ϕ

TEMA 3 - TEORIA DE EKMAN

A Importância do Atrito

A camada de Ekman de superfície

3.3. A camada de Ekman de fundo

3.4. A camada de Ekman em Escoamentos Geofísicos Reais

Lista de Slides

1. Escalas básicas p/ meso-escala

2. A camada de Ekman de superfície - cenário

3 " " - a espiral

4. " " " - transporte

5. Bombeamento de Ekman - superfície (a fazer)

6. A camada de Ekman de Fundo - cenário

7. " " " - perfis

8. " " " - bombeamento

9. Teoria de Ekman vs. Observações - Hunkins (1966)

Modelo de Madsen

3.1. A Importância do Atrito

- Em aulas passadas, vimos que o balanço dominante em meso e grande escalas no oceano é o geostrófico

- Este movimento é dado por:

$$-fv = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + O(Ro, E_H, E_V) \qquad (1)$$

$$fu = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} + O(Ro, E_H, E_V) \qquad (2)$$

$$\boxed{\text{SLIDE: Escalas Básicas de Meso-escala}}$$

- Para essas escalas,

$$E_V = \frac{A_V \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}}{fv} = \frac{A_V}{H^2 f} = 10^{-4}.$$

- O pequeno tamanho do nº de Ekman vertical indica que o atrito vertical desempenham um papel pouco importante em processos com escala vertical da $O(10^3 m)$.

- Ou seja, do ponto de vista físico, o fluido é não viscoso

- Do ponto de vista matemático, despreza-se as derivadas de ordem mais alta na eq. do movimento. Isto significa que há limite (solução) na aplicação de condições de contorno. Livre escorregamento é requerido quando atrito não é considerado.

• Ludwig Prandtl formulou a teoria das camadas-limite e estabeleceu dois comportamentos distintos para os sistemas de escoamento. No caso dos escoamentos geofísicos, refrasearia-se para:

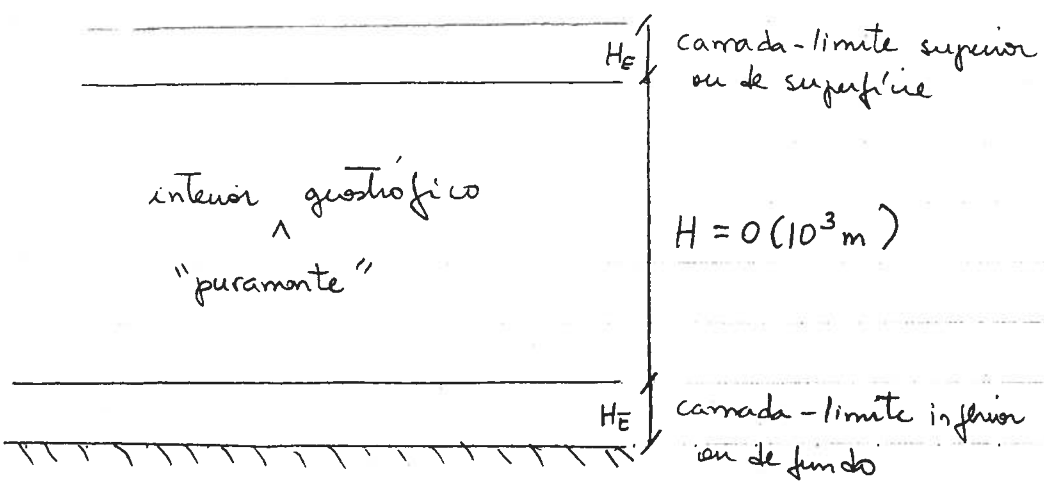
- Regime interior - longe dos contornos físicos do domínio, onde viscosidade pode ser desprezada
- camada-limite - próxima aos contornos, onde o atrito tem de trazer a velocidade do escoamento à zero junto ao contorno (condição de não-escorregamento).

• Assim, para que os termos de atrito vertical sejam relevantes no escoamento oceânico, é necessário que

$$E_V = O(1) \Rightarrow H_E = O\left(\sqrt{\frac{A_V}{|f|}}\right)$$

• Pelas nossas escalas, $H_E = \sqrt{\frac{10^{-2}}{10^{-4}}}\ m = O\ (10\,m)$.

• Ou seja, o atrito é importante apenas nas primeiras dezenas de metro do fundo e da superfície do oceano.



• Esta mera análise de escalas já nos provê um resultado característico das camadas limite em fluidos geofísicos.

→ camadas-limite em fluidos **sem** rotação ambiente não apresentam "prescrição" de espessura e crescem na direção do escoamento e/ou com o tempo. [note que se fizermos os efeitos de rotação desaparecerem $(f \to 0)$, $H_E \to \infty$]

→ camadas-limite em em fluidos **com** rotação ambiente apresentam espessura prescrita : $H_E = \sqrt{\frac{A_V}{|f|}}$ ..

• Assim, se reescalarmos as Eqs. (1) e (2) para este novo "H", temos :

$$-fv = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + A_V \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \qquad (3)$$

$$fu = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} + A_V \frac{\partial^2 v}{\partial z} \qquad (4)$$

• O sistema (3)-(4) é linear e nos permite escrever:

$$u = \bar{u} + u_E$$
$$(5)$$
$$v = \bar{v} + v_E$$

• As correntes devido ao atrito, então são governadas por

$$-f v_E = A_V \frac{\partial^2 u_E}{\partial z^2} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau^{(x)}}{\partial z} \qquad (6)$$

$$f u_E = A_V \frac{\partial^2 v_E}{\partial z^2} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau^{(y)}}{\partial z} \qquad (7)$$

3.2. A Camada de Ekman de Superfície

• Exploremos agora (6)-(7) e sua solução estabelecendo o problema formulado por Vagn Walfrid Ekman em 1902 (publicado em 1905).

• A motivação nasceu das observações de Fridjof Nansen, oceanógrafo norueguês, que notou durante seus cruzeiros ao Ártico que os "icebergs" derivavam não na direção do vento, mas sim, a um certo ângulo à direita do vento.

• Ekman, ainda um aluno de Vihelm Bjerknes - pai da moderna meteorologia, formulou a teoria de camada-limite sob regime de rotação ambiente que hoje leva seu nome.

• Publicado em (1905), Ekman estendeu e mostrou a importância de sua teoria para a atmosfera num artigo em 1906.

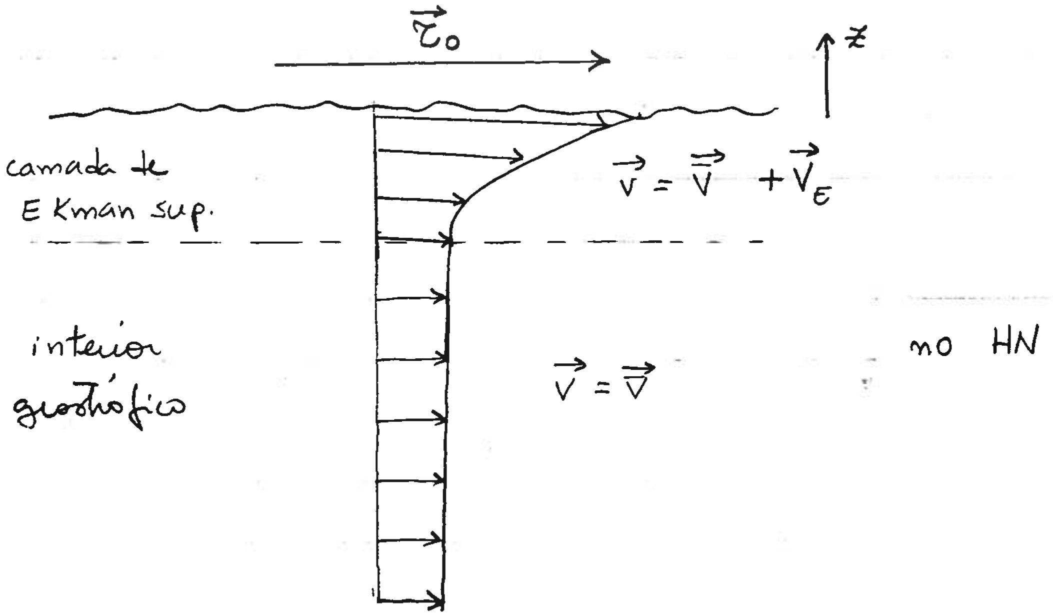
• Sigamos os passos de Ekman, solucionando seu problema de uma forma apenas mais generalizada.

• Para tanto, consideremos um oceano de densidade homogênea no plano f sobre o qual sopra um vento estacionariamente que impõe sobre a superfície do oceano, uma TCV.

dada por: $\vec{\tau_0} = \tau_0^{(x)} \vec{i} + \tau_0^{(y)} \vec{j}$ (8)

- O sistema de equações a ser resolvido é (6)-(7) e o cenário dinâmico é:

SLIDE: Figura 5-4 do Cushman-Roisin (1996)



- A resolução de (6)-(7) requer condições de contorno, que pela imposição do problema são:

$$\tau_0^{(x)} = \rho A_V \frac{\partial u_E}{\partial z} \quad \text{e} \quad \tau_0^{(y)} = \rho A_V \frac{\partial v_E}{\partial z} \quad \text{em} \quad z = 0 \tag{9}$$

$$u \to \bar{u} \quad \text{e} \quad v \to \bar{v}$$

ou com $z \to -\infty$

$$u_E \to 0 \quad \text{e} \quad v_E \to 0 \tag{10}$$

• O sistema (6)-(7) é matematicamente resolvido ou se assumindo uma velocidade complexa $\mathcal{V} = u + iv$, onde $i = \sqrt{-1}$ ou eliminando v_E ou u_E do sistema para encontrar

$$\frac{\partial^4 u_E}{\partial z^4} + \frac{f^2}{A_V^2} u_E = 0 \qquad (11)$$

• A solução geral de (11) é dada por:

$$u_E(z) = \sum_{n=1}^{4} C_n e^{\lambda_n z} \qquad (12)$$

onde λ satisfaz a eq. característica

$$\lambda^4 + \frac{f^2}{A_V^2} = 0 \qquad (13)$$

cuja solução é:

$$\lambda = \pm (1 \pm i)\, h_E^{-1}, \qquad h_E = \sqrt{\frac{2A_V}{|f|}}. \qquad (14)$$

• Usando (14) em (12) com uso da cond (10), que impede soluções exponencialmente crescentes, obtemos

$$C_3 = C_4 = 0$$

$$u_E = C_1 e^{(1+i)\frac{z}{h_E}} + C_2 e^{(1-i)\frac{z}{h_E}} \qquad (14)$$

Com uso de (6),

$$v_E = i C_1 e^{(1+i)\frac{z}{h_E}} - i C_2 e^{(1-i)\frac{z}{h_E}} \qquad (15)$$

Finalmente, com a cond. (9) em (14)-(15) determinamos C_1 e C_2 para obter:

$$u_E = \frac{\sqrt{2}}{\rho f h_E} e^{z/h_E} \left[\tau_0^{(x)} \cos\left(\frac{z}{h_E} - \frac{\pi}{4}\right) - \tau_0^{(y)} \operatorname{sen}\left(\frac{z}{h_E} - \frac{\pi}{4}\right) \right]$$

$$v_E = \frac{\sqrt{2}}{\rho f h_E} e^{z/h_E} \left[\tau_0^{(x)} \operatorname{sen}\left(\frac{z}{h_E} - \frac{\pi}{4}\right) + \tau_0^{(y)} \cos\left(\frac{z}{h_E} - \frac{\pi}{4}\right) \right]$$

(16)

- Notemos que u_E e v_E dependem apenas da TCV. Não dependem do escoamento interior.
- As correntes são inversamente proporcionais à espessura h_E e pode apresentar altos valores. Quanto menos viscoso (A_V pq), mais altas são as velocidade que uma TCV modesta pode gerar.

SLIDE: Espiral de Ekman - web

a corrente de sup está 45° à direita do vento no HN ($f>0$) e à esq. no HS ($f<0$)

- Podemos calcular o transp de volume de (por unidade comprimento) na camada de Ekman de sup. por

$$U_E = \int_{-\infty}^{0} u_E \, dz \quad \text{e} \quad V_E = \int_{-\infty}^{0} v_E \, dz \qquad (17)$$

- Podemos obter U_E e V_E integrando (16) ou simplesmente usando a segunda forma de (6)-(7) para obter:

$$U_E = \frac{1}{\rho f} \tau_0^{(y)} \quad \text{e} \quad V_E = -\frac{1}{\rho f} \tau_0^{(x)} \qquad (18)$$

• Como o vento apresenta variações espaciais, determinemos a divergência do escoamento na camada de Ekman.

• Pela Eq. da continuidade,

$$\int_{-\infty}^{0}\left(\frac{\partial u_E}{\partial x}+\frac{\partial v_E}{\partial y}\right)dz = -\int_{-\infty}^{0}\frac{\partial w}{\partial z}\,dz$$

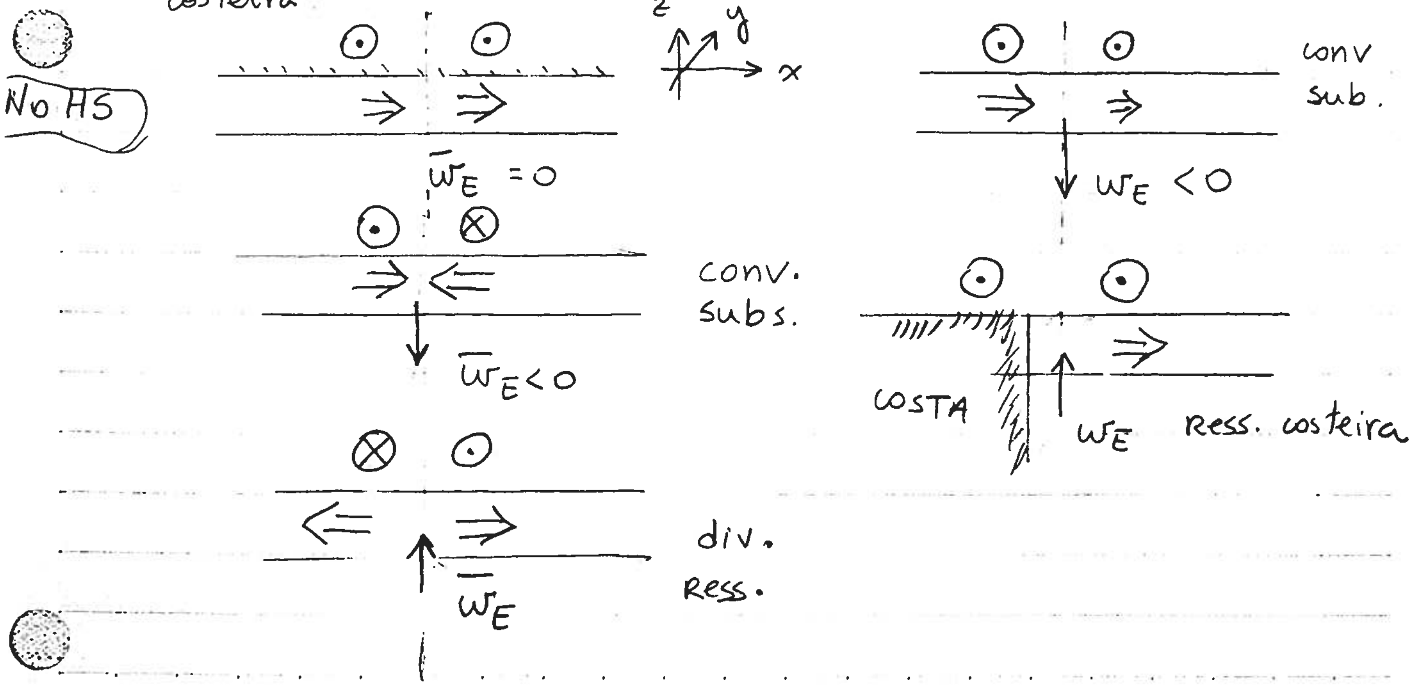
$$w_E(-\infty) - \overset{0}{w}(0) = \frac{\partial v_E}{\partial x} + \frac{\partial V_E}{\partial y}$$

$$w_E = \frac{1}{\rho f}\left(\frac{\partial \tau_0^{(y)}}{\partial x} - \frac{\partial \tau_0^{(x)}}{\partial y}\right)$$

Bombeamento de Ekman

$$\overline{w_E} = \vec{k}\cdot\frac{\nabla\times\vec{\tau}_0}{\rho f} \qquad (19)$$

Ir à lousa e representar situações de conv, div e costeira



3.3. A Camada de Ekman de fundo

- Consideremos agora o estabelecimento da camada de Ekman de fundo.

- Usemos a mesma hipótese do oceano barotrópico no plano f anterior. A corrente geostrófica é uniforme verticalmente e está associada a gradientes de pressão pela equação:

$$-f\bar{v} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \quad ; \quad f\bar{u} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial y} \qquad (20)$$

- O sistema de equações para as correntes de Ekman é o mesmo da cam. de sup.: as Eqs. (6) e (7)

- As condições de contorno são: (avisar que o eixo foi trasladado p/o fundo)

$$u = 0 \quad e \quad v = 0 \qquad \text{em } z = 0 \qquad (21)$$

$$\Rightarrow u_E = -\bar{u} \quad e \quad v_E = -\bar{v}$$

$$u \rightarrow \bar{u} \quad e \quad v \rightarrow \bar{v} \qquad \text{à medida que } z \rightarrow \infty$$

$$u_E, v_E \rightarrow 0$$

SLIDE: Cenário Camada de Ekman de fundo

- Matematicamente, o sistema é resolvido de forma idêntica à cam. de superfície.

A solução obtida é:

$$u = \bar{u}\left(1 - e^{-z/h_E}\cos\frac{z}{h_E}\right) - \bar{v}\, e^{-z/h_E}\operatorname{sen}\frac{z}{h_E}$$

$$v = \bar{u}\, e^{-z/h_E}\operatorname{sen}\frac{z}{h_E} + \bar{v}\left(1 - e^{-z/h_E}\cos\frac{z}{h_E}\right) \qquad (22)$$

$\boxed{\text{SLIDE : Pedlosky} \rightarrow \vec{\bar{v}} = \bar{u}\,\vec{i}}$

- O transporte atribuído às correntes de atrito de fundo são

$$U_E = \int_0^\infty u_E\, dz = -\frac{h_E}{2}(\bar{u} + \bar{v})$$

$$V_E = \int_0^\infty v_E\, dz = \frac{h_E}{2}(\bar{u} - \bar{v})$$

- A expressão para o bombeamento de Ekman de fundo é obtido através da integração vertical da eq da continuidade

$$\bar{w}_E = -\int_0^\infty \left(\frac{\partial u_E}{\partial x} + \frac{\partial v_E}{\partial y}\right) dz = \frac{\partial U_E}{\partial x} + \frac{\partial V_E}{\partial y}$$

$$\bar{w}_E = \frac{h_E}{2}\underbrace{\left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}\right)}_{\bar{\zeta}} \qquad (23)$$

- Usando as rel geostróficas (20), obtemos

$$\bar{w}_E = \frac{h_E}{2}\,\frac{\nabla^2 \bar{p}}{\rho f} \qquad (24)$$

→ quanto maior a vorticidade do escoamento geostrófico, maior é o bombeamento de Ekman.

$\boxed{\text{SLIDE p/ HN}}$

3.4. A Camada de Ekman em Escoamentos Geofísicos Reais

• Os modelos apresentados são bastante idealizados, e principalmente em detalhes, não reproduzem as observações.

• Enquanto os resultados do transp. de Ekman têm se mostrado robustos, observações da espiral são raras e tentativas.

• Comecemos exibindo um resultado de aparente sucesso na observação da espiral

SLIDE: Huskins (1966) - correntes observadas no Ártico abaixo de uma banquisa - lat: 84,3°N

• Mas, na maioria dos escoamentos dois são os fatores que podem causar diferenças substanciais entre teoria e observações: Turbulência e estratificação.

TURBULÊNCIA

• Escoamentos geofísicos são turbulentos. A parametrização com os coef. turbulentos A_v substituindo os muito menores e "laminares" coef de viscosidade molecular ν é uma 1ª tentativa de reconhecer o efeito maior de transferência de momento num escoamento turbulento.

- Entretanto, na camada de Ekman, a Turbulência não é homogênea, sendo mais vigorosa onde o cisalhamento é maior, e por outro lado, sendo parcialmente suprimida nas vizinhanças do limite superior do oceano, onde os vórtices turbulentos têm de apresentar restrição de tamanho.

- Uma imensa quantidade de modelos têm sido propostas para explicar as freqüentes discordâncias entre Teoria e observação.

- As discordâncias estão centradas em dois resultados da Teoria clássica:

1) o ângulo entre a TCV e a corrente de deriva em superfície é sistematicamente bem menor que os 45° da Teoria clássica. Varia tipicamente entre entre 5° e 20°.

- Madsen (1977) abordou a questão da variação vertical de A_V e resolveu o problema de Ekman assumindo uma variação linear de A_V. O resultado mostra uma espiral com decaimento abrupto e um ângulo de 10°.

$$\boxed{\text{SLIDE: Resultados da espiral de Madsen (1977)}}$$

2) a espessura da camada de Ekman, que usualmente é avaliada por

$$h_E = \gamma \frac{u_*}{f} \quad (25), \quad \gamma = 0{,}4 \ (\text{Garratt, 1992})$$

onde u_*, a velocidade friccional é dada por

$$u_* = \sqrt{\frac{|\vec{\tau}_0|}{\rho}}$$

- A expressão (25) advém da suposição que

$$A_V \sim u_* d \quad (26)$$

, onde d é o diâmetro do maior vórtice turbulento

- Em considerando $d \sim h_E$,

$$h_E \sim \sqrt{\frac{A_V}{f}}$$

$$h_E^2 \sim \frac{A_V}{f} \sim \frac{u_* \cancel{h_E}}{f} \sim \frac{u_*}{f} \times \underbrace{\gamma}_{\text{fator empírico}}$$

ESTRATIFICAÇÃO

- A presença da estratificação inibe movimentos verticais e portanto, reduz o misturamento vertical por turbulência.

- Também permite que os movimentos em níveis diferentes apresentem menos coerência vertical. Como conseqüência, haverá redução da espessura da camada de Ekman e tenderá a aumentar o giro do vetor velocidade com a profundidade.

RESUMO : Teoria de Ekman

→ use escalas de meso-escala ($A_H = 10^3 m^2 s^{-1}$, $A_V = 10^{-2} m^2 s^{-1}$)

→ balanço dominante :
$$-fv = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + O(Ro, E_H, E_V) \quad (1)$$
$$fu = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} + O(Ro, E_H, E_V) \quad (2)$$

→ $E_V = \frac{A_V}{H^2 f} = 10^{-4}$ p/ $H = 10^3 m$. → fluido invíscido

→ Ludwing Prandtl : Teoria camada-limite. No caso dos FG,
- regime interior - longe dos contornos físicos
- camada-limite - próximo aos contornos - atrito leva vel à zero junto ao contorno

→ P/ que o atrito seja importante, $E_V = O(1) \Rightarrow H_E = O\left(\sqrt{\frac{A_V}{|f|}}\right)$

→ camadas-limite em fluidos SEM rotação ambiente não apresentam "prescrição de espessura e crescem na direção do escoamento e com o tempo. (se $f \to 0$, $H_E \to \infty$)

- Com $H = H_E$,
$$-fv = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + A_V\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (3)$$
$$fu = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} + A_V\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (4)$$

- Como (3)-(4) é linear,
$$u = \bar{u} + u_E$$
$$v = \bar{v} + \bar{v}_E \quad (5)$$

R 03 02

• As eqs. para os con. de atrito são

$$-f v_E = A_V \frac{\partial^2 u_E}{\partial z^2} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau^{(x)}}{\partial z} \qquad (6)$$

$$f u_E = A_V \frac{\partial^2 v_E}{\partial z^2} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \tau^{(y)}}{\partial z} \qquad (7)$$

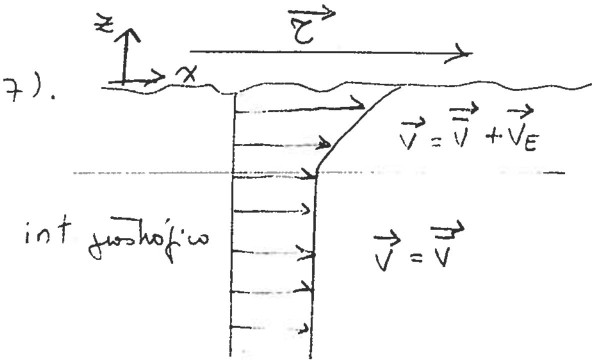
A Camada de Ekman de Superfície

- Solução de Vagn Valfrid Ekman em 1902 - motivação de Fridjof Nansen c/ icebergs derivando à direita do vento soprando

- Ekman, aluno de Vilhelm Bjerknes - formulou teoria da camada limite sob regime de rotação ambiente

- Aproximações: oceano de $\rho = const$ no plano f
  vento sopra estacionariamente - $\vec{\tau}_0 = \tau_0^{(x)}\vec{i} + \tau_0^{(y)}\vec{j}$

• O sistema de equações é (6)-(7).



• Condições de contorno: $\tau_0^{(x)} = \rho A_V \frac{\partial u_E}{\partial z}$, $\tau_0^{(y)} = \rho A_V \frac{\partial v_E}{\partial z}$ em $z=0$ (9)

$u \to \bar{u}$, $v \to \bar{v}$ com $z \to -\infty$ (10)

• Eliminando v_E de (6)-(7): $\frac{\partial^4 u_E}{\partial z^4} + \frac{f^2}{A_V^2} u_E = 0$ (11)

Solução geral: $u_E = \sum_{n=1}^{4} c_n e^{\lambda_n z}$ (12)

- λ satisfaz: $\lambda^4 + \frac{f^2}{A_v^2} = 0$ cuja solução é: $\lambda = \pm \frac{(1 \pm i)}{h_E}$ (13)

onde $h_E = \sqrt{\frac{2A_v}{|f|}}$.

- Com (13) em (12) e uso da cond (10): $C_3 = C_4 = 0$
(levaria à solução crescente)

$$u_E = C_1 e^{(1+i)\frac{z}{h_E}} + C_2 e^{(1-i)\frac{z}{h_E}} \quad (14)$$

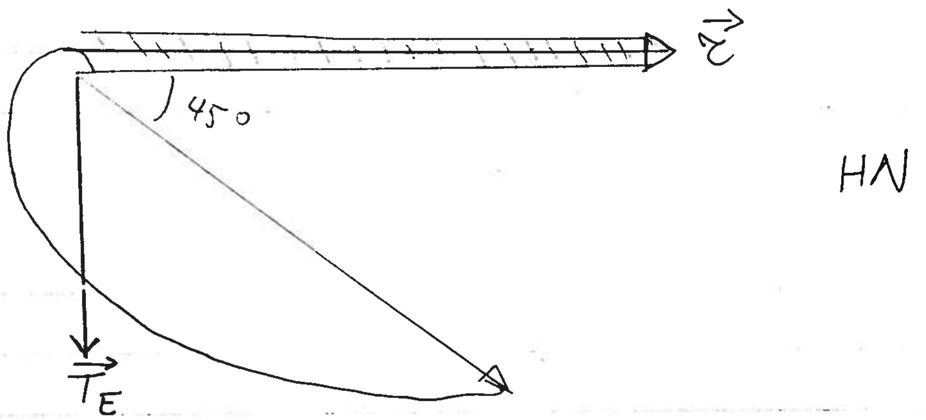
$$v_E = i C_1 e^{(1+i)\frac{z}{h_E}} - i C_2 e^{(1-i)\frac{z}{h_E}} \quad (15)$$

- Com (9) em (14)-(15):

$$u_E = \frac{\sqrt{2}}{\rho f h_E} e^{z/h_E} \left[\tau_0^{(x)} \cos\left(\frac{z}{h_E} - \frac{\pi}{4}\right) - \tau_0^{(y)} \operatorname{sen}\left(\frac{z}{h_E} - \frac{\pi}{4}\right) \right]$$

$$v_E = \frac{\sqrt{2}}{\rho f h_E} e^{z/h_E} \left[\tau_0^{(x)} \operatorname{sen}\left(\frac{z}{h_E} - \frac{\pi}{4}\right) + \tau_0^{(y)} \cos\left(\frac{z}{h_E} - \frac{\pi}{4}\right) \right] \quad (16)$$

→ solução em espiral evanescente



- Transporte de Ekman – use 2ª forma de (6)-(7)

$$U_E = \int_{-\infty}^{0} u_E\, dz \quad e \quad V_E = \int_{-\infty}^{0} v_E\, dz \qquad (17)$$

$$= \frac{1}{\rho f} \tau_0^{(y)} \qquad\qquad = -\frac{1}{\rho f} \tau_0^{(x)} \qquad (18)$$

- Se o vento sofrer variações espaciais $\vec{\tau}_0 = \vec{\tau}_0(x,y)$, há div-conv na cam de Ekman

$$\int_{-\infty}^{0} \left(\frac{\partial u_E}{\partial x} + \frac{\partial v_E}{\partial y} \right) dz = -\int_{-\infty}^{0} \frac{\partial w_E}{\partial z}\, dz$$

$$w_E(-\infty) - \cancel{w_E(0)} = \frac{\partial U_E}{\partial x} + \frac{\partial V_E}{\partial y} = \vec{k} \cdot \frac{\nabla \times \vec{\tau}_0}{\rho f} \qquad (19)$$

→ apresentar casos de w_E, discutir res. costeira e equatorial

A Camada de Ekman de Fundo

- ρ = const → a corrente geostrófica é uniforme verticalmente e é dada por

$$-f\bar{v} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x}, \quad f\bar{u} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} \qquad (20)$$

- O sistema de eq. é ainda (6)-(7). Migramos o eixo vertical p/o fundo. Cond de contorno são:

$$u = 0,\ v = 0 \quad \text{em } z = 0 \qquad (21)$$

$$\begin{cases} u \to \bar{u},\ v \to \bar{v} \ \text{com } z \to \infty & (22) \\ u_E, v_E \to 0 \end{cases}$$

• Solução análoga à superfície

$$u = \bar{u}\left(1 - e^{-z/h_E}\cos\frac{z}{h_E}\right) - \bar{v}\, e^{-z/h_E}\operatorname{sen}\frac{z}{h_E}$$

$$v = \bar{u}\, e^{-z/h_E}\operatorname{sen}\frac{z}{h_E} + \bar{v}\left(1 - e^{-z/h_E}\cos\frac{z}{h_E}\right) \qquad (22)$$

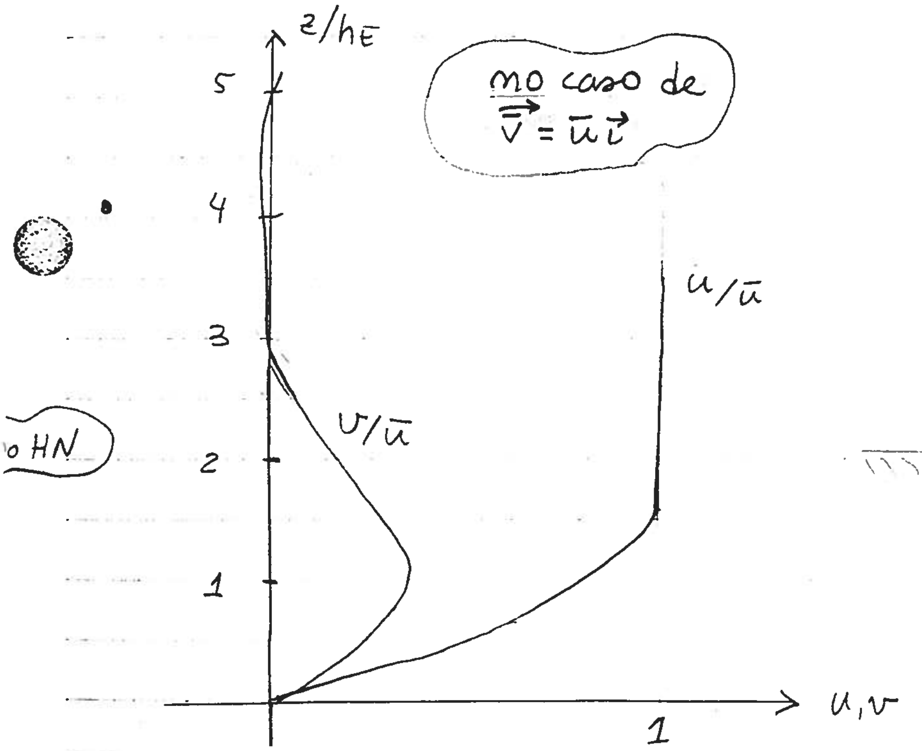
• O transporte de Ekman de fundo:

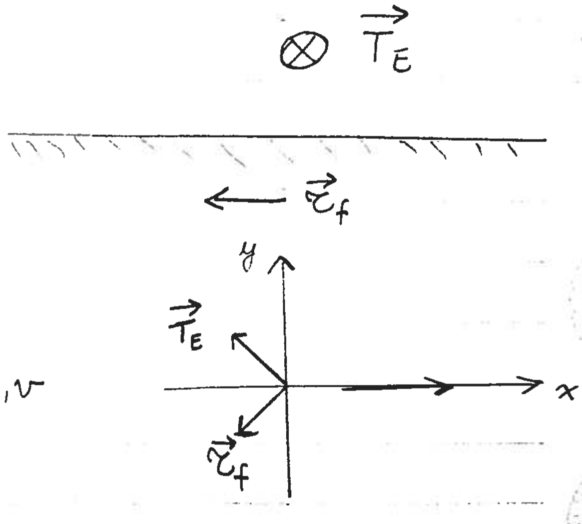
$$U_E = \int_0^\infty u_E\, dz = -\frac{h_E}{2}(\bar{u}+\bar{v})$$

$$V_E = \int_0^\infty v_E\, dz = \frac{h_E}{2}(\bar{u}-\bar{v}) \qquad (23)$$

• O bombeamento de Ekman de fundo:

$$w_E(\infty) = -\int_0^\infty\left(\frac{\partial u_E}{\partial x} + \frac{\partial v_E}{\partial y}\right) dz = \frac{h_E}{2}\underbrace{\left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial x} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}\right)}_{\bar{\zeta} = \frac{\nabla^2 \bar{p}}{\rho f}} \qquad (24)$$





R 23 06

A Camada de Ekman em Escoamentos Geofísicos Reais

- Modelo de Ekman → muito idealizado

- Acordo entre teoria e observações são raros : Huskins (1966) – correntes observadas no Ártico abaixo de banquisa – lat 84,3°N

- Dois fatores podem causar diferenças substanciais : Turbulência e estratificação

TURBULÊNCIA –
- substituição de ν por A_V é a 1ª tentativa de reconhecer > transf. de momento num escoamento turbulento
- Turbulência ñ é homogênea : + vigorosa onde o cisalhamento é maior, mas suprimida pelo limite superior dos oceanos

2 discordâncias são mais frequentes entre teoria e observação :

i) o ângulo entre $\vec{\tau}_0$ e a corrente de deriva de sup. ⇒ teoria clássica: 45°; observada : tipicamente 5°-20°.
→ citar Madsen (1977), assumiu A_V linear → espiral abrupta, ângulo de 10°

ii) espessura da camada de Ekman : $h_E = \gamma \frac{u_*}{f}$, $\gamma = 0,4$ (Garratt, 1992)

$$u_* = \sqrt{\frac{|\vec{\tau}_0|}{\rho}}$$

ESTRATIFICAÇÃO :
- inibe mov. verticais, reduz misturamento vertical
- menor coerência vertical → reduz espessura da camada de Ekman e aumenta giro do vetor velocidade c/ profundidade.