

MAQUINAS PARA FLUIDOS 1

GENERALIDADES. TURBOMÁQUINAS.

**INSTITUTO DE MECÁNICA DE LOS
FLUIDOS E INGENIERÍA AMBIENTAL**

2009



0. INTRODUCCIÓN

El movimiento de fluidos para su utilización industrial o agropecuaria requiere que a éstos se le entregue energía. Por otra parte, se presenta con frecuencia la situación opuesta: un fluido dispone de energía y se la desea aprovechar en una forma u otra. En ambos casos se realiza un intercambio de energía entre un fluido y una máquina apropiada.

Los casos anteriormente planteados sugieren una primera clasificación de las máquinas en que se intercambia energía con un fluido:

- máquinas operadoras : las que entregan energía al fluido; se trata de las bombas, los ventiladores, los compresores y sus variantes
- máquinas receptoras o motores : las que retiran energía del fluido; se trata de las turbinas hidráulicas o eólicas, los motores hidráulicos y neumáticos y sus variantes.

Una clasificación más extensa se muestra en el cuadro siguiente.

Máquinas operadoras	Fluido incompresible	Rotativas	Volumétricas	Bombas de lóbulos Bombas de paletas deslizantes Bombas de tornillo Bombas peristálticas
			Turbodinámicas o turbomáquinas	Bombas radiales Bombas y ventiladores axiales Bombas de flujo mixto Soplantes Sirocco Bombas periféricas Bombas de vórtice
		Reciprocantes	Bombas de pistón Bombas de diafragma	
	Fluido compresible	Rotativas	Cinéticas	Turbocompresores
			Volumétricas	De tornillo De paletas deslizantes De lóbulos (Roots, ...)
		Reciprocantes	Compresores de pistón	
Otras	ariete hidráulico eyector bomba mamut (air-lift)	De anillo líquido		
Máquinas receptoras	Fluido compresible	Rotativas	Turbina de gas Turbina de vapor Turbina de paletas (motor neumático)	
		Reciprocantes	Motores de combustión interna Máquinas de vapor Motores de gas (o de aire comprimido)	
	Fluido incompresible	Rotativas	De desplazamiento positivo (volumétricas)	De paletas De engranajes
			Cinéticas	Eolopropulsores Turbinas Pelton Turbinas Francis Turbinas Kaplan Turbinas de flujo cruzado Ruedas de pelo de agua

(Se podría añadir otros tipos de bombas que no encuadran exactamente en la clasificación anterior, como las electromagnéticas o las turbomoleculares, pero cuyo escaso uso industrial las hace de menor interés)

En lo sucesivo, salvo advertencia expresa, se estudiará el funcionamiento de las máquinas operadoras. Dentro de éstas, cabe distinguir entre las que trabajan con fluido compresible o las que entregan energía a un fluido que se puede considerar incompresible.

Se hará especial hincapié en las máquinas operadoras llamadas turbomáquinas, debido a su amplísimo uso, logrado en base a la versatilidad de su funcionamiento y a los desarrollos científicos y tecnológicos que han posibilitado su difusión.

1. DESCRIPCIÓN DE UNA BOMBA CENTRIFUGA.

Una bomba centrífuga radial está representada, en cortes meridional y transversal, en las figuras 1.1 y 1.2. 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 ω . 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). Está 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.

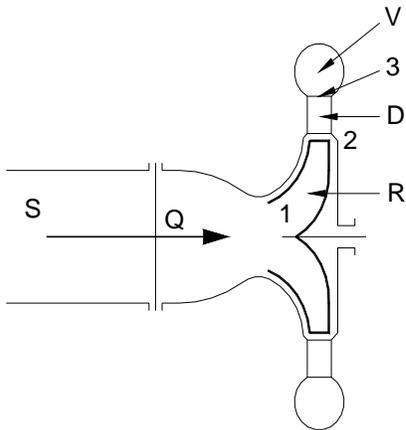


Figura 1.1.-
Corte meridional de una bomba centrífuga.

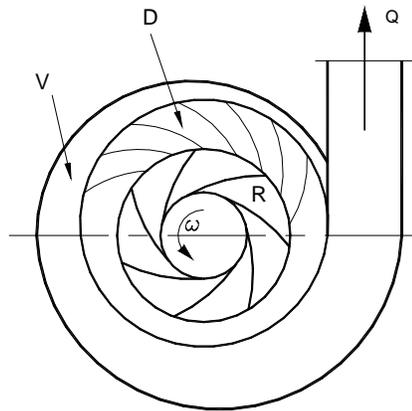


Figura 1.2
Corte transversal de una bomba centrífuga

En la figura 1.3 se presentan las dimensiones características del rotor de una bomba centrífuga:

- Diámetros exterior e interior D_1 y D_2
- Anchos del rotor a la entrada a los álabes y en su salida, l_1 y l_2
- Ángulos de álabe a la entrada y a la salida, β_{1p} y β_{2p}

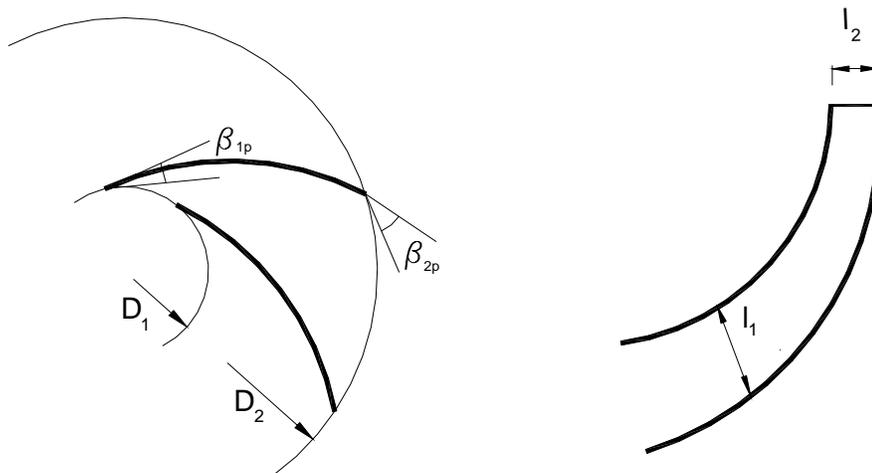


Figura 1.3
Dimensiones características de un rotor.

2. GENERALIDADES DEL DISEÑO DE UNA BOMBA.

2.1. Introducción.

La energía entregada por el rotor al fluido depende de las condiciones cinemáticas del escurrimiento así como de la geometría del rotor y las distintas partes de la bomba.

El rotor está constituido por canales curvilíneos rotatorios por los que circula el fluido. En estas condiciones, la estructura cinemática del flujo en su interior es de suma complejidad. Para permitir su abordaje analítico se debe realizar algunas hipótesis simplificadoras. Modernamente, se dispone de herramientas computacionales que permiten el estudio numérico; pero este tipo de estudios debe ser realizado caso por caso, informando al modelo numérico, en detalle, la geometría de cada bomba y realizando una corrida para cada condición de borde que se desee estudiar. Para los fenómenos no estacionarios, además, se debe definir la condición inicial para cada caso. Dependiendo de la precisión deseada, cada corrida de dichos modelos numéricos (cada punto de funcionamiento que se desee estudiar) puede involucrar un tiempo de máquina de varios minutos a muchas horas y aún días.

Por estos motivos, tiene interés un abordaje analítico que, alimentado con información experimental, permita el conocimiento de las características básicas del funcionamiento de las bombas.

2.2 Triángulos de velocidades.

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) (ver figura 2.1);
- 2- que las velocidades relativas de salida son colineales con las tangentes al borde de fuga de los álabes (ver figura 2.2);

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

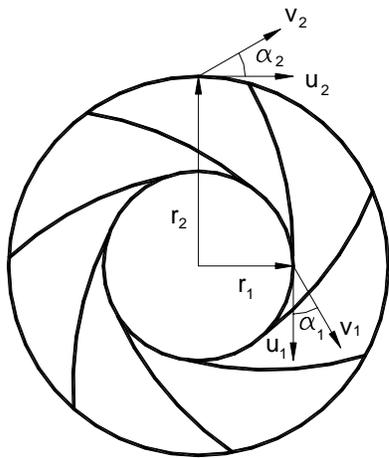


Figura 2.1
Velocidades a la entrada y salida del rotor

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.2.2).

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 y no existe ningún sistema de álabes, fijos o móviles, corriente arriba del rotor. 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 β_{1p} , β_{2p} (ver figura 1.3) y se diferenciarán, como se indica en la figura 2.2, de los ángulos formados por las velocidades relativas del fluido; éstos se indicarán como β_1 y β_2 respectivamente.

Para que no haya separación de la capa límite en el borde de ataque del álabe (efecto que se suele denominar "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:

$$u_1 = \frac{D_1 \omega}{2} \quad , \quad u_2 = \frac{D_2 \omega}{2}$$

siendo D_1 y D_2 los diámetros de entrada y salida, respectivamente, del rotor (ver figura 1.3).

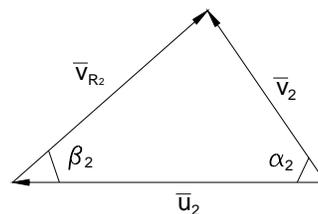
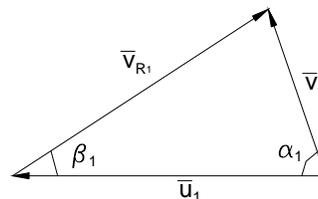
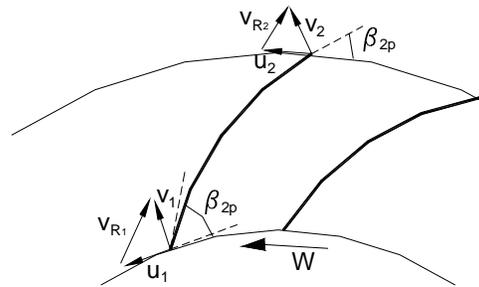


Figura 2.2
Triángulos de velocidades

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 $\beta_{lp} = \beta_l$, esta condición no se cumplirá cuando circule un caudal distinto a ese.

2.3 Teorema de Euler.

Sea Ω un volumen de fluido en movimiento. Sea ρ la densidad de dicho fluido y v su velocidad, referida a un referencial galileano. La segunda ecuación cardinal, o ecuación de conservación del momento angular o de conservación del momento de la cantidad de movimiento del fluido aplicada a dicha porción de fluido se expresa:

$$\bar{M} = \frac{d}{dt} \int_{\Omega} [(P-O) \wedge \rho \bar{v}] dV \quad (2.3.1)$$

donde O es un punto fijo respecto al referencial galileano de referencia y M es el momento, respecto a O , de las fuerzas que un rotor ejerce sobre el fluido que por él circula.

Aplicando el teorema del transporte, se obtiene

$$\bar{M} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} [(P-O) \wedge \rho \bar{v}] d\Omega + \int_{\partial\Omega} [(P-O) \wedge \rho \bar{v}] (\bar{v} \times \bar{n}) dS \quad (2.3.2)$$

El principal interés técnico se centra en la determinación de componente del par según el eje respecto al cual gira el rotor. Se puede demostrar¹ que, en régimen estacionario, la proyección M del par sobre el eje de rotación vale

$$M = \frac{\gamma Q_t}{g} (r_2 v_2 \cos \alpha_2 - r_1 v_1 \cos \alpha_1) = \frac{\gamma Q_t}{g \omega} \left(\bar{u}_2 \times \bar{v}_2 - \bar{u}_1 \times \bar{v}_1 \right)$$

donde γ es el peso específico del fluido y ω es la velocidad de rotación del rotor.

La potencia por unidad de gasto en peso vale, entonces,

$$\frac{M \omega}{\gamma Q_t} = \frac{\bar{u}_2 \times \bar{v}_2 - \bar{u}_1 \times \bar{v}_1}{g} \quad (2.3.3)$$

¹ Se demuestra rigurosamente en el curso de Máquinas para Fluidos 2.

La ecuación (2.3.3), llamada teorema de Euler², es la ecuación básica que explica el intercambio energético en las máquinas centrífugas. Es válida tanto para fluido perfecto como viscoso, compresible o incompresible.

2.4 Carga teórica ideal.

Se llama H_t a la potencia por unidad de gasto (en peso) que le entrega el rotor al fluido. O sea,

$$H_t = \frac{M\omega}{\gamma Q_t} \quad (2.4.1)$$

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, que básicamente se transforman en calor. Aplicando el teorema de Bernoulli generalizado, se llega a que :

$$H_t = E_2 - E_1 + \zeta_{12} = H^* + \zeta_{12} \quad (2.4.2)$$

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 gasto en peso recibida por el fluido (potencia mecánica) y ζ_{12} son las pérdidas de energía en el rotor por unidad de peso circulante (potencia térmica).

En virtud del teorema de Euler (2.3.2), en las hipótesis 1 y 2 mencionadas en 2.2, la potencia por unidad de gasto se puede expresar:

$$H_{t\infty} = \frac{\bar{u}_2 \times \bar{v}_2 - \bar{u}_1 \times \bar{v}_1}{g} \quad (2.4.3)$$

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 gasto calculado en base a dichas hipótesis se lo llama $H_{t\infty}$, donde el subíndice ∞ advierte que el cálculo se refiere al caso límite (irreal) de flujo perfectamente guiado por la existencia de infinitos álabes.

Por otra parte, en esas mismas hipótesis se llega, aplicando el teorema del coseno a los triángulos de velocidades a la entrada y a la salida, a:

$$H_{t\infty} = \frac{(v_2^2 - v_1^2) + (u_2^2 - u_1^2) - (v_{R2}^2 - v_{R1}^2)}{2g} \quad (2.4.4)$$

² Obtenida en 1754 por Leonhard Euler (1707, Basilea, Suiza - 1783, San Petersburgo, Rusia)

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

El primer sumando del segundo término de (2.4.4) representa el aumento de altura debido a la variación de energía cinética del fluido entre antes del rotor y después de salir de éste. El segundo y tercer sumandos representan el incremento en la presión desde la entrada al rotor hasta su salida.

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

$$H_{t\infty} = \frac{\bar{u}_2 \times \bar{v}_2}{g} = \frac{v_2^2 + u_2^2 - v_{R2}^2}{2g} \quad (2.4.5)$$

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

$$H_{t\infty} = \frac{u_2 \cdot v_{2u}}{g} \quad (2.4.6)$$

2.5 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:

$$Q'_t = \pi \cdot D_1 \cdot l_1 \cdot v_1 = \pi \cdot D_1 \cdot l_1 \cdot v_{R1} \cdot \text{sen} \beta_1 \quad (2.5.1)$$

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. 2.3). 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:

$$Q_t = \pi \cdot D_1 \cdot l_1 \cdot v_1 \cdot \varepsilon_1 \quad (2.5.2)$$

donde:

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

Suponiendo que el fluido está perfectamente guiado por el empaquetado del rotor, la dirección de v_{R2} estará dada por el ángulo β_{2p} de las paletas con la tangente a la

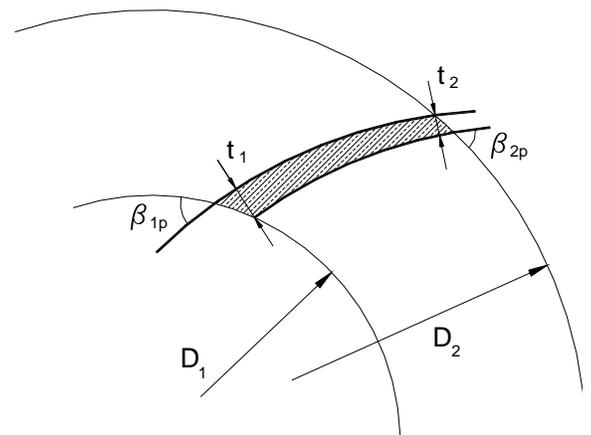


Figura 2.3
Espesor de los álabes

circunferencia de salida. Por lo tanto, se verificará:

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

El caudal, calculado a la salida, vale entonces:

$$Q_t = \pi \cdot D_2 \cdot l_2 \cdot v_{R2} \cdot \text{sen} \beta_2 \cdot \varepsilon_2 \quad (2.5.3)$$

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, en una primera aproximación, suponer que $\varepsilon_2 = 1$. Pero los bordes de ataque del álabe siempre tienen un espesor no despreciable. En rotores bien construidos 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.

2.6 Corrección por número finito de álabes.

Las ecuaciones (2.4.3) o (2.4.4) permiten calcular $H_{t\infty}$ 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. 2.4 (a)).

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. 2.4 (b)). Puede verse en la Ref. 2 un estudio detallado y cuantificación de este efecto individualmente.

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. Se puede demostrar (teorema de Lord Kelvin) que el movimiento absoluto del fluido, si es irrotacional a la entrada a la bomba, debe ser irrotacional en el interior del rotor: siendo 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 ω 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 (fig.

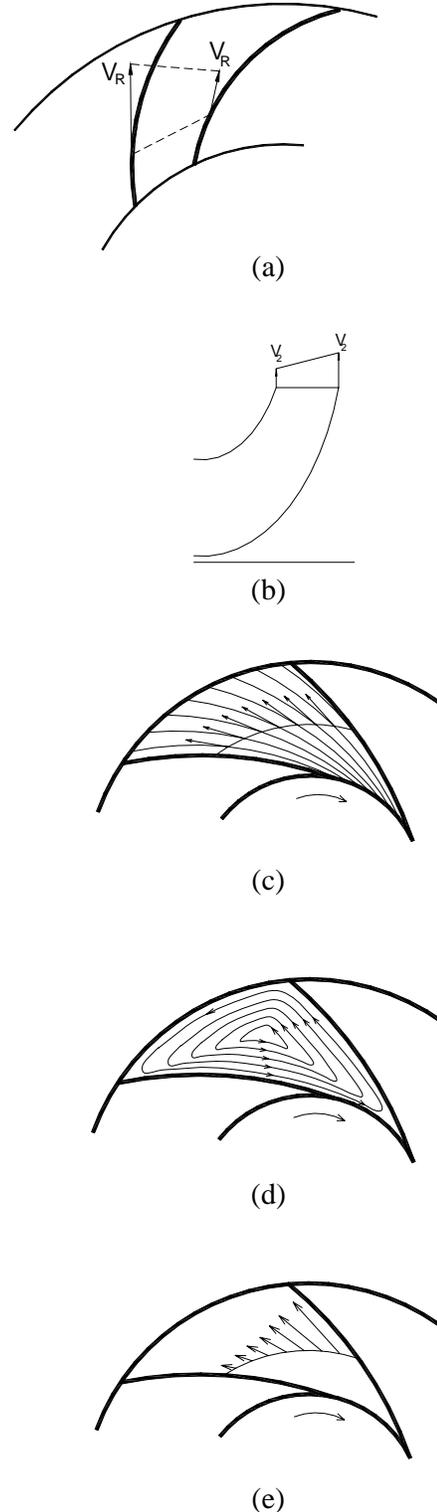


Fig. 2.4
Distribución de las velocidades en un canal de rotor

2.4.(c)), un torbellino, tal como se indica en la fig. 2.4 (d), que gira en sentido opuesto al rotor. Ello indica que si se calcula la circulación del vector \bar{v}_R en el circuito cerrado C (ver fig. 2.4 (c)) ésta resulta no nula. En la hipótesis de fluido perfecto valdrá:

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

siendo S la región comprendida en el interior de la curva cerrada C y A_S el área de dicha región.

Debido al fenómeno precedente, la velocidad relativa será, en módulo, menor en la cara convexa del álabe y mayor del lado cóncavo (fig.2.4(e)).

El resultado es que la velocidad v_{2u} también varía. Dicha variación equivale a restar una velocidad V_s a la componente tangencial de la velocidad; en la hipótesis de fluido perfecto,

$$V_s = V_s (Z, \beta_{2p}, D_2/D_1)$$

En una segunda aproximación, V_s también depende del coeficiente de rozamiento de las superficies internas del rotor.

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 2.5).

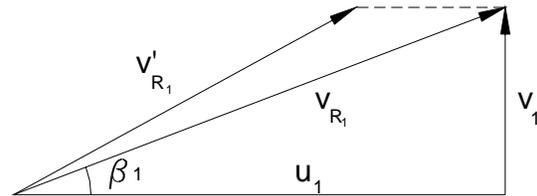


Figura 2.5
Variación del triángulo de velocidades a la entrada

Todos los efectos mencionados explican la diferencia entre H_t y $H_{t\infty}$ según dadas por (2.4.1) y (2.4.3) respectivamente. 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 álabes Z es finito, se han elaborado varios métodos (ver ref. 4). 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 consiste en expresar H_t como:

$$H_t = C \cdot H_{t\infty} \quad (2.6.1)$$

donde C es un coeficiente $C < 1$.

El coeficiente C depende del número Z de álabes y de la geometría del rotor según una relación que se determina teórico-experimentalmente.

Una fórmula de uso común es la fórmula de Busemann / Wiesner (ver Refs. 5 y 6):

$$C = 1 - \frac{\sqrt{\text{sen } \beta_{2p}}}{Z^{0.7} \left(1 - \frac{v_{2r}}{u_2 \text{ tg } \beta_{2p}} \right)}$$

válida, con buena precisión, para paletas muy inclinadas hacia atrás (por ej., $20^\circ < \beta_{2p} < 40^\circ$, que son valores usuales) y número no muy bajo ($Z > 6$).

Para bombas centrífugas radiales y de flujo mixto de velocidad específica no demasiado alta se usa a menudo el llamado coeficiente de Pfleiderer, debido a Carl Pfleiderer, científico alemán que estudió en profundidad esta reducción de H_t :

$$C = \frac{1}{1 + (\psi/Z) \cdot \frac{D_2^2}{4S}} \quad (2.6.2)$$

donde S es el momento estático del filete medio meridiano AB (ver fig. 2.6) respecto al eje:

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

Para álabes radiales,

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

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

- $\psi = 0,6 \cdot (1 + \text{sen } \beta_{2p})$ si $D_1/D_2 \leq 1/2$
- $\psi = 1,2 \cdot D_1/D_2 \cdot (1 + \text{sen } \beta_{2p})$ si $D_1/D_2 \geq 1/2$.

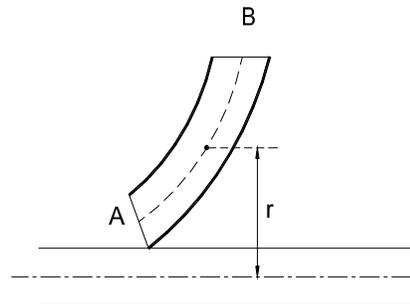


Figura 2.6
Línea media meridiana del rotor

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 y un análisis crítico en la Ref. 4.

Para bombas de flujo mixto de alta velocidad específica, con $D_2/D_1 \leq 1.1$, se ha hallado más aproximado (ver Ref. 4) calcular V_s mediante

$$\frac{V_s}{u_2} = \frac{\pi}{2} \operatorname{sen}^2 \theta \left[2 - \frac{D_1}{D_2} - \left(\frac{D_1}{D_2} \right)^2 \right]$$

donde $\theta = \frac{\beta_{1p} + \beta_2}{2}$

2.7 Alturas estática y dinámica

Conociendo los triángulos de velocidades se puede calcular la altura $H_{t\infty}$ suministrada por la bomba y, con la corrección de Pfleiderer, H_t . Llamando, como en la ecuación (2.4.2),

$$H^* = E_2 - E_1$$

será

$$H^* = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} + \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g} + z_2 - z_1 \quad (2.7.1)$$

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 aumenta la velocidad absoluta de la corriente, y una "altura estática"

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

Comparando (2.7.1) y (2.4.4) (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 (efecto difusor del rotor).

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.

2.8 Ángulo de paletas.

Según se vio, en las bombas se cumple

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

Un mismo valor de $H_{t\infty}$ (dato) puede lograrse con valores de u_2 mayores que v_{2u} (fig 2.7) o menores que v_{2u} (fig 2.8). Ello corresponde a ángulos β_{2p} menores o mayores que $\pi/2$.

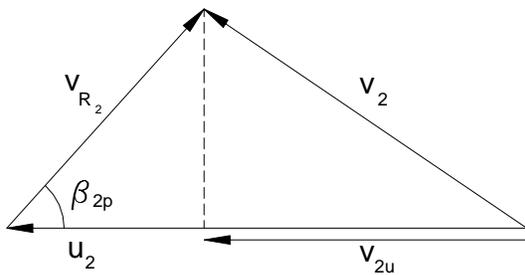


Figura 2.7

Triángulo de velocidades a la salida ($\beta_{2p} < \pi/2$)

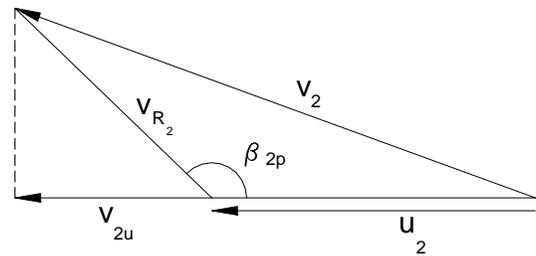


Figura 2.8

Triángulo de velocidades a la salida ($\beta_{2p} > \pi/2$)

En el caso indicado en la fig. 2.8 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} (β_{2p} chico) crece la importancia relativa de la altura estática. Por eso se acostumbra elegir ángulos de paletas β_2 entre 20° 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 es muy grande. 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. 2.9 se presentan esquemas de álabes recto, hacia adelante y hacia atrás.

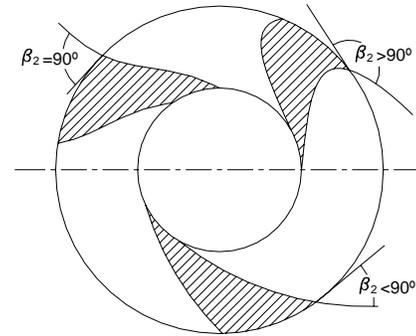


Figura 2.9
Formas de los canales de rodete con distintos valores de los ángulos de entrada

3. REFERENCIAS

1. Pfleiderer, C.: "Bombas Centrífugas y Turbo compresores"; Edit. Labor, España, 1960.
2. Stepanoff, A. J.: "Centrifugal and Axial Flow Pumps"; Edit. J. Wiley & Sons, USA, 1957.
3. Karassik, Messina, Cooper, Heald: Pump Handbook, 3ª ed.; Ed. Mc. Graw-Hill, USA, 2001
4. Neumann, B.- "The Interaction between Geometry and Performance of a Centrifugal Pump "; Mech. Eng. Publ. Ltd., Londres, 1991.
5. Wiesner, F. J.: "A review of slip factors for centrifugal impellers", Trans. ASME, Journal of Engineering for Power, Oct. 1967.
6. Dixon, S. L.: "Fluid Mechanics, thermodynamics of turbomachinery", 4ª ed., Butterworth-Heinemann, 1998.