

## ACERCA DE LA INTERPRETACIÓN DE LAS FLUCTUACIONES DE CORTO PERIODO DE LA TERMOCLINA OBTENIDAS POR MEDIO DE UN SENSOR EN MOVIMIENTO

## ON THE INTERPRETATION OF SHORT-PERIOD FLUCTUATIONS IN THE THERMOCLINE OBTAINED FROM A TOWED SENSOR

A.E. Filonov

Departamento de Física  
Universidad de Guadalajara  
Apartado postal 4-079  
Guadalajara, Jalisco 44421, México  
E-mail: [afilonov@udgserv.cencar.udg.mx](mailto:afilonov@udgserv.cencar.udg.mx)

Instituto Hidrometeorológico de Odessa  
Lvovskaia 15, Odessa 270016, Ucrania

*Recibido en marzo de 1995; aceptado en febrero de 1997*

### RESUMEN

Se presentan algunas consideraciones relacionadas con la interpretación de los datos de las oscilaciones de la temperatura en la termoclina obtenidos con ayuda de un sensor en movimiento. En un modelo sencillo de relación de dispersión para ondas lineales internas con una disminución de energía en el espectro, isotrópica en cuanto a la dirección y uniforme por la frecuencia, se muestra que con determinadas velocidades de remolque del sensor es posible la aparición de un pico ficticio de densidad espectral en el espectro de frecuencias medido. También se analizan los resultados del estudio de la dependencia de la densidad espectral en los espectros de las ondas internas con respecto a la velocidad de movimiento del sensor, el carácter de la disminución de la energía y el número de onda para condiciones hidrológicas específicas. Se discute como evitar o disminuir las deformaciones Doppler en los espectros medidos.

*Palabras clave:* ondas internas, termoclina, medición, sensor en movimiento.

### ABSTRACT

Aspects related to the interpretation of data from temperature oscillations in the thermocline obtained from a towed sensor are presented. A simple model of dispersion relation for linear internal waves with a decrease in energy in the spectrum, isotropic with regard to direction and uniform in frequency, shows that, at determined tow speeds of the sensor, a fictitious spectral density peak may appear in the frequency spectrum measured. The results of the study on the dependency of the spectral density in the internal wave spectra with respect to the tow speed of the sensor, the nature of the decrease in energy and wave number for specific hydrological conditions are also analyzed. How to avoid or decrease Doppler deformations in the spectra measured is discussed.

*Key words:* internal waves, thermocline, measurement, towed sensor.

## INTRODUCCIÓN

Los conocimientos actuales sobre las ondas internas se fundamentan en demostraciones experimentales de la existencia de movimientos ondulatorios en un medio estratificado estable. Las ondas internas, como cualquier proceso ondulatorio, originan movimientos orbitales de las partículas de agua, los cuales pueden ser registrados debido a que se manifiestan en las fluctuaciones de la mayoría de los parámetros hidrofísicos. La termoclina oceánica sirve como guía de ondas para las ondas internas de corto periodo, en las cuales los movimientos orbitales de las partículas se presentan casi en un plano vertical y se manifiestan en las oscilaciones de las isotermas, las cuales son registradas con diferentes tipos de sensores de temperatura.

Las series de tiempo de las pulsaciones de la temperatura obtenidas como resultado de mediciones son difíciles de interpretar. El componente horizontal de la velocidad de fase en las ondas cortas es cercano en cuanto a su magnitud a las velocidades de las corrientes semiestacionarias en el mar. Esto puede originar grandes deformaciones por efecto Doppler, las cuales son difíciles de considerar aun si se registraran simultáneamente las pulsaciones de la temperatura y la corriente en varios niveles en la termoclina. Una dificultad más en la interpretación de los datos es la existencia de la estructura fina.

En una serie de trabajos, han sido discutidos los problemas relacionados con la interpretación de los datos obtenidos por medio de un sensor inmóvil (Phillips, 1971, 1977; Pinkel, 1975; Brekhovskikh *et al.*, 1975; Gregg y Briscoe, 1979; Kundu *et al.*, 1988; y otros).

Interpretar los datos obtenidos por un sensor en movimiento es más difícil, ya que éste registra de manera compleja secciones espacio-temporales del campo de la temperatura. Los problemas de medición de las ondas internas a través de sensores de remolque han sido discutidos en múltiples trabajos (Charnock, 1965; Katz, 1975; Brekhovskikh *et al.*, 1975; Bell, 1976; Miropolskiy, 1981; Dugan, 1984; Sabinin, 1985; Filonov y Danilienko, 1991; Sabinin *et al.*, 1992; y otros).

## INTRODUCTION

The present knowledge of internal waves is based on experimental tests of the existence of wave motions in a stable stratified environment. Internal waves, like any undulatory process, generate orbital movements of water particles that can be recorded, since they are apparent in the fluctuations of most hydrophysical parameters. The ocean thermocline serves as a wave guide for short-period internal waves, in which the orbital movements of the particles occur in an almost vertical plane and appear in the oscillations of the isotherms that are recorded with different types of temperature sensors.

Time series of temperature fluctuations obtained from measurements are difficult to interpret. The horizontal component of the phase speed of short-waves is close, with respect to their magnitude, to the speeds of the semistationary currents in the sea. This can result in large Doppler deformations that are difficult to consider, even if the current and temperature fluctuations are simultaneously recorded at different levels in the thermocline. Another difficulty in the interpretation of the data is the existence of a fine structure.

The problems related to the interpretation of data obtained from moored sensors have been discussed in a series of works (Phillips, 1971, 1977; Pinkel, 1975; Brekhovskikh *et al.*, 1975; Gregg and Briscoe, 1979; Kundu *et al.*, 1988; and others).

The interpretation of data obtained from a towed sensor is more difficult, since it records space-time sections of the temperature field in a complex manner. The problems of measuring internal waves with towed sensors have been discussed in many works (Charnock, 1965; Katz, 1975; Brekhovskikh *et al.*, 1975; Bell, 1976; Miropolskiy, 1981; Dugan, 1984; Sabinin, 1985; Filonov and Danilienko, 1991; Sabinin *et al.*, 1992; and others).

Multiple measurements show that intense internal waves occur in the ocean thermocline in groups of 5 to 10 first-mode waves. After they pass there are long periods of calm, during which there are fluctuations with amplitudes

Como lo muestran múltiples mediciones, intensas ondas internas en la termoclina oceánica existen en forma de grupos de 5 a 10 ondas del primer modo y después de su paso se presentan largos periodos de calma, durante los cuales se observan fluctuaciones con amplitudes tres a cinco veces menores que en tales grupos (Konyaev y Sabinin, 1992). Si se realizaran mediciones en cualquier punto del océano durante periodos cortos (1-2 h) o en una longitud no lo suficientemente grande (5-10 km), entonces pueden no encontrarse grupos de intensas ondas internas y sólo medir las oscilaciones débiles típicas; el espectro de éstas concuerda con el modelo de los espectros de Garrett y Munk (1972, 1975; GM-72, GM-75). Si se midió durante el paso de un grupo o algunos grupos de intensas ondas internas, entonces los espectros serán muy distintos de los espectros GM; contendrán picos en las frecuencias de las ondas en el grupo.

Como se muestra en este artículo, al medir sólo en presencia de las oscilaciones típicas de la termoclina por medio de un sensor en movimiento, a determinadas velocidades de su movimiento aparece algunas veces un pico de densidad espectral en el espectro Doppler obtenido. Este pico puede malinterpretarse por el pico relacionado con los grupos de las intensas ondas internas. A este pico lo llamaré "ficticio" debido a que su naturaleza sólo está relacionada con la técnica de medición y no con la presencia de los atípicos grupos de intensas ondas internas.

En los años de 1984 a 1989, el Instituto Oceanográfico Estatal Ruso llevó a cabo una serie de estudios en el marco del proyecto ABISSAL, sobre la dinámica de las aguas de una región de la que se pretendía extraer nódulos de manganeso del fondo del océano. La región de los trabajos se situó en la parte nor-oriental de la zona tropical del Océano Pacífico, en los límites de un cuadrado de 240 millas náuticas de lado, con un centro eventual con coordenadas 14° lat. N, 131° long. O. En el verano de 1986, en un micropolígono (40 × 40 millas) situado en el centro del polígono principal, se realizaron mediciones de ondas internas en todos sus rangos de frecuencias. El objetivo

three to five times smaller than in those groups (Konyaev and Sabinin, 1992). If measurements are conducted at any point in the ocean with insufficient time (1-2 h) or space (5-10 km) scales, then groups of intense internal waves cannot be found and only typical weak oscillations can be measured; the spectrum of these concurs with the spectral model of Garrett and Munk (1972, 1975; GM-72, GM-75). If measurements are made when a group or groups of intense internal waves pass, then the spectra will be very different from the GM spectra; there will be peaks in the wave frequencies of the group.

As shown in this article, if measurements are taken only in the presence of typical oscillations of the thermocline with a towed sensor at determined tow speeds, sometimes a spectral density peak will appear in the Doppler spectrum obtained. This peak can be mistaken for the peak related to groups of intense internal waves. This peak will be called "fictitious" since, by nature, it is only related to the measuring technique and not to the presence of atypical groups of intense internal waves.

From 1984 to 1989, the Russian State Oceanographic Institute conducted a series of studies as part of the ABISSAL project on the dynamics of the waters of a region where manganese nodules were to be extracted from the ocean floor. The study area was located in the northeastern part of the tropical zone of the Pacific Ocean, in a square of 240 nautical miles per side and a center at 14°N and 131°W. During the summer of 1986, in a micropolygon (40 × 40 miles) located in the center of the main polygon, measurements of internal waves were conducted in all frequency ranges. The objective of these measurements was to study the influence of the orbital currents of the internal waves on the frame of the extracting vessel during the vacuum process and on the dispersion of the processed pulp produced upon extracting the manganese nodules, which was thrown overboard. In the micropolygon, 13 autonomous buoy stations (ABS) were installed for about one month. Each ABS had temperature, salinity and current recorders at 14 levels.

de estos trabajos fue el estudio de la influencia del campo de las corrientes orbitales de las ondas internas en el cuerpo del succionador de la nave extractora y en la dispersión de la pulpa procesada que se producía al extraer los nódulos de manganeso y que era vertida por la borda. En el micropolígono se instalaron, por cerca de un mes, 13 estaciones de boya autónomas (EBA), cada una con medidores de temperatura, salinidad y corrientes en 14 niveles.

Las ondas internas en la termoclina se registraron con un sistema especial de sensores, compuesto de tres termistores que se encontraban en promedio a 40, 70 y 100 m de profundidad. Entre cada par de termistores se encontraban sensores de distribución de la temperatura (SDT), con una longitud de 30 m cada uno. El extremo inferior del sistema contaba con un sensor de presión y una estructura especial para su sumersión (Filonov y Danilenko, 1991). El SDT es un cable aislado, extendido verticalmente, con una resistencia proporcional a la temperatura media de la capa de agua que abarca. Este sensor no reacciona a la estructura fina y es muy sensible a las oscilaciones de los modos inferiores (Brekhovskikh *et al.*, 1975; Phillips, 1977; Sabinin *et al.*, 1992). Este sistema de sensores es remolcable y permite registrar los desplazamientos verticales en dos capas de agua, lo cual da la posibilidad de separar las oscilaciones relacionadas con el primer y segundo modo interno. Las mediciones de las ondas en la termoclina se llevaron a cabo tanto a la deriva como a una velocidad de remolque de 3 a 15 km/h. Los estudios realizados mostraron que en mar abierto, el campo de las ondas internas en la termoclina es muy heterogéneo espacialmente y no estacionario en el tiempo. Las ondas estaban representadas principalmente por oscilaciones típicas en las que sus amplitudes no superaban los 1-2 m de acuerdo con los registros de las EBA. Los espectros de las ondas típicas concordaron muy bien con el espectro de Garrett y Munk (1975). Algunas veces, en el micropolígono se encontraron grupos de 5 a 10 ondas intensas del primer modo, con amplitudes hasta de 10 a 15 m y periodos de 2 a 3 h. Éstas se encontraron casi siempre en la periferia de un giro sinóptico observado en el polígono y, al parecer, se generaban por una

The internal waves in the thermocline were recorded with a special system of sensors, made up of three thermistors that were located, on average, at 40, 70 and 100 m depth. There were temperature distribution sensors (TDS) between each pair of thermistors, with a length of 30 m each. The bottom part of the system had a pressure sensor and a special submersion structure (Filonov and Danilenko, 1991). The TDS is an insulated cable, extended vertically, with a resistance proportional to the mean temperature of the water layer it covers. This sensor does not react to the fine structure and is very sensitive to oscillations of the lower modes (Brekhovskikh *et al.*, 1975; Phillips, 1977; Sabinin *et al.*, 1992). This system of sensors can be towed and records the vertical displacements in two water layers, making it possible to separate the oscillations related to the first and second internal modes. The measurements of the waves in the thermocline were carried out both adrift and at a tow speed of 3 to 15 km/h. The studies showed that in the open sea, the internal wave field in the thermocline is very nonhomogeneous in space and nonstationary in time. According to the records of the ABS, the waves were principally represented by typical oscillations, with amplitudes that did not surpass 1 to 2 m. The spectra of the typical waves concurred with the Garrett and Munk (1975) spectrum. Occasionally, there were groups of 5 to 10 first-mode intense waves in the micropolygon, with amplitudes of 10 to 15 m and periods of 2 to 3 h. They almost always occurred in the perimeter of a synoptic eddy observed in the polygon and were apparently generated by the instability of the currents related to it.

A peculiarity was observed in the measurements of the micropolygon. In the spectra obtained from the data of the towed system, there was an occasional spectral peak in the 1.5 to 3 c/h frequencies. This peak did not change position in the spectrum when measurements were carried out in the opposite direction; that is, it was not subjected to the Doppler effect. It was more clearly manifested when the tow speeds of the sensors were 4 to 6 km/h. When speed increases, the peak in the spectrum decreases and moves to higher frequencies, and

inestabilidad de las corrientes relacionadas con el mismo.

Las mediciones en el micropolígono mostraron una extraña peculiaridad. En los espectros obtenidos con base en los datos del sistema remolcado, algunas veces aparecía un pico espectral en las frecuencias de 1.5-3 c/h. Este pico no cambió su posición en el espectro al medir con el curso en sentido contrario, esto es, no se sujetó al efecto Doppler. Éste se manifestó más claramente con velocidades de movimiento de los sensores de 4 a 6 km/h. Cuando la velocidad se incrementa, el pico en el espectro disminuye y se traslada a frecuencias más altas, y al disminuirla, a frecuencias más bajas. El pico apareció en los espectros sólo cuando las mediciones se realizaron en las regiones del micropolígono con el campo de ondas internas típicas. Esta peculiaridad no tuvo una explicación durante mucho tiempo. Después, ésta se encontró y su esencia se expone en el presente artículo.

### ASPECTOS DE LA TEORÍA DE MEDICIÓN CON UN SENSOR INMÓVIL Y EN MOVIMIENTO

Es conocido que al medir las fluctuaciones de la termoclina por medio de un sensor inmóvil se puede estimar el espectro "anclado" (*moored spectrum*),  $S_m(f)$ , y con un sensor en movimiento el espectro "remolcado" (*towed spectrum*),  $S_t(f)$ . Los aspectos teóricos del análisis de los datos obtenidos por sensores inmóviles y remolcados se encuentran detalladamente en diferentes monografías (Konyaev, 1990; Miropolskiy, 1981; y otros). Aquí se tocarán sólo algunas cuestiones que aclaran la esencia del problema en discusión en el presente artículo. Para ello veamos algunos ejemplos modelo.

#### Ejemplo 1

Sea que el campo de los desplazamientos verticales en la termoclina se represente por una oscilación armónica de primer modo dirigida a lo largo del eje  $x$ :  $\xi(x, t) = a_0 \cos 2\pi(k_0 x - f_0 t)$ . Si el campo se mide con un solo sensor en movimiento uniforme rectilíneo, sus registros

when speed decreases, it moves to lower frequencies. The peak appeared in the spectra only when the measurements were carried out in the micropolygon with the typical internal wave field. There was no explanation for this peculiarity until recently, and it is presented herein.

### ASPECTS OF THE THEORY OF MEASURING WITH A MOORED AND TOWED SENSOR

It is known that measuring the fluctuations of the thermocline with a moored sensor determines the moored spectrum,  $S_m(f)$ , and with a towed sensor, the towed spectrum,  $S_t(f)$ . The theoretical aspects of the analysis of the data obtained from moored and towed sensors are described in detail in different monographs (Konyaev, 1990; Miropolskiy, 1981; and others). Here, we will only discuss some aspects that clarify the problem discussed in this article, using some model examples.

#### Example 1

Let the vertical displacement field in the thermocline be represented by a first-mode harmonic oscillation oriented along the  $x$  axis:  $\xi(x, t) = a_0 \cos 2\pi(k_0 x - f_0 t)$ . If the field is measured with only one sensor in uniform rectilinear movement, the data of the space-time coordinates will be situated in one line. These lines will be called the trajectory of the sensor. The trajectory of the sensor will be parallel to the time axis if the sensor is moored and will be tilted towards this axis if the sensor moves uniformly. The angle of inclination of the trajectory of the sensor is easily determined from the speed of the sensor.

Figure 1a shows possible trajectories of the sensor, with thick lines starting from  $x = 0$  and  $t = 0$ . The constant phase lines of the waves (for example, crests) are shown with solid lines that move in positive direction from the  $x$  axis with a phase speed  $C_f = \lambda_0 / \tau_0$ , where  $\tau_0$  is the oscillation period and  $\lambda_0$  the wavelength. The trajectory of the moored sensor agrees with the  $t$  axis and records oscillations with period  $\tau_0$ . With the

en las coordenadas espaciotemporales estarán situados en una línea. Estas líneas las llamaremos trayectoria del sensor. La trayectoria del sensor será paralela al eje del tiempo si el sensor está inmóvil y será inclinada a este eje si el sensor se mueve uniforme. El ángulo de inclinación de la trayectoria del sensor se determina simplemente por la velocidad del sensor.

En la fig. 1a se muestran, con líneas gruesas partiendo de  $x = 0$  y  $t = 0$ , posibles trayectorias del sensor. Las líneas de fase constante para las ondas (por ejemplo, crestas) se muestran con líneas continuas que se mueven en dirección positiva del eje  $x$  con una velocidad de fase  $C_f = \lambda_0/\tau_0$ , en donde  $\tau_0$  es el periodo de la oscilación y  $\lambda_0$  es la longitud de onda. La trayectoria del sensor inmóvil concuerda con el eje  $t$  y registra oscilaciones con periodo  $\tau_0$ . Con el sensor en movimiento la trayectoria se inclina y el sensor registra oscilaciones con periodo  $\tau_1 < \tau_0$  si éste se mueve en contra de la dirección del eje  $x$  (trayectoria  $t_1$ ) y  $\tau_2 > \tau_0$  si se mueve en dirección del eje  $x$  (trayectoria  $t_2$ ). Si el sensor se mueve con la velocidad de la onda, entonces el periodo observado se vuelve infinitamente grande y las oscilaciones no se registran (trayectoria  $t_3$ ). Con subsiguientes incrementos de la velocidad del sensor, el periodo de las oscilaciones que se registra disminuye (trayectoria  $t_4$ ).

La variación descrita del periodo observado se puede examinar en las coordenadas de frecuencias (coordenadas de frecuencias temporales y de números de onda). El espectro bidimensional  $S(f, k)$  de la onda cosenoidal registrada está representado en la fig. 1b en forma de puntos gruesos en la curva de dispersión. El sensor inmóvil da una proyección del espectro registrado en el eje de las frecuencias temporales  $f$ , de tal manera que la frecuencia real de oscilación es igual a  $f_0 = 1/\tau_0$ . Cualquier movimiento uniforme del sensor trae consigo la inclinación del eje en el cual se proyecta el espectro. Con ello, el eje de las frecuencias (de Doppler) observadas se inclina sin fase con la trayectoria del sensor, manteniéndose paralela a ella al concordar las coordenadas espaciotemporales y frecuenciales. La condición de concordancia (cuando el periodo observado se

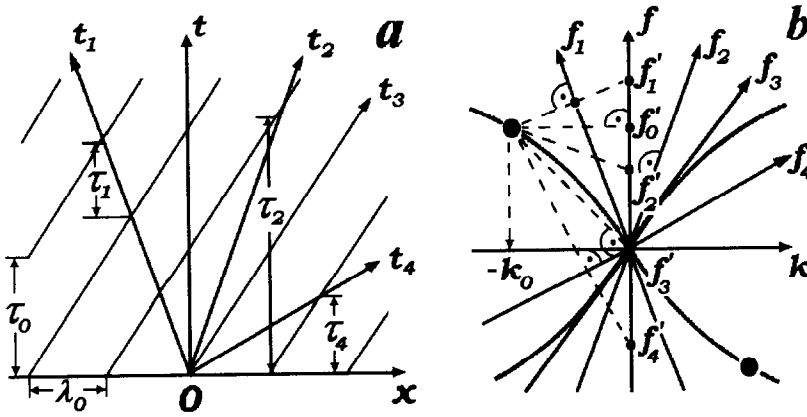
towed sensor, the trajectory tilts and the sensor records oscillations with period  $\tau_1 < \tau_0$  if it moves in the opposite direction of the  $x$  axis (trajectory  $t_1$ ) and  $\tau_2 > \tau_0$  if it moves in the direction of the  $x$  axis (trajectory  $t_2$ ). If the sensor moves at the speed of the wave, the period observed becomes infinitely large and the oscillations are not recorded (trajectory  $t_3$ ). With subsequent increments in the speed of the sensor, the period of the oscillations it records decreases (trajectory  $t_4$ ).

The variation described for the period observed can be examined in the frequency coordinates (coordinates of time frequencies and wave numbers). The two-dimensional spectrum  $S(f, k)$  of the cosine wave recorded is represented in fig. 1b by thick dots on the dispersion curve. The moored sensor projects the spectrum recorded in the axis of the time frequency  $f$ , in such a way that the real oscillation frequency is equal to  $f_0 = 1/\tau_0$ . Any uniform movement of the sensor tilts the axis in which the spectrum is projected. With this, the axis of the frequencies (Doppler) observed tilts without phase with the trajectory of the sensor, remaining parallel to it until the space-time coordinates and frequencies concur. The condition of agreement (when the period observed becomes infinite) is obtained if  $\Delta x/\Delta t = \Delta f/\Delta k = C_f$ .

When the sensor moves in the opposite direction of the propagation of the wave, the frequency observed is greater than the real one (axis  $f_1'$ ). If it moves in the same direction, the frequency observed initially decreases (axis  $f_2'$ ) and when  $u = C_f$ , it becomes equal to zero (axis  $f_3'$ ). With greater increments in the speed of the sensor, the frequency observed increases again (axis  $f_4'$ ). This signifies that the frequency observed changes its "sign"; however, it is not possible to fix this variation based solely on time data of the sensor.

## Example 2

Let the vertical displacement field of the thermocline have a typical spectrum that decreases with frequency. In addition to a spectral density peak in the  $f_0$  frequency corresponding to a group of intense internal waves with a



**Figura 1.** Medición del campo de la oscilación armónica por un sensor en movimiento. (a) Dominio espaciotemporal. Las líneas continuas son las trayectorias de las crestas de las ondas;  $t_1, t_2, t_3$  y  $t_4$  son las trayectorias de los sensores que se mueven con diferentes velocidades;  $\tau_0, \tau_1, \tau_2, \tau_3$  y  $\tau_4$  son los periodos inicial y observados. (b) Dominio de frecuencias espaciotemporales. Con la línea gruesa se muestra esquemáticamente la curva de dispersión del primer modo interno;  $f_0, f_1, f_2, f_3$  y  $f_4$  son las frecuencias inicial y observadas.

**Figure 1.** Measurement of the harmonic oscillation field from a towed sensor. (a) Space-time domain. The solid lines are the trajectories of the wave crests;  $t_1, t_2, t_3$  and  $t_4$  are the trajectories of the sensors that move at different speeds;  $\tau_0, \tau_1, \tau_2, \tau_3$  and  $\tau_4$  are the initial and observed periods. (b) Space-time frequency domain. The thick line schematically shows the dispersion curve of the internal first mode;  $f_0, f_1, f_2, f_3$  and  $f_4$  are the initial and observed frequencies.

vuelve infinito) se obtiene si  $\Delta x/\Delta t = \Delta f/\Delta k = C_f$ .

Cuando el sensor se mueve en contra de la dirección de propagación de la onda, la frecuencia observada es superior a la real (eje  $f'_1$ ). Al moverse en la misma dirección, la frecuencia observada disminuye inicialmente (eje  $f'_2$ ) y cuando  $u = C_f$ , se vuelve igual a cero (eje  $f'_3$ ). Con mayores incrementos de la velocidad del sensor, la frecuencia observada aumenta de nuevo (eje  $f'_4$ ). Esto significa que la frecuencia observada cambia su "signo"; sin embargo, no es posible fijar esta variación sólo con base en datos temporales del sensor.

### Ejemplo 2

Sea que el campo de los desplazamientos verticales de la termoclina tenga un espectro típico que decrece con la frecuencia y añadido un pico de densidad espectral en la frecuencia  $f_0$  correspondiente a un grupo de intensas ondas

mean amplitude  $a_0$  and mean wavelength  $\lambda_0$ . In the frequency domain, the spectrum of the wave field is represented in the form of a spot. If we conduct measurements with the moored sensor, then only the frequency spectrum of the waves can be estimated, which is the projection of the total spectrum on the axis of the time frequencies (fig. 2a). The spectrum measured consists of the wave numbers between the planes  $f_{1,2} = f \pm \Delta f$ , with a spectral window indefinitely extended along the spatial frequency axis. The minimum width of the spectral window is determined from the length of the measurement (length of the trajectory of the sensor) and is equal to  $2\Delta f = 1/T$ . For the moored sensor, the spectral window is moved without tilting from point  $f = 0$  towards the positive and negative values of the time frequency until the Nyquist frequency equals  $f_N = 1/2\Delta t$ .

If the sensor moves at a speed of  $u \gg C_f$ , the spectral window is located practically

internas con una amplitud media  $a_0$  y longitud de onda media  $\lambda_0$  en el grupo. En el dominio de frecuencia, el espectro del campo de onda se representa en forma de una mancha. Si vamos a realizar mediciones con el sensor inmóvil, entonces sólo podemos estimar el espectro frecuencial de las ondas, el cual es la proyección del espectro total en el eje de las frecuencias temporales (fig. 2a). El espectro medido se integra por los números de onda entre los planos  $f_{1,2} = f \pm \Delta f$  con ayuda de una ventana espectral alargada infinitamente a lo largo del eje de las frecuencias espaciales. La mínima anchura de la ventana espectral se determina por la duración de la medición (longitud de la trayectoria del sensor) y es igual a  $2\Delta f = 1/T$ . Para el sensor inmóvil, la ventana espectral se traslada sin inclinarse desde el punto  $f = 0$  en dirección de los valores positivos y negativos de la frecuencia temporal hasta la frecuencia de Nyquist igual a  $f_N = 1/2\Delta t$ .

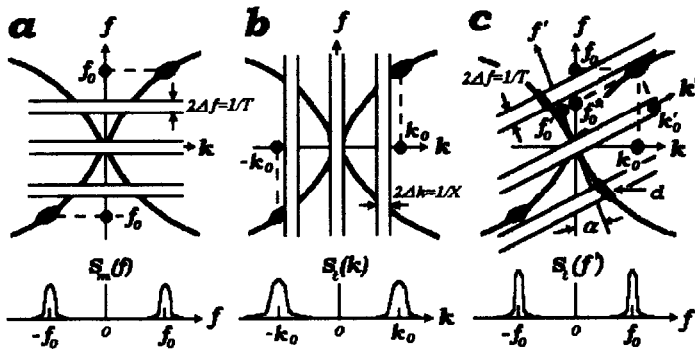
Al moverse el sensor con una velocidad  $u \gg C_f$ , la ventana espectral se sitúa prácticamente perpendicular al eje  $k$  (fig. 2b). Su anchura  $2\Delta k = 1/X$  depende ahora de la longitud espacial de la medición. Ya que en la termoclina la velocidad de fase de las ondas internas cortas de primer modo son del orden de 0.4 a 0.5 m/s, entonces, con una velocidad del sensor de 2.5 a 5 m/s (5-10 millas náuticas), el campo medido se percibe como "congelado". Debido a que los datos medidos del sensor se registran en el tiempo, entonces, con una precisión hasta de un factor normalizador  $b$  se tiene que  $S_i(k) = bS_m(f)$ . Si las unidades de  $S_i(k)$  son metros cúbicos y las de  $S_m(f)$  son metros cuadrados por hora, entonces las del coeficiente  $b$  son de horas por metro. Con el sensor en movimiento con una velocidad de  $u \cong C_f$ , la ventana espectral se inclina un ángulo  $\alpha$ . En el espacio frecuencial surge un nuevo eje frecuencial  $f'$  (frecuencias observadas o Doppler, también extendido como la trayectoria del sensor) y un nuevo eje de frecuencias espaciales  $k'$ . La rotación de los ejes de coordenadas se describe por las fórmulas:  $f' = f \cos \alpha - b_1 k \sin \alpha$ ,  $k' = b_2 f \sin \alpha + k \cos \alpha$ . Si la frecuencia  $f$  y el número de onda  $k$  tienen unidades de

perpendicular to the  $k$  axis (fig. 2b). Its width  $2\Delta k = 1/X$  now depends on the spatial length of the measurement. Since the phase speed of the first-mode short internal waves in the thermocline are of the order of 0.4 to 0.5 m/s, with a sensor speed of 2.5 to 5 m/s (5-10 nautical miles), the field measured appears to be "frozen". Since the data measured with the sensor are recorded in time, with a precision of up to one normalizing factor  $b$ , then  $S_i(k) = bS_m(f)$ . If the  $S_i(k)$  units are cubic meters and the  $S_m(f)$  are square meters per hour, then those of coefficient  $b$  are hours per meter. With the towed sensor at a speed of  $u \cong C_f$ , the spectral window tilts toward an angle  $\alpha$ . In the spatial frequency, there is a new frequency axis  $f'$  (frequencies observed or Doppler, also extended as the trajectory of the sensor) and a new spatial frequency axis  $k'$ . The rotation of the coordinate axes is described by the formulas:  $f' = f \cos \alpha - b_1 k \sin \alpha$ ,  $k' = b_2 f \sin \alpha + k \cos \alpha$ . If the frequency  $f$  and the wave number  $k$  have units of cycles per hour and cycles per kilometer, then the units of coefficients  $b_1$  and  $b_2$  are kilometers per hour and hours per kilometer, respectively.

The one-dimensional spectrum of the data from the sensor concur, in this case, with the projection of the total spectrum in this tilted axis of frequencies  $f'$ . The projection is conducted through the window, perpendicular to the new frequency axis. With this we can find the real frequency of the spectral peak of the relation  $f_0 = f_0^* - k_0 u$ , where  $f_0^* = f_0'/\cos \alpha$  is the projection of the  $f_0'$  frequency observed on the  $f$  axis. The sign of the member  $k_0 u$  is considered positive for waves traveling in the direction of the sensor and negative when they travel towards one another.

On projecting the spectral density of the  $f'$  axis, spectral densities again fall within the area of the spectral window, from the section of the dispersion curve with the axis contrary to the wave numbers (shown in fig. 2c with the letter  $d$ ). Hence, when measurements are obtained with a towed sensor, the waves with different wave vectors and different real frequencies will have the same time frequency. The spectral density observed will be the sum of the spectral





**Figura 2.** Medición del espectro del campo de las ondas internas por medio de (a) un sensor inmóvil, (b) un sensor en movimiento con una velocidad de  $u \gg C_f$  y (c) un sensor en movimiento con una velocidad de  $u \approx C_f$ . Las franjas blancas en diferentes secciones del plano  $f, k$  corresponden a la posición del pico principal de la ventana espectral. Con la letra  $d$  se señalan las secciones de bajas frecuencias de las curvas de dispersión que caen en la ventana espectral al analizarlas con el espectro de alta frecuencia del grupo de ondas. Bajo cada figura se muestran esquemáticamente los espectros unidimensionales obtenidos.

**Figure 2.** Spectral measurement of the internal wave field using (a) a moored sensor, (b) a towed sensor at a speed of  $u \gg C_f$  and (c) a towed sensor at a speed of  $u \approx C_f$ . The white areas in different sections of the  $f, k$  plane correspond to the position of the principal peak in the spectral window. The letter  $d$  shows the low-frequency sections of the dispersion curves that fall within the spectral window after analyzing them with the high-frequency spectrum of the wave group. The one-dimensional spectra obtained are schematically shown under each figure.

ciclos por hora y ciclos por kilómetro, entonces las unidades de los coeficientes  $b_1$  y  $b_2$  son kilómetros por hora y horas por kilómetro, respectivamente.

El espectro unidimensional de los datos del sensor concuerda, en este caso, con la proyección del espectro total en este eje inclinado de frecuencias  $f'$ . La proyección se realiza por la ventana, perpendicularmente al nuevo eje de frecuencia. Por ello podemos encontrar la frecuencia real del pico espectral de la relación  $f_0 = f_0'' - k_0 u$ , en donde  $f_0'' = f_0' / \cos \alpha$  es la proyección de la frecuencia observada  $f_0'$  en el eje  $f$ . El signo del miembro  $k_0 u$  se toma como positivo para ondas propagándose en el sentido del sensor y negativo cuando van al encuentro.

Al proyectar la densidad espectral en el eje  $f'$ , recaen densidades espectrales en la región de la ventana espectral desde la sección de la curva de dispersión con eje contrario a los números

densities of the waves that fall in the zone of action of the spectral window. The separation of the high and low frequency components of the field measured is only possible by measuring with the course of the movement in the opposite direction.

It is not difficult to extend that mentioned above to the movement of a wave group in an arbitrary direction in space. For this, it is necessary to pass from the numeric axis  $k$  to the plane of the wave numbers  $k_x, k_y$ . In this case, the dispersion relation of the first-mode internal waves can be expressed, as in fig. 3, in the form of a surface, and the spectral window in the form of a sheet infinitely extended on the plane perpendicular to the Doppler frequency axis  $f_d$ . Displacing them along the axis of the frequencies observed, the laminated spectral window projects spectral densities from any section of the dispersion surface. The dispersion relations

de onda (se señalan en la fig. 2c con la letra *d*). Por consiguiente, cuando se mide con el sensor en movimiento, tendrán la misma frecuencia temporal las ondas con diferentes vectores de onda y diferentes frecuencias reales. La densidad espectral observada será la suma de las densidades espectrales de las ondas que caen en la zona de acción de la ventana espectral. La separación de los componentes de alta y baja frecuencia del campo medido sólo es posible realizando las mediciones con el curso del movimiento en sentido contrario.

No presenta ninguna dificultad el extender lo anteriormente mencionado al caso del movimiento del grupo de ondas en una dirección arbitraria en el espacio. Para esto es necesario pasar del eje numérico *k* al plano de los números de onda  $k_x, k_y$ . En este caso, la relación de dispersión de las ondas internas del primer modo se puede expresar tal como en la fig. 3, en forma de una superficie, y la ventana espectral en forma de una lamina extendida infinitamente en el plano perpendicularmente al eje de frecuencias Doppler  $f_d$ . Al desplazarse a lo largo del eje de las frecuencias observadas, la ventana espectral laminada proyecta en ella densidades espectrales desde cualquier sección de la superficie de dispersión. Las relaciones de dispersión para varios modos internos pueden ser representadas como superficies con diferente grado de curvatura sobrepuestas una sobre otra a partir del inicio de las coordenadas de frecuencia. No es posible separar las densidades espectrales de diferentes modos cuando se mide un campo de ondas internas con una estructura modal compleja con ayuda de un solo sensor. Por ello, en nuestros experimentos utilizamos el sistema especial de sensores arriba descrito.

### Ejemplo 3

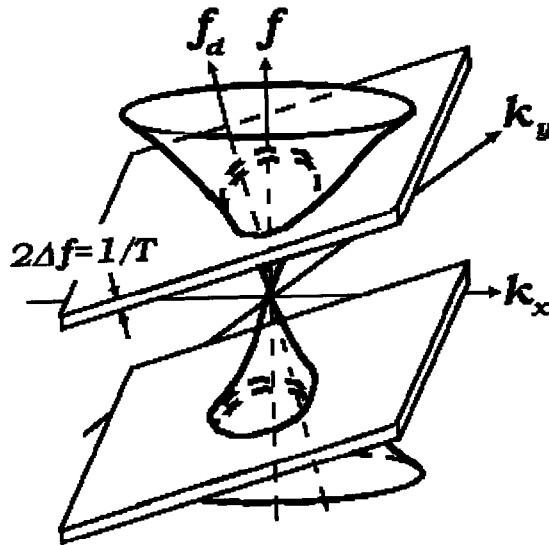
Sea que con el sensor en movimiento se realizaron mediciones de las ondas internas isotrópicas típicas de primer modo (no hay ondas con una dirección de propagación predominante), en las que su espectro disminuye suavemente proporcionalmente a  $f^{-2}$ . Utilicemos el modelo de la relación de dispersión para las ondas internas. En la fig. 4a se da su proyección

for different internal modes can be represented as surfaces with a different degree of curvature placed one on top of the other from the beginning of the frequency coordinates. It is not possible to separate the spectral densities of different modes when a field of internal waves is measured with a complex modal structure using only one sensor. Therefore, the special system of sensors described above was used in these experiments.

### Example 3

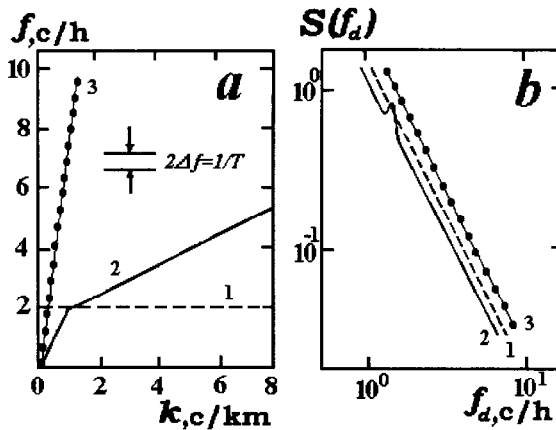
Let the towed sensor measure the typical isotropic first-mode internal waves (there are no waves with a predominant direction of propagation), the spectrum of which decreases slowly and proportionally to  $f^{-2}$ . The model of the dispersion relation for the internal waves will be used. Figure 4a shows its projection in the plane. This represents a broken line with two straight sections with a slope of 2 km/h in the frequencies from 0 to 2 c/h and of 0.5 in higher frequencies. Let us study the dependency of the spectral density distribution in the frequency spectrum measured with respect to the tow speed of the sensor. This problem was resolved for three sensor speeds: 0, 0.5 and 8 km/h. The duration of the measurement (trajectory of the sensor) was 4 h, which corresponds to a width of the spectral window of 0.25 c/h. The calculations were based on the following:

1. To find the spectral density that falls within the laminar spectral window when it crosses the dispersion surface, the plane of the projection  $k_x, k_y$  of the wave vector is divided into equal sectors by a certain number of *l* rays.
2. The tilted plane of the spectral window is obtained from the expression  $P = u \cdot \Delta k \cos(2\pi J/l)$ , where *u* is the tow speed of the sensor,  $\Delta k$  the step size of the wave numbers and *J* the ray number.
3. The dispersion surface of the first mode occurred in the form of a two-dimensional arrangement of frequencies and wave



**Figura 3.** Superficie de dispersión para las ondas internas del primer modo y posición de la ventana espectral laminar al medir el espectro con un sensor que se mueve en un campo tridimensional.

**Figure 3.** Dispersion surface of the first-mode internal waves and position of the laminar spectral window obtained from measuring the spectrum with a towed sensor in a three-dimensional field.



**Figura 4.** (a) Modelo de la curva de dispersión del primer modo interno (línea quebrada gruesa). Con líneas punteadas y segmentadas con números, (1)  $u = 0$ , (2)  $u = 0.5$  km/h y (3)  $u = 8$  km/h, se muestra la posición de los centros que cruzan sus ventanas espectrales en diferentes velocidades de movimiento del sensor en el plano  $f, k$ . (b) Se muestran los espectros modelo calculados, correspondientes a diferentes velocidades de movimiento del sensor.

**Figure 4.** (a) Model of the dispersion curve of the internal first mode (thick broken line). The dotted and broken lines with numbers, (1)  $u = 0$ , (2)  $u = 0.5$  km/h and (3)  $u = 8$  km/h, show the position of the centers that cross their spectral windows at different tow speeds of the sensor in the  $f, k$  plane. (b) The model spectra calculated are shown, corresponding to different tow speeds of the sensor.

en el plano. Ésta representa una línea quebrada con dos secciones rectas con una pendiente de 2 km/h en las frecuencias desde 0 hasta 2 c/h y de 0.5 en frecuencias superiores. Estudiemos la dependencia de la distribución de la densidad espectral en el espectro medido de frecuencias con respecto a la velocidad de movimiento del sensor. Este problema se solucionó para tres velocidades del sensor: 0, 0.5 y 8 km/h. La duración de la medición (trayectoria del sensor) se tomó de 4 h, lo cual corresponde a una anchura de la ventana espectral de 0.25 c/h. Los cálculos se realizaron con el siguiente esquema.

1. Para encontrar la densidad espectral que recae en la ventana espectral laminar al cruzarse con la superficie de dispersión, el plano de la proyección  $k_x, k_y$  del vector de onda se dividió en sectores iguales por un cierto número de rayos  $l$ .
2. El plano inclinado de la ventana espectral se dio por medio de la expresión  $P = u \cdot \Delta k \cos(2\pi J/l)$ , en donde  $u$  es la velocidad de movimiento del sensor,  $\Delta k$  es el valor del paso por los números de onda y  $J$  es el número del rayo.
3. La superficie de dispersión del primer modo se dio en forma de un arreglo bidimensional de frecuencias y números de onda, en la suposición de isotropía del campo de las ondas internas. La disminución de la energía con el incremento de la frecuencia en el espectro se dio como  $E(f) = f^{-b}$ , en donde  $b = 2$ . Aquí es necesario señalar que el modelo GM-75 para las ondas internas típicas de alta frecuencia, da una disminución de la energía en el espectro  $S_m(f)$  proporcional a  $f^{-2}$  y en el espectro  $S_i(k)$  proporcional a  $k^{-2}$ . Sin embargo, las mediciones en el océano muestran que los espectros de remolque, como la función de frecuencia  $S_i(f)$ , presentan generalmente una disminución de la energía cercana a  $f^{-2}$  y aun a  $f^{-3}$  (Konyaev y Sabinin, 1992). Esto está relacionado con las particularidades de representación del campo medido por el sensor en movimiento a velocidades cercanas o menores a la velocidad de fase de las ondas

numbers, assuming isotropy in the internal wave field. The decrease in energy with the increase in spectral frequency resulted in  $E(f) = f^{-b}$ , where  $b = 2$ . It is necessary to point out that the GM-75 model for typical high-frequency internal waves presents a decrease in energy in the  $S_m(f)$  spectrum proportional to  $f^{-2}$  and in the  $S_i(k)$  spectrum proportional to  $k^{-2}$ . However, the measurements in the ocean show that the towed spectra, as a function of the  $S_i(f)$  frequency, generally present a decrease in energy close to  $f^{-2}$  and even  $f^{-3}$  (Konyaev and Sabinin, 1992). This is related to the particularities of representation of the field measured with a towed sensor at speeds close to or less than the phase speed of the internal waves, when the spectra obtained also depend on the frequency and wave number.

4. For every  $J$ -th ray, there was an upper,  $f_s$ , and lower,  $f_i$ , point of intersection at plane  $P$  with the dispersion surface. The integral of the spectral density was calculated with the formula  $E = (f_s^{-b} - f_i^{-b})/(-b)$ . The values of the integral obtained for each ray were added with the Simpson formula.
5. The value of the normalized spectral density that fell within the spectral window with a Doppler frequency  $f_d$ , was obtained as  $S(f_d) = \{S(f_d + \Delta f) - S(f_d - \Delta f)\}/2$ , where  $\Delta f$  is the semiwidth of the spectral window. With the increase in the Doppler frequency  $f_d$ , the entire calculation process is repeated.

The results of the calculations of the Doppler model spectra are given in fig. 4b. It is observed that the spectral estimate obtained from data of the moored sensor concurs with the decrease in the given energy  $E(f) = f^{-2}$ , and that the estimate obtained with a tow speed of 0.5 km/h has a peak in the 1.5 c/h frequency. This resulted from the integration of the isotropic spectral density with the spectral window, in which its tilt agreed, in many instances, with the tilt of the dispersion surface model. A more abrupt decrease in energy for  $f_d > 1.5$  c/h is related to the fact that the cuts in the dispersion surface in these frequencies do not

internas, cuando los espectros obtenidos dependen al mismo tiempo de la frecuencia y del número de onda.

4. Para cada  $J$ -ésimo rayo se encontró un punto de cruce superior,  $f_s$ , e inferior,  $f_i$ , al plano  $P$  con la superficie de dispersión. Por la fórmula  $E = (f_s^{-b} - f_i^{-b})/(-b)$ , se calculó la integral de la densidad espectral. Los valores de la integral obtenidos para cada rayo se sumaron por la fórmula de Simpson.
5. El valor de la densidad espectral normalizada que recaía en la ventana espectral con una frecuencia Doppler  $f_d$  se encontró como  $S(f_d) = \{S(f_d + \Delta f) - S(f_d - \Delta f)\}/2$ , en donde  $\Delta f$  es la semianchura de la ventana espectral. Con el incremento de la frecuencia Doppler  $f_d$ , se repite todo el procedimiento de cálculo.

Los resultados de los cálculos de los espectros modelo Doppler se dan en la fig. 4b. Se ve que la estimación del espectro obtenida por datos del sensor inmóvil concuerda con la disminución de la energía dada,  $E(f) = f^{-2}$ , y que la estimación obtenida para una velocidad de remolque de 0.5 km/h tiene un pico en la frecuencia 1.5 c/h. Éste se formó debido a la integración de la densidad espectral isotrópica por la ventana espectral, en la que su inclinación concordó en una gran sección con la inclinación de la superficie de dispersión modelo. Una disminución más brusca de la energía para  $f_d > 1.5$  c/h, está relacionada a que los cortes de la superficie de dispersión en estas frecuencias ya no representan elipses cerradas en el plano y de esta manera la densidad espectral se integra por un área menor en comparación con el área de la ventana espectral cuando se tiene un sensor inmóvil (fig. 4b). Como era de esperarse, la estimación del espectro para una velocidad de remolque de 8 km/h se excede un poco en toda la banda de frecuencias Doppler, debido a que al integrar caen en la ventana espectral secciones de la superficie de dispersión con grandes magnitudes de la energía dada (estas secciones se señalan con la letra  $d$  en la fig. 2c).

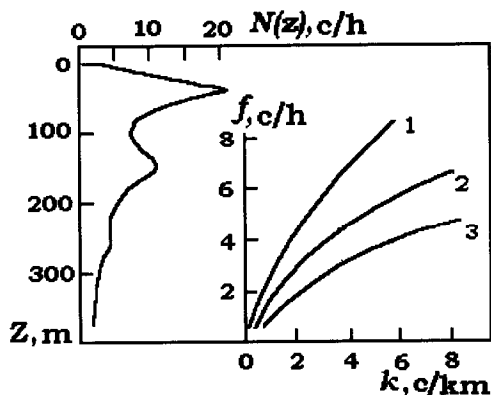
represent closed ellipses in the plane and, thus, the spectral density is formed by a smaller area, compared to the area of the spectral window, when a moored sensor is used (fig. 4b). As can be expected, the estimate of the spectrum at a tow speed of 8 km/h exceeds slightly in the entire Doppler frequency band, because, upon integrating, sections of the dispersion surface with large magnitudes of the given energy fall within the spectral window (these sections are shown with the letter  $d$  in fig. 2c).

### SOLUTION OF THE PROBLEM FOR A REAL SITUATION

Now let us look at the results of the study on the dependency of the spectral density in the Doppler spectra of internal waves with respect to the tow speed of the sensor, the nature of the decrease in energy and the mode number. This was carried out for the specific hydrological conditions in the region of the previously described micropolygon in the tropical area of the Pacific Ocean (Filonov and Danilienko, 1991).

Based on the data of a hydrological survey conducted in the polygon from 16 to 18 June 1986, the average Brunt-Väisälä frequency was calculated and used to obtain, through numeric solution of the linear internal wave equations (Turner, 1973; Miropolskiy, 1981), the dispersion curves for the three first modes in the frequency range of 0.5 to 9 c/h (fig. 5). Then, following the scheme described above, the normalized values of the spectral density  $S(f_d, u)$  were calculated as a function of the frequency and of the tow speed of the sensor; they are shown in fig. 6. The width of the spectral window was 0.5 c/h, which corresponded to the measurement time of 2 h. The speed resulting from the movement varied from 0 to 12 km/h, with a step size of 0.5 km/h. The calculations were made for three types of decreases in energy in the internal wave spectrum,  $b = 1, 2$  and 3.

The results can be interpreted as follows. In all instances, the maximum spectral density  $S(f_d, u)$  occurs in the frequency  $f_d = 0.5$  c/h, which is the lowest in the range of frequencies



**Figura 5.** (a) Frecuencia promedio de Brunt-Väisälä en el polígono hidrofísico en la zona tropical del Océano Pacífico y (b) sus correspondientes curvas de dispersión para tres modos internos inferiores.

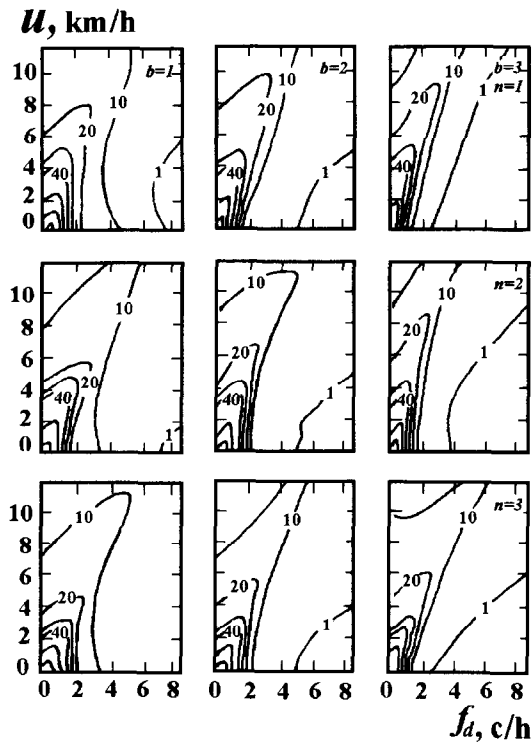
**Figure 5.** (a) Average Brunt-Väisälä frequency in the hydrophysical polygon in the tropical zone of the Pacific Ocean and (b) its corresponding dispersion curves for three internal low modes.

### SOLUCIÓN DEL PROBLEMA PARA UNA SITUACIÓN REAL

Veamos ahora los resultados del estudio sobre la dependencia de la densidad espectral en los espectros Doppler de las ondas internas con respecto a la velocidad de remolque del sensor, al carácter de la disminución de la energía y al número de modo. Esto se llevó a cabo para las condiciones hidrológicas específicas de la región del micropolígono antes descrito en la parte tropical del Océano Pacífico (Filonov y Danilienko, 1991).

Con base en los datos de un levantamiento hidrológico realizado en el polígono del 16 al 18 de junio de 1986, se calculó la frecuencia promedio de Brunt-Väisälä, por medio de la cual se obtuvieron, por solución numérica de las ecuaciones para las ondas internas lineales (Turner, 1973; Miropolskiy, 1981), las curvas de dispersión para los tres primeros modos en el rango de frecuencias desde 0.5 hasta 9 c/h (fig. 5). Después, siguiendo el esquema descrito arriba, se calcularon los valores normalizados de la densidad espectral  $S(f_d, u)$  como función de la frecuencia y de la velocidad de remolque del sensor, los cuales se presentan en la fig. 6. La anchura de la ventana espectral se tomó de 0.5 c/h, lo cual correspondía a la longitud del

obtained when the tow speed of the sensor is zero. In this case, with the increase in frequency, the decrease in energy in the spectrum almost concurs with the nature of the decrease in energy. Important deviations with regard to the given nature of the decrease in energy start to appear with tow speeds of the sensor of 4 to 5 km/h. In the frequencies of up to 1 c/h, the magnitude of the spectral density decreases slowly with the increase in sensor speed. Starting with frequencies of 1.5 to 1.7 c/h, the spectral density  $S(f_d, u)$  initially increases until determined tow speed values and then decreases. This signifies that in the frequency spectrum of the internal waves, the nature of the decrease in energy is destroyed and a fictitious spectral density peak appears. The position of this peak on the frequency axis and its magnitude depend on the nature of the decrease in energy and on the mode number of the internal waves. It is observed in fig. 6 that with tow speeds greater than 4 km/h, the fictitious peak in the spectrum narrows, moves to higher frequencies and increases with  $b$  and the mode number  $n$ . Also, with the increase in the tow speed of the sensor, the fictitious peak in the spectrum is displaced towards the higher frequencies, since the low-energy frequencies fall within the domain of integration.



**Figura 6.** Densidad espectral normalizada  $S(f_d, u)$  para los primeros tres modos inferiores y los tres tipos de disminución de la energía en el espectro modelo de las ondas internas para las condiciones hidrológicas del polígono en la zona tropical del Océano Pacífico. Las isolíneas en los espectros se dan en porcentaje con respecto al máximo valor;  $b$  es el exponente de la potencia en el tipo de la disminución de la energía con el incremento de la frecuencia;  $n$  es el número de modo.

**Figure 6.** Normalized spectral density  $S(f_d, u)$  for the first three low modes and the three types of decreases in energy in the model spectrum of the internal waves for the hydrological conditions of the polygon in the tropical zone of the Pacific Ocean. The isolines in the spectra are shown as percentages of the maximum value;  $b$  is the power exponent in the type of decrease in energy with an increase in frequency;  $n$  is the mode number.

tiempo de realización de 2 h. La velocidad dada del movimiento varió desde 0 hasta 12 km/h con un paso de 0.5 km/h. Los cálculos se realizaron para tres tipos de disminución de la energía en el espectro de las ondas internas,  $b = 1, 2$  y 3.

Los resultados se pueden interpretar de la siguiente manera. Para todos los casos, el máximo de la densidad espectral  $S(f_d, u)$  se da en la frecuencia  $f_d = 0.5$  c/h, la cual es la menor del rango de frecuencias dadas cuando la velocidad de movimiento del sensor es cero. En este caso,

## DISCUSSION OF THE RESULTS

The Doppler effect introduces a considerable deformation in the spectrum of the short-period internal waves recorded from data from towed and drifting sensors. Even at relatively low sensor speeds (in this case  $u < 4$  km/h), fictitious peaks can appear in the frequency spectra. Their identification and precise position on the frequency axis can be obtained by carrying out the calculations of the scheme described above.

con el incremento de la frecuencia, la disminución de la energía en el espectro casi concuerda con el carácter utilizado de la disminución de la energía. Desviaciones importantes con respecto al carácter dado de la disminución de la energía comienzan a aparecer con velocidades del movimiento del sensor a partir de 4 a 5 km/h. En las frecuencias hasta de 1 c/h, la magnitud de la densidad espectral disminuye lentamente con el incremento de la velocidad del sensor. Comenzando desde frecuencias de 1.5 a 1.7 c/h, la densidad espectral  $S(f_d, u)$  inicialmente se incrementa hasta determinados valores de la velocidad de remolque y después disminuye. Esto significa que en el espectro de frecuencias de las ondas internas, el carácter de la disminución de la energía se destruye y surge un pico ficticio de densidad espectral. La posición de este pico en el eje de frecuencias, así como su magnitud, dependen del carácter de la disminución de la energía y del número de modo de las ondas internas. De la fig. 6 se ve que, con velocidades de remolque superiores a 4 km/h, el pico ficticio en el espectro se vuelve más angosto, emigra a frecuencias mayores y aumenta con  $b$  y del número de modo  $n$ . Notemos también que con el incremento de la velocidad del movimiento del sensor, el pico ficticio en el espectro se desplaza en dirección de las frecuencias más altas debido a que en la región de integración caen las frecuencias que llevan baja energía.

## DISCUSIÓN DE LOS RESULTADOS

El efecto Doppler introduce una deformación considerable en el espectro de las ondas internas de corto periodo registradas con base en datos de sensores remolcados o a la deriva. Aun con velocidades del sensor relativamente pequeñas (en nuestro caso  $u < 4$  km/h), pueden surgir picos ficticios en los espectros frecuenciales. Su identificación y enlace frecuencial preciso se pueden realizar llevando a cabo los cálculos del esquema antes descrito.

Las deformaciones más fuertes surgen con grandes velocidades de remolque. En este caso, el nivel de la densidad espectral en todas las frecuencias debe excederse significativamente y el pico ficticio debe desplazarse a las altas

The strongest deformations occur at high tow speeds. In this case, the level of the spectral density in all the frequencies should be significantly exceeded and the fictitious peak should be displaced towards the high frequencies and grow in magnitude. The shape of the fictitious peak and the tow speed (at which it can appear in the frequency spectrum measured) vary depending on the type of dispersion relations of the internal waves. Therefore, if the shape of the dispersion curves in a study area is not known, then measurements at high tow speeds of the sensor should not be made in order to avoid the appearance of fictitious peaks in the spectrum.

From the standpoint of obtaining spectra "uncontaminated" by the Doppler effect, it is preferable to record the short-period fluctuations of the thermocline from a drifting vessel. Even then, there are difficulties related to the changing direction and drift speed of the vessel. Taking into account the fact that the short-period internal wave field is nonstationary and nonhomogeneous, as well as the trend to economize on travel time, measurements are made at the highest speeds possible, resulting in highly "contaminated" towed spectra; however, this does not always receive the attention it deserves.

## ACKNOWLEDGEMENTS

The author thanks K.D. Sabinin and A.G. Voronovich, of the Acoustic Institute of the Academy of Sciences of Russia, for their comments on the above problem.

English translation by Jennifer Davis.

frecuencias y crecer en magnitud. La forma del pico ficticio y la velocidad de remolque (con la cual éste puede aparecer en el espectro frecuencial medido) varían dependiendo del carácter de las relaciones de dispersión de las ondas internas. Por ello, si de antemano no se conoce la forma de las curvas de dispersión para la región de estudio, entonces se deben evitar las mediciones a grandes velocidades de remolque del sensor para evitar la aparición de picos ficticios en el espectro.



Desde el punto de vista de la obtención de espectros "no contaminados" por el efecto Doppler, es preferible el registro de las fluctuaciones de corto periodo de la termoclina desde una nave a la deriva. Aun en este caso se tienen dificultades relacionadas con la cambiante dirección y velocidad de deriva de la nave. Tomando en consideración el hecho de que el campo de las ondas internas de corto periodo es substancialmente no estacionario y heterogéneo, así como la tendencia por economizar el tiempo de expedición, se realizan las mediciones con las velocidades máximas posibles y se obtienen, consecuentemente, espectros de remolques fuertemente "contaminados", aunque en esto no siempre se presta la atención merecida.

#### AGRADECIMIENTOS

El autor agradece a K.D. Sabinin y a A.G. Voronovich, del Instituto de Acústica de la Academia de Ciencias de Rusia, las observaciones respecto al problema arriba revisado.

#### REFERENCIAS

- Bell, T.H. (1976). The structure of internal waves spectra as determined from towed thermistor chain measurements. *J. Geophys. Res.*, 81(21): 3709-3714.
- Brekhovskikh, L.M, Konyaev, K.V., Sabinin, K.D. and Serikov, A.N. (1975). Short-period internal waves in the sea. *J. Geophys. Res.*, 80(6): 856-864.
- Charnock, H. (1965). A preliminary study of the directional spectrum of short period internal waves. *Proc. 2nd US Navy Symp. Mil. Oceanogr.*, pp. 175-178.
- Dugan, J.P. (1984). Towed observations of internal waves and patches of finescale activity. *Proc. Hawaiian Winter Workshop, Hawaii*, pp. 51-64.
- Filonov, A.E. y Danilienko, A.O. (1991). Ondas internas de corto periodo en la región del polígono experimental del Océano Pacífico. En: *Investigaciones oceanográficas complejas en la zona tropical del Océano Pacífico*. Hidrometeoizdat, Moscú, pp. 63-76 (en ruso).
- Garrett, C.J.R. and Munk, W.H. (1972). Space-time scales of internal waves. *Geophys. Fluid Dyn.*, 3: 225-264.
- Garrett, C.J.R. and Munk, W.H. (1975). Space-time scales of internal waves: A progress report. *J. Geophys. Res.*, 80(3): 281-297.
- Gregg, M.C. and Briscoe, M.G. (1979). Internal waves, fine structure, microstructure and mixing in the ocean. *Rev. Geophys. and Space Phys.*, 17(7): 1524-1548.
- Katz, E.G. (1975). Tow spectra from MODE. *J. Geophys. Res.*, 80: 1163-1167.
- Konyaev, K.V. (1990). Spectral analysis of physical oceanographic data. *Russian Translation Ser.*, 80. A.A. Balkema/Rotterdam, 200 pp.
- Konyaev, K.V. y Sabinin, K.D. (1992). Ondas en el interior del océano. *San Petersburgo*, 272 pp. (en ruso).
- Kundu, P.K., Thomson, R.E., Hickey, B.M. and LeBlond, P.H. (1988). Interaction of internal waves and mean flow observed near a coast. *J. Mar. Res.*, 46(1): 1-23.
- Miropolskiy, Yu.Z. (1981). Dinámica de las ondas internas gravitacionales en el océano. *Hidrometeoizdat, Leningrado*, 304 pp. (en ruso).
- Phillips, O.M. (1971). On spectra measured in an undulated layered medium. *J. Phys. Oceanogr.*, 1: 1-16.
- Phillips, O.M. (1977). *The Dynamics of the Upper Ocean*. 2nd ed. Cambridge University Press, London.
- Pinkel, R. (1975). Upper ocean internal waves observations from FLIP. *J. Geophys. Res.*, 80(27): 3892-3910.
- Sabinin, K.D. (1985). Interpretación de los datos, obtenidos por un sensor en movimiento, sobre los movimientos ondulatorios en el océano. Informe técnico final del proyecto Onda, No. de registro 81067177, Libro 2. MHI. Sevastopol, pp. 137-144 (en ruso).
- Sabinin, K.D., Nazarov, A.A. and Filonov, A.E. (1992). Internal-wave trains over Mascarene Ridge. *Izvestia of Russian AN, Ph. of Atmosph. and Ocean*, 28(6): 625-633.
- Turner, J.S. (1973). *Buoyancy Effects in Fluids*. Cambridge University Press.