

## INTERACCION DE MAREAS

OTTO SCHNEIDER \*

Departamento de Ciencias Geológicas, Facultad  
de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad  
de Buenos Aires

Todos los tipos de mareas que se dan en las diversas esferas del planeta, como también en el cosmos, son condicionadas por las propiedades y la estructura del medio (interacción pasiva). La mayoría de los fenómenos de marea son capaces también de afectar o modificar sensiblemente el medio (interacción activa), produciendo a veces sucesos discontinuos. Varias clases de mareas, como las terrestres, oceánicas y atmosféricas se influyen entre sí (interacción recíproca). Se enumeran diversos casos de cada una de estas clases, detallándose en particular el complejo sistema de interacciones que gobiernan a las mareas geomagnéticas.

All kinds of tides occurring in the earth's solid, liquid and atmospheric domains, as well as in the Cosmos at large are constrained by the properties and structure of the medium (passive interactions). Most tidal phenomena can also produce sensible modifications of the medium (active interactions), including discontinuous processes in some cases. Several classes such as earth, ocean and atmospheric tides act upon one another (reciprocal interactions). This review gives diverse examples of each of these classes, dwelling with some detail on the complex system of interactions that govern the geomagnetic tides.

\*Miembro de la Carrera del Investigador Científico del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas.

## I.- INTRODUCCION

La historia de la explicación física de las mareas comienza hace casi tres siglos con la teoría de Newton (1687); a principios del siglo 19 fue Laplace (1825), en particular, quien dio a estos estudios un vigoroso impulso. Ambos consideraron tanto mareas oceánicas como atmosféricas; se basaron en modelos simples, suponiendo un fluido que cubre uniformemente el globo. En cuanto a la geometría y parámetros de este medio, Laplace reconoció la importancia de su profundidad, suponiendo, por otra parte, constancia a todos los niveles atmosféricos, de la gravedad, temperatura, peso molecular y altura escala. Vale decir que, respecto del modo de cómo la marea es condicionada por el medio ("interacción pasiva") se encontraban lejos de la compleja realidad. Uno de los primeros en contemplar una "interacción activa", en la que la marea produce efectos sensibles en el medio o planeta como conjunto, fue Kant (1754), el filósofo de Königsberg; éste enunció la hipótesis, hoy aceptada, de que la fricción de las mareas oceánicas causa un efecto de frenado en el giro de la Tierra.

Con el progreso en el esclarecimiento de las mareas en todas sus formas, incluyendo las terrestres a partir del siglo pasado y las que se dan en otros cuerpos celestes, quedó puesto en evidencia que las mareas oceánicas, atmosféricas y terrestres ejercen influencias dinámicas unas sobre otras, formando a veces sistemas complejos de dependencia mutua ("interacción recíproca").

La distinción entre estas categorías de interacción sólo sirve al propósito analítico de racionalizar los conceptos. Un examen más profundo de la dinámica de los procesos de marea demuestra que las categorías no son, en rigor, distinguibles sino en consideración de la relativa magnitud de los efectos en cada proceso; la realidad es que todas las marcas que tienen lugar en el planeta desde su núcleo hasta su envoltorio magnetosférico se encuentran en interacción recíproca, aunque con muy diversos grados de intensidad. Este hecho, si bien opone considerables obstáculos al tratamiento analítico de algunos de los procesos, provee por otra parte poderosos medios de diagnóstico que pueden contribuir a interpretar la estructura, composición y dinámica de las diversas esferas del planeta, o por lo menos constituyen condiciones de contorno en tales interpretaciones.

Un ejemplo elocuente de estas nuevas posibilidades lo representan las tentativas incipientes de utilizar las anomalías globales, regionales y locales que se observan en los números característicos  $h$ ,  $k$ ,  $l$  de las mareas terrestres para esclarecer detalles estructurales del interior de la Tierra, o la distribución de las propiedades elásticas en ella. Los tiempos característicos de los procesos periódicos asociados con las mareas terrestres son del orden de algunas horas hasta un año, con lo cual éstas se ubican en el espectro de una manera interesante, más allá de los períodos de las ondas que estudia la Sismometría, y por debajo de los tiempos propios de los procesos geológicos (Beaumont y Lambert, 1972). En aquellas, la respuesta del material es elástica, mientras que las deformaciones en tiempos geológicos son netamente inelásticas. Por tal razón, el diagnóstico estructural en escala regional con la ayuda de la deformación indirecta por mareas oceánicas constituye un complemento de los procedimientos sismológicos. A diferencia de la interpretación de la propagación de rayos sísmicos, el método complementario aquí mencionado se caracteriza por el hecho de que la deformación por carga de mareas es relativamente poco sensible a la distribución radial de la densidad. Una de sus ventajas consiste, por otra parte, en la elevada densidad de información recibida por los observatorios de mareas terrestres, gracias al carácter continuo de las señales.

Desde los tiempos de Newton y Laplace, quienes se basaban principalmente en el origen gravitacional de las mareas (aunque Laplace vislumbró la componente térmica en la génesis de las mareas barométricas solares), el concepto sufrió modificaciones en diversos sentidos. Hacia mediados del siglo 19, Alexander von Humboldt propuso el término de "mareas geomagnéticas", sin un concepto claro, es cierto, de su origen. Casi un siglo más tarde Bartels y Johnston (1940) volvieron a usar el mismo término en su análisis ya clásico, por el método de las horas fijas, de las variaciones lunares del geomagnetismo en Huancayo, Perú. Más recientemente, Chapman y Lindzen (1970) definieron el alcance de su monografía sobre las mareas atmosféricas mediante los epítetos "térmicas y gravitacionales".

Aproximadamente a la misma época Munk había introducido el concepto de "potencial radiacional" (Munk y Cartwright 1966), originariamente para explicar una parte de las variaciones estacionales del nivel del mar. Este efecto de baja frecuencia que se observa en el océano es, sin embargo, mucho menos conspicuo que las oscilaciones de más corto período, inducidas térmicamente en la atmósfera. Parecería lógico extender este concepto aún más, incluyendo la acción ionizante de la radiación solar fotónica a diferencia de la particulada. Es, en efecto, un agente de importancia decisiva en la génesis de las mareas ionosféricas y geomagnéticas; sin embargo, la elevada variabilidad temporal de esta parte del espectro solar hace que se sustraiga a un tratamiento meramente geométrico, y en mayor grado lo mismo se aplica a la parte corpuscular.

## II.- POTENCIAL, ESPECTROS Y ANALISIS

Para la mayoría de los problemas de marea, el potencial gravitacional correspondiente a la Luna (y análogamente, el del Sol), que por el momento supondremos ubicada en el meridiano del lugar, se puede representar con su eficiente aproximación por una expresión de la forma:

$$W_2 = ( G \mu a^2 / 2R_L^3 ) ( 1 - 3 \cos^2 z ) \quad (1)$$

donde son: G, la constante universal de gravitación; a, el radio terrestre;  $\mu$ , la relación de masas Luna/Tierra;  $R_L$ , la distancia instantánea Luna-Tierra; z, el ángulo cenital de la Luna. Se generaliza introduciendo la latitud  $\phi$  y longitud  $\lambda$  del lugar, como también el ángulo horario H y la declinación  $\delta$  del astro generador de marea; además, es conveniente usar la constante Doodson  $D = 3 G \mu a^2 / 4\bar{R}_L^3$ , en la que  $\bar{R}_L$  significa la distancia media de la Luna. El potencial toma entonces la forma

$$W_2 = D ( \bar{R}_L / R_L )^3 \left\{ \cos^2 \phi \cos^2 \delta \cos 2H + \text{sen } 2\phi \text{ sen } 2\delta \cos H + 3 ( \text{sen}^2 \phi - 1/3 ) ( \text{sen}^2 \delta - 1/3 ) \right\} \quad (2)$$

Los tres sumandos del segundo miembro representan aportes de tipo secular, tesimal y zonal, respectivamente. Aparte de su dependencia respecto de H (la que genera ondas diarias y semidiarias),  $W_2$  acusa un gran número de modulaciones, no todas conmensurables entre ellas, debido a las variaciones periódicas de  $\delta$  y de  $R_L$ . El potencial resultante, incluyendo los aportes solar y lunar, ha sido objeto de desarrollos armónicos muy detallados por diversos autores, destacándose los trabajos clásicos de Darwin (1883) y Doodson (1921), reproducidos y extendidos en parte por Schureman

(1941) y por Bartels y Horn (1952). Ellos también toman en cuenta términos de orden mayor que el considerado en la (1). La nomenclatura comunmente en uso para designar las mareas parciales que así resultan, se remonta al primero de los autores citados (por ej.:  $M_2$  para la semidiaria lunar;  $S_2$ , la semidiaria solar, etc.). Más recientemente Cartwright y Tayler (1971) emprendieron de nuevo esta compleja tarea (incluyendo también el potencial radiacional, al cual nos referiremos a continuación), con algunas correcciones dadas a conocer posteriormente (Cartwright y Edden, 1973).

Con el estudio más detallado de las mareas oceánicas, y en particular también las atmosféricas, quedó puesto en evidencia que no es satisfactorio limitarse en la explicación de su compleja génesis al potencial gravitacional como única fuente de energía. La acción térmica del Sol, que introduce importantes, y en algunos casos, decisivas modificaciones en la dinámica de las mareas, se distingue fundamentalmente del efecto de la gravitación por el hecho de que la Tierra es "transparente" a esta última, pero "opaca" con respecto a aquella, lo que da lugar a muy diferentes sistemas de descomposición armónica. Con el fin de posibilitar un tratamiento analítico coherente de la incidencia de esta energía, Munk y Cartwright (1966) definieron una función radiacional que puede escribirse de esta manera:

$$\left. \begin{aligned} U &= (S \bar{R}_S \cos z) / \rho, \quad \text{para } 0 \leq z \leq \pi/2 \\ U &= 0, \quad \text{para } \pi/2 < z \leq \pi \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

donde son:  $S$ , la constante solar ( $\approx 2 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ );  $\bar{R}_S$ , la distancia solar geocéntrica media;  $z$ , el ángulo cenital del Sol;  $\rho$ , la distancia solar al punto genérico. La segunda parte de las (3) expresa, precisamente, la opacidad de la Tierra. Desarrollando, como de costumbre, la distancia recíproca en polinomios de Legendre,  $P_n(\cos z)$ , se llega a demostrar que:

$$U = (S \bar{R}_S / R_S) \left[ \frac{1}{4} + \frac{1}{2} \cos z + \sum_{n=2,4,\dots,\infty} \kappa_n P_n(\cos z) \right] \quad (4)$$

$$\text{con: } \kappa_n = \left[ \frac{(2n+1)}{2} \right] \left[ \frac{(1)(-1)(-3)\dots(3-n)}{2.4\dots(2+n)} \right] \quad (5)$$

en donde  $R_S$  es la distancia solar geocéntrica instantánea.

Este potencial se presta como función de entrada, o inyección, en los análisis de respuesta por "admitancia" que definiremos más abajo; en tal carácter fue aplicado en diversos estudios de mareas oceánicas, sin juzgar si la respuesta se debe a un efecto solar directo sobre el mar, o a una interacción a través de la atmósfera. Ejemplos son los trabajos de Wunsch (1967) sobre las mareas en las Bermudas; de Cartwright (1970), sobre variaciones del nivel del mar a baja frecuencia; y de Cartwright y Edden (1975).

El problema de cómo ha de procederse para extraer de las observaciones, a veces contaminadas por un considerable ruido natural, las señales correspondientes a las múltiples mareas parciales, no nos incumbe en el presente contexto. Sin embargo, es en virtud de las diversas clases de interacciones que juegan en las mareas terrestres, oceánicas, atmosféricas, aeronómicas y geomagnéticas, que aparezcan mareas parciales de muy diferente naturaleza y magnitud, afectadas también por niveles de ruido que pueden diferir considerablemente. Por ello, los numerosos métodos de análisis

desarrollados para cada uno de estos dominios no son transferibles sino en pequeña parte, aunque consideramos que no todas las posibilidades de transferencia se hallan agotadas. Pueden ser ilustrativos al respecto tres informes presentados en el Simposio sobre "Interacción de Mareas, incluyendo las Terrestres", celebrado en Grenoble, 1975, y que trataron del análisis de las mareas terrestres (Chojnicki, 1975), oceánicas (Godin, 1975) y atmosféricas y geomagnéticas (Schlapp, 1975), respectivamente.

Puede ser de interés, sin embargo, mencionar brevemente el "método de las respuestas", desarrollado por Munk y Cartwright (1966) en un estudio de fundamental importancia; el método pretende dominar casos extremadamente desfavorables en la razón señal/ruido, como se da, por ejemplo, en la marea oceánica nodal con período de 18,6 años (Cartwright, 1970). Una característica del procedimiento consiste en no presuponer ninguna composición espectral determinada.

Sean:  $t_s$ , el tiempo solar medio;  $\tau$ , un intervalo de corrimiento;  $c$ , una función de entrada (o "de inyección"), por ejemplo, el potencial gravitacional o radiacional, respecto del cual se busca la respuesta; y  $\zeta$ , la marea observada. Se trata entonces de hallar determinados pesos  $w$ , llamados "de predicción", que afectan a las componentes de la función  $c$ , en la convolución

$$\hat{\zeta}(t) = \underbrace{\sum_i \sum_s w_{is} c_i(t - \tau_s)}_{\text{procesos lineales}} + \underbrace{\sum_{ij} \sum_{ss'} w_{ijss'} c_i(t - \tau_s) c_j(t - \tau_{s'})}_{\text{procesos bilineales}} + \dots (6)$$

de tal modo que sea mínimo el promedio de  $\langle (\zeta - \hat{\zeta})^2 \rangle$ , tomado sobre frecuencias consecutivas. El planteo admite procesos lineales, tal como lo representa la primera parte del segundo miembro, y bilineales, expresados en la doble sumatoria siguiente. Los predictores  $w$  constituyen la respuesta del sistema al impulso, y su transformada de Fourier, la "admitancia" para la frecuencia  $f$ , siendo

$$Z(f) = \int_0^{\infty} w(\tau) \exp(-2\pi i f \tau) d\tau \quad (7)$$

El método, originariamente diseñado para el análisis de mareas oceánicas y aplicado, por ejemplo, en un estudio de Zetler y Munk (1975), se presta también para el estudio de mareas terrestres (Lambert, 1974).

### III.- EJEMPLOS DE INTERACCION

Enumeraremos aquí algunos casos típicos sin entrar en pormenores; en las secciones posteriores se tratarán unos pocos ejemplos representativos con mayor detalle. Las mareas terrestres son modificadas en interacciones pasivas por la estructura del interior de la Tierra, y en especial, por la geometría y propiedades físicas del núcleo líquido. Para caracterizar las mareas terrestres en general y para investigar el efecto del núcleo en particular, manifiesto principalmente en las ondas diurnas  $K_1$ ,  $P_1$  y  $O_1$  (Lecolazet y Melchior 1975) se hace uso de los números de Love,  $h$  y  $k$ , y de  $Shida$ ,  $l$ . La sensibilidad de las citadas ondas frente a las propiedades del núcleo proviene del hecho de hallarse próximas a la frecuencia de resonancia del mismo. Los números  $h$  y  $k$  son los valores, para  $r = a$  (superficie), de los coeficientes definidos por

$$\zeta = H(r) W_2 / g \quad (8)$$

$$V = K(r) W_2 \quad (9)$$

donde  $\zeta$  es el desplazamiento radial efectivo que experimenta un elemento de la Tierra bajo la fuerza correspondiente al potencial  $W_2$ ;  $g$ , la aceleración de la gravedad no perturbada;  $V$ , el potencial adicional causado por el corrimiento radial, los cambios de densidad y la redistribución de masas por la marea.  $h$  es la razón entre la altura real de marea y aquella ( $W_2/g$ ) que sería la respuesta de un océano uniforme (marea estática, o de equilibrio); a su vez  $k$  expresa la razón entre el potencial adicional y el de marea puro. El parámetro de Shida,  $l$ , describe los desplazamientos laterales. Las deformaciones y el potencial adicional concurren en amplificar las amplitudes de la componente vertical de la gravedad en la proporción

$$\delta = 1 + h - (3/2) k, \quad (10)$$

valor denominado "factor gravimétrico", y en reducir las desviaciones periódicas de la plomada en la proporción

$$\gamma = 1 + k - h, \quad (11)$$

llamado el "factor de reducción". Un tercer parámetro, el "factor de latitud" se define por

$$\Lambda = 1 + k - l \quad (12)$$

y se determina de las desviaciones de la plomada observadas con respecto a la dirección del eje de rotación en el espacio. Valores típicos son  $\delta \approx 1.2$  y  $\gamma \approx 0.6$  (Alsop y Kuo 1964); las anomalías observadas pueden ser atribuidas, entre otras causas a particularidades tectónicas, y se confía en poder desarrollar con el tiempo métodos útiles para el diagnóstico de características estructurales e incluso de tectónica global (Garland 1971; Melchior 1975).

La temperatura del aire y la presión atmosférica también producen perturbaciones de las mareas terrestres (Schneider y Simon 1973), explicadas tal vez en parte por efectos instrumentales, pero posiblemente causadas, además, por la acción gravífica directa de las masas de aire y por arqueamiento de la corteza.

Ejemplos clásicos de efectos pasivos que experimentan las mareas oceánicas son las influencias de la configuración hidrográfica y las del hielo flotante en el mar (Imbert 1956), pero también se conocen perturbaciones de origen atmosférico análogas a las que actúan sobre las mareas sólidas.

En cuanto a las mareas atmosféricas, entre los factores que sobre ellas ejercen una influencia decisiva cabe citar en primer lugar la estructura vertical de la atmósfera (Chapman y Lindzen 1970), la presencia y distribución del ozono (que desempeña un papel importante en la inyección diaria de energía solar), la distribución planetaria de los vientos, y disipación de energía por turbulencia (Richmond 1975). Anomalías regionales en la distribución de las mareas atmosféricas pueden manifestarse hasta gran altura (Salah, Wand y Bernard, 1975); al nivel del suelo sigue quedando

sin explicación satisfactoria la anomalía (pequeñez) de la marea semi-diarria lunar de la presión en la región del Río de la Plata (Font y Schneider 1975).

Análogamente, podemos enumerar algunos ejemplos de interacción en que alguna marea modifica o perturba activamente el medio o el espacio circundante. Bien conocida es la perturbación periódica que por efecto de las mareas terrestres (e indirectamente, las oceánicas) se observa en la gravedad, fenómeno que en los relevamientos de alguna precisión se toma en cuenta mediante una corrección, hallada por lo general en forma empírica. En la rotación terrestre (y de los cuerpos celestes en general) se nota, a parte del consabido efecto secular de frenado, una diminuta modulación periódica de la velocidad angular (Pil'nik 1973; 1975; Pariiski y Pertsev 1972; Djurovic y Melchior 1972), la que permite deducir el parámetro  $k$  y comparar modelos del núcleo terrestre. Los elementos orbitales de todos los satélites, naturales y artificiales, experimentan perturbaciones por efecto activo de las mareas que tienen lugar en el cuerpo primario, circunstancia que en planteo ingenioso puede aprovecharse para determinar, mediante un proceso inverso, la distribución de éstas (Lambeck, Cazenave y Balmi no 1974). En el océano, las mareas con período de medio mes y un mes pueden excitar las ondas de Rossby (Wunsch 1967), y producir diversos efectos en las plataformas de hielo flotante soldadas en una parte de su perímetro, en particular un arqueamiento (Robin 1958; Holdsworth 1975), del cual es posible sacar conclusiones respecto de las propiedades elásticas de éstas. La compresión y dilatación periódica que sufre el interior de la Tierra por las mareas sólidas afecta en forma significativa el nivel de agua en las perforaciones profundas o en acuíferos naturales (Bredehoeft 1967; Bower y Heaton 1973); también parecen incidir en la velocidad de propagación de las ondas sísmicas (de Fazio et al 1973).

Como curiosidad mencionemos, por último, las hipótesis repetidas veces enunciadas según las cuales el ciclo undecenal de la actividad solar sería el resultado de una interacción de marea, conjetura que se basa en la proximidad del período de revolución de Júpiter al de aquel ciclo.

Una forma particular de incidencia activa de mareas sobre el medio es la producción de manifestaciones discontinuas, también denominados "efectos de gatillado". Se los ha querido descubrir en la actividad volcánica (Munk y Johnston 1973) y en la de los geísires (Rinehart 1972; crítica por White y Marler 1972), como también en las descargas de manantiales subterráneos en el karst húngaro (Maucha 1975). La antigua cuestión de si la distribución temporal de los sismos es influenciada por gatillado de mareas continúa siendo objeto de estudios y de polémicas. Shlien (1972), en un análisis sobrio, se muestra escéptico respecto de la realidad de tales supuestos efectos, y los estudios de Knopoff (1970; 1975) también aconsejan cautela; en cambio Klein (1976) cree poder demostrar que el efecto es significativo si se consideran enjambres de sismos originados en fallas que estén orientadas favorablemente con respecto al esfuerzo interno por marea.

El desprendimiento de hielos por efecto de las mareas en el océano podría manifestarse a través de la distribución geográfica de las barreras de hielo, ya que parece acusar una correlación con la de la amplitud de marea (Holdsworth 1975); sin embargo, en la distribución temporal de estos eventos no se destaca una periodicidad concorde con las mareas (Holdsworth 1974), y en particular ha sido cuestionado (Hessen 1926) el origen por marea del espectacular desprendimiento que en 1912 hizo desaparecer la bahía Vahsel (Schneider 1969).

Las posibilidades de interacción recíproca son muy variadas; bástenos citar aquí, aparte de los ejemplos que se tratarán en las secciones V al

VIII, las interacciones que se dan dentro de un mismo medio. En general, las mareas del océano y la atmósfera suelen tratarse usando la teoría lineal de las perturbaciones (Volland y Mayr 1972). De este modo las diferentes funciones propias pueden ser consideradas desacopladas unas de otras, lo que permite separar las perturbaciones provenientes de fuentes de energía con diferente escala de tiempo. En la misma forma se procede cuando se resuelve por análisis espectral a los diversos períodos tales como el diurno, semi-diurno, anual. Sin embargo, dicha aproximación no basta en muchos casos; en efecto, las leyes hidrodinámicas involucradas son no-lineales (Wunsch 1972), y también lo son la de gravedad, la turbulencia y fricción (Groves y Reynolds 1975). Cuando existe un acople significativo entre las funciones propias, se generan armónicas superiores de los períodos básicos, y frecuencias mixtas tales como sumas y diferencias de las básicas. Estas "mareas de interacción" o "sobre-mareas" (overtides) son de gran importancia en el régimen de oscilaciones de la atmósfera; en el océano, si bien interesantes por sus implicancias teóricas, constituyen una fuente de considerables molestias para la predicción (Munk y Cartwright 1966). Entre los diversos estudios realizados sobre efectos no lineales en las oscilaciones atmosféricas y que demuestran cómo se pueden generar ondas secundarias capaces de propagarse independientemente, podemos citar uno de Teitelbaum y Blamont (1975).

#### IV.- DISIPACION DE ENERGIA

De la disipación de la energía de las mareas no participan solamente las esferas sólida, acuosa y aérea, sino también los propios cuerpos generadores de marea, en nuestro sistema principalmente la Luna (Lambeck 1975); las consecuencias son, aparte de la deceleración de la rotación terrestre, cambios seculares en la magnitud de la órbita lunar, en su excentricidad e inclinación; la conversión de la energía en calor se produce, en gran parte, por fricción y turbulencia y como consecuencia de elasticidad imperfecta (Kaula 1968, p.185), pero también debe tomarse en cuenta, como una etapa intermedia, la generación de campos electromagnéticos alternos. En la Luna, los efectos de su elasticidad sobre las mareas sólidas inducidas en ella por la Tierra parecen ser subliminares, al menos frente a la capacidad detectora de los métodos de laser actualmente en uso, según indicó Peale (1973a); este autor trató en forma general los efectos de interacción de mareas en el sistema solar (Peale 1975), destacando la obvia simplificación que la ausencia de océanos y atmósfera significa en muchos de los integrantes del sistema (Peale 1973b) y el posible aprovechamiento de una comprensión completa de la historia estacional de los satélites naturales para resolver varios de los interrogantes respecto del origen y la evolución del sistema solar (Peale 1974).

Las especulaciones sobre una posible disminución secular de  $G$ , la constante universal de gravitación, variación que aparte de sus evidentes implicancias cosmogónicas repercutiría en la constancia del radio terrestre, suelen invocar el aumento del período orbital lunar, que revela una deceleración de unos  $35''/(\text{siglo})^2$ . Ahora bien, la fricción de mareas, manifiesta en una cupla de unos  $4 \times 10^{16}$  Nm, de los cuales entre  $1/3$  y  $1/5$  son de origen solar (Lambeck 1975; Runcorn 1969), actúa en igual sentido y produce un efecto de magnitud comparable; de ahí que sea todavía problemático desentrañar por estos medios la realidad física de la variación secular de  $G$ . Van Flandern (1976) la asevera; Lambeck (1975), en un profundo estudio de los múltiples efectos de disipación en el sistema Tierra-Luna la deja de un lado, sin negar su posible incidencia en la discrepancia que existe



entre la deceleración lunar observada y la adjudicada a efectos de marea, a la par de cambios del tensor de inercia, que a su vez son concebibles como consecuencia de ajustes isostáticos, o engelamiento y deshielo. Otros aportes al tema se deben a Dicke (1969) y a Rochester (1973).

#### V. - OCEANO-TIERRA SOLIDA

El conjunto océano-corteza constituye un sistema de interacción recíproca. En consecuencia, los modernos cálculos de cartas cotidales globales toman en cuenta la oscilación del fondo del océano. A tal efecto es menester introducir en las ecuaciones del movimiento de los modelos hidrodinámicos un coeficiente que represente la marea sólida en el contorno inferior, en forma del "factor de reducción"  $\gamma$  definido en la (11); así lo hace Zahel (1975), quien en su construcción de un modelo para la marea  $M_2$  opera con valores de  $k = 0,302$  y  $h = 0.612$ .

En esta sección nos limitaremos a considerar el otro eslabón, o sea, la acción que ejercen las mareas pelágicas sobre las sólidas, manifiesta en el "efecto indirecto" que es consecuencia de: i) el potencial gravítico de las masas de agua desplazadas en la marea; ii) la deformación de la corteza por la carga de agua; iii) la modificación del potencial debido a dicha deformación. El origen oceánico de estas perturbaciones puede ser demostrado tanto en forma empírica como por el cálculo de modelos. Una evidencia inmediata la proporcionan, por ejemplo, las claras señales de período diario y semidiario que Jackson y Slichter (1974) detectaron en las fluctuaciones de la gravedad registradas en el Polo Sur, lugar donde el espectro generador de mareas carece de potencia en estas frecuencias, como lo demuestran los términos sectorial y teseral de la (2), que se anulan para  $\phi = \pm \pi/2$ . El efecto indirecto puede explicar esta llamativa supervivencia (Figura 1), ilustrativa por otra parte, de la transcendencia global de muchos estudios antárticos (Schneider 1974).

El origen pelágico de las perturbaciones en cuestión se puede demostrar también si se estudian en escala regional las anomalías del factor gravimétrico  $\delta$  (ecuación (10)) y del desfase  $\Delta\phi$  que experimentan las mareas de gravedad en lugares cuya distancia al mar no supera algunos centenares de km, respecto de otras, de ubicación continental. Pertsev (1975) halló que dichas anomalías son bastante más pronunciadas en la componente  $M_2$  que con la  $0_1$ , en concordancia con la predominancia de aquella en los océanos; también logró atenuarlas considerablemente mediante una reducción basada en un modelo que determina la flexión de la corteza bajo el efecto de la carga de mareas oceánicas, el que a su vez supone, se sobreentiende, un modelo (no siempre perfecto) de la distribución de las mareas en los océanos. De ahí la importancia de los estudios como el ya citado de Zahel (1975) en procura de modelos cada vez más logrados de estas últimas.

Otros estudios recientes acerca del efecto de carga oceánica son los realizados por Baker y Lennon (1973), quienes analizaron la respuesta en una red gravimétrica en Gran Bretaña, y por Kuo et al (1970); estos últimos utilizaron una transversal de estaciones registradoras de mareas gravimétricas en los Estados Unidos para comparar las anomalías observadas  $\Delta\delta$  del factor gravimétrico y los desfases, aquí denominados  $\kappa$ , con valores calculados sobre la base de un modelo de influencia oceánica. En éste se aplicó una solución de Boussinesq (de flexión bajo carga) particularizada por Kuo para el caso de un medio estratificado, partiendo de una carga puntiforme y luego convolucionada de acuerdo con la asumida distribución global de la marea oceánica. La coincidencia de las anomalías observadas con las

calculadas según el modelo es particularmente llamativa para la marea  $M_2$  (Figura 2). En vista de este éxito, Kuo y Jachens (1975) estiman justificable la tentativa de abordar el problema inverso, a saber, reconstruir la distribución de las mareas oceánicas (insuficientemente conocida), partiendo de las anomalías observadas en las mareas gravimétricas sobre los continentes.

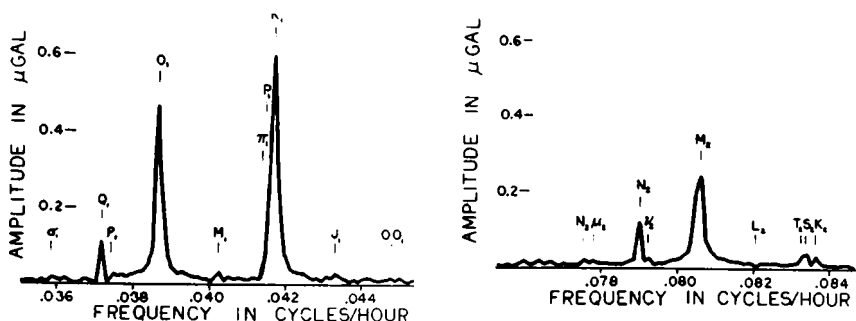


Figura 1: Espectro de amplitudes, en microgales, de señales diarias (izquierda) y semidiurnas (derecha) de marea gravimétrica detectada en el Polo Sur. (Según Jackson y Slichter 1974).

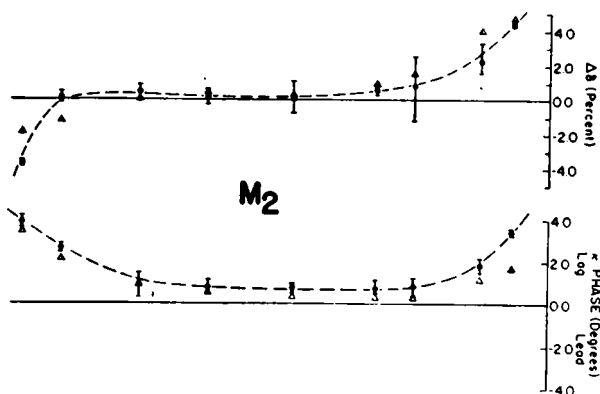


Figura 2: Perfil trascontinental, en los Estados Unidos, de anomalías  $\Delta\delta$  del factor gravimétrico, y desfases  $\kappa$  de la onda  $M_2$  de la marea terrestre. Puntos llenos: observado; triángulos: calculado con la hipótesis de interacción oceánica. (Según Kuo et al., 1970).

## VI.- OCEANO-ATMOSFERA

Las deformaciones del nivel del mar por efecto de la presión atmosférica, en cuanto sean de frecuencia suficientemente inferior ( $\leq 1/2$ ) a la de las oscilaciones predominantes en las mareas (las semidiarias y diarias) se pueden suponer estáticas, siendo del orden de 1 cm de ascenso por  $\Delta p = -1$  mbar; estas perturbaciones contribuyen al ruido en el espectro de las mareas oceánicas. A su vez, las fluctuaciones atmosféricas con períodos de marea son de amplitudes más pequeñas que aquellas, aunque la de la componente solar diaria alcanza 1 mbar en algunos lugares, y la semidiaria supera este valor en zonas más extensas; al lado de ellas, las amplitudes lunares, siempre inferiores a 0,1 mbar, son despreciables en cuanto a su posible efecto sobre la marea oceánica.

Nos interesa aquí el efecto opuesto, o sea, la acción de la marea oceánica sobre la aérea. La atracción de la Luna explica apenas una tercera parte de la amplitud total de  $L_2(p)$ , la marea barométrica lunar semidiaria, la que a diferencia de su contraparte solar no puede invocar ningún potencial radiacional para su génesis. Sawada (1965) dio un paso importante en las tentativas de buscar la explicación a través de una participación activa de la marea oceánica como fuente de excitación. Su modelo fue extremadamente simple, ya que suponía una Tierra cubierta uniformemente por agua; logró demostrar, sin embargo, que el efecto del mar no es despreciable.

Para un enfoque más realista hagamos:

$Z = -\ln(p/\bar{p})$ , con  $p =$  presión y  $\bar{p}$  su valor no perturbado al nivel del suelo;

$W = dZ/dt$ ;  $W_n^1$ , un coeficiente en el desarrollo de  $W$  en funciones de Hough ( $n =$  orden;  $l =$  número de onda);

$y_n^1 = W_n^1 \exp(-Z/2)$ ;

$g =$  aceleración de la gravedad;

$\Omega, a$ , velocidad angular y radio terrestres;

$H$ , altura escala;

$\kappa = (\gamma - 1)/\gamma$ , con  $\gamma = c_p/c_v$ .

Estas magnitudes permiten definir la estabilidad estática de la atmósfera

$$S(Z) = (g/4 \Omega^2 a^2) (\kappa H + dH/dZ) \quad (13)$$

y con su ayuda, escribir la llamada "ecuación de la estructura vertical"

$$d^2 y_n^1 / dZ^2 = \left( \frac{1}{4} - \beta_n^1 S \right) y_n^1 \quad (14)$$

en la cual  $\beta_n^1$  es una constante de separación posibilitando separar las dependencias horizontales y verticales (Chapman y Lindzen 1970; p.111).

Sean, además:  $w$ , la velocidad vertical en el contorno inferior;

$w_n^1$  su coeficiente en el desarrollo;

$\phi$  el potencial de marea, y

$\phi_n^1$  el coeficiente en el desarrollo; y por último,

$$h_n^1 = 4 \Omega^2 a^2 / g \beta_n^1 \quad (15)$$

la "profundidad equivalente". Con estas notaciones, la condición de contorno inferior, en presencia de movimientos verticales del substratum, se puede formular así:

$$d y_n^1 / dz + \left[ (2H - h_n^1) / 2h_n^1 \right] y_n^1 = (i\sigma \phi_n^1 + g w_n^1) / g h_n^1 \quad (16)$$

entendiéndose el segundo miembro para  $Z = 0$ ; aquí  $\sigma$  es una frecuencia que, junto con 1, determina el modo de oscilación.

Un importante paso en la investigación del problema que nos ocupa fue dado por Hollingsworth (1971), quien resolvió para el caso de la oscilación semidiaria lunar  $L_2(p)$ , la (14) con la condición (16), asumiendo en ella una distribución representativa de  $S(Z)$ , e introduciendo valores empíricos de  $w_n^1$  basados en las mareas oceánicas y terrestres. Con este procedimiento logró simular, con bastante buena aproximación, la marea atmosférica semidiaria lunar, concluyendo que su excitación se debe en gran parte a las mareas del substratum, en especial el océano.

El problema no quedó resuelto así en forma definitiva, ya que subsisten ciertas discrepancias de apreciación respecto de la relativa importancia del perfil vertical  $S(Z)$  y los factores meteorológicos concomitantes (Hollingsworth, 1975; Lindzen y Hong, 1974; 1975).

#### VII.- IONOSFERA-ATMOSFERA NEUTRA

El arrastre del plasma termosférico por la atmósfera neutra constituye uno de los mecanismos de disipación de la energía de marea, ya que al movimiento de aquel se oponen fuerzas electromagnéticas. Pero la termosfera es también sede de una inyección de energía, y por ende, de calentamiento, en la forma de radiación solar con longitud de onda muy corta, y de radiación particulada precipitada. Si bien, como se dijo al final de la Sección 1, estos aportes de energía no se prestan a ser tratados como potencial generador de mareas de tipo radiacional con un formalismo simple como el de las ecuaciones (3) y (4), contienen, sí, componentes periódicas que hacen que sea imprescindible contemplarlos en todo modelo de las oscilaciones termosféricas. Esta teoría trasciende el marco de la presente reseña por lo cual nos remitimos a los estudios detallados desarrollados en la última década, citando de entre las diversas tentativas serias los trabajos de Volland y Mayr (1972) y de Murata (1974). Estos autores destacan, en particular, los mecanismos de acople que vinculan los vientos neutros de mareas ionosféricas con la corriente del dínamo atmosférico, concepto este último que se ha venido perfeccionando con la incorporación de la componente radial de dichas corrientes.

#### VIII.- MAREAS GEOMAGNETICAS Y MAGNETOSFERICAS

En la Figura 3 se muestran en forma esquemática los principales eslabones que intervienen en la génesis de las mareas geomagnéticas, las que constituyen un sistema particularmente complejo de interacciones. Para mayor simplicidad se han suprimido algunas conexiones (como por ejemplo, desde la superficie del mar, en igual sentido como la vía 4) y contribuciones a la excitación, como las fuentes de calentamiento e ionización menciona-

das en la Sección VII las que se hacen sentir en los procesos 8 y 9 y posibilitan el funcionamiento del dínamo  $D_T$ . Por otra parte, este último al igual que su análogo  $D_0$  en el mar, constituye una marea genuina.

En lo que respecta al "potencial de ionización", si bien es cierto que su elevada variabilidad temporal lo hace inapropiado para un tratamiento geométrico simple, análogo al aplicado en la parte térmica, su morfología puede ser analizada en un modelo algo perfeccionado con respecto al que servía de base a la clásica "ley de fases" de las mareas geomagnéticas lunares. En efecto, Schneider (1963) pudo explicar así algunas rayas en el espectro de dichas mareas que antes habían pasado desapercibidas.

Al dínamo  $D_T$ , salvo sus ramificaciones radiales ya citadas, se lo ubica por lo general en la región E de la ionosfera. Si bien esto parece estar asegurado en cuanto a las variaciones solares  $S_q$  se refiere, han surgido dudas recientemente respecto del sistema correspondiente a las mareas geomagnéticas lunares. En efecto, Malin, Cecere y Palumbo (1975), analizando la respuesta notoriamente diferente de uno y otro tipo de variaciones frente a la actividad solar cuestionan los modelos convencionales.

Aparte de la señal geomagnética que se observa en el punto P de la Figura 3, se puede captar un conjunto similar de mareas electromagnéticas, también híbrido, en forma del voltaje inducido por ellas en cables telegráficos submarinos. Richards (1975), estudiando las salidas sobre distancias de unas 1000 a 2000 millas en latitudes bajas del Océano Pacífico, halló señales significativas, con amplitudes del orden de 0,1 a 1 Volt, en las frecuencias correspondientes a las mareas parciales  $O_1$ ,  $K_1$ ,  $S_1$  (y sus armónicas  $S_2$ ,  $S_3$ ,  $S_4$ ),  $P_1$ ,  $N_2$ ,  $M_2$  y  $K_2$ , algunas de ellas solares y otras lunares.

Un primer éxito en las tentativas de separar algunos de los aportes a las mareas geomagnéticas lunares que inciden en el punto P, fue logrado por Malin (1970). La morfología de este tipo de variaciones geomagnéticas puede describirse usando como argumentos dos de los tres parámetros: tiempo medio solar  $t$ , tiempo medio lunar  $\tau$ , y edad lunar  $v$ , siendo

$$v = t - \tau \quad (17)$$

Según la "ley de fases" el fenómeno se describe por

$$L = \sum_{-\infty}^{+\infty} l_n \text{sen} [(n - 2) t + 2\tau + \lambda_n] \quad (18)$$

También se lo puede concebir como proceso semidiario lunar (involucrando paramétricamente al tiempo solar  $t$ ), en la forma

$$\left. \begin{aligned} L &= l(t) \text{sen} [2\tau + \lambda(t)] \\ l(t) \begin{Bmatrix} \cos \lambda(t) \\ \text{sen} \lambda(t) \end{Bmatrix} &= \sum_n l_n \begin{Bmatrix} \cos \\ \text{sen} \end{Bmatrix} [(n - 2) t + \lambda_n] \end{aligned} \right\} (19)$$

o por último, también con el parámetro  $t$ , como onda semi-mensual

$$\left. \begin{aligned} L &= l'(t) [\text{sen} \lambda'(t) - 2v] \\ l'(t) \begin{Bmatrix} \cos \lambda'(t) \\ \text{sen} \lambda'(t) \end{Bmatrix} &= \sum_n l_n \begin{Bmatrix} \cos \\ \text{sen} \end{Bmatrix} [nt + \lambda_n] \end{aligned} \right\} (20)$$

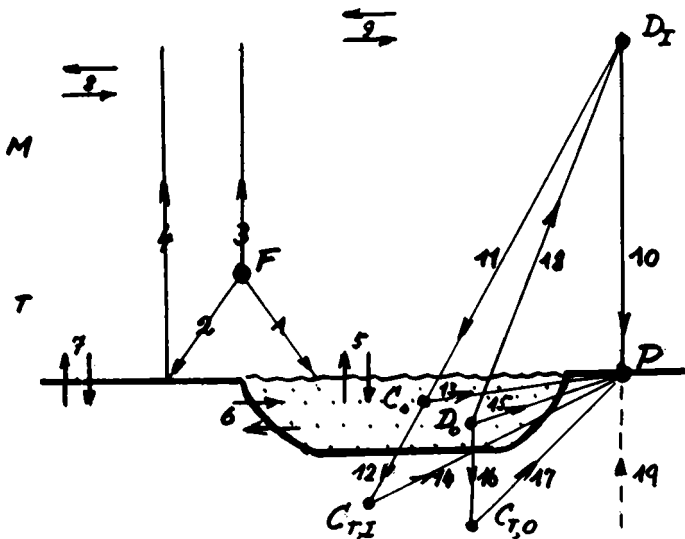


Figura 3: Esquema parcial de la energetización e interacciones que intervienen en las mareas geomagnéticas.

T: troposfera

M: mesosfera

F: fuente de inyección periódica de energía radiante (ozonósfera).

1, 2: propagación de oscilaciones hacia el mar y la tierra sólida.

3, 4: propagación hacia la alta atmósfera.

5, 6, 7: interacción recíproca mar-tierra-aire.

8: interacción entre modos de oscilación.

9: interacción plasma-atmósfera neutra.

$D_I$ : dínamo ionosférico.

$D_0$ : dínamo oceánico.

$C_0$ : corrientes inducidas en el mar, desde  $D_I$ .

$C_{T,I}$ : corrientes inducidas en la tierra sólida, desde  $D_I$ .

$C_{T,0}$ : corrientes inducidas en la tierra sólida, desde  $D_0$ .

11, 12, 16: vías de inducción.

18: re-alimentación  $D_0$   $D_I$

P: punto de observación de mareas geomagnéticas

10, 13, 14, 15, 17: aportes al campo magnético variable visto en P

19: posible aporte de fuentes profundas (piezo-electricidad; dínamo de las mareas del núcleo).

La situación queda ilustrada por la Figura 4; en ella, la diagonal punteada corresponde al valor constante  $t = 0$  (medianoche), y las dos rectas en trazo lleno, paralelas a aquella, al valor  $t = 12$  (mediodía); véase al respecto la (17).

El artificio usado por Malin para separar en  $L$  el aporte 15 (de la Figura 3), consistió en considerar al dínamo oceánico  $D_0$  como obrando principalmente en forma semidiaria, dada la prevalencia de esta frecuencia en las mareas oceánicas. Escribiendo entonces este aporte pelágico en la forma

$$L_0 = l_0 \text{ sen } (2\tau + \lambda_0) \tag{21}$$

con los valores de medianoche ( $t = 0$ )

$$l_0 = l_0(0); \lambda(0) = \lambda(0), \tag{22}$$

se sostiene que las armónicas otras que semidiaria son directa o indirectamente de origen ionosférico. De la (19) extraemos entonces

$$l_0 \begin{Bmatrix} \text{COS} \\ \text{sen} \end{Bmatrix} \lambda_0 = \sum_n l_n \begin{Bmatrix} \text{COS} \\ \text{sen} \end{Bmatrix} \lambda_n \tag{23}$$

y por último, obtenemos el aporte ionosférico en la forma

$$L_I = l_I \text{ sen } (2\tau + \lambda_I) \tag{24}$$

con

$$-l_I \begin{Bmatrix} \text{COS} \\ \text{sen} \end{Bmatrix} \lambda_I = l_1 \begin{Bmatrix} \text{COS} \\ \text{sen} \end{Bmatrix} \lambda_1 + l_3 \begin{Bmatrix} \text{COS} \\ \text{sen} \end{Bmatrix} \lambda_3 + l_4 \begin{Bmatrix} \text{COS} \\ \text{sen} \end{Bmatrix} \lambda_4 \tag{25}$$

**ISLA AÑO NUEVO D - VERANO**

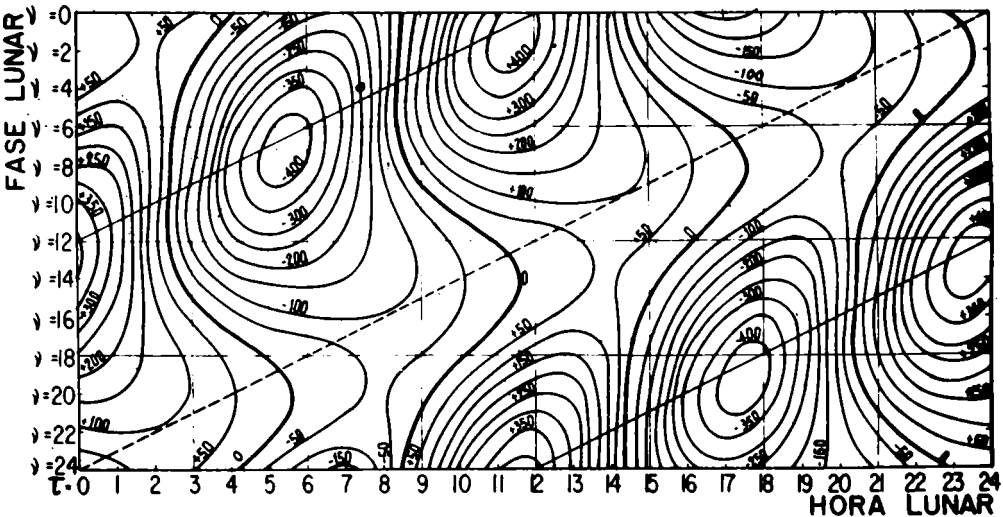


Figura 4: Representación aproximada de la marea geomagnética lunar en Isla Año Nuevo, Declinación. 207 días, magnéticamente tranquilos o poco perturbados ( $C \leq 1,1$ ); actividad solar baja ( $R < 30$ ), verano (22-XII al 19-II), 1907 a 1913. Unidad: 1 centigama (= 10 picotesla); medianoche: diagonal en trazo de rayas ( $t = 0$ ), mediodía: en trazo lleno ( $t = 12$ ).

En su trabajo ya citado, Malin da ejemplos de la aplicación de este método a las mareas geomagnéticas lunares en seis observatorios de las islas británicas, con el resultado sorprendente de que los aportes ionosférico y pe lógico son de magnitud comparable.

En lo que se refiere al espacio circunterrestre cercano, más allá de la termosfera, cabe preguntarse (Schneider, 1967) si en él se pueden dar fenómenos de marea capaces de afectar las trayectorias de las partículas cargadas que constituyen su población. Ultimamente, Kamei y Maeda (1976) creen haber descubierto indicios de tal efecto, al que ven patentizado en una modulación semidiaria de los índices de actividad geomagnética Dst, re presentativos de la intensidad y distancia de la corriente anillo ubicada a unos pocos radios terrestres.

#### IX.- RECONOCIMIENTO

El autor agradece la ayuda de la Srta. Catalina T. Cano, quien tuvo a su cargo los cálculos que permitieron elaborar el resultado expuesto en la Figura 4, y también una parte de la compilación bibliográfica utilizada.



## B I B L I O G R A F I A

- ALSOP, L.E. y KUO, J.T., 1964: *The characteristic numbers of semi-diurnal earth tidal components for various earth models.* *Ann.Géophys.* Vol. 20, pp. 286-300.
- BAKER, T.F. y LENNON, G.W., 1973: *The investigation of marine loading by gravity variation profiles in the U.K.* 7th.Int.Symp.Earth Tides, Sopron, Hungría.
- BARTELS, J. y HORN, W., 1952: *Gezeitenkräfte.* En: *Landilt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen; III.Band.Astron.u.Geophys.,* Berlín.
- BARTELS, J. y JOHNSTON, H.F., 1940: *Geomagnetic tides in horizontal intensity at Huancayo.* *Terr.Magn.and Atn.El.,* Vol. 45 n.3, pp. 269-308, y n.4 pp. 485-512.
- BEAUMONT, CH. y LAMBERT, A., 1972: *Crustal structure from surface load tilts, using a finite element model.* *Geophys.J.R.Astr.Soc.* Vol. 29 n.2 203-226.
- BOWER, D.R. y HEATON, K.C., 1973: *Response of an unconfined aquifer to atmospheric pressure, earth tides and a large earth-quake.* 7th.Int.Symp. Earth Tides, Sopron, Hungría.
- BREDEHOEFT, J.D., 1967: *Response of well-aquifer systems to earth tides.* *Journ.Geoph.Res.* Vol. 72 n.12 pp. 3075-3087.
- CARTWRIGHT, D.E., 1970: *On low-frequency variations in sea level and the radiational tide.* En: *Rep.Symp.Coastal Geodesy, Munich 1970; IUGG, IAG; Special Study Group 2.22; IAPSO, Adv.Com.Tides and Mean Sea Level (Ed.R.Sigl),* pp. 391-393. Munich.
- CARTWRIGHT, D.E. y EDDEN, A.C., 1973: *Corrected tables of tidal harmonics.* *Geophys.J.R.Astr.Soc.* Vol. 33, pp. 253-264.
- CARTWRIGHT, D.E. y EDDEN, A.C. 1975: *Spectroscopy of the tide-generating potentials, and their relationship to observed features in the ocean tide.* XVIa.Asambl.Gral.UGGI, Grenoble; *Simp.Interacción Mareas.* (Ann. Géoph. Vol. 33, en prensa).
- CARTWRIGHT, D.E. y TAYLER, R.J., 1971: *New computations of the tide-generating potential.* *Geophys.J.R.Astr.Soc.* Vol. 23, pp. 45-74.
- CHAPMAN, S. y LINDZEN, R.S., 1970: *Atmospheric Tides, thermal and gravitational.* Reidel, Dordrecht.
- CHOJNICKI, T., 1975: *Methods of analysis and data processing corresponding to earth tides.* XVIa.Asambl.Gral.UGGI, Grenoble; *Simp.Interacción Mareas (Ann.Géoph. Vol. 33, en prensa).*
- DARWIN, G.H., 1883: [Desarrollo armónico del potencial de mareas] *British Ass.Advancem.Sci., Rept.f.1883,* pp. 49-118.
- DE FAZIO, TH.L., AKI, K., y ALBA, J., 1973: *Solid earth tide and observed change in the in situ seismic velocity.* *Journ.Geoph.Res.* Vol. 78 n.8, pp. 1319-1322.
- DICKE, R.H., 1969: *Average acceleration of the earth's rotation and the viscosity of the deep mantle.* *Journ.Geoph.Res.* Vol. 74, pp. 5895-5902.
- DJUROVIC, D. y MELCHIOR, P., 1972: *Recherche des termes de marée dans les variations de la vitesse de rotation de la Terre.* *Obs.R.Belg.,Comm., Sér.B, Vol. 79; Sér. Géoph. Vol. 115.*
- DOODSON, A.T., 1921: *The harmonic development of the tide-generating potential.* *Proc.R.Soc.London, A 100,* pp. 305-329.

- FONT DE AFFOLTER, G. y SCHNEIDER, O., 1975: *Determinación preliminar de la marea barométrica en la zona del Rio de la Plata*. 8a. Reunión AAGG, Salta. (Geoacta Vol. 8 n.1).
- GARLAND, G.D., 1971: *Introduction to Geophysics, -Mantle, Core and Crust*. Philadelphia, London, Toronto.
- GODIN, G., 1975: *The analysis of tides, -Oceans*. XVIa. Asambl. Gral. UGGI, Grenoble; *Simp. Interacción Mareas*. (Ann. Géophys. Vol. 33, en prensa).
- GROVES, G.W. y REYNOLDS, R.W., 1975: *An orthogonalized convolution method of tide prediction*. J. Geophys. Res. Vol. 80 n.30, pp. 4131-4138.
- HESSEN, K., 1926: *Gezeiten- und Strombeobachtungen auf der Winter-station des "Gauss" 1902-03*. Dt. Südpol.-Exp. 1001-1903 (Dir. : E.V. Drygalski); VII n.5, 557-602.
- HOLDSWORTH, G., 1974: *Erebus glacier tongue, McMurdo Sound, Antarctica*. Journ. Glaciol., Vol. 13 n.67, pp. 27-35.
- HOLDSWORTH, G., 1975: *Tidal interaction with ice-shelves*. XVIa. Asambl. Gral. UGGI, Grenoble; *Simp. Interacción Mareas*, (Ann. Géophys. Vol. 33, en prensa).
- HOLLINGSWORTH, A., 1971: *The effect of ocean and earth tides on the semi-diurnal lunar air-tide*. J. Atm. Sci. Vol. 28, 1021-1044.
- HOLLINGSWORTH, A., 1975: *Comments on "Effects of mean winds and horizontal temperature gradients on solar and lunar semi-diurnal tides in the atmosphere"*. J. Atm. Sci. Vol. 32, 1643-1645.
- IMBERT, B., 1956: *Terre Adélie 1950-1952, Marées, 2e.p., Analyse et discussion des résultats*. Expéd. Pol. Franc., Exp. Antarct.; Rés. Scient., s II, 4; 37-82.
- JACKSON, B.V. y SLICHTER, L.B., 1974: *The residual daily earth tides at the South Pole*. J. Geophys. Res. Vol. 79 n.11, pp. 1711-1715.
- KAMEI, T. y MAEDA H., 1976: *Lunar effect in the quiet-time Dst index*. Nature Vol. 259 (5545), pp. 644-645.
- KANT, I., 1754: *Untersuchung der Frage, ob die Erde in ihrer Umdrehung um die Achse, wodurch sie die Abwechslung des Tages und der Nacht hervor bringt, eine Veränderung seit den ersten Zeiten ihres Ursprungs erlitten habe, und woraus man sich ihrer versichern könne*.
- KAULA, W.M., 1968: *An Introduction to Planetary Physics*. New York.
- KLEIN, F., 1976: *Earthquake swarms and the semidiurnal solid earth tide*. Geophys. J. R. Astr. Soc Vol. 45, (en prensa).
- KNOPOFF, L., 1970: *Correlation of earthquakes with lunar orbital motions*. The Moon 2, pp. 140-143.
- KNOPOFF, L., 1975: *Search for correlations of large earthquakes with the fortnightly tides*. XVIa. Asambl. Gral. UGGI, Grenoble; *Simp. Interacción Mareas*.
- KUO, J.T. y JACHENS, R.C., 1975: *Indirect mapping of ocean tides by solving the inverse problem for the tidal gravity observations*. XVIa. Asambl. Gral. UGGI, Grenoble; *Simp. Interacción Mareas*, (Ann. Géophys. Vol. 33, en prensa).
- KUO, J.T., JACHENS R.C., EWING, M. y WHITE, G., 1970: *Transcontinental tidal gravity profile across the United States*. Science Vol. 168 n.3934 pp. 968-971.

- LAMBECK, K., 1975: Effects of tidal dissipation in the oceans on the Moon's orbit and the Earth's rotation. *J. Geophys. Res.* Vol. 80 n.20, pp. 2917 - 2925.
- LAMBECK, K., CAZENAVE, A. y BALMINO, G., 1974: Solid earth and ocean tides estimated from satellite orbit analysis. *Rev. Geophys. Space Phys.* Vol. 12, pp. 421-434.
- LAMBERT, A., 1974: Earth tide analysis and prediction by the response method. *J. Geophys. Res.* Vol. 79 n.32, pp. 4952-4960.
- LAPLACE, P.S., 1825: *Mécanique Céleste*.
- LECOLAZET, R. y MELCHIOR P., 1975: Détermination expérimentale des effets dynamiques du noyau liquide de la Terre. *XVIA. Assembl. Gral. UGGI, Grenoble; Simp. Interacción Mareas (Ann. Géoph. Vol. 33, en prensa)*.
- LINDZEN, R.S. y HONG, S.-s., 1974: Effects of mean winds and horizontal temperature gradients on solar and lunar semidiurnal tides in the atmosphere. *J. Atm. Sci.* Vol. 31, pp. 1421-1446.
- LINDZEN, R.S. y HONG, S.-s., 1975: Reply. *J. Atm. Sci.* Vol. 32, pp. 1645-6.
- MALIN, S.R.C., 1970: Separation of lunar daily geomagnetic variations into parts of ionospheric and oceanic origin. *Geophys. J. R. Astr. Soc.* Vol. 21 pp. 447-455.
- MALIN, S.R.C., CECERE, A. y PALUMBO, A., 1975: The sunspot cycle influence on lunar and solar daily geomagnetic variations. *Geophys. J. R. Astr. Soc.* Vol. 41, pp. 115-126.
- MAUCHA, L., 1975: Study of karstic waters and earth tidal movements of karstic rocks. *XVIA. Assembl. Gral. UGGI, Grenoble; Simp. Interacción Mareas (Ann. Géoph. 33, en prensa)*.
- MAUK, F.J. y JOHNSTON, M.J.S., 1973: On the triggering of volcanic eruptions by earth tides. *Journ. Geophys. Res.* Vol. 78 n.17, pp. 3356-3362.
- MELCHIOR, P., 1975: Earth tides in 1974 (A report from the International Centre for Earth Tides). *Marées Terrestres, Bull. d'Inform.* Vol. 70, 3982-4000.
- MUNK, W.H. y CARTWRIGHT, D.E., 1966: Tidal spectroscopy and prediction. *Phil. Trans. R. Soc. London, A* Vol. 259 (1105), pp. 533-581.
- MURATA, H., 1974: An estimation of electric potential field generated by diurnal atmospheric tide with first negative mode excited in the lower ionosphere. *Planetary and Space Science*, Vol. 22.
- NEWTON, I., 1687: *Philosophiae naturalis principia mathematica*.
- PARIISKII N.N. y PERTSEV, B.P., 1972: Détermination du nombre de Love  $k$  d'après les variations de marée de la vitesse de rotation de la Terre aplâtie. *Marées Terr., Bull. d'Inform.* Vol. 69, pp. 3840-3848.
- PEALE, S.J., 1973a: Some effects of elasticity on lunar rotation. *The Moon* Vol. 8, pp. 515-531.
- PEALE, S.J., 1973b: Rotation of solid bodies in the solar system. *Rev. Geophys. Space Phys.* Vol. 11 n.4, pp. 767-793.
- PEALE, S.J., 1974: Rotation histories of the natural satellites in the solar system. *Proc. IAU Colloq.* n.28, *Planetary Satellites*, Ithaca, N.Y.
- PEALE, S.J., 1975: Consequences and inferences from tidal interactions in the solar system *XVIA. Assembl. Gral. UGGI, Grenoble; Simp. Interacción Mareas, (Ann. Géoph. Vol. 33, en prensa)*.

- PERTSEV, B.P., 1975:  $M_2$ -ocean-tide corrections to tidal gravity observations in Western Europe. XVIa. Asamb. Gral. UGGI, Grenoble; *Simp. Interacción Mareas* (Ann. Géoph. Vol. 33, en prensa).
- PIL'NIK, G.P., 1973: Co-spectra of earth-tides. Bull. Géodés., Nouv. Sér. Vol. 108, pp. 211-214.
- PIL'NIK, G.P., 1975: Prilivna a neravnomernost' vraščeniya zemli [No-uniformidad causada por mareas, en la rotación terrestre]. *Astronom. Zhurnal* Vol. 52 n.1, pp. 178-188 [Con resumen inglés].
- RICHARDS, M.L., 1975: Tidal signals on long submarine cales. XVIa. Asamb. Gral. UGGI, Grenoble, *Simp. Interacción Mareas*. (Ann. Géoph. Vol. 33, en prensa).
- RICHMOND, A.D., 1975: Energy relations of atmospheric tides and their significance to approximate methods of solution for tides with dissipative forces. *Journ. Atm. Sci.* Vol. 32 n.5, pp. 980-987.
- RINEHART, J.S., 1972: Fluctuations in geyser activity caused by variations in earth tidal forces, barometric pressure and tectonic stress. *Journ. Géoph. Res.*, Vol. 77 n.2 pp. 342-350.
- ROBIN, G. de Q., 1958: Seismic shooting and related investigations, Norwegian-British-Swedish Ant. Exp. 1949-52. *Sci. Res.*, V, *Glaciology* III, 134 p. Oslo.
- ROCHESTER, M.G., 1973: The Earth's rotation. EOS, Trans. Am. Géoph. Un., Vol. 54 n.8 pp. 769-780.
- RUNCORN, S.K., 1969: A palaeontological method for testing the hypothesis of a varying gravitational constant. En: *Applications of Modern Physics to the Earth and Planetary Interiors* (Ed.: S.K. Runcorn), 47-51. New York.
- SALAH, J.E. WAND, R.H. y BERNARD, R. 1975: Comparison of simultaneous tidal observations by incoherent scatter radar. XVIa. Asamb. Gral. UGGI, Grenoble; *Simp. Interacción Mareas* (Ann. Géoph. Vol. 33, en prensa).
- SAWADA, R., 1965: The possible effect of oceans on the atmospheric lunar tide. *J. Atm. Sci.* Vol. 22, pp. 636-643.
- SCHLAPP, D.M., 1975: The analysis of tides: atmospheric and geomagnetic tides. XVIa. Asamb. Gral. UGGI, Grenoble; *Simp. Interacción Mareas*. (Ann. Géoph. 33. en prensa).
- SCHNEIDER, M.M. y SIMON, D., 1973: Influence of atmospheric pressure and air temperature fluctuations on tidal observations of gravity in Central Antarctica. 7th. Int. Symp. Earth Tides, Sopron, Hungría.
- SCHNEIDER, O., 1963: A generalization of the phase-law of lunar geomagnetic tides. *Nature* Vol. 199 (4893), pp. 548-550.
- SCNEIDER, O., 1967; Interaction of the Moon with the Earth's magnetosphere. *Space Sci. Rev.* VI (5), pp. 655-704.