Setzen wir

$$\zeta H - (\zeta - \zeta_1) z + h = H_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

dann ist

$$u_1 = \sqrt{\sigma [2 g H_1 + r_1^2 \omega^2 - 2 v r \omega \cos \alpha]} \quad . \quad . \quad 5)$$

Das Produkt $u_1 \cos \gamma$ kann aus dem Ausdrucke 1 für die Arbeitsleistung des Rades ausgeschieden werden, wenn wir einen algebraischen Ausdruck für die Bedingung aufstellen, dass *ebensoviel Wasser aus dem Laufrade in der Zeiteinheit ausfliessen muss, wie viel während der Zeit eingeflossen ist.*

Aus dem Dreiecke JKL (Fig. 2) ist ersichtlich, dass jede Leitschaufel den Teil $JK = \frac{e_0}{\sin \alpha}$ des Umfanges des Leitrades verdeckt, weshalb der freie Umfang bei einer *Vollturbine* nur

$$\left(2 \pi r - \frac{\lambda e_0}{\sin \alpha}\right) = 2 \pi r \left(1 - \frac{\lambda e_0}{2 \pi r \sin \alpha}\right)$$

ist. Ganz analog findet man den freien Umfang des Laufrades an der Eintrittsstelle

$$\left(2 \pi r - \frac{\lambda_1 e}{\sin \beta}\right).$$

Derselbe steht zum ganzen Umfang des Laufrades an der Eintrittsseite in dem Verhältnisse

$$\left(2 \pi r - \frac{\lambda_1 e}{\sin \beta}\right) : 2 r \pi = \left(1 - \frac{\lambda_1 e}{2 \pi r \sin \beta}\right).$$

In diesem Verhältnisse verdecken die Laufradschaufeln abermals den noch freien Umfang des Leitrades. Wenn aber die Laufradschaufeln, wie gewöhnlich, zugeschärft sind, entfällt die Kontraktion bei dem Ausflusse, so dass der freie Querschnitt für diesen

$$2 r \pi b \left(1 - \frac{\lambda e_0}{2 r \pi \sin \alpha}\right) \left(1 - \frac{\lambda_1 e}{2 \pi r \sin \beta}\right)$$

ist.

Weil aber

$$\frac{2 r \pi}{\lambda} = t_0 \quad \text{und} \quad \frac{2 r \pi}{\lambda_1} = t$$

ist, wird der freie Austrittsquerschnitt

$$2 r \pi b \left(1 - \frac{e_0}{t_0 \sin \alpha}\right) \left(1 - \frac{e}{t \sin \beta}\right).$$

Mit Rücksicht darauf, dass die Richtung der Geschwindigkeit v in jedem Punkte des Umfanges den Winkel α mit dem Umfange bildet, findet man das in der Sekunde ausfliessende Wasservolumen, wenn man die Fläche mit derjenigen Komponente der Geschwindigkeit v multipliziert, welche zum Umfange senkrecht gerichtet ist, d. h. mit $v \sin \alpha$.

Es ist sonach die aus dem Leitrade in der Sekunde ausfliessende Wassermenge

$$Q_0 = 2 \pi b_0 r v_0 \sin \alpha \left(1 - \frac{e_0}{t_0 \sin \alpha}\right) \left(1 - \frac{e}{t \sin \beta}\right).$$

Nach den Gl. 2) und 3) ist aber

$$\frac{v_0}{v} = \sqrt{\frac{\zeta_0}{\zeta}}$$

und setzt man noch

$$\left(1 - \frac{e_0}{t_0 \sin \alpha}\right) \left(1 - \frac{e}{t \sin \beta}\right) = \vartheta_0 \quad . \quad . \quad 6)$$

dann wird

$$Q_0 = 2 \pi \sqrt{\frac{\zeta_0}{\zeta}}\, b_0 \vartheta_0 r v \sin \alpha,$$

woraus

$$b_0 = \frac{Q_0}{2 \pi \sqrt{\frac{\zeta_0}{\zeta}}\, \vartheta_0 r v \sin \alpha} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7)$$

folgt.

In das Laufrad tritt im allgemeinen nicht die ganze Wassermenge, weil bei Ueberdruckturbinen ein Teil durch den Spalt verloren geht. Die eintretende Wassermenge ist $Q = x Q_0$, wo $x < 1$.

Diese Wassermenge muss aus dem Laufrade auch ausfliessen. Man findet ähnlich wie für das Leitrad

$$Q = x Q_0 = 2 \pi b_1 r_1 \left(1 - \frac{\lambda_1 e_1}{2 \pi r_1 \sin \gamma}\right) u_1 \sin \gamma.$$

Da aber $\frac{2 \pi r_1}{\lambda_1} = t_1$ die Teilung ist, folgt

$$\vartheta_1 = 1 - \frac{\lambda_1 e_1}{2 \pi r_1 \sin \gamma} = 1 - \frac{e_1}{t_1 \sin \gamma} \quad . \quad . \quad 8)$$

Damit wird

$$x Q_0 = 2 \pi b_1 r_1 \vartheta_1 u_1 \sin \gamma.$$

Setzt man in diese Gleichung den obigen Ausdruck für Q_0 ein, dann wird

$$x \sqrt{\frac{\zeta_0}{\zeta}}\, b_0 \vartheta_0 r v \sin \alpha = b_1 r_1 \vartheta_1 u_1 \sin \gamma,$$

woraus

$$u_1 \sin \gamma = x \sqrt{\frac{\zeta_0}{\zeta}}\, \frac{b_0 \vartheta_0}{b_1 \vartheta_1} \cdot \frac{r}{r_1} v \sin \alpha$$

wird.

Wir setzen

$$x \sqrt{\frac{\zeta_0}{\zeta}}\, \frac{b_0 \vartheta_0}{b_1 \vartheta_1} = \frac{1}{\varkappa} \quad \text{und} \quad \frac{r}{r_1} = \varrho \quad . \quad . \quad 9)$$

und erhalten

$$u_1 \sin \gamma = \frac{\varrho v \sin \alpha}{\varkappa} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 10)$$

Aus der Gl. 9) folgt die Breite des Laufrades an der Austrittsstelle

$$b_1 = \frac{\varkappa \vartheta_0}{\vartheta_1} x \sqrt{\frac{\zeta_0}{\zeta}} \cdot b_0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 11)$$

Nun kann man $u_1 \cos \gamma$ aus der Gl. 1) eliminieren. Es ist nämlich

$$u_1 \cos \gamma = \sqrt{u_1^2 - u_1^2 \sin^2 \gamma}.$$

Hierin setzen wir für u_1 den Wert aus Gl. 5) und für $u_1 \sin \gamma$ den Wert aus Gl. 10).

Es wird

$$u_1 \cos \gamma = \sqrt{\sigma \left[2 g H_1 - \frac{\varrho^2 v^2 \sin^2 \alpha}{\sigma \varkappa^2} + r_1^2 \omega^2 - 2 r \omega v \cos \alpha\right]}.$$

Diesen Ausdruck kann man durch passende Substitutionen sehr vereinfachen. Wir setzen

$$r_1 \omega = \varphi v \varrho \cos \alpha; \quad \frac{tg^2 \alpha}{\varkappa^2 \sigma} = \varkappa_1 \quad . \quad . \quad 12)$$

dann wird selbstverständlich

$$r \omega = \varphi v \varrho^2 \cos \alpha$$

und

$$u_1 \cos \gamma = \varrho v \cos \alpha \sqrt{\sigma \left[\frac{2 g H_1}{v^2 \varrho^2 \cos^2 \alpha} - \varkappa_1 - 2 \varphi + \varphi^2\right]}.$$

Wir setzen noch

$$\delta = \frac{2 g H_1}{v^2 \varrho^2 \cos^2 \alpha} - \varkappa_1$$

und erhalten hieraus

$$v \varrho \cos \alpha = \sqrt{\frac{2 g H_1}{\delta + \varkappa_1}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 13)$$

Auch setzen wir

$$\left.\begin{aligned} \sqrt{\frac{H_1}{\delta + \varkappa_1}} &= a, \\ \text{somit} \qquad 0{,}226\, v \varrho \cos \alpha &= a \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad 14)$$

Ferner ergibt sich

$$u_1 \cos \gamma = \varrho v \cos \alpha \sqrt{\sigma [\delta - 2 \varphi + \varphi^2]}.$$

Endlich setzen wir

$$\varepsilon = \sqrt{\sigma (\delta - 2 \varphi + \varphi^2)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 15)$$

womit

$$u_1 \cos \gamma = \varepsilon \varrho v \cos \alpha \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 16)$$

wird.

Man kann φ den Modulus der Winkelgeschwindigkeit, δ den Modulus der absoluten und ε jenen der relativen Geschwindigkeit nennen.

Setzt man den Wert von $v \varrho \cos \alpha$ aus Gl. 13) in die Gl. 12) ein, so erhält man die Winkelgeschwindigkeit des Laufrades

$$\omega = \frac{\varphi}{r_1} \sqrt{\frac{2 g H_1}{\delta + \varkappa_1}} = \frac{4{,}43 \varphi a}{r_1}.$$

Weil

$$\omega = \frac{\pi n}{30} = \frac{n}{9{,}55}$$