

CAPÍTULO 17 - MOVIMENTOS INERCIAIS, ONDAS PLANETÁRIAS E ONDAS COSTEIRAS APRISIONADAS

1. Introdução

Enquanto que as teorias das correntes oceânicas geradas por gradientes de densidade, vento, etc ... reproduzem satisfatoriamente as feições gerais das circulações observadas, restam ainda feições não plenamente reproduzidas, especialmente nas correntes de limite oeste, como a Corrente do Golfo. Neste capítulo, serão apresentados estudos sobre a aceleração inercial das correntes oceânicas e introduzidos os conceitos de vorticidade absoluta e vorticidade potencial.

2. Movimento num círculo de inércia

Considere-se um fluido com movimento horizontal ao longo de uma trajetória curva, com raio de curvatura R e velocidade V . Duas acelerações agem, perpendiculares à velocidade: a centrífuga e a de Coriolis. A centrífuga é “para fora” do centro de curvatura e vale $\omega^2 R$, onde ω é a velocidade angular; ela pode ser escrita também como V^2 / R . A aceleração de Coriolis é $(2\Omega V \sin \varphi)$, onde φ é a latitude, ou simplesmente fV (à direita do movimento no Hemisfério Norte e à esquerda no Hemisfério Sul).

Se houver somente essas duas acelerações e elas estiverem em equilíbrio, se pode escrever o balanço (Fig. 1):

$$(V^2 / R) = f V \quad \text{ou então} \quad R = (V / f) \quad (1)$$

Se f puder ser considerado constante, o raio de curvatura é proporcional à velocidade do movimento e o movimento será em círculos fechados. Como exemplo numérico, para uma velocidade $V = 1 \text{ m/s}$ na latitude $\varphi = 45^\circ$, resulta um raio $R = 9.72 \text{ km}$.

O período T para uma rotação completa é dado por

$$T = (2 \pi R / V) = (2 \pi / f). \quad (2)$$

Como $f = 2 \Omega \sin \varphi$, onde $\Omega = (2 \pi / 24 \text{ horas})$, (2) conduz a

$$T = (12 \text{ horas} / \sin \varphi) \quad (3)$$

Para a latitude $\varphi = 45^\circ$, o período de rotação corresponde a $T = 16.97 \text{ horas}$.

Se a velocidade V for grande, R também é grande (ver eq. 1) e a variação de f com a latitude deve ser considerada; nesse caso, o raio de curvatura é menor na direção do pólo e maior na direção do Equador: o movimento deixa de ser um círculo completo e se torna uma espiral que migra para oeste.

Movimentos inerciais podem ser gerados no oceano por distúrbios na forma de pulsos tais como os devidos à passagem de uma frente fria. Movimentos inerciais podem também ser importantes quando o período da rotação inercial é idêntico ao período de

uma componente de maré, como é o caso da K1 com a latitude de 30°06' N e a M2 com a latitude de 75° 04' N – casos de intensas correntes e nítidos efeitos ressonantes.

3. Ondas de Rossby – Vorticidade absoluta

Considere-se um fluxo horizontal não divergente, com velocidade constante V para leste, ao longo de um paralelo de latitude φ_0 . Se o fluxo está em balanço geostrófico, há um balanço entre a aceleração do gradiente de pressão e a aceleração de Coriolis para esta latitude. Se alguma perturbação deslocar parte do fluxo na direção do pólo, o fluido envolvido vai sofrer uma aceleração de Coriolis maior que a de gradiente de pressão e será acelerado de volta à latitude inicial. A curvatura seria tal que a aceleração centrífuga iria balancear o aumento da aceleração de Coriolis. O fluido cruza então a latitude inicial sem curvatura, mas com uma componente de velocidade equatorial, gerando uma curvatura oposta; resultam então oscilações norte-sul, que passam a se repetir opostas ao fluxo.

Rossby (1939) investigou estas oscilações, em ondas horizontais associadas a ventos de oeste. E a Teoria das ondas de Rossby influenciou bastante as modernas teorias das correntes oceânicas. Considere-se as equações do movimento horizontal omitindo acelerações friccionais e mantendo os termos inerciais:

$$\frac{du}{dt} = fv - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (4)$$

$$\frac{dv}{dt} = -fu - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (5)$$

onde d/dt representa a derivada no tempo seguindo o movimento, ou seja,

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \quad (6)$$

onde os dois últimos termos são os chamados “termos de aceleração advectiva”. Expandindo (4) e (5), fazendo a diferenciação cruzada e subtraindo, resulta:

$$\frac{d}{dt} \left[\left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) + f \right] = - \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \left[\left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) + f \right] \quad (7)$$

onde os termos envolvendo variação horizontal de densidade foram desprezados. Como f não é função do tempo ou longitude, $v \partial f / \partial y$ foi re-escrito como df/dt .

Se não houver divergência, $\partial u / \partial x + \partial v / \partial y = 0$, então (7) se toma

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} + f \right] = 0 \quad \text{ou}$$

$$(d/dt) [\zeta + f] = 0 \quad (8)$$

Aqui $\zeta = (\partial v / \partial x) - (\partial u / \partial y)$ é a componente vertical da vorticidade no sistema de coordenadas escolhido. O parâmetro de Coriolis f é a componente vertical da vorticidade num dado local devido à rotação da Terra, sendo chamado “vorticidade planetária”.

Portanto, (8) indica que, seguindo um fluxo sem divergência horizontal, a vorticidade absoluta ($\zeta + f$) é conservada.

Considerando a conservação da vorticidade absoluta, Rossby examinou perturbações se propagando ao longo dos fluxos sem modificar a forma. Ele verificou que ondas estacionárias poderiam estar presentes se o comprimento de onda fosse

$$\lambda_s = 2\pi \sqrt{(V / \beta)} \quad (9)$$

onde V é a velocidade para leste e $\beta = \partial f / \partial y$. Para $V = 1 \text{ m / s}$, a 45° de latitude $\lambda_s = 1540 \text{ km}$. Ondas com maior comprimento viajariam para oeste e com menores comprimentos para leste, ao longo do fluxo.

4. Vorticidade potencial

Se o fluxo for não-divergente nas três dimensões,

$$\partial u / \partial x + \partial v / \partial y + \partial w / \partial z = 0 \quad \text{e portanto}$$

$$\partial u / \partial x + \partial v / \partial y = - \partial w / \partial z \quad (10)$$

Divergência horizontal pode portanto ser substituída por convergência vertical - $\partial w / \partial z$. Isto, por sua vez, por ser relacionado à taxa de alongamento de uma coluna de fluido com espessura D :

$$- \frac{\partial w}{\partial z} = - \frac{1}{D} \frac{dD}{dt} \quad (11)$$

E a equação (7) pode ser re-escrita como

$$\frac{d}{dt} (\zeta + f) = \frac{1}{D} \frac{dD}{dt} (\zeta + f) \quad \text{ou seja}$$

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{\zeta + f}{D} \right] = 0 \quad (12)$$

A quantidade $(\zeta + f) / D$ é chamada vorticidade potencial e (12) indica que, para um fluxo não divergente sem fricção, no qual a espessura do fluido D pode variar, a vorticidade potencial é conservada seguindo a parcela de fluido ao longo de sua trajetória. Se o fluxo for estacionário, as trajetórias e as linhas de corrente coincidem, e a vorticidade potencial é conservada ao longo das linhas de corrente.

Stommel (1955), estudando a Corrente do Golfo, demonstrou a conservação da vorticidade potencial usando medições numa secção oceanográfica.

5. Ondas planetárias – Ondas de Rossby

Ondas de Rossby são ondas planetárias, devidas à forma e rotação da Terra (e topografia). Elas são facilmente observadas na atmosfera, como meandramentos de grande escala do jato em latitudes médias, mas só foram observadas no oceano a partir do advento da Oceanografia por satélite. A grande dificuldade em sua observação se deve à enorme diferença entre suas escalas horizontal e vertical, como esquematizado na Fig. 2 (para o “primeiro modo baroclínico”). Geralmente, a escala horizontal é da ordem de centenas de km, enquanto que a vertical é de alguns centímetros, o que torna praticamente impossível sua detecção por medições in-situ. Além disso, freqüentemente essas ondas não são nitidamente periódicas, mas tomam a forma de “ondas solitárias”, com um único “pulso”.

Outra característica importante das ondas de Rossby é que elas sempre viajam de leste para oeste, seguindo os paralelos terrestres; sua velocidade de propagação não é muito grande: ela varia com a latitude, aumentando na direção do equador, mas é da ordem de apenas alguns cm/s (ou km/dia). Em latitudes médias (30°S ou N) leva vários meses, ou mesmo anos, para que uma onda de Rossby atravesse o Oceano Pacífico. Na realidade, em alguns casos essas ondas podem cruzar toda uma bacia oceânica, a partir de sua origem próximo aos contornos leste, sendo (em primeira aproximação) não dispersivas.

6. Teoria e mecanismos de geração das ondas de Rossby

Ondas de Rossby no oceano ou na atmosfera são ondas planetárias cuja força restauradora é o efeito da variação latitudinal da componente vertical do vetor rotação angular da Terra, isto é, da Força de Coriolis. Na atmosfera as ondas de Rossby são facilmente observadas como meandros de grande escala dos jatos de latitudes médias. Elas são mais difíceis de detectar no oceano, pois tem uma assinatura na altura da superfície do mar da ordem de 10 cm, sua velocidade de propagação é de 10 cm/s e seus comprimentos de onda são entre centenas e milhares de quilômetros.

As ondas de Rossby no oceano são responsáveis pela intensificação oeste dos giros sub-tropicais, sendo a Corrente do Golfo um exemplo típico. Elas também constituem o mecanismo dinâmico para o ajuste transiente do oceano a variações nas forçantes atmosféricas de larga escala, ou seja, as informações são transmitidas dos oceanos

tropicais para as médias e altas latitudes via ondas de Rossby, as quais agem em conjunto com ondas costeiras aprisionadas.

As ondas de Rossby são geradas pelo vento e forças de empuxo nos contornos leste e no interior dos oceanos; podem também ser geradas por perturbações ao longo dos limites leste causadas por ondas costeiras aprisionadas em latitudes médias. Uma vez geradas, elas se propagam como ondas livres, para longe de suas regiões de formação.

Teorias padrão derivam as propriedades das ondas de Rossby com livre propagação através das equações do movimento linearizadas, para movimentos de larga escala e baixa frequência, a partir do repouso, o que leva às equações para seus modos normais. Esses modos normais podem ser encontrados ao especificar as condições de contorno na superfície e no fundo e na solução de um problema de auto-valores que depende apenas da estratificação local. Há um número infinito de modos, ordenados em velocidades de fase decrescentes, os quais se propagam para oeste (para todos os modos). Soluções para baixas frequências e longos comprimentos de onda são zonalmente não dispersivas, isto é, a velocidade de fase independe do comprimento de onda. O primeiro modo é o modo barotrópico; ele é verticalmente uniforme e se propaga através de uma bacia oceânica em cerca de uma semana. O modo seguinte é o primeiro baroclínico, intensificado na superfície, e que depende bastante do perfil da estratificação; possui velocidade que troca de sinal na profundidade da termoclina e leva meses para atravessar a mesma bacia varrida pelo primeiro modo numa semana; as variações de nível da superfície associadas com esse modo são “espelhadas” com as variações da profundidade da termoclina (tem sinais opostos) e magnitude uma ordem de grandeza menor: tipicamente, 5 cm de elevação na superfície correspondem a 50 cm de depressão na termoclina. Para detalhes da representação matemática das ondas de Rossby, ver Platzman (1968), Dickinson (1978) e Kuo (1973).

7. A importância das ondas de Rossby

Embora de difícil detecção em medições, as ondas de Rossby tem grande influência na circulação de grande escala do oceano, e portanto na atmosfera e no clima. Os efeitos das ondas de Rossby são sumarizados na Fig. 3: o mais importante é a intensificação das correntes de contorno oeste (e seu deslocamento das posições usuais); levando-se em conta que essas correntes transportam enormes quantidades de calor, deslocamentos mínimos em sua posição afetam dramaticamente a meteorologia de grandes áreas do globo. Por exemplo, no Pacífico Norte, ao final de 10 anos em que cruzou a bacia, uma onda de Rossby deslocou a Corrente do Kuroshio para o Norte e afetou a meteorologia do continente norte-americano; isso ocorreu em 1993 e se deve a uma onda de Rossby gerada pelo El-Niño de 1982 / 1983.

8. Observações das ondas de Rossby

A altimetria de satélite possibilita a detecção das ondas de Rossby, ao medir a altura da superfície do mar com a precisão de poucos centímetros. Como as ondas de Rossby viajam zonalmente, é possível observá-las tomando seções zonais (oeste – leste) das anomalias da altura da superfície do mar, juntando essas seções em gráficos longitude – tempo, também conhecidos como diagramas de Hovmöller (ver Fig. 4). Nessas plotagens, as ondas aparecem claramente como linhas diagonais alinhando cristas e

cavados; ao calcular a inclinação desses alinhamentos se tem a velocidade de propagação das ondas.

O estudo das ondas de Rossby tem sido desenvolvido em vários aspectos, tais como: observações com cobertura global, determinação dos parâmetros (comprimento, período, etc ...), detecção por mapas da temperatura da superfície do mar, representação matemática, etc ...

9. O número de Rossby e o Raio de Deformação de Rossby

O número de Rossby é um número adimensional que expressa a razão entre as forças inerciais e de Coriolis, na atmosfera ou oceano. O número de Rossby Ro é definido como

$$Ro = U / f L \quad (13)$$

onde U é a escala de velocidade característica, f é o parâmetro de Coriolis e L é a escala de comprimento característica. Quando o número de Rossby é grande, então o efeito da rotação da Terra no fenômeno em questão pode ser desprezado.

A escala de comprimento horizontal fundamental nos fluidos é afetada pela gravidade e pela rotação: é a escala na qual os efeitos de rotação se tomam tão importantes como os efeitos de empuxo. Em problemas transientes, um distúrbio inicial numa escala pequena se comparada ao raio de Rossby vai resultar num processo de ajuste idêntico ao que ocorreria num sistema sem rotação; por outro lado, se o distúrbio é numa escala comparável ao Raio de Rossby, então a aceleração de Coriolis se torna tão importante quanto o termo de gradiente de pressão, e a resposta se torna muito diferente do que seria num sistema sem rotação.

Numa camada de fluido homogênea, o Raio de Rossby barotrópico é dado por

$$\lambda = c / f = \sqrt{gH} / f \quad (14)$$

onde c é a velocidade de propagação das ondas de gravidade, g é a aceleração da gravidade, H é a profundidade da água e f é o parâmetro de Coriolis. No oceano profundo, onde H é 4 a 5 km, o raio barotrópico é cerca de 2000 km, mas nas plataformas continentais, com profundidades entre 50 e 100 m, é cerca de 200 km.

Num fluido estratificado, o Raio de Rossby baroclínico é calculado de forma similar, exceto que c agora representa a velocidade do enésimo modo baroclínico, o qual é encontrado na decomposição do sistema em modos normais. O raio baroclínico é uma escala natural no oceano associada com fenômenos de contorno, tais como as correntes de contorno, frentes, turbilhões, etc ... O primeiro modo baroclínico tem raio tipicamente em torno de 10 a 30 km (Gill, 1982).

Bibliografia (fonte): <http://www.soc.soton.ac.uk/JRD/SAT/Rossby/index.html>

10. Ondas de Kelvin

Em comparação com o oceano aberto, a plataforma e a zona costeira são um ambiente extraordinariamente energético. Variações da temperatura da água, salinidade, nível do mar e correntes são muito mais pronunciadas do que no oceano profundo. Em parte, isto se deve à resposta “amplificada” da zona costeira a forças exercidas em todas as regiões oceânicas. As marés, por exemplo, ocorrem em todos os oceanos, mas as correntes de maré são muito mais intensas nas áreas costeiras.

Há uma outra classe de variações do campo de correntes na costa. Estas variações não constituem uma amplificação dos mecanismos forçantes que ocorrem em todos os oceanos, mas são resultados de feições das próprias áreas costeiras: são as ondas costeiras aprisionadas. Essas ondas são responsáveis por grande parte das variabilidades das correntes observadas nas plataformas de algumas regiões e sua inclusão é essencial na discussão do comportamento de áreas costeiras.

O ponto inicial para a compreensão da geração e propagação das ondas costeiras aprisionadas é o oceano aberto, onde prevalece o balanço geostrófico. Esse balanço estabelece uma situação onde a força do gradiente de pressão atua na direção perpendicular ao fluxo, em equilíbrio com a força de Coriolis (no sentido oposto). Isso leva a uma situação em que as correntes no Hemisfério Norte tem alta pressão à sua direita e no Hemisfério Sul à sua esquerda.

Uma consequência da geostrofia é que, no oceano aberto, centros isolados de alta ou baixa pressão formam células fechadas de circulação, conhecidas como turbilhões (Fig. 5). As forças friccionais são geralmente pequenas no oceano aberto, de modo que as águas podem circular ao redor dos centros de pressão por mais de um ano com muito pouca perda de energia. Os turbilhões no oceano aberto são portanto feições de longa duração, que podem permanecer na mesma área por longos períodos de tempo e mudam de posição somente quando são afetados por correntes intensas. Note-se que isto é estritamente correto somente para turbilhões pequenos, com diâmetros de 100 a 200 km, no máximo; turbilhões maiores sentem o efeito da variação da força de Coriolis com a latitude e se movem para oeste, sendo conhecidos como ondas de Rossby (mas esse aspecto não é relevante na Oceanografia costeira, somente para a dinâmica do oceano profundo).

Nas regiões costeiras, os centros de alta e baixa pressão não são completamente circundados por pressões uniformes (como no caso dos turbilhões no oceano aberto), mas “se inclinam” contra a costa. Isto significa que as águas fluem ao longo das isóbaras somente de um lado dos centros de pressão, e não podem fluir contra a costa. O resultado é um transporte de água de um lado do centro de pressão para o outro, ou uma diminuição do nível do mar de um lado e sua elevação do outro. Uma variação do nível do mar é equivalente a uma variação de pressão, de modo que os centros de pressão não permanecem estacionários, mas tem que se mover ao longo da costa. A Fig. 6 demonstra que isso resulta num movimento na direção do Equador no lado oeste dos oceanos e na direção dos pólos no lado leste dos oceanos. Note-se que essas direções de movimento são sempre as mesmas, para os centros de alta e de baixa pressão.

Os movimentos de centros de alta e baixa pressão ao longo da costa são conhecidos como ondas de Kelvin. As ondas de Kelvin possuem as maiores amplitudes na costa. No lado oeste dos oceanos elas só podem se propagar em direção ao Equador, enquanto que numa costa leste elas só podem se propagar no sentido oposto. Sua amplitude decai rapidamente (exponencialmente) na direção do oceano aberto, de modo que sua presença só pode ser notada numa faixa estreita de menos que 100 km de largura ao longo da costa. Seu período é na faixa de vários dias a poucas semanas, o que significa que elas se manifestam através de lentas variações do nível da água, e pela reversão das correntes costeiras à taxa de cerca uma vez por semana, com regiões sucessivas de altas e baixas pressões que passam por um ponto de observação.

Uma situação especial ocorre no Equador. Aqui as regiões de alta e baixa pressão não podem se inclinar contra a costa, mas as águas não podem circular ao seu redor, visto que a Força de Coriolis age em direções opostas nos dois hemisférios e o balanço geostrófico é portanto revertido. Como resultado, os fluxos são para leste em qualquer lado de um centro de alta pressão, e para oeste em qualquer lado de uma célula de baixa pressão (Fig. 6). Isto leva novamente a um transporte de água resultante e ao deslocamento dos centros de pressão, agora para leste, tanto para os centros de alta como de baixa pressão. Essas ondas são conhecidas como ondas de Kelvin equatoriais. Elas tem periodicidades similares às ondas de Kelvin costeiras, mas se propagam com velocidades muito maiores. Uma onda equatorial de Kelvin atravessa todo o Oceano Pacífico em menos que 2 meses.

A Fig. 7 mostra observações de ondas de Kelvin viajando ao longo de uma costa leste no Oceano Atlântico. Essas ondas são geradas na região equatorial ao largo da costa do Brasil e se propagam ao longo do Equador, de modo a alcançar a África em questão de semanas. Quando elas chegam à costa africana elas continuam sua propagação, agora na direção do pólo, ao longo da costa, eventualmente alcançando a costa de Gana, onde a linha da costa tem orientação zonal, de modo que as ondas ali se propagam para leste.

11. Ondas costeiras aprisionadas

Ondas de Kelvin costeiras dependem da existência de uma costa contra a qual elas possam “se inclinar”, mas não requerem a existência de uma região de plataforma. Elas podem igualmente existir em regiões onde a plataforma praticamente não existe e a topografia do fundo rapidamente forma grandes fossas, como por exemplo ao longo das costas do Chile e Peru. A presença de uma plataforma dá origem a outra classe de ondas, chamadas “ondas costeiras aprisionadas”. A existência dessas ondas depende inteiramente da presença de uma região rasa entre a linha da costa e o oceano profundo. Para ser mais específico, essas ondas existem pois a plataforma não possui profundidade uniforme, mas esta decai gradualmente na direção do oceano aberto; em outras palavras, a característica principal de sua dinâmica é a presença de uma topografia do fundo inclinada (um gradiente de batimetria).

Para entender como essas ondas são geradas, é necessário observar o comportamento da plataforma. O vento produz movimento da água na camada de Ekman; a direção das correntes na camada de Ekman varia com a profundidade, mas o efeito final resultante é de um transporte de água perpendicular ao vento. Se uma região de plataforma é exposta a um vento variável, como por exemplo um vento com componente paralela à

costa que varia periodicamente no tempo, resulta em ressurgências e subsidências periódicas na costa. Abaixo da camada de Ekman resultam movimentos periódicos na direção da costa e para fora da costa de toda a coluna d'água (Fig. 8).

Se a profundidade da plataforma é constante, as águas abaixo da camada de mistura simplesmente se movem de forma alternada em resposta à forçante do vento e ressurgências e subsidências periódicas associadas. No entanto, numa plataforma com batimetria inclinada, a coluna d'água vai "aumentar em altura" e se tornar "mais estreita" quando se move para longe da costa, e vai "abaixar" e "se alargar" ao se mover para a costa. Devido à rotação da Terra, esta coluna d'água possui momento angular. A conservação do momento angular é uma das leis básicas da física, de modo que a coluna d'água em questão vai conservar momento angular. Conseqüentemente, a coluna d'água vai ganhar rotação quando estreita e perder rotação quando se alarga. O grau de rotação ao redor de um eixo vertical é medido por uma quantidade chamada "vorticidade". Movimento para o largo e para a costa de uma coluna d'água abaixo da camada de Ekman, numa plataforma inclinada, é portanto associado com uma variação contínua de vorticidade. A Fig. 9 mostra isso para uma situação onde a direção do vento se alterna (para o Equador e para o pólo) ao longo da costa, numa distância de cerca 2000 km, dimensão típica de sistemas meteorológicos que afetam a zona costeira. A figura citada mostra uma linha imaginária paralela à costa, no meio da plataforma, na forma de onda forçada pelo vento.

Numa plataforma com profundidade constante, esta linha imaginária iria oscilar em resposta ao vento periódico entre duas linhas, como uma oscilação estacionária. A Fig. 10 demonstra como que a tendência de movimento numa plataforma inclinada induz variações de vorticidade, que resultam em movimentos ao longo da costa. O resultado é uma oscilação se propagando: a linha de onda não retorna à posição original, mas se desloca ao longo da costa.

Note-se que foi assumido que o vento é periódico, mas estacionário em relação à plataforma: o vento se alterna como função do tempo (para o pólo e para o equador) mas não se move ao longo da costa. A presença de uma plataforma inclinada resulta na geração e propagação de ondas que vão deixar a região do vento periódico forçante e serão observadas como movimentos periódicos da água ao longo da costa mais adiante, onde as variações do campo de vento não mais se relacionam a eles. Este movimento da água é uma onda costeira aprisionada, e a Fig. 11 mostra sua forma.

Como as ondas de Kelvin, as ondas costeiras aprisionadas podem se propagar somente para o Equador nas costas oeste do oceano e somente para os pólos nas costas leste dos oceanos (obviamente elas não podem existir no Equador). Elas tem períodos similares às ondas de Kelvin costeiras (vários dias a 2-3 semanas) e possuem também comprimentos similares (da ordem de 2000 km, determinados pelos padrões dos sistemas meteorológicos), mas tem perfis de ondas diferentes (com máximo relativo da oscilação do nível do mar na extremidade da plataforma). Se a estratificação das águas de plataforma for significativa, sua forma e correntes associadas são ainda mais modificadas, e elas podem ter correntes máximas à meia água. Como a estratificação de águas rasas é fortemente influenciada pelas estações do ano, o efeito de ondas costeiras aprisionadas nas correntes de plataforma e nas variações do nível do mar pode variar sazonalmente.

Ondas costeiras aprisionadas podem ter significativa contribuição nas variabilidades do nível do mar e das correntes na plataforma, como observado ao longo da parte Norte da costa da Austrália (Fig. 12). Não há dúvidas que ondas costeiras aprisionadas são uma feição significativa presente na maior parte das plataformas rasas em todo o mundo.

Bibliografia (fonte): <http://www.es.flinders.edu.au/~mattom/ShelfCoast/index.html>
© 1996 - 2000 M. Tomczak contato: matthias.tomczak@flinders.edu.au

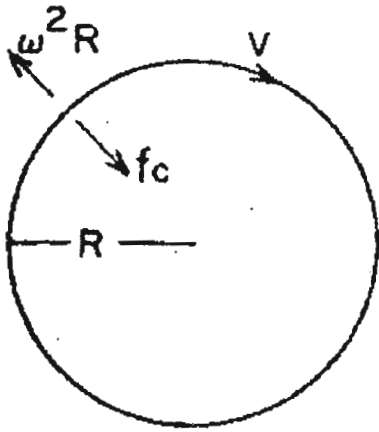


Fig. 01 – Balanço das acelerações no movimento inercial (Hemisfério Norte).

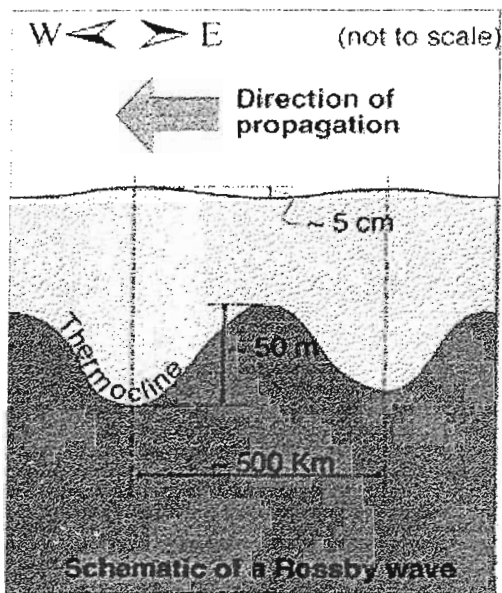


Fig. 02 – Esquema de uma onda de Rossby.

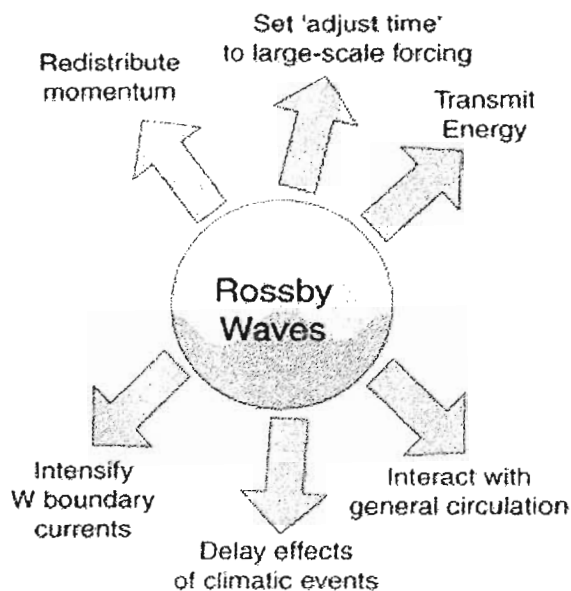


Fig. 03 – Efeitos das ondas de Rossby.

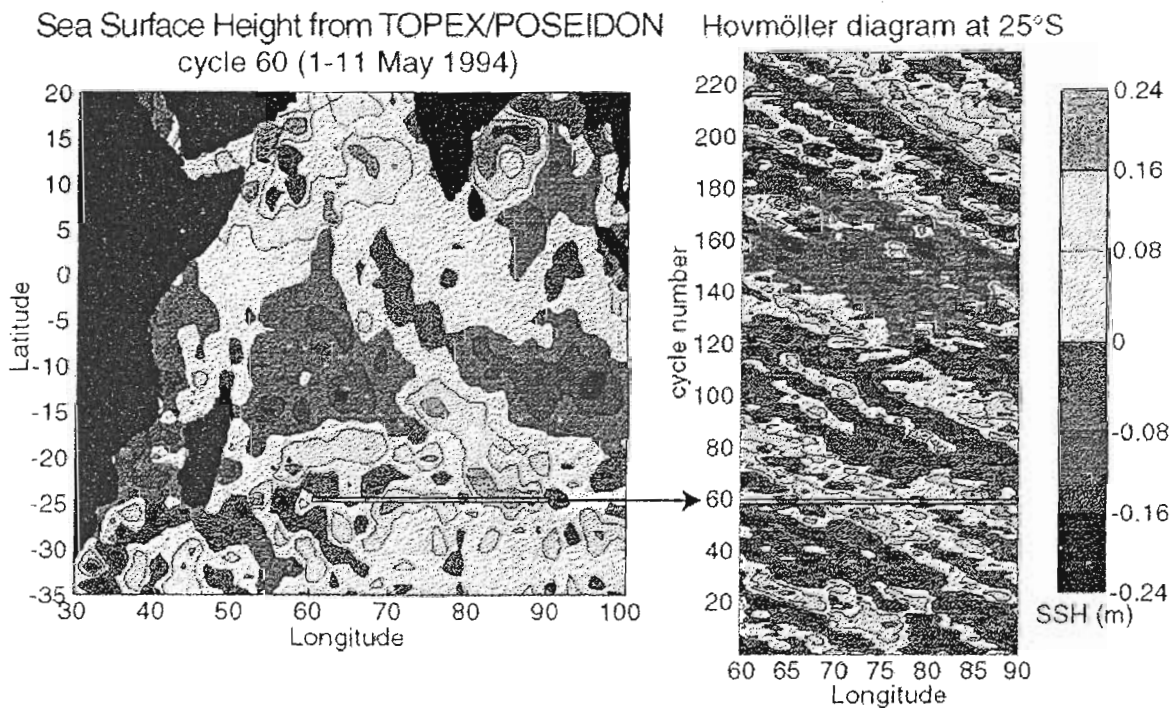


Fig. 04 – Observações da altura da superfície do mar por altimetria de satélite e diagrama longitude – tempo, evidenciando a propagação de ondas de Rossby.

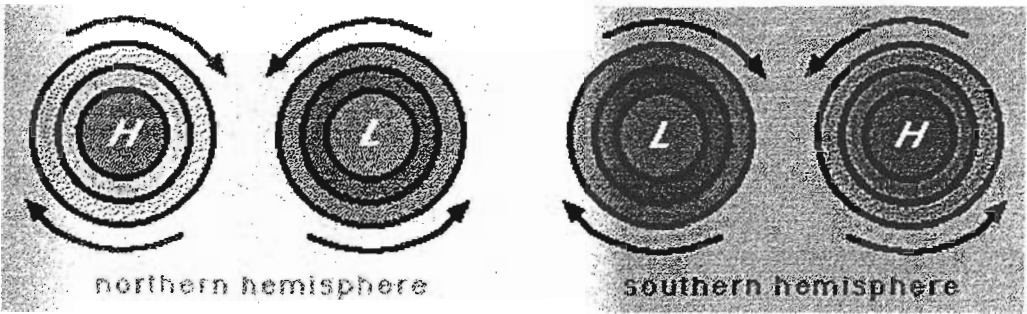
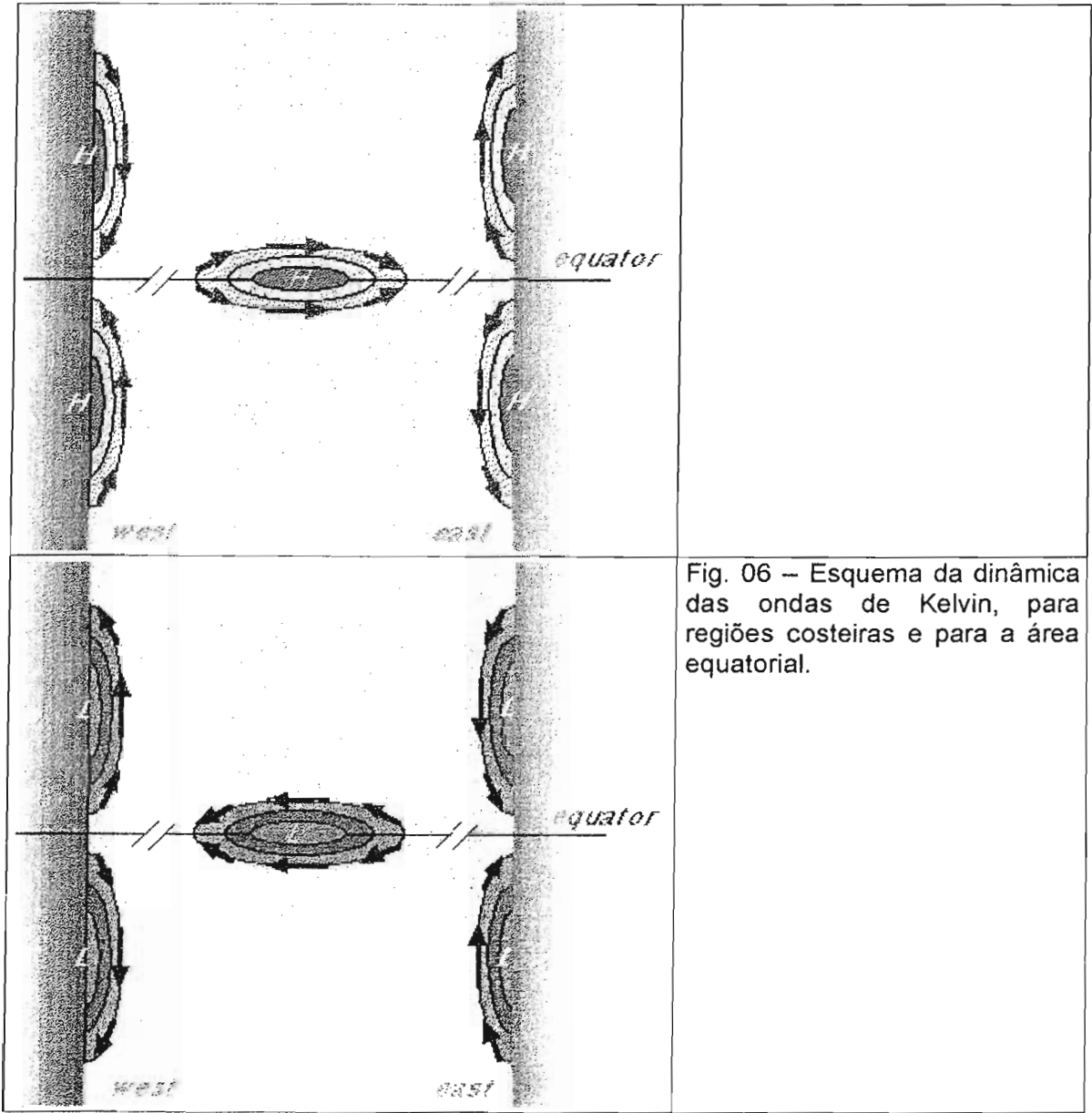
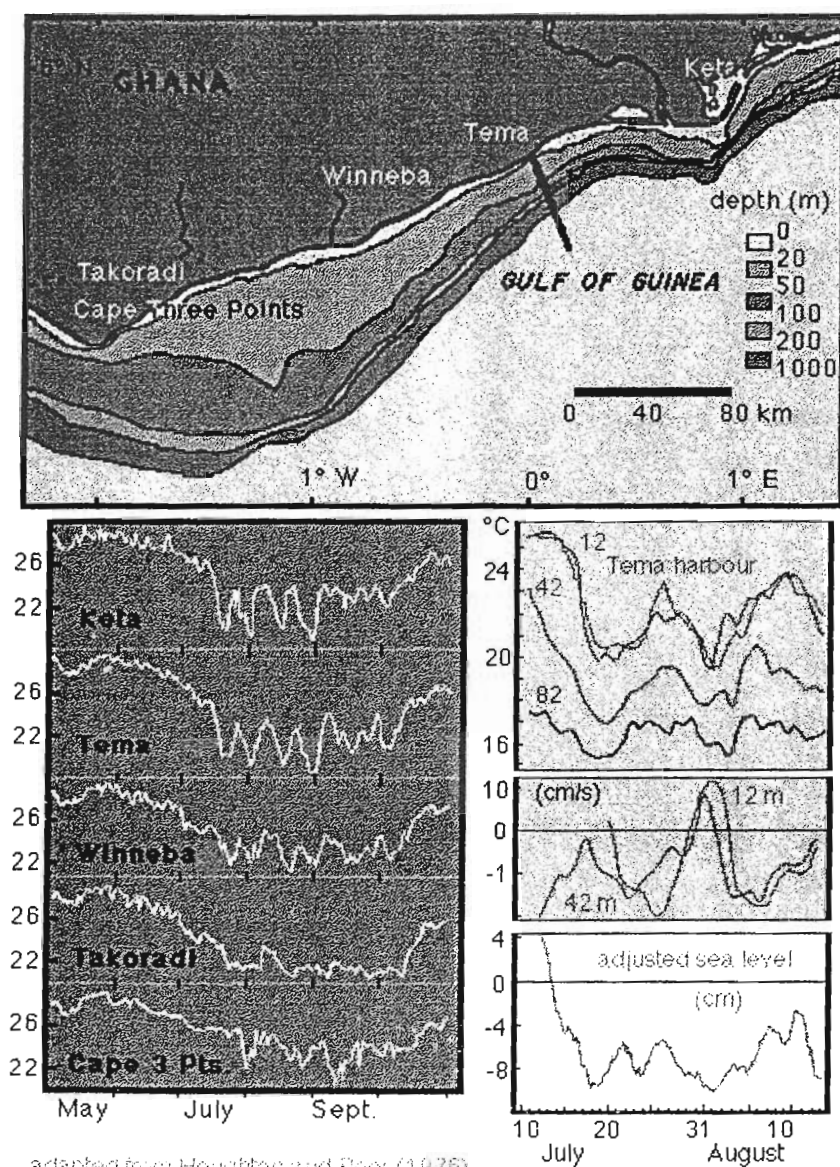


Fig. 05 – Esquemas de circulação ao redor de centros de alta e baixa pressão, nos Hemisférios Norte e Sul. Circulações ao redor de centros de baixas são chamadas “ciclônicas” e ao redor de altas, “anti-ciclônicas”.





adapted from Houghton and Boer (1976)

Fig. 07 – Observações de ondas de Kelvin na costa atlântica da África. Gráficos da temperatura na superfície mostram oscilações associadas a ressurgências e subsidências, com período em torno de 14 dias. Temperatura e componentes de correntes paralelas à costa medidas (no meio da secção em frente a Tema a 12, 42 e 82 m) e nível do mar (no Porto de Tema) também demonstram a oscilação de 14 dias (as correntes tem reversões sobrepostas a um fluxo médio para oeste).

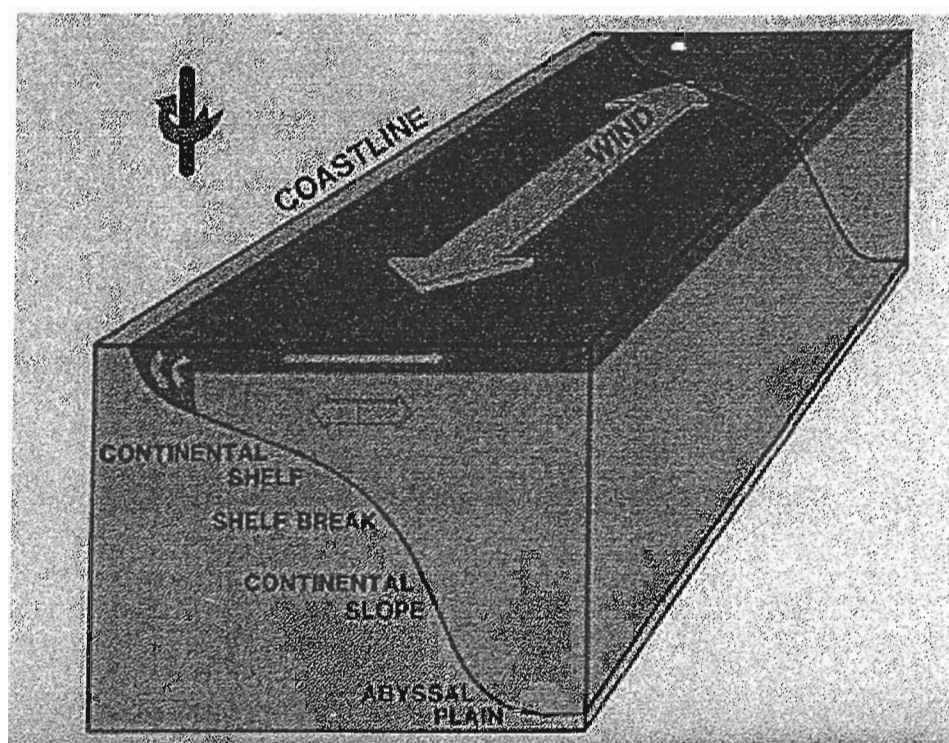


Fig. 08 – Esquema de uma situação que pode gerar ondas costeiras aprisionadas: correntes de deriva na camada de Ekman se alternando para fora e para dentro da costa, produzindo ressurgência e subsidência, e conseqüentemente correntes abaixo desta camada para a costa e para fora dela.

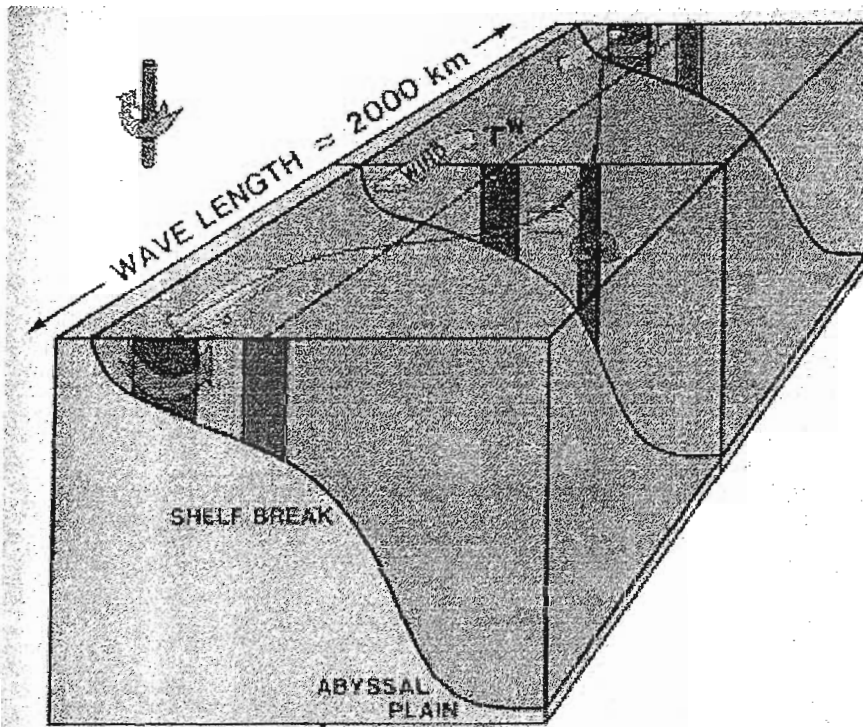


Fig. 09 – Efeito do vento numa área costeira no Hemisfério Sul.

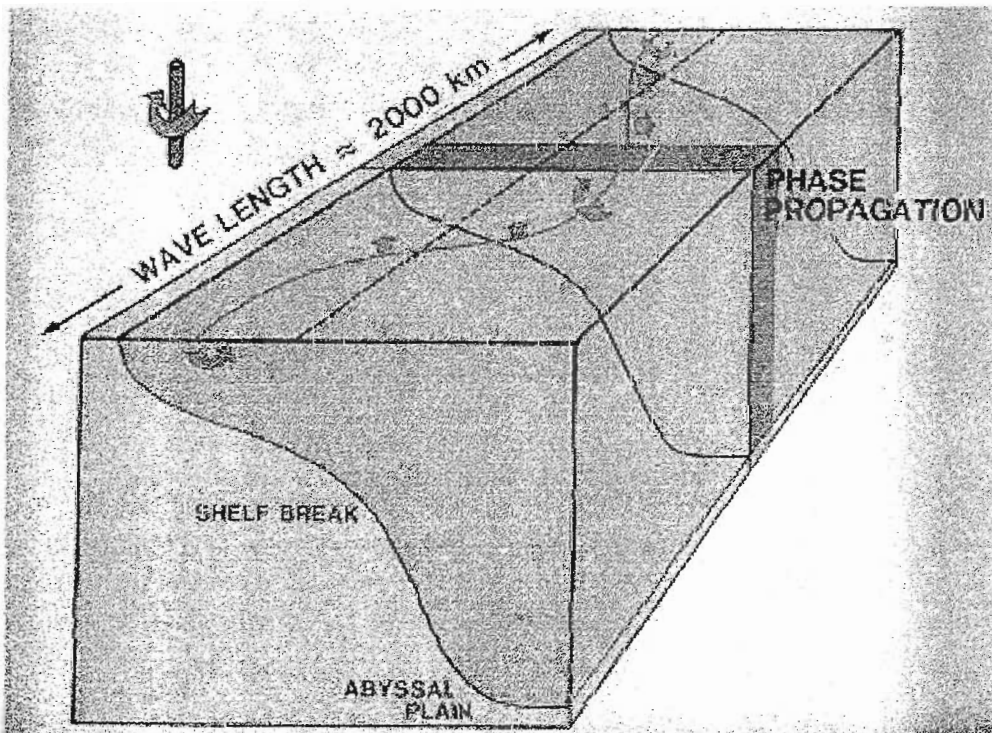


Fig. 10 – O resultado do ganho alternado de vorticidade negativa e positiva numa coluna d'água quando o efeito direto do vento é relaxado (deslocamento das partículas de água).

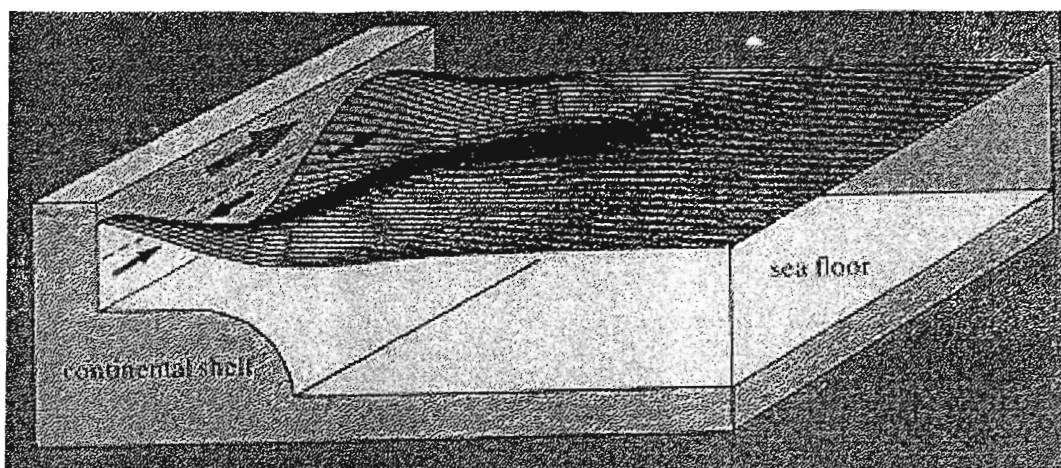


Fig. 11 – A forma de uma onda costeira aprisionada – ao contrário das ondas de Kelvin, seu perfil não decai monotonicamente com a distância à costa, mas tem outra região de máximas amplitudes na extremidade da plataforma.

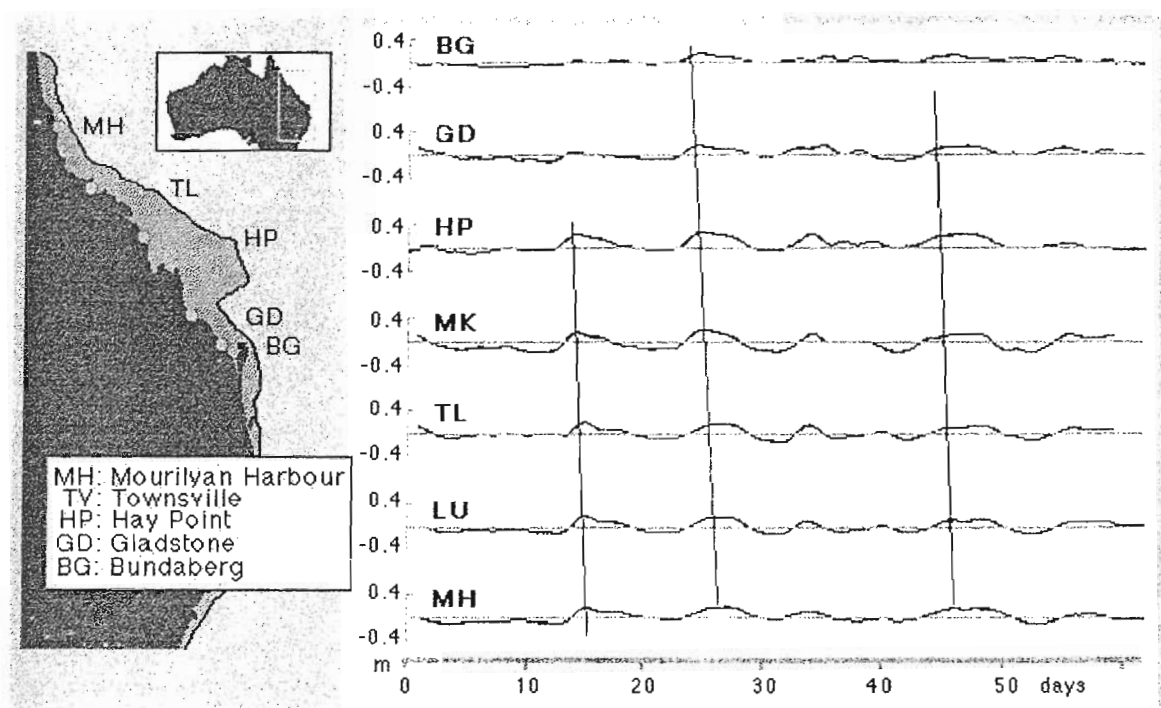


Fig. 12 – Propagação de ondas costeiras aprisionadas ao longo da costa leste da Austrália, detectadas em registros do nível do mar em Janeiro e Fevereiro de 1989 (valores filtrados para eliminação de marés e oscilações com períodos menores que 3 dias); linhas entre registros mostram ondas se propagando para Norte.