = 1000 \text{ km}$  (Walterscheid et al., 1994).

gitudes de onda horizontales distintas ( $\lambda_x = 100, 500$  y  $1000\text{km}$ ), cada una en el caso no disipativo y en uno disipativo caracterizado por los coeficientes  $\nu_e$  y el número de Prandtl,  $P_r = \nu_e/\kappa$ . En la parte del medio se muestran el módulo y la fase de  $\eta$  para  $\lambda_x = 100\text{km}$ , en el caso no disipativo y en tres casos con diferente disipación. Abajo se ven el módulo y la fase de  $\eta$  para  $\lambda_x = 1000\text{km}$ , en el caso no disipativo y para tres diferentes alturas de escala del perfil de oxígeno atómico,  $H(O)$ . Como se puede notar en estos gráficos, en este modelo, el comportamiento de  $\eta$  es muy sensible, especialmente en los largos períodos, no sólo con respecto a los parámetros de onda, sino también con respecto al grado de disipación y a la altura de escala del oxígeno atómico. De este modo, se complica la interpretación de los  $\eta$  observados (figuras 7.10 a 7.13). Para los períodos más largos, según los parámetros utilizados, el modelo puede generar valores de  $|\eta|$  en el mismo rango que la gran dispersión de los valores observados. En contraste, para los bajos períodos, menores a 1000s, el modelo predice  $|\eta|$  bien estables y superiores a 5. Es aquí donde hay una clara diferencia con respecto a los  $|\eta|$  (entre 1 y 3) encontrados en el presente trabajo y se puede concluir que el modelo da valores demasiado altos, en este rango de períodos.

Las fases de  $\eta$  dadas por el modelo, para los períodos menores a 10000s, varían entre  $-45^\circ$  y  $+60^\circ$ , o sea, no salen del rango de valores observados aquí. Nótese, sin embargo, que el modelo WSSH se distingue del modelo HTS, en que el signo de la fase de  $\eta$  no está sencillamente relacionado con la dirección de propagación vertical.

En el modelo HTS, para predecir el comportamiento de  $\eta$  en función de los parámetros de onda, se requiere del conocimiento del parámetro  $\chi$  en función de la frecuencia. Como se ha dicho en el capítulo 5,  $\chi$  está vinculado con los mecanismos físicos y químicos de producción y pérdida de las moléculas emisoras. Tarasick y Shepherd [1992a] calcularon los valores de  $\chi$  para el  $O_2$  distinguiendo los tres alternativos mecanismos químicos para la producción:

- 1)  $O + O + M \rightarrow O_2(b^1\Sigma_g^+) + M$
- 2)  $OH_{\nu=4}^* + O \rightarrow O_2(b^1\Sigma_g^+) + H$  Witt *et al.* [1979]
- 3)  $O + O + M \rightarrow O_2(c^1\Sigma_u^+) + M$ ,  $O_2(c^1\Sigma_u^+) + O_2 \rightarrow O_2(b^1\Sigma_g^+) + O_2$  Greer *et al.* [1981]

Los casos 1) y 3) son indistinguibles con respecto a la parte real de  $\chi$ . En la tabla 7.4 se muestran los valores de  $\chi_R$  extraídos de las figuras del mencionado paper, para 95km de altitud. Lamentablemente, los autores no dan los valores de  $\chi_R$  para

ondas con período más largos que 1 hora. En los casos 1 y 3,  $\chi_R$  es constante con el período, mientras que en el caso 2, tiene mayores valores y decrece con el período.

Tabla 7.4: Valores de la parte real del parámetro  $\chi$  del  $O_2$  a 95km, extraídos de figuras de Tarasick y Shepherd [1992a], para ondas con 10min. y 1h de período, y diferentes reacciones químicas de formación (ver texto).

Reacciones químicas	10 min.	1h
Caso 1 y 3	1.8	1.8
Caso 2	2.6	2.3

Para la capa del OH, los valores de  $\chi$  obtenidos por Tarasick y Shepherd [1992b] difieren según las constantes de desactivación colisional empleadas (Llewellyn *et al.* [1978] ó Lowe [1991]). En la tabla 7.5 se muestran la parte real e imaginaria de  $\chi$  a 86km de altura, extraídas de las figuras de Tarasick y Shepherd [1992b], para las diferentes constantes de quenching, y ondas con períodos de 10min, 2h y 9h. En los dos casos, las partes real e imaginaria de  $\chi$  decrecen entre períodos de 10min y 2h. La diferencia entre el  $\chi_R$  correspondiente a las constantes de Lowe y el  $\chi_R$  correspondiente a las constantes de Llewellyn es aproximadamente 0.5, para todos los períodos. La parte imaginaria de  $\chi$  es igual para los dos casos de quenching.

Tabla 7.5: Valores de la parte real e imaginaria del parámetro  $\chi$  para el OH(6-2) a 86km, extraídos de figuras de Tarasick y Shepherd [1992b], usando las constantes de quenching de Lowe [1991] y Llewellyn [1978].

Const. de quenching	$\chi_R$			$\chi_i$		
	10 min.	2h	9h	10 min.	2h	9h
Lowe 1991	2.8	2.0	2.0	0.25	0.2	0.2
Llewellyn 1978	2.3	1.45	1.4	0.25	0.2	0.2

A pesar de la variación de  $\chi$  indicada en las tablas, los trabajos citados utilizan valores fijos de  $\chi$  para todos los períodos.

En la figura 7.15 se comparan los  $|\eta|$  observados con los del modelo HTS. Los

puntos de la figura 7.15 corresponden a los casos observados con  $|\lambda_2| < 100\text{km}$  y las curvas, a los valores recalculados según el modelo HTS, pero utilizando distintas velocidades horizontales de onda (40km/s, 100km/s y 220km/s) y distintos valores de  $\chi$ . Arriba, se usó  $\chi_R = 1.8$  y  $\chi_i = 0$  para examinar el caso 1 y 3 del  $\text{O}_2$ ; y  $\chi_R = 1.45$  y  $\chi_i = 0.2$ , representativos del caso de quenching según Llewellyn, para el OH. Abajo, se muestra el caso 2 para el  $\text{O}_2$  usando  $\chi_R = 2.3$  y  $\chi_i = 0$ ; y para el OH, el caso de quenching de Lowe con  $\chi_R = 2$  y  $\chi_i = 0.2$ . Es evidente que, para las dos capas, las curvas de la parte de arriba están más acordes con los datos. Sin embargo, valores de  $\chi_R$  aún menores son necesarios para poder representar la gran cantidad de casos con  $|\eta| < 3$  en el caso del  $\text{O}_2$  y con  $|\eta| < 2.5$  en el caso del OH.

La figura 7.16, complementa a la figura 7.15, con las fases de  $\eta$ , usando las mismas velocidades horizontales de fase y los mismos valores de  $\chi$ . El signo es negativo para las ondas que se propagan hacia arriba y positivo en el caso contrario. Las curvas se ubican dentro del rango de los datos, aunque para el OH, no llegan a representar los casos con mayor  $|\phi|$ , ya que aún para menores velocidades de fase, el modelo no excede a  $|\phi| = 90^\circ$ .

Para la parte real de  $\chi$ , se puede hacer el análisis inverso: determinar cuales valores de  $\chi_R$  representan mejor los datos. Según la ec. 5.5 sigue

$$\chi_R = (\gamma - 1)|\eta| \cos\phi + \mu \quad (7.8)$$

donde  $\mu$  puede variar entre 0.3 y 0.7 para mediciones cenitales [Tarasick y Hines, 1990]. La figura 7.17 muestra la franja de los valores de  $\chi_R$  (incluyendo errores) obtenidos a partir de promediar los valores individuales de  $\chi_R$  según ec. 7.8, en intervalos de 0.3mHz (considerando sólo los casos con  $|\lambda_2| < 100\text{km}$ ). Para cada capa, las curvas representan los valores máximos y mínimos de  $\chi_R$ , tomando en cuenta el efecto de la variación de  $\mu$  y del error estadístico. También se muestran los valores teóricos de  $\chi_R$  del modelo HTS, dados en las tablas 7.4 y 7.5. Al contrario del modelo, los  $\chi_R$  observados crecen con el período, pero en los períodos intermedios (del orden de 1h) los valores teóricos son compatibles con la franja, en ambas capas de emisión. En los períodos bajos, el modelo sobreestima  $\chi_R$ . Pero para el  $\text{O}_2$ , con los mecanismos 1 y 3, la diferencia es solamente marginal. Así que los datos favorecerían a estos mecanismos de producción.

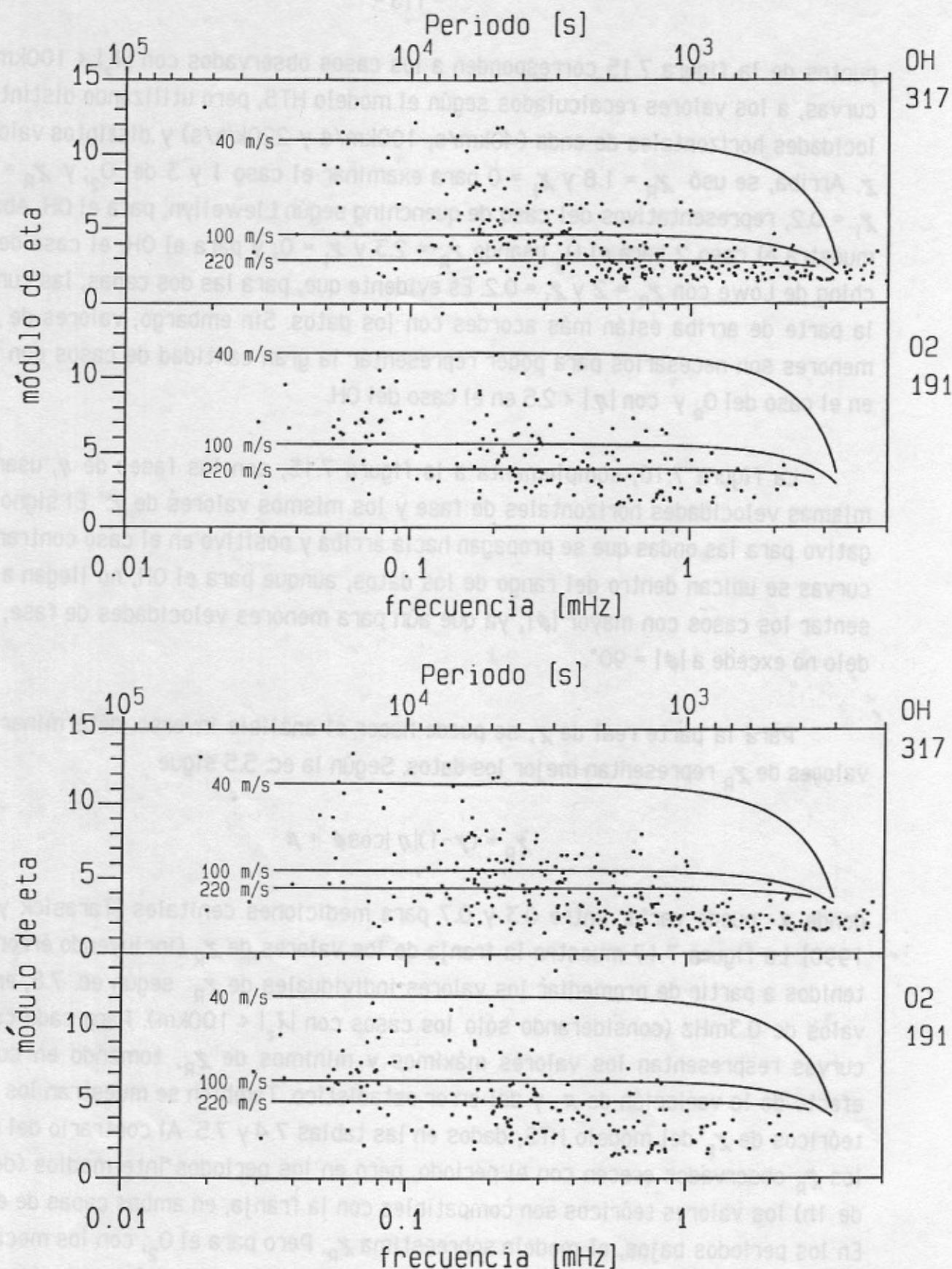


Figura 7.15: Módulo de eta. Puntos: ondas con  $|z| < 100 \text{ km}$ . Curvas: según modelo HTS.  
 Arriba O2:  $\text{Re}(\chi) = 1.8$   $\text{Im}(\chi) = 0$ . Abajo O2:  $\text{Re}(\chi) = 2.3$   $\text{Im}(\chi) = 0$   
 Arriba OH:  $\text{Re}(\chi) = 1.45$   $\text{Im}(\chi) = 0.2$ . Abajo OH:  $\text{Re}(\chi) = 2.0$   $\text{Im}(\chi) = 0.2$   
 Cada curva corresponde a diferentes velocidades horizontales de fase: 40, 100 y 220 m/s

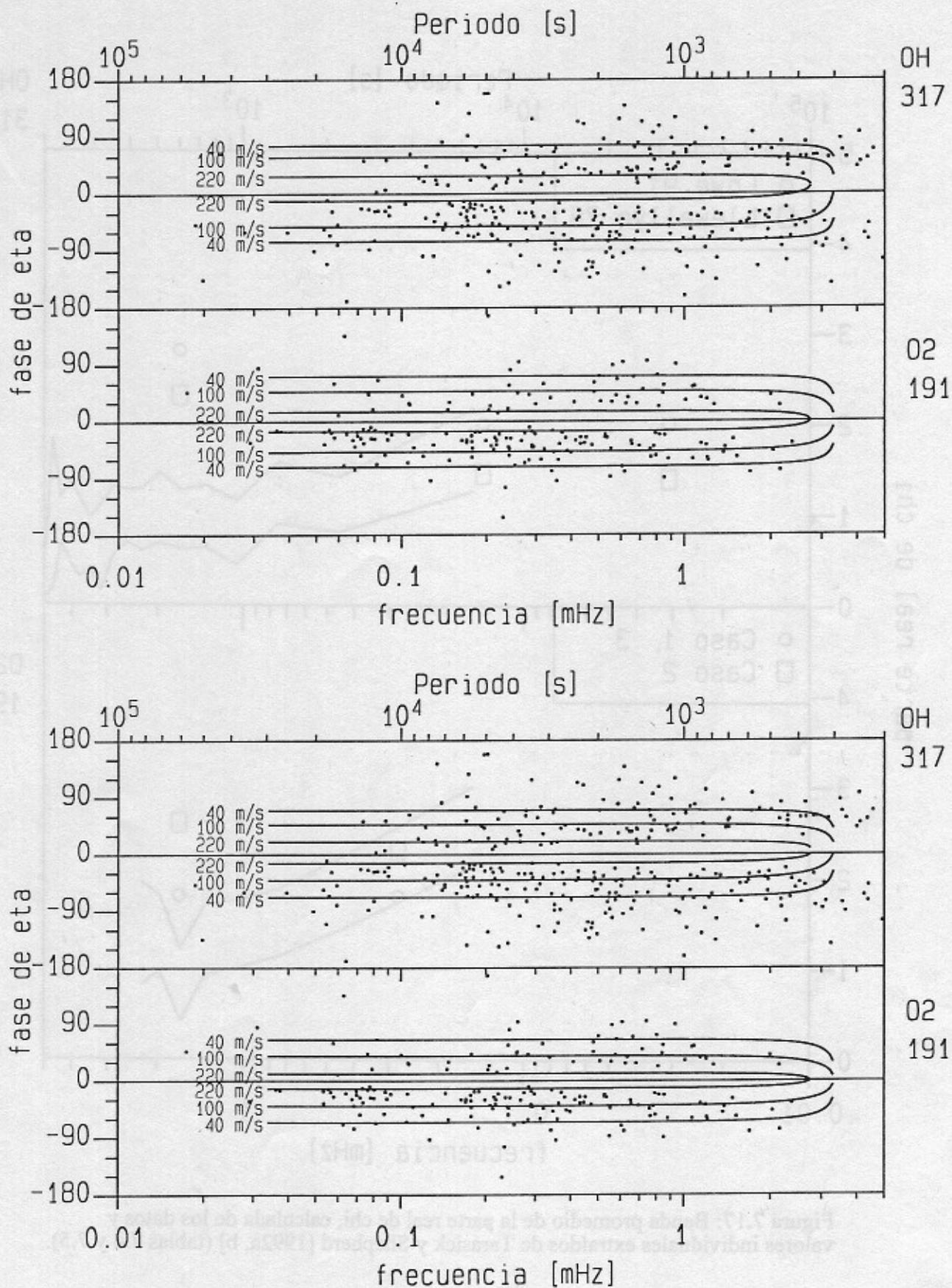


Figura 7.16: Similar a figura 7.15 pero para las fases de eta. La curvas negativas corresponden a ondas ascendentes.

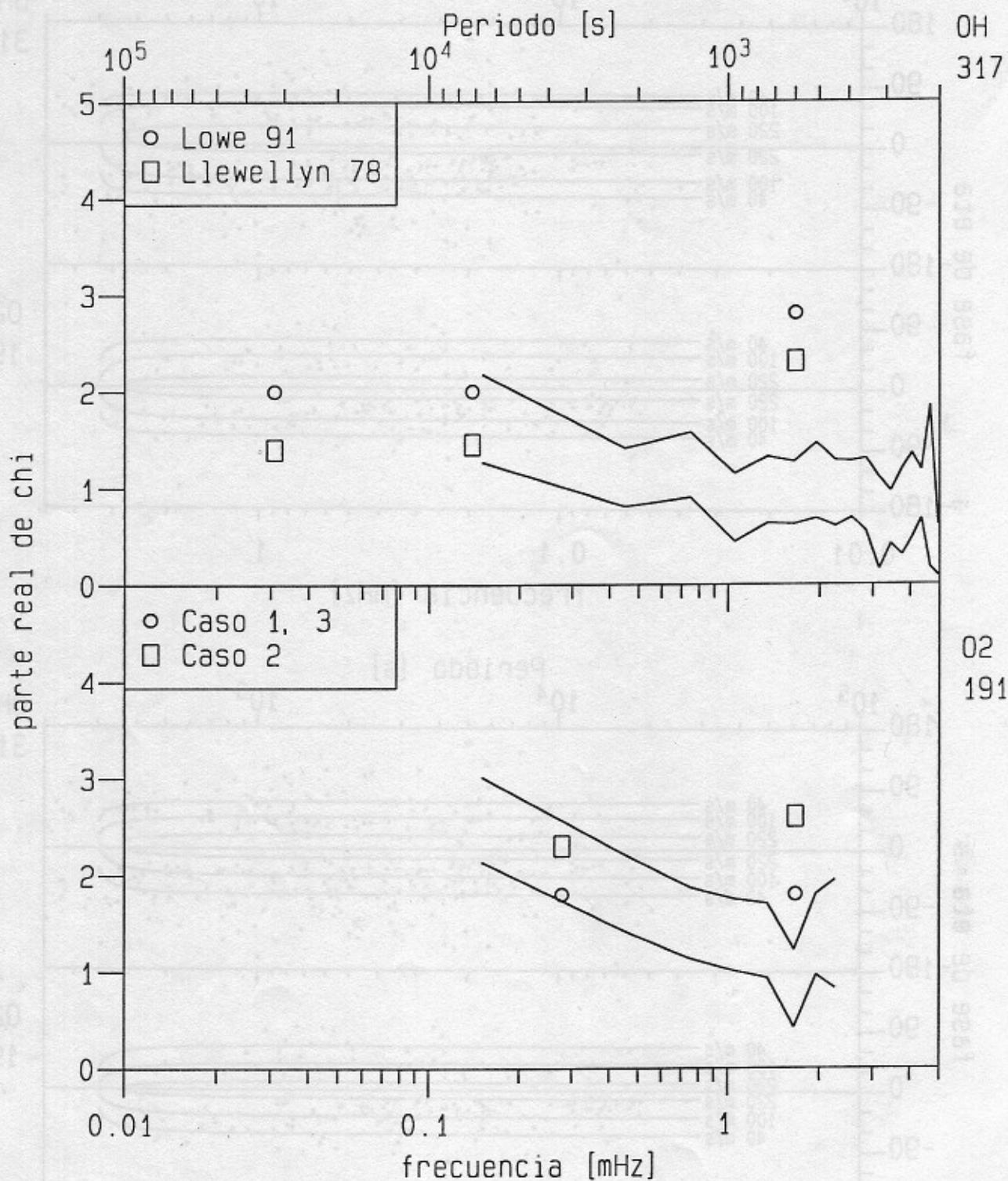


Figura 7.17: Banda promedio de la parte real de chi, calculada de los datos y valores individuales extraídos de Tarasick y Shepherd [1992a, b] (tablas 7.4 y 7.5).

De lo discutido, es claro que nuestros datos apoyan mejor al modelo HTS que al modelo WSSH.

#### 7.4 - Pendientes espectrales

Hasta aquí se han discutido ondas individuales, analizando estadísticamente algunas características de las mismas tales como longitud vertical de onda, sentido de propagación, atenuación, etc. Otro enfoque es comparar la densidad de potencia espectral (PSD) de las oscilaciones de temperatura en función de la frecuencia,  $\psi_T(\omega)$ , con las predicciones teóricas. Nótese que ya el concepto de PSD implica la asunción de un espectro continuo, a diferencia del espectro discreto analizado en la parte anterior. Se mostrarán dificultades prácticas en la evaluación e interpretación de las "pendientes espectrales" calculadas de los espectros en escala logarítmica. La posibilidad de obtener distintos valores de pendientes espectrales, según el método de análisis espectral utilizado, preseleccionamiento de los datos empleados, rangos espectrales elegidos, etc., es un aspecto poco discutido en la literatura, pero seguramente de gran importancia práctica en la comparación de los resultados experimentales con los modelos. Por otra parte, los modelos incluyen rangos de validez que deben ser respetados en las comparaciones.

Los modelos que describen la forma espectral de las ondas, si bien parten de distintas consideraciones físicas, dan resultados similares en la dependencia del PSD con respecto a los parámetros de onda. En lo que sigue se tomarán como referencia el trabajo experimental de Dewan *et al.* [1992] con temperaturas rotacionales de OH, y el muy reciente trabajo teórico de Dewan [1994]. El último trabajo resume el modelo de espectros de ondas que incluye saturación e interacción en cascada, las diferentes funciones que relacionan los PSD de vientos, temperatura y densidad con respecto a  $k_x$ ,  $k_z$  y  $\omega$ . En ambos trabajos, se modela la variante de interés aquí:  $\psi_T(\omega)$ . Para el rango de frecuencias  $\omega_i \ll \omega \ll N$  (donde  $\omega_i$  es la frecuencia inercial y  $N$  es la frecuencia de Brunt-Väisälä), Dewan *et al.* [1992] obtienen

$$\psi_T(\omega) = \frac{2\pi\alpha'\epsilon}{N^2\omega^2} (\text{°K}/100\text{m})^2 \quad (7.9)$$

donde  $\epsilon$  es la disipación de energía por unidades de masa y de tiempo, y  $\alpha'$  es una constante del orden de la unidad.

Luego, si  $\epsilon$  es constante, el espectro es caracterizado por una pendiente espectral de  $-2$ . El modelo hace una serie de asunciones, como que no hay atenuación, y no incluye el efecto Doppler. Hay que notar que  $\psi_T(\omega)$  corresponde a la temperatura local, y en ninguno de los trabajos mencionados se discute como se modifican los resultados al considerar las temperaturas observadas de la capa extendida.

Dewan *et al.* [1992], obtuvieron las pendientes espectrales de sus datos de temperaturas de OH(3-1), medidos durante 23 noches (Mayo-Julio de 1988) desde el Estado de Colorado, USA. Los datos son muy poco ruidosos (entre 0.5 y 1.5K de error estadístico) y con alta resolución temporal (20s a 40s). Utilizaron dos métodos de análisis espectral para obtener las PSD: usando la transformada discreta de Fourier (FFT) de la función de autocorrelación (aplicando previamente un filtro digital pasabajos y una ventana triangular) y, alternativamente, usando MEM (algoritmo de Burg, ver Marple [1987], y con un filtro de predicción de largo 7). Dado que el intervalo de muestreo variaba durante la noche, construyeron los conjuntos de datos equidistantes requeridos por estos métodos espectrales, mediante interpolación cúbica.

Con los dos métodos mencionados, los autores obtuvieron una pendiente espectral media de  $-1.7 (\pm 0.3 \text{ ó } \pm 0.2)$ , para FFT y MEM, respectivamente). Si bien no dieron la desviación estándar, es claro de su figura 3 que es grande (del error de la pendiente se puede inferir que  $\sigma \approx 1$  ó aún mayor). Si bien esta gran dispersión puede ser debida, desde el punto de vista del modelo de Dewan, a no cumplirse las condiciones de equilibrio en la interacción entre ondas, se verá que hay otra posibilidad que es más convincente: el efecto de la marea.

Para nuestros datos de temperaturas se ha utilizado MEM (con el algoritmo de Burg, ver Ulrych y Bishop, 1975), en forma similar al segundo método empleado en el trabajo de Dewan *et al.* [1992], previo equidistanciamiento de los datos cada 100s mediante interpolación por splines cúbicos. Como primer ejemplo, en la figura 7.18 se muestran los espectros obtenidos con cuatro largos de filtros de predicción (3, 7, 15 y 30), para los 312 datos (interpolados) de OH de la noche del 27/10/86, caracterizada por la ausencia de la marea. Para cada espectro, se indican la pendiente espectral calculada en el intervalo de frecuencia donde los espectros tienen un decrecimiento aproximadamente lineal (en el caso de Dewan *et al.* [1992] se utilizaron intervalos de frecuencias más anchos, dado el menor ruido y la mayor resolución temporal de sus

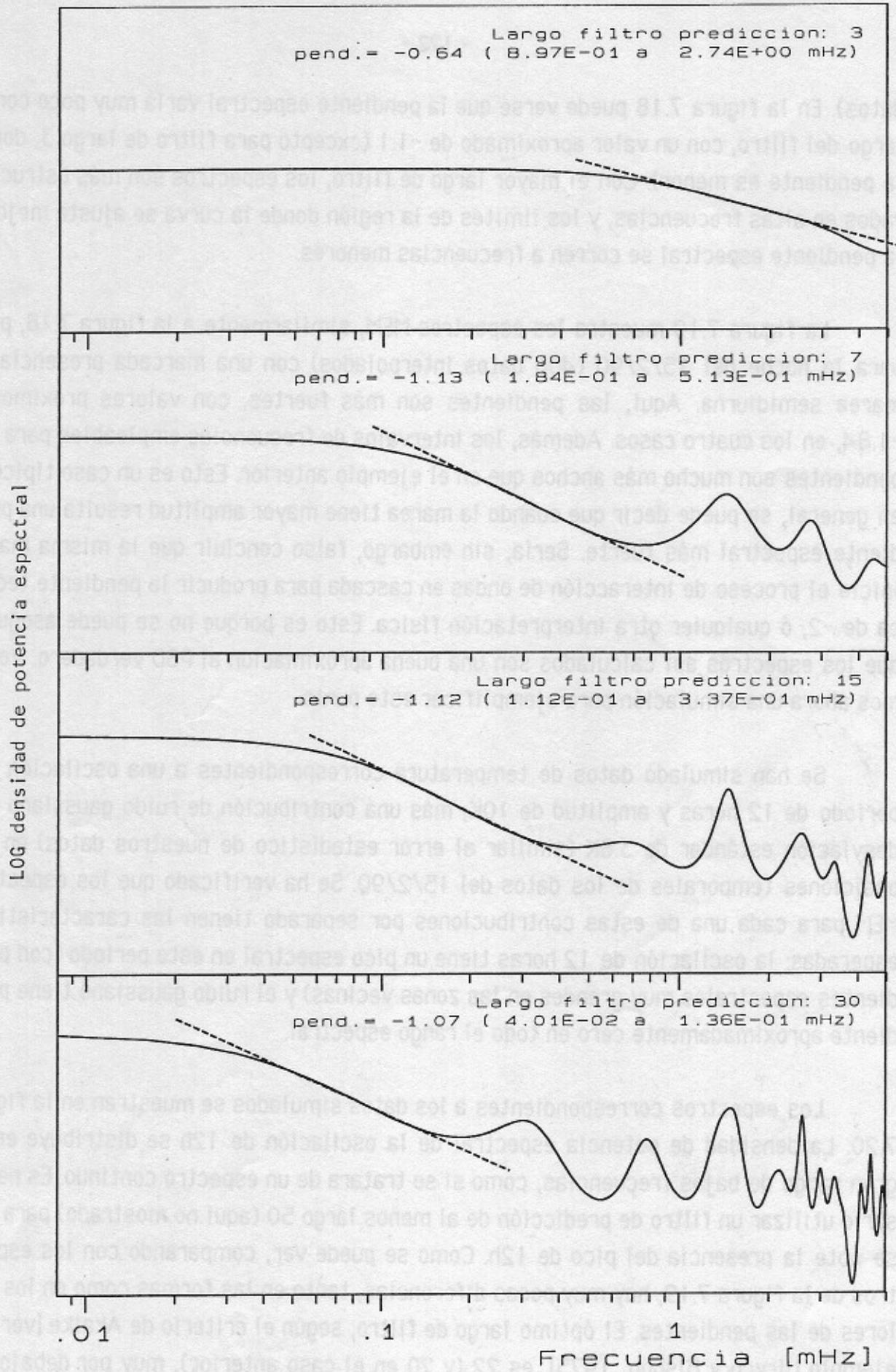


Figura 7.18: Densidad de potencia espectral (MEM) para las temperaturas de OH del 27/10/86, con filtros de prediccion de largos 3, 7, 15,30 y pendientes espectrales.

datos). En la figura 7.18 puede verse que la pendiente espectral varía muy poco con el largo del filtro, con un valor aproximado de  $-1.1$  (excepto para filtro de largo 3, donde la pendiente es menor). Con el mayor largo de filtro, los espectros son más estructurados en altas frecuencias, y los límites de la región donde la curva se ajusta mejor a la pendiente espectral se corren a frecuencias menores.

La figura 7.19 muestra los espectros MEM, similarmente a la figura 7.18, pero para la noche del 15/2/90 (400 datos interpolados) con una marcada presencia de marea semidiurna. Aquí, las pendientes son más fuertes, con valores próximos a  $-1.84$ , en los cuatro casos. Además, los intervalos de frecuencias empleables para las pendientes son mucho más anchos que en el ejemplo anterior. Esto es un caso típico y, en general, se puede decir que cuando la marea tiene mayor amplitud resulta una pendiente espectral más fuerte. Sería, sin embargo, falso concluir que la misma marea inicie el proceso de interacción de ondas en cascada para producir la pendiente teórica de  $-2$ , ó cualquier otra interpretación física. Esto es porque no se puede asegurar que los espectros así calculados son una buena aproximación al PSD verdadero. Veremos ahora una simulación para ejemplificar este punto.

Se han simulado datos de temperatura correspondientes a una oscilación con período de 12 horas y amplitud de  $10K$ , más una contribución de ruido gaussiano con desviación estándar de  $3.8K$  (similar al error estadístico de nuestros datos) en las posiciones temporales de los datos del 15/2/90. Se ha verificado que los espectros MEM para cada una de estas contribuciones por separado tienen las características esperadas: la oscilación de 12 horas tiene un pico espectral en este período (con pendientes espectrales muy grandes en las zonas vecinas) y el ruido gaussiano tiene pendiente aproximadamente cero en todo el rango espectral.

Los espectros correspondientes a los datos simulados se muestran en la figura 7.20. La densidad de potencia espectral de la oscilación de 12h se distribuye en un gran rango de bajas frecuencias, como si se tratara de un espectro continuo. Es necesario utilizar un filtro de predicción de al menos largo 50 (aquí no mostrado) para que se note la presencia del pico de 12h. Como se puede ver, comparando con los espectros de la figura 7.19, hay muy pocas diferencias, tanto en las formas como en los valores de las pendientes. El óptimo largo de filtro, según el criterio de Akaike [ver por ejemplo Ulrych y Bishop, 1975], es 22 (y 20 en el caso anterior), muy por debajo del largo necesario para resolver la línea de 12h.

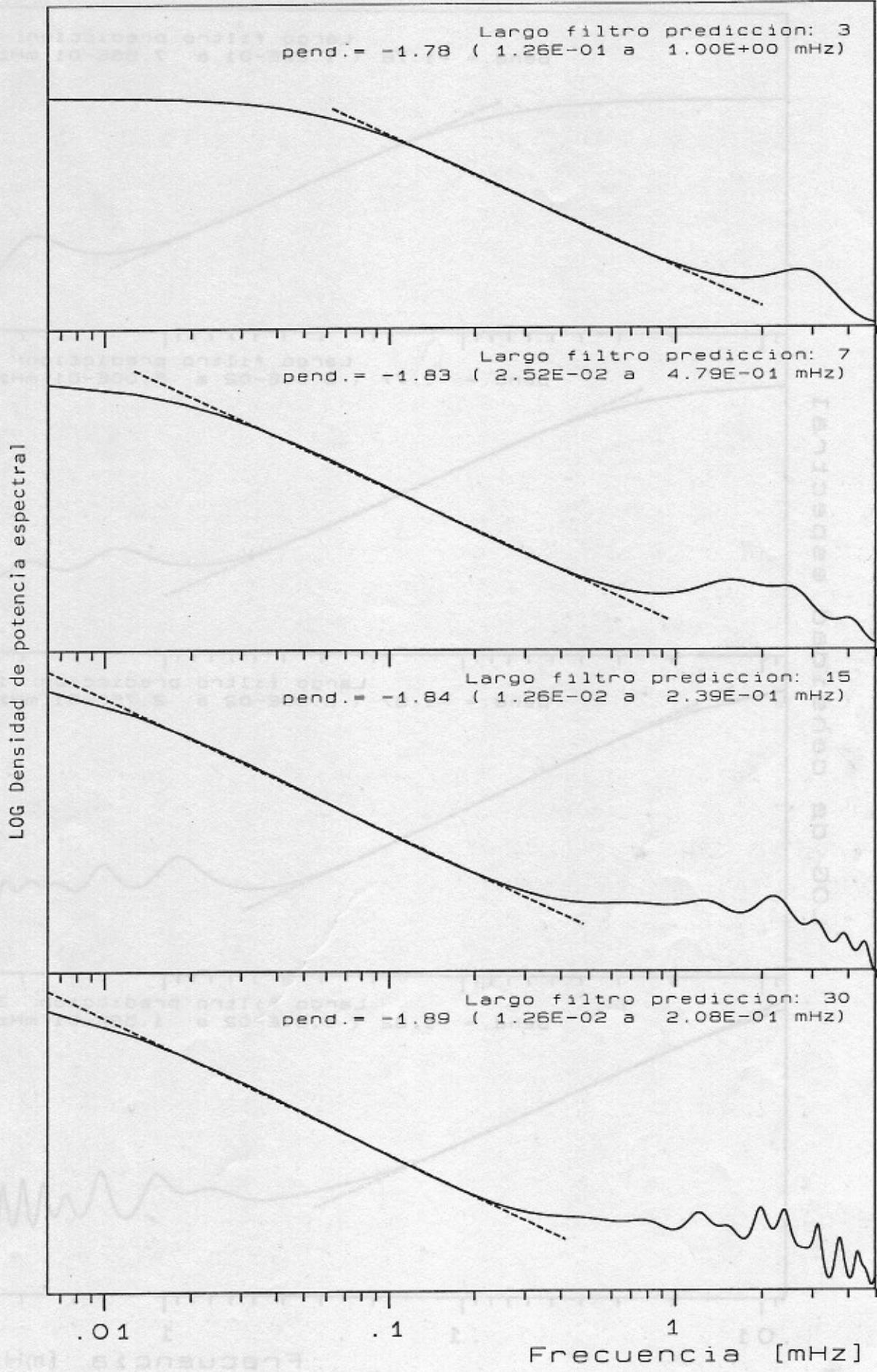


Figura 7.19: Como figura 7.18, pero para el 15/2/90.

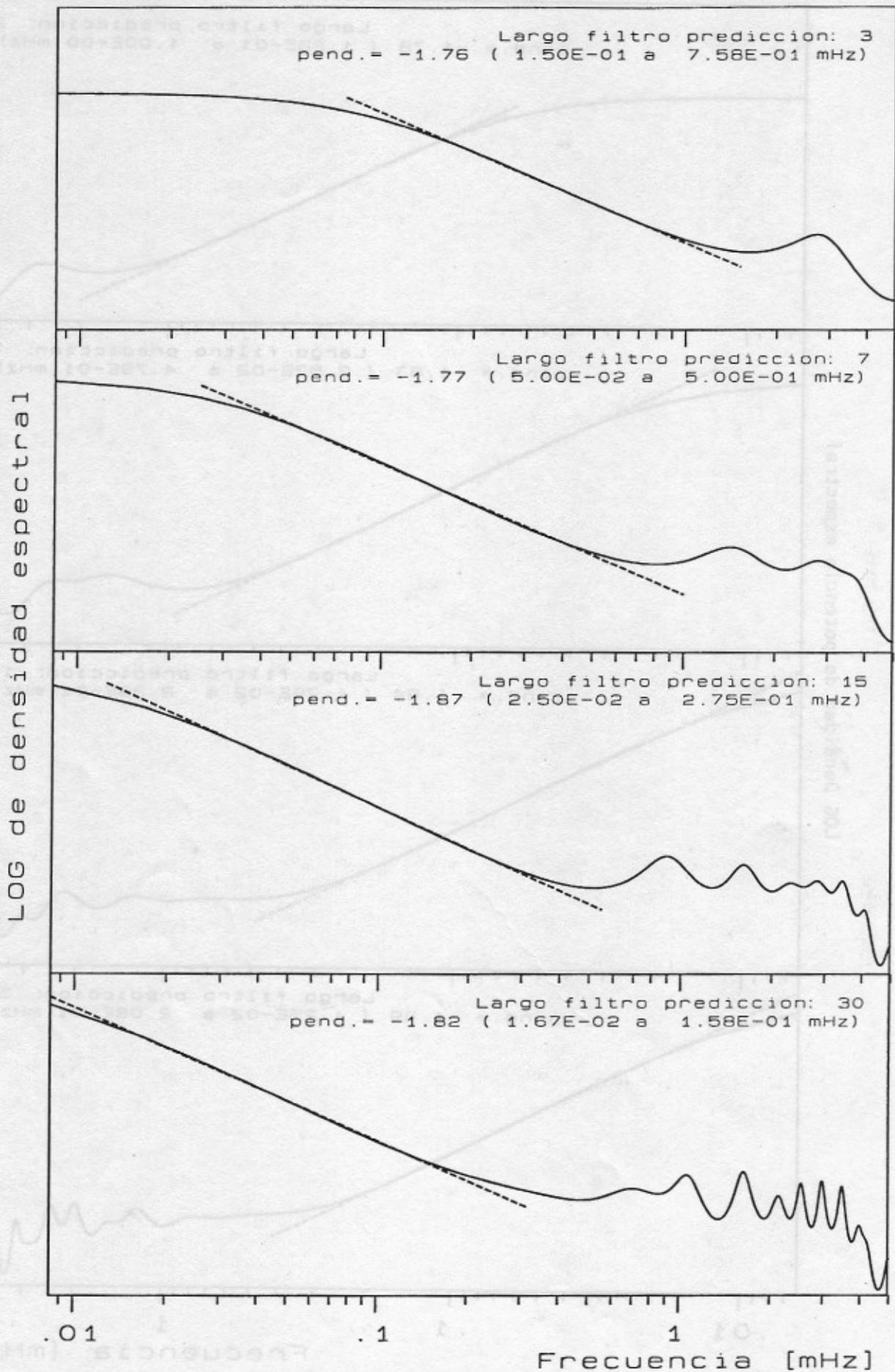


Figura 7.20: Como figura 7.19, pero con datos simulados, para los mismos tiempos, conteniendo un senoide de 12h y amplitud 10K, más ruido gaussiano con desviación estándar de 3.8K.

Este ejemplo demuestra que, al menos en el rango de largos de filtros habitualmente utilizados para determinar pendientes, el método puede no representar al espectro verdadero, en tal grado que la pendiente espectral no corresponda a ningún rasgo real. La equivalencia entre el método MEM y FFT (suavizado convenientemente) mostrada por Fougere [1985] sugieren que estas dificultades no son específicas de MEM.

Una alternativa para tratar el tema de los espectros de potencia es construir un espectro medio en forma estadística, partiendo de las ondas individuales halladas en la sección 7.2. La principal ventaja es que permite vincular el espectro de ondas discreto con el continuo. Otra ventaja es que se reduce considerablemente el ruido, ya que la selección de casos de coincidencia espectral actúa como "filtro".

Cada onda individual tiene asociada una potencia espectral proporcional al cuadrado de su amplitud. Los espectros medios pueden construirse de diferentes formas, según la hipótesis de la distribución de cantidad de ondas en función de la frecuencia y según la selección de casos individuales. Se consideran aquí cuatro variantes distintas:

A) Para cada intervalo de frecuencia (de 0.1mHz de ancho), se *suman* las amplitudes al cuadrado de todas las ondas incluídas en el intervalo. Esto significa suponer que la cantidad de ondas reales por intervalo de frecuencia es proporcional a la cantidad de ondas observadas. Si bien esta hipótesis parece ser natural, la distribución de ondas observadas está, al menos parcialmente, distorsionada por el efecto del umbral de detección en amplitudes, como ya se ha mencionado.

B) Igual a la variante A pero descartando las ondas evanescentes (usando sólo los casos con  $|\lambda_2| < 100\text{km}$ ).

C) Para cada intervalo de frecuencia, se *promedian* las amplitudes al cuadrado de todas las ondas incluídas en el intervalo. Esto significa suponer una distribución constante de la cantidad de ondas en función de la frecuencia.

D) Igual a la variante C pero descartando las ondas evanescentes (usando sólo los casos con  $|\lambda_2| < 100\text{km}$ ).

La figura 7.21 muestran los espectros de densidad de potencia espectral y las pendientes calculadas para las variantes A y B. La PSD de cada intervalo de 0.1mHz se grafica con un círculo en el centro del intervalo. La figura 7.22 es similar a la figura 7.21 pero para las variantes C y D. Se han excluido en todas las variantes los casos con período mayor a  $10^5$  segundos y  $|\eta| > 30$ . El primer círculo a la izquierda abarca la marea y no se utiliza para el cálculo de las pendientes. En general, entre 0.1mHz y 1mHz hay un decrecimiento aproximadamente lineal. En frecuencias mayores a 1mHz el decrecimiento se reduce considerablemente. Las variantes B y D son más ruidosas, especialmente en las altas frecuencias y para el  $O_2$ , debido a la menor cantidad de casos incluidos. En estas dos variantes, los rangos espectrales para calcular las pendientes fueron elegidos para que haya al menos 6 casos en cada intervalo.

La tabla 7.6 indica los valores de las pendientes espectrales de las temperaturas de  $O_2$  y OH calculadas para las 4 variantes, con los respectivos rangos de frecuencias y errores estimados. Las pendientes más pronunciadas corresponden a la variante B, y sólo para las temperaturas de  $O_2$ , la pendiente incluye, dentro del margen de error, el teórico valor de -2. Las pendientes más suaves (del orden de -0.3) corresponden a la variante C. La variante A es compatible con pendiente -1 y la variante D da valores intermedios entre las variantes A y C.

**Tabla 7.6: Valores de las pendientes espectrales de temperaturas de  $O_2$  y OH calculadas para las 4 variantes descritas en el texto. Se indican los rangos de frecuencia utilizados para el cálculo de las pendientes y, entre paréntesis, los errores estimados.**

Variante	Rango de frec. [mHz]	Pendiente temp. $O_2$	Pendiente temp. OH
A	0.1 - 2.0	-0.99 (0.2)	-0.92 (0.2)
B	0.1 - 0.9	-1.64 (0.4)	-1.46 (0.3)
C	0.1 - 1.0	-0.34 (0.06)	-0.37 (0.03)
D	0.1 - 0.9	-0.78 (0.2)	-0.44 (0.1)

Hay, entonces, una gran variación en los valores obtenidos, según la variante. Dado que las variantes corresponden a situaciones extremas, la pendiente verdadera tendrá un valor intermedio entre los extremos de esta tabla. Esto significa que, al menos

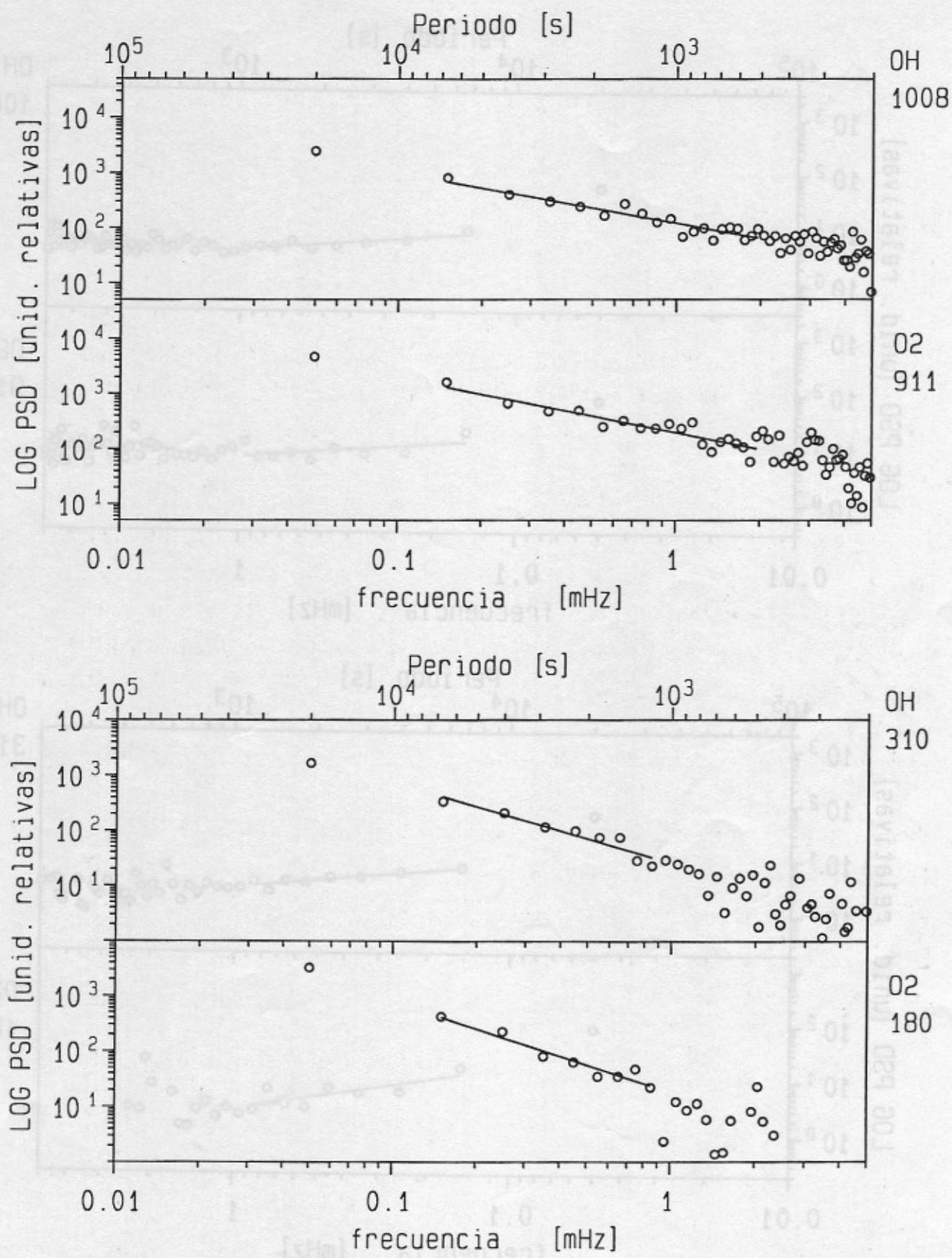


Figura 7.21: Espectros de densidad de potencia espectral de temperaturas de O2 y OH. Arriba: variante A. Abajo: variante B (ver texto).

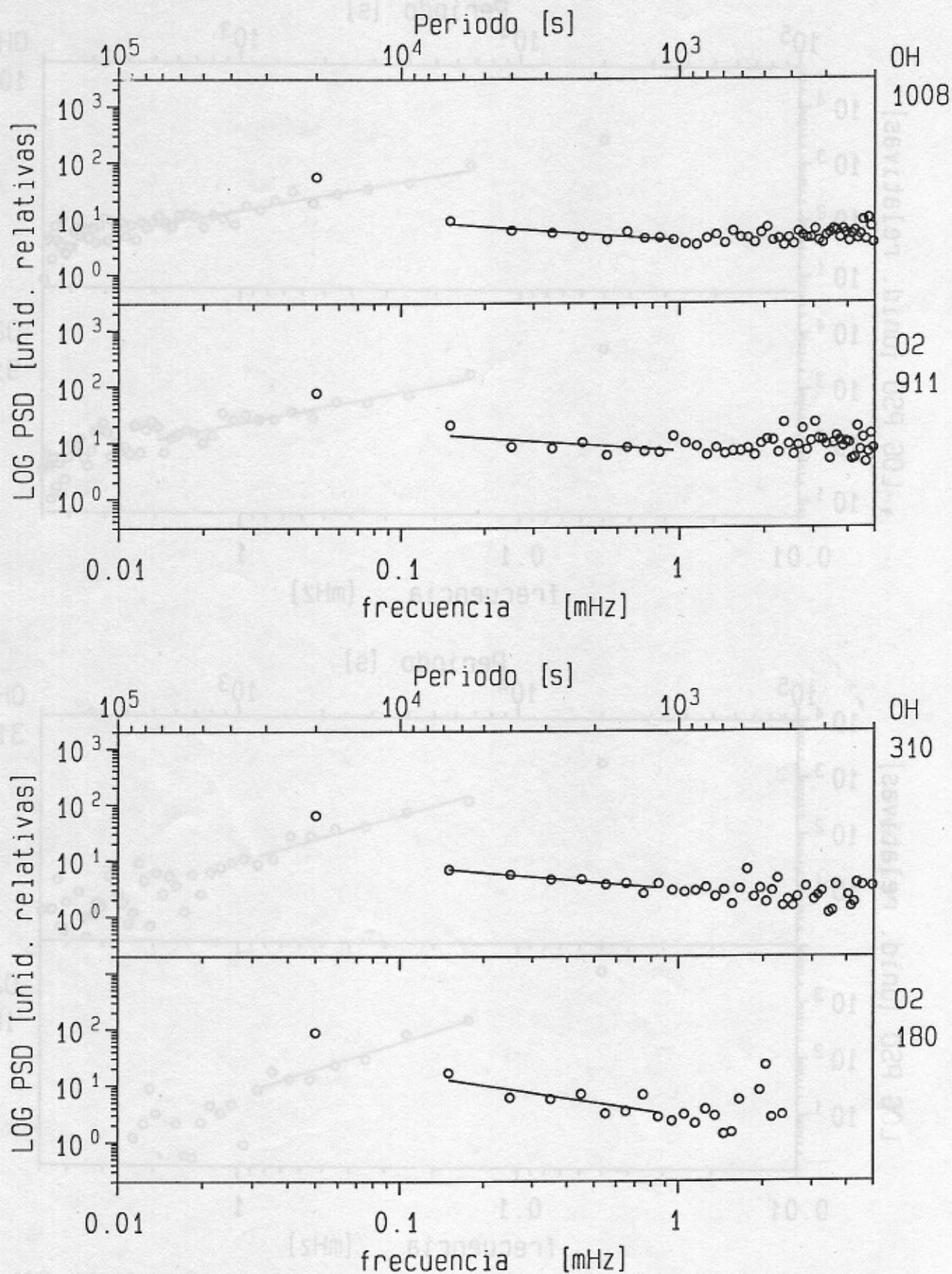


Figura 7.22: Espectros de densidad de potencia espectral de temperaturas de O2 y OH. Arriba: variante C. Abajo: variante D (ver texto).

en el promedio, el valor absoluto de la pendiente es inferior al valor dado por el modelo de Dewan.

Una posibilidad para explicar estas pendientes es que no se cumplan (al menos en forma permanente) las condiciones de equilibrio en la interacción de ondas utilizadas en el modelo. Otra posibilidad podría ser el efecto selectivo del método de observación, causado por la cancelación de fase en la capa de emisión. Efectivamente, para un número de onda horizontal fijo, la longitud de onda vertical crece con la frecuencia. De este modo, las amplitudes en las más bajas frecuencias pueden aparecer reducidas en amplitud por la cancelación de fase, reduciéndose, entonces, la pendiente observada. También podría afectar la pendiente la atenuación de ondas, discutida en la sección 7.2, aunque aquí no es claro si este efecto debería aumentar o reducir la pendiente.