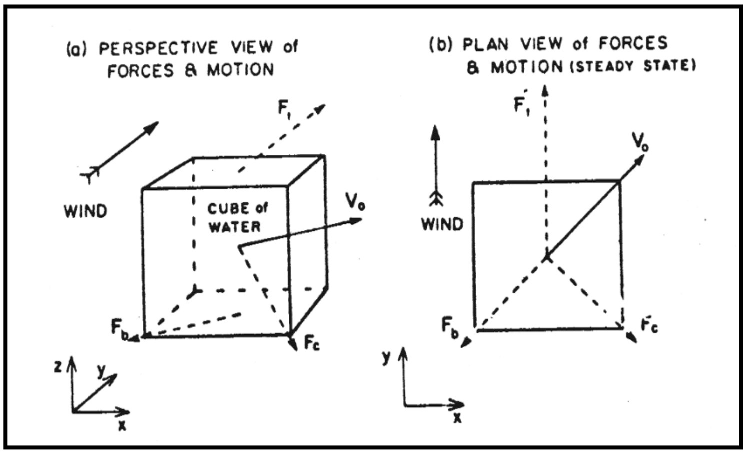
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 11

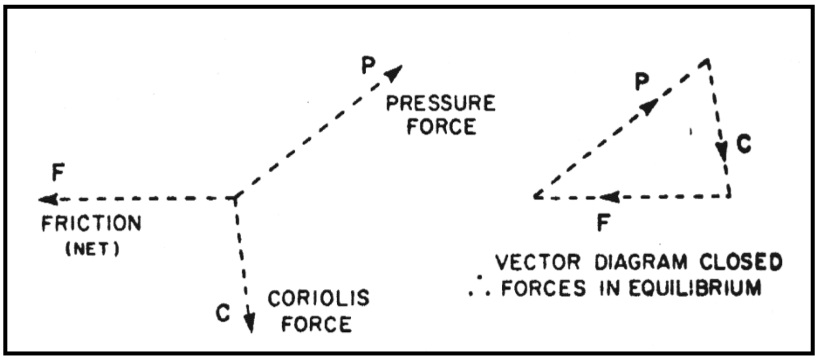
ΑΝΕΜΟΓΕΝΗΣ ΚΥΚΛΟΦΟΡΙΑ (Wind-induced circulation)

Η γενική κυκλοφορία του επιφανειακού στρώματος του ωκεανού είναι ωρολογιακή στο Β. ημισφαίριο και αντι-ωρολογιακή στο Ν. ημισφαίριο. Τόσο η ανεμογενής όσο και η κατανομή πυκνότητας είναι υπεύθυνες για σημαντικό τμήμα της συνολικής κυκλοφορίας του επιφανειακού στρώματος του ωκεανού. Στο κεφάλαιο αυτό θα ασχοληθούμε με τις ανεμογενείς επιδράσεις. Στο Σχήμα 11.1 δίνεται μία κάτοψη ενός στοιχειώδους όγκου νερού και με το βέλος συμβολίζεται η διεύθυνση του ανέμου.



Σχήμα 11.1. Δυνάμεις που ενεργούν σε στοιχειώδη επιφανειακό όγκο νερού.

Η ανεμογενής τριβή δημιουργεί μία εφαπτομενική τάση F_t στην επιφάνεια του υδάτινου όγκου, προκαλώντας κίνηση του νερού προς τη κατεύθυνση του ανέμου. Μόλις η υδάτινη μάζα ξεκινήσει να κινείται, εφαρμόζεται η δύναμη Coriolis F_C η οποία την εκτρέπει προς τα δεξιά. Σαν συνέπεια των παραπάνω, η συνολική κίνηση θα είναι προς τη κατεύθυνση μεταξύ F_t και F_C. Ταυτόχρονα λόγω της κίνησης της μάζας νερού, εφαρμόζεται στο πυθμένα μία δύναμη τριβής F_b αντίθετη προς τη διεύθυνση της κίνησης. Ο συνδυασμός των δυνάμεων F_t και F_C προκαλεί την επιτάχυνση της μάζας νερού, ενώ η δύναμη F_b προκαλεί την επιβράδυνσή της. Σε κατάσταση ισορροπίας, οι τρεις αυτές δυνάμεις εξισορροπούνται και η μάζα συνεχίζει να κινείται με σταθερή ταχύτητα V_o προς τη κατεύθυνση μεταξύ F_t και F_C, δηλ. προς τα δεξιά στο Β. ημισφαίριο (Σχήμα 11.2).



Σχήμα 11.2. Επίδραση των τριών δυνάμεων (Πιεσοβαθμίδα, τριβή και Coriolis) σε κατάσταση ισοζυγίου.

Η εξίσωση κίνησης με τριβή

Οι οριζόντιες εξισώσεις κίνησης με τριβή γράφονται:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= fv - a\frac{\partial p}{\partial x} + F_x \\ \frac{dv}{dt} &= -fu - a\frac{\partial p}{\partial y} + F_y \end{aligned} \qquad (11.1)$$

όπου F_X , F_y οι συνιστώσες τριβής ανά μονάδα μάζας ρευστού.

Σε κατάσταση ισορροπίας, οι επιταχύνσεις μηδενίζονται οπότε du/dt = dv/dt = 0, και οι εξισώσεις γίνονται:

$$\begin{aligned} fv - a\frac{\partial p}{\partial x} + F_x &= 0 \\ -fu - a\frac{\partial p}{\partial y} + F_y &= 0 \end{aligned} \qquad (11.2)$$

δηλαδή, Coriolis + Πιεσοβαθμίδα + Τριβή = 0. Η γραφική μορφή αυτών των δυνάμεων δίνεται στο Σχήμα 11.2. **Η κατάσταση αυτή διαφέρει από τη γεωστροφική σχέση, διότι ενεργεί και η τρίτη δύναμη της τριβής**.

Πριν προσπαθήσουμε να επιλύσουμε τις εξισώσεις αυτές, θα πρέπει να γράψουμε μαθηματικές εκφράσεις για τους όρους της τριβής F_x , F_y. Η τριβή σε ένα σώμα νερού είναι εύκολα αναγνωρίσιμη. Σε ένα ρευστό με τα δύο μέρη του σε σχετική κίνηση προς διαφορετικές διευθύνσεις, ή προς την ίδια διεύθυνση με διαφορετικές ταχύτητες θα προκληθεί **διατμητική τάση ταχύτητας** (velocity shear stress), η οποία δίνεται από $(u_5 - u_4)/(z_5 - z_4) = \delta u/\delta z$, η οποία τείνει προς $\partial u/\partial z$, όταν $\partial z \Rightarrow 0$.

Σύμφωνα με το Νόμο Τριβής του Νεύτωνα, η τάση τριβής, τ, είναι η δύναμη στη μονάδα επιφάνειας που ενεργεί σε ένα επίπεδο παράλληλο στη ροή και δίνεται από το τύπο:

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial z} = \rho \nu \frac{\partial u}{\partial z} \qquad (11.3)$$

Η τάση τ ενεργεί στην επιφάνεια μεταξύ δύο στρωμάτων που κινούνται με διαφορετικές ταχύτητες, προσπαθώντας να αναδιανείμει την ορμή και να επιβραδύνει το γρήγορο και να επιταχύνει το αργό στρώμα. Η ποσότητα μ είναι το μοριακό (δυναμικό) ιξώδες, ενώ ν = μ/ρ είναι ο συντελεστής μοριακού (κινηματικού) ιξώδους. Για νερό 20^{o}C, το μ έχει τιμή 10^{-3} kg m^{-1} s^{-1}, και άρα το ν έχει τιμή 10^{-6} m^2 s^{-1}. Οι μοριακές αυτές τιμές εφαρμόζονται σε νερό γραμμικής ροής, δηλ. για Re < 1000. **Στον ωκεανό, η ροή είναι τυρβώδης το κινηματικό ιξώδες αντικαθίσταται από τους συντελεστές τυρβώδους ιξώδους**, με τιμές A_x, A_y περίπου 10^5 m^2 s^{-1} για οριζόντια διατμητική τάση και A_z περίπου 10^{-1} m^2 s^{-1} για κατακόρυφη διάτμηση.

Έστω ότι η διατμητική τάση στο στοιχειώδη όγκο εφαρμόζεται κατά τη z-διεύθυνση, και η δύναμη είναι ($\tau_2 - \tau_1$) δs κατά τη x-διεύθυνση:

$\tau_2 = \tau_1 + (\partial\tau/\partial z)\, \delta z \Rightarrow (\tau_2 - \tau_1)\, \delta s = (\partial\tau/\partial z)\, (\delta s\, \delta z) = (\partial\tau/\partial z)\, \delta V$

όπου δV ο στοιχειώδης όγκος.

Όταν δs, δz τείνουν στο μηδέν, τότε και το δV τείνει στο μηδέν, άρα η δύναμη ανά μονάδα όγκου είναι: (∂τ/∂z) και η δύναμη ανά μονάδα μάζας :

$$\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial \rho}{\partial z}\right) = a\left(\frac{\partial \tau}{\partial z}\right) = a\frac{\partial}{\partial z}(\rho A_z \frac{\partial u}{\partial z})$$

Η μορφή της εξίσωσης αυτής τοποθετεί τον συντελεστή A_z μέσα στη παρένθεση ώστε να μεταβάλλεται με το βάθος. Θεωρώντας τη πυκνότητα σχετικά σταθερή με το βάθος (παραδοχή Boussinesq), η δύναμη τριβής ανά μονάδα μάζας είναι: $A_z\, \partial^2 u/\partial z^2$. Τότε οι οριζόντιες εξισώσεις της κίνησης είναι:

$$\begin{aligned} fv + a\frac{\partial \tau_x}{\partial z} &= fv + A_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = a\frac{\partial p}{\partial x} \\ -fu + a\frac{\partial \tau_y}{\partial z} &= -fu + A_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = a\frac{\partial p}{\partial y} \end{aligned} \qquad (11.4)$$

Η κατακόρυφη εξίσωση κίνησης μετατρέπεται πάλι στην υδροστατική εξίσωση. Ο όρος $A_z\, \partial^2 u/\partial z^2$ θα πρέπει να έχει μέγεθος συγκρίσιμο με αυτό του όρου Coriolis, δηλ. A_z

$(U/H^2) \approx fU$. Για παράδειγμα για $A_z = 10^{-1}$ m^2 s^{-1}, $f = 10^{-4}$ s^{-1} τότε $H^2 = A_z/f = 10^{-1}/10^{-4} = 10^3$ m.

Λύση Ekman στην εξίσωση κίνησης με τριβή

Ο Ekman επέλυσε τις εξισώσεις κίνησης διακρίνοντας τη ταχύτητα σε δύο επιμέρους τμήματα, τη ταχύτητα που σχετίζεται με την οριζόντια πιεσοβαθμίδα και τη ταχύτητα που σχετίζεται με τη κατακόρυφη τριβή. Έτσι:

$$fv = f(v_g + v_E) = a\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right) - A_Z \frac{\partial^2}{\partial z^2}(u_g + u_E)$$

όπου $fv_g = \alpha\ \partial p/\partial x$, είναι ο γεωστροφικός όρος με u_g, v_g τις συνιστώσες της γεωστροφικής ταχύτητας, και $fv_E = -A_Z\ \partial^2 u_E/\partial z^2$, ο όρος τριβής με u_E, v_E τις συνιστώσες ταχύτητας Ekman που σχετίζονται με τη κατακόρυφη τριβή (μη-γεωστροφική). Ο όρος $-A_Z\ (\partial^2 u_g/\partial z^2)$ θεωρείται αμελητέος. Η διάκριση αυτή των εξισώσεων είναι δυνατή διότι αυτές είναι γραμμικές. Συνεπώς οι εξισώσεις Ekman γράφονται:

$$f\,u_E + A_Z \frac{\partial^2 u_E}{\partial z^2} = 0$$

$$-f\,u_E + A_Z \frac{\partial^2 v_E}{\partial z^2} = 0$$

δηλαδή Coriolis + Τριβή = 0

Η λύση των εξισώσεων αυτών είναι:

$$\boxed{\begin{aligned} u_E &= \pm V_o \exp\left(\frac{\pi}{D_E} z\right)\cos\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{D_E} z\right) \\ v_E &= V_o \exp\left(\frac{\pi}{D_E} z\right)\sin\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{D_E} z\right) \end{aligned}} \tag{11.5}$$

Όπου $V_o = \frac{\sqrt{2}\pi\tau_{yn}}{D_E \rho |f|}$ είναι η συνολική ταχύτητα του επιφανειακού ρεύματος Ekman, τ_{yn} το μέγεθος της ανεμογενούς τάσης που ενεργεί στην επιφάνεια της θάλασσας, D_E είναι το βάθος τους στρώματος Ekman, δηλ. του στρώματος νερού που επηρεάζεται από την επίδραση τριβής και που υπολογίζεται ως $D_E = \pi\left(\frac{2A_Z}{|f|}\right)^{1/2}$. Η διατμητική τάση στην επιφάνεια της θάλασσας δίνεται από:

$\tau_{yz} = \tau = C_D \rho_{air} W^2$ όπου ο συντελεστής σύρσης C_D = 1,4 X 10^{-3}, η πυκνότητα του αέρα είναι ρ_{air} = 1,2 kg/m^3 και W η ταχύτητα του ανέμου.

Από τα παραπάνω προκύπτει:

$$V_o = \frac{\left(\sqrt{2}\pi\tau_{yn}\right)}{(D_E \rho |f|)} = 0.79 \times 10^{-5} \frac{W^2}{D_E |f|} \qquad (11.6)$$

Παρατηρούμε ότι:

α) το ολικό ρεύμα V_o exp(πz/D_E) μειώνεται με το βάθος σε μέγεθος, ενώ η διεύθυνσή του αλλάζει με ωρολογιακή φορά στο Β. ημισφαίριο εξαιτίας του όρου συνημίτονου που υπάρχει στην σχέση,

β) στην επιφάνεια της θάλασσας (z = 0) έχουμε

$$u_E = \pm V_o \cos\left(\frac{\pi}{4}\right)$$

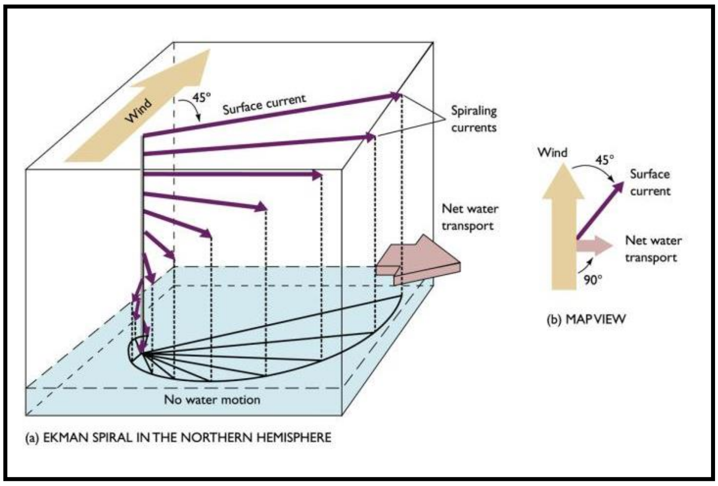
$$v_E = V_o \sin\left(\frac{\pi}{4}\right)$$

Άρα το επιφανειακό ρεύμα δεν κινείται κατά τη διεύθυνση του ανέμου αλλά αποκλίνει από αυτήν κατά 45^o προς τα δεξιά στο Βόρειο Ημισφαίριο και προς τα αριστερά στο Νότιο Ημισφαίριο.

γ) Κάτω από την επιφάνεια, η ολική ένταση του ρεύματος, V_o exp(πz/D_E) γίνεται όλο και μικρότερη, καθώς το βάθος z μεγαλώνει (z γίνεται όλο και πιο αρνητικό). Η διεύθυνση αλλάζει ωρολογιακά στο Βόρειο Ημισφαίριο και αντι-ωρολογιακά στο Νότιο Ημισφαίριο.

δ) Σε βάθος z = -D_E η ταχύτητα πέφτει στο exp(-π) = 0,04 σε σχέση με το επιφανειακό στρώμα (στρώμα Ekman).

ε) Επειδή η ροή αποκλίνει προς τα δεξιά στο Β. ημισφαίριο, προκύπτει ότι η καθαρή μεταφορά μάζας θα είναι προς τα δεξιά της διεύθυνσης του ανέμου, και όπως θα δειχθεί σε ορθή γωνία, ως προς αυτή (Σχήμα 11.3).



Σχήμα 11.3. Το σπιροειδές Ekman που περιγράφει τη κατακόρυφη κατανομή των ανεμογενών ρευμάτων.

Παρατηρήσεις πεδίου έδειξαν:

$$V_o = \frac{0.0127}{\sqrt{\sin|\phi|}}W$$

Οπότε αντικαθιστώντας στην σχέση (11.5) έχουμε:

$$D_E = \frac{4.3W}{(\sin|\phi|)^{1/2}} \qquad (11.7)$$

Άρα, όταν είναι γνωστή η ένταση του ανέμου και το γεωγραφικό πλάτος επίδρασής του είναι δυνατή η εκτίμηση του βάθους Ekman και της ταχύτητας του ανεμογενούς ρεύματος στην επιφάνεια της θάλασσας.

Πίνακας 11.1. Τυπικά βάθη στρωμάτων Ekman ανά ένταση ανέμου και γεωγραφικό πλάτος.

Ένταση Ανέμου (m/s)	Γεωγραφικό πλάτος (φ)	
	15°	45°
5	75 μ	45 μ
10	150 μ	90 μ
15	300 μ	180 μ

Ανεμογενής Μεταφορά Μάζας

Η βασική μορφή των οριζόντιων εξισώσεων κίνησης είναι:

$$\rho f v_{\mathrm{E}} + \frac{\partial \tau_x}{\partial z} = 0$$

$$-\rho f u_{\mathrm{E}} + \frac{\partial \tau_y}{\partial z} = 0$$

Οι οποίες μπορούν να γραφούν και ως:

$$\rho f v_{\mathrm{E}}\, dz = -d\tau_x$$

$$-\rho f u_{\mathrm{E}} dz = -d\tau_y$$

Ο όρος $\rho v_{\mathrm{E}}\, dz$ είναι η ροή μάζας ανά δευτερόλεπτο κατά τη y-διεύθυνση κάθετη σε επιφάνεια βάθος dz. Αν επιλέξουμε ένα επίπεδο αρκετά μεγάλου βάθους, τέτοιο ώστε z = - 2D_E η ταχύτητα θα είναι exp(-2π) = 0,002 της επιφανειακής ταχύτητας, η οποία θεωρείται σχεδόν μηδενική. Αν παραστήσουμε τη μεταφορά μάζας λόγω Ekman κατά τη x- , y- διεύθυνση αντίστοιχα με M_x, M_y τότε :

$$f\,M_{yE} = f \int_{-2D_E}^{0} \rho v_E dz = -\int_{-2D_E}^{0} d\tau_x = -(\tau_x)_{sfc} + \overbrace{(\tau_y)_{-2D_E}}^{0}$$

$$f\,M_{xE} = f \int_{-2D_E}^{0} \rho u_E dz = \int_{-2D_E}^{0} d\tau_y = (\tau_y)_{sfc} - \underbrace{(\tau_y)_{-2D_E}}_{0}$$

όμως οι όροι $(\tau_X)_{-2D}$ και $(\tau_y)_{-2D}$ είναι μηδενικοί, διότι οι πολύ μικρές ταχύτητες που επικρατούν στα βάθη αυτά δεν δημιουργούν τριβή λόγω διατμητικής τάσης.

Έτσι, έχουμε:

$$f\,M_{yE} = \tau_{yn}$$

$$f\,M_{xE} = -\tau_{xn}$$

όπου το n συμβολίζει επιφανειακές τιμές. Άρα

$$f\,M_{yE} = -(\tau_x)_{sfc}$$

$$f\,M_{xE} = (\tau_y)_{sfc}$$

όπου

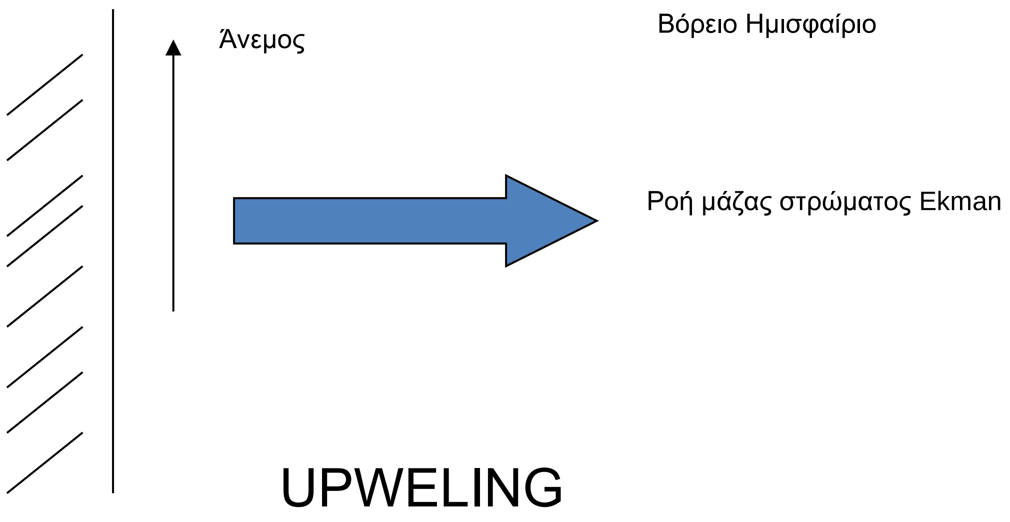
$$M_{yE} = \int_{-2D_E}^{0} \rho v_E dz$$

$$M_{xE} = \int_{-2D_E}^{0} \rho u_E dz$$

Οι ροές μάζας λόγω Ekman κατά την y- και x- διεύθυνση, αντίστοιχα.

Από τις παραπάνω σχέσεις παράγονται οι εξής διαπιστώσεις:

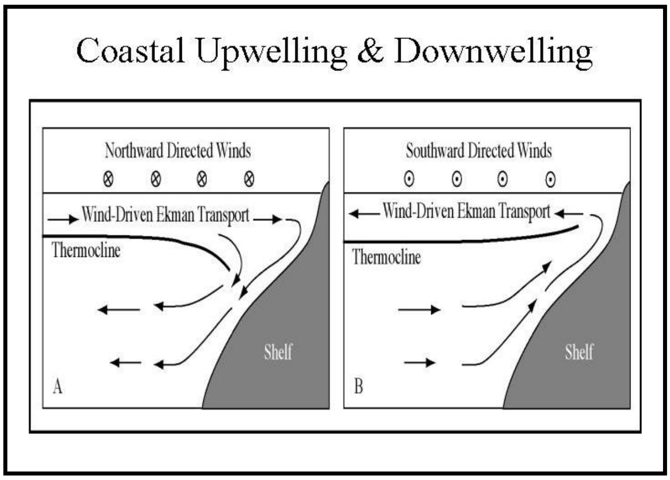
- Αν ο άνεμος φυσά κατά την αρνητική x-διεύθυνση (ανατολικός άνεμος), τότε παράγεται ροή μάζας του στρώματος Ekman με κατεύθυνση προς τη θετική y-διεύθυνση (ροή προς τον βορρά).
- Αν ο άνεμος φυσά κατά τη θετική y-διεύθυνση (νότιος άνεμος), τότε παράγεται ροή μάζας του στρώματος Ekman με κατεύθυνση προς τη θετική x-διεύθυνση (ροή προς την ανατολή).



Σχήμα 11.4. Σχέση ανέμου και ροής μάζας στρώματος Ekman κατά την ανάπτυξη του φαινομένου του upwelling.

Συγκλίσεις (Convergences) και Αποκλίσεις (Divergences) Υδάτινων Μαζών

Η ανεμογενής τάση δεν δημιουργεί μόνο οριζόντιες κινήσεις των υδάτινων μαζών, αλλά και κατακόρυφες. Η εξίσωση της συνέχειας απαιτεί εισροή προς τα αριστερά της διεύθυνσης του ανέμου για να αντικαταστήσει την μεταφορά μάζας προς τα δεξιά. Για τον απέραντο ωκεανό του Ekman η μεταφορά αυτή δεν παρουσιάζει κανένα πρόβλημα. Ωστόσο, αν ο άνεμος πνέει παράλληλα στην ακτογραμμή, η οποία βρίσκεται στα αριστερά της διεύθυνσής του, τότε προκαλείται ανεμογενές ρεύμα Ekman προς τα δεξιά, δηλ. μακριά από την ακτή, χωρίς να υπάρχει επιφανειακό νερό για να αντικαταστήσει τη ροή αυτή. Τότε νερό από βαθύτερα στρώματα ανέρχεται δημιουργώντας το **φαινόμενο του Upwelling** το οποίο παρατηρείται σε περιοχές όπου υπάρχει απόκλιση υδατίνων μαζών (divergence) (Σχήμα 11.5).



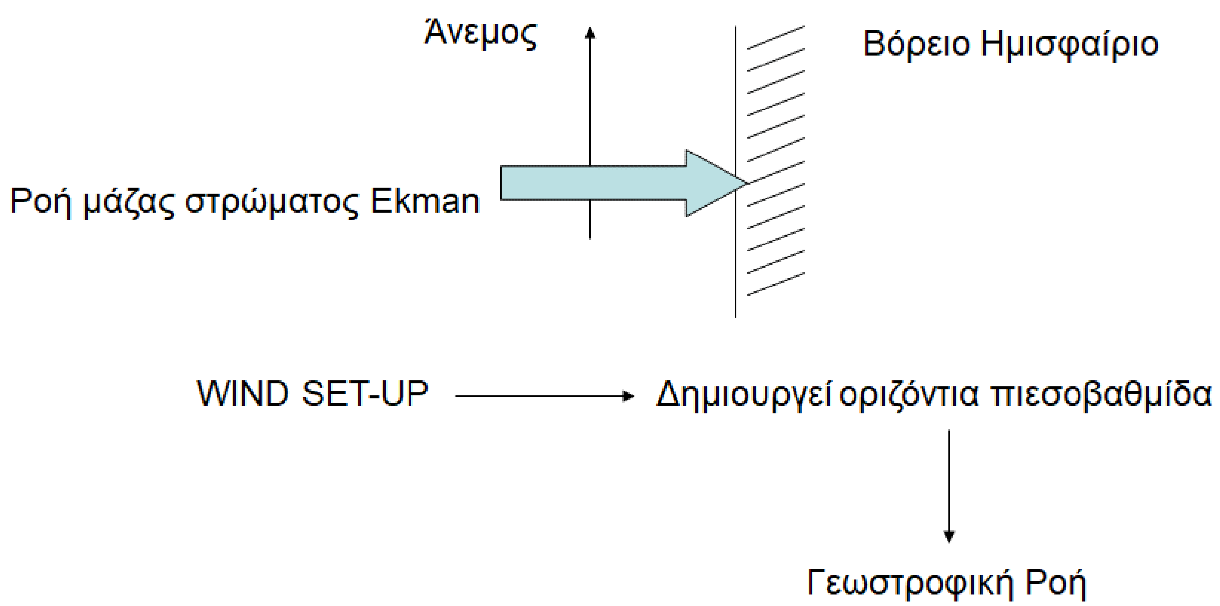
Σχήμα 11.5. Παράκτιο Upwelling και Downwelling.

Γενικά, μπορούμε να πούμε ότι **το upwelling θα δημιουργηθεί όταν άνεμος που πνέει προς τον Ισημερινό παράλληλα σε ανατολικό όριο, ή προς τους πόλους παράλληλα προς δυτικό όριο, σε οποιοδήποτε ημισφαίριο**.

Πιο συγκεκριμένα, το upwelling δημιουργείται όταν υπάρχει επιφανειακή ροή απόκλισης, δηλαδή $\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}>0$. Εφόσον ο όρος είναι θετικός, τότε από την εξίσωση της συνέχειας ο όρος $\frac{\partial w}{\partial z}$ θα είναι αρνητικός, οπότε ευνοείται το upwelling. Αντίστοιχα, αν υπάρχει επιφανειακή ροή σύγκλισης, τότε $\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}<0$ και από την εξίσωση της συνέχειας ο όρος $\frac{\partial w}{\partial z}$ θα είναι θετικός, οπότε ευνοείται το downwelling.

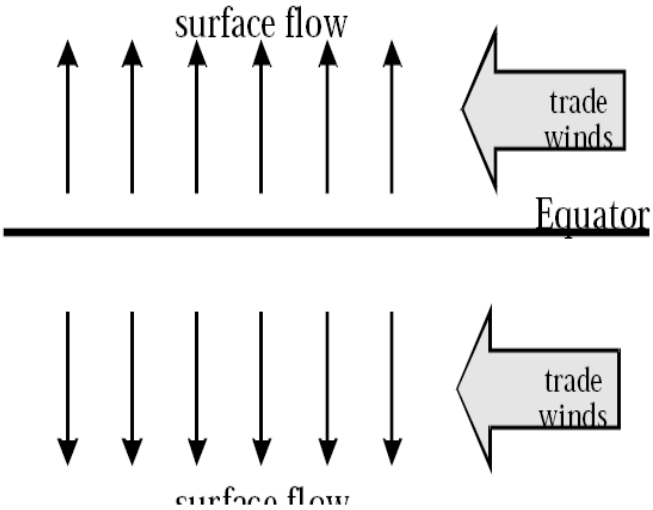
Παραδείγματα περιπτώσεων upwelling εμφανίζονται στις δυτικές ακτές της Βορείου και Νοτίου Αμερικής, στη πλευρά του Ειρηνικού ωκεανού, και στη δυτική και νότια ακτή της Αφρικής από τη πλευρά του Ατλαντικού. Το νερό που ανέρχεται κατά το upwelling είναι νερό βαθύτερων στρωμάτων που συνήθως είναι χαμηλής θερμοκρασίας και πλούσιο σε θρεπτικά άλατα, με αποτέλεσμα να αυξάνει σημαντικά την παραγωγή φυτοπλαγκτόν στις περιοχές αυτές. Το 90% της παγκόσμιας αλιείας παράγεται από το 2-3% της επιφάνειας του ωκεανού που επικρατεί το φαινόμενο του upwelling.

Στη περίπτωση που ο άνεμος πνέει προς τους πόλους κατά μήκος ανατολικού ορίου, τότε το νερό θα κινηθεί προς την ακτή και η επιφάνεια της θάλασσας θα ανέλθει και η άνοδος αυτή θα εκτονωθεί μέσω downwelling. Πριν γίνει αυτό, η συσσώρευση νερού προς την ακτή θα δημιουργήσει μία επιφανειακή κλίση (wind set-up) και συνεπώς ένα γεωστροφικό ρεύμα κατά μήκος της ακτής, με τιμές μεγαλύτερες από αυτές των ανεμογενών ρευμάτων. Συνεπώς, η επιφανειακή σύγκλιση προς την ακτή πέρα από τις συνθήκες downwelling ευνοεί την γεωστροφική ροή παράλληλα και με ίδια φορά με την ανεμογενή ροή.

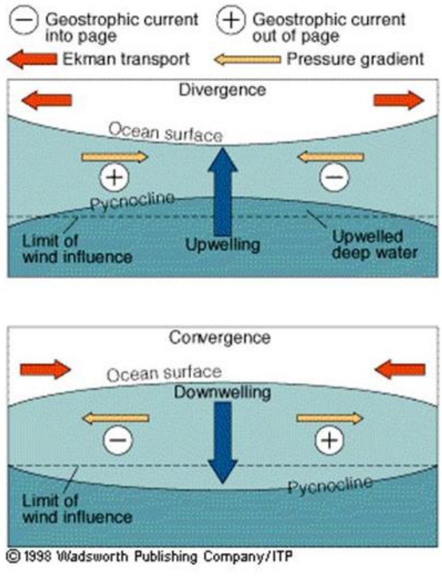


Σχήμα 11.6. Σχέση ανέμου και ροής μάζας στρώματος Ekman κατά την ανάπτυξη του φαινομένου του downwelling.

Στον πραγματικό ωκεανό, η διεύθυνση του ανέμου μεταβάλλεται σημαντικά από θέση σε θέση, με αποτέλεσμα το σχηματισμό **περιοχών σύγκλισης** (convergence) όπου αναπτύσσονται καθοδικές κινήσεις μαζών νερού (downwelling), και **περιοχές απόκλισης** (divergence) όπου αναπτύσσονται έντονες ανοδικές κινήσεις υδάτινων μαζών (upwelling). Μία τέτοια χαρακτηριστική ζώνη απόκλισης προκαλείται λόγω της επίδρασης ανατολικών ανέμων στον Ισημερινό (Σχήμα 11.7). Στο Βόρειο Ημισφαίριο ο άνεμος προκαλεί την απόκλιση της υδάτινης μάζας προς τα δεξιά ενώ στο Νότιο Ημισφαίριο προς τα αριστερά. Το αποτέλεσμα είναι η δημιουργία ζώνης απόκλισης και η ανάπτυξη του φαινομένου του upwelling.



Σχήμα 11.7. Ζώνη απόκλισης λόγω της επίδρασης ανατολικών ανέμου στον Ισημερινό. Στο Βόρειο Ημισφαίριο ο άνεμος προκαλεί την απόκλιση της υδάτινης μάζας προς τα δεξιά ενώ στο Νότιο Ημισφαίριο προς τα αριστερά. Το αποτέλεσμα είναι η δημιουργία ζώνης απόκλισης και η ανάπτυξη του φαινομένου του upwelling.



Σχήμα 11.8. Σχέση ζωνών σύγκλισης (πάνω εικόνα) και απόκλισης (κάτω εικόνα) με την σταθμη της θάλασσας, τα γεωστροφικά ρεύματα και την κατακόρυφη κίνηση υδάτινων μαζών.

Από δορυφορικές παρατηρήσεις προκύπτει ότι στη περιοχή σύγκλισης η στάθμη της θάλασσας είναι υψηλότερη της μέσης στάθμης, ενώ στις περιοχές απόκλισης η στάθμη της θάλασσας είναι χαμηλότερη της μέσης στάθμης της θάλασσας. Αυτό θα προκαλέσει πιεσοβαθμίδες και γεωστροφικές ροές (u_g) (Σχήμα 11.8).

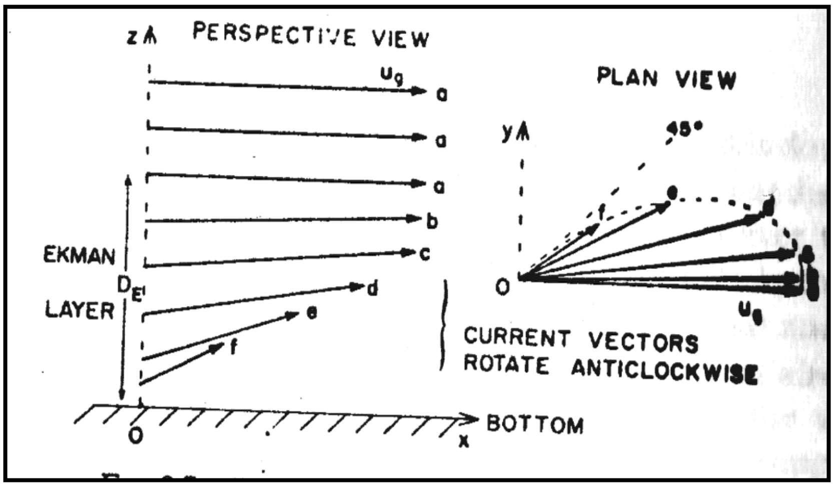
Στρώμα Ekman στον Πυθμένα

Αν ένα ρεύμα κινείται στο πυθμένα του ωκεανού, η τριβή θα δημιουργήσει μία μορφή σπειροειδούς ρεύματος πάνω από το πυθμένα της θάλασσας, αλλά με αντίθετη φορά περιστροφής από αυτή που δημιουργεί ο άνεμος στην επιφάνεια (Σχήμα 11.9). Αν θεωρήσουμε το A_Z σταθερό, τότε οι εξισώσεις Ekman εφαρμόζονται και σε αυτή τη περίπτωση, αλλά με διαφορετικές οριακές συνθήκες. Η οριζόντια ταχύτητα u, v θα μηδενίζεται σε κάποιο βάθος πάνω από το πυθμένα (στρώμα Ekman) δημιουργώντας μία γεωστροφική ροή πάνω από το στρώμα αυτό που είναι ανεξάρτητη του βάθους. Η λύση των εξισώσεων Ekman για $u = u_g$, $v = 0$ είναι:

$$u_E = u_g[1 - e^{(-\frac{\pi z}{D_E})}]\cos\left(\frac{\pi z}{D_E}\right) \qquad (11.8)$$

$$v_E = u_g e^{(-\frac{\pi z}{D_E})}]\sin\left(\frac{\pi z}{D_E}\right) \qquad (11.9)$$

με z = 0 στο πυθμένα και $D_E = \sqrt{\frac{2A_Z}{f}}$.



Σχήμα 11.9. Επίδραση τριβών στα γεωστροφικά ρεύματα κοντά στο πυθμένα (Βόρειο ημισφαίριο).

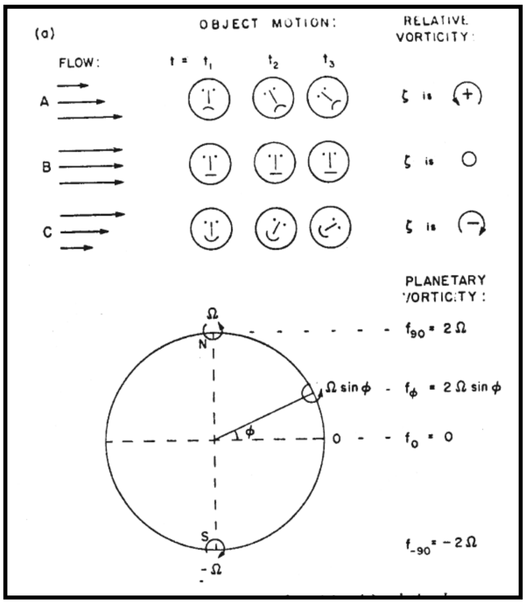
Η θεωρία του Ekman που προβλέπει τη δημιουργία σπειροειδούς δομής ρευμάτων με το βάθος, έχει επαληθευτεί εργαστηριακά, ενώ υπάρχουν στοιχεία παρόμοιας συμπεριφοράς στην ατμόσφαιρα και τους ωκεανούς. Επιπλέον, οι περιοχές με έντονο upwelling ως φυσικό επακόλουθο της ανεμογενούς κυκλοφορίας πιστοποιούν την ορθότητα των προσεγγίσεων της θεωρίας. Ωστόσο, ο Ekman επέλυσε τις εξισώσεις κάτω από παραδοχές που απλοποιούν ιδιαίτερα τον ωκεανό. Σχολιάζοντας τις παραδοχές αυτές μπορούμε να πούμε:

Α/Α	Παραδοχές Θεωρίας Ekman	Σχολιασμός
1	Ο ωκεανός δεν διαθέτει πλευρικά όρια	Η παραδοχή μη παρουσίας ορίων δεν είναι ρεαλιστική, αν και οι λύσεις των εξισώσεων ισχύουν και κοντά στη ξηρά.
2	Ο ωκεανός είναι απεριόριστου βάθους	Η παραδοχή του ωκεανού απέραντου βάθους δεν είναι και πάλι ρεαλιστική αλλά αντιπροσωπεύει μόνο ένα μικρό σφάλμα στον ανοικτό ωκεανό, καθώς οι τιμές D_E είναι της τάξης των 100 - 200 μ. σε σχέση με τον ωκεανό μέσου βάθους 4.000 μ.
3	Ο συντελεστής κατακόρυφου τυρβώδους ιξώδους A_Z είναι σταθερός	Η παραδοχή ότι A_Z είναι σταθερό, δεν οδηγεί σε σημαντικό σφάλμα.
4	Ο άνεμος έχει σταθερή ένταση	Η λύση για κατάσταση ισορροπίας του συστήματος, σε εφαρμογή σταθερού ανέμου, δημιουργεί προβλήματα μια και ούτε ο άνεμος είναι σταθερός ούτε ο ωκεανός σε κατάσταση ισορροπίας. Ωστόσο, η παραδοχή θα μπορούσε να ισχύσει αν ο άνεμος επιδρά για περισσότερο από μία ημέρα.
5	Το νερό είναι ομογενές (ρ είναι σταθερό)	Η παραδοχή ομοιογενούς από άποψη πυκνότητας νερού είναι μη φυσική και θα πρέπει επίσης να επικριθεί. Ωστόσο, σε περιοχές υψηλής κατακόρυφης ανάμειξης θα μπορούσε να γίνει αποδεκτή.
6	Η παράμετρος Coriolis f είναι σταθερή	Θα μπορούσε να γίνει αποδεκτή σε μεσαίας κλίμακας ροές.

Παρόλα αυτά, η δουλειά του Ekman βοήθησε στη κατανόηση των μηχανισμών του ανώτερου τμήματος του ωκεανού λόγω της επίδρασης του ανέμου.

Περιστροφικότητα (Vorticity)

Με τον όρο περιστροφικότητα εκφράζουμε τη τάση τμημάτων ενός ρευστού να περιστραφούν. Η περιστροφικότητα είναι άμεσα συνδεδεμένη με τη διατμητική τάση ταχύτητας, και για να δειχθεί αυτό παρακολουθούμε στο Σχήμα 11.10 τη ροή προς τα δεξιά (ανατολικά) ενός ρευστού με ταχύτητα u(y) με το y να μεταβάλλεται από τη κορυφή προς το κάτω τμήμα του σχήματος. Στο σημείο A η ταχύτητα αυξάνει προς το y, στο σημείο B είναι σταθερή και στο σημείο C μειώνεται. Ένα μικρό αντικείμενο θα κινούνταν αντι-ωρολογιακά στο σημείο A, όπως δείχνουν οι διαδοχικοί χρόνοι t_1, t_2, t_3. Ένα αντικείμενο στο σημείο C, θα κινούνται με ωρολογιακή φορά, ενώ στο σημείο B δεν θα περιστρεφόταν καθόλου.



Σχήμα 11.10. Περιστροφικότητα : (α) Σχέσεις μεταξύ σχετικής περιστροφικότητας (ζ) και πλανητικής περιστροφικότητας (f), (β) πλανητική περιστροφικότητα (f) για διάφορα γεωγραφικά πλάτη.

Το μέτρο περιστροφής του ρευστού είναι ο όρος $\partial u/\partial y$, και ονομάζεται περιστροφικότητα. Όταν μετράται σε σχέση με τη Γη καλείται **σχετική περιστροφικότητα** (relative vorticity), ενώ όταν μετράται σε σχέση με σταθερούς στο διάστημα άξονες καλείται **απόλυτη περιστροφικότητα** (absolute vorticity).

Η περιστροφικότητα είναι θετική όταν η περιστροφή είναι αντι-ωρολογιακή και αρνητική όταν είναι ωρολογιακή.

Άρα:

Θετική περιστροφικότητα σημαίνει κυκλωνική κίνηση.

Αρνητική περιστροφικότητα σημαίνει αντι-κυκλωνική κίνηση.

Γενικά, η σχετική περιστροφικότητα σε οριζόντιο επίπεδο δίνεται:

$$\boxed{\zeta = curl_z V = \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right)} \qquad (11.10)$$

Η περιστροφή της Γης εισάγει στο ρευστό μία περιστροφικότητα που καλείται **πλανητική περιστροφικότητα** (planetary vorticity) η οποία συμβολίζεται με το σύμβολο $f = 2\Omega \sin\phi$, από όπου προκύπτει ότι η πλανητική περιστροφικότητα εξαρτάται από το γεωγραφικό πλάτος (f = 0 στον Ισημερινό και f = +2 Ω στο Β. Πόλο και - 2 Ω στο Ν. Πόλο).

Οι οριζόντιες συνιστώσες των εξισώσεων κίνησης χωρίς τριβή είναι:

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} - fv &= -a\frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{dv}{dt} + fu &= -a\frac{\partial p}{\partial y} \end{aligned} \qquad (11.11)$$

Αν τις διαφορίσουμε, τη πρώτη με ∂/∂y και τη δεύτερη με ∂/∂x και τις αφαιρέσουμε για να διώξουμε τους όρους πίεσης, τότε έχουμε:

$$\frac{d}{dt}(\zeta + f) = -(\zeta + f)\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) = -(\zeta + f)\nabla . V_H$$

όπου V_H η οριζόντια ταχύτητα και $\nabla.V_H$ είναι το μέτρο τάσης της οριζόντιας ροής να συγκλίνει (όταν $\nabla.V_H$ είναι αρνητικό) ή να αποκλίνει (όταν $\nabla.V_H$ είναι θετικό). Η ποσότητα (ζ + f) είναι το άθροισμα της σχετικής και της πλανητικής περιστροφικότητας και ονομάζεται **απόλυτη περιστροφικότητα**. Η εξίσωση αυτή εκφράζει την αρχή διατήρησης της απόλυτης περιστροφικότητας όταν οι τριβές έχουν παραλειφθεί.

Σε περιοχές απόκλισης το $\nabla.V_H$ είναι θετικό και το μέγεθος της απόλυτης περιστροφικότητας μειώνεται με το χρόνο, ενώ εκεί όπου υπάρχει σύγκλιση και $\nabla.V_H$ είναι αρνητικό η απόλυτη περιστροφικότητα αυξάνει με το χρόνο.

Θεωρούμε ότι ο όρος (ζ + f) είναι είτε θετικός είτε αρνητικός. Καθώς, το f είναι πολύ μεγαλύτερο του ζ, θετικές τιμές του όρου (ζ + f) θα βρίσκουμε στο Β. ημισφαίριο και αρνητικές στο νότιο.

Αν θεωρήσουμε στρώμα νερού πάχους D με ομοιόμορφη πυκνότητα, ώστε οι συνιστώσες οριζόντιας ταχύτητας να είναι ανεξάρτητες του βάθους. Το βάθος D μπορεί να είναι το πάχος του στρώματος από την επιφάνεια ως το θερμοκλινές ή από το θεμοκλινές ως το πυθμένα. Η εξίσωση της συνέχειας του όγκου γράφεται:

$$\frac{1}{D}\frac{dD}{dt}+\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}\right)=0$$

Αν τη συνδυάσουμε την εξίσωση αυτή με την εξίσωση διατήρησης της απόλυτης περιστροφικότητας, και απαλείψουμε τον όρο της οριζόντιας απόκλισης, έχουμε:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\zeta+f}{D}\right)=0\rightarrow\left(\frac{\zeta+f}{D}\right)=cons\tan t$$

Η ποσότητα (ζ + f)/ D καλείται **δυναμική περιστροφικότητα**. Η σχέση αυτή επιτρέπει τη πρόβλεψη σχετικά με τη περιστροφικότητα του νερού από σημείο σε σημείο.

1. Αν το D παραμένει σταθερό, τότε:
   α) αν το νερό κινείται παράλληλα προς κάποιο γεωγραφικό παράλληλο, γεωγραφικού πλάτους φ, ώστε το f να παραμένει σταθερό, τότε και το ζ παραμένει σταθερό,
   β) αν το νερό κινείται παράλληλα προς κάποιο μεσημβρινό, προς τον Β. Πόλο, τότε το f αυξάνει συνεχώς, οπότε το ζ πρέπει να μειώνεται ώστε να διατηρηθεί σταθερό το (ζ + f), και άρα **το νερό αποκτά αρνητική (ωρολογιακή) περιστροφικότητα**.
   γ) αντίθετα, αν το νερό κινείται προς το Ν. Πόλο, τότε το f μειώνεται συνεχώς, οπότε το ζ πρέπει να αυξάνεται ώστε να διατηρηθεί σταθερό το (ζ + f), και άρα **το νερό αποκτά θετική (αντι-ωρολογιακή) περιστροφικότητα**.
2. Αν το D αυξάνει, τότε (ζ + f) αυξάνει και αυτό αν ήταν αρχικά θετικό,
   α) οπότε αν η μάζα νερού κινείται παράλληλα προς τον Ισημερινό, το f είναι σταθερό, οπότε το ζ θα πρέπει να αυξάνει, και άρα **το νερό αποκτά περισσότερη θετική (αντι-ωρολογιακή) περιστροφικότητα.**
   β) αν το νερό κινείται παράλληλα προς τους μεσημβρινούς προς το Β. Πόλο, τότε το f αυξάνει και δεν είναι σίγουρη η συμπεριφορά του ζ.

γ) αν το νερό κινείται προς το Ν. Πόλο, τότε το f μειώνεται και το ζ πρέπει να αυξάνει, οπότε **το νερό αποκτά περισσότερη θετική (αντι-ωρολογιακή) περιστροφικότητα**.

3. Αν το D μειώνεται, τότε το (ζ + f) θα μειώνεται αν ήταν αρχικά θετικό.

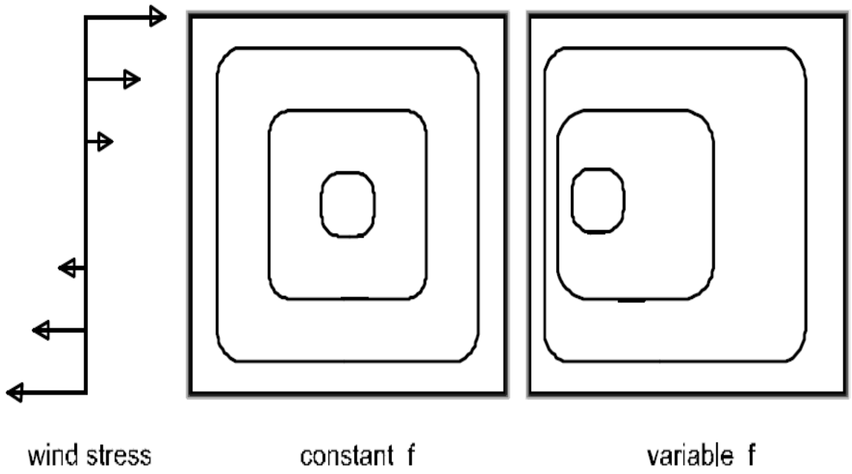
Τα παραπάνω έχουν την παρακάτω επίπτωση για την κυκλοφορία στους ωκεανούς: Τα ωκεάνια ρεύματα κατά μήκος των δυτικών περιθωρίων είναι πολύ πιο μικρού πλάτους, μεγαλύτερου βάθους και υψηλότερων ταχυτήτων από τα αντίστοιχα ρεύματα των ανατολικών περιθωρίων. Που οφείλεται αυτή η διαφοροποίηση?

Ξεκινώντας από έναν μη-περιστρεφόμενο ωκεανό, η παράμετρος Coriolis f είναι μηδέν. Η ωκεάνια κυκλοφορία εμφανίζει απόλυτη συμμετρία ως προς την κίνησή της γύρω από τον κυκλώνα/αντικυκλώνα και οι ισοβαρικές καμπύλες είναι ομοιόμορφες με αποτέλεσμα και τα ρεύματα που είναι παράλληλα ως προς αυτές να είναι ομοιόμορφα και να μην εμφανίζουν τάσεις αυξημένης ροής και επιτάχυνσης (Σχήμα 11.11 αριστερό διάγραμμα).

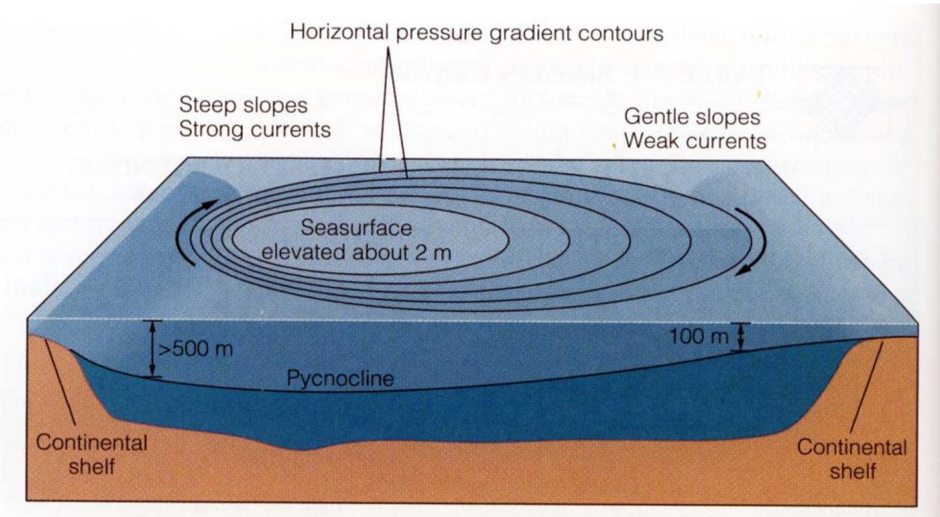
Σε ένα περιστρεφόμενο ωκεανό, η παράμετρος Coriolis δεν είναι μηδέν. Έτσι, η δύναμη Coriolis μεταβάλλει την έντασή της με το γεωγραφικό πλάτος. Είναι ασθενής στις τροπικές περιοχές, όπου το νερό αποκλίνει ελαφρά και κινείται προς τα δυτικά περιθώρια των ηπείρων. Η δύναμη Coriolis γίνεται εντονότερη στα μεγαλύτερα γεωγραφικά πλάτη, όπου τα ρεύματα αποκλίνουν προς τον Ισημερινό κινούμενα από τα δυτικά προς τα ανατολικά.

Τα ρεύματα που κινούνται προς τους Πόλους, έχουν περιστοφικότητα, η οποία ενισχύεται από τη συνεχόμενη αύξηση της επίδρασης της δύναμης Coriolis. Η διατήρηση της περιστροφικότητας (ζ + f) οδηγεί στην ανάπτυξη ενός στενού και μεγάλου βάθους ρεύματος.

Αντίθετα, τα ρεύματα που κινούνται προς τον Ισημερινό χάνουν περιστροφικότητα, την οποία αντισταθμίζουν σχηματίζοντας μεγάλου πλάτους και ρηχά ρεύματα. Το αποτέλεσμα φαίνεται στο Σχήμα 11.11 δεξί διάγραμμα.



Σχήμα 11.11. Ρεύματα (α) σε μη-περιστρεφόμενο ωκεανό (αριστερό διάγραμμα) και (β) σε περιστρεφόμενο ωκεανό.



Σχήμα 11.12. Ενίσχυση ρευμάτων δυτικών περιθωρίων (ρεύματα αυξημένης έντασης μικρού πλάτους και μεγάλου βάθους) λόγω αύξησης της δύναμης Coriolis κατά μη΄κος της ροής στο δυτικό περιθώριο, και μείωση ταχύτητας ρευμάτων στα ανατολικά περιθώρια (ρεύματα χαμηλής έντασης, μεγάλου πλάτους μικρού βάθους) λόγω μείωσης της δύναμης Coriolis κατά μήκος της ροής.