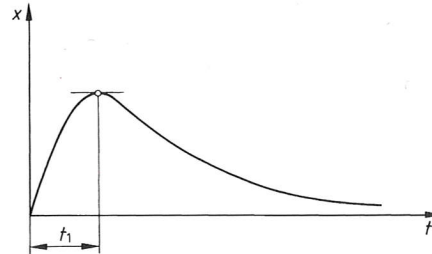


Wir haben hier keine Schwingungsbewegung mehr, sondern einen Kriechvorgang. Der Körper verlässt die Nulllage, erreicht bei t_1 die größte Auslenkung und kehrt asymptotisch in die Nulllage zurück (3.31). t_1 berechnet sich mit

$$t_1 = \frac{1}{2\omega_d} \ln \frac{\delta + \omega_d}{\delta - \omega_d} \quad \omega_d = \omega_e \sqrt{\vartheta^2 - 1} \quad \text{Gl. (3.55)}$$



3.31 Weg-Zeit-Diagramm einer stark gedämpften Schwingung

3.3.3 Aperiodischer Grenzfall

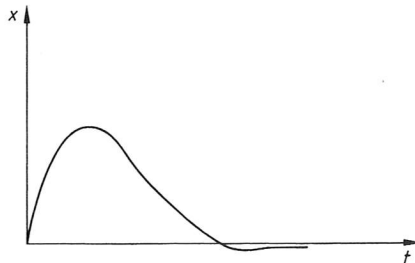
Er liegt vor, wenn $\delta^2 - \omega_e^2 = 0 \rightarrow \delta = \omega_e \quad \vartheta = 1$ bzw. $k = 2m\omega_e$.

Da die Lösungen für λ_1 und λ_2 gleich, nämlich $-\delta$ sind, ergibt sich die Lösung der Differentialgleichung mit

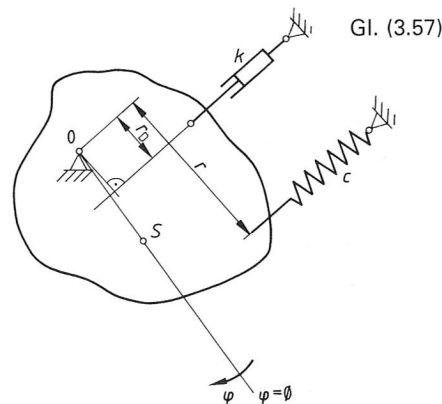
$$x = e^{-\delta t} (C_1 + C_2 \cdot t) \quad \text{Gl. (3.56)}$$

In diesem Fall ist $t_1 = \frac{1}{\delta} = \frac{2m}{k}$.

Das Weg-Zeit-Gesetz zeigt Bild 3.32.



3.32 Weg-Zeit-Diagramm für den aperiodischen Fall



3.33 Drehschwinger mit Feder und Dämpfer

Bei gedämpften Drehschwingungen berücksichtigen wir in Analogie zur Längsschwingung das Dämpfungsmoment

$$M_D = F_D r_D = -kr_B^2 \dot{\varphi}$$

und erhalten nach Bild 3.33

$$M + M_D = I \ddot{\varphi} \quad \ddot{\varphi} + \frac{k}{I} r_B^2 \dot{\varphi} + \frac{c}{I} r^2 \varphi = 0$$

$$\omega_e^2 = \frac{c}{I} r^2 \quad \text{und} \quad \delta = \frac{kr_B^2}{2I} \quad \text{liefere}$$

$$\ddot{\varphi} + 2\delta \dot{\varphi} + \omega_e^2 \varphi = 0. \quad \text{Gl. (3.58)}$$