um das gleiche Maß $\lambda_k = \delta_k \cdot \psi$ verlängert; verschiedene Beträge nimmt aber die Dehnung an, der die Fasern unterliegen, weil diese verschieden lang sind. An der inneren von der Länge $R_i \cdot \psi$ beträgt:

$$\varepsilon_i = \frac{\lambda_k \cdot \psi}{R_i \cdot \psi} = \frac{\lambda_k}{R_i},$$

an der mittleren $\varepsilon = \frac{\lambda_k}{R_s}$. Wie die Dehnungen verhalten sich aber auch nach dem Proportionalitätsgesetz die Spannungen:

$$\frac{\sigma_{zi}}{\sigma_z} = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon} = \frac{R_s}{R_i},$$

so daß diejenige längs des Innenrandes auf:

$$\sigma_{zi} = \sigma_z \cdot \frac{R_s}{R_i} = \frac{\gamma \cdot v_k^2}{g} \cdot \frac{R_s}{R_i} \tag{731}$$

steigt, die an der Außenfläche aber auf:

$$\sigma_{za} = \frac{\gamma \cdot v_k^2}{g} \cdot \frac{R_s}{R_a} \tag{732}$$

sinkt. Die Spannungsverteilung ist durch ein Hyperbel, Abb. 2211, gekennzeichnet.

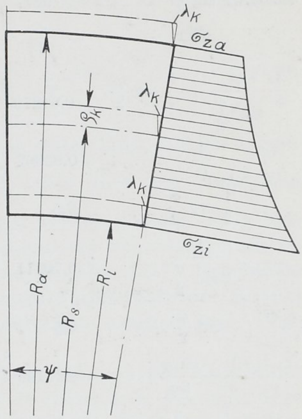

Abb. 2211. Spannungsverteilung in breiten Schwungringen.

Die weitere Untersuchung erfolgt zweckmäßigerweise auf dem bei der genaueren Berechnung von Riemenscheiben, S. 1203, angegebenen Wege. Sie sei in kurzen Zügen wiederholt. Man ermittelt zunächst die Kranzerweiterung in radialer Richtung durch die Fliehspannung nach Formel (683) $\varrho_k = \alpha_k \cdot \sigma_z \cdot R_s$, die Verlängerung λ_A der Arme durch die Eigenfliehkraft an Hand von Abb. 2085 und Formel (684) aus $\lambda_A = \alpha_A \cdot \frac{\gamma \cdot \omega^2}{g} \cdot F'' \cdot \xi$ und durch Formänderungsdreiecke nach Abb. 2086 die statisch unbestimmte Längskraft X_A in den Armen aus $X' = \frac{(\varrho_k - \lambda_A) \cdot f_m}{\alpha_A \cdot l}$ und $X'' = \frac{(\varrho_k - \lambda_A) \cdot J_k}{\alpha_k \cdot R_s^3 \cdot C}$. Dabei muß C in Rücksicht auf die an Schwungrädern meist größere Stärke des Kranzes in radialer Richtung genauer nach:

$$C = \frac{1}{8} \frac{\varphi}{\sin^2 \varphi/2} + \frac{1}{4} \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} - \frac{1}{\varphi} \cdot \frac{F_k \cdot R_s^2}{F_k \cdot R_s^2 + J_k} \tag{733}$$

unter Benutzung der folgenden Zahlen (siehe Zusammenstellung 167, S. 1282) bestimmt werden.

Bezüglich der Ableitung der Formel (733) muß auf die Reinhardtsche Arbeit [XXVIII, 10] verwiesen werden. Bemerkt sei nur, daß die dort auf S. 62 unter Nr (39) angeführte Formel sich mit den hier benutzten Bezeichnungen auf die Form:

$$\underset{\substack{\text{Erweiterung}\\ \text{des Kranzes}}}{\alpha_k \cdot R_s \cdot \sigma_z} = \underset{\substack{\text{Verlängerung}\\ \text{des Arms}\\ \text{durch Eigen-}\\ \text{fliehkraft}}}{\lambda_A} + \underset{\substack{\text{Verlängerung}\\ \text{des Arms}\\ \text{durch } X_A}}{\frac{X_A \cdot \alpha_A \cdot l}{f_m}} + \underset{\substack{\text{Verschiebung}\\ \text{des Kranzes}\\ \text{durch } X_A}}{\frac{X_A \cdot \alpha_k \cdot R_s^3}{J_k} \cdot C}$$

bringen läßt, wobei die Bedeutung der einzelnen Glieder beim Vergleich mit Formel (682) ersichtlich wird. Der Wert von $\frac{F_k \cdot R_s^2}{F_k \cdot R_s^2 + J_k}$ liegt zwar meist in der Nähe von 1, darf aber bei der genaueren Ermittlung der Spannungen nicht unberücksichtigt bleiben, weil C durch den zahlenmäßig kleinen Unterschied von

$$\frac{1}{8} \frac{\varphi}{\sin^2 \varphi/2} + \frac{1}{4} \operatorname{ctg} \frac{\varphi}{2} \quad \text{und} \quad \frac{1}{\varphi} \frac{F_k \cdot R_s^2}{F_k \cdot R_s^2 + J_k}$$

gegeben ist. Das gilt um so mehr, je größer die Kranzdicke in radialer Richtung ist.