

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 12

ΑΝΤΛΙΕΣ ΥΓΡΩΝ ΚΑΙ ΑΕΡΙΩΝ

12.1 Τύποι αντλιών

Υπάρχουν πολλοί τύποι αντλιών για ποικίλες εφαρμογές. Οι κυριότεροι τύποι είναι οι εξής.

12.1-1 Αντλίες για υγρά

α. Παλινδρομικές αντλίες (ή εμβολικές αντλίες)

β. Αντλίες με οδοντωτούς τροχούς

γ. Αντλίες περιστρεφόμενου κοχλία

δ. Αντλίες διαφράγματος

ε. Δοσιμετρικές αντλίες

στ. Περισταλτικές αντλίες

Αντλίες θετικής εκτοπίσεως

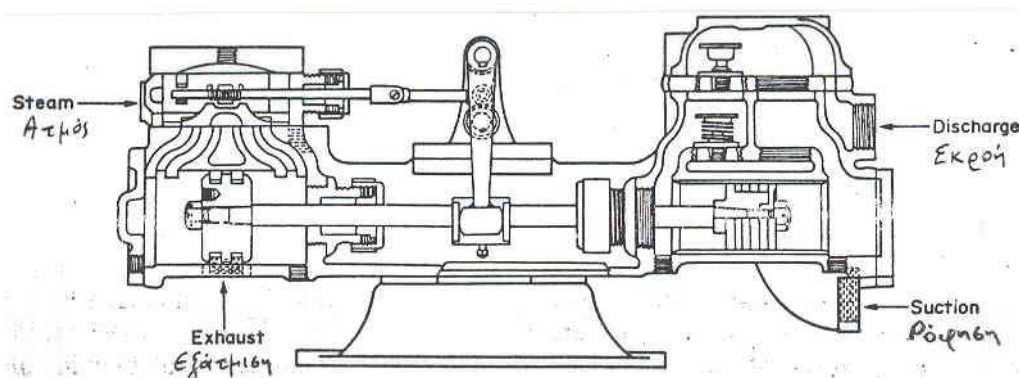
ζ. Φυγοκεντρικές αντλίες

η. Στροβιλοαντλίες αξονικής ή μικτής ροής

Στροβιλοαντλίες

Μερικά τυπικά παραδείγματα τέτοιων αντλιών δίνονται κατωτέρω.

(i) Παλινδρομική Αντλία



Σχήμα 12.1 Ατμοκίνητη αντλία παλινδρομούντος εμβόλου

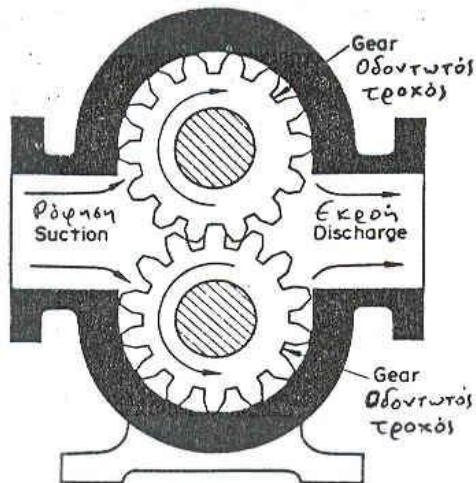
Πηγή: Chemical Engineering, Coulson & Richardson, Vol. 1, Second Ed. (Revised)

Κύριες Εφαρμογές: μικρές ή μέτριες παροχές υπό μεγάλη πίεση $Q \leq 5 \text{ m}^3/\text{s}$, $p \leq 5 \text{ MPa}$.

Πλεονεκτήματα: Λειτουργεί ικανοποιητικά σε ευρύ φάσμα συνθηκών. Απλή, αξιόπιστη. Δεν χρειάζεται γόμωση.

Μειονεκτήματα: Παλλόμενη παροχή.

(ii) Αντλία με Οδοντωτούς Τροχούς

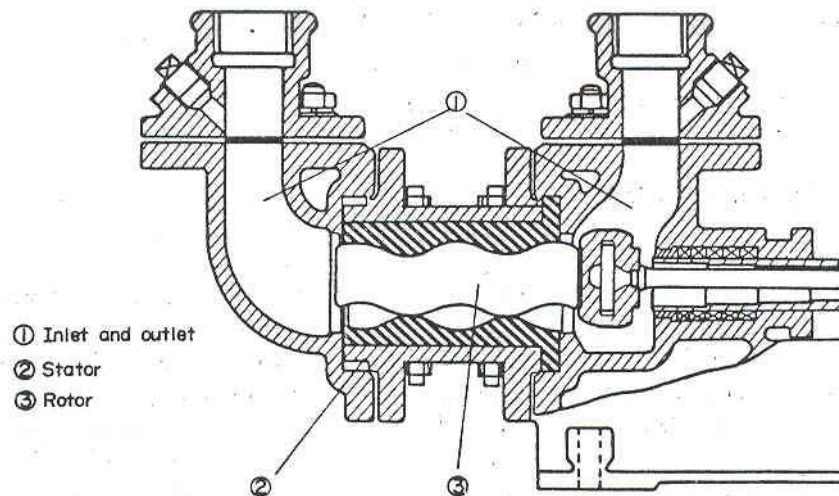


Σχήμα 12.2 Αντλία με οδοντωτούς τροχούς. (ο.π. Coulson & Richardson)

Κύριες εφαρμογές: είναι η πιο κοινή από τις αντλίες θετικής εκτοπίσεως, $p \leq 35 \text{ MPa}$.

Πλεονεκτήματα: Απλή, αξιόπιστη, δεν χρειάζεται γόμωση, λειτουργεί σε ευρύ φάσμα συνθηκών. Δίνει σχεδόν σταθερή παροχή και πίεση. Η παροχή είναι σχεδόν ανεξάρτητη από την πίεση στην έξοδο.

(iii) Αντλία Περιστρεφόμενου Κοχλίας



Σχήμα 12.3 Αντλία περιστρεφόμενου κοχλίας (mono pump) (ο.π. Coulson & Richardson)

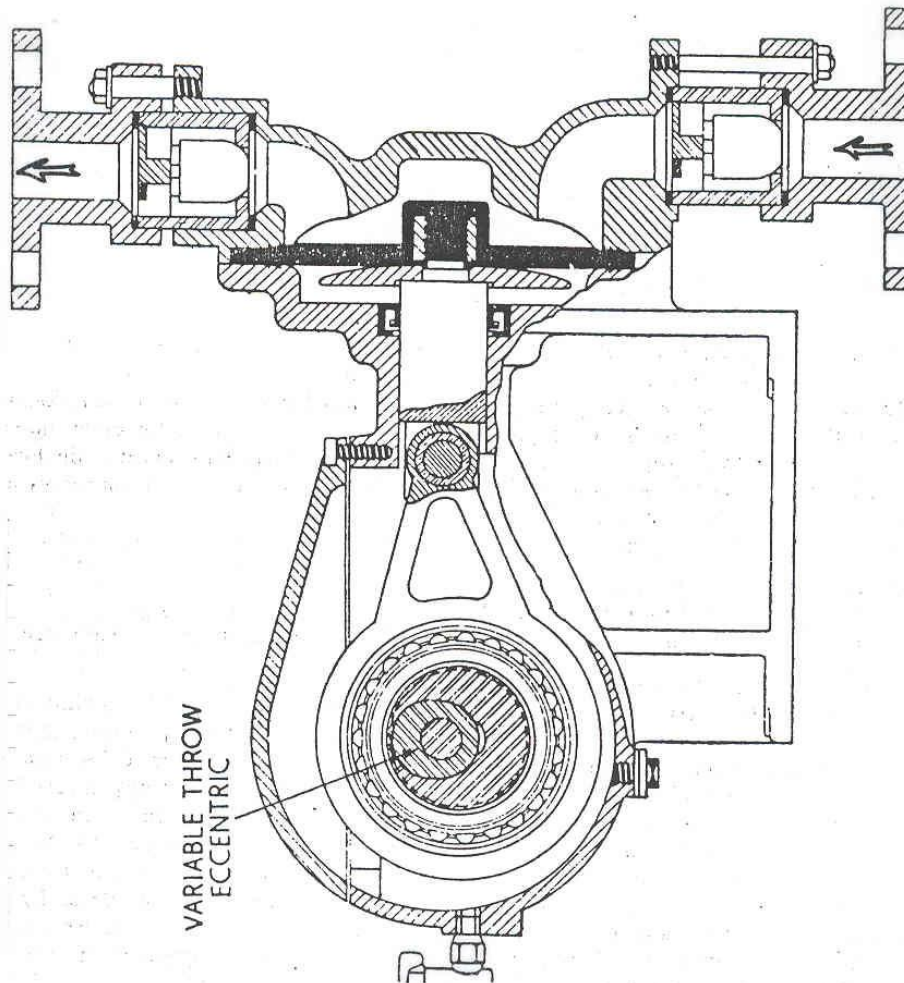
Κύριες εφαρμογές: Διακίνηση πολτών και κρεμών. Τροφοδοσία αιωρημάτων σε φιλτρόπρεσες.

Πλεονεκτήματα: Απλή, αξιόπιστη, αθόρυβη, μπορεί να αναπτύξει μεγάλες πιέσεις (μακρύτερος κοχλίας \rightarrow μεγαλύτερη πίεση), σχεδόν σταθερή παροχή.

Μειονεκτήματα: Μικρές ή μέτριες παροχές. Δεν πρέπει να λειτουργεί ξηρή.

(iv) Αντλία Διαφράγματος

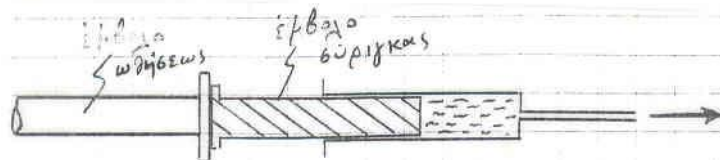
Κύριες εφαρμογές: Διαβρωτικά υγρά, ή αιωρήματα αποξεστικών στερεών σωματιδίων. Τα μόνα κινούμενα μέρη που έρχονται σε επαφή με το υγρό (βαλβίδες, διάφραγμα) είναι από ειδικά ανθεκτικά υλικά.



Σχήμα 12.4 Αντλία διαφράγματος
(ο.π. Coulson & Richardson)

(v) Δοσιμετρικές Αντλίες

Παραδείγματα: αντλίες οδοντωτών τροχών, παλινδρομικές αντλίες, αντλίες με διάφραγμα, περισταλτικές αντλίες, αντλίες εμβόλου-σύριγγας, κλπ.



Σχήμα 12.5 Αντλία εμβόλου-σύριγγας (Harvard pump)

(vi) Περισταλτικές Αντλίες

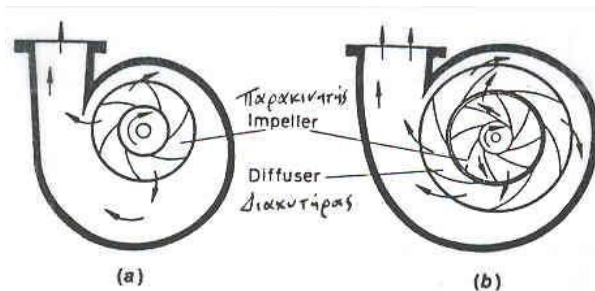
Το υγρό κινείται μέσα σε πλαστικό σωλήνα, προωθούμενο από ένα κινητό στέλεχος που συσφίγγει τελείως το σωλήνα σε δύο σημεία, κινώντας το θύλακα κατά τη φορά της ροής.



Σχήμα 12.6 Περισταλτική αντλία με τρεις κυλιόμενους κυλίνδρους συσφίξεως.

Κύριες εφαρμογές: Διακίνηση βιολογικών υγρών χωρίς φόβο μόλυνσεως. Διακίνηση διαβρωτικών υγρών. Μέτρηση και ρύθμιση μικρών παροχών.
 $Q \cong 0.1 - 500 \text{ ml/s}$.

(vii) Φυγοκεντρικές Αντλίες



Σχήμα 12.7 (a) Φυγοκεντρική αντλία ακτινικής ροής (b) Φυγοκεντρική αντλία ακτινικής ροής με πτερυγιακούς διακυτόρες. (ο.π. Coulson & Richardson.)

Κύριες εφαρμογές: Οι φυγοκεντρικές αντλίες είναι οι πλέον διαδεδομένες αντλίες στις χημικές και πετροχημικές βιομηχανίες. Είναι κατάλληλες για ποικίλα υγρά, γαλακτώματα, αιωρήματα, ακόμη και πολτούς. Λειτουργούν μέσα σε ευρύ φάσμα παραμέτρων και δίνουν ακόμη και πολύ μεγάλες παροχές.

Φυγοκεντρικές αντλίες ενός σταδίου δίνουν αύξηση υδροστατικής κεφαλής της τάξεως των $(30\text{m})\text{g} (\cong 294 \text{ m}^2/\text{s}^2)$. Όμως, πολυσταδιακές φυγοκεντρικές αντλίες, όπου η εκροή ενός σταδίου τροφοδοτείται στο επόμενο στάδιο κ.ο.κ., μπορούν να αναπτύξουν πολύ μεγαλύτερη υδροστατική κεφαλή.

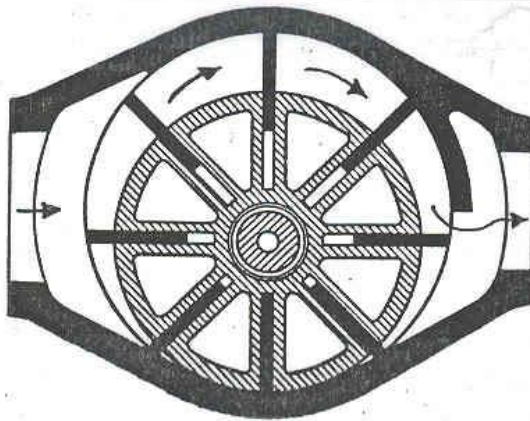
12.1-2 Αντλίες για αέρια

Οι ίδιοι ουσιαστικά τύποι αντλιών, που χρησιμοποιούνται για υγρά, χρησιμοποιούνται και για αέρια. Οι διαφορές στην κατασκευή οφείλονται βασικά στη μικρότερη πυκνότητα, το μικρότερο ιξώδες και τη μη αμελητέα συμπιεστότητα των αερίων. Κατά την άντληση αερίων σημαντικά ποσά μηχανικής ενέργειας μπορεί να χάνονται ως θερμότητα λόγω συμπίεσεως και εκτονώσεως που ποτέ δεν γίνονται εντελώς αντιστρεπτά.

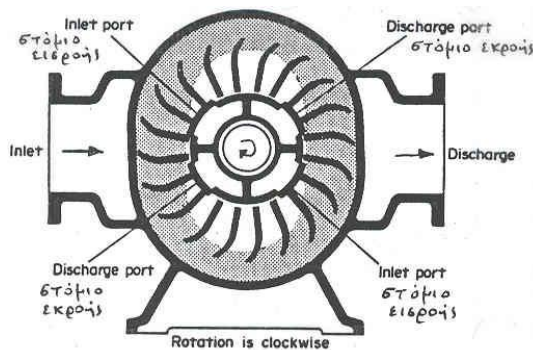
Εν γένει, αντλίες αερίων έχουν πολύ μεγαλύτερες ταχύτητες περιστροφής από αντλίες υγρών. Επίσης, μικρότερη αποδοτικότητα λόγω μεγαλύτερων σχετικά απωλειών.

Μια ειδική κατηγορία αντλιών αερίων, οι συμπιεστές, χρησιμοποιούνται για τη δημιουργία μεγάλων πιέσεων και πυκνοτήτων. Οι συμπιεστές θα μελετηθούν λεπτομερέστερα σε άλλο κεφάλαιο. Στα ακόλουθα δίνουμε, ενδεικτικά, μερικούς κοινούς τύπους αντλιών αερίων και συμπιεστών.

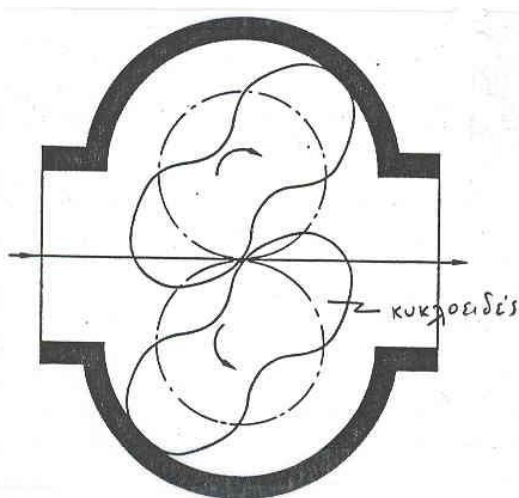
(i) Αντλίες Υψηλού Λόγου Συμπιέσεως



Σχήμα 12.8 Αντλία με ολισθαίνοντα περύγια. Δεξιόστροφη περιστροφή. Τα περύγια παρέχουν στεγανότητα και λίπανση, υφιστάμενα σταδιακή φθορά. (ο.π. Coulson & Richardson.)



Σχήμα 12.9 Αντλία με δακτύλιο υγρού. Το υγρό παρέχει στεγανότητα. Τα περύγια δεν υφίστανται μεγάλη φθορά. (Αντλία Nash Hytor) Δεξιόστροφη περιστροφή. Το υγρό παρέχεται στην πίεση εξόδου και συμπληρώνεται για να καλύψει απώλειες. (ο.π. Coulson & Richardson.)

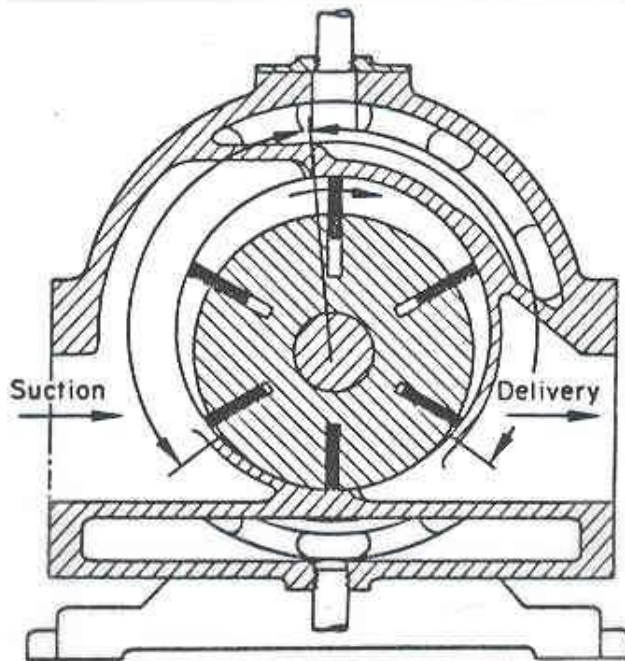


Σχήμα 12.10 Αντλία εκτοπίσεως με περιστρεφόμενα κυκλοειδή σώματα. (Αντλία του Roots). (ο.π. Coulson & Richardson.)

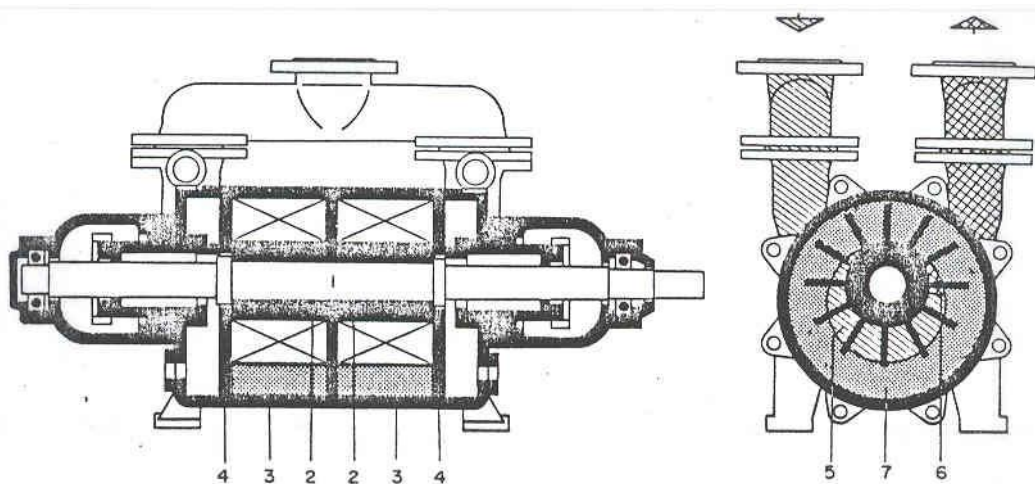
(ii) Αντλίες Χαμηλού Λόγου Συμπιέσεως

Κυρίως φυγοκεντρικές αντλίες και ανεμιστήρες αξονικής ή μικτής ροής (βλ. κατωτέρω).

(i) Αντλίες Κενού

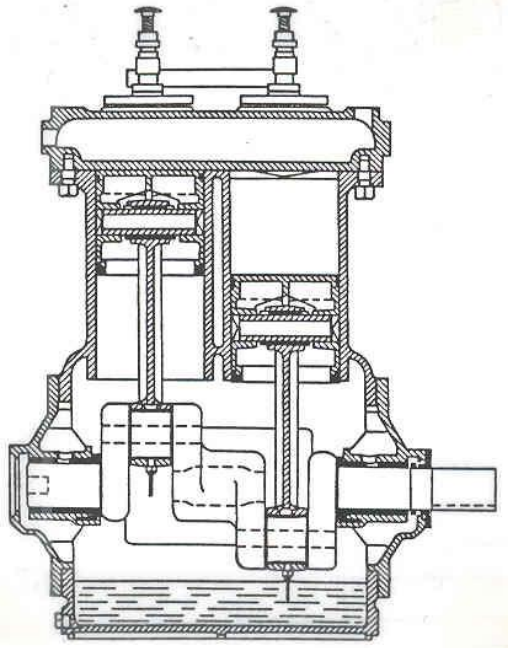


Σχήμα 12.11 Αντλία κενού, τύπου ολισθαινόντων περυσγίων.
(ο.π. Coulson & Richardson.)

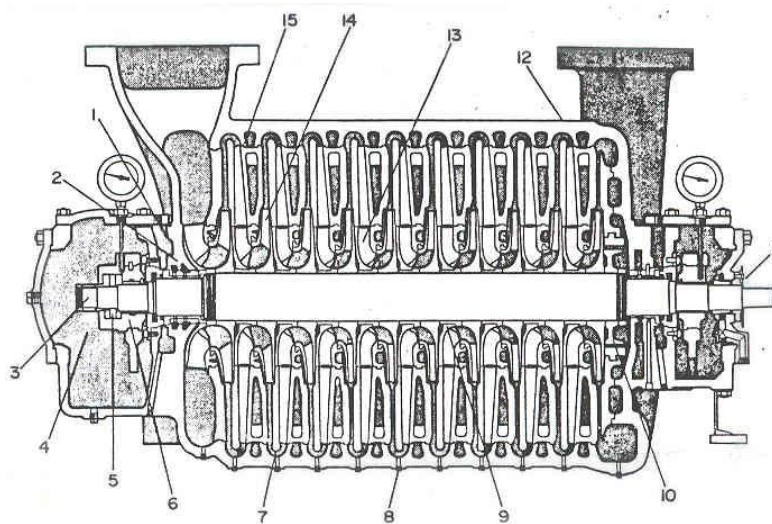


Σχήμα 12.12 Αντλία κενού, τύπου υγρού δακτυλίου, ενός σταδίου. 1 = άξονας, 2 = παρακινητής, 3 = περίβλημα, 4 = οδηγοί, 5 = στόμιο ροφήσεως, 6 = στόμιο εκροής, 7 = δακτύλιος υγρού. (ο.π. Coulson & Richardson.)

(iv) Συμπιεστές



Σχήμα 12.13 Παλινδρομικός συμπιεστής (με έμβολα και βαλβίδες). (ο.π. Coulson & Richardson.)

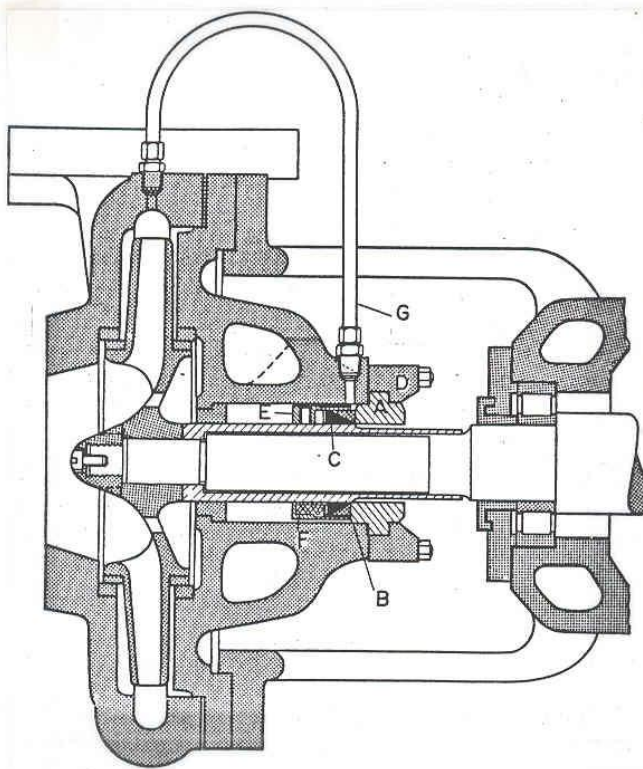


Σχήμα 12.14 Πολυσταδιακός φυγοκεντρικός συμπιεστής. (ο.π. Coulson & Richardson)

12.1-3 Μηχανική σφραγίδα για αντλίες

Η αποφυγή διαρροών, η ελαχιστοποίηση τριβών άξονα και η αύξηση της αποδοτικότητας αντλιών εξαρτώνται σημαντικά και από τη στεγανότητα στο σημείο όπου ο άξονας διαπερνά το περίβλημα. Οι σύγχρονες αντλίες υψηλής αποδοτικότητας χρησιμοποιούν ειδικές μηχανικές σφραγίδες.

Ένα παράδειγμα μηχανικής σφραγίδας για φυγοκεντρική αντλία φαίνεται στο Σχ. 12.15.



Σχήμα 12.15 Μηχανική σφραγίδα για φυγοκεντρική αντλία. (ο.π. Coulson & Richardson.)

A = στάσιμο έδρανο

D = στήριγμα εδράνου A

B = δακτύλιος γραφίτη

C = σφραγίδα, αποτελούμενη από σφηνοειδή δακτύλιο από TEFLON (πολυτετραφθοριού-χο αιθυλένιο)

F = ελατήριο που πιέζει τη σφραγίδα TEFLON επάνω στον άξονα

E = περίβλημα και στήριγμα του ελατηρίου F

G = σωλήνας για την τροφοδότηση ψυκτικού υγρού στην περιοχή της σφραγίδας.

Πέραν της καλής μηχανικής σφραγίδας, φυγοκεντρικές αντλίες μεγάλης γωνιακής ταχύτητας πρέπει να εφοδιάζονται με υψηλής ποιότητας ρουλεμάν, τα οποία αντέχουν σε αξονικά φορτία, ιδιαίτερα αν η ρόφηση γίνεται μόνο από τη μία πλευρά του στροφείου (δηλαδή της πτερωτής).

12.2 Ανάλυση φυγοκεντρικών αντλιών και άλλων στροβιλοαντλιών

Στροβιλομηχανές είναι μηχανές που συνεργάζονται με κινούμενα ρευστά κατευθύνοντας τη ροή με πτερύγια που είναι προσαρτημένα πάνω σε ένα περιστρεφόμενο στέλεχος (πτερωτή). Οι στροβιλομηχανές διακρίνονται σε

- (i) στροβιλοκινητήρες (turbines), οι οποίοι λαμβάνουν μηχανική ενέργεια από το ρευστό,
- (ii) στροβιλοαντλίες, οι οποίες δίνουν μηχανική ενέργεια στο ρευστό. Στην περίπτωση στροβιλοαντλιών, η πτερωτή καλείται και παρακινητής (impeller), αφού αυτή περιστρεφόμενη παρακινεί το ρευστό.

Σε αντίθεση με ό,τι συμβαίνει μέσα σε μηχανές θετικής εκτοπίσεως, το ρευστό σε μία στροβιλομηχανή δεν είναι ποτέ περιορισμένο σε έναν κλειστό θύλακα. Όλες οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ ρευστού και πτερωτής οφείλονται στη δυναμική δράση του ρευστού επί της πτερωτής ή αντιστρόφως.

Οι στροβιλοαντλίες, με τη σειρά τους μπορούν να διακριθούν στους ακόλουθους τύπους:

- (i) στροβιλοαντλίες ακτινικής ροής, ή φυγοκεντρικές αντλίες
- (ii) στροβιλοαντλίες αξονικής ροής

(iii) στροβιλοαντλίες μικτής (ακτινικής και αξονικής) ροής

Η μαθηματική ανάλυση στροβιλομηχανών βασίζεται, μεταξύ άλλων, και στο ισοζύγιο στροφορμής. Αρχίζουμε, λοιπόν, με την ανάπτυξη του ισοζυγίου στροφορμής.

12.2-1 Ισοζύγιο στροφορμής για αδρανειακό όγκο ελέγχου

Ένα σύστημα συντεταγμένων είναι αδρανειακό αν κινείται με σταθερή γραμμική ταχύτητα (χωρίς περιστροφή) σε σχέση με τους «ακίνητους» αστέρες. Στην πράξη, ένα σύστημα συντεταγμένων που είναι προσδεμένο στην επιφάνεια της γης μπορεί συχνά να θεωρηθεί ως αδρανειακό σύστημα, αν και στην πραγματικότητα δεν είναι, καθώς η γη περιστρέφεται, αλλά και μεταφέρεται με μη σταθερή ταχύτητα, σε σχέση με τους «ακίνητους» (δηλ. πολύ μακρινούς) αστέρες.

Κατά την ανάλυση στροβιλομηχανών, πάντως, η επιφάνεια της γης επιτρέπεται συνήθως να θεωρηθεί ως αδρανειακό σύστημα.

Ας θεωρήσουμε τώρα έναν αδρανειακό όγκο ελέγχου ∇ , Σχ. 12.16.

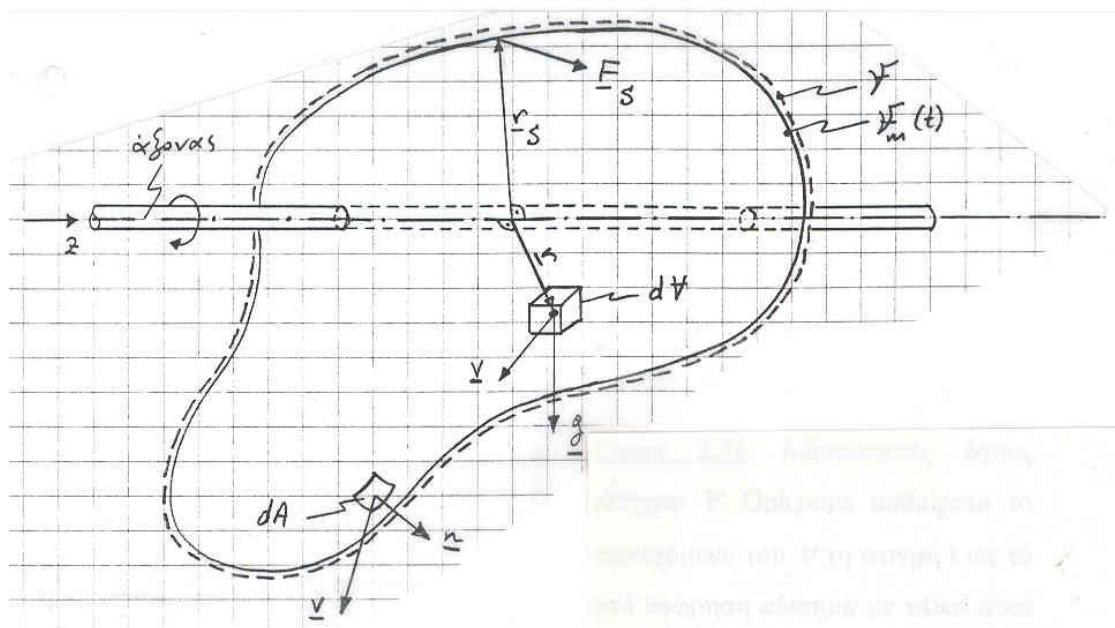
Ορίζουμε, αυθαίρετα, ως το υπό θεώρηση σύστημα το ρευστό που περιέχεται στον ∇ την αυθαίρετη στιγμή t . Θεωρώντας στροφορμές ως προς ένα αυθαίρετο άξονα z έχουμε,

\mathbf{r} = χωρικό άνυσμα θέσεως

\mathbf{v} = ταχύτητα ως προς ∇

$\mathbf{r} \times \mathbf{v}$ = στροφορμή ανά μονάδα μάζας (= γωνιακή ταχύτητα)

$(\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \rho d\forall$ = στροφορμή του διαφορικού υλικού στοιχείου όγκου $d\forall$



Σχήμα 12.16 Αδρανειακός όγκος ελέγχου ∇ . Ορίζουμε αυθαίρετα το περιεχόμενο του ∇ τη στιγμή t ως το υπό θεώρηση σύστημα με υλικό όγκο $\nabla_m(t)$. Στροφορμές και ροπές θεωρούνται ως προς έναν αυθαίρετο άξονα z .

$$\mathbf{H}(t) \equiv \iiint_{\nabla_m(t)} (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \rho d\forall = \left\{ \begin{array}{l} \text{στροφορμή του συστήματος} \\ \text{με υλικό όγκο } \nabla_m(t) \end{array} \right\} \quad (12.1)$$

Έστω, τώρα, ότι \mathbf{T} είναι η ροπή ως προς τον άξονα z που ασκείται επάνω στο σύστημα. Η Αρχή της στροφορμής για ένα σύστημα, εκφρασμένη ως προς ένα αδρανειακό σύστημα συντεταγμένων, δίνει

$$\mathbf{T} = \frac{d\mathbf{H}}{dt} \Bigg|_{\text{συστ}} \quad (\text{Αρχή της στροφορμής συστήματος}) \quad (12.2)$$

Η ροπή \mathbf{T} μπορεί να εκφραστεί ως

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}_{\text{shaft}} + \iiint_{V_m(t)} \mathbf{r} \times \mathbf{g} \rho \, dV + \mathbf{r}_S \times \mathbf{F}_S \quad (12.3)$$

όπου

$\mathbf{T}_{\text{shaft}}$ = ροπή που ασκείται επάνω στο σύστημα μέσω ενός εμβόλου (κατά τον άξονα z)

\mathbf{F}_S = επιφανειακή δύναμη που ασκείται σε ένα σημείο της επιφάνειας με άνυσμα θέσεως \mathbf{r}_S

$\iiint_{V_m(t)} \mathbf{r} \times \mathbf{g} \rho \, dV =$ ροπή που ασκείται στο σύστημα από τη βαρύτητα (ή, πιό γενικά, από σωματικές δυνάμεις)

Για να προσδιορίσουμε, τώρα, την έκφραση του ισοζυγίου στροφορμής για τον όγκο ελέγχου ∇ , χρησιμοποιούμε το θεώρημα μεταφοράς του Reynolds,

$$\frac{dN}{dt} \Bigg|_{\text{συστ}} = \frac{d}{dt} \iiint_{\nabla} \eta \rho \, dV + \iint_A \eta \rho \mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{n}} \, dA \quad (12.4)$$

όπου η = εντατική ιδιότητα (N ανά μονάδα μάζας)

$$N \equiv \iiint_{V_m(t)} \eta \rho \, dV = \text{εκτατική ιδιότητα του συστήματος}$$

Κάνοντας την υποκατάσταση: $\eta = \mathbf{r} \times \mathbf{v}$, $N = \mathbf{H}$, λαμβάνουμε

$$\frac{d\mathbf{H}}{dt} \Bigg|_{\text{συστ}} = \frac{d}{dt} \iiint_{\nabla} (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \rho \, dV + \iint_A (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \rho \mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{n}} \, dA \quad (12.5)$$

Τώρα, οι Εξ. (12.2), (12.3) και (12.5) δίνουν

$$\mathbf{T}_{\text{shaft}} + \iiint_{V_m(t)} (\mathbf{r} \times \mathbf{g}) \rho \, dV + \mathbf{r}_S \times \mathbf{F}_S = \frac{d}{dt} \iiint_{\nabla} (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \rho \, dV + \iint_A (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \rho \mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{n}} \, dA$$

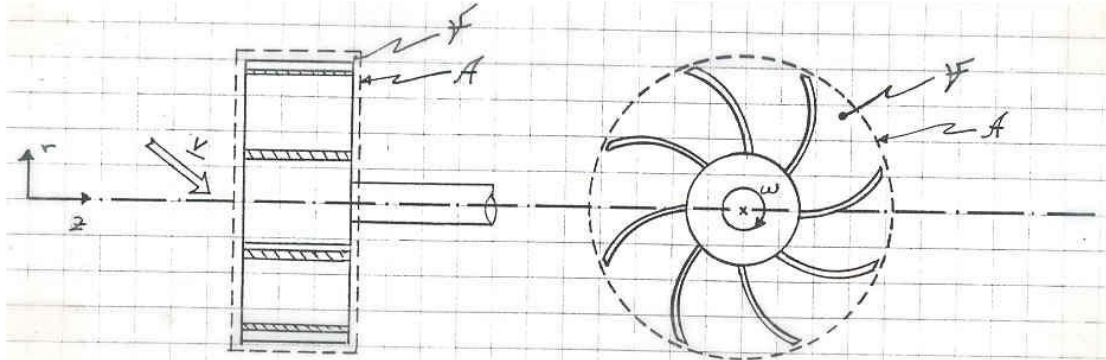
Παρατηρούμε, όμως, ότι τη στιγμή t έχουμε $\nabla_m = \nabla$. Επίσης, τη στιγμή t οι ροπές που ασκούνται στο σύστημα συμπίπτουν με εκείνες που ασκούνται στο περιεχόμενο του όγκου ελέγχου. Έτσι η τελευταία εξίσωση μπορεί να γραφεί ως

$$\mathbf{T}_{\text{shaft}} + \iiint_{\nabla} (\mathbf{r} \times \mathbf{g}) \rho \, dV + \mathbf{r}_S \times \mathbf{F}_S = \frac{d}{dt} \iiint_{\nabla} (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \rho \, dV + \iint_A (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \rho \mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{n}} \, dA \quad (12.6)$$

Στην Εξ. (12.6) η ταχύτητα \mathbf{v} μετράται ως προς τον (αδρανειακό) όγκο ελέγχου ∇ . Η δύναμη \mathbf{F}_S και η ροπή $\mathbf{T}_{\text{shaft}}$ ασκούνται στο περιεχόμενο του όγκου ελέγχου.

12.2-2 Εφαρμογή του ισοζυγίου στροφορμής σε στροβιλοαντλίες

Ας θεωρήσουμε μια στροβιλοαντλία, Σχ. 12.17. Ορίζουμε τον όγκο ελέγχου ∇ έτσι που μόλις να περικλείει τον παρακινητή. Ο όγκος ελέγχου είναι σταθερός ως προς το έδαφος (ή κινείται με σταθερή ταχύτητα) ενώ ο παρακινητής περιστρέφεται με γωνιακή ταχύτητα ω μέσα στον ∇ .



Σχήμα 12.17 Τυπικός παρακινητής στροβιλοαντλίας ακτινικής ροής

Θα κάνουμε τις ακόλουθες υποθέσεις.

1. Μόνιμη λειτουργία
2. Μηδενική ροπή από βαρύτητα, λόγω της εκ κατασκευής συμμετρίας του παρακινητή
3. Η καθαρή επιφανειακή δύναμη \mathbf{F}_s από ιξώδεις τάσεις είναι αμελητέα.

Με αυτές τις υποθέσεις η Εξ. (12.6) ανάγεται στην απλούστερη σχέση

$$\mathbf{T}_{\text{shaft}} = \iint_A (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \rho \mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{n}} dA \quad (12.7)$$

Για μόνιμη λειτουργία οι υποθέσεις 1 και 2 είναι ουσιαστικά αληθείς. Η υπόθεση 3 είναι αμφισβητήσιμη, καθόσον οι ιξώδεις τάσεις δίνουν μία μη-μηδενική ροπή $\mathbf{r}_s \times \mathbf{F}_s$. Αγνοώντας αυτή την ιξώδη ροπή κάνουμε μια εξιδανικευμένη ανάλυση που δίνει αποτελέσματα χονδρικής ακριβείας.

Σε αυτό το σημείο θα κάνουμε μια μικρή αλλά χρήσιμη τροποποίηση της Εξ. (12.7). Παρατηρούμε ότι $\mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{n}}$ είναι η συνιστώσα της ροής του ρευστού η κάθετη προς την επιφάνεια ελέγχου A , καθόσον η \mathbf{v} μετράται ως προς ∇ . Αν, τώρα, συμβολίσουμε με \mathbf{v}_π την ταχύτητα του ρευστού ως προς τον περιστρεφόμενο παρακινητή, τότε

$$\mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{n}} = \mathbf{v}_\pi \cdot \hat{\mathbf{n}} \quad (12.8)$$

καθόσον τα ανύσματα \mathbf{v} και \mathbf{v}_π διαφέρουν μόνο ως προς την εφαπτομενική συνιστώσα (ο παρακινητής δεν κινείται σε σχέση με τον όγκο ελέγχου ∇ προς τη διεύθυνση z). Έτσι, η Εξ. (12.7) μπορεί να γραφεί ως

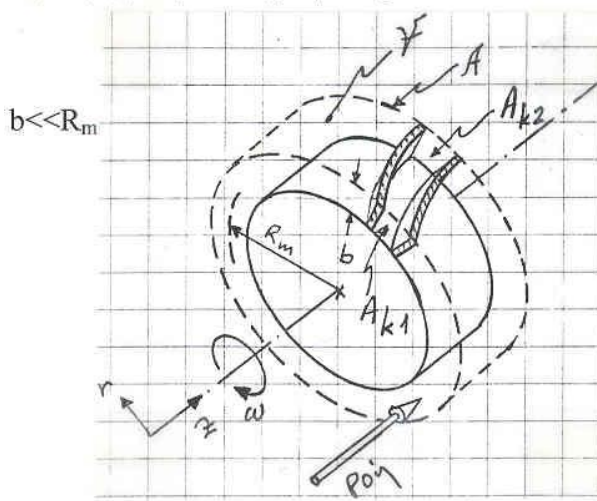
$$\mathbf{T}_{\text{shaft}} = \iint_A (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \rho \mathbf{v}_\pi \cdot \hat{\mathbf{n}} dA \quad (12.9)$$

βάσει των υποθέσεων 1, 2, 3.

Η Εξ. (12.9) αποτελεί το σημείο εκκίνησης για την ανάλυση στροβιλοαντλιών (και στροβιλοκινητήρων) υπό εξιδανικευμένες συνθήκες (βλ. υπόθεση 3). Στα ακόλουθα θα τη χρησιμοποιήσουμε για να αναλύσουμε στροβιλοαντλίες καθαρά αξονικής και καθαρά ακτινικής ροής.

12.2-3 Εξιδανικευμένη ανάλυση στροβιλοαντλίας αξονικής ροής

Ο παρακινητής μιας τυπικής στροβιλοαντλίας αξονικής ροής εικονίζεται στο Σχ. 12.18. Τα πτερύγια έχουν σχετικά μικρό ύψος b και είναι κυρτά. Ένα πτερύγιο σχηματίζει με τον άξονα γωνία β_1 στην είσοδο και γωνία β_2 στην έξοδο. Για να προχωρήσουμε στην ανάλυση ορίζουμε έναν όγκο ελέγχου ∇ που μόλις περικλείει τον παρακινητή. Ο ∇ είναι είτε ακίνητος επάνω στο έδαφος, ή κινείται με σταθερή ταχύτητα και συνεπώς θα θεωρηθεί αδρανειακός. Η ροή σε σχέση με τον παρακινητή είναι ουσιαστικά παράλληλη προς τον άξονα, γι' αυτό και ο χαρακτηρισμός της αντλίας αυτής ως στροβιλοαντλίας αξονικής ροής. Καλούμε A_{k1} την επιφάνεια μέσα από την οποία ρευστό εισέρχεται στο διαμέρισμα k και A_{k2} εκείνη από την οποία εξέρχεται, οπότε η Εξ. (12.9) μπορεί να γραφεί ως



Σχήμα 12.18 Παρακινητής στροβιλοαντλίας αξονικής ροής. Απεικονίζονται μόνο δύο πτερύγια για την απλότητα του σχήματος. Υποθέτουμε ότι ο παρακινητής έχει K διαμερίσματα πανομοιότυπα με το απεικονιζόμενο.

$$\mathbf{T}_{\text{shaft}} = \sum_{k=1}^K \mathbf{T}_k \quad \text{με} \quad \mathbf{T}_k = \iint_{A_{k1}} (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \rho \mathbf{v}_\pi \cdot \hat{\mathbf{n}} \, dA + \iint_{A_{k2}} (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \rho \mathbf{v}_\pi \cdot \hat{\mathbf{n}} \, dA \quad (12.10)$$

Σε αυτό το σημείο θα κάνουμε μερικές πρόσθετες υποθέσεις. Συγκεκριμένα

4. $b \ll R_m \Rightarrow \mathbf{r}_{k1} = \mathbf{r}_{k2} \cong R_m \hat{\mathbf{e}}_{kr}$

5. $\mathbf{v}_{k1} = \text{σταθ. επάνω στην } A_{k1}, \mathbf{v}_{k2} = \text{σταθ. επάνω στην } A_{k2}$

Τότε, η Εξ. (12.10) γίνεται

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_k &= (\mathbf{r}_{k1} \times \mathbf{v}_{k1}) \iint_{A_{k1}} \rho \mathbf{v}_\pi \cdot \hat{\mathbf{n}} \, dA + (\mathbf{r}_{k2} \times \mathbf{v}_{k2}) \iint_{A_{k2}} \rho \mathbf{v}_\pi \cdot \hat{\mathbf{n}} \, dA \\ &= -\dot{m}_k (\mathbf{r}_{k1} \times \mathbf{v}_{k1}) + \dot{m}_k (\mathbf{r}_{k2} \times \mathbf{v}_{k2}) = \dot{m}_k (\mathbf{r}_{k2} \times \mathbf{v}_{k2} - \mathbf{r}_{k1} \times \mathbf{v}_{k1}) \\ &\stackrel{\dot{m}_k = \frac{\dot{m}}{K}}{\downarrow} = \frac{\dot{m}}{K} R_m (\hat{\mathbf{e}}_{kr} \times \mathbf{v}_{k2} - \hat{\mathbf{e}}_{kr} \times \mathbf{v}_{k1}) \end{aligned} \quad (12.11)$$

Τώρα έχουμε:

$$\mathbf{T}_k = T_{kr} \hat{\mathbf{e}}_{kr} + T_{k\theta} \hat{\mathbf{e}}_{k\theta} + T_{kz} \hat{\mathbf{e}}_z \quad (12.12)$$

$$\mathbf{v}_k = \hat{\mathbf{e}}_{kr} v_{kr} + \hat{\mathbf{e}}_{k\theta} v_{k\theta} + \hat{\mathbf{e}}_z v_{kz} \quad (12.13)$$

Έχουμε επίσης

$$\hat{\mathbf{e}}_{kr} \times \mathbf{v}_{k1} = \hat{\mathbf{e}}_{kr} \times (\hat{\mathbf{e}}_{kr} v_{k1r} + \hat{\mathbf{e}}_{k\theta} v_{k1\theta} + \hat{\mathbf{e}}_z v_{k1z}) = (\hat{\mathbf{e}}_{kr} \times \hat{\mathbf{e}}_{k\theta}) v_{k1\theta} + (\hat{\mathbf{e}}_{kr} \times \hat{\mathbf{e}}_z) v_{k1z} = \hat{\mathbf{e}}_z v_{k1\theta} - \hat{\mathbf{e}}_{k\theta} v_{k1z}$$

$$\dot{\mathbf{e}}_{kr} \times \mathbf{v}_{k1} = \dot{\mathbf{e}}_z \mathbf{v}_{k10} - \dot{\mathbf{e}}_{k0} \mathbf{v}_{k1z} \quad (12.14)$$

Ομοίως

$$\dot{\mathbf{e}}_{kr} \times \mathbf{v}_{k2} = \dot{\mathbf{e}}_z \mathbf{v}_{k20} - \dot{\mathbf{e}}_{k0} \mathbf{v}_{k2z} \quad (12.15)$$

Υποκαθιστώντας παίρνουμε

$$\mathbf{T}_{kr} \dot{\mathbf{e}}_{kr} + \mathbf{T}_{k0} \dot{\mathbf{e}}_{k0} + \mathbf{T}_{kz} \dot{\mathbf{e}}_z = \frac{\dot{m}}{K} \mathbf{R}_m (\mathbf{v}_{k20} - \mathbf{v}_{k10}) \dot{\mathbf{e}}_z - \frac{\dot{m}}{K} \mathbf{R}_m (\mathbf{v}_{k2z} - \mathbf{v}_{k1z}) \dot{\mathbf{e}}_{k0} \quad (12.16)$$

Παρατηρούμε ότι

$$\mathbf{T}_{kr} = 0 \quad (12.17)$$

Παρατηρούμε επίσης ότι

$$\mathbf{v}_{k10} = \mathbf{v}_{10} \quad \mathbf{v}_{k20} = \mathbf{v}_{20} \quad \text{για } k = 1, 2, \dots, K \quad (12.18)$$

$$\mathbf{v}_{k1z} = \mathbf{v}_{1z} \quad \mathbf{v}_{k2z} = \mathbf{v}_{2z} \quad \text{για } k = 1, 2, \dots, K \quad (12.19)$$

οπότε παίρνουμε

$$\mathbf{T}_k = \frac{\dot{m}}{K} \mathbf{R}_m [(\mathbf{v}_{20} - \mathbf{v}_{10}) \dot{\mathbf{e}}_z - (\mathbf{v}_{2z} - \mathbf{v}_{1z}) \dot{\mathbf{e}}_{k0}] \quad (12.20)$$

Αθροίζοντας λαμβάνουμε

$$\mathbf{T}_{\text{shaft}} = \sum_{k=1}^K \mathbf{T}_k = \frac{\dot{m}}{K} \mathbf{R}_m (\mathbf{v}_{20} - \mathbf{v}_{10}) K \dot{\mathbf{e}}_z - \frac{\dot{m}}{K} \mathbf{R}_m (\mathbf{v}_{2z} - \mathbf{v}_{1z}) \sum_{k=1}^K \dot{\mathbf{e}}_{k0} \quad (12.21)$$

Λόγω συμμετρίας έχουμε $\sum_{k=1}^K \dot{\mathbf{e}}_{k0} = 0$, οπότε

$$\boxed{\mathbf{T}_{\text{shaft}} = \mathbf{T}_{\text{shaft}} \dot{\mathbf{e}}_z = \dot{m} \mathbf{R}_m (\mathbf{v}_{20} - \mathbf{v}_{10}) \dot{\mathbf{e}}_z} \quad (12.22)$$

ή

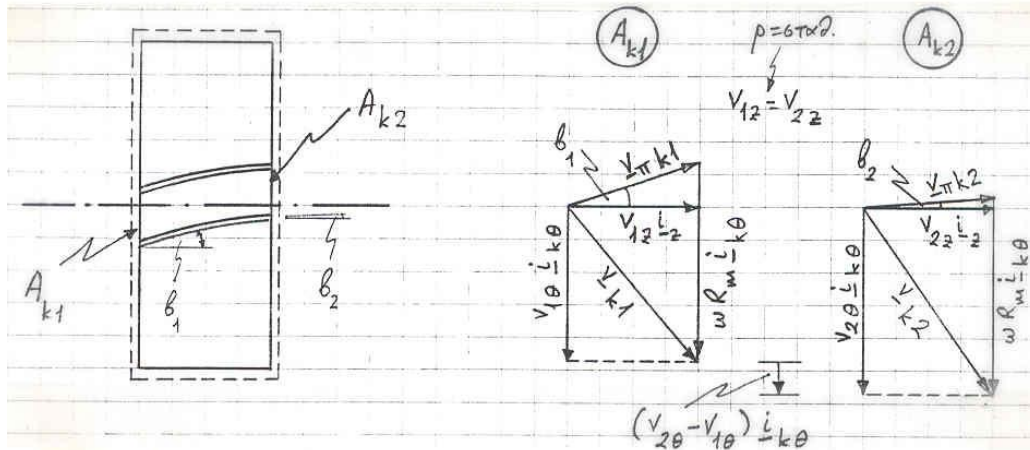
$$\boxed{\mathbf{T}_{\text{shaft}} = \dot{m} \mathbf{R}_m (\mathbf{v}_{20} - \mathbf{v}_{10})} \quad (12.22')$$

Η Εξ. (12.22), βάσει των υποθέσεων 1, 2, 3, 4 και 5, ισχύει έστω και αν $\rho_1 \neq \rho_2$, δηλαδή για συμπίεστο ρευστό.

Θα χρησιμοποιήσουμε τώρα την Εξ. (12.22') για να μελετήσουμε την εξάρτηση της ροπής $\mathbf{T}_{\text{shaft}}$ από τη γωνιακή ταχύτητα ω και την ογκομετρική παροχή Q . Αυτό το επιτυγχάνουμε με τη βοήθεια των πολυγώνων των ταχυτήτων στην είσοδο και έξοδο. Εδώ, για την απλότητα του υπολογισμού, θα κάνουμε τις ακόλουθες πρόσθετες υποθέσεις:

6. $\mathbf{v}_\pi //$ πτερύγια (δηλαδή για ένα παρατηρητή που κινείται με τον παρακίνητη, η ταχύτητα του ρευστού είναι παντού παράλληλη προς τα πτερύγια)
7. $\rho_1 = \rho_2 = \rho = \text{σταθ.}$ (ασυμπίεστο ρευστό).

Τα πολύγωνα ταχυτήτων που προκύπτουν από τις υποθέσεις μας είναι



Σχήμα 12.19 Πολύγωνα ταχυτήτων για στροβιλοαντλία αξονικής ροής και ασυμπίεστο ρευστό.

Αποδεικνύεται απλά ότι

$$v_{20} - v_{10} = v_{1z} (\tan \beta_1 - \tan \beta_2) \quad (12.23)$$

και

$$v_{1z} = \frac{\dot{m}}{2\pi R_m b \rho} \quad (12.24)$$

συνεπώς

$$v_{20} - v_{10} = \frac{\dot{m}}{2\pi R_m b \rho} (\tan \beta_1 - \tan \beta_2) = \frac{Q}{2\pi R_m b} (\tan \beta_1 - \tan \beta_2) \quad (12.25)$$

Οι Εξ. (12.22') και (12.25) δίνουν

$$T_{\text{shaft}} = \rho \frac{Q^2}{2\pi b} (\tan \beta_1 - \tan \beta_2) \quad (12.26)$$

Η ισχύς που αποδίδει η (ιδανική) αντλία είναι

$$\dot{W}_{\text{id.}} = T_{\text{shaft}} \omega = \rho \frac{\omega Q^2}{2\pi b} (\tan \beta_1 - \tan \beta_2) \quad (12.27)$$

Η ισχύς την οποία αποδίδει η πραγματική αντλία στο ρευστό (παραγόμενη ισχύς) συμβολίζεται με $\dot{W}_{\text{πρ.}}$ και είναι πάντα μικρότερη από την ισχύ την οποία θα απέδιδε η ιδανική αντλία, $\dot{W}_{\text{id.}}$. Ο λόγος $\eta = \dot{W}_{\text{πρ.}} / \dot{W}_{\text{id.}}$ ορίζεται ως ο συντελεστής αποδοτικότητας της αντλίας και είναι μικρότερος της μονάδας.

Θα καλέσουμε H ($[=]$ m) την “κεφαλή” που αναπτύσσει η αντλία. Η κεφαλή H συνδέεται με την ισχύ $\dot{W}_{\text{πρ.}}$ ως εξής

$$H \equiv \frac{\dot{W}_{\text{πρ.}}}{\dot{m} g} = \frac{\rho \omega Q^2 \eta}{\rho g Q} \quad (12.28)$$

Από τις Εξ. (12.27) και (12.28) λαμβάνουμε

$$H = \frac{\eta \omega Q}{2\pi b g} (\tan \beta_1 - \tan \beta_2) \quad (12.29)$$

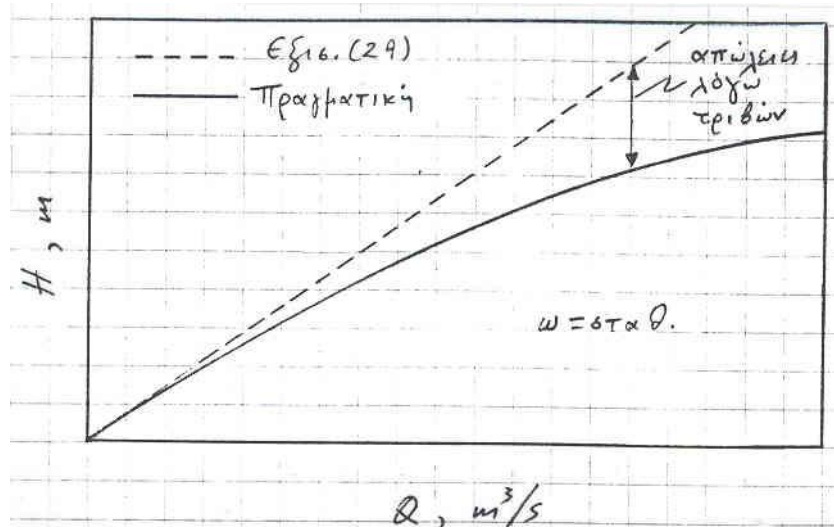
Παρατηρούμε ότι, για ιδανική ροή ($\eta = 1$), η κεφαλή H είναι ανεξάρτητη των ιδιοτήτων του ρευστού! Παρατηρούμε επίσης ότι στην προκειμένη περίπτωση η κεφαλή H αυξάνει γραμμικά με την παροχή Q για $\omega = \text{σταθ.}$ (και $\beta_1 > \beta_2$).

Η αύξηση πίεσεως μεταξύ εισόδου και εξόδου, Δp , δίνεται από την σχέση

$$\Delta p = H\rho g = \rho \frac{\eta\omega Q}{2\pi b} (\tan\beta_1 - \tan\beta_2) \quad (12.30)$$

Παρατηρούμε ότι η αύξηση πίεσεως Δp είναι ανάλογη της πυκνότητας ρ . Αυτό εξηγεί γιατί αντλίες αυτού του τύπου απαιτούν γόμωση για να διακινήσουν ένα υγρό. Όταν η αντλία είναι ακόμη γεμάτη αέρα, η Δp είναι ανάλογη της πυκνότητας του αέρα και έτσι πολύ μικρότερη από εκείνη την τιμή που απαιτείται για να διακινήσει το υγρό. Μετά τη γόμωση με υγρό, η Δp γίνεται ανάλογη της πυκνότητας του υγρού και η άντληση καθίσταται δυνατή.

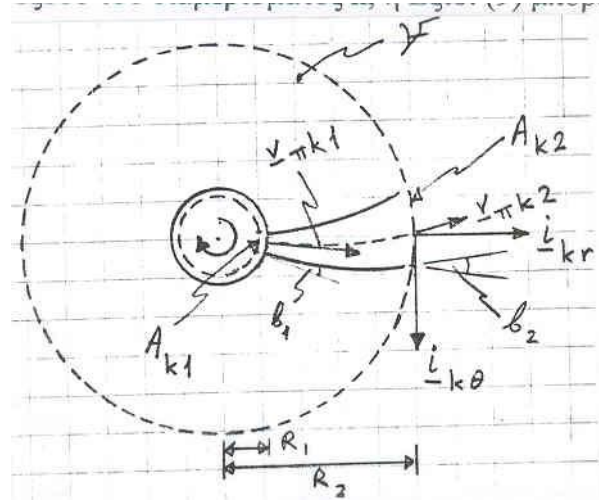
Κλείνοντας αυτή την ενότητα πρέπει να υπογραμμίσουμε ότι στην ανάλυσή μας αγνοήσαμε τις απώλειες λόγω ιξωδών τριβών (βλ. υπόθεση 3). Στην πράξη, απώλειες λόγω ιξωδών τριβών είναι σημαντικές και δίνουν αποκλίσεις από τις ιδανικές σχέσεις (βλ. και την επόμενη ενότητα). Η χαρακτηριστική καμπύλη της αντλίας (H έναντι Q), διαφέρει από την Εξ. (12.29).



Σχήμα 12.20 Χαρακτηριστική καμπύλη στροβιλοαντλίας αξονικής ροής

12.2-4 Εξιδανικευμένη ανάλυση στροβιλοαντλίας ακτινικής ροής (ή φυγοκεντρική αντλία)

Ο παρακινητής μιας τυπικής στροβιλοαντλίας ακτινικής ροής εικονίζεται στο Σχ. 12.21. Τα πτερύγια έχουν εύρος b (κατά τον άξονα z) και είναι κυρτά. Ένα πτερύγιο σχηματίζει με την αντίστοιχη ακτίνα γωνία β_1 στην είσοδο και γωνία β_2 στην έξοδο. Θεωρούμε ένα αδρανειακό όγκο ελέγχου ∇ που μόλις περικλείει τον παρακινητή. Η ροή σε σχέση με τον παρακινητή είναι κυρίως κατά την ακτινική διεύθυνση, γι' αυτό και η αντλία χαρακτηρίζεται ως στροβιλοαντλία ακτινικής ροής ή και φυγοκεντρική αντλία. Καλώντας A_{k1} και A_{k2} την είσοδο και έξοδο του διαμερίσματος k , η Εξ. (12.9) μπορεί να γραφεί ως



Σχήμα 12.21. Παρακινητής στροβιλοαντλίας ακτινικής ροής. Απεικονίζονται μόνο τα δύο γειτονικά περύγια που περικλείουν το διαμέρισμα k . Ο παρακινητής έχει K διαμερίσματα πανομοιότυπα με το απεικονιζόμενο. Ο άξονας z είναι κάθετος στη σελίδα και με κατεύθυνση προς αυτή. Μήκος παρακινητή κατά $z = b$.

$$\mathbf{T}_{\text{shaft}} = \sum_{k=1}^K \mathbf{T}_k \quad \text{με} \quad \mathbf{T}_k = \iint_{A_{k1}} (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \rho \mathbf{v}_\pi \cdot \hat{\mathbf{n}} \, dA + \iint_{A_{k2}} (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) \rho \mathbf{v}_\pi \cdot \hat{\mathbf{n}} \, dA \quad (12.31)$$

Εκτός των υποθέσεων 1, 2 και 3 που έχουν ενσωματωθεί στην Εξ. (12.9) θα κάνουμε τις ακόλουθες υποθέσεις

4. $\mathbf{v}_{k1} = \text{σταθ. επάνω στην } A_{k1}$, $\mathbf{v}_{k2} = \text{σταθ. επάνω στην } A_{k2}$
5. $\mathbf{v}_{\pi k} // \text{ επιφάνεια που χωρίζει το διαμέρισμα } k \text{ στη μέση, Σχ. 12.21.}$

Τότε η Εξ. (12.31) γίνεται

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_k &= (\mathbf{r}_{k1} \times \mathbf{v}_{k1}) \iint_{A_{k1}} \rho \mathbf{v}_\pi \cdot \hat{\mathbf{n}} \, dA + (\mathbf{r}_{k2} \times \mathbf{v}_{k2}) \iint_{A_{k2}} \rho \mathbf{v}_\pi \cdot \hat{\mathbf{n}} \, dA \\ &= -\dot{m}_k (\mathbf{r}_{k1} \times \mathbf{v}_{k1}) + \dot{m}_k (\mathbf{r}_{k2} \times \mathbf{v}_{k2}) = \dot{m}_k (\mathbf{r}_{k2} \times \mathbf{v}_{k2} - \mathbf{r}_{k1} \times \mathbf{v}_{k1}) \\ &= \frac{\dot{m}}{K} (\mathbf{r}_{k2} \times \mathbf{v}_{k2} - \mathbf{r}_{k1} \times \mathbf{v}_{k1}) \end{aligned} \quad (12.32)$$

Τώρα,

$$\mathbf{T}_k = T_{kr} \hat{\mathbf{e}}_{kr} + T_{k\theta} \hat{\mathbf{e}}_{k\theta} + T_{kz} \hat{\mathbf{e}}_z \quad (12.33)$$

$$\mathbf{v}_k = v_{kr} \hat{\mathbf{e}}_{kr} + v_{k\theta} \hat{\mathbf{e}}_{k\theta} \quad \left(\begin{array}{c} \downarrow \\ v_{kz} = 0 \end{array} \right) \quad (12.34)$$

Έτσι,

$$\mathbf{r}_{k1} \times \mathbf{v}_{k1} = R_1 \hat{\mathbf{e}}_{kr} \times (v_{k1r} \hat{\mathbf{e}}_{kr} + v_{k1\theta} \hat{\mathbf{e}}_{k\theta}) = R_1 v_{k1\theta} \hat{\mathbf{e}}_{kr} \times \hat{\mathbf{e}}_{k\theta} = R_1 v_{k1\theta} \hat{\mathbf{e}}_z \quad (12.35)$$

Ομοίως,

$$\mathbf{r}_{k2} \times \mathbf{v}_{k2} = R_2 v_{k2\theta} \hat{\mathbf{e}}_z \quad (12.36)$$

Υποκαθιστώντας στην Εξ. (12.32) παίρνουμε

$$T_{kr} \hat{e}_{kr} + T_{k\theta} \hat{e}_{k\theta} + T_{kz} \hat{e}_z = \frac{\dot{m}}{K} (R_2 v_{k2\theta} - R_1 v_{k1\theta}) \hat{e}_z \quad (12.37)$$

Αρα

$$T_{kr} = T_{k\theta} = 0 \quad , \quad T_{kz} = \frac{\dot{m}}{K} (R_2 v_{k2\theta} - R_1 v_{k1\theta}) \quad (12.38)$$

Όμως

$$v_{k1\theta} = v_{1\theta} \quad , \quad v_{k2\theta} = v_{2\theta} \quad \text{για } k = 1, 2, \dots, K \quad (12.39)$$

συνεπώς

$$T_{kz} = \frac{\dot{m}}{K} (R_2 v_{2\theta} - R_1 v_{1\theta}) \quad (12.40)$$

Τέλος, από τις Εξ. (12.31) και (12.40) παίρνουμε

$$\boxed{\mathbf{T}_{\text{shaft}} = T_{\text{shaft}} \hat{e}_z} \quad (12.41)$$

$$\boxed{T_{\text{shaft}} = \dot{m} (R_2 v_{2\theta} - R_1 v_{1\theta})} \quad \text{βάσει των υποθέσεων 1, 2, 3, 4, 5.}$$

Η Εξ. (12.41) ισχύει έστω και αν $\rho_1 \neq \rho_2$, δηλαδή για συμπιεστό ρευστό. Θα χρησιμοποιήσουμε τώρα την Εξ. (12.41) για να μελετήσουμε την εξάρτηση της ροπής T_{shaft} από τη γωνιακή ταχύτητα ω και την παροχή Q . Αυτό το επιτυγχάνουμε με τη βοήθεια των πολυγώνων ταχυτήτων στην είσοδο και έξοδο.

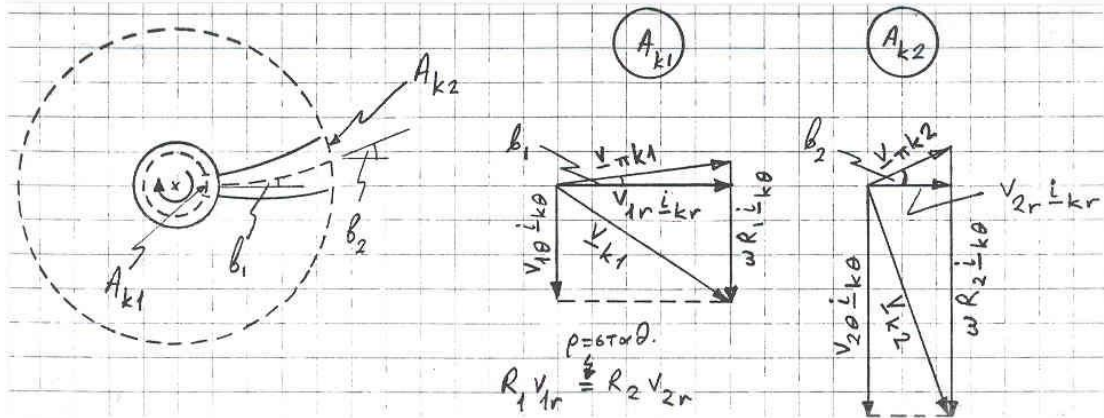
Υποθέτοντας για την απλότητα του υπολογισμού,

6. $\rho_1 = \rho_2 = \rho = \text{σταθ.}$ (ασυμπίεστο ρευστό)

το ισοζύγιο μάζας μας δίνει

$$R_1 v_{1r} = R_2 v_{2r} = \frac{\dot{m}}{2\pi b r} = \frac{Q}{2\pi b} \quad (12.42)$$

Τα πολύγωνα ταχυτήτων φαίνονται στο Σχ. 12.22.



Σχήμα 12.22 Πολύγωνα ταχυτήτων για στροβιλοαντλία ακτινικής ροής και ασυμπίεστο ρευστό

Αποδεικνύεται εύκολα ότι

$$\begin{aligned} R_2 v_{2\theta} - R_1 v_{1\theta} &= \omega (R_2^2 - R_1^2) - R_2 v_{2r} \tan \beta_2 + R_1 v_{1r} \tan \beta_1 \\ &\stackrel{\text{Εξ. (12.42)}}{\downarrow} \\ &= \omega (R_2^2 - R_1^2) - \frac{Q}{2\pi b} (\tan \beta_2 - \tan \beta_1) \end{aligned} \quad (12.43)$$

Οι Εξ. (12.41) και (12.43) δίνουν

$$T_{\text{shaft}} = \rho Q \omega (R_2^2 - R_1^2) - \rho \frac{Q^2}{2\pi b} (\tan \beta_2 - \tan \beta_1) \quad (12.44)$$

Έχουμε επίσης

$$\dot{W}_{\text{id.}} = T_{\text{shaft}} \omega = \rho Q \omega^2 (R_2^2 - R_1^2) - \rho \frac{Q^2 \omega}{2\pi b} (\tan \beta_2 - \tan \beta_1) \quad (12.45)$$

Η κεφαλή την οποία αναπτύσσει η αντλία εξαρτάται από την ισχύ $\dot{W}_{\text{πρ.}}$, την οποία η πραγματική αντλία προσδίδει στο ρευστό. Η τελευταία σχετίζεται με την ισχύ που αναπτύσσει η ιδανική αντλία με τη σχέση $\dot{W}_{\text{πρ.}} = \eta \dot{W}_{\text{id.}}$, γιατί στην πραγματικότητα οι ιξώδεις τριβές (που εμείς εδώ αγνοήσαμε, θέτοντας $\mathbf{r}_s \times \mathbf{F}_s = \mathbf{0}$) δεν είναι αμελητέες. Έτσι,

$$H = \frac{\dot{W}_{\text{πρ.}}}{\dot{m}g} = \frac{\eta \omega^2}{g} (R_2^2 - R_1^2) - \frac{\eta Q \omega}{2\pi b g} (\tan \beta_2 - \tan \beta_1) \quad (12.46)$$

$$\Delta p = \rho g H = \eta \rho \left[\omega^2 (R_2^2 - R_1^2) - \frac{Q \omega}{2\pi b} (\tan \beta_2 - \tan \beta_1) \right] \quad (12.47)$$

Βλέπουμε ξανά ότι η κεφαλή H για ιδανική ροή, $\eta = 1$, είναι ανεξάρτητη των ιδιοτήτων του ρευστού και ότι $\Delta p \sim \rho$. Γι' αυτόν το λόγο οι φυγοκεντρικές αντλίες χρειάζονται γόμωση.

Απλούστερες μορφές των ανωτέρω εξισώσεων λαμβάνονται για $R_1^2 \ll R_2^2$ και $\beta_1 = 0$, όπως συμβαίνει συνήθως στην πράξη.

Τότε,

$$T_{\text{shaft}} = \rho \left(Q \omega R_2^2 - \frac{Q^2}{2\pi b} \tan \beta_2 \right) \quad (12.48)$$

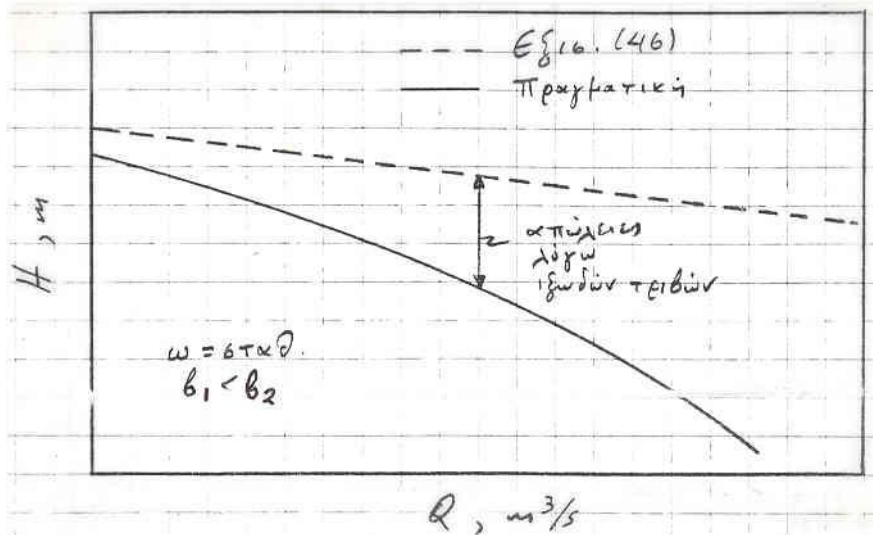
$$\dot{W}_{\text{id.}} = \rho \left(Q \omega^2 R_2^2 - \frac{Q^2 \omega}{2\pi b} \tan \beta_2 \right) \quad (12.49)$$

$$H = \frac{\eta \omega^2 R_2^2}{g} - \frac{\eta Q \omega}{2\pi b g} \tan \beta_2 \quad (12.50)$$

$$\Delta p = \eta \rho \left(\omega^2 R_2^2 - \frac{Q \omega}{2\pi b} \tan \beta_2 \right) \quad (12.51)$$

Για $\beta_1 < \beta_2$ βλέπουμε ότι η κεφαλή H μειώνεται καθώς η παροχή Q αυξάνει, για $\omega = \text{σταθ.}$. Αντιθέτως, για $\beta_1 > \beta_2$ η κεφαλή H αυξάνεται καθώς η παροχή Q αυξάνει, για $\omega = \text{σταθ.}$, με αντιστοίχως εντονότερη (βεβαίως) αύξηση της καταναλώσεως ισχύος. Τέλος, για $\beta_1 = \beta_2$ η κεφαλή H είναι ανεξάρτητη της παροχής και ίση με $\eta \omega^2 (R_2^2 - R_1^2) / g$. Βλέπουμε λοιπόν ότι το σχήμα των πτερυγίων έχει μεγάλη σημασία για το σχήμα της χαρακτηριστικής καμπύλης της αντλίας.

Στην πραγματικότητα οι ιξώδεις τριβές (που εμείς εδώ αγνοήσαμε, θέτοντας $\mathbf{r}_s \times \mathbf{F}_s = \mathbf{0}$) δεν είναι αμελητέες ($\eta < 1$). Μια τυπική χαρακτηριστική καμπύλη φυγοκεντρικής αντλίας (με $\beta_1 < \beta_2$) δίνεται στο Σχ. 12.23.

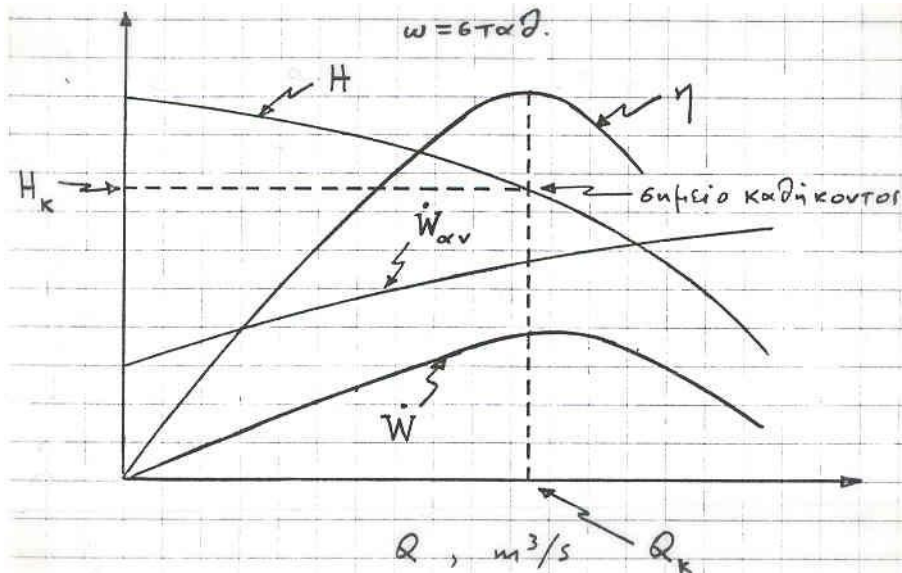


Σχήμα 12.23

12.3 Χαρακτηριστικές καμπύλες φυγοκεντρικών αντλιών

Στο Τμήμα 12.2 κάναμε μια εξιδανικευμένη ανάλυση της λειτουργίας στροβιλοαντλιών. Οι χαρακτηριστικές καμπύλες που προκύπτουν από την εξιδανικευμένη ανάλυση δεν συμφωνούν πλήρως με τις πειραματικές λόγω του ότι αμελήσαμε τις απώλειες από τις ιξώδεις τριβές.

Οι χαρακτηριστικές καμπύλες φυγοκεντρικών αντλιών έχουν την τυπική μορφή του Σχ. 12.24.



Σχήμα 12.24 Χαρακτηριστικές καμπύλες φυγοκεντρικής αντλίας

Εδώ:

- H = κεφαλή της αντλίας
- $\dot{W}_{\text{id.}}$ = ισχύς παρεχόμενη από την ιδανική αντλία
- $\dot{W}_{\text{πρ.}}$ = ισχύς παρεχόμενη από την πραγματική αντλία

$\eta = \dot{W}_{\text{πρ.}} / \dot{W}_{\text{ιδ.}}$ = συντελεστής αποδοτικότητας της αντλίας

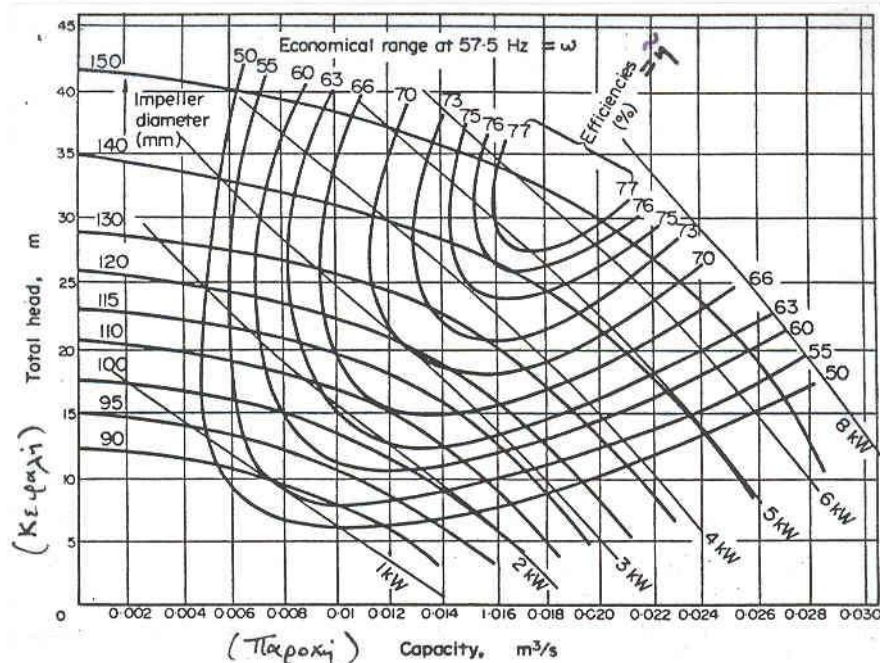
$\dot{W}_{\text{αυ.}}$ = ισχύς η οποία αναλίσκεται από την πραγματική αντλία

$\tilde{\eta} = \dot{W}_{\text{πρ.}} / \dot{W}_{\text{αυ.}}$ = συντελεστής ολικής αποδοτικότητας της αντλίας

Q = ογκομετρική παροχή της αντλίας

Βλέπουμε ότι ο συντελεστής ολικής αποδοτικότητας παρουσιάζει ένα μέγιστο. Παρατηρήστε ότι, εν γένει, $\tilde{\eta} < \eta$ λόγω των μηχανικών τριβών στα κινούμενα μέρη της αντλίας. Το μέγιστο της αποδοτικότητας αντιστοιχεί στις τιμές Q_k και H_k της παροχής και της κεφαλής. Το σημείο (Q_k, H_k) καλείται σημείο καθήκοντος της αντλίας. Σε μία καλά σχεδιασμένη εγκατάσταση κάθε αντλία πρέπει να λειτουργεί κοντά στο αντίστοιχο σημείο καθήκοντος.

Οι κατασκευαστές αντλιών δίνουν συνήθως διαγράμματα που περιλαμβάνουν χαρακτηριστικές καμπύλες για αντλίες ενός συγκεκριμένου τύπου αλλά διαφορετικών μεγεθών. Μπορεί κανείς έτσι να επιλέξει το κατάλληλο μέγεθος αντλίας για μια συγκεκριμένη εφαρμογή. Ένα παράδειγμα τέτοιου διαγράμματος δίνεται στο Σχ. 12.25.



Σχήμα 12.25 Χαρακτηριστικές καμπύλες φυγοκεντρικών αντλιών
(Πηγή: Coulson & Richardson “Chemical Engineering”, Vol. 1)

12.3-1 Πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα φυγοκεντρικών αντλιών

Κύρια Πλεονεκτήματα

1. Έχουν απλή δομή και συνεπώς μπορούν να κατασκευασθούν από ευρύ φάσμα υλικών.
2. Δεν χρειάζονται βαλβίδες. (Στην πράξη χρησιμοποιούμε μία βαλβίδα η οποία κλείνει αυτομάτως όταν σταματήσει η αντλία για να εμποδίσει την παλινδρόμηση του ρευστού)
3. Λειτουργούν με μεγάλες γωνιακές ταχύτητες (μέχρι και 67 Hz, ή 4000 rpm) και συνεπώς μπορούν να συζευχθούν κατευθείαν με ηλεκτρικούς κινητήρες.
4. Δίνουν σταθερή παροχή.

5. Το κόστος συντηρήσεως είναι χαμηλότερο από εκείνο για άλλους τύπους αντλιών.
6. Αν η γραμμή παροχής κλείσει από ατύχημα, η φυγοκεντρική αντλία δεν υφίσταται βλάβη εφόσον δεν λειτουργήσει έτσι για μακρύ χρονικό διάστημα.
7. Οι φυγοκεντρικές αντλίες είναι πολύ πιο συμπαγείς από άλλου τύπου αντλίες με την ίδια παροχή. Συχνά, ο κινητήρας και η φυγοκεντρική αντλία μέσα σε κοινό στεγανό περίβλημα βυθίζονται μέσα στη δεξαμενή του υγρού.
8. Μπορούν να αντλήσουν ακόμη και πυκνά αιωρήματα.

Κύρια Μειονεκτήματα

1. Μια φυγοκεντρική αντλία ενός σταδίου δεν αναπτύσσει πολύ μεγάλη πίεση. Αυτό επιτυγχάνεται με πολυσταδιακές φυγοκεντρικές αντλίες, οι οποίες όμως είναι πιο περίπλοκες και ακριβές.
2. Η περιοχή τιμών της κεφαλής και παροχής, όπου η αποδοτικότητα είναι μέγιστη, είναι σχετικά μικρή.
3. Φυγοκεντρικές αντλίες συνήθως χρειάζονται γόμωση.
4. Αν η αντλία σταματήσει, το ρευστό μπορεί να κινηθεί αντίθετα μέσα στη σωλήνωση, εκτός εάν έχουμε τοποθετήσει μια μονοδρομική βαλβίδα.
5. Δεν μπορούν να διακινήσουν πολύ παχύρρευστα υγρά.

12.4 Καθαρή θετική κεφαλή ροφήσεως (ΚΘΚΡ) [Net positive suction head (NPSH)]

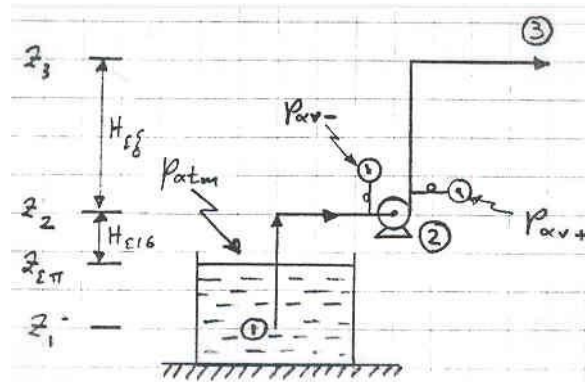
Αν η πίεση στην είσοδο της αντλίας γίνει ίση με ή μικρότερη από την τάση ατμών του υγρού (στη θερμοκρασία της διεργασίας), τότε δημιουργούνται φυσαλλίδες, ή και μεγάλες μάζες ατμών. Το φαινόμενο αυτό συνοδεύεται από χαρακτηριστικό θόρυβο που δημιουργείται από τον αφανισμό (κατάρρευση) των φυσαλλίδων στην περιοχή υψηλών πιέσεων μέσα στην αντλία. Η δημιουργία φυσαλλίδων (σπηλαιώση) είναι φθοροποιό φαινόμενο και μπορεί να οδηγήσει σύντομα στην καταστροφή του παρακινήτη και άλλων εξαρτημάτων της αντλίας. Η φθορά αυτή προξενείται από τα ισχυρότατα κρουστικά κύματα που συνοδεύουν τον αφανισμό των φυσαλλίδων, καθώς και η διαφορά πιέσεως μεταξύ του εσωτερικού και εξωτερικού μιας μικρής φυσαλλίδας μπορεί να φθάσει εκατοντάδες ή χιλιάδες ατμόσφαιρες. Σε ακραίες περιπτώσεις μπορεί να διακοπεί και η διακίνηση του υγρού και να χρειασθεί επαναγόμωση της αντλίας.

Για να αποφευχθεί η δημιουργία φυσαλλίδων οι κατασκευαστές αντλιών προδιαγράφουν μία ελάχιστη θετική διαφορά πιέσεως μεταξύ της πιέσεως εισόδου στην αντλία p_{av-} , και της τάσεως ατμών, p_v . Η διαφορά αυτή εκφράζεται ως ύψος στήλης του υγρού και καλείται καθαρή θετική κεφαλή ροφήσεως, ΚΘΚΡ (ή NPSH). Η ΚΘΚΡ εκφράζεται σε m. Έτσι, για την ομαλή λειτουργία μιας αντλίας η πίεση στην είσοδο της, p_{av-} , πρέπει να ικανοποιεί τη σχέση

$$p_{av-} \geq p_v + (ΚΘΚΡ) \rho g \quad (12.52)$$

Η ανισότητα αυτή επιβάλλει περιορισμούς στη θέση στην οποία μπορεί να τοποθετηθεί η αντλία. Τούτο μπορούμε να το κατανοήσουμε καλύτερα θεωρώντας μια συγκεκριμένη περίπτωση.

Ας εξετάσουμε την εγκατάσταση του Σχ. 12.26.



Σχήμα 12.26 Τυπική εγκατάσταση αντλήσεως ρευστού από δεξαμενή

Από το ισοζύγιο ενέργειας έχουμε

$$\frac{p_{1-}}{\rho} + \frac{1}{2} \alpha_{1-} \langle v_{1-} \rangle^2 + gz_1 = \frac{p_{av-}}{\rho} + \frac{1}{2} \alpha_{2-} \langle v_{2-} \rangle^2 + gz_2 + (h_{ολ})_{1-2-}$$

$$\frac{p_{atm}}{\rho} + gz_{επ} = \frac{p_{1-}}{\rho} + \frac{1}{2} \alpha_{1-} \langle v_{1-} \rangle^2 + gz_1 \quad (\text{αμελητέες απώλειες})$$

Προσθέτοντας έχουμε

$$\frac{p_{atm}}{\rho} + gz_{επ} = \frac{p_{av-}}{\rho} + \frac{1}{2} \alpha_{2-} \langle v_{2-} \rangle^2 + gz_2 + (h_{ολ})_{1-2-}$$

Υποθέτοντας τυρβώδη ροή στη γραμμή τροφοδοσίας θέτουμε $\alpha_{2-} \cong 1$. Θέτοντας $H_{εισ} = z_2 - z_{επ}$, $\langle v_{av-} \rangle = \langle v_{2-} \rangle$, και $h_{εισ} = (h_{ολ})_{1-2-}$ λαμβάνουμε

$$\boxed{\frac{p_{av-}}{\rho} = \frac{p_{atm}}{\rho} - gH_{εισ} - \frac{1}{2} \langle v_{av-} \rangle^2 - h_{εισ}} \quad (12.53)$$

Από τις Εξ. (12.52) και (12.53) προκύπτει ότι για την ομαλή λειτουργία της αντλίας η σωλήνωση της εισόδου πρέπει να είναι τέτοια ώστε να ικανοποιείται η σχέση:

$$\boxed{gH_{εισ} + \frac{1}{2} \langle v_{av-} \rangle^2 + h_{εισ} \leq \frac{(p_{atm} - p_v)}{\rho} - g(K\Theta K P)} \quad (12.54)$$

Ο σπουδαστής καλείται να διερευνήσει τις συνέπειες αυτής της σχέσεως. Ένα από τα συμπεράσματα είναι ότι μια αντλία δεν μπορεί να ροφήσει υγρό από βάθος $H_{εισ}$ μεγαλύτερο του $(p_{atm} - p_v)/\rho g$ (εκτός αν η p_{atm} αντικατασταθεί από άλλη, μεγαλύτερη, πίεση μέσα σε μία σφραγισμένη δεξαμενή).

12.5 Καθορισμός παροχής σε σύστημα αντλίας-σωληνώσεως

Η μέθοδος γίνεται καλύτερα κατανοητή με παραδείγματα. Ας θεωρήσουμε ξανά την εγκατάσταση του Σχ. 12.26. Από το ισοζύγιο ενέργειας παίρνουμε

$$\frac{p_{atm}}{\rho} + gz_{επ} = \frac{p_{3+}}{\rho} + \frac{1}{2} \langle v_{3+} \rangle^2 + gz_3 - gH + h_{ολ} \quad (12.55)$$

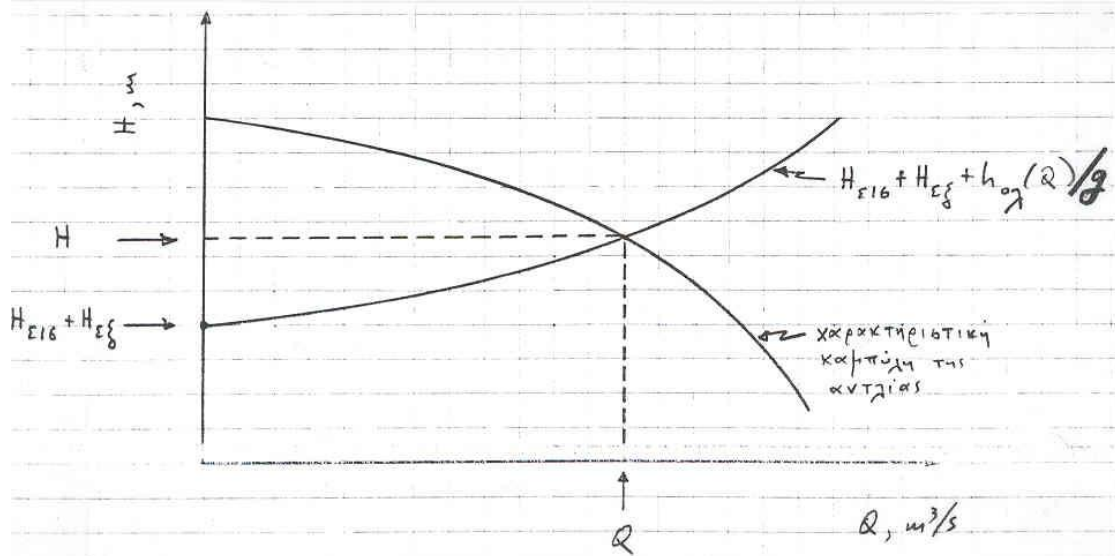
όπου $H = H(Q)$ είναι η κεφαλή της αντλίας και $h_{ολ}$ είναι η ολική απώλεια υδροστατικής κεφαλής. Θέτοντας $\langle v_{3+} \rangle = 0$ (η $h_{ολ}$ περιλαμβάνει και την απώλεια υδροστατικής κεφαλής στην έξοδο, h_3) και $p_{3+} = p_{atm}$, η Εξ. (12.55) γίνεται

$$H = (z_3 - z_{επ}) + \frac{h_{ολ}}{g}$$

ή

$$H(Q) = H_{εισ} + H_{εξ} + \frac{h_{ολ}(Q)}{g} \quad (12.56)$$

Και τα δύο σκέλη της ανωτέρω εξίσωσης είναι συναρτήσεις της ογκομετρικής παροχής Q . Η επίλυσή της, για να ευρεθεί η τιμή του Q , γίνεται είτε με αριθμητικές μεθόδους, είτε γραφικά.

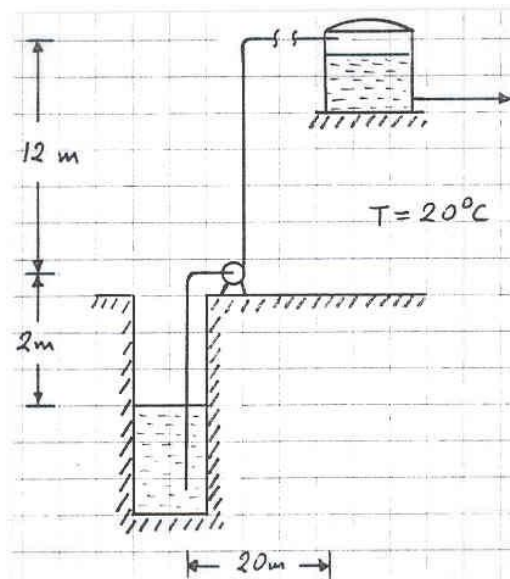


Σχήμα 12.27 Γραφική λύση της Εξ. (12.56)

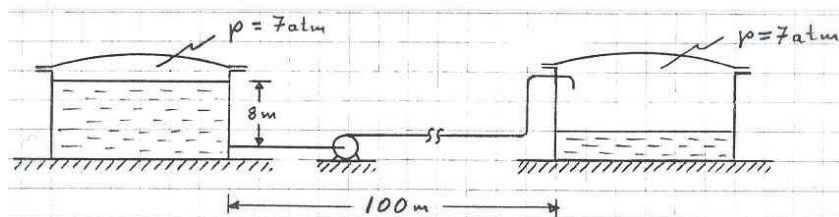
Προφανώς, για την οικονομική λειτουργία του συστήματος η πραγματική κεφαλή που αναπτύσσει η αντλία, H , πρέπει να είναι κοντά στην κεφαλή καθήκοντος H_k . Αν αυτό δεν συμβαίνει, η εκλογή αντλίας δεν ήταν επιτυχής.

12.6 Ασκήσεις

- 12.1. Θέλουμε να αντλήσουμε νερό από το φρεάτιο του σχήματος σε μια δεξαμενή, υπό συνεχή λειτουργία. Η μέση εκροή από τη δεξαμενή είναι $172.8 \text{ m}^3/\text{ημέρα}$. Η σωλήνωση αποτελείται από κοινό σωλήνα αλουμινίου ονομαστικής διαμέτρου 2 in (schedule 40). Σκοπεύουμε να επιλέξουμε μια φυγοκεντρική αντλία του τύπου που αντιστοιχεί στο διάγραμμα του Σχ. 12.25.
- Ποιό μέγεθος αντλίας πρέπει να επιλέξουμε; Δώστε τη διάμετρο του παρακινητή (impeller) σε mm.
 - Ποιές είναι οι εύλογες θέσεις της αντλίας αν $K\Theta K\text{P} = 0.5 \text{ m}$;
 - $\dot{W}_{\text{πρ.}}$ =;
 - $\dot{W}_{\text{αυ.}}$ =;



- 12.2. Θέλουμε να διακινήσουμε πετρελαϊκό υγρό πυκνότητας 920 kg/m^3 και ιξώδους $2.5 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ μεταξύ δύο δεξαμενών, όπως στο σχήμα.



Προς τούτο διαθέτουμε φυγοκεντρική αντλία με διάμετρο παρακινητή 150mm, η οποία λειτουργεί με 3450 rpm (βλ. Σχ. 12.25). Για τη διασύνδεση θα χρησιμοποιήσουμε σωλήνα από κοινό χάλυβα. (i) Ποιά διάμετρο σωλήνα πρέπει να διαλέξουμε έτσι ώστε η αντλία να λειτουργεί κοντά στο σημείο καθήκοντός της; (ii) Πόση είναι η αντίστοιχη παροχή; (iii) Πόση είναι η μέγιστη επιτρεπτή απόσταση της αντλίας από την πρώτη δεξαμενή αν η πίεση στην είσοδο της αντλίας πρέπει να είναι $p_{\text{αυ.}} \geq 6 \text{ atm}$; Και οι δύο δεξαμενές ευρίσκονται υπό σταθερή ρυθμιζόμενη πίεση 7 atm. (iv) $\dot{W}_{\text{πρ.}}$ =; (ε) $\dot{W}_{\text{ισ}}$ =;