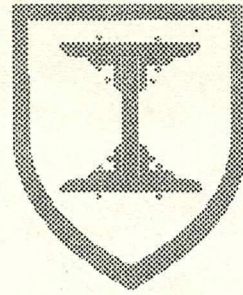


UNIVERSIDAD DE LA REPUBLICA  
FACULTAD DE INGENIERIA



# BOMBAS CENTRIFUGAS

Instituto de Mecánica de los Fluidos  
e Ingeniería Ambiental



OFICINA DE PUBLICACIONES

130621  
**1995**

621.67

U58b

c.2



# 1. DESCRIPCIÓN DE UNA BOMBA CENTRIFUGA.

Una bomba centrífuga radial está representada, en cortes meridional y transversal, en la fig.1.1. Sus partes principales, según el recorrido del fluido, son:

A) Entrada, roscada o con platina, unida a la cañería de succión S

B) Rotor o rodete o impulsor móvil R, girando con velocidad angular  $\omega$ : Está constituido, fundamentalmente, por paletas o álabes que entregan energía al fluido. De su diseño y construcción dependen fundamentalmente las características de la bomba. Se indicará que una magnitud hidráulica está medida a la entrada o a la salida del rotor afectándola con un subíndice 1 ó 2 respectivamente.

C) Difusor D, cuyo cometido es reducir la velocidad absoluta  $v_2$  a la salida del rotor hasta un valor  $v_3$  (a la salida del difusor). Esta constituido por álabes o paletas directrices, fijas. En muchas bombas no se utiliza difusor.

D) Una voluta o caja espiral V que cumple también una función de difusor: reducir la velocidad absoluta del fluido que sale del rotor o del difusor, guiando además al fluido hasta una salida (roscada o con platina) que va unida a la cañería de impulsión.

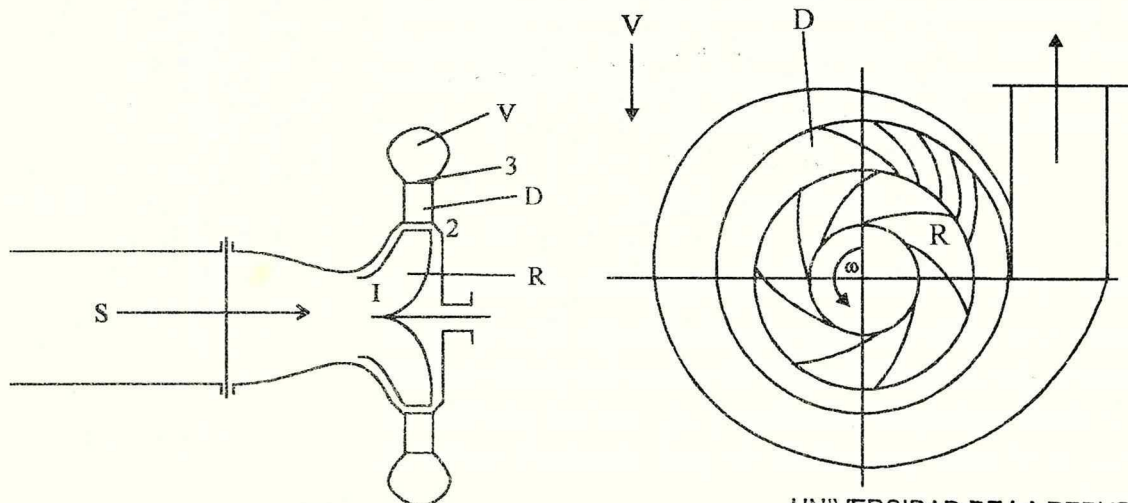


Figura 1.1.-  
Esquema de una bomba centrífuga.

UNIVERSIDAD DE LA REPUBLICA  
FACULTAD DE INGENIERIA  
DPTO. DE DOCUMENTACION Y BIBLIOTECA  
BIBLIOTECA CENTRAL  
Ing. Edo. García de Zuñiga  
MONTEVIDEO - URUGUAY

Nº de Entrada 38069  
31.5.2010

## 2. GENERALIDADES DEL DISEÑO DE UNA BOMBA.

### 2.1 Introducción.

Según se vio al estudiar las ecuaciones básicas de la turbomaquinaria, el teorema de Euler:

$$M = \bar{e} \times \int_S (P - O) \wedge \rho \bar{v} \cdot (\bar{v}_R \times \bar{n}) dA \quad (2.1.1)$$

permite calcular el momento, respecto al eje de giro, de las fuerzas que un rotor ejerce sobre el fluido que por él circula.

Conocido  $M$ , se puede calcular la potencia entregada,  $M\omega$ , siendo  $\omega$  la velocidad angular del eje. Llamando  $Q_t$  al caudal que circula por el rotor y  $\gamma$  al peso específico del fluido, el caudal, en peso, que circula será entonces  $\gamma Q_t$ .

Se llama  $H_t$  a la potencia por unidad de caudal (en peso) que le entrega el rotor al fluido.

Entonces:

$$H_t = \frac{M\omega}{\gamma Q_t} \quad (2.1.2)$$

Ahora bien, la potencia entregada por el rotor al fluido no es aprovechada en su totalidad, pues parte se transforma en calor. Ello se evidencia bajo la forma de pérdidas de energía mecánica en el interior del rotor. Aplicando el teorema de Bernoulli generalizado, se llega a que :

$$H_t = E_2 - E_1 + \zeta_{12} = H^* + \zeta_{12} \quad (2.1.3)$$

donde  $E_1$  y  $E_2$  son los trinomios de Bernoulli evaluados a la entrada y a la salida del rotor respectivamente;  $H^* = E_2 - E_1$  es la potencia por unidad de caudal circulante (en peso) recibida por el fluido (potencia mecánica) y  $\zeta_{12}$  son las pérdidas de energía en el rotor por unidad de peso circulante (potencia térmica).

## 2.2 Triángulos de velocidades.

Para calcular la integral de superficie que aparece en la expresión de Euler (2.1.1), como primera aproximación se admitirá :

1- que las velocidades de entrada o de salida al rotor (absolutas o relativas) son respectivamente uniformes ( a menos de una rotación);

2- que las velocidades relativas de salida son colineales con las tangentes al borde de fuga de los álabes;

Sean  $\bar{v}_1$  y  $\bar{v}_2$  las velocidades absolutas de entrada y de salida respectivamente;  $\bar{v}_{R1}$  y  $\bar{v}_{R2}$  las velocidades relativas correspondientes a un referencial solidario al rodete y  $\bar{u}_1$  y  $\bar{u}_2$  las de arrastre en la entrada y la salida.

Estas velocidades cumplirán las relaciones conocidas:

$$\bar{v}_1 = \bar{v}_{R1} + \bar{u}_1$$

$$\bar{v}_2 = \bar{v}_{R2} + \bar{u}_2$$

formando los "triángulos de velocidades" a la entrada y a la salida (ver fig.2.1).

Es usual considerar que  $\bar{v}_1$  es radial. Ello se cumple si al entrar al rotor el fluido tiene momento de cantidad de movimiento nulo respecto al eje de la máquina, lo cual ocurre cuando la cañería de admisión está bien diseñada.

En este caso, entonces,  $\alpha_1 = \frac{\pi}{2}$ .

Los ángulos de las tangentes a los álabes en el borde de ataque y el de fuga se indicarán como  $\beta_{1p}$ ,  $\beta_{2p}$  y se diferenciarán, como se indica en la figura 2.1, de los ángulos formados por las velocidades del fluido; éstos se indicarán como  $\beta_1$  y  $\beta_2$  respectivamente. Para que no haya separación de la capa límite en el borde de ataque del álabe (efecto que en los libros corrientes de turbomaquinaria se denomina



"choque"), éste deberá formar, en la entrada, un ángulo con la tangente a la circunferencia.

$$\beta_{1p} = \beta_1$$

Suponiendo velocidad de rotación constante,  $u_1$  y  $u_2$  no dependen del caudal circulante:

$$u_1 = \frac{D_1 \omega}{2}$$

$$u_2 = \frac{D_2 \omega}{2}$$

siendo  $D_1$  y  $D_2$  los diámetros de entrada y salida, respectivamente, del rotor.

Pero  $\bar{v}_1$  y  $\bar{v}_2$  variarán directamente con el caudal, dentro de las hipótesis admitidas. Por lo tanto los triángulos de velocidades se modifican no homotéticamente.

Entre otras consecuencias, merece señalarse que si, cuando la bomba trabaja a su caudal de diseño, se cumple  $\beta_{1p} = \beta_1$ , esta condición no se cumplirá cuando circule un caudal distinto a ese.

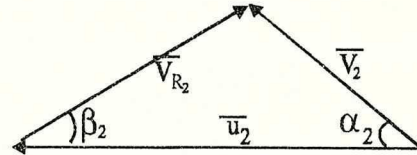
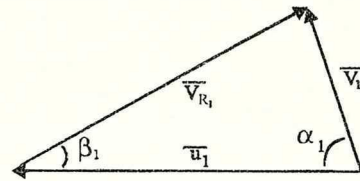
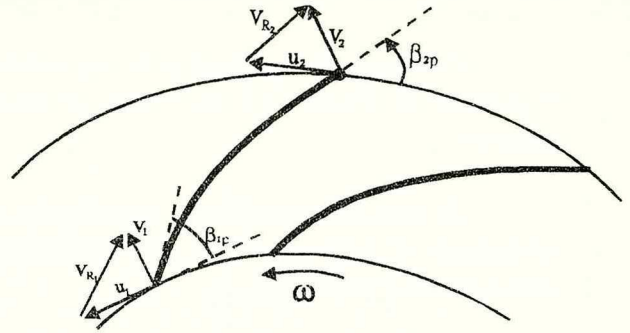


Figura 2.1.-  
Triángulos de  
velocidades.

### 2.3 Definición de $H_{tot}$

La ecuación (2.1.1), que expresa el teorema de Euler, admite una expresión simplificada si se aceptan las hipótesis 1 y 2 mencionadas en 2.2. En esas condiciones, y empleando la noción de triángulo de velocidades, se llega, según lo visto al demostrarse el teorema de Euler, a la siguiente expresión de la potencia por unidad de caudal circulante (en peso):

$$H_{tot} = \frac{\bar{u}_2 \times \bar{v}_2 - \bar{u}_1 \times \bar{v}_1}{g} \quad (2.3.1)$$

Ahora bien, el cumplimiento de las hipótesis referidas requiere un flujo perfectamente guiado. Esto se cumple en

mayor medida cuanto mayor es el número de álabes. Por ello, al valor de la potencia por unidad de caudal circulante calculado en base a dichas hipótesis se lo llama  $H_{\infty}$ , donde el subíndice  $\infty$  advierte que el cálculo se refiere al caso límite (irreal) de flujo perfectamente guiado por la existencia de infinitos álabes.

Por otra parte, según se demostró, en esas mismas hipótesis se llega a:

$$H_{\infty} = \frac{v_2^2 - v_1^2 + u_2^2 - u_1^2 - (v_{R2}^2 - v_{R1}^2)}{2g} \quad (2.32)$$

ecuación en la que se utilizan sólo los módulos de las velocidades a la entrada y a la salida.

Para el caso  $\alpha_1 = \frac{\pi}{2}$ , queda:

$$H_{\infty} = \frac{\bar{u}_2 \times \bar{v}_2}{g} = \frac{v_2^2 + u_2^2 - v_{R2}^2}{2g} \quad (2.3.3)$$

o, llamando  $v_{2u}$  a la proyección de  $\bar{v}_2$  sobre  $\bar{u}_2$ ,

$$H_{\infty} = \frac{u_2 \cdot v_{2u}}{g} \quad (2.3.4)$$

#### 2.4 Relación entre caudal y velocidades relativas.

En la hipótesis de que la velocidad absoluta  $\bar{v}_1$  de entrada al rotor es constante (a menos de una rotación) en toda la superficie cilíndrica de entrada, el caudal será:

$$Q'_1 = \pi \cdot D_1 \cdot l_1 \cdot v_1 = \pi \cdot D_1 \cdot l_1 \cdot v_{R1} \cdot \text{sen} \beta_1$$

siendo  $l_1$  el ancho del rotor en la entrada. Pero el espesor  $t_1$  de los álabes a la entrada disminuye la sección a considerar (ver fig.2.2 ). Por lo tanto, siendo Z el número de álabes del rotor, el caudal que fluye por él será:



$$Q_t = \left( \pi \cdot D_1 - Z \frac{t_1}{\text{sen} \beta_{1p}} \right) l_1 \cdot v_1$$

o sea:

$$Q_t = \pi \cdot D_1 \cdot l_1 \cdot v_1 \cdot \varepsilon_1$$

donde:

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{Z \cdot t_1}{\pi \cdot D_1 \cdot \text{sen} \beta_{1p}} \quad (2.4.1)$$

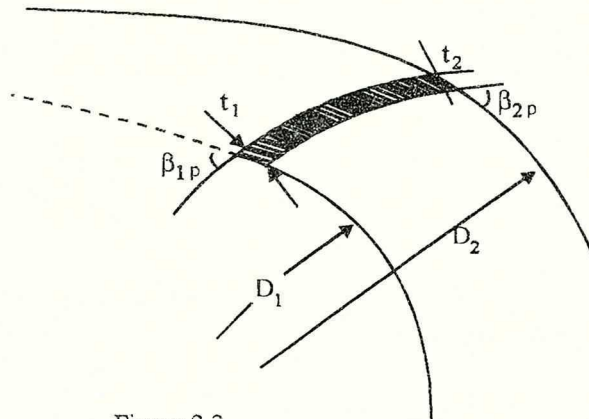


Figura 2.2.-  
Espesor de los  
álaves.

Suponiendo que el fluido está perfectamente guiado por el empaquetado del rotor, la dirección de  $v_{R2}$  estará dada por el ángulo  $\beta_{2p}$  de las paletas con la tangente a la circunferencia de salida. Por lo tanto, se verificará:

$$\beta_2 = \beta_{2p}$$

El caudal, calculado a la salida, vale entonces:

$$Q_t = \pi \cdot D_2 \cdot l_2 \cdot v_{R2} \cdot \text{sen} \beta_{2p} \cdot \varepsilon_2 \quad (2.4.2)$$

donde  $l_2$  es el ancho del rotor a la salida,  $D_2$  es el diámetro de salida y

$$\varepsilon_2 = 1 - \frac{Z \cdot t_2}{\pi \cdot D_2 \cdot \text{sen} \beta_{2p}}$$

Para álabes con borde de salida afilado se puede suponer que  $\varepsilon_2 = 1$ . Pero los bordes de ataque del álabe

siempre tienen un espesor no despreciable. En rotores bien contruidos dicho borde se hace redondeado. Un borde de ataque afilado permitiría al flujo una sola dirección de entrada sin desprendimientos. En cambio los bordes redondeados tienen una gama de ángulos de ataque para el flujo que no provocan desprendimientos notables.

## 2.5 Corrección de Pfeleiderer

Las ecuaciones (2.3.1) o (2.3.2) permiten calcular  $H_{teo}$  a partir de los triángulos de velocidades según se vio previamente. Pero dichas fórmulas reposan sobre las hipótesis de simplificación mencionadas en 2.2. En los casos reales las velocidades no son uniformes (a menos de una rotación) ni en magnitud ni en dirección en la superficie cilíndrica entre dos álabes consecutivos. Una explicación de esta falta de uniformidad reposa sobre el intercambio de energía entre rotor y fluido: el fluido ejerce una reacción sobre el rotor, que se manifiesta como una diferencia de presiones entre la parte convexa de cada álabe (extradós) y su parte cóncava (intradós). La consecuencia inmediata es que las velocidades relativas son distintas en el extradós y en el intradós. (Ver fig. 2.3 (a)).

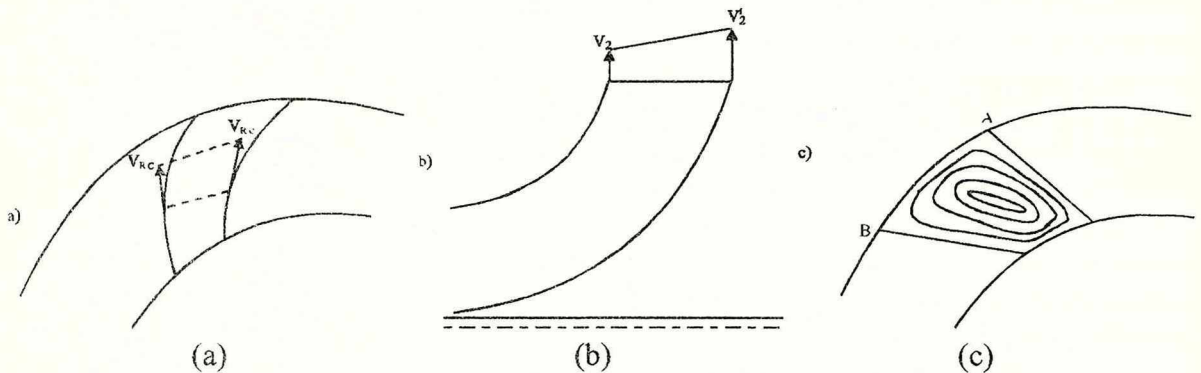


Figura 2.3

Distribución de las velocidades en un canal de rotor.

Otra consecuencia de la diferencia de presiones entre ambas caras del álabe es que no todo el álabe entrega energía uniformemente. Por continuidad con el fluido a la salida del rotor, en dos puntos inmediatos a la arista de salida del álabe pero de un lado y otro de éste las presiones serán



sensiblemente iguales. La diferencia de presiones será mayor, entonces, en la zona central del rotor. Ello no implica que haya pérdidas de energía sino sólo que cada álabe entrega una cantidad de energía menor de la que prevé el Teorema de Euler.

Por otra parte, el hecho de que el fluido deba cambiar de dirección (de axial a radial) hace no uniforme el campo de velocidades en una sección transversal al movimiento. Este fenómeno es análogo al que ocurre en un cambio de dirección en una cañería por la que circula fluido (ver fig. 2.3 (b)).

Otro hecho que explica la no uniformidad del campo de velocidades es la existencia de una circulación no nula en el fluido que escurre entre álabes. Este fenómeno puede comprenderse en forma en extremo simplificada si se imagina un fluido perfecto escurriendo por el rotor. Por el teorema de Kelvin, el movimiento absoluto del fluido, si es irrotacional a la entrada a la bomba, debe ser irrotacional en el interior del rotor: siendo  $\bar{v}$  la velocidad absoluta,  $\nabla \wedge \bar{v} = 0$ .

Por lo tanto

$$\nabla \wedge (\bar{v}_R + \bar{v}_T) = 0$$

de donde

$$\nabla \wedge \bar{v}_R = -\nabla \wedge \bar{v}_T = -2 \cdot \omega \cdot \bar{k}$$

siendo  $\omega$  la velocidad angular del rotor y  $\bar{k}$  un versor colineal con el eje orientado en sentido directo respecto al sentido de giro.

En consecuencia, un observador solidario al rotor que examine el movimiento (relativo) del fluido entre un par de álabes verá, superpuesto a la corriente que fluye desde la sección de entrada 1 a la sección de salida 2, un torbellino, tal como se indica en la fig. 2.3 (c), que gira en sentido opuesto al rotor. Ello indica que si se calcula la circulación del vector  $\bar{v}_R$  en el circuito cerrado  $\mathcal{C}$  (ver fig. 2.3 (c)) ésta resulta no nula. En la hipótesis de fluido perfecto valdrá:

$$\oint_{\mathcal{C}} \bar{v}_R dP = \int_S (\nabla \wedge \bar{v}_R) \cdot \bar{n} dA = -2 \cdot \omega \cdot A_S$$

siendo  $S$  la región comprendida en el interior de la curva cerrada  $\mathcal{C}$  y  $A_S$  el área de dicha región.

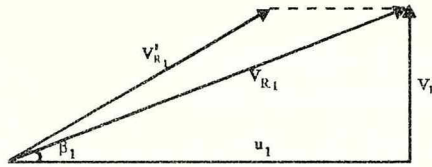


Figura 2.4-  
Variación del triángulo  
de velocidades a la  
entrada.

Debido al fenómeno precedente, la velocidad relativa será, en módulo, menor en la cara convexa del álabe (punto B, fig 2.3(c)) y mayor del lado cóncavo (punto A, fig.2.3(c)).

El resultado es que la velocidad  $v_{2u}$  también varía entre A y B. De allí la diferencia entre  $H_t$  y  $H_{t\infty}$  según dadas por (2.1.2) y (2.3.1) respectivamente. Colabora a esta diferencia la distorsión del ángulo de entrada: como resultado del movimiento superpuesto, habrá una componente adicional de la velocidad a la entrada que modifica el triángulo de velocidades a la entrada (ver figura 2.4).

Todo ello muestra que las hipótesis 1 y 2 efectuadas en 2.2, que introducen un esquema muy útil y simple como es el triángulo de velocidades, tienen como desventaja que este esquema refleja el comportamiento de un rotor ideal, que difiere sensiblemente del rotor real.

En conclusión,  $H_t$  es igual a  $H_{t\infty}$  sólo en un rotor ideal en el cual el flujo está perfectamente guiado a los efectos de reducir el fenómeno de circulación expuesto.

Para tomar en cuenta el hecho de que en un rotor real el número de álaves  $Z$  es finito, se han elaborado varios métodos (ver ref. 9). La mayoría de ellos corrigen el valor de  $v_{2u}$  en base a una teoría sobre la forma de las perturbaciones de la velocidad de salida y a mediciones experimentales. El método más utilizado es debido a C. Pfleiderer, científico alemán que estudió en profundidad esta reducción de  $H_t$ . Expresando  $H_t$  como:

$$H_t = C \cdot H_{t\infty} \quad (2.5.1)$$



donde  $C$  es un coeficiente ( $C < 1$ ) llamado coeficiente de Pfeleiderer.

Este llegó a la conclusión siguiente: el coeficiente  $C$  depende del número  $Z$  de álabes y de la geometría del rotor según una relación del tipo:

$$C = \frac{1}{1 + (\psi/Z) \cdot \frac{D_2^2}{4S}} \quad (2.5.2)$$

donde  $S$  es el momento estático del filete medio meridiano  $AB$  (ver fig. 2.5) respecto al eje:

$$S = \int_A^B r ds$$

$$\text{Para álabes radiales, } S = \int_{r_1}^{r_2} r ds = \frac{r_2^2 - r_1^2}{2} = \frac{D_2^2}{8} \left[ 1 - \left( \frac{D_1}{D_2} \right)^2 \right]$$

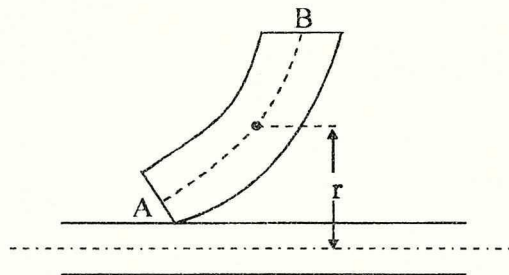


Figura 2.5.-  
Línea media meridiana  
del rotor.

El coeficiente  $\psi$  ha sido determinado experimentalmente; vale. Para bombas con difusor de álabes y siendo  $\beta_{2p} < \pi/2$ , vale aproximadamente:

$$\text{a) } \psi = 0.6 \cdot (1 + \text{sen} \beta_{2p}) \text{ si } D_1/D_2 \leq 1/2.$$

$$\text{b) } \psi = 1.2 \cdot D_1/D_2 \cdot (1 + \text{sen} \beta_{2p}) \text{ si } D_1/D_2 \geq 1/2.$$

Nótese que si  $Z$  tiende a  $+\infty$ ,  $C$  tiende a la unidad. Un estudio más detallado de la corrección de Pfleiderer se puede hallar en la ref. 1.

## 2.6 Alturas estática y dinámica

Conociendo los triángulos de velocidades se puede calcular la altura  $H_{\infty}$  suministrada por la bomba y, con la corrección de Pfleiderer,  $H_t$ . Llamando, como en la ecuación (2.1.3),

$$H^* = E_2 - E_1$$

será

$$H^* = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} + \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g} + z_2 - z_1 \quad (2.6.1)$$

donde  $z_i$  es la cota del baricentro de la sección  $i$ .

Entonces,  $H^*$  se compone de una "altura dinámica"

$$H^*_{(din)} = (v_2^2 - v_1^2)/2g$$

debida a que aumentó la velocidad absoluta de la corriente, y una "altura estática"

$$H^*_{(est)} = (p_2 - p_1)/\gamma + z_2 - z_1$$

Comparando (2.6.1) y (2.3.2) (y despreciando la corrección de Pfleiderer y las pérdidas de energía en el rotor) se halla que:

$$H^*_{(est)} = (u_2^2 - u_1^2)/2g - (v_{R_2}^2 - v_{R_1}^2)/2g$$

Esta "altura estática", entonces, es debida a la fuerza centrífuga, de magnitud proporcional a  $(u_2^2 - u_1^2)/2g$ , y a la disminución del valor de la velocidad relativa entre la entrada al rotor y la salida de éste.



De la construcción del rotor depende la importancia relativa de la altura estática y la dinámica.

En general, en una bomba se requiere que aumente la presión y suele ser secundario o indeseable el aumento de la velocidad.

Para ello conviene disminuir  $H^*(din)$ , para lo cual hay que lograr que la velocidad absoluta de salida  $v_2$  sea todo lo pequeña que se pueda.

### 2.7 Ángulo de paletas.

Según se vio, en las bombas se cumple

$$H_{\infty} = (\bar{u}_2 \times \bar{v}_2) / g = (u_2 \cdot v_{2u}) / g$$

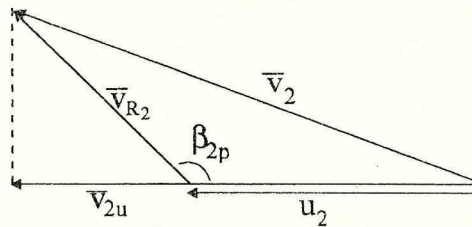
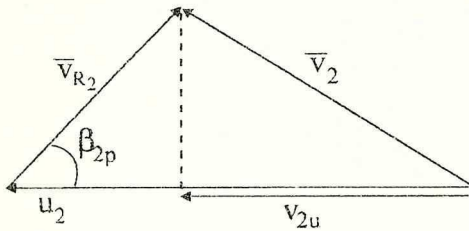


Figura 2.6.-  
Triángulo de velocidades  
a la salida.  $\left(\beta_{2p} < \frac{\pi}{2}\right)$

Figura 2.7.-  
Triángulo de velocidades  
a la salida.  $\left(\beta_{2p} > \frac{\pi}{2}\right)$

Un mismo valor de  $H_{\infty}$  (dato) puede lograrse con valores de  $u_2$  mayores que  $v_{2u}$  (fig 2.6) o menores que  $v_{2u}$  (fig 2.7). Ello corresponde a ángulos  $\beta_{2p}$  menores o mayores que  $\pi/2$ . En el caso indicado en la fig. 2.7 se obtienen velocidades  $v_2$  relativamente más grandes, con lo que aumenta la "altura dinámica".

Por el contrario si  $u_2$  es sensiblemente mayor que  $v_{2u}$  ( $\beta_{2p}$  chico) crece la importancia relativa de la altura estática. Por eso se acostumbra elegir ángulos de paletas  $\beta_2$  entre  $20^\circ$  y

50° aproximadamente aunque rara vez mayores de 30° ("paletas curvadas hacia atrás"). Sólo en casos especiales se usan ángulos de salida mayores.

En particular si  $\beta_{2p} > \pi/2$ , ("paletas curvadas hacia adelante") las velocidades absolutas a la salida son tan grandes que se hace imperioso el uso de un difusor. En general, ello conduce a máquinas más lentas, grandes y caras.

En ciertos casos se utilizan ángulos a la salida rectos:  $\beta_{2p} = \pi/2$  ("paletas rectas") se utilizan, por razones de resistencia mecánica cuando la velocidad de rotación son muy grandes. También son útiles cuando el fluido arrastra partículas sólidas. En estos casos, si los álabes fueran curvados, las partículas podrían ser retenidas más fácilmente dentro del rodete, pudiendo llegar finalmente a obstruirlo. Si la paleta es radial, la fuerza centrífuga impulsa a las partículas obligándolas a desprenderse de los álabes. En la fig. 2.8 se presentan esquemas de álabes recto, hacia adelante y hacia atrás.

### 3. CURVAS CARACTERÍSTICAS DE LAS BOMBAS.

#### 3.1 Introducción.

Si bien se puede diseñar una bomba para una velocidad de giro, un caudal y una altura dados, es frecuente que dicha bomba deba trabajar en otras condiciones. Por ejemplo, una bomba que llena un tanque elevado se enfrenta a alturas distintas con el tanque vacío y cuando se está llenando. O la bomba puede abastecer varios circuitos hidráulicos de los cuales se suprimen o agregan algunos mediante maniobras de válvulas. O puede ser la velocidad variable, como en bombas movidas por motores de combustión interna (por ejemplo, la propia bomba de agua de refrigeración de los motores de automóvil).

Es de interés, por lo tanto, conocer cómo se comportará la bomba en condiciones distintas de la de diseño.

A tal efecto, se supondrá que una bomba está girando a velocidad  $N$  constante y se estudiará cómo varía la altura teórica  $H_{t\infty}$  y la potencia consumida al variar el caudal  $Q_t$ . Se obtendrán así las llamadas "curvas características" de la bomba, con la velocidad  $N$  como parámetro.

### 3.2 Altura Teórica.

Según la ecuación (2.3.4),

$$H_{t\infty} = (u_2 \cdot v_{2u}) / g$$

Según se ve en la figura 3.1,

$$v_{2u} = u_2 - \frac{v_{2r}}{\operatorname{tg} \beta_2}$$

donde  $v_{2u}$  es la componente radial de  $\bar{v}_2$ .

Se deduce que:

$$H_{t\infty} = \frac{u_2^2}{g} - \frac{u_2 v_{2r}}{\operatorname{tg} \beta_2} \quad (3.2.1)$$

La suposición de número infinito de álabes implica que

$$\beta_2 = \beta_{2p}.$$

Por otra parte, el caudal está dado por (2.4.2):

$$Q_t = \pi \cdot D_2 \cdot l_2 \cdot v_{2r} \cdot \varepsilon_2 \quad (3.2.2)$$

Eliminando  $v_{2r}$  y observando que  $u_2$  es proporcional a  $N$ , se obtiene que  $H_{t\infty}$  responde a una ecuación de la forma :

$$H_{t\infty} = AN^2 - BNQ_t \quad (3.2.3)$$

con  $A$  y  $B$  dependientes sólo de la geometría del rotor.

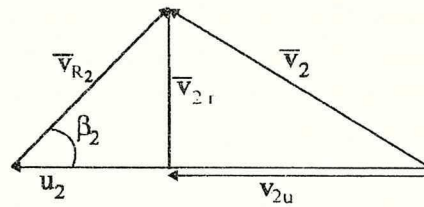


Figura 3.1.-  
Triángulo de velocidades  
a la salida.



Se ve que para  $N$  constante  $H_{tco}$  varía linealmente con el caudal.

Si no se hubiera supuesto que  $\alpha_1 = \pi/2$ , a partir de (2.3.3) se podría llegar a una expresión análoga.

Es usual representar en abscisas el caudal (fig 3.2). La recta corta a los ejes en dos puntos:

-La altura a caudal nulo o "a llave cerrada"  $H_{tco,0}$  vale, según (3.2.1),

$$H_{tco,0} = u_2^2 / g = \left[ \frac{\pi \cdot D_2}{60} \right]^2 \frac{N^2}{g}$$

-El caudal a altura nula,  $Q_{tco,0}$ , que es el gasto teóricamente máximo que puede impulsar la bomba, cuando las presiones a la entrada y a la salida son iguales, se deduce a partir de (3.2.1) : para que  $H_{tco} = 0$  debe ser

$$u_2 = \frac{v_{2r}}{\operatorname{tg}\beta_{2p}}$$

se deduce, entonces:

$$Q_{tco,0} = \frac{\operatorname{tg}\beta_{2p} (\pi D_2)^2 l_2 N}{60}$$

La curva  $H_{tco}(Q_t)$  no refleja adecuadamente el comportamiento de la máquina real.

Ello se debe a la influencia del número finito de álabes y a la existencia de fenómenos disipativos, recirculaciones de caudal y desprendimientos de capa límite. Las pérdidas por fricción  $\xi_f$  en el rotor y demás partes de la máquina por las que circula el fluido varían en forma sensiblemente proporcional al cuadrado de las velocidades, es decir, proporcional al cuadrado de los caudales.

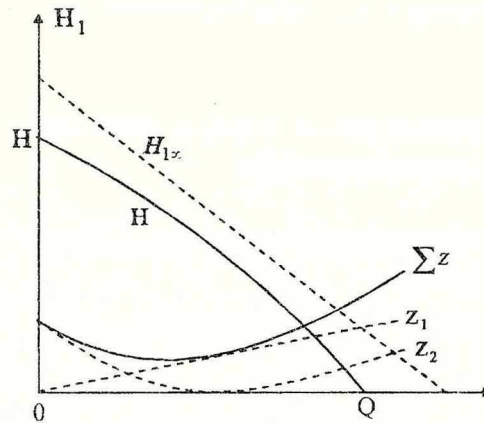


Figura 3.2.-  
Curva característica de  
una bomba.

Por otra parte, si bien en el punto de diseño se procura evitar el "choque" (desprendimiento de capa límite con las consiguientes pérdidas) en la entrada al rotor, imponiendo que  $\beta_1 = \beta_{1p}$ , cuando se opera a otros caudales varía  $\beta_1$ , surgiendo pérdidas tanto mayores cuanto más acentuada sea la diferencia  $\beta_1 - \beta_{1p}$ . También al salir del rotor, fuera del punto de diseño, la velocidad del fluido no coincide con la velocidad media del fluido en la voluta, provocándose tensiones rasantes en el seno del fluido. Se puede expresar el efecto de ambas pérdidas como una reducción de altura de tipo parabólico:

$$\xi_{ch} = K(Q - Q_d)^2$$

siendo  $Q_d$  el caudal de diseño (ver fig. 3.2).

Por lo tanto la curva de las pérdidas totales  $\sum \xi$  también es de tipo parabólico. Restando de  $H_{1z}$  las pérdidas  $\sum \xi$  se obtiene la curva  $H(Q)$  que es también de tipo parabólico.

### 3.3 Potencia teórica.

Según la ecuación (2.1.2), la potencia entregada por el rotor al fluido es:

$$P_t = M\omega = \gamma Q_t H_t \quad (3.3.1)$$

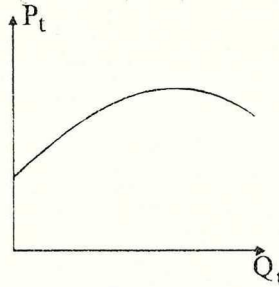


Figura 3.3-  
Potencia consumida por  
una bomba.

Por (3.2.3), y suponiendo  $N$  constante :

$$P_t = A' Q_t - B' Q_t^2$$

(ver figura 3.3 ), curva que también es modificada, para la máquina real, por los motivos mencionados en 3.2 más algunas pérdidas de potencia inevitables que se estudiarán en 4.3.3.

## 4. PERDIDAS Y RENDIMIENTOS.

### 4.1 Rendimientos.

Según se vio en el Cap. 3, el caudal real que impulsa la bomba difiere del dado por la ecuación (2.8.1) o (2.8.2). También la altura real difiere de la calculada según (2.8.3) y (2.5.1) y la potencia total que se debe entregar a la bomba no será la dada por (3.3.1).

La relación entre el caudal  $Q$  que sale de la bomba y el caudal  $Q_t$  que entra al rotor se llama rendimiento volumétrico:

$$\eta_v = \frac{Q}{Q_t}$$



La relación entre la altura  $H$  que suministra realmente la bomba ( la diferencia entre los trinomios de Bernoulli calculados a la entrada y la salida ) y la altura  $H_t$  calculada según (2.5.1) se llama rendimiento hidráulico :

$$\eta_h = \frac{H}{H_t}$$

La relación entre la potencia  $P_t$  entregada por el rotor al fluido y la potencia  $P$  que tiene que entregar el motor que acciona la bomba se llama rendimiento mecánico :

$$\eta_m = \frac{P_t}{P}$$

El producto de los tres rendimientos se llama " rendimiento total " o " rendimiento " de la bomba :

$$\eta = \eta_v \eta_h \eta_m \quad (4.1.1)$$

O sea

$$\eta = \frac{Q}{Q_t} \frac{H}{H_t} \frac{P_t}{P}$$

Aplicando (3.3.1) :

$$\eta = \frac{\gamma Q H}{P} \quad (4.1.2)$$

Este " rendimiento total " es el que tiene mayor interés práctico; su valor se halla experimentalmente midiendo  $\gamma$ ,  $Q$ ,  $H$  y  $P$ .

#### **4.2 Variación del rendimiento con el caudal.**

Al girar el rotor con la impulsión de la bomba cerrada, si bien el caudal que circula por la bomba es nulo, la potencia consumida no es nula. Esto se debe a rozamientos internos entre fluido y partes fijas y móviles de la bomba, algunas fugas que pudiera haber, rozamientos mecánicos y un caudal parásito que circula por el rotor.

Todo ello se traduce en la generación de calor que, si no es disipado, hace aumentar la temperatura del fluido.

Entonces, para  $Q = 0$  es  $\eta = 0$  (punto  $H_0$  en la fig. 3.2)  
También para  $H = 0$  es  $\eta = 0$  (punto  $Q_0$  en la fig. 3.2).

Para valores de  $Q$  entre cero y  $Q_0$ , el valor de  $\eta$  es positivo y menor que uno por serlo los tres factores de (4.1.1).

Suele representarse la curva  $\eta(Q)$  en una gráfica conjunta con la curva  $H(Q)$  y  $P(Q)$  resultando, para la mayoría de las bombas centrífugas, un juego de curvas como las de la fig. 4.1.

La gráfica de  $\eta(Q)$  suele tener un máximo; éste define un caudal  $Q_m$  para el cual el aprovechamiento de la energía es óptimo. Se tratará de que la bomba trabaje a caudales no muy diferentes de  $Q_m$ .

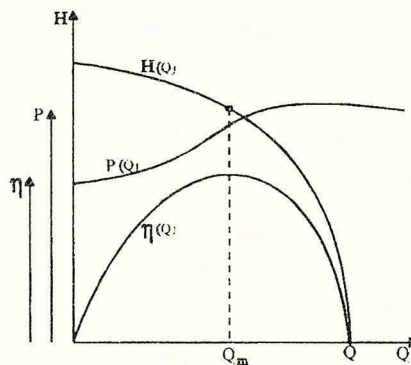


Figura 4.1.-  
Curvas de altura,  
potencia y rendimiento  
de una bomba.

**NOTA:** Las curvas de la fig. 4.1 deben ser complementadas con dos catos imprescindibles.

a) El fluido con el cual se ensayó, pues  $P$  depende de  $\gamma$  (ecuación (3.3.1)).

b) La velocidad de giro del motor, con la cual varían las escalas sobre los ejes, en virtud de las leyes de semejanza.

### 4.3 Estudio de las pérdidas.

Las pérdidas mencionadas en 4.1 serán estudiadas por separado y, en lo posible, cuantificadas.

#### 4.3.1 Pérdidas volumétricas.

La presión  $p_2$  a la salida del rotor, es mayor que la presión  $p_1$  a la entrada y suele ser mayor, también, que la presión en el exterior de la bomba. Por lo tanto se producirán fugas de fluido:

a) Por el intersticio entre el rotor (móvil) y la carcasa (fija); sea  $Q'$  el caudal de dichas fugas (ver fig.4.2).

b) Entre el eje (móvil) y la carcasa (fija); sea  $Q''$  el caudal correspondiente (ver fig.4.2).

c) otras fugas; sea  $Q'''$  el caudal correspondiente (ver 4.3.1.3)

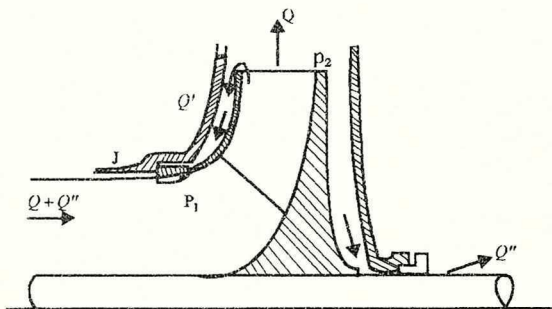


Figura 4.2.-  
Pérdidas volumétricas



Si  $Q$  es el caudal útil de la bomba, el caudal que pasa por el rotor, al cual se le trasmite potencia, es :

$$Q + Q' + Q'' + Q'''$$

Por lo tanto:

$$\eta_v = \frac{Q}{Q + Q' + Q'' + Q'''}$$

Para mejorar el rendimiento, convendrá disminuir en todo lo posible las fugas  $Q'$ ,  $Q''$  y  $Q'''$ .

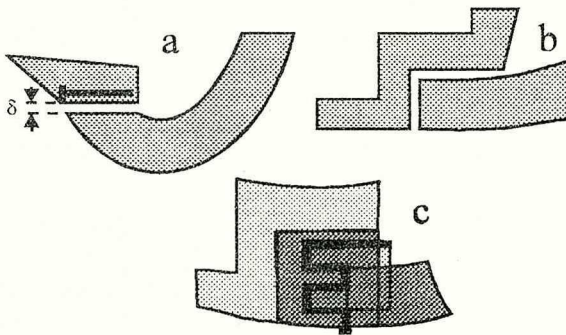


Figura 4.3.-  
Distintas realizaciones  
del cierre laberíntico.

#### 4.3.1.1 Fugas por el intersticio.

Se busca disminuir el caudal de fuga  $Q'$  aumentando la resistencia hidráulica en la trayectoria de recirculación. El método generalmente usado consiste en disminuir la luz entre las partes fija y móvil (suele ser del orden de décimas de mm) y alargar el recorrido introduciendo pérdidas de carga. En el laberinto así logrado la pérdida de carga puede ser tan grande que para la diferencia de presiones  $p_2 - p_1$  el caudal de fuga  $Q'$  sea muy reducido (puede ser menor que el 1% de  $Q$ ). Con el tiempo la luz del laberinto aumenta, notándose que disminuye  $Q$  (pues disminuye  $\eta_v$ ). Se debe entonces cambiar los anillos postizos del rotor o de la carcasa o ambos (ver fig.4.3.c) de manera de restituir la luz original.

Para cuantificar la pérdida  $Q'$  se presentará un método adjudicado a Stepanoff (ref. 3), si bien se encuentra ya expuesto por C. Pfeleiderer en 1929 (ref. 2).

Se supone que las pérdidas de carga son calculables de manera análoga al caso del escurrimiento de un líquido en conductos cerrados :tanto las pérdidas localizadas como las distribuidas se describen mediante una ecuación del tipo :

$$\Delta H_i = K \frac{V_L^2}{2g}$$

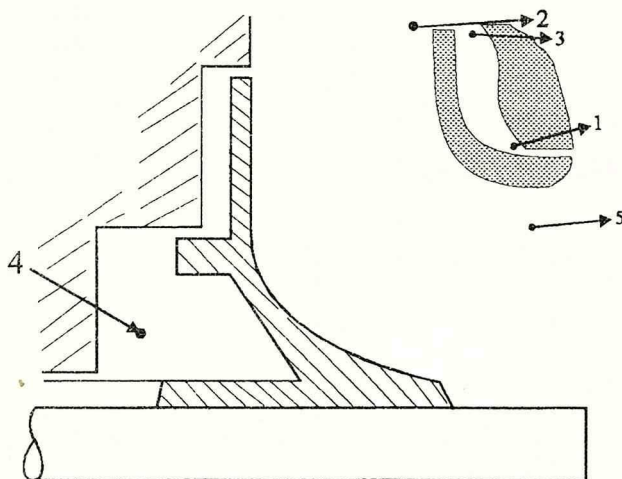


Figura 4.4.-  
Cálculo de las pérdidas  
en un laberinto.

siendo  $V_L$  la velocidad media del fluido en el laberinto. Entre (3) y (1) (Fig. 4.4) se contabilizan:

a) Una entrada al laberinto; por analogía con una entrada normal a un caño desde un recipiente, se considera que  $K_1 = 0.5$ .

b) Un recorrido por el laberinto anular; por analogía con el recorrido por un conducto cerrado,  $K_2 = f L/D_h$ , siendo  $D_h$  el diámetro hidráulico del conducto:

$$D_h = 4R_h = 4 \frac{\pi D_L \delta}{2 \pi D_L} = 2 \delta$$

( $D_l$  es el diámetro del laberinto) y  $f$  es un coeficiente de fricción que no coincide con el dado por el ábaco de Moody. Para laberintos rectos se puede tomar:

$$\text{Re} = \frac{V_2 \delta}{\nu} < 200 : f = \frac{30}{\text{Re}}$$

$$\text{Re} > 3000 : f = \frac{0.32}{\text{Re}^{0.25}}$$

c) Una salida del laberinto; por analogía con una expansión abrupta de diámetro, se considera que  $K_3 = 1$ . Entonces, la pérdida de carga en el laberinto, manifestada por una caída de presión entre los puntos (3) y (1), está dada por :

$$\Delta H_L = \frac{P_3 - P_1}{\gamma} = \left( 1.5 + \frac{fL}{2\delta} \right) \frac{V_L^2}{2g}$$

Despejando  $V_l$ , se halla el caudal por el intersticio :

$$Q' = \pi D_L \delta V_L = \pi D_L \delta \frac{\sqrt{2g (p_3 - p_1) / \gamma}}{\sqrt{1.5 + \frac{fL}{2\delta}}} \quad (4.3.1)$$

siendo  $D_L$  el diámetro del rotor en el laberinto.

Se puede calcular  $p_3 - p_1$  en función de la velocidad de rotación y los diámetros  $D_1$  y  $D_2$  del rotor. Para ello, se supone que en el espacio entre rotor y carcasa el fluido se mueve como un rígido girando a la velocidad  $\omega_f$ , impulsado por las fuerzas tangenciales de rozamiento. Se calculará la presión  $p(r)$  en función de la distancia al centro  $r$ . Tomando un sistema de coordenadas cilíndricas con eje Oz colineal con el eje de la bomba, y escribiendo en dicho sistema las ecuaciones de Navier para un fluido que gira como un cuerpo rígido con velocidad angular  $\omega_f$ , se tiene :

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\gamma}{g} \omega_f^2 r$$



Se supondrá que el diámetro del rotor en el laberinto, coincide con el diámetro de entrada al rotor:  $D_L = D_1$ . Esta suposición no introduce errores notables. Integrando entre  $r_1 = D_1/2$  y  $r$ , resulta :

$$p(r) - p(r_1) = \frac{\gamma}{g} \frac{\omega_f^2}{2} (r^2 - r_1^2)$$

Como en la carcasa la velocidad es nula y en el rotor es  $\omega$ , se supone que la velocidad del fluido será intermedia:

$$\omega_f = k\omega \quad 0 < K < 1$$

Resulta:

$$\frac{p(r) - p(r_1)}{\gamma} = \frac{K^2 \omega^2}{2g} (r^2 - r_1^2) \quad (4.3.2)$$

Para  $r = D_2/2$ , suponiendo  $r_3 = r_1 = D_1/2$ , y que  $p_2 = p_3$  (ver fig. 4.4) queda.

$$\frac{p_2 - p_3}{\gamma} = \frac{K^2}{2g} (u_2^2 - u_1^2) \quad (4.3.3)$$

La ecuación de Bernoulli en un referencial rotatorio dice que :

$$\left( \frac{p}{\gamma} + \frac{V_R^2}{2g} + \frac{U}{g} \right)_1 - \left( \frac{p}{\gamma} + \frac{V_R^2}{2g} + \frac{U}{g} \right)_2 = \zeta_{12}$$

siendo  $U = gz - \frac{r^2 \omega^2}{2} = gz - \frac{u^2}{2}$

Despreciando las pérdidas en el interior del rotor y las variaciones de cota, y suponiendo que  $V_{R1} = V_{R2}$ , queda :

$$\frac{p_2 - p_1}{\gamma} = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} \quad (4.3.4)$$

Eliminando  $p_2/\gamma$  entre (4.3.3) y (4.3.4) resulta:

$$\frac{p_3 - p_1}{\gamma} = (1 - K^2) \left( \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} \right)$$

Sustituyendo en (4.3.1), queda:

$$Q' = \pi D_L \delta \frac{\sqrt{(1 - K^2)(u_2^2 - u_1^2)}}{\sqrt{1.5 + \frac{fL}{2\delta}}}$$

Como  $u_1/u_2 = D_1/D_2$ , se obtiene :

$$Q' = \pi D_L \delta u_2 \frac{\sqrt{(1 - K^2)(1 - (D_1/D_2)^2)}}{\sqrt{1.5 + \frac{fL}{2\delta}}} \quad (4.3.5)$$

De acuerdo a ensayos realizados, el valor de K se puede tomar como igual a 0, 5 (según Stepanoff, ref. 3), siendo ésta una aproximación útil a efectos prácticos. No obstante, mediciones más elaboradas (Ver ref. 4 y ref. 5) dan valores de 0, 41 ó menos, dependiendo de la separación entre rotor y carcasa. Estas diferencias se atribuyen a que la masa líquida no tiene un movimiento conjunto "como un rígido" sino que existen corrientes secundarias que modifican el gradiente radial de presiones.

Puede ocurrir que, si bien el cierre laberíntico está constituido por dos superficies circulares, éstas no sean concéntricas. Ello puede deberse a defectos de mecanizado de dichos cierres, a posición incorrecta de los soportes del eje o a flexión del eje. Esta excentricidad tiene siempre una influencia desfavorable. Según ensayos realizados (ref. 6), la pérdida para la excentricidad máxima puede aumentar un 30%, si el régimen es turbulento, y hasta un 150% si el régimen es laminar.

En cuanto a los valores a adoptar para la luz  $\delta$ , cuanto menores sean, menor será la pérdida volumétrica por el laberinto; pero también será mayor la exactitud de mecanizado requerido y menor el juego admitido en los cojinetes. Los valores recomendados dependen del diámetro del laberinto:

$$\delta = 0,001D_L + 0,1mm \quad (\text{ref.3})$$

con un mínimo de

$$\delta = 0,0006D_L + 0,1mm \quad (\text{ref.1})$$

Para metales con facilidad para el arrastre mutuo y para bombas multi-etapa se aconseja (ref. 8) aumentar estos valores entre 0,05mm y 0,1mm.

Es usual que entre el rotor y la carcaza haya dos cierres laberínticos, uno en la cara anterior y otro en la posterior; el cálculo realizado es válido para ambos hasta la fórmula (4.3.1) inclusive. Pero la presión luego del laberinto posterior (punto 4 en la fig.4.4) no se puede asegurar que valga  $p_1$ ; en general será mayor pero difícil de estimar.

La validez de la fórmula (4.3.5), llamada "fórmula de Stepanoff", reposa sobre varias hipótesis simplificadoras; ello hace que no se pueda esperar gran precisión de ella. Pero como Q' suele ser muy pequeño, el error cometido no tiene un efecto muy importante sobre  $\eta_v$  y por lo tanto sobre Q.

Una conclusión que se puede extraer de la fórmula de Stepanoff es que, en bombas similares, si  $\delta$  fuera proporcional a  $D_1$ , y el régimen de escurrimiento en el laberinto fuese el mismo (laminar o turbulento), Q" sería proporcional a  $D_1 N^3$ . Ello no se cumple exactamente pues  $\delta$  suele aumentar con  $D_1$  pero menos que proporcionalmente.

#### 4.3.1.2 Fugas entre el eje y la carcaza.

Esta pérdida, inevitable en el caso en que el sellado entre el interior de la bomba y su exterior se realice mediante empaquetadura y prensaestopas, suele ser despreciable. En bombas diseñadas para valores de Q del orden de 1 y 2  $m^3/h$ , Q" puede valer a lo sumo unos pocos litros por hora. Incluso puede llegar a ser nulo: muchas bombas que impulsan fluidos



caros o tóxicos no admiten fuga alguna, por lo que el sellado se realiza mediante sellos mecánicos rozantes, que si bien introducen pequeñas pérdidas mecánicas no permiten pérdidas volumétricas.

#### 4.3.1.3 Otras pérdidas volumétricas

Con frecuencia se utiliza parte del líquido que atraviesa el rotor para cumplir funciones auxiliares dentro de la misma bomba. Por ejemplo, se hacen extracciones del líquido en la voluta para lubricación de la caja de empaquetadura; dicha agua es parcialmente recirculada (la que lubrica y enfría la parte interior de la empaquetadura) y parcialmente perdida (la que lubrica y enfría los anillos exteriores de empaquetadura). En bombas de mayor porte se suele necesitar enfriar los cojinetes, y esto se realiza con frecuencia con el propio líquido bombeado, del cual se hace una extracción que, pasando por las camisas de enfriamiento de los cojinetes vuelve a la zona de entrada a la bomba. También se produce una pérdida cuando el empuje axial es contrarrestado mediante un disco de equilibrio (ver 9.2).

Por ser estos gastos o recirculaciones de líquido tan dependientes del diseño mecánico y de la forma de operar la bomba, no cabe realizar una cuantificación que tenga alguna generalidad.

#### 4.3.2 Pérdidas hidráulicas.

Según el teorema de Euler, el trinomio de Bernoulli evaluado a la salida de la bomba, despreciando las pérdidas, sería:

$$E_2 = E_1 + C(\bar{u}_2 \cdot \bar{v}_2 - \bar{u}_1 \cdot \bar{v}_1) / g \quad (4.3.6)$$

Pero  $E_2$  es siempre menor que el valor dado por (4.3.6) por varios motivos, principalmente:

a) Hay desprendimiento de la corriente, formación de torbellinos, variación de sección y de dirección en el difusor o voluta.

b) Hay rozamiento en las paredes mojadas por el fluido.

Las pérdidas de carga debidas a separación de la capa límite y turbulencias, son de muy difícil determinación; no hay al presente una teoría que permita cuantificarlas siquiera aproximadamente. Debido a la no coincidencia del ángulo de ataque  $\beta_1$  con  $\beta_{1p}$  se produce separación de la capa límite en las aristas de entrada de los álabes; hay torbellinos por variación brusca de la dirección del flujo, que se componen con el torbellino relativo mencionado en 2.5; y hay variaciones bruscas de la sección de pasaje del fluido.

Por todos estos motivos se altera el patrón teórico de flujo y se forman zonas "muertas" en los canales del rotor.

Menos importante suele ser la influencia de la disipación turbulenta en las paredes del rotor, distribuidor y voluta que son mojadas por el fluido; si bien en el caso de manufactura descuidada pueden ser grandes las pérdidas por ese motivo. Y trabajando al caudal de diseño cobran importancia relativa pues disminuyen las pérdidas por los demás motivos.

Todas las pérdidas mencionadas se resumen en el llamado rendimiento hidráulico  $\eta_h$ , que se define por :

$$H = H_t - H_{(perd.)} = \eta_h \cdot H_t \quad (4.3.7)$$

El valor de  $\eta_h$  es siempre menor que 1. Puede valer entre 0,6 y 0,7 para bombas pequeñas y de velocidades específicas bajas (diseñadas para valores grandes de H y con secciones pequeñas para el pasaje del fluido). Puede llegar a valer 0,9 a 0,95 para bombas de velocidades específicas altas ( gran caudal, pasajes amplios y alturas de diseño bajas). En última instancia, la determinación del valor de  $\eta_h$  se puede hacer sólo experimentalmente.

Al aumentar el número Z de álabes, crecen las pérdidas mencionadas, sobre todo debido a la influencia del rozamiento. Por lo tanto se hace menor el valor de  $\eta_h$ .

Pero también al aumentar Z el valor del coeficiente de corrección de Pfleiderer C crece (ecuación (2.5.2)). Habrá por

lo tanto un valor óptimo de  $Z$ , desde este punto de vista; dicho valor óptimo depende de la geometría del rotor (línea media del flujo, ángulos de entrada y salida) y suele tomar valores entre 4 y 10.

#### 4.3.3 Pérdidas de potencia.

Hay dos motivos fundamentales por los cuales la potencia que requiere la bomba del motor que la acciona es mayor que la dada en la ecuación (3.3.1):

- a) Rozamiento fluido: entre el rotor y el fluido en el espacio entre el rotor y la carcasa (pérdidas de disco).
- b) Pérdidas por rozamiento en cojinetes y sistema de sellado.

##### 4.3.3.1 Pérdidas de disco.

El rotor gira en una carcasa llena de líquido viscoso. Sufirá por lo tanto cierta resistencia a las tensiones rasantes sobre sus caras exteriores. Se calculará la potencia necesaria que se requiere por este motivo.

Se supone que el rotor es un disco liso de diámetro  $D_2$  y que la tensión rasante que le ejerce el fluido en un punto a distancia  $r$  del centro está dada por:

$$\tau = Ku^2 \quad (4.3.8)$$

donde  $u = r\omega$  y  $K$  es una constante que depende de la geometría del rotor, el número de Reynolds en el borde del disco y la rugosidad relativa. Sobre un disco de ancho  $dr$  se produce un esfuerzo  $dF = 2\pi r dr \tau$  que origina un momento respecto al eje:

$$dM = 2\pi r^2 dr \tau = 2\pi K \omega^2 r^4 dr$$

Integrando entre  $r_1 = D_1/2$  y  $r_2 = D_2/2$ ,



$$M_d = \frac{2}{5} \frac{\pi K \omega^2}{2^5} (D_2^5 - D_1^5) = K' \omega^2 D_2^5 \left(1 - (D_1/D_2)^5\right)$$

Despreciando el rozamiento en la superficie periférica del rotor, la potencia perdida es:

$$P_d = \omega M_d = K' N^3 D_2^5 \quad (4.3.9)$$

Si bien las hipótesis realizadas son muy simples (la validez de (4.3.8), que K sea constante, el tipo de movimiento del fluido en el espacio entre el rotor y la carcasa), la validez de (4.3.9) se ha visto confirmada por experimentos en los que se ha investigado el valor de K'. Se llegó a determinar que, si bien K' depende del número de Reynolds del disco:

$$Re_d = \frac{\omega (D_2/2)^2}{\nu}$$

se obtienen resultados suficientemente aproximados tomando

$$K' = \gamma \cdot 0,128 \times 10^{-9} \frac{kW}{RPM^3 m^2 \cdot kg}$$

Puede verse un cálculo más elaborado en la ref. 1.

#### 4.3.3.2 Pérdidas mecánicas

Se trata de:

a) Pérdidas por rozamiento en cojinetes; suelen ser muy pequeñas tanto si los cojinetes son de deslizamiento como si son rodamientos.

b) Pérdidas por rozamiento de la empaquetadura contra el eje, o contra el manguito protector. Si la lubricación es adecuada, suelen ser también pequeñas, aunque más notorias que las de (a).

b') Alternativamente a la empaquetadura se usan sellos mecánicos. Estos provocan menor pérdida de potencia, además de proveer un sellado total, sin fugas.

c) Otras partes de la bomba que, siendo fijas, rocen contra los elementos móviles (por ejemplo, retenes para el lubricante de los cojinetes), o siendo móviles, rocen contra alguna parte fija o el líquido o el aire (por ejemplo disco de equilibrado). Las pérdidas mecánicas suelen ser muy pequeñas: en bombas chicas y medianas (hasta 80 100 CV) no suelen superar el 2% o 3%. En bombas de mayor potencia, suelen ser del orden del 1%.

## 5 GENERALIDADES DEL DISEÑO DEL ROTOR

Se supondrá que se trata de diseñar una bomba que, girando a una velocidad de rotación  $N$ , proporciona un caudal  $Q$  y suministra una energía específica (energía por unidad de peso)  $H$ .

Se supondrá asimismo que, habiendo calculado el valor de:

$$N_s = N \cdot Q^{1/2} \cdot H^{-3/4}$$

el valor obtenido está situado dentro del intervalo correspondiente a las máquinas centrífugas.

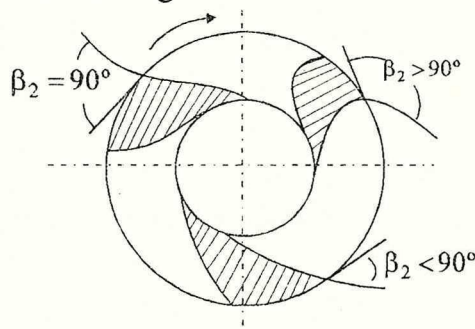


Figura 2.8.-  
Formas de los canales  
de rodete con distintos  
valores de los ángulos  
de salida.

Las ecuaciones teóricas básicas para el diseño del rotor de una bomba son las del caudal que fluye por el rotor y

la de la altura teórica  $H_{\infty}$ , con la suposición usual de que  $\bar{v}_1$  es radial, o sea de que  $\bar{u}_1 \cdot \bar{v}_1 = 0$ .

$$Q_t = \pi \cdot D_1 \cdot l_1 \cdot v_1 \cdot \varepsilon_1 \quad (5.1)$$

$$Q_t = \pi \cdot D_2 \cdot l_2 \cdot v_{R_2} \cdot \text{sen} \beta_{2p} \cdot \varepsilon_2 \quad (5.2)$$

$$H_{\infty} = \frac{\bar{u}_2 \times \bar{u}_1}{g} = \frac{u_2 \cdot v_{2u}}{g} \quad (5.3)$$

donde  $\bar{v}_{2u}$  es la componente de  $\bar{v}_2$  en la dirección de  $\bar{u}_2$ .

Se estudiará más adelante la relación entre  $Q$  y  $Q_t$  y entre  $H$  y  $H_t = C \cdot H_{\infty}$ . Pero inclusive conociendo  $Q_t$ ,  $H_t$  y  $N$ , estas tres ecuaciones no son suficientes para determinar todas las características geométricas de la bomba. Algunas de éstas podrán ser fijadas arbitrariamente, o en función de otras características que se desee tenga la bomba. Por ejemplo, se puede fijar el diámetro exterior  $D_2$  del rotor; con ello se tiene  $u_2$  y con (5.3) se obtiene  $v_{2u}$ . Eligiendo  $l_2$  se puede, con (5.2), completar el triángulo de velocidades a la salida.

Se puede elegir  $D_1$ . En la elección convendrá tener en cuenta que quede suficiente espacio para el desarrollo de los álabes; por otro lado, la velocidad a la entrada no debe ser demasiado alta (por ejemplo,  $v_1 < 10 \text{ m/s}$ ) para evitar problemas de cavilación, como se verá más adelante. Eligiendo finalmente  $l_1$ , con (5.1) queda determinado el triángulo de velocidades a la entrada. La elección de  $l_1$  es arbitraria, pero conviene tener en cuenta que la velocidad relativa no debe presentar grandes variaciones entre la entrada y la salida, para evitar desprendimientos de la capa límite.

## 6. DISEÑO DEL SISTEMA DIRECTOR.

### 6.1 Consideraciones generales.

Según se vio en 2.6,  $H$  ( ó  $H^*$  ) está compuesto parcialmente por una altura dinámica. Convendrá que la velocidad de salida de la bomba sea más o menos igual a la velocidad de entrada para no incurrir en pérdidas por



rozamiento muy grandes en la tubería de impulsión. Para disminuir eficientemente la velocidad con que sale el fluido del rotor hay dos recursos principales: 1) se emplea un conjunto de canales ensanchados, el "difusor", constituido por paletas directrices; 2) se construye rodeando al rotor un solo canal grande, la caja espiral o voluta.

El difusor recibe el flujo total del rotor, lo divide en flujos parciales por sus canales, guiándolo según el diseño de sus paredes y álabes. En cambio la voluta se diseña para que sea la materialización de una superficie de corriente, de modo de ejercer un mínimo de influencia sobre la corriente real. La disminución de velocidad que se logra en la voluta, entonces, depende únicamente de las condiciones del escurrimiento; en cambio el difusor imprime la disminución de velocidad que el diseñador quiere. Sin embargo, la caja espiral cumple bastante satisfactoriamente su cometido, por lo que suele omitirse el difusor, en especial en bombas chicas en que la diferencia de costos resultante de incluirlo es relativamente grande.

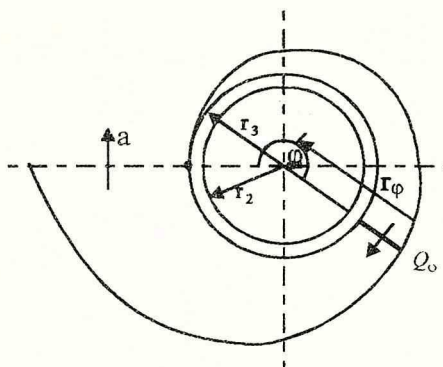


Figura 6.1.-  
E

## 6.2 Diseño de la voluta.

Se verá cómo elegir la curva espiral límite exterior de la voluta (ver fig. 6.1), o sea, se busca la dependencia de  $r_\varphi$  respecto a  $\varphi$ . Para efectuar una primera aproximación al diseño se procederá a calcular suponiendo el fluido perfecto e irrotacional. Suponiendo que el movimiento es plano, la única componente no nula del vector  $\nabla \wedge \vec{v}$  es la componente perpendicular al plano de la fig. 6.1. Dicha componente vale (en coordenadas cilíndricas):

$$\bar{e}_z \cdot (\nabla \wedge \bar{v}) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot v_u)$$

donde  $v_u$  es la componente tangencial de la velocidad absoluta. Imponiendo la nulidad de esta componente resulta:

$$r \cdot v_u = K$$

Considerando ahora una sección meridiana de la voluta (fig. 6.2), por una franja de espesor  $dr$  y ancho  $b$  pasa un caudal :

$$dQ = b dr \cdot v_u = b \frac{dr}{r} \cdot K$$

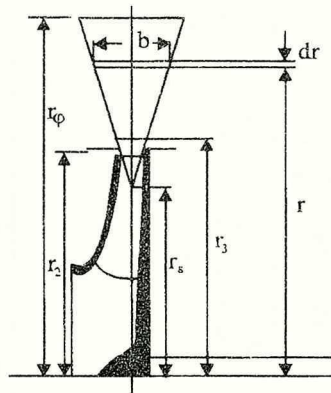


Figura 6.2.-  
Corte de voluta de  
sección trapezoidal

El caudal que pasa por toda la sección es :

$$Q_\varphi = K \int_{r_s}^{r_\varphi} \frac{b}{r} dr \quad (6.2.1)$$

Llamando  $Q$  al caudal que sale de la voluta, el caudal  $Q_\varphi$  que salió del rotor en un ángulo  $\varphi$  es :

$$Q_\varphi = Q \cdot \frac{\varphi}{2\pi}$$

Sustituyendo en (5.2.1) :

$$\varphi = \frac{2\pi \cdot K}{Q} \int_{r_s}^{r_\varphi} \frac{b}{r} dr \quad (6.2.2)$$

Si las paredes de la voluta son paralelas,  $b(r) = b$ , queda:

$$\varphi = \frac{2\pi \cdot K}{Q} L(r_\varphi / r_s)$$

de donde:

$$r_\varphi = r_s \cdot e^{K'Q\varphi} \quad (\text{espiral logarítmica})$$

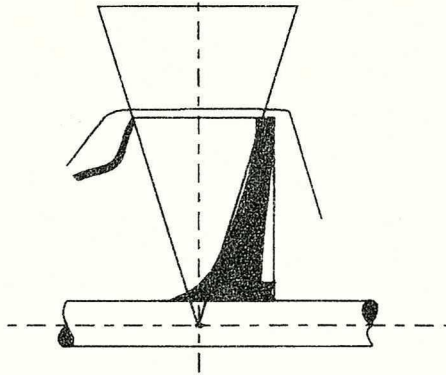


Figura 6.3.-  
Voluta de sección  
trapezoidal

Suponiendo que las paredes de la voluta son superficies cónicas que se intersecan a distancia  $r_0$  del eje (ver fig. 6.2),

$$b = \alpha(r - r_0)$$

Sustituyendo en 6.2.2 e integrando:

$$\varphi = \frac{2K\pi\alpha}{Q} L\left(r_\varphi - r_s - r_0 L \frac{r_\varphi}{r_s}\right) \quad (6.2.3)$$

Esta ecuación define implícitamente  $r_\varphi$  en función de  $\varphi$ . En el caso particular  $r_0 = 0$  (ver fig. 6.3) se puede despejar  $r_\varphi$ :

$$r_\varphi = K'Q\varphi + r_s \quad (6.2.4)$$



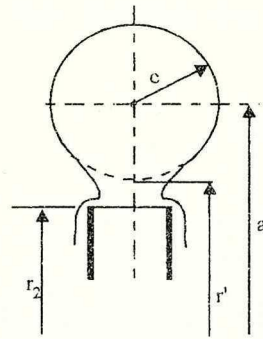


Figura 6.4.-  
Voluta de sección  
circular.

O sea, la forma de la voluta corresponde a la de una espiral de Arquímedes.

Si la sección meridiana de la voluta tuviera forma circular (fig. 6.4), se llega a que :

$$\rho = AQ\varphi + \sqrt{AQ\varphi + 2r'} \quad (6.2.5)$$

donde A es una constante. Para secciones de distinta forma que las consideradas, se calcula gráfica o numéricamente la integral (6.2.2). Tomando varios radios en la sección se calcula  $b/r$  para cada uno de ellos. Dibujando la curva  $b/r$  vs.  $r$  (ver fig. 6.5) se puede hallar las áreas:

$$F_r^* = \int_{r_s}^r \frac{b}{r} dr$$

para distintos valores de  $r$ .

Como  $\varphi = \frac{2K\pi}{Q} F_r^*$ , se puede trazar la curva  $\varphi$  vs.  $r$ , interrumpiéndola en  $\varphi = 2\pi$ . La función inversa de ésta da la curva buscada para la voluta. Las desviaciones principales respecto a los cálculos realizados se deben a :

1) El campo de velocidades a la salida del rotor no es uniforme en todo el ancho del rotor (ver fig. 2.3 b)

2) El movimiento no es plano, pues la componente radial de  $v_2$  causa un movimiento que compuesto con el tangencial genera un flujo en espiral. (ver figura 6.6.-)

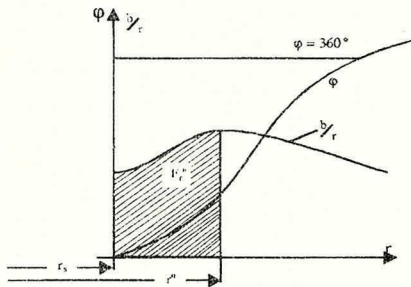
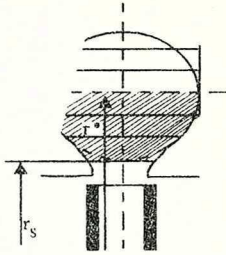


Figura 6.5.-  
Cálculo de la  
voluta.

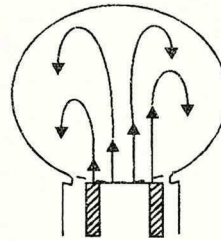


Fig. 6.6  
Flujo en espiral  
en la voluta.

## 7. FUNCIONAMIENTO DE LAS BOMBAS

### 7.1 Características de una instalación.

Una bomba que impulsa fluido debe entregarle energía por unidad de peso circulante (energía específica) para:

- 1) Vencer el desnivel geométrico.
- 2) Lograr una presión y/o una velocidad determinada en la descarga.

3) Compensar las pérdidas de carga distribuidas y concentradas. Los dos primeros requerimientos de energía específica suelen ser independientes del caudal impulsado. En cambio, la velocidad de descarga es proporcional al caudal y las pérdidas de carga son crecientes con el caudal. Si se acepta la fórmula de Darcy, son cuadráticas con la velocidad, o sea (a sección constante), con el caudal. Por lo tanto, en la

instalación representada esquemáticamente en la fig. 7.1, la energía requerida por unidad de peso será:

$$H_{inst} = Z + \frac{P_2 - P_1}{\gamma} + \frac{V_2^2 - V_1^2}{2g} + K_0 Q^2$$

donde  $K_0$  incluye los coeficientes de todas las pérdidas de carga en la instalación. Como  $V_1$  y  $V_2$  son proporcionales a  $Q$ , se puede escribir (ver fig 7.2):

$$H_{inst} = Z + \frac{P_2 - P_1}{\gamma} + KQ^2 \quad (7.1)$$

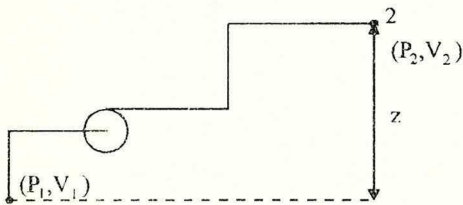


Figura 7.1.-  
Esquema de una instalación  
de bombeo.

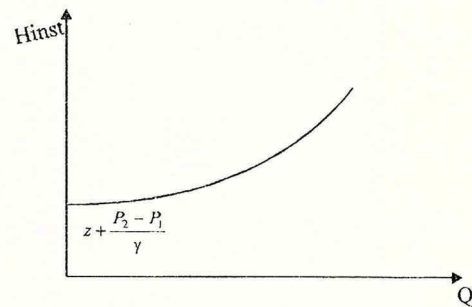


Figura 7.2.-  
Curva característica de la  
instalación.

## 7.2 Punto de funcionamiento.

La bomba de la instalación de la fig. 7.1 tendrá, en general, una curva característica decreciente (ver 3.2). Puesta a funcionar en esa instalación, la bomba trabajará en el punto en que se igualen la altura que requiere la instalación con la que entrega la bomba. O sea, que intercectando las curvas características de la bomba y de la instalación, se define el punto  $Q_f, H_f$  de funcionamiento (fig. 7.3).

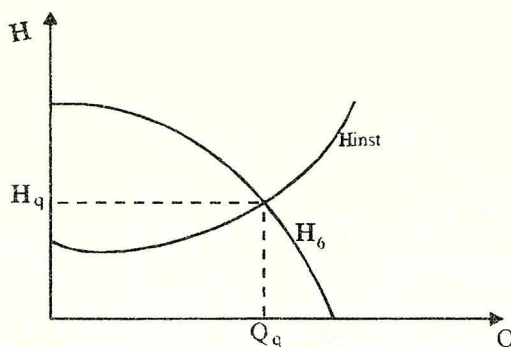


Figura 7.3.-  
Determinación del punto  
de funcionamiento.

### 7.3 Bombas en paralelo.

Cuando el caudal que entrega una bomba trabajando en una instalación dada es insuficiente respecto al requerido, se puede instalar otra bomba trabajando en paralelo con ella. Si las bombas tienen las respectivas curvas características AB y CD (ver fig. 7.4), la unión de ambas en paralelo se comportará como una bomba de curva característica AEF, obtenida sumando las abscisas correspondiente a los mismos valores de H de las curvas de ambas bombas. El punto de funcionamiento de la unión de ambas bombas en paralelo se halla cortando la curva AEF con la curva característica de la instalación. Obsérvese que el caudal del punto de corte no es igual, sino menor a la suma de los caudales que daría cada bomba funcionando sola en esa instalación.

### 7.3 Bombas en serie.

Cuando la presión que da una bomba es insuficiente respecto a la que la instalación requiere, se puede instalar otra trabajando en serie con ella. Si las bombas tienen las respectivas curvas AB y CB (fig 7.5), la instalación de ambas en serie se comportará como una bomba de curva característica DB, obtenida sumando las ordenadas correspondiente a los mismos caudales Q de las curvas de ambas bombas. Obsérvese que la altura que da el conjunto de dos bombas en serie no es igual, sino menor que la suma de las que dan cada una trabajando sola en esa instalación. Análogamente para los caudales.



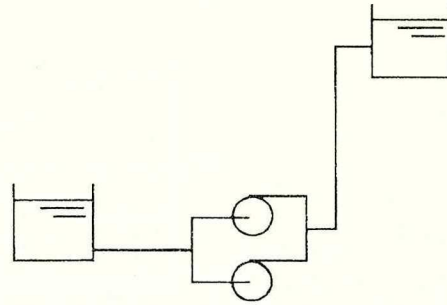
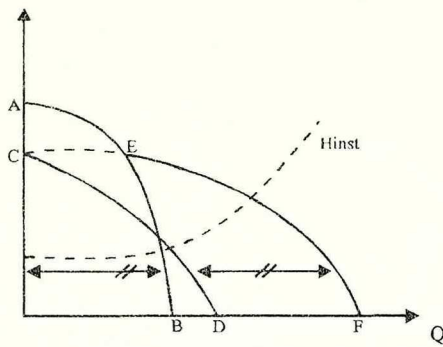


Figura 7.4.-  
Bombas en paralelo.

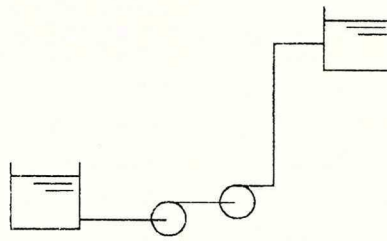
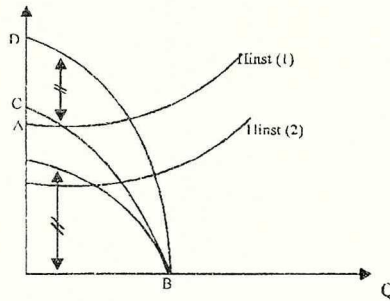


Figura 7.5.-  
Bombas en serie.

## 8. REGULACIÓN DE CAUDAL

### 8.1 Necesidad de regular el caudal.

Puesta una bomba de curva característica  $H_b(Q)$  a funcionar contra una instalación de curva característica  $H_{inst}(Q)$ , queda definido el punto de funcionamiento  $(Q_f, H_f)$  (ver fig. 7.3). Pero es frecuente que el servicio abastecido por esa bomba requiera otro caudal  $Q_r$  y que no sea práctico cambiar de bomba. Más aún, con frecuencia es necesario poder alterar los caudales movidos (varía  $Q_r$ ) con cierta asiduidad. Se verán los principales métodos para lograrlo.

## 8.2 Estrangulación en la impulsión

Una llave de paso colocada en la tubería de impulsión, generalmente próxima a la bomba, permite obtener un caudal menor que el que se obtendría sin ella. El cierre parcial de dicha válvula (suele ser de esclusa para cañerías de diámetros reducidos y tipo mariposa para los mayores) permite introducir una pérdida de carga concentrada adicional, lo que equivale a cambiar la curva  $H_{inst}$  por otra de mayor concavidad que cortará a la curva  $H_b$  en un punto correspondiente a menor caudal (ver fig. 8.1). Este modo de regular el caudal posee la ventaja, de que es muy fácil de concebir e instalar, es barato y versátil. Sin embargo, posee la desventaja de que disipa energía y puede hacer trabajar la bomba en un punto de bajo rendimiento.

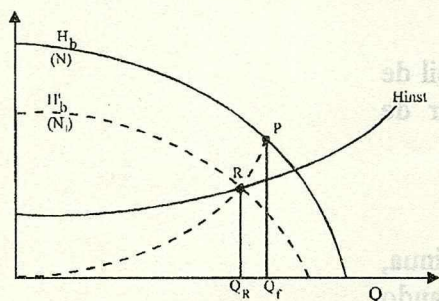


Figura 8.1.-  
Regulación por  
estrangulación.

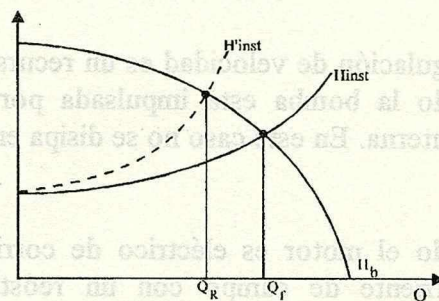


Figura 8.2.-  
Regulación por variación  
de velocidad.

## 8.3 Variación de la velocidad.

Para que la bomba entregue un caudal  $Q_r$  trabajando contra la instalación, se puede variar la velocidad de rotación del rotor de modo que la nueva curva de la bomba  $H'_b(Q)$ , pase por el punto  $R$  (ver fig.8.2). Por las leyes de semejanza de una bomba consigo misma, el punto  $R$  será un punto de funcionamiento símil de un punto  $P$  de la curva a velocidad  $N$ , cumpliéndose:

$$\frac{Q_R}{Q_p} = \frac{N_1}{N}, \quad \frac{H_R}{H_p} = \left(\frac{N_1}{N}\right)^2 \quad (8.3.1)$$





### 8.4 Cegado de canales del rotor

Cerrando algunos de los canales en el rotor (ver fig.8.3) se obtiene un caudal menor y también alturas menores, con ahorro considerable de energía con respecto a la regulación por estrangulación. El cierre sólo a la entrada de los canales es algo más desfavorable respecto a los caudales pero no tan desfavorable con respecto a la altura. Como ventaja, hace perder poca energía. Pero tiene desventajas: exige desarmar la bomba y alterar el rotor, con difícil retorno a la condición original. Es una regulación muy gruesa.

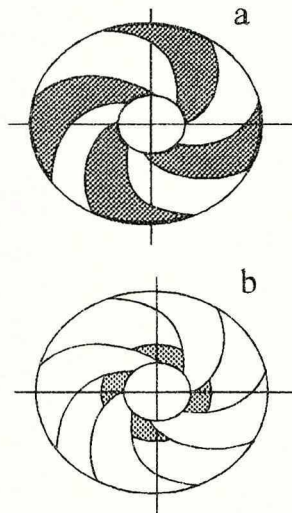


Figura 8.3.-  
Cierre de canales del rotor.

### 8.5 Torneado del rotor

Los fabricantes suelen elaborar normalmente una serie discontinua de bombas. Cuando se necesita una bomba que de un punto de funcionamiento  $(Q_f, H_f)$  se puede tomar una que de, al caudal  $Q_f$ , una altura  $H$  mayor y reducirle, torneándolo, el diámetro  $D_2$ .

Sea un rotor de diámetro  $D'_2$ . Se reduce el diámetro a un diámetro  $D_2$ , con las siguientes hipótesis:

- a) El ancho  $l$  del rotor permanece incambiado



b) El ángulo  $\beta$  de salida permanece incambiado

c) Se tornean sólo los álabes, no las paredes del rotor.

El triángulo de velocidades a la salida se modificará:

1) La velocidad de arrastre es  $u'_2 = u_2 \frac{D'_2}{D_2}$

2) La velocidad relativa  $v'_{R2}$  tiene la misma dirección que  $v_{R2}$ , impuesta por  $\beta_{2p}$ .

3) La región anular entre los diámetros  $D'_2$  y  $D_2$  se puede entender como un difusor recto de ancho constante; entonces el ángulo  $\alpha_2$  de entrada a la voluta se mantiene.

Por lo tanto el triángulo de velocidades queda homotético al original con razón  $\frac{D'_2}{D_2}$ .

Según se vio, (ecuación (2.8.3)),  $H_t$  es proporcional a  $u_2 \cdot v_{2u}$ , por lo tanto (si se desprecia la variación del coeficiente de Pfleiderer), queda multiplicado por:

$$\left( \frac{D'_2}{D_2} \right)^2$$

Como por (2.4.2)  $Q_t$  es proporcional a  $D_2 v_{R2}$ , también  $Q_t$  resulta modificado en un factor

$$\left( \frac{D'_2}{D_2} \right)^2$$

Por lo tanto, al torneear el rotor no se mantiene la similitud (se pierde la semejanza geométrica) sino que se mantienen constantes:

$$\frac{Q_t}{D_2 N} \quad \text{y} \quad \frac{H_t}{D^2 N^2}$$

Por lo tanto, si se mantiene la velocidad, el nuevo punto de funcionamiento y el viejo cumplen una misma ecuación

$$\frac{Q_t}{H_t} = \text{cte.}$$

O sea, si por el punto R requerido se traza la recta por el origen, se halla el punto P del cual es correspondiente en la reducción de diámetros (ver fig. 8.4).

En virtud de las hipótesis hechas, que no se verifican más que aproximadamente, lo anteriormente expuesto se considera válido sólo para pequeñas reducciones de diámetros, que no superen el 15% o 20%.

Al tornearse el rotor, también se afecta el rendimiento. Se atribuye a que empeora el guiado del agua, por lo tanto baja también el coeficiente de Pfeleiderer. También, si no se tornean las paredes del rotor, crece relativamente la disipación producida por ellas, por lo que el rendimiento baja (en este sentido, si no hay difusor puede convenir también tornearse las paredes).

Pueden consultarse detalles adicionales sobre torneado de rotores en las refs. 6 y 7.

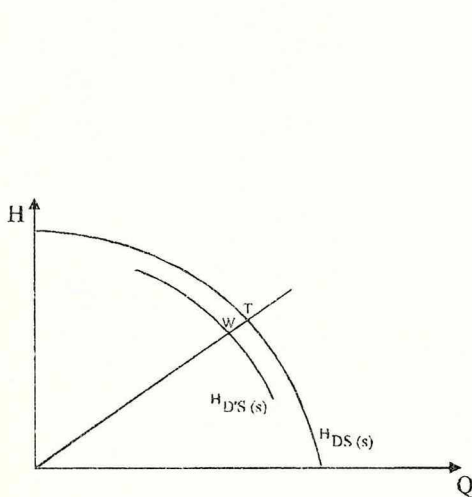


Figura 8.4.-  
Variación de la curva  
característica al tornearse  
el rotor.

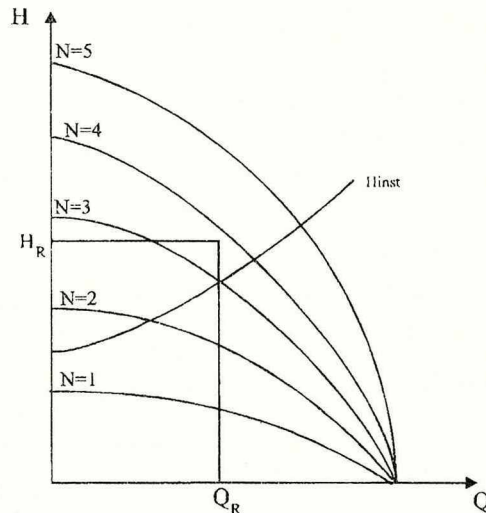


Figura 8.5.-  
Variación del número  
de rotores.

### 8.6 Variación del número de rotores

En algunas bombas multietapas no es complicado elegir la cantidad de rotores necesaria para cumplir con un punto de trabajo requerido.

Por ejemplo, para lograr el punto  $(Q_R, H_R)$  (ver fig. 8.5) se puede usar una bomba de cuatro rotores y luego regular en menos el caudal usando alguno de los métodos vistos (por ejemplo los mencionados en 8.2 y 8.3).

Este método es especialmente adecuado a bombas sumergibles y bombas de pozo profundo de eje vertical, así como algunos modelos de bombas de eje horizontal. Equivale aproximadamente a colocar varias bombas en serie; las alturas no se multiplican exactamente por el número de rotores debido a las pérdidas en la entrada y en la salida, que son fijas así sean asignadas a una bomba monoetapa o multietapa.

### 8.7 Variación del rendimiento

Se puede variar, generalmente sólo para reducir, la altura y caudal que da una bomba alterando las características que influyen sobre los rendimientos volumétrico e hidráulico. La manera más común se aplica a bombas de rotor semiabierto, en que los canales de pasaje del agua están limitados por los álabes y una pared móviles, y una pared de la carcasa, fija. Aumentando la separación entre rotor y carcasa, aumentan las recirculaciones y las corrientes secundarias, con lo que bajan  $\eta_v$  y  $\eta_h$ , con lo que descienden Q y H.

El rendimiento total baja, sin perjuicio de que la potencia consumida también sea menor (al aumentar la distancia rotor-carcasa disminuye el gradiente de velocidades, por lo que se hacen menores las tensiones rasantes de fricción).

## 9. EMPUJE AXIAL.

### 9.1 Estimación del empuje axial

Cuando un rotor es de entrada axial, en toda la sección de entrada hay presión  $p_1$ . Pero del otro lado del rotor la presión será  $p_2$  o algo menor. Esa diferencia provoca que el rotor sufra un empuje axial, en general dirigido hacia la succión. Se examinará a continuación con más cuidado todas las fuerzas con componente axial que pueden existir sobre el rotor. Debido al líquido a la presión de impulsión que está a ambos lados del rotor, en ellos actúan sendas fuerzas  $F_1$  y  $F_2$  (ver fig. 9.1).

Debido al fluido que pasa por el laberinto de la cara posterior del rotor, allí actúa una fuerza  $F_3$ . Debido al fluido a presión de entrada, se tiene una fuerza  $F_4$ . Debido al cambio de dirección del fluido, se produce una fuerza cuya proyección axial es  $F_5$ . Se cuantificará cada una de dichas fuerzas, usando la nomenclatura de la fig. 9.2 para los diámetros y longitudes y luces de los laberintos.

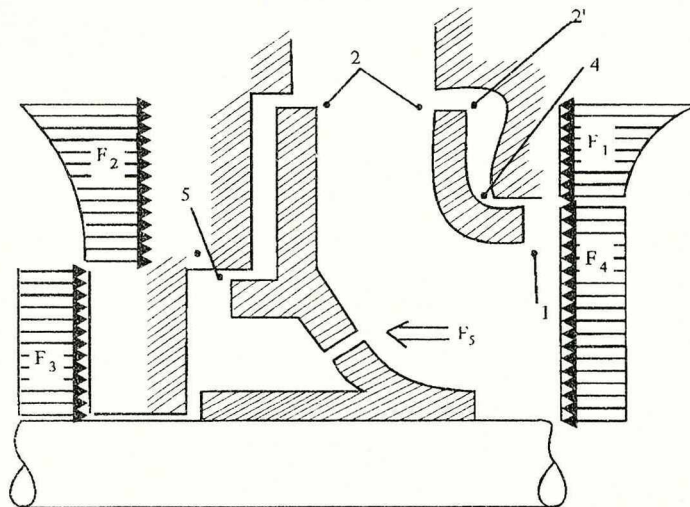


Figura 9.1.-  
Fuerzas axiales en  
el rotor



### 9.1.1. Cálculo de $F_1$ .

Según se calculó en 4.3.1.1, la distribución de velocidades en el espacio entre rotor y carcasa sigue una ley parabólica, dada por (4.3.2). Resulta:

$$p(r) = p_4 + \frac{\gamma K^2}{2g} \omega^2 (r^2 - r_4^2) = p_4 + \frac{\gamma K^2}{2g} (u^2 - u_4^2) \quad (9.1.1)$$

La fuerza  $F_1$  vale:

$$\begin{aligned} F_1 &= \int_{r_4}^{r_2} dr \int_0^{2\pi} p(r) r d\theta = 2\pi \int_{r_4}^{r_2} \left[ p_4 + \frac{\gamma K^2}{2g} \omega^2 (r^2 - r_4^2) \right] r dr = \\ &= \pi (r_2^2 - r_4^2) \left[ p_4 + \frac{\gamma K^2}{4g} \omega^2 (r_2^2 - r_4^2) \right] \end{aligned}$$

o sea,

$$F_1 = \frac{\pi}{4} (D_2^2 - D_4^2) \left[ p_2 - \gamma K^2 \frac{u_2^2 - u_4^2}{4g} \right] \quad (9.1.2)$$

Es frecuente que la luz radial  $\delta_1$  entre rotor y carcasa en el diámetro exterior sea de algunos milímetros o más.

Entonces, se puede suponer  $p_2 = p_2$ .

Sobre el valor de K, ver los comentarios realizados en 4.3.1.1.

### 9.1.2 Cálculo de $F_2$ .

Con un razonamiento análogo al de 9.1.1 se halla :

$$F_2 = \frac{\pi}{4} (D_2^2 - D_3^2) \left[ p_2 - \gamma K^2 (u_2^2 - u_4^2) / 4g \right]$$

### 9.1.3 Cálculo de $F_3$ .

En la cámara posterior del rotor se puede suponer presión  $p_3$  constante. Entonces:

$$F_3 = \frac{\pi}{4} (D_5^2 - d^2) p_3$$

La presión  $p_5$  dependerá de la disposición constructiva adoptada para soportar o compensar el empuje axial ( ver 9.2).

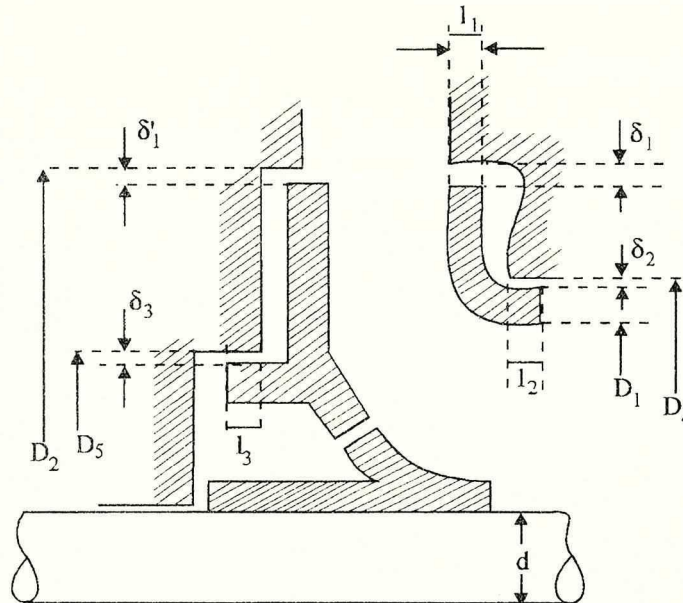


Figura 9.2.-  
Nomenclatura de diámetros  
y laberintos.

### 9.1.3.1 Empuje no compensado.

Si no hubiera compensación del empuje axial, se puede suponer que:

$$p_5 = (p_2 + p_{ext})/2$$

o sea, que la caída de presión en el sello laberíntico es igual a la caída de presión en la empaquetadura. Este valor es muy poco preciso, pues depende de la empaquetadura usada y de su apriete.

### 9.1.3.2 Rotor con orificios.

Si el rotor tuviera perforaciones (ver 9.2(a)), se puede suponer

$$p_5 = (p_1 + p_2)/2$$

Este valor no es preciso pues depende del diámetro, forma de realización, cantidad y ubicación de los orificios. Sin embargo si se carece de información suficiente, la expresión anterior permite una primera estimación.

#### 9.1.3.3 Conexión a la succión.

Si la cámara posterior está conectada a la tubería de entrada a la bomba (ver 9.2(b)), se puede suponer  $p_5 = p_1$ .

#### 9.1.4. Cálculo de $F_4$ .

Suponiendo presión constante en toda la sección de entrada al rotor, y que el rotor está en voladizo

$$F_4 = \frac{\pi}{4} D_4^2 \cdot p_1$$

#### 9.1.5. Cálculo de $F_5$ .

$F_5$  es la fuerza de impulsión debida a la desviación del flujo en la entrada al rotor:

$$F_5 = \frac{\gamma}{g} Qv = 4 \frac{\gamma}{g} \frac{Q^2}{\pi(D_1^2 - d^2)}$$

#### 9.1.6. Fuerza axial resultante.

El empuje axial que soporta el rotor hacia el lado de entrada es :

$$F = F_2 + F_3 - F_1 - F_4 - F_5$$

Para una bomba multi-etapa se deberán sumar los empujes a que están sometidos todos los rotores. A esta fuerza axial debe agregársele, si la bomba es de eje vertical, el peso de rotores, eje y todas las piezas solidarias.

### 9.2 Compensación del empuje axial.

Cuando la fuerza resultante no es excesiva, pueden preverse cojinetes que la soporten. A tal efecto, pueden usarse cojinetes lisos (de deslizamiento) o rodamientos axiales,

cónicos o de contacto angular. Pero el empuje puede llegar a ser tan elevado que los cojinetes necesarios para soportarlos resultarían desmesurados o provocarían complicaciones tecnológicas. En estos casos se deben buscar medidas para reducir el empuje axial. Algunas de las muchas soluciones posibles son :

a) Perforar la parte posterior del rotor (ver fig. 9.1). Así se reduce la presión  $p_3$  a la presión  $p_1$  más las pérdidas de carga en los orificios de compensación. En contra partida, aumenta el caudal  $q'_2$  recirculado, con lo que baja el rendimiento volumétrico. No es la solución más eficaz para reducir el empuje, pero es muy sencilla de realizar.

b) Comunicar mediante un caño, que puede ser exterior a la bomba, la cámara de presión  $P_3$  con la tubería de succión. Si el caño es de suficiente sección, puede ser bastante efectivo, aunque también provoca recirculación.

c) Construir paletas radiales en la parte posterior del rotor, por encima del sello laberíntico. Estas paletas, obviamente de mucho menor ancho que los álabes impulsores, por un efecto análogo al de la operación de una bomba centrífuga disminuyen la presión en la parte más cercana al eje. Se reducen así las fuerzas  $F_2$  y  $F_3$ , así como las pérdidas volumétricas. Como principal inconveniente se anota el consumo de potencia de estos álabes, que puede no ser despreciable.

d) Diseñar los rotores y la carcasa de la bomba de manera que la entrada del fluido se realice por ambos lados ("Rotores de doble succión"), en forma tan simétrica como pueda lograrse ( ver fig. 9.3). Esto es muy utilizado en bombas de caudales importantes respecto a la presión que deben lograr: equivale a tener dos rotores en paralelo.

e) Para el caso de bombas para alta presión, en las que el fluido recorre dos o más rotores en serie, se los puede disponer sobre el mismo eje con las entradas hacia lados opuestos, por lo tanto con los empujes compensándose total o parcialmente (ver fig. 9.4).



f) Emplear un "disco de equilibrado" consistente en un disco rígido solidario al mismo eje del rotor, con un juego radial "j" pequeño y un juego axial "a" variable. La parte de atrás de dicho disco es una cámara B (ver fig.9.5) que se comunica con la tubería de admisión o cualquier otra parte de baja presión. Cuando por el laberinto de luz "j" se produce una fuga, hay en la cámara C una presión mayor que en B, produciendo un empuje sobre el disco en dirección opuesta al empuje sobre el rotor.

Si el empuje sobre el rotor aumentara, disminuirá la luz "a" con lo que aumenta la presión en C; aumenta entonces el empuje compensador sobre el disco. Entonces, la regulación de la posición exacta del rotor se logra automáticamente por medio de la compensación de los empujes en ambas direcciones. Con esta disposición, la instalación de cojinetes de empuje no sólo es innecesaria, sino perjudicial.

Otra ventaja adicional consiste en que la empaquetadura del lado de presión de la bomba soporta presiones moderadas. La desventaja principal de esta solución consiste en la complicación (y costo) que añade al diseño y construcción de la bomba.

Esta requiere, además, ser armada con mucho esmero; hay mayor cantidad de sellados laberínticos. Por todo esto, se usa esta solución sólo en bombas grandes multietapas.

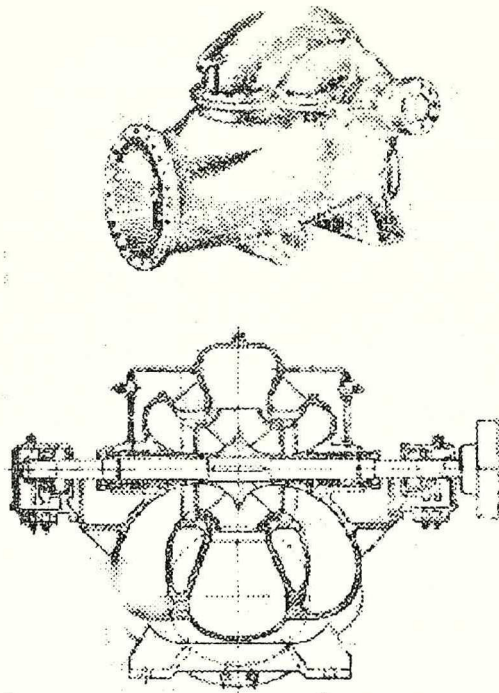


Figura 9.3  
Bomba con rotor de doble succión.

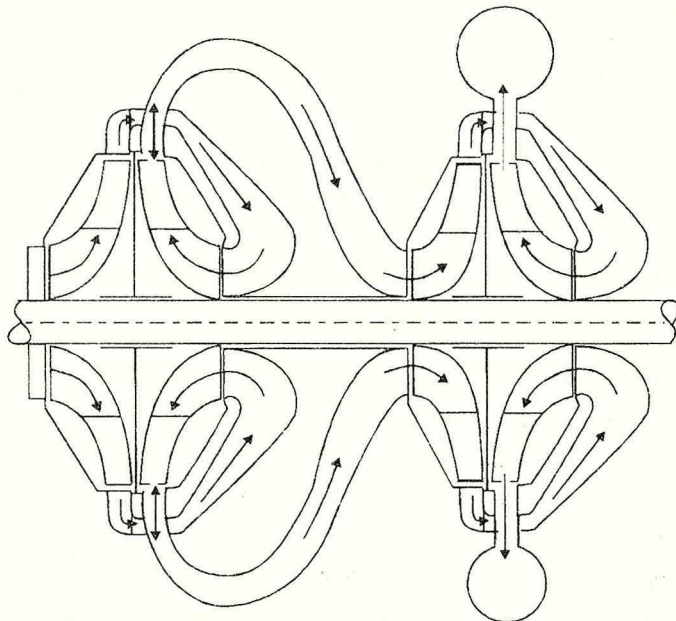


Figura 9.4  
Bomba con disco de equilibrio de empuje axial.

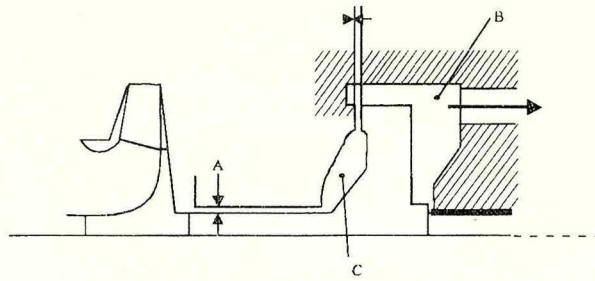


Figura 6.5.-  
Bomba con disco de  
equilibrado de empuje axial.

### 9.3 Empuje radial

Cuando una bomba trabaja en su punto de mayor rendimiento y la voluta ha sido adecuadamente diseñada y construida, en todos los puntos de la circunferencia del rotor la presión es la misma. Sin embargo, en otros puntos de funcionamiento dicho equilibrio se ve alterado, provocando una fuerza resultante en sentido radial sobre el rotor.

El principal efecto de este empuje radial consiste en someter al eje que mueve el rotor a un esfuerzo adicional. Si este esfuerzo es excesivo puede disminuir y hasta anular la luz del cierre laberíntico provocando un rápido desgaste; provocará una disminución de la vida de los cojinetes; en casos extremos puede llegar a producirse la rotura del eje por fatiga.

Para cuantificar el mencionado empuje, es costumbre expresar su magnitud en la forma:

$$F_r = K \gamma H D_2 B_2 \quad (9.3.1)$$

donde  $K$  es un coeficiente cuyo valor se halla experimentalmente y  $B_2$  es el ancho total del rotor a la salida (incluyendo los espesores de pared). Reiterados experimentos han conducido a concluir que el valor de  $K$  depende cuadráticamente del caudal siendo nulo al caudal del diseño  $Q_d$ , de acuerdo a la siguiente expresión empírica:

$$K = K_0 \left| 1 - \left( \frac{Q}{Q_d} \right)^2 \right| \quad (9.3.2)$$



El valor de  $K_0$  (coeficiente de empuje radial a caudal nulo) depende del tipo de bomba, más precisamente, se puede expresar su dependencia respecto a la velocidad específica mediante la expresión también empírica:

$$K_0 = \frac{1,214\Omega}{1+2,18\Omega} \quad (9.3.3)$$

donde  $\Omega$  es la velocidad específica (adimensionada) de la bomba.

Esta expresión es válida para  $0,2 < \Omega < 1,2$ . La dirección del empuje radial varía con el caudal, pero, a grandes rasgos, se puede aceptar que:

- para velocidades específicas altas (mayores de 0,8) el empuje radial está dirigido hacia el comienzo de la voluta (ver fig. 9.6)

- al decrecer la velocidad específica, el empuje radial cambia algo su dirección en el sentido de rotación del rotor.

Todo lo anterior es válido para bombas monoetapa, con rotor de entrada única, sin difusor de álabes.

Para rotores de doble entrada, el empuje radial toma valores algo mayores, no bien cuantificados a la fecha. Para este tipo de bombas se agravan los problemas derivados de este empuje pues los cojinetes que soportan el eje suelen estar a mayor distancia entre sí.

Para bombas con difusor de álabes, el empuje suele ser menor, del orden de la mitad a un tercio del de una bomba de voluta que mueva el mismo caudal. Se debe a que el difusor permite tener, a la salida del rotor, un campo de presiones mucho más uniforme en toda su periferia.

Una disposición constructiva que permite disminuir drásticamente los valores de  $F_r$ , consiste en la "doble voluta": en la parte final de la voluta y hasta la salida inclusive, la voluta es dividida en dos, lográndose así un muy superior equilibrio de presiones en la periferia del rotor. Esta solución,



si bien complica algo la construcción de la carcasa de la bomba, permite eliminar en buena medida el empuje radial.

Las ecuaciones 9.3.1, 9.3.2 y 9.3.3 permiten tener una buena idea de la magnitud de  $F_r$  (empuje radial) lo que resulta imprescindible para un adecuado dimensionado de los cojinetes y el eje.

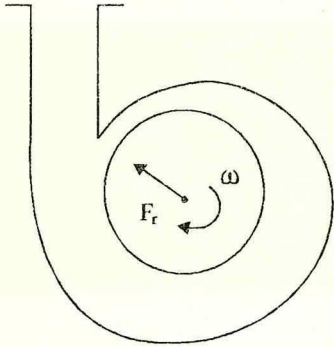


Figura 6.6.-  
Dirección del empuje radial.

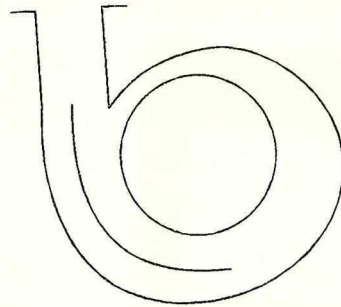


Figura 6.7.-  
Doble voluta.

## 9. REFERENCIAS

- 1.- C. Pfleiderer: "Bombas centrífugas y Turbo compresores" Edit. Labor, España, 1960.
- 2.- C. Pfleiderer: "Les pompes centrifuges" Edit. Dunod, París, 1929.
- 3.- A. J. Stepanoff: "Leakage Loss and Axial Thrust in Centrifugal Pumps"; ASME Transactions, 1932.
- 4.- Daily y Nece: "Chamber Dimension effects on Induced flow and frictional resistance of enclosed rotating disks" ASME Journal of Basic Engineering, 1960.
- 5.- M. Sédille: "Turbomachines hydrauliques et thermiques" Edit. Masson et Cie., París, 1967.
- 6.- A. J. Stepanoff: "Centrifugal and Axial Flow Pumps" Edit. Wiley & Sons, USA, 1948.

7.- Fuchslocher-Schulz: "Bombas. Funcionamiento, cálculo, construcción". Edit. Labor, España, 1964.

8.- Karassik, Krutzsch, Fraser, Messina: Pump Handbook, 2<sup>o</sup>ed, Mc. Graw-Hill, USA, 1986.

9.- B-Neumann - "The Interaction between Geometry and Performance of a Centrifugal Pump " Mech. Eng. Publ. Ltd., Londres, 1991.

621.67 U58b



FI/58069