

**MECÁNICA DE FLUIDOS Y
MÁQUINAS HIDRÁULICAS**

UNIDADES DIDÁCTICAS / 5 Y 6

TEMA XVIII

Esquema/Resumen

ESTUDIO PARTICULAR DE LAS TURBINAS DE IMPULSION TURBINAS PELTON

- 18.1 Funcionamiento. Teoría simplificada.
- 18.2 Funcionamiento con rendimiento óptimo. Velocidad de máximo aprovechamiento.
- 18.3 Pérdidas en el inyector y tubería forzada. Diámetro óptimo del inyector.
- 18.4 Balance inergético de la turbina Pelton.
- 18.5 Curvas características de las turbinas Pelton.
 - 18.5.1 Funcionamiento a salto y velocidad constante.
- 18.6 Cálculo del número de cucharas.
- 18.7 Orientación de las cucharas en la rueda.
- 18.8 Trayectorias relativas. Forma de las cucharas.
- 18.9 El inyector de la turbina Pelton.
- 18.10 El deflector.
- 18.11 Material y construcción de la rueda Pelton.

TEMA XVIII

18.1 FUNCIONAMIENTO. TEORÍA SIMPLIFICADA

La teoría general de turbomáquinas expuesta en el tema 16, es válida con suficiente aproximación para poder aplicarse a las turbinas Pelton.

Por consiguiente, la teoría que se expone a continuación es simplificada como demuestran los resultados obtenidos en los ensayos en modelo.

Consideremos los triángulos de velocidades de entrada y salida correspondientes a la acción del chorro sobre una cuchara (fig. 18.1). El chorro con velocidad absoluta \bar{c}_1 viene a golpear simétricamente a la arista mediana de la cuchara que a su vez está provista de una velocidad de arrastre \bar{u}_1 .

El chorro se divide en dos partes iguales que se deslizan por el intradós de las dos semicazoletas y salen desviados con un ángulo $\pi - \beta_2$ y velocidad relativa \bar{w}_2 .

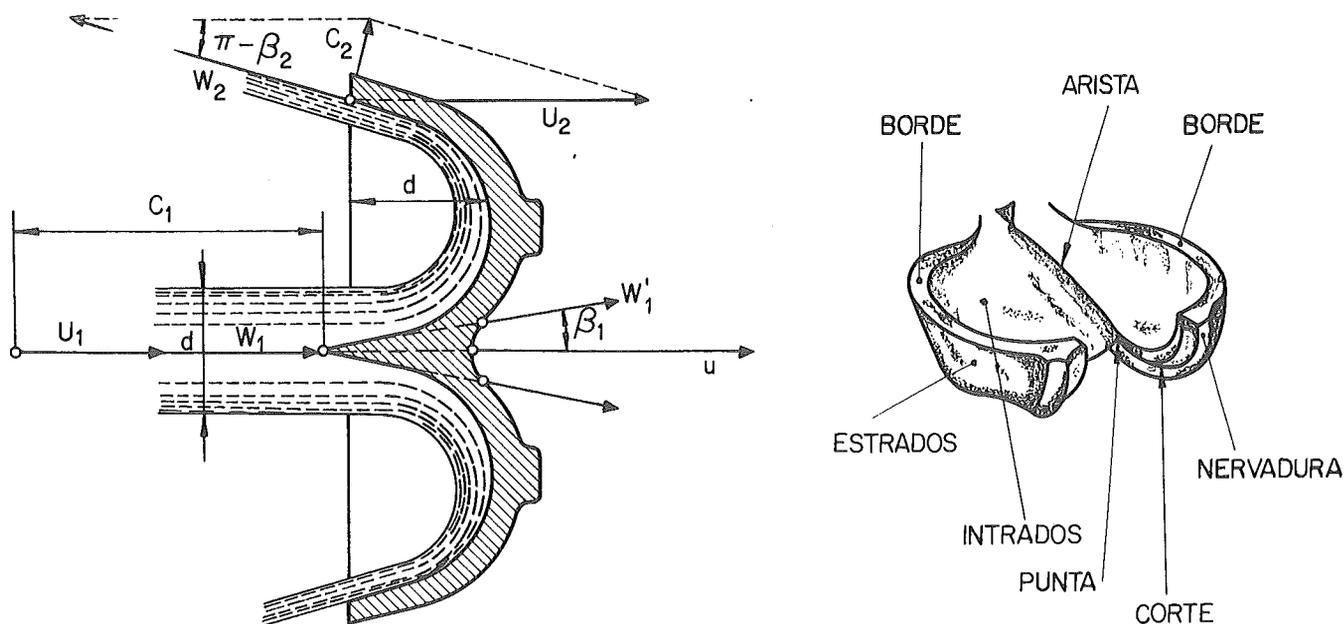


Fig. 18.1 Funcionamiento teórico de la Turbina Pelton (teoría unidimensional)

Se supone que la cuchara es constantemente atacada por el chorro total y en una posición tal que éste se encuentra de una manera permanente perpendicular a la arista mediana, supuestos manifiestamente inexactos ya que la cuchara no recibe el chorro total más que en una fracción de su arco de actividad, y el ángulo de la arista que gira y del eje del chorro que permanece fijo, no puede, evidentemente, permanecer invariable.

En la práctica, se desprecia la componente de choque que se produce como consecuencia de que β_1 no es rigurosamente nulo (5° a 12°).

Llamando $c_0 = c_1$ a la velocidad del chorro a la salida del inyector y observando los triángulos de velocidades pueden escribirse las siguiente relaciones:

$$\begin{aligned} u_1 = u_2 = u &= \omega \frac{D}{2} \quad (u : \text{velocidad lineal de la cuchara}) \\ c_{u2} = u_2 + w_2 \cos \beta_2 &= u + w_2 \cos \beta_2 \end{aligned} \quad (18.1)$$

La potencia transmitida a la rueda es $P_u = \rho Q_u (u_1 c_{u1} - u_2 c_{u2})$ según la ecuación (16.22). Teniendo en cuenta (18.1):

$$P_u = \rho Q_u u [u + w_1 - u - w_2 \cos \beta_2] = \rho Q_u u [w_1 - w_2 \cos \beta_2] \quad (18.2)$$

Para obtener w_2 en función de w_1 aplicamos a la vena líquida que se desliza sobre la superficie del intradós de la cuchara el teorema de Bernouilli para movimiento relativo (ecuaciones 16.27 y 16.28):

$$\frac{(u_1^2 - u_2^2) - (w_1^2 - w_2^2)}{2g} = \frac{P_1 - P_2}{\gamma} + h_1 - h_2 - \varphi_r$$

Como $h_1 = h_2$; $P_1 = P_2 =$ Presión atmosférica y $u_1 = u_2$, esta expresión se simplifica:

$$\frac{w_2^2}{2g} = \frac{w_1^2}{2g} - \varphi_r \quad (18.3)$$

φ_r representa las pérdidas de carga provocadas por el rozamiento del fluido contra la superficie de las cucharas así como por el hecho de ser β_2 menor para el agua que para la cuchara. Cuando el régimen es turbulento estas pérdidas son sensiblemente proporcionales al cuadrado de la velocidad relativa de la vena. Es decir:

$$\varphi_r = m \frac{w_1^2}{2g} \quad (18.4)$$

Esto hace que $w_2 = w_1 \sqrt{1 - m}$ y como $w_1 = c_1 - u = c_0 - u$, la ecuación (18.2) puede escribirse:

$$P_u = \rho Q_u u (c_0 - u) [1 - \sqrt{1 - m} \cos \beta_2] \quad (18.5)$$

Introduciendo los coeficientes característicos de velocidad:

$$Kc_0 = \frac{c_0}{\sqrt{2gH_n}} ; K_u = \frac{u}{\sqrt{2gH_n}}$$

la ecuación (18.5) se convierte en:

$$P_u = 2 Q_u \gamma H_n K_u (Kc_0 - K_u) [1 - \sqrt{1 - m} \cos \beta_2] \quad (18.6)$$

El rendimiento hidráulico o manométrico $\eta_m = \frac{H_u}{H_n} = \frac{P_u}{Q_u H_n}$ será:

$$\eta_m = \frac{u(c_0 - u) [1 - \sqrt{1 - m} \cos \beta_2]}{gH_n} = 2K_u (Kc_0 - K_u) [1 - \sqrt{1 - m} \cos \beta_2]$$

Rendimiento y potencia alcanzan los valores máximos para $u = \frac{C_0}{2}$ o lo que es lo mismo para $K_u = \frac{Kc_0}{2}$ (basta con derivar). Por consiguiente:

$$\eta_m \text{ máx} = \frac{c_0^2}{4gH_n} [1 - \sqrt{1-m} \cos \beta_2] = \frac{Kc_0^2}{2} [1 - \sqrt{1-m} \cos \beta_2] \quad (18.8)$$

$$P_u \text{ máx} = \frac{\rho Q_u c_0^2}{4} [1 - \sqrt{1-m} \cos \beta_2] = \frac{1}{2} Q_u \gamma H_n K c_0^2 [1 - \sqrt{1-m} \cos \beta_2] \quad (18.9)$$

$$\text{El valor del par será: } M = \frac{P_u}{\omega} = \frac{P_u D}{2u} = \rho Q_u \frac{D}{2} (c_0 - u) [1 - \sqrt{1-m} \cos \beta_2] \quad (18.10)$$

o en función de los coeficientes de velocidad:

$$M = Q_u \cdot \gamma \cdot \sqrt{\frac{H_n}{2g}} D (Kc_0 - K_u) [1 - \sqrt{1-m} \cos \beta_2] \quad (18.11)$$

siendo D el diámetro del círculo tangente al eje del chorro o diámetro Pelton.

En todas las expresiones anteriores conviene aclarar que el salto neto H_n es el disponible al final de la tubería forzada, antes de entrar en el inyector que a todos los efectos es el órgano equivalente al distribuidor de una turbina a reacción.

18.2 FUNCIONAMIENTO CON RENDIMIENTO OPTIMO. VELOCIDAD DE MAXIMO APROVECHAMIENTO

Se dice que la velocidad es de máximo aprovechamiento cuando $c_{u2} = 0$.

En el triángulo de salida (fig. 18.2) se verifica:

$$u - c_2 \cos \alpha_2 = w_2 \cos(\pi - \beta_2) = -w_2 \cos \beta_2$$

$$u - c_2 \cos \alpha_2 = -\sqrt{1-m} w_1 \cos \beta_2 = -\sqrt{1-m} (c_0 - u) \cos \beta_2$$

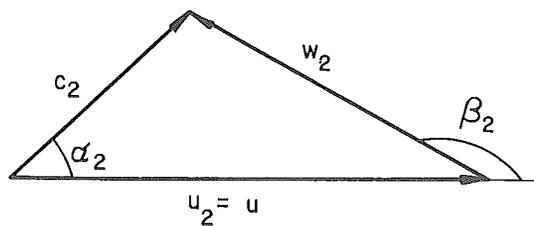


Fig. 18.2

Haciendo $c_{u2} = 0 = c_2 \cos \alpha_2$ se obtiene de la ecuación anterior:

$$u = c_0 \frac{\sqrt{1-m} \cos \beta_2}{[\sqrt{1-m} \cos \beta_2 - 1]} \quad (18.12)$$

Para el estudio de esta relación consideramos los casos siguientes:

a) $\beta_2 \neq 180^\circ$

Como partimos del supuesto $c_2 \neq 0$ (condición límite no realizada más que para caudal nulo) al ser $c_2 \cos \alpha_2 = 0$ resulta $\alpha_2 = \frac{\pi}{2}$ siendo el triángulo de salida el indicado en la figura 18.3.

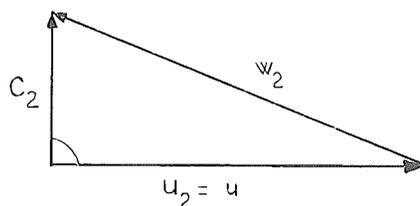


Fig. 18.3

Dada la variación más frecuente de $m(0,06 \div 0,1)$ o lo que es lo mismo, de $\sqrt{1 - m}$ ($0,95 \div 0,97$) y considerando para β_2 el intervalo 160° a 175° se obtiene una relación de $\frac{u}{C_0}$ que oscila aproximadamente entre 0,47 y 0,49.

b) $\beta_2 = 180^\circ$

Condición poco favorable, puesto que si la cuchara tuviera de sección un medio círculo, el agua al salir de ésta chocaría con la precedente. Condición que, según se verá más adelante, determina el β_2 máximo.

La expresión (18.12) se convierte en $u = c_0 \frac{\sqrt{1 - m}}{1 + \sqrt{1 - m}}$ siendo en este caso forzosamente $c_2 = 0$ para que se cumpla la condición $c_{u2} = 0$.

En el caso ideal de suponer $m = 0$, resultará $u = \frac{C_0}{2}$ valor coincidente con el utilizado para el cálculo de la potencia máxima sin que esto quiera decir que, cuando se alcance la P se tenga que verificar que $m = 0$ y $\beta_2 = 0$.

18.3 PERDIDAS EN EL INYECTOR Y TUBERIA FORZADA. DIAMETRO OPTIMO DEL INYECTOR

De la ecuación de la potencia se deduce que aumentará con el caudal y la velocidad. Ahora bien, para aumentar el caudal hay que aumentar el diámetro de la boquilla del inyector, lo que daría lugar, en consecuencia, a una disminución de velocidad. Veámos cuál ha de ser la relación óptima entre el diámetro de la tubería forzada D_F (fig. 18.4) y el diámetro de salida de la tobera d_t (fig. 18.5) para que la potencia sea máxima.

Las pérdidas en la tubería forzada H_f vendrán dadas por:

$$H_f = \frac{f L V^2}{2g D_F}$$

Teniendo en cuenta que el salto bruto H_b está relacionado con el salto neto H_n según: $H_b - H_f = H_n$ y que:

$$\begin{cases} c_0 = Kc_0 \sqrt{2gH_n} \\ P = \gamma QH_n \eta \end{cases}$$

podemos expresar la potencia P en función de las características del chorro:

$$P = \gamma c_0 \pi \frac{d_0^2}{4} \eta \left[H_b - \frac{f L c_0^2 d_0^4}{2g D_F^5} \right]$$

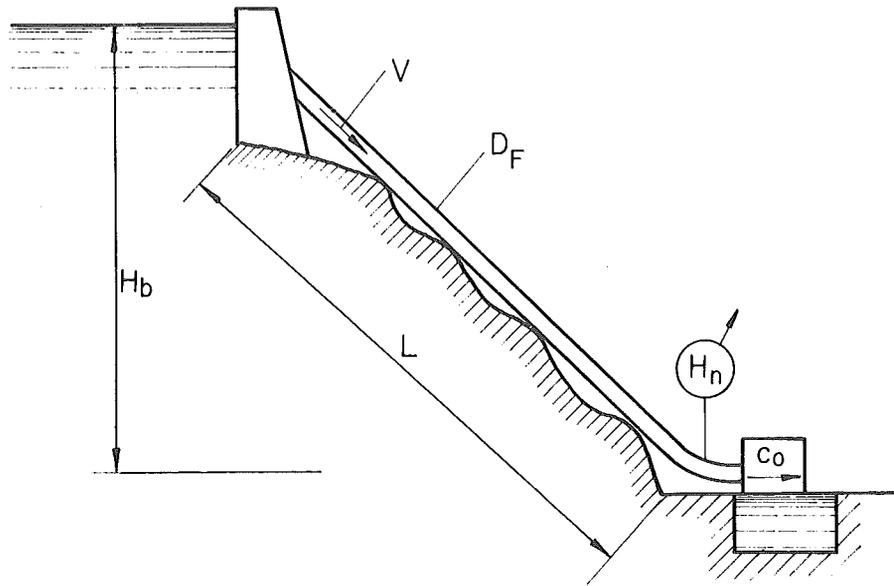


Fig. 18.4

derivando con respecto a d_0 e igualando a cero resulta:

$$\text{El salto neto ser\'a: } H_n = \frac{2}{3} H_b = \frac{c_0^2}{2g} \frac{1}{K c_0^2} = \frac{2 f L c_0^2 d_0^4}{2g D_F^5}; \quad H_b = \frac{3 f L c_0^2 d_0^4}{2g D_F^5} = 3 H_f \quad (18.13)$$

lo que nos permite establecer una relaci3n entre D_F y d_0 :

“Esquema de la boquilla del inyector”

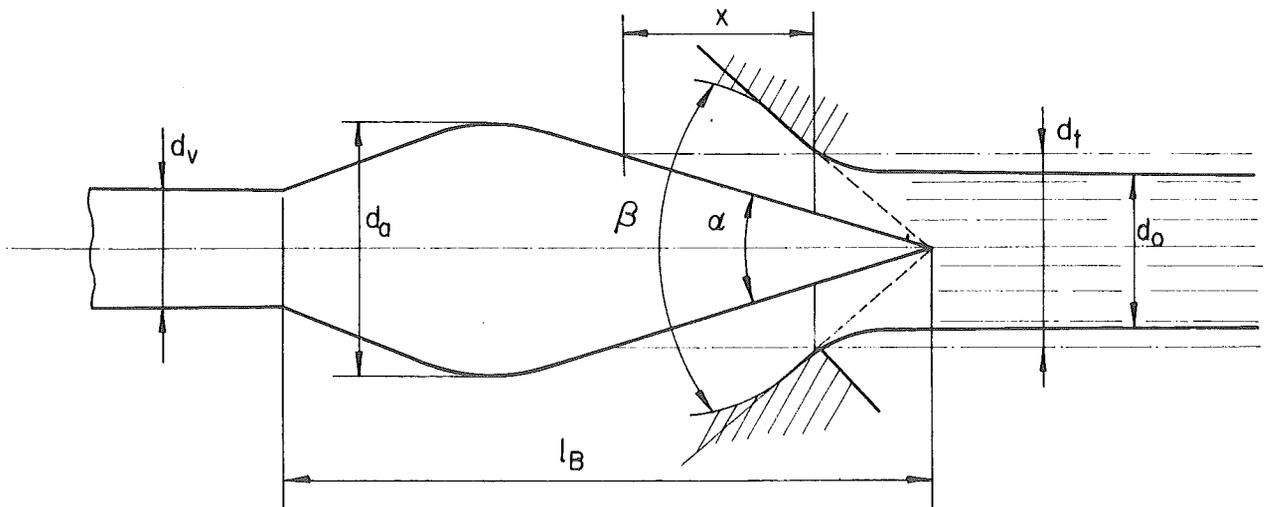


Fig. 18.5

$$D_F = (2 f L K c_0^2 d_0^4)^{1/5} \text{ o bien } d_0 = \left(\frac{D_F^5}{2 f L K c_0^2} \right)^{1/4} \quad (18.14)$$

Definiendo un coeficiente de contracción $C_c = \frac{\pi d_0^2}{\frac{\pi d_t^2}{4}} = \frac{d_0^2}{d_t^2}$ variable entre $0,87 \div 0,8$ resultará

un diámetro de salida de la tobera $d_t = (1,15 \div 1,25)d_0$ (18.15).

Veámos las pérdidas en el inyector:

$$c_0 = K_{c_0} \sqrt{2gH_n} = K_{c_0} \sqrt{2g(H_b - H_f)} = K_{c_0} \sqrt{4/3 g H_b}$$

es decir, $\frac{c_0^2}{2g} = \frac{2}{3} K_{c_0}^2 H_b$ suponiendo para K_{c_0} un valor de 0,98, resulta: $\frac{c_0^2}{2g} = 0,64 H_b$ (18.16).

Esta expresión nos dice que $0,36 H_b$ se pierde por fricción en la tubería forzada y el inyector.

Dado que anteriormente se obtuvieron unas pérdidas en la tubería forzada de $0,333 H_b$ las pérdidas en el inyector serán:

$$\varphi_{iny} = 0,27 H_b \quad (18.17) \text{ y puesto que } H_b = \frac{3}{2} H_n$$

$$\varphi_{iny} = 0,0405 H_n \quad (18.18)$$

Es fácil expresar estas pérdidas en función del coeficiente característico K_{c_0} puesto que:

$$\frac{\varphi_{iny}}{H_n} = \frac{H_n - c_0^2/2g}{H_n} = 1 - K_{c_0}^2$$

$$\text{por tanto: } \begin{cases} \eta_{iny} = K_{c_0}^2 \\ \varphi_{iny} = (1 - K_{c_0}^2) H_n \end{cases} \quad (18.19)$$

18.4 BALANCE ENERGETICO DE LA TURBINA PELTON

Veamos la forma de obtener el rendimiento total de la turbina Pelton:

– Rendimiento del inyector

Según (18.19) $\eta_{iny} = K_{c_0}^2$ por lo que si se supone que K_{c_0} varía entre 0,97 y 0,99 el rendimiento del inyector oscila entre un 94 por 100 y un 98 por 100 y las pérdidas medias correspondientes son del orden del 4 por 100.

– Rendimiento de la rueda Pelton

El valor de K_u , según la fig. 17.3a, será tanto mayor cuanto mayor sea n_s y disminuirá al aumentar la relación $\frac{d_0}{D}$ para un valor constante de la n_s (ecuación 17.28).

En función de la altura del salto aumenta n_s y disminuye K_u cuanto menor es la altura del salto.

En la tabla 18.1 pueden verse alguna de estas variaciones relativas:

n_s	K_u
10	0,425
30	0,49

d_0/D	1/50	1/30	1/9	1/7
n_s	4,8	8	27	35

$n_s = \text{Cte} (8 \div 27)$		H	K_u
d_0/D	K_u	300	0,45
1/30	0,46	1000	0,465
1/9	0,44	1800	0,48

Tabla 18.1

Si a estas consideraciones añadimos lo dicho anteriormente sobre la conveniencia de que $u = u_1 < \frac{C_0}{2}$ para impedir que las partículas ataquen por el dorso de la cuchara puede tomarse como variación normal para:

$$K_u = K_{u1} = K_{u2} (0,45 \div 0,48) \quad (18.20)$$

Por diferencia entre los valores de K_{c_0} y de K_{u1} , se obtiene un intervalo de variación para K_{w1} resultando:

$$K_{w1} (0,49 \div 0,54) \quad (18.21)$$

En el triángulo de salida $K_{w2} = \sqrt{1 - m}K_{w1}$ y puesto que anteriormente se determinó para $\sqrt{1 - m}$ una variación de 0,95 a 0,97 se obtiene:

$$K_{w2} (0,47 \div 0,52) \quad (18.22)$$

La pérdida por rozamiento en la cuchara φ_r será:

$$\varphi_r = \frac{\frac{w_1^2}{2g} - \frac{w_2^2}{2g}}{H_n} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2gH_n} = \frac{w_1^2 [1 - (1-m)]}{2gH_n} = m \frac{w_1^2}{2gH_n} = m K_{w1}^2 \quad (18.23)$$

con los valores anteriores $\varphi_r (0,015 \div 0,03) (18.24).$

La pérdida en la salida $\varphi_s = \frac{c_2^2}{2gH_n} = K_{c2}^2 (18.25)$ es muy pequeña, ya que de la composición del triángulo de salida (aproximadamente aplicando la relación de Pitágoras) se obtiene una variación para K_{c2} :

$$K_{c2} (0,13 \div 0,2) \quad (18.26)$$

por lo que $\varphi_s (0,017 \div 0,04) (18.27).$

El balance de pérdidas de la rueda e inyector será el resumido en la tabla 18.2:

Pérdidas	Variación	Media	Fórmula
Inyector	2 % ÷ 6 %	4 %	$1 - K_{c_0}^2$
Cuchara	1,5 % ÷ 3 %	2 %	$m K_{w1}^2$
Salida	2 % ÷ 4 %	3 %	$K_{c_2}^2$

Tabla 18.2

El rendimiento manométrico será

$$\eta_m = 1 - \varphi_{iny} - \varphi_r - \varphi_s = 1 - (1 - K_{c_0^2}) - mK_{w_1^2} - K_{c_2^2} \quad (18.28)$$

es decir, $\eta_m = 0,91$. De forma general puede tomarse la variación $\eta_m (0,90 \div 0,93)$ (18.29).

— El rendimiento total o global η_t se obtendría sumando a las pérdidas anteriores las correspondientes volumétricas y mecánicas.

En la tabla 18.3 se dan las variaciones más frecuentes de dichas pérdidas así como los rendimientos correspondientes:

<i>Pérdidas</i>	<i>Variación</i>	<i>Media</i>
φ_v	1 % ÷ 3 %	1,5 %
φ_o	0,5 % ÷ 3 %	1,75 %

<i>Rendimiento</i>
$\eta_v = 0,985$
$\eta_o = 0,9825$

Tabla 18.3

Por consiguiente, las pérdidas totales en la turbina Pelton son del orden del 12 por 100 de la altura neta, lo que hace un rendimiento total del 88 por 100.

Como comprobación: $\eta_t = \eta_o \eta_v \eta_m = 0,8806$

El rendimiento total de las turbinas Pelton es ligeramente inferior al de las turbinas hidráulicas de reacción de análoga potencia, siendo un intervalo de variación frecuente el de:

$$\eta_t = (86 \% \div 91 \%) \quad (18.30)$$

Actualmente se ha logrado superar el valor $\eta_t = 92$ por 100.

18.5 CURVAS CARACTERISTICAS DE LAS TURBINAS PELTON

Las turbinas Pelton son las únicas que permiten determinar las curvas características a partir de las ecuaciones:

a) Características con salto constante

Las turbinas Pelton funcionan siempre con una altura de salto constante o, al menos, casi constante. Las características de caudal, potencia, par y rendimiento en función de la ve-

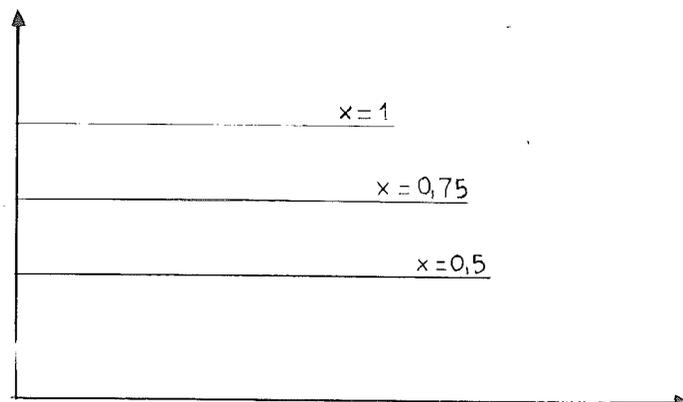


Fig. 18.6

locidad n o, lo que es igual, de K_u ($n = \frac{60}{\pi D} \sqrt{2gH_n} K_u = A \cdot K_u$) presentan un interés fundamental en la práctica.

– $Q(K_u)$: caudal

Si $H_n = \text{cte}$, la velocidad del chorro $C_o = K_{c0} \sqrt{2gH_n}$ también lo será y para una determinada abertura del inyector S_o ($x = 1$) resultará $Q = S_o C_o = \text{cte}$.

– $P(K_u)$: potencia

De la ecuación (18.6) expresando la potencia en función de los coeficientes de velocidad se obtiene:

$$P = 2\gamma Q H_n K_{c0}^2 \left[\frac{K_u}{K_{c0}} - \left(\frac{K_u}{K_{c0}} \right)^2 \right] (1 - \sqrt{1-m} \cos \beta_2) \quad (18.31)$$

Como para $H_n = \text{cte}$ el caudal es constante para una determinada abertura del inyector, resulta que la ecuación (18.31) es una parábola que pasa por el origen y por el punto $\frac{K_u}{K_{c0}} = 1$. En este punto será $c_o = u$ y, como consecuencia la velocidad relativa w_1 será nula no empujando el agua a la cuchara (velocidad de embalamiento).

En la realidad, esta relación es ligeramente inferior a la unidad, es decir, $u < c_o$.

La potencia máxima, como se vio anteriormente, se obtiene en teoría para $\frac{K_u}{K_{c0}} = \frac{1}{2}$. En

la realidad está ligeramente desplazado hacia la izquierda.

De las curvas (fig. 18.7) se desprende que los máximos para admisión total y admisiones parciales siempre corresponden al mismo valor de la abscisa.

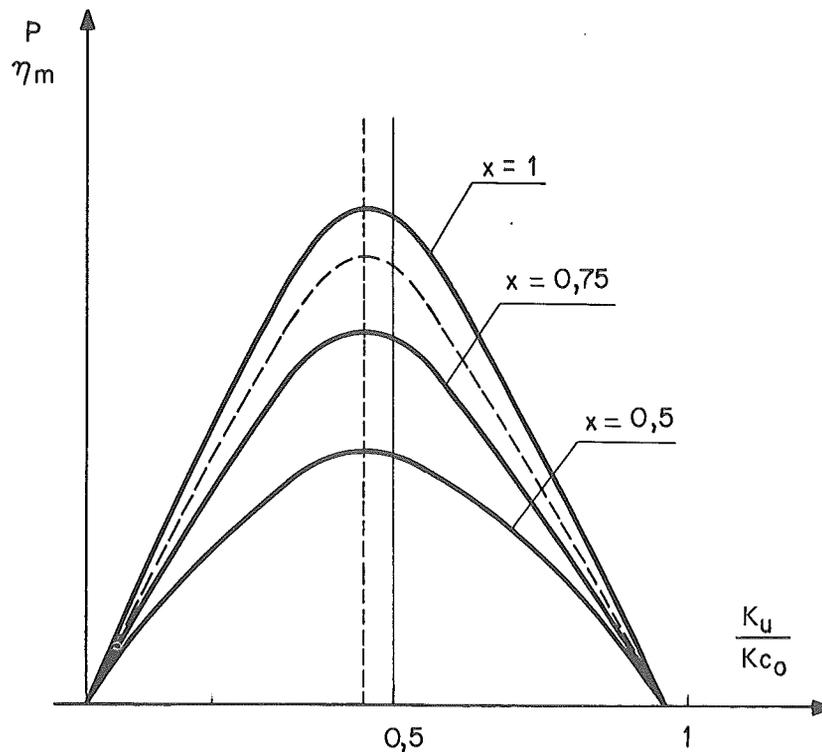


Fig. 18.7

— $\eta_m(K_u)$: rendimiento

Puesto que $\eta_m = \frac{H_u}{H_n}$ y H_n es cte, el rendimiento varía de igual forma que H_n , es decir, como P , dado que el caudal es cte. La curva $\eta_m(K_u)$ es, pues, una parábola pasando por el origen ($\eta_m = 0$; $K_u = 0$) y por el punto $K_u = K_{c_0}$, que tiene un máximo teórico para $\frac{K_u}{K_{c_0}} = \frac{1}{2}$ (en la práctica también se encuentra algo desplazado a la izquierda). Figura 18.7 (curva de trazos — — — correspondiente a la admisión total, $x = 1$).

— $M(K_u)$: par

Según se desprende de la ecuación (18.11) las curvas $M(K_u)$, fig. 18.8, correspondientes a diferentes aberturas del inyector son rectas de ordenada máxima en $K_u = 0$ y cortando en teoría al eje de abscisas en $\frac{K_u}{K_{c_0}} = 1$.

El par M se anula, por tanto, simultáneamente con la potencia y el rendimiento para la velocidad de embalamiento ($C_0 = u$)

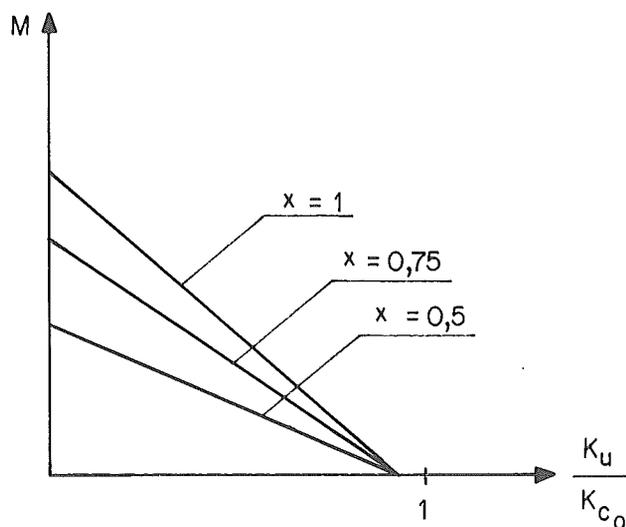


Fig. 18.8

b) Características con salto variable y velocidad constante

Su interés radica fundamentalmente en poder compararlas con las turbinas de reacción.

— $H_u(c_0)$: salto útil.

Como se vio anteriormente de (18.5) se obtiene:

$$H_u = u(c_0 - u) \frac{1 - \sqrt{1 - m \cos \beta_2}}{g}$$

Dado que $u = \text{cte}$, esta ecuación es una recta ascendente de ordenada en el origen

$$-u^2 \frac{[1 - \sqrt{1 - m \cos \beta_2}]}{g}$$

y de pendiente:

$$\frac{[1 - \sqrt{1 - m \cos \beta_2}]}{g}$$

$H_n(c_o)$: salto neto.

Teniendo en cuenta que $c_o = K_{c_o} \sqrt{2gH_n} = \frac{Q}{S_n}$, la curva $H_n = \frac{c_o^2}{K_{c_o}^2 2g}$ es una parábola de segundo grado tangente en el origen de coordenadas al eje de abscisas (fig. 18.9).

$\eta_m(c_o)$: rendimiento.

$$\eta_m = 2K_{c_o}^2 \left[\frac{u}{c_o} - \left(\frac{u}{c_o} \right)^2 \right] (1 - \sqrt{1-m} \cos \beta_2)$$

Esta curva se deduce inmediatamente de H_n y H_u . Presenta un máximo teórico para $c_o = 2u = \frac{Q_m}{S_o}$, es decir, $Q_m = 2u S_o$. Este caudal es doble del correspondiente al punto $s(H_u = 0)$ ya que entonces $c_o = u$ y, por consiguiente, $Q_s = \frac{Q_m}{2}$.

En la figura (18.9) se ha dibujado la curva de rendimiento relativo al máximo para mayor comodidad.

$$\frac{\eta_m}{\eta_m \text{ máx}} = 4 \left[\frac{u}{c_o} - \left(\frac{u}{c_o} \right)^2 \right]$$

En ella se observa que para un rendimiento relativo superior a 0,9, el valor de c puede variar entre $u/0,3418$ y $u/0,6581$ o, lo que es igual, a una variación del salto neto de $H_n'' = 0,5772H_n$ y $H_n' = 2,14H_n$ puesto que que:

$$u = \frac{1}{2} K_{c_o} \sqrt{2gH_n} = 0,3418 K_{c_o} \sqrt{2gH_n''} = 0,6581 K_{c_o} \sqrt{2gH_n'}$$

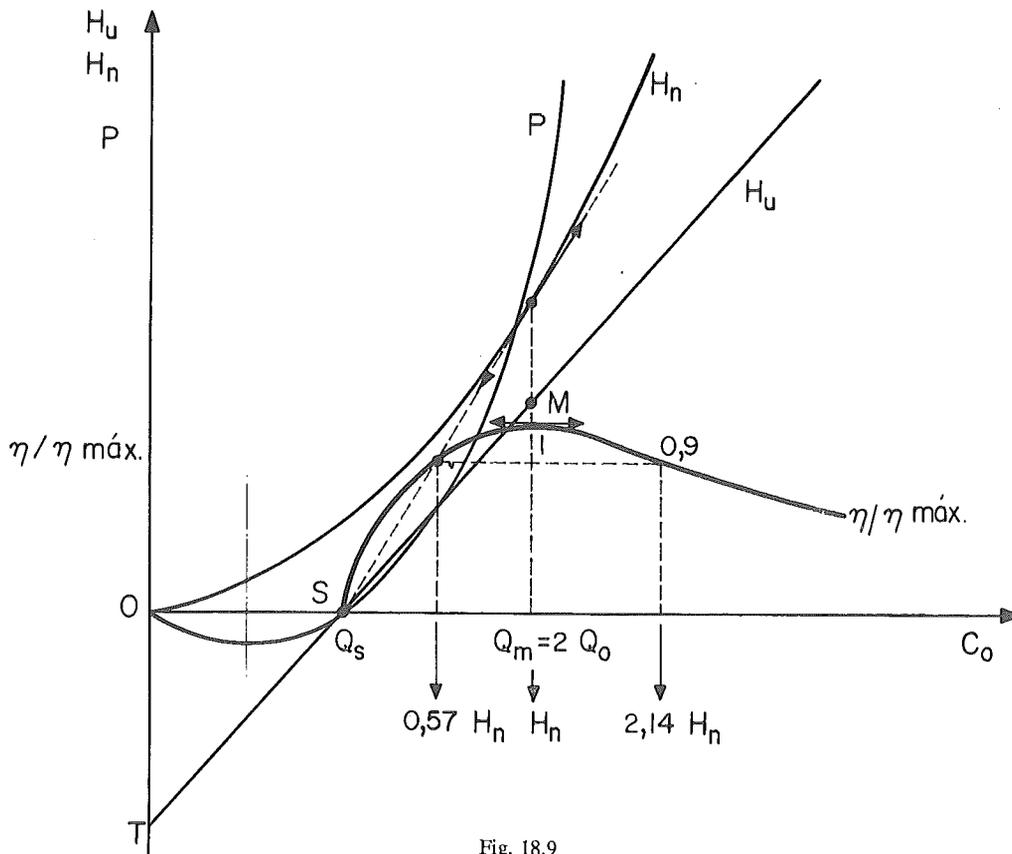


Fig. 18.9

Se deduce, en consecuencia, que la rueda Pelton admite una gran variación del salto neto, alrededor del óptimo, conservando un buen rendimiento. Se ve también que el rendimiento baja rápidamente para valores inferiores a H_n mientras que para los superiores desciende muy lentamente.

$P(c_o)$: potencia

La potencia efectiva o útil:

$$P = \gamma QH_u = \rho S_o c_o u (c_o - u) (1 - \sqrt{1 - m \cos \beta_2})$$

da lugar a una parábola pasando por el origen $O (c_o = 0)$ y $S (H_u = 0)$ y teniendo por eje la mediatriz del segmento OS . (fig. 18.9).

c) Colina de rendimiento de la turbina Pelton.

Un ejemplo puede verse en la figura (18.10) donde se han representado:

- Las curvas de potencia reducida P_{11} en función de la velocidad reducida n_{11} para distintos valores de la abertura del inyector.
- Las curvas de isorrendimiento.

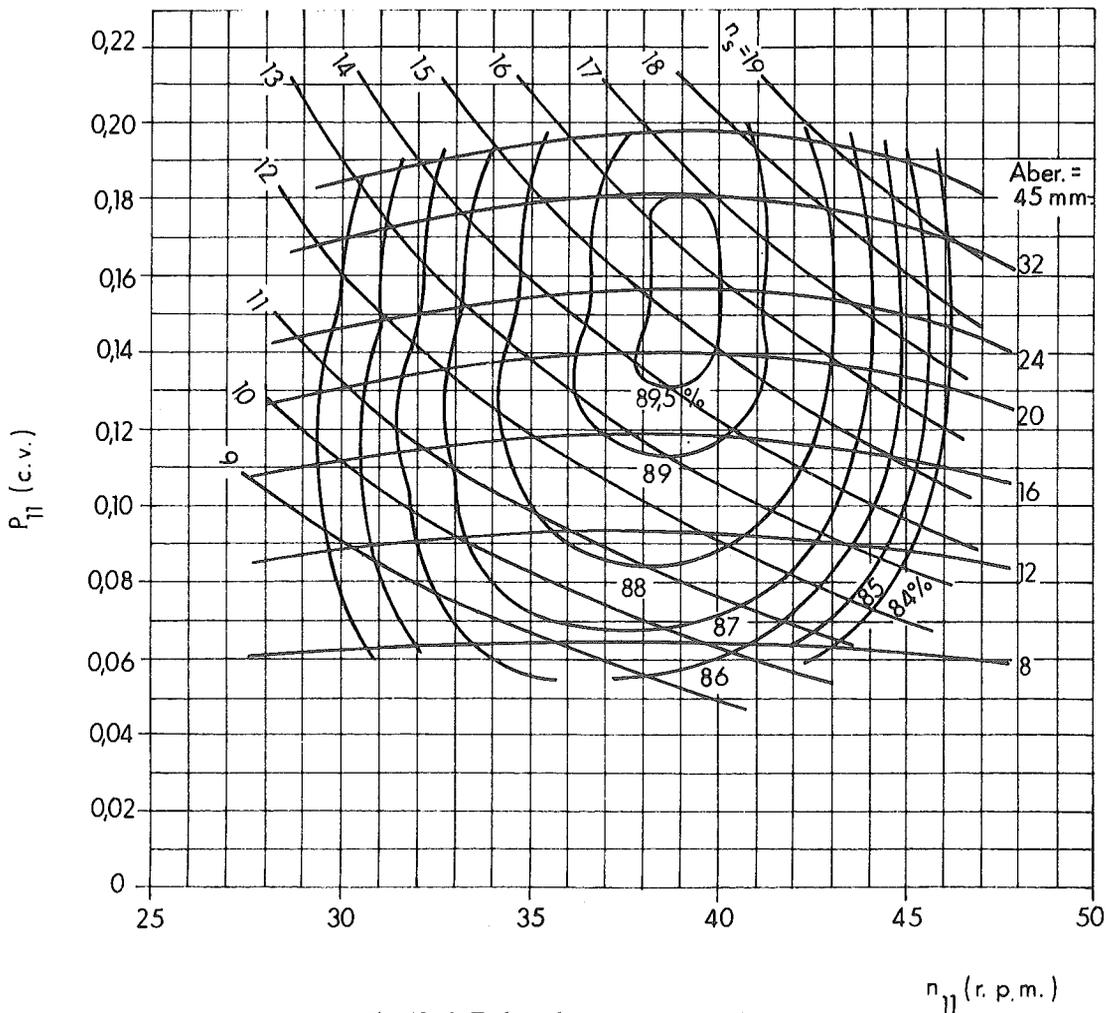


Fig. 18.10 Turbina de una rueda y un chorro

—Las curvas de igual velocidad específica expresadas por

$$n_s = n_{11} (r.p.m.) \cdot \left\{ P_{11} (C. V) \right\}^{1/2} \tag{18.32}$$

Es fácil ver como el rendimiento de una turbina Pelton poco afectada por la variación de potencia P_{11} , es por el contrario mucho más sensible a una variación de la velocidad n_{11} . La colina de rendimiento presenta, en efecto, una línea de cresta paralela al eje de ordenadas. De ello se deduce que una turbina Pelton que funcione a velocidad constante se acomoda mal a cualquier variación de la altura del salto, mientras que soporta bien importantes variaciones de potencia, es decir, de caudal.

El punto de rendimiento máximo no corresponde a la abertura completa del inyector, lo cual es debido a la obstrucción que para esos caudales oponen las cucharas. Sin embargo, este efecto no es muy importante.

18.5.1 Funcionamiento a salto y velocidad constantes

Esta es la forma habitual de funcionamiento de las turbinas industriales. Las pérdidas se determinan para diversos valores de la potencia.

Para comparar entre si diferentes máquinas se refieren estas pérdidas así como la potencia hidráulica a una potencia de referencia, que no es ni la potencia máxima o nominal ni la que co-

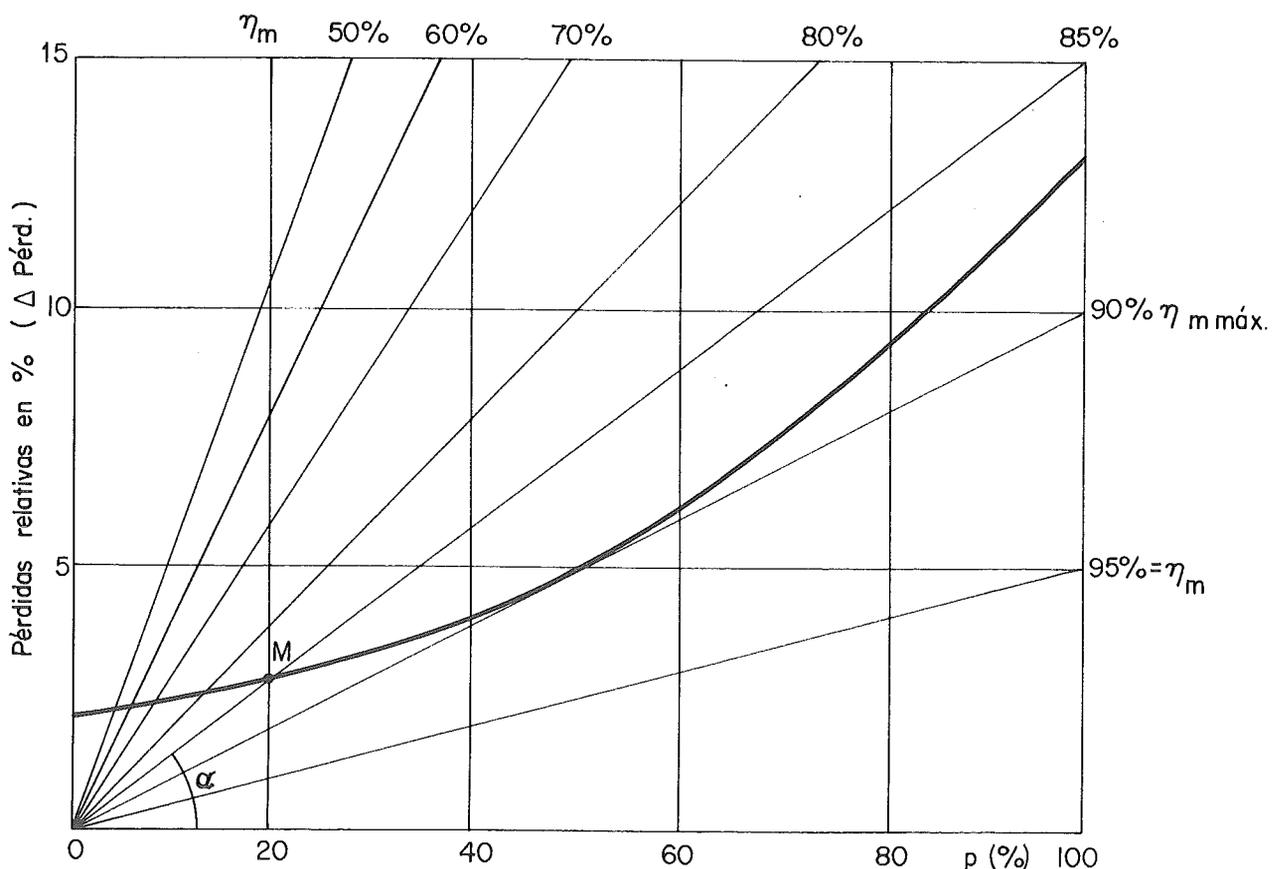


Fig. 18.11

responde al rendimiento máximo, sino aquella contenida en Z chorros de la velocidad teórica $\sqrt{2gH}$ y cuyo diámetro d_{ref} es una fracción fija del ancho interior B de las cucharas.

$$P_{ref} = Z \cdot \frac{\pi}{4} \left(\frac{d_{ref}}{B} \right)^2 B^2 \sqrt{2gH} \gamma H$$

Tomando para $\frac{d_{ref}}{B}$ el valor arbitrario 0,3424, un poco superior al que se alcanza en general a plena carga se tiene:

$$P_{ref} = 4 Z B^2 H^{3/2} \quad (18.33) \quad \begin{array}{l} P: KW \\ B: m \\ H: m \end{array}$$

Se tiene, por tanto, $\frac{\Delta P_{érd}}{P_{ref}} = f\left(\frac{P_h}{P_{ref}}\right)$ donde $P_h = \gamma QH$ es la potencia hidráulica.

En la figura 18.11 puede verse la curva de Pérdidas Relativas = f (Potencia Hidráulica Relativa). Siendo M un punto de la curva se comprueba que $\text{tag } \alpha = \frac{15}{100} = 1 - 0,85 = 1 - \eta_m$ y, por otra parte, dividiendo la expresión de la potencia hidráulica por la de la potencia de referencia resulta:

$$p = \frac{P_h}{P_{ref}} = \frac{Z \frac{\pi}{4} d^2 K_{c_0} \sqrt{2gH} H}{Z \frac{\pi}{4} (d_{ref})^2 \sqrt{2gH} H} = K_{c_0} \left(\frac{d}{d_{ref}} \right)^2 \quad \text{potencia hidráulica relativa}$$

por lo que Δ Pérdidas relativas % = f (potencia hidráulica relativa: p).

Después de un cierto número de ensayos, Ferry ha constatado que el rendimiento máximo se obtiene generalmente para un mismo valor de la abscisa que corresponde a un chorro de diámetro igual a un cuarto del ancho de la cuchara.

A un lado y a otro de este punto la curva de las pérdidas parece que puede ser representada en su mayor parte por dos segmentos de recta (fig. 18.12)

$$\eta_m \text{ máx} = 90\% ; \frac{d}{B} = \frac{1}{4} ; \frac{d_{ref}}{B} = 0,3424$$

$$p = K_{c_0} \left(\frac{d}{d_{ref}} \right)^2 = K_{c_0} \left(\frac{\frac{1}{4} B}{0,3424 B} \right)^2 = \frac{0,97}{1,87} \approx 50\%$$

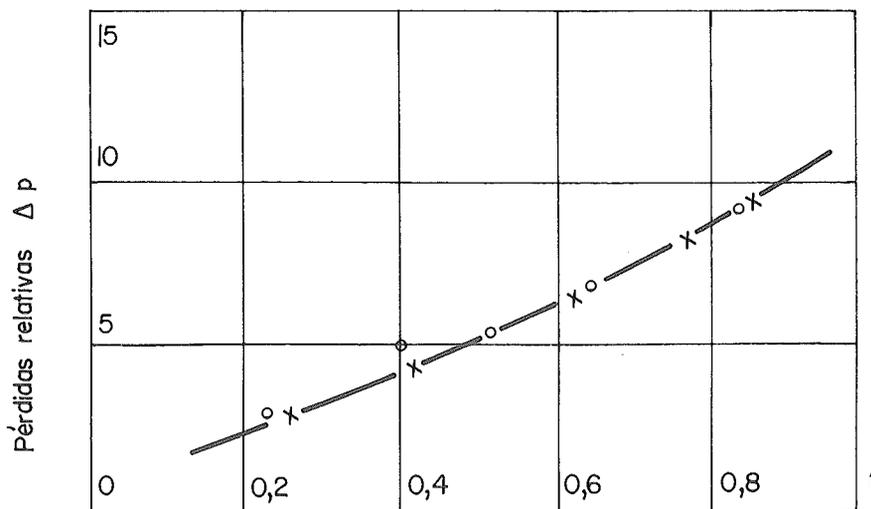


Fig. 18.12 Potencia hidráulica Relativa p (tanto por uno).

18.6 CALCULO DEL NUMERO DE CUCHARAS

Para simplificar supondremos que el chorro es un cilindro perfecto de diámetro d_0 constituido por partículas dotadas de la velocidad c_0 . Asimismo supondremos que la arista de entrada del álabe es una recta paralela al eje de rotación.

En la figura 18.13 se ha dibujado la cuchara *I* en el momento en que su arista corta a la generatriz inferior del chorro (punto B_I)

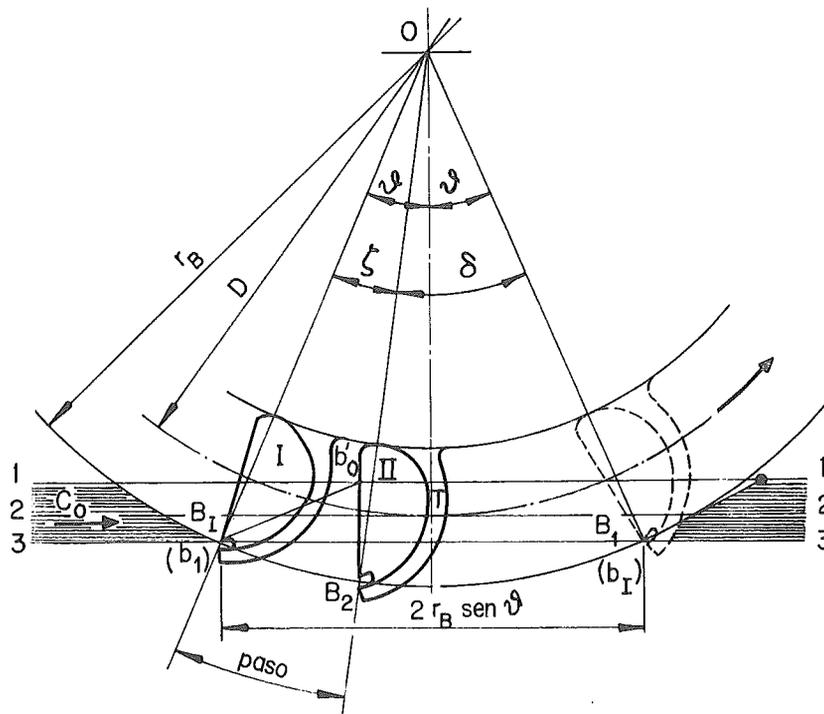


Fig. 18.13

La partícula de agua que se encontraba en B_I justo antes de que la punta de la cuchara *I* llegara a dicho punto, no pudo ser desviada por ésta y habrá de ser desviada por la cuchara precedente *II* a fin de que su energía no se pierda. Por tanto, la punta de la cuchara *II* se habría de encontrar en un punto B_2 tal que dicha punta tarde en llegar a B_1 , o en recorrer $\widehat{B_2 B_1}$ el mismo tiempo Δt que tardaría una partícula de fluido en recorrer en línea recta la distancia $\widehat{B_I B_1}$:

$$\widehat{B_I B_2} + \widehat{B_2 B_1} < \widehat{B_I B_1} = D_p \theta \tag{18.34}$$

donde:

$D_p = 2r_B$: es el diámetro del círculo de puntas (extremidades de la arista mediana de la cuchara).

D : diámetro Pelton (tangente al eje del chorro).

Por otra parte, siendo u_p y K_{up} la velocidad y el coeficiente de velocidad tangencial correspondiente al círculo de puntas y llamando Z al número de cucharas se pueden escribir las siguientes igualdades:

$$\begin{aligned} \widehat{B_2 B_1} &= u_p \Delta t & ; & & \widehat{B_I B_1} &= c_0 \Delta t = D_p \text{ sen } \theta \\ \widehat{B_I B_2} &= \frac{\pi D_p}{Z} & ; & & \widehat{B_2 B_1} &= \frac{u_p}{c_0} D_p \text{ sen } \theta = \frac{K_{up}}{K_{c_0}} D_p \text{ sen } \theta \end{aligned}$$

Dado que $\frac{K_{up}}{K_u} = \frac{D_p}{D}$ podemos escribir $\widehat{B_2B_1} = \frac{K_u}{K_{c_0}} \frac{D_p^2}{D} \text{sen } \theta$

Sustituyendo en (18.34): $\frac{\pi D_p}{Z} + \frac{K_u}{K_{c_0}} \frac{D_p^2}{D} \text{sen } \theta < D_p \theta$

condición que podemos expresar:

$$\frac{K_u}{K_{c_0}} < \frac{\theta - \frac{\pi}{Z}}{\frac{D_p}{D} \text{sen } \theta} = \frac{(K_u)_c}{K_{c_0}} \quad (18.35)$$

El paso "t" (distancia entre dos cucharas consecutivas) será:

$$t = (2\theta - \delta) \frac{D}{2} \text{ donde } \begin{cases} \theta = \text{arc cos } \frac{D + d_0}{D_p} \\ \delta = 2 \frac{K_u}{K_{c_0}} \frac{D_p}{D} \text{sen } \theta \end{cases} \quad (18.36)$$

La ecuación anterior nos permite determinar el paso máximo t en la circunferencia de diámetro D , o lo que es lo mismo el número mínimo de cucharas necesario para que no exista escape. El hecho de que parte del caudal del chorro pase entre dos cucharas consecutivas sin acción sobre ellas es debido según (18.35) a un valor desfavorable del coeficiente $K_u = (K_u)_c$.

De la misma manera, considerando la generatriz superior del chorro se determina la relación $\frac{K_u}{K_{c_0}}$ por encima de la cual ninguna partícula del chorro produce trabajo útil (embalamiento de la turbina)

$$\frac{(K_u)_e}{K_{c_0}} = \frac{\theta' - \frac{\pi}{Z}}{\frac{D_p}{D} \text{sen } \theta'} \quad (18.37)$$

Según las ecuaciones anteriores, el número de álabes dependerá de n_s así como de la forma del rodete por ser todas las variables y coeficientes que intervienen función de la velocidad específica.

Veamos la forma de establecer esta dependencia:

Llamando Q al caudal total de la turbina = Σ de caudales parciales de cada chorro $\frac{Q}{Z^*}$ el diámetro del chorro d_0 vendrá dado por:

$$d_0 = 2 \left\{ \frac{Q}{\pi K_{c_0} \sqrt{2gH} Z^*} \right\}^{1/2} \quad (\text{en m.})$$

Si consideramos para K_{c_0} el valor 0,97 se obtiene:

$$d_0 = 0,544 \frac{1}{Z^{1/2}} \frac{Q^{1/2}}{H^{1/4}} \quad (18.38)$$

Por otra parte, el diámetro Pelton será: $D = \frac{60 K_u \sqrt{2gH}}{\pi n}$ (en m) y si tomamos para K_u el valor 0,46 resulta:

$$D = 38,92 \frac{H^{1/2}}{n} \quad (18.39)$$

Recordando las definiciones de los coeficientes de velocidad específica adimensionales n_o y c_p , es fácil comprobar teniendo en cuenta (18.38) y (18.39) que:

$$n_o \simeq 0,453 \frac{d_o}{D} Z^{*1/2} \quad (18.40); \quad c_p \simeq 1,352 \frac{d_o}{D} Z^{*1/2} \quad (18.41)$$

La relación con la velocidad específica dimensional n se obtiene de manera análoga introduciendo el rendimiento manométrico η_m :

$$n_s \simeq 261,8 \eta_m^{1/2} \frac{d_o}{D} Z^{*1/2} \quad (18.42)$$

Existen, además, fórmulas empíricas, como la de Zaygun, que permiten obtener aproximadamente de forma rápida el número de cucharas:

$$z \simeq 15 + \frac{D}{2 d_o} \quad (18.43) \quad (\text{válida para } 6,5 < \frac{D}{d_o} < 35)$$

Para concluir diremos que el límite impuesto por la geometría de los álabes se sustituye por el debido a la resistencia de las cucharas cuyas sollicitaciones aumentan con el salto. Un examen cuidadoso demuestra que la saturación de la rueda así como la fatiga de los materiales está íntimamente ligada al número de chorros así como a la relación $\frac{d_o}{D}$.

18.7 ORIENTACION DE LAS CUCHARAS EN LA RUEDA

La arista, o intersección de las caras internas de la cuchara, no es radial sino inclinada sobre el chorro y tanto más cuanto mayor es la velocidad específica.

La mejor posición se obtendría cuando la velocidad relativa del chorro fuese perpendicular a las curvas de nivel de la parte central de la cuchara, es decir, a la arista mediana. Teniendo en cuenta que la velocidad relativa cambia constantemente de dirección es difícil cumplir en cualquier instante esta condición por lo que se admite como resultado satisfactorio la inclinación correspondiente a cuando el centro de gravedad del trozo de chorro destinado a la cuchara entra en contacto con ella.

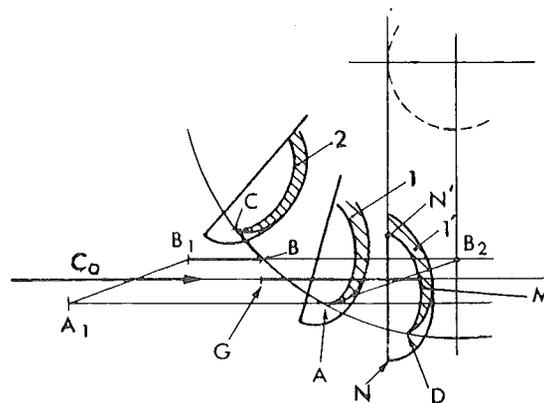


Fig. 18.14

Sea AA_1BB_1 el volumen cilíndrico de agua que va a alimentar la cuchara y G el c.d.g. correspondiente (fig. 18.14).

La última partícula líquida de la generatriz inferior del chorro A_1 que entrará en contacto con la cuchara 1 será tal que:

$$AA_1 = \widehat{CA} \frac{K_{c_0}}{K_{u_p}};$$

\widehat{CA} : paso de la cuchara sobre el círculo de puntas.

De la misma forma, la última partícula líquida B_1 de la generatriz superior que entrará en contacto con la cuchara 1, será tal que:

$$BB_1 = \widehat{CB} \frac{K_{c_0}}{K_{u_p}}$$

El contacto del centro de gravedad G de la cuchara y de la arista se produce en M de forma tal que:

$$\frac{MG}{AD} = \frac{K_{c_0}}{K_{u_p}}$$

La determinación del encuentro se hace por tanteos: se da una dirección plausible de la arista y se busca, en diversos instantes, las posiciones respectivas de esta arista y del centro de gravedad del volumen cilíndrico. En el tiempo cero, la arista es la correspondiente al punto A y el centro de gravedad está en G .

En M , la arista correspondiente al punto D debe ser perpendicular a la dirección de w en este punto. De hecho, esta dirección es a menudo demasiado acostada y la dirección de la arista se elige dentro de un cierto ángulo, uno de cuyos límites es la normal al eje del chorro.

Se admite también que la cara de entrada de la cuchara es perpendicular a la dirección w cuando el centro de gravedad G de la masa de agua destinada a la cuchara llega a su fondo. Siendo el plano tangente en el fondo paralelo a la cara de entrada.

Esta posición se determina también por tanteo, fijando a priori la dirección de la cara y la profundidad de la cuchara.

En la posición correspondiente al punto de encuentro, la cara de la cuchara NN' debe ser perpendicular a la dirección del chorro.

18.8 TRAYECTORIAS RELATIVAS. FORMA DE LA CUCHARA

El diseño de la cuchara no es simple. El ideal sería que la tangente a la trayectoria relativa del chorro con respecto al punto de ataque del rodete sea tangente a la superficie de la cuchara en dicho punto. De lo contrario, se originaría un choque a la entrada con disminución de rendimiento.

El método llamado de las trayectorias relativas consiste en calcularse éstas para cuantas partículas sea preciso antes de ser desviadas por la cuchara con el fin de evitar el choque.

La determinación del paso también se facilita por el trazado de las trayectorias relativas que son las trazas dejadas sobre la rueda, reducida a su plano mediano y limitada a la circunferencia de las puntas, por las partículas de agua del chorro.

La trayectoria relativa correspondiente a la generatriz superior del chorro sale de A donde es tangente a la velocidad relativa w y vuelve a cortar a la circunferencia de las puntas en el punto A_1 tal que:

$$\widehat{A_1 a_1} = u_p \cdot \Delta t \quad ; \quad \overline{A a_1} = c_0 \cdot \Delta t$$

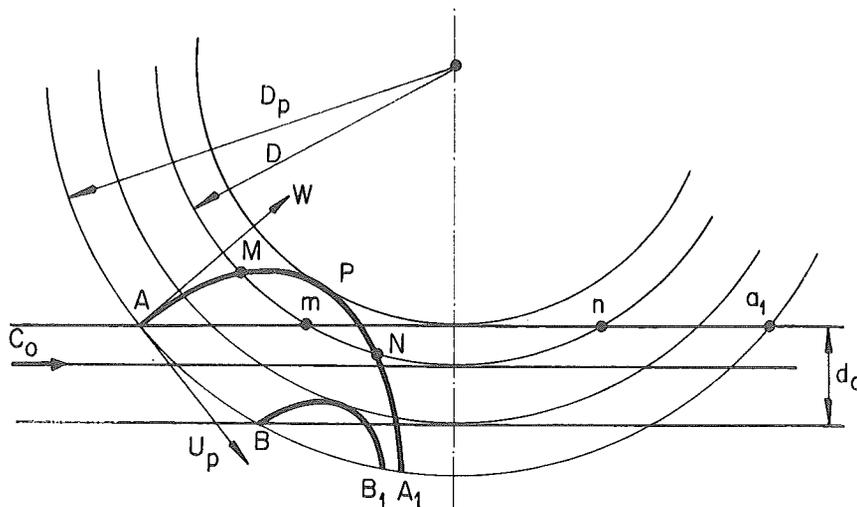


Fig. 18.15 (Trazado de una trayectoria relativa)

ya que la partícula que sale de A recorre el segmento Aa_1 en el mismo tiempo que el punto de la circunferencia de las puntas, que la debe volver a encontrar en a_1 , describe el arco A_1a_1 ; de donde:

$$\frac{\widehat{A_1a_1}}{Aa_1} = \frac{u_p}{c_0} = \frac{Ku_p}{Kc_0}$$

Esta trayectoria corta al círculo de Pelton en dos puntos, M y N, definidos por:

$$\frac{\widehat{Mm}}{Am} = \frac{\widehat{Nn}}{An} = \frac{Ku}{Kc_0}$$

y así sucesivamente podrían obtenerse más puntos.

La trayectoria relativa de una partícula que pertenece a la generatriz inferior del chorro se extiende de B a B_1 . Todas las trayectorias relativas se encuentran así comprendidas entre las de A y B.

El paso de la cuchara es, como máximo, igual al arco BB_1 . Con un paso ligeramente mayor, las partículas inferiores del chorro podrían pasar sin tocar ninguna cuchara.

Las dimensiones de la cuchara son proporcionales al diámetro del chorro. La figura 18.16 da las proporciones habituales. Para evitar una destrucción rápida de la arista mediana el ángulo β_1 no debe ser en ninguna parte inferior a unos 5 a 8°. El ángulo $\pi - \beta$ vale de 8° a 12° en el centro de la cuchara, no pudiéndose disminuir este valor ya que el agua que sale de la cuchara no debe golpear a la siguiente. Al mismo tiempo, desde el inicio del ataque, el agua que sale de la cuchara debe ser desviada hacia el exterior para que no choque contra la rueda, lo que explica la dirección de las líneas de "thalweg" (líneas de máxima pendiente) de la superficie del intradós representadas sobre la figura 18.16.

Las cucharas utilizadas en la práctica varían sólo en cuanto a los detalles entre los diferentes constructores. La semejanza es tal, que las principales dimensiones pueden darse como valores promedio relativos al diámetro del chorro. Son los siguientes:

B/d_0	L/d_0	T/d_0	e/d_0	f/d_0	S/d_0
3	2,5	0,8	0,35	0,85	1,15

Dimensiones normalizadas que son válidas para las relaciones $\frac{d_0}{D}$ más frecuentes, a saber, entre $\frac{1}{10}$ y $\frac{1}{20}$ (n_s entre 24 y 12).

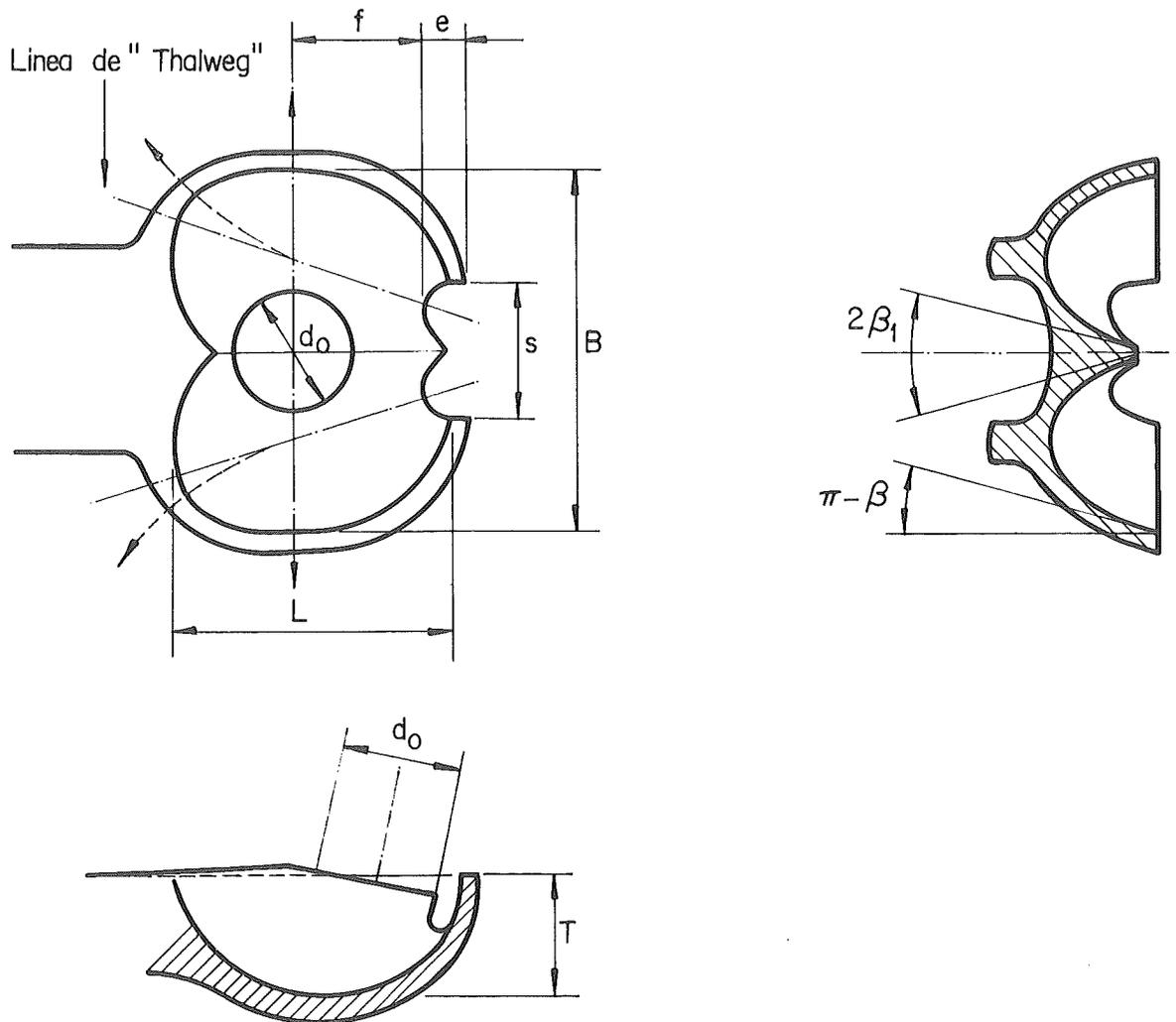


Fig. 18.16 Dimensiones de la cuchara

La configuración particular de las cucharas en cuanto concierne a la escotadura de entrada y al acanalado del dorso de la cuchara, viene condicionada por la necesidad de evitar el choque no sistemático (choque producido por la variación del caudal respecto al valor de trazado).

En primer lugar, fig. 18.17, la escotadura es indispensable a fin de que, durante el tiempo que se desplaza para pasar a ocupar la posición de la cuchara A_1 (golpeada de lleno), la cuchara A_2 no intercepte, demasiado pronto, el chorro que, a mayor abundamiento, le golpearía bajo la extremidad del dorso: de esta forma, el chorro puede deslizarse en la escotadura de A_2 y actuar sobre A_1 sin ser molestada por A_2 .

En segundo lugar, cuando A_2 empieza a interceptar el chorro, ésta se realiza por la punta de esta cuchara de forma que la partícula de líquido captada por esta punta toma entonces una velocidad relativa w_1 , que resulta de la composición de la velocidad absoluta c_0 y de la velocidad de arrastre u . Todo choque podrá ser evitado si la partícula animada de la velocidad relativa w_1 puede deslizarse bajo el dorso de la cuchara A_2 sin encontrar obstáculo alguno.

A ello se debe que el dorso del álabe, en el plano de simetría de la rueda, debe trazarse según la dirección de w_1 , o mejor, según una dirección ligeramente más elevada. El acanalado del dorso de cada cuchara se realiza según esta dirección. La diferencia entre el ángulo del dorso de la cu-