ändert, daß man die Neigung der radialen Spannungen vernachlässigen kann. Dann entstehen beim Laufen nur radiale und tangentiale Zugspannungen, die man genügend genau über die Dicke der Scheibe gleichmäßig verteilt ansehen kann. Der Fliehkraft Z des Scheibenausschnittes A in Abb. 2277 wird durch den Zuwachs, den die eingezeichneten Tangential- und Radialspannungen σ_t und σ_r erfahren, das Gleichgewicht gehalten. Es gilt, die Größe dieser Spannungen in beliebigen Abständen von der Drehachse, also den Spannungsverlauf längs des Scheibenhalbmessers zu ermitteln.

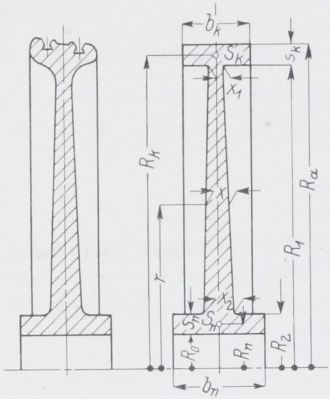

Abb. 2276. Bezeichnungen an Scheiben.

Zu dem Zweck denkt man sich aus einem Elementarringe der Scheibe vom Halbmesser r und der Stärke dr ein Element unter dem Winkel $d\varphi$, Abb. 2278, herausgeschnitten. Hat die Scheibe die Stärke x, so ist der Inhalt des Elements durch

$$dV = r \cdot d\varphi \cdot x \cdot dr,$$

seine Masse durch

$$dM = \frac{\gamma}{g} \cdot r \cdot d\varphi \cdot x \cdot dr$$

und die von ihm entwickelte Fliehkraft bei der Winkelgeschwindigkeit ω durch:

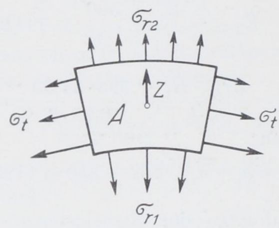

Abb. 2277.

$$dZ = dM \cdot \omega^2 \cdot r = \frac{\gamma}{g} \cdot \omega^2 \cdot r^2 \cdot d\varphi \cdot x \cdot dr$$

gegeben. Wirken nun an den Begrenzungsflächen des Elements die Spannungen:

σ_r an der Innenfläche *1*, radial nach innen gerichtet,

die um das Differential größere $\sigma_r + d\sigma_r$ an der Fläche *2*, radial nach außen und

die einander gleichgroßen Tangentialspannungen σ_t an den Flächen *3* und *4*, so erhält man die am Element angreifenden, in Abb. 2279 eingeschriebenen Kräfte P_1, P_2 und T, wenn man die Spannungen mit den Flächen, an denen sie wirken, multipliziert. Das Gleichgewicht in Richtung des Halbmessers verlangt nun, daß:

$$-P_1 + P_2 - 2\,T \cdot \sin\frac{d\varphi}{2} + dZ \approx -P_1 + P_2 - T \cdot d\varphi + dZ$$

$$= -\sigma_r \cdot r \cdot d\varphi \cdot x + (\sigma_r + d\sigma_r)\,(x + dx)\,(r + dr)\,d\varphi - \sigma_t \cdot x \cdot dr \cdot d\varphi + \frac{\gamma}{g} \cdot \omega^2 \cdot r^2 \cdot d\varphi \cdot x \cdot dr = 0$$

sei. Vernachlässigt man die unendlich kleinen Glieder höherer Ordnung, so geht die Gleichung über in:

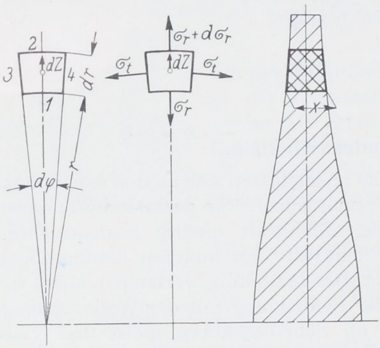

Abb. 2278.
Zur Berechnung der Spannungen in Scheiben.

$$+\sigma_r \cdot dx \cdot r + \sigma_r \cdot x \cdot dr + d\sigma_r \cdot x \cdot r - \sigma_t \cdot x \cdot dr + \frac{\gamma}{g} \cdot \omega^2 \cdot r^2 \cdot x \cdot dr = 0 \tag{761}$$

und führt zur ersten Hauptgleichung:

$$\frac{d\,(\sigma_r \cdot x \cdot r)}{dr} - \sigma_t \cdot x + \frac{\gamma}{g} \cdot \omega^2 \cdot r^2 \cdot x = 0\,. \tag{762}$$

Die zweite Hauptgleichung gewinnt man auf Grund der Formänderungen, denen das Element und die Ringe unterliegen, aus denen die Scheibe zusammengesetzt gedacht