

CAPÍTULO 10 - ACELERAÇÃO DE CORIOLIS E CORRENTES GEOSTRÓFICAS

1. Introdução

Seja um vetor \vec{A} num sistema de coordenadas (x, y, z) , com os versores $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$, de modo que $A = A_1 \vec{i} + A_2 \vec{j} + A_3 \vec{k}$. A derivada no tempo deste vetor é dada por:

$$\frac{d A_1}{d t} \vec{i} + \frac{d A_2}{d t} \vec{j} + \frac{d A_3}{d t} \vec{k} \quad (1)$$

Considere-se que o sistema de coordenadas (x, y, z) tem rotação $\vec{\Omega}$ em relação a um sistema fixo (X, Y, Z) , tendo a mesma origem O (Figura 1). Neste caso, a derivada no tempo do vetor \vec{A} em relação ao sistema fixo é dada por:

$$\left. \frac{d \vec{A}}{d t} \right|_f = \frac{d A_1}{d t} \vec{i} + A_1 \frac{d \vec{i}}{d t} + \frac{d A_2}{d t} \vec{j} + A_2 \frac{d \vec{j}}{d t} + \frac{d A_3}{d t} \vec{k} + A_3 \frac{d \vec{k}}{d t} \quad (2)$$

ou seja,

$$\left. \frac{d \vec{A}}{d t} \right|_f = \left. \frac{d \vec{A}}{d t} \right|_m + A_1 \frac{d \vec{i}}{d t} + A_2 \frac{d \vec{j}}{d t} + A_3 \frac{d \vec{k}}{d t} \quad (3)$$

onde $d\vec{A}/dt|_m$ é a derivada no tempo em relação ao sistema móvel.

Como \vec{i} é um versor, resulta que $\frac{d}{dt} (\vec{i} \cdot \vec{i})$ é constante, $\frac{d}{dt} (\vec{i} \cdot \vec{i}) = 2\vec{i} \cdot \frac{d\vec{i}}{dt} = 0$, portanto \vec{i} é perpendicular a $\frac{d\vec{i}}{dt}$, e então:

$$\frac{d \vec{i}}{d t} = \alpha_1 \vec{j} + \alpha_2 \vec{k} \quad (4)$$

$$\frac{d \vec{j}}{d t} = \alpha_3 \vec{k} + \alpha_4 \vec{i} \quad (5)$$

$$\frac{d \vec{k}}{d t} = \alpha_5 \vec{i} + \alpha_6 \vec{j} \quad (6)$$

Como $\vec{i} \cdot \vec{j} = 0$, então $\vec{i} \cdot \frac{d \vec{j}}{d t} + \frac{d \vec{i}}{d t} \cdot \vec{j} = 0$. De (5)

$$\vec{i} \cdot \frac{d \vec{j}}{d t} = \alpha_4. \text{ De (4), } \frac{d \vec{i}}{d t} \cdot \vec{j} = \alpha_1. \Rightarrow \alpha_4 = -\alpha_1.$$

analogamente, $\alpha_5 = -\alpha_2$ e $\alpha_6 = -\alpha_3$; e o sistema (4), (5) e (6) se torna:

$$\frac{d \vec{i}}{d t} = \alpha_1 \vec{j} + \alpha_2 \vec{k} \quad (7)$$

$$\frac{d \vec{j}}{d t} = \alpha_3 \vec{k} - \alpha_1 \vec{i} \quad (8)$$

$$\frac{d \vec{k}}{d t} = -\alpha_2 \vec{i} - \alpha_3 \vec{j} \quad (9)$$

e portanto,

$$A_1 \frac{d \vec{i}}{d t} + A_2 \frac{d \vec{j}}{d t} + A_3 \frac{d \vec{k}}{d t} = (-\alpha_1 A_2 - \alpha_2 A_3) \vec{i} + \quad (10)$$

$$(\alpha_1 A_1 - \alpha_3 A_3) \vec{j} + (\alpha_2 A_1 + \alpha_3 A_2) \vec{k}$$

que pode ser escrito como

$$\begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \alpha_3 & -\alpha_2 & \alpha_1 \\ A_1 & A_2 & A_3 \end{vmatrix} \quad (11)$$

Escolhendo $\alpha_3 = \Omega_1$, $-\alpha_2 = \Omega_2$ e $\alpha_1 = \Omega_3$, onde $(\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3)$ são tais que $\vec{\Omega} = \Omega_1 \vec{i} + \Omega_2 \vec{j} + \Omega_3 \vec{k}$, o determinante é igual a

$$\begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \Omega_1 & \Omega_2 & \Omega_3 \\ A_1 & A_2 & A_3 \end{vmatrix} = \vec{\Omega} \wedge \vec{A} \quad (12)$$

e portanto

$$\left. \frac{d \vec{A}}{d t} \right|_f = \left. \frac{d \vec{A}}{d t} \right|_m + \vec{\Omega} \wedge \vec{A} \quad (13)$$

ou

$$\left. \frac{d}{d t} \right|_f = \left. \frac{d}{d t} \right|_m + \vec{\Omega} \wedge \quad (14)$$

Para determinar a aceleração de uma partícula com um vetor posição \vec{r} , nos dois sistemas, inicialmente se considera

$$\left. \frac{d \vec{r}}{d t} \right|_f = \left. \frac{d \vec{r}}{d t} \right|_m + \vec{\Omega} \wedge \vec{r} \quad (15)$$

E a aceleração é dada por:

$$\left. \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \right|_f = \left. \frac{d}{dt} \right|_f \left(\left. \frac{d \vec{r}}{dt} \right|_m + \vec{\Omega} \wedge \vec{r} \right) \quad (16)$$

Reaplicando (14):

$$\left. \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \right|_f = \left(\left. \frac{d}{dt} \right|_m + \vec{\Omega} \wedge \right) \left(\left. \frac{d \vec{r}}{dt} \right|_m + \vec{\Omega} \wedge \vec{r} \right) \quad (17)$$

$$\left. \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \right|_f = \left. \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \right|_m + \left. \frac{d}{dt} \right|_m (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) + \vec{\Omega} \wedge \left. \frac{d \vec{r}}{dt} \right|_m + \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) \quad (18)$$

$$\begin{aligned} \left. \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \right|_f &= \left. \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \right|_m + \left. \frac{d \vec{\Omega}}{dt} \right|_m \wedge \vec{r} + \vec{\Omega} \wedge \left. \frac{d \vec{r}}{dt} \right|_m + \vec{\Omega} \wedge \left. \frac{d \vec{r}}{dt} \right|_m \\ &+ \vec{\Omega} \wedge \vec{\Omega} \wedge \vec{r} \end{aligned} \quad (19)$$

Como $d\vec{\Omega}/dt|_m = 0$, pois $\vec{\Omega}$ é constante, então

$$\left. \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \right|_f = \left. \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \right|_m + 2 \vec{\Omega} \wedge \left. \frac{d \vec{r}}{dt} \right|_m + \vec{\Omega} \wedge \vec{\Omega} \wedge \vec{r} \quad (20)$$

Sendo $\vec{v} = d\vec{r}/dt$, (20) se torna

$$\left. \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \right|_f = \left. \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \right|_m + 2 \vec{\Omega} \wedge \vec{v} + \vec{\Omega} \wedge \vec{\Omega} \wedge \vec{r} \quad (21)$$

2. A aceleração da gravidade

Pela lei de Newton, duas massas M e m , cujos centros são separados pela distância a , sofrem uma força de atração gravitacional F dada por:

$$F = G M m / a^2 \quad (22)$$

onde G é a constante gravitacional, igual a $6.670 \times 10^{-11} \text{ kg}^{-1} \text{ m}^3 \text{ s}^{-2}$.

No caso da Terra, a aceleração da gravidade Newtoniana é dada por

$$g_N = \frac{F}{m} = \frac{G M}{a^2} \quad (23)$$

(na direção do centro da Terra) de modo que, inserindo os valores da massa da Terra $M = 5.983 \times 10^{24}$ kg e o raio da Terra $a = 6.371 \times 10^6$ m, resulta o valor médio da gravidade Newtoniana $g_N = 9.823$ m/s².

Por outro lado, um corpo na superfície da Terra sofre uma aceleração centrífuga $\Omega^2 R$, na direção normal ao eixo de rotação, para fora (Figura 2); Ω é a velocidade angular de rotação da Terra e R é a distância ao eixo de rotação. Sendo φ a latitude do local,

$$R = a \cos \varphi \quad (24)$$

A componente vertical da aceleração centrífuga pode ser escrita como

$$g_c = -\Omega^2 a \cos^2 \varphi \quad (25)$$

Dessa forma, a aceleração da gravidade g pode ser considerada como a composição da gravidade Newtoniana g_N com a aceleração centrífuga g_c (ver Figura 2); na realidade, a aceleração da gravidade g tem direção ligeiramente diferente de g_N , mas como esta diferença (ψ) é muito pequena, g pode ser aproximado como:

$$g = g_N - \Omega^2 a \cos^2 \varphi \quad (26)$$

g_N depende da distribuição de massa na Terra mas, de qualquer forma, a aceleração da gravidade terrestre g tem uma parcela que depende da latitude, e quanto a esta dependência g tem valor mínimo no Equador ($\varphi=0$) e máximo nos pólos ($\varphi=90^\circ$).

3. Acelerações centrífuga e de Coriolis

É conveniente descrever os movimentos no oceano ou na atmosfera com referência a um sistema de coordenadas na superfície da Terra. Considerando este sistema de coordenadas como sendo (x,y,z) , com versores $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$, então, um vetor \vec{V} , com componentes (u,v,w) é expresso como:

$$\vec{V} = u \vec{i} + v \vec{j} + w \vec{k} \quad (27)$$

Normalmente, \vec{i} aponta para Leste (E), \vec{j} para o Norte (N) e \vec{k} para baixo (Figura 3).

A expressão (21), aplicada à Terra, relaciona a aceleração no sistema de coordenadas fixo no espaço com a aceleração no sistema de coordenadas na Terra, sendo, então, $\vec{\Omega}$ a velocidade angular de rotação da Terra.

O termo $\vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r})$ é a aceleração centrífuga; tem magnitude $\Omega^2 R$ (onde R é a distância normal ao eixo de rotação), tem direção perpendicular ao eixo de rotação do sistema de coordenadas, no sentido para fora (Figura 2).

O termo $2 \vec{\Omega} \wedge \vec{v}$ é chamado "aceleração de Coriolis". Sendo φ a latitude de um ponto na Terra, $\vec{\Omega}$ é escrito como:

$$\vec{\Omega} = \Omega \cos \varphi \vec{j} - \Omega \sin \varphi \vec{k} \quad (28)$$

A aceleração de Coriolis é dada por:

$$2 \vec{\Omega} \wedge \vec{v} = 2 \Omega \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ 0 & \cos \varphi & -\sin \varphi \\ u & v & w \end{vmatrix} =$$

$$= 2 \Omega (w \cos \varphi + v \sin \varphi) \vec{i} - 2 \Omega u \sin \varphi \vec{j} - 2 \Omega u \cos \varphi \vec{k} \quad (29)$$

O parâmetro de Coriolis é definido como:

$$f = 2 \Omega \sin \varphi \quad (30)$$

e sua derivada é:

$$f' = 2 \Omega \cos \varphi \quad (31)$$

Portanto, (29) pode ser escrito como

$$2 \vec{\Omega} \wedge \vec{v} = (f v + f' w) \vec{i} - f u \vec{j} - f' u \vec{k} \quad (32)$$

A aceleração de Coriolis tem as seguintes características:

- 1) só existe quando há velocidade em relação à superfície da Terra (\vec{v}).
- 2) sua componente vertical é desprezível em relação a outras acelerações, como a gravidade; como $f'w \lll fv$ ou fu , então pode ser aproximada por $f v \vec{i} - f u \vec{j}$; portanto, sua magnitude horizontal é $f V = 2 \Omega V \sin \varphi$, onde $V = \sqrt{u^2 + v^2}$.
- 3) não tem componente horizontal no Equador, onde $f = 0$, pois $\varphi = 0$.
- 4) tem direção normal à velocidade, sendo à direita da velocidade no hemisfério Norte e à esquerda da velocidade no hemisfério Sul.
- 5) não há realização de trabalho, visto que a aceleração não tem componente na direção do movimento.

Dessa forma, ao considerar a aceleração centrífuga e a aceleração de Coriolis, as leis físicas válidas para sistemas inerciais podem ser consideradas para sistemas de coordenadas na superfície da Terra. Por simplicidade, a aceleração centrífuga pode ser considerada através da variação da gravidade terrestre com a latitude.

4. Correntes geostróficas num oceano homogêneo

Foi visto que, num oceano onde a superfície isobárica faz um ângulo θ com a superfície de nível, se tem uma aceleração do gradiente de pressão igual a:

$$\frac{d^2 x}{d t^2} = - g \operatorname{tg} \theta \quad (33)$$

Se um fluido está em movimento com uma velocidade horizontal de intensidade V , há a ação da aceleração de Coriolis, igual a

$$f V = 2 \Omega V \operatorname{sen} \varphi \quad (34)$$

É possível uma situação na qual as duas acelerações acima citadas estejam em equilíbrio, num estado estacionário. Então,

$$g \operatorname{tg} \theta = 2 \Omega V \operatorname{sen} \varphi \quad (35)$$

Sob a hipótese que apenas estas duas acelerações devem ser consideradas, é possível calcular a velocidade na superfície isobárica inclinada:

$$V = \frac{g \operatorname{tg} \theta}{2 \Omega \operatorname{sen} \varphi} \quad (36)$$

A hipótese de que não há acelerações além da aceleração de Coriolis e de gradiente de pressão requer um fluxo retilíneo (sem aceleração centrífuga) e sem fricção (atrito).

Uma estimativa das inclinações encontradas no oceano pode ser obtida usando $\varphi = 45^\circ$, $g = 9.806 \text{ m/s}^2$, $\Omega = 7.292 \times 10^{-5} \text{ rad/s}$ e $V = 1.00 \text{ m/s}$. Resulta $\operatorname{tg} \theta = 1.05 \times 10^{-5}$, i. e., a inclinação típica é de 1.05 cm/km .

As "correntes geostróficas" são caracterizadas por:

- 1) Não há outras acelerações além da aceleração de gradiente de pressão e da aceleração de Coriolis, e estas estão em equilíbrio.
- 2) Existe um estado estacionário.
- 3) O fluxo é retilíneo, pois uma curvatura do mesmo iria requerer uma aceleração centrífuga.
- 4) Acelerações devido à fricção são desprezíveis.
- 5) As correntes não são aumentadas nem diminuídas ao longo da direção do fluxo.

$$\Omega = \frac{2\pi}{24h} = \frac{2\pi}{24 \cdot 3600s}$$

5. As equações do movimento para o fluxo geostrófico

As equações do movimento para o fluxo geostrófico podem ser escritas segundo as componentes nos eixos (x,y,z), com os versores ($\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$), onde \vec{i} aponta para Leste, \vec{j} para Norte e \vec{k} para baixo. As componentes da velocidade são respectivamente (u,v,w). Inicialmente, a aceleração de gradiente de pressão pode ser escrita como

$$\frac{d^2 x}{d t^2} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (37)$$

Na eq (32), como $f_w \ll f_v$, resulta p/ a componente Leste da aceleração de Coriolis

$$f v \quad (38)$$

Portanto, a equação do movimento para o fluxo geostrófico, segundo a componente Leste é:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = f v \quad (39)$$

Analogamente, para a componente Norte,

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = -f u \quad (40)$$

E da relação hidrostática se tem:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = g \quad (41)$$

Portanto, as equações (39), (40) e (41) representam o movimento geostrófico, e sua solução fornece os valores de u, v e p. Note-se que para a equação (36) foi assumido que a componente vertical da aceleração de Coriolis ($-f' u \vec{k}$) é muito menor que a aceleração da gravidade (g) e prevalece o efeito da pressão hidrostática.

As equações (39) e (40) podem ser expressas em função de uma direção n, de modo que a intensidade da velocidade geostrófica V seja dada por:

$$V = \frac{1}{f \rho} \frac{\partial p}{\partial n} \quad (42)$$

Da equação da profundidade dinâmica D se tem:

$$dD = \frac{1}{10} \frac{d\rho}{\rho} \quad (43)$$

E portanto as correntes geostróficas podem ser dadas em função da profundidade dinâmica:

$$V = \frac{10}{f} \frac{\partial D}{\partial n} \quad (44)$$

Note-se que o conjunto de equações (39), (40) e (41) - resumido em (42) - leva em conta variações da densidade da água do mar; e se a profundidade dinâmica D for utilizada, (44) também leva em conta variações de densidade.

6. Complementação

Embora a "hipótese geostrófica" seja uma aproximação simplificadora, cálculos de correntes através dela são razoavelmente satisfatórios, e grande parte do conhecimento atual da circulação nos oceanos foi alcançado através destes cálculos.

A Figura 4 mostra configurações de velocidades geostróficas associadas a acelerações de gradientes de pressão e de Coriolis, nos hemisférios Norte e Sul (horizontalmente e na coluna d'água).

Na distribuição de isopicnais de uma área oceânica, quando suas inclinações variam com a profundidade, as correntes geostróficas variam com a profundidade, o que gera o "cisalhamento geostrófico". Esta é a característica da situação "baroclínica", onde as inclinações das isopicnais variam em profundidade.

Por outro lado, numa situação "barotrópica", as isopicnais são paralelas (se a água estiver em repouso, as isopicnais são horizontais; e se houver movimento da água, as isopicnais são inclinadas). No fluxo barotrópico, não há cisalhamento das correntes, ou seja, se tem a mesma corrente, da superfície até o fundo.

As correntes geostróficas no oceano podem ser consideradas como uma combinação de componentes baroclínica e barotrópica.

Uma limitação no uso da relação geostrófica é que ela fornece apenas correntes relativas, isto é, fornece as correntes de um nível de profundidade em relação a outro nível; para converter esses cálculos em correntes absolutas, se deve determinar a corrente absoluta num certo nível ("nível de referência").

A solução mais comum assume que a corrente absoluta é zero em algum nível (profundidade sem movimento); dessa forma, a equação geostrófica pode fornecer as correntes absolutas em todos os outros níveis.

A seleção de um nível de referência é uma questão chave no uso do método geostrófico para o cálculo de correntes. Frequentemente se usam profundidades muito grandes (1500 ou 2000 m) como níveis de correntes muito fracas, praticamente nulas (embora esta escolha seja, em geral, arbitrária). O nível de referência depende, em geral, de cada área amostrada. Uma alternativa em relação a níveis de referência arbitrários sem movimento se encontra no uso

de um nível com movimento conhecido (através de medições correntométricas, por exemplo).

Para o cálculo do gradiente de pressão (e da velocidade geostrófica) há a necessidade de, pelo menos, duas estações oceanográficas. Com uma grade de estações, há a possibilidade de estimar os gradientes em todo o domínio, através de pares de estações.

A Tabela 1 mostra os cálculos de correntes geostróficas, a partir dos campos de massa determinados em duas estações na região da Corrente do Golfo. As estações se encontram na latitude 36.3°N , distanciadas entre si de 28.06 km, e foi adotado o nível de 1500 m como o de movimento nulo.

As Figuras 5 e 6 mostram mapas da topografia dinâmica, no Pacífico e no Atlântico Norte. No caso do Pacífico, o cálculo é para a superfície, em relação ao nível de 1000 dbar; e no caso do Atlântico, a estimativa é para a superfície de 100 dbar, em relação ao nível de 700 dbar. Os mapas mostram claramente as circulações de superfície horárias no hemisfério Norte e as intensificações das correntes de limite Oeste (isolinhas muito próximas); na Fig 6 se tem a rotação anti-horária de superfície no Pacífico Sul, limitada ao Sul pela Corrente Circumpolar Antártica.

Note-se que os mapas de topografia dinâmica apresentados foram obtidos a partir de dados históricos, não sinóticos (não são observações simultâneas). De fato, na maior parte dos casos, o traçado de mapas cobrindo grandes áreas oceânicas é realizado a partir de dados coletados em diferentes expedições. Porém, o fato de feições bem definidas aparecerem nesses mapas, mesmo sendo referentes a diferentes períodos de amostragem, indica que são feições permanentes dos oceanos.

PARÂMETRO DE CORIOLIS E SUA DERIVADA

$$f = 2 \Omega \sin \varphi$$

$$f' = 2 \Omega \cos \varphi$$

ACELERAÇÃO DE CORIOLIS

$$2 \vec{\Omega} \wedge \vec{v} = (f v + f' w) \vec{i} - f u \vec{j} - f' u \vec{k}$$

$$2 \vec{\Omega} \wedge \vec{v} = f v \vec{i} - f u \vec{j}$$

ACELERAÇÃO DO GRADIENTE DE PRESSÃO

$$\frac{d^2 x}{d t^2} = -g \operatorname{tg} \theta$$

ACELERAÇÃO DE CORIOLIS

$$2 \Omega V \sin \varphi$$

VELOCIDADE GEOSTRÓFICA BAROTRÓPICA, EM FUNÇÃO DA DECLIVIDADE θ :

$$g \operatorname{tg} \theta = 2 \Omega V \sin \varphi$$

$$V = \frac{g \operatorname{tg} \theta}{2 \Omega \sin \varphi}$$

ACELERAÇÃO DO GRADIENTE DE PRESSÃO

$$\frac{d^2 x}{d t^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$$

VELOCIDADE GEOSTRÓFICA BAROCLÍNICA, EM FUNÇÃO DO GRAD DE PRESSÃO

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = f v$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = -f u$$

$$\Rightarrow V = \frac{1}{f \rho} \frac{\partial p}{\partial n}$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = g$$

VELOCIDADE GEOSTRÓFICA, EM FUNÇÃO DA PROFUNDIDADE DINÂMICA D

$$dD = \frac{1}{10} \frac{d p}{\rho}$$

$$V = \frac{10}{f} \frac{\partial D}{\partial n}$$

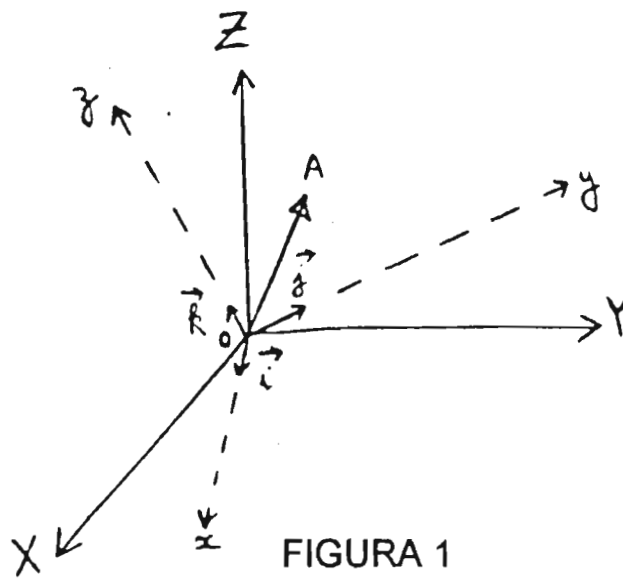


FIGURA 1

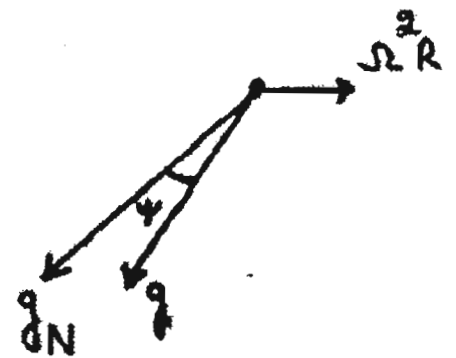
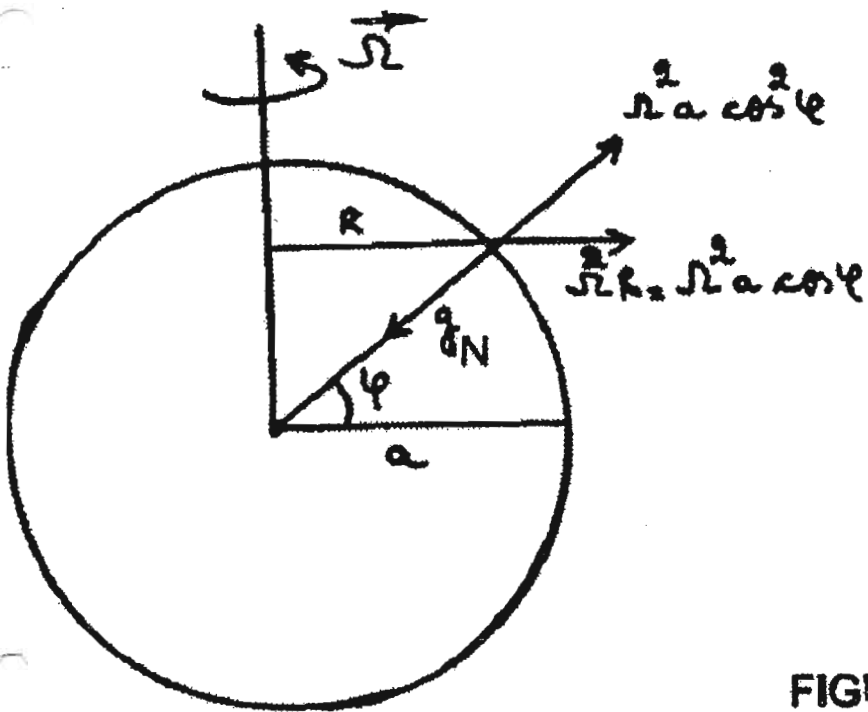


FIGURA 2

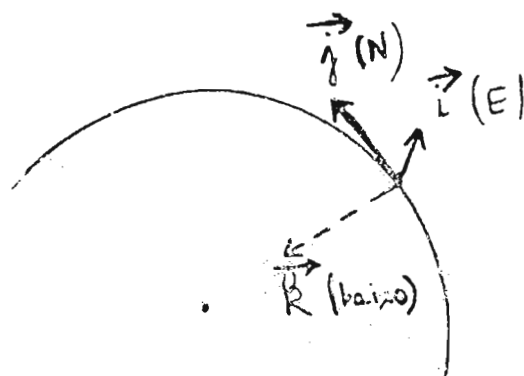
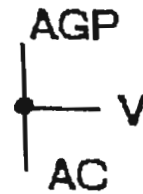
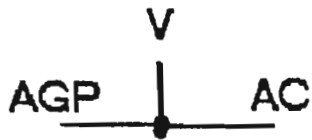


FIGURA 3

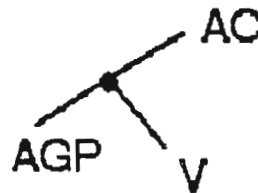
NORTE



EQUADOR

OESTE

LESTE



SUL

Configurações horizontais das velocidades geostróficas V associadas a acelerações do gradiente de pressão AGP e de Coriolis AC, nos hemisférios Norte e Sul

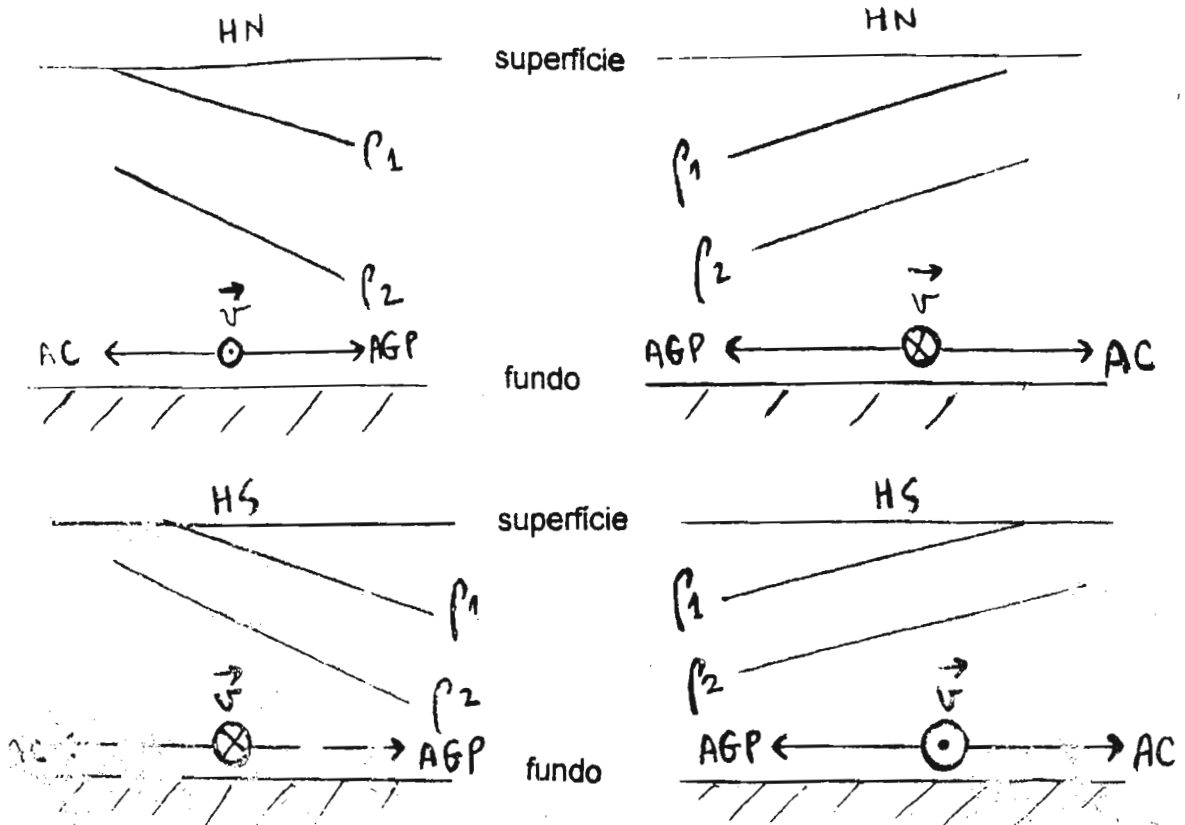


FIGURA 4

Configurações das velocidades geostróficas \vec{v} associadas a acelerações do gradiente de pressão (AGP) e de Coriolis (AC) nos hemisférios Norte e Sul (densidades $\rho_2 > \rho_1$).

Computation of geostrophic currents from the field of mass between Atlantis stations 5298 and 5299 across the Gulf Stream

Depth (m)	$\sum \Delta D_{5295}^{D_A}$	$\sum \Delta D_{5299}^{D_B}$	$D_B - D_A$	SPEED (cm/s)	
				Rel. current	Abs. curr. with reference to 1500 m
0	0	0	0	0	207.6
25	0.093	0.102	0.009	3.7	203.9
50	0.173	0.190	0.017	7.0	200.6
75	0.241	0.264	0.023	9.5	198.1
100	0.298	0.332	0.034	14.0	193.6
150	0.391	0.450	0.059	24.3	183.3
200	0.466	0.546	0.080	33.0	174.6
300	0.581	0.720	0.139	57.4	150.2
400	0.675	0.891	0.215	89.1	118.5
500	0.753	1.042	0.289	119.3	88.3
600	0.815	1.164	0.349	144.0	63.6
800	0.919	1.362	0.443	182.8	14.8
1000	1.011	1.496	0.485	200.1	7.5
1200	1.097	1.594	0.497	205.1	2.5
1500	1.229	1.732	0.503	207.6	0
2000	1.449	1.947	0.498	205.5	2.1

Distance between the two stations = 28.06 km, $\phi = 36.3^\circ\text{N}$, and assuming that the absolute current is zero at 1500 m.

TABELA 1

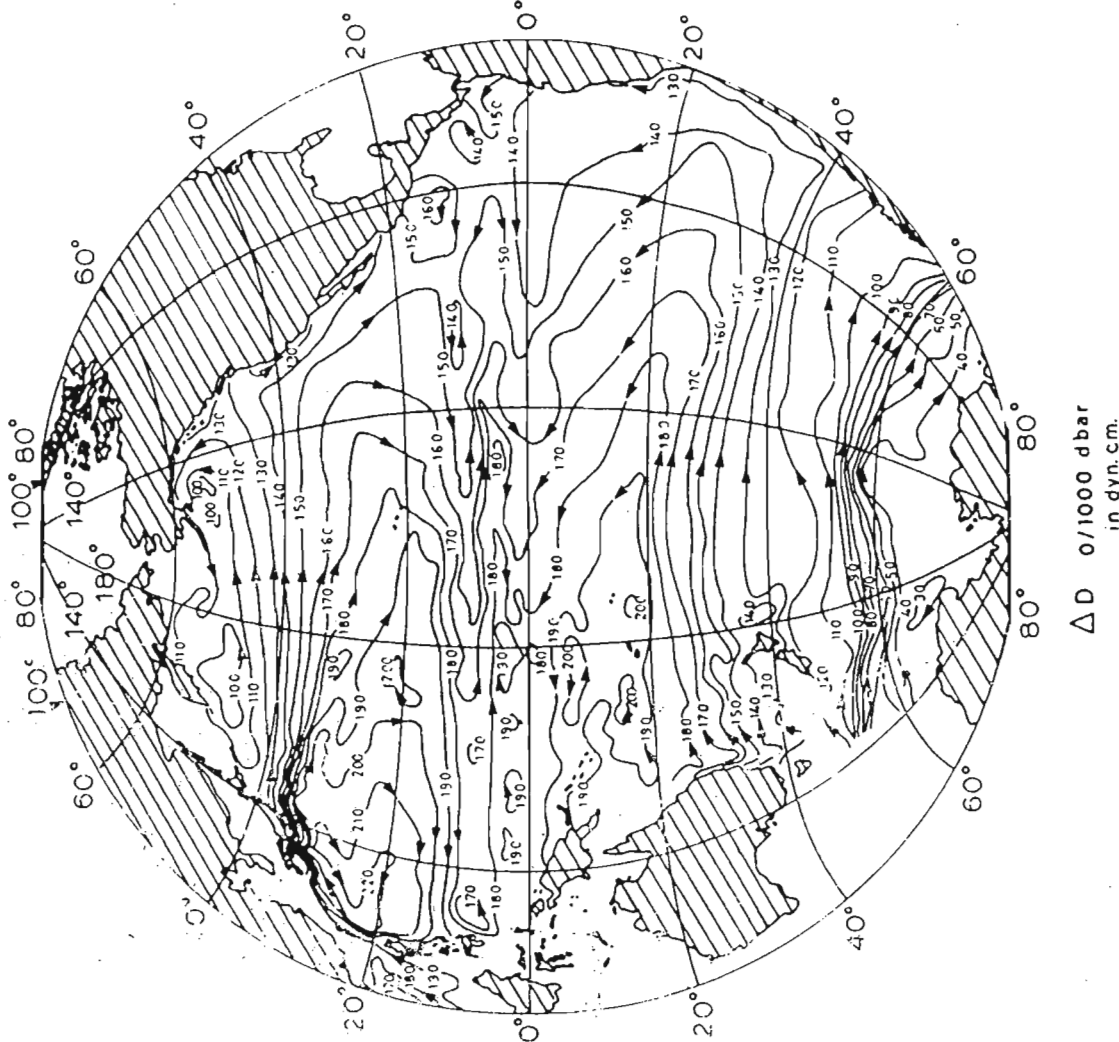


Fig. 6.6. Mean annual dynamic topography of the Pacific Ocean sea surface relative to 1000 dbar in dyn. cm ($\Delta D = 0/1000$ dbar); 36,356 observations.

FIGURA 5

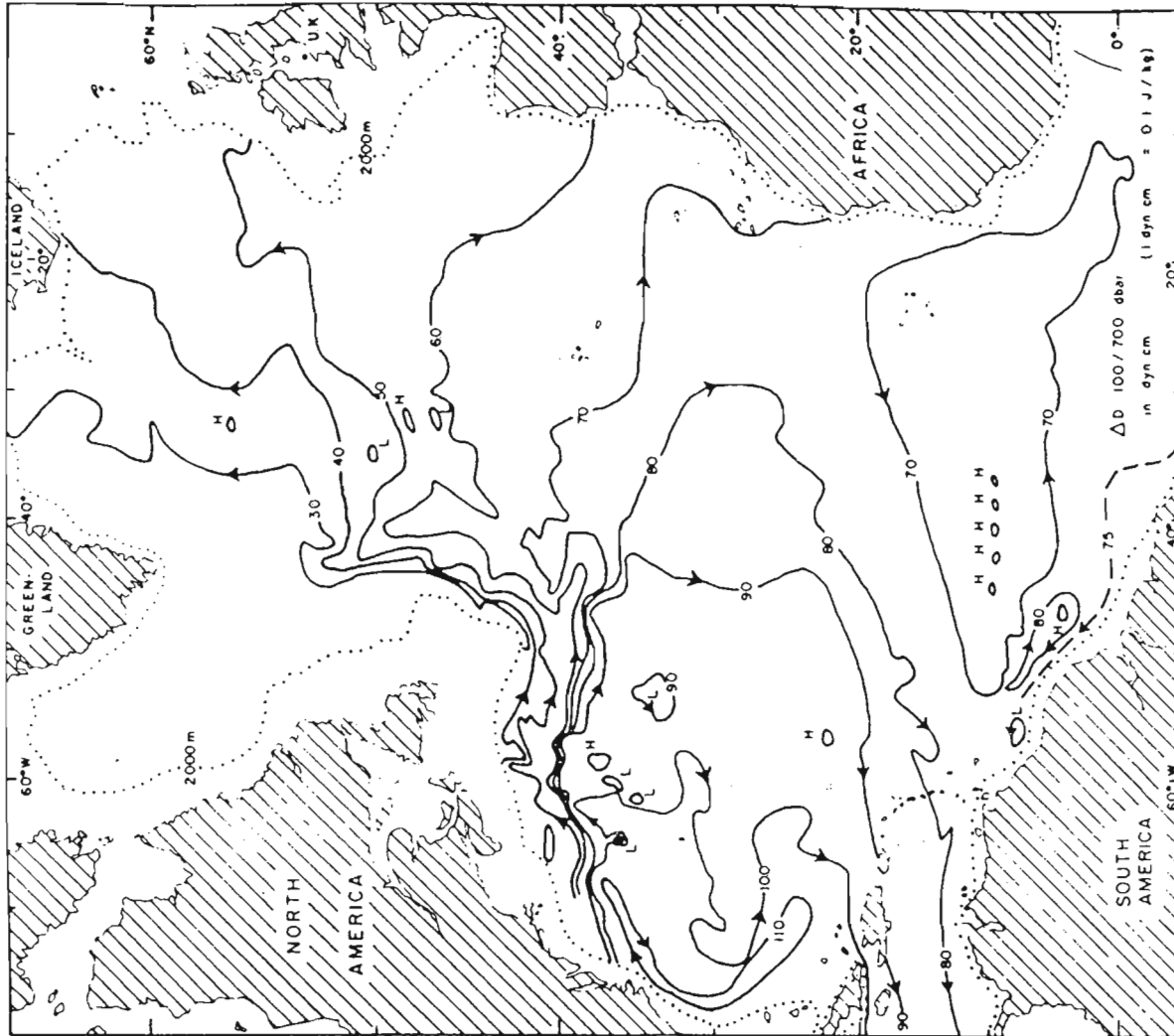


Fig. 6.7. Dynamic topography of 100-dbar surface relative to 700-dbar surface ($\Delta D = 100/700$ dbar) in dyn cm, Atlantic Ocean.

FIGURA 6