

3.1 Hertzsche Pressungen in der Kontaktzone

Die Hertzsche Pressung (Normalspannung) in der Kontaktzone zwischen den Wälzelementen und Laufbahnen verursacht eine elastische Deformation der Kontur des Wälzelements in der Hertzschen Kontaktzone (vgl. Abb. 3.1).

Die Schmierfilmdicke in der Kontaktzone hat eine konstante Höhe h_c und wird kurz vor dem Ölablauf aus der Kontaktzone auf h_{min} reduziert (vgl. Kap. 4). Die Hertzsche Pressung p_H des Schmierfilms in der Kontaktzone wird in den folgenden Abschnitten berechnet.

Der Verlauf der Hertzschen Pressung in Rollrichtung der Laufbahn entspricht dem Verlauf des Öldrucks im Schmierfilm. Der Öldruck steigt mit Eintritt in den Zulaufbereich der Kontaktzone stark an, bis ein maximaler Druck in der Mitte der Kontaktzone erreicht ist. Auf dem weiteren Weg sinkt der Öldruck wieder bis auf den Wert im Auslaufbereich ab (vgl. Abb. 3.1). Die maximale Hertzsche Pressung erreicht je nach maximaler Belastung des Lagers Werte von 1,5 GPa (15.000 bar) bis zu 3,2 GPa (32.000 bar). Das Profil der Hertzschen Pressung hat eine parabolische Form mit einem maximalen Druck $p_{H,max}$ in der Mitte der Hertzschen Kontaktzone.

Für Kugellager ist die kleine Achse $2b$ der elliptischen Kontaktzone in der Rollenrichtung (auch Abrollrichtung genannt) x viel kleiner als die große Achse $2a$ in axialer Richtung y . Für Zylinderrollenlager ist die Länge $2b$ der rechteckigen Kontaktzone in der Rollenrichtung (auch Abrollrichtung genannt) x ebenfalls viel kleiner als die Länge L des Wälzelements in axialer Richtung y (vgl. Abb. 3.5).

Die Kontur des Wälzelements wird bei Erreichen des kritischen Werts von 4,2 GPa (42.000 bar) plastisch deformiert. Es ist anzumerken, dass ein Druck von $1 \text{ bar} \equiv 10^5 \text{ N/m}^2$ ($1 \text{ N/m}^2 \equiv 1 \text{ Pa}$) entspricht. Sobald eine plastische Deformation des Wälzelements auftritt,

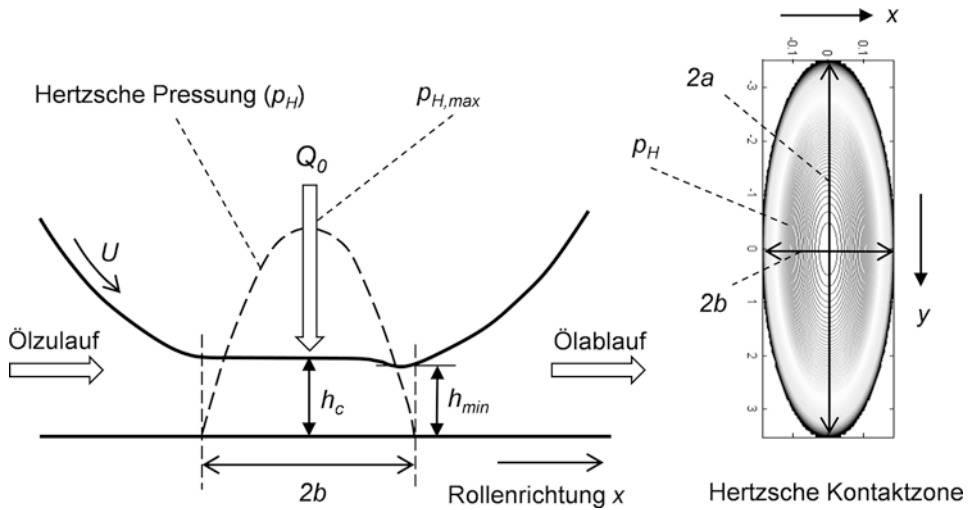


Abb. 3.1 Hertzische Pressung in der Kontaktzone

ist das Lager beschädigt. Dies führt zunächst zu einer Geräuscentwicklung im Lager, dann zu einer deutlichen Reduzierung der Lebensdauer und schließlich zum Lagerausfall.

Die Elliptizitätsratio t der Hertzischen Kontaktzone wird als das Verhältnis der kleinen Halbachse b zur großen Halbachse a definiert:

$$t \equiv \frac{b}{a} \leq 1. \quad (3.1)$$

3.2 Numerische Rechenverfahren zur Bestimmung der Hertzischen Pressung

Die Hertzische Pressung ist von vielen Parametern abhängig. Diese sind die Belastung auf das Lager, die maximale Last auf den Wälzelementen an der niedrigsten Stelle im Lager, die strukturmechanischen Eigenschaften der für die Wälzelemente und Laufbahnen verwendeten Werkstoffe, die geometrischen Abmessungen der Kontaktzone, die innere und äußere Schmiegun der Laufbahnen sowie die Krümmungssumme und Krümmungsdifferenz an den Kontaktstellen zwischen den Wälzelementen und Laufbahnen. Die genaue Berechnung der Hertzischen Pressung ist ziemlich kompliziert und aufwendig, da sie von vielen Unbekannten in Form von nichtlinearen gekoppelten Gleichungen abhängt. Das numerische Rechenverfahren, das zur Lösung der nichtlinearen Gleichungen geeignet ist, wird in Abb. 3.2 dargestellt.

Zuerst muss die äquivalente dynamische Radialast P_m auf das Lager aus den radialen und axialen Kräften nach Gl. 2.13 berechnet werden:

$$P_m = X \cdot F_r + Y \cdot F_a. \quad (3.2)$$

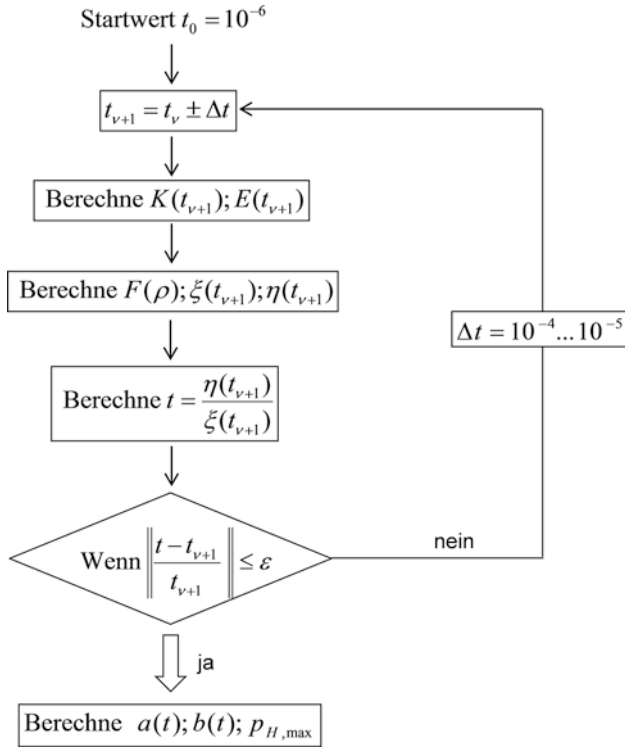


Abb. 3.2 Numerisches Rechenverfahren zur Bestimmung der Hertzschen Pressung

Mithilfe der Gl. 2.24, 2.25 und 2.26 wird die maximale Belastung Q_0 auf die Kugeln aus der äquivalenten dynamischen Radialast P_m iterativ berechnet:

$$Q_0 = C_\delta \delta_0^{3/2}. \quad (3.3)$$

Die dimensionslose kleine bzw. große Halbachse η bzw. ξ der elliptischen Kontaktfläche für Kugellager in x - und y -Richtung werden nach [1, 3] in Abhängigkeit der Elliptizitätsratio t bestimmt:

$$\eta(t) = \left(\frac{tE(t) - t^3K(t)}{\frac{\pi}{4}(1-t^2) \cdot (1+F(\rho))} \right)^{1/3}; \quad (3.4)$$

$$\xi(t) = \left(\frac{K(t) - E(t)}{\frac{\pi}{4}(1-t^2) \cdot (1-F(\rho))} \right)^{1/3},$$

wobei

$K(t)$ das elliptische Integral erster Art,

$E(t)$ das elliptische Integral zweiter Art und

$F(\rho)$ die Krümmungsdifferenz an der Kontaktstelle Kugel/Laufbahn darstellen.

Bei jedem Iterationsschritt $v + 1$ wird die Elliptizitätsratio t an der Hertzschen Kontaktfläche nach folgendem Schema aktualisiert:

Im Falle von $t < t_v$

$$t_{v+1} = t_v + \Delta t$$

sonst, wenn $t \geq t_v$

$$t_{v+1} = t_v - \Delta t.$$

Die Krümmungsdifferenzen für Kugellager ergeben sich aus den Gl. 1.23a und 1.23b zu

$$\begin{aligned} F_{b/IR}(\rho) &= \frac{A + 2\kappa_i - 1}{A(4\kappa_i - 1) - 2\kappa_i + 1}; \\ F_{b/OR}(\rho) &= \frac{A - 2\kappa_o + 1}{A(4\kappa_o - 1) + 2\kappa_o - 1}, \end{aligned} \quad (3.5)$$

wobei der Rechenfaktor A nach Gl. 1.20 definiert wird als

$$A \equiv \frac{D_{pw}}{D_w \cos \alpha}.$$

Für das elliptische Integral erster Art gilt mit der Elliptizitätsratio t :

$$K(t) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - (1 - t^2) \sin^2 \varphi}}. \quad (3.6)$$

Für das elliptische Integral zweiter Art gilt:

$$E(t) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - (1 - t^2) \sin^2 \varphi} d\varphi. \quad (3.7)$$

Durch die Substitution von $(1 - t^2) = m$ in Gl. 3.6 und 3.7 werden die elliptischen Integrale umformuliert in

$$\begin{aligned} K(m) &= \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - m \sin^2 \varphi}}; \\ E(m) &= \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - m \sin^2 \varphi} d\varphi. \end{aligned} \quad (3.8)$$

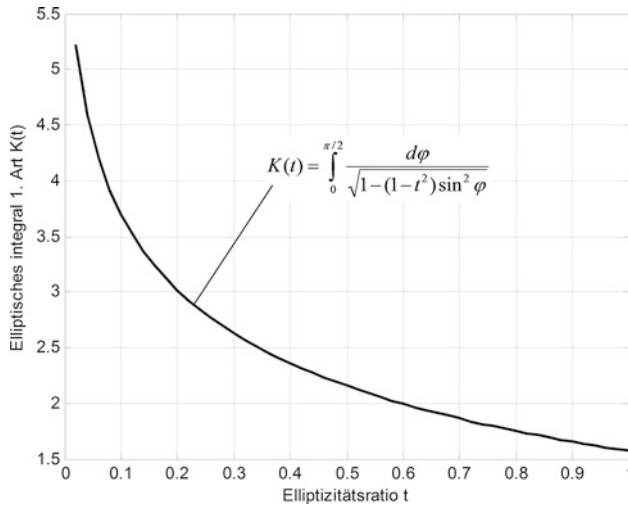


Abb. 3.3 Elliptisches Integral erster Art $K(t)$ in Abhängigkeit der Elliptizitätsratio t

Die elliptischen Integrale werden mithilfe der MATLAB-Funktionen `ellipticK(m)` und `ellipticE(m)` numerisch berechnet. Alternativ kann die Simpsonsche Regel verwendet werden, vgl. Anhang C. Die berechneten Ergebnisse beider Methoden sind identisch und in den Abb. 3.3 und 3.4 dargestellt.

Das MATLAB-Unterprogramm `F_elliptic (m)` wird zur Berechnung der elliptischen Integrale $K(t)$ und $E(t)$ verwendet.

```
% -----
%                               Function [Kt, Et] = F_elliptic (m)
% -----
% Calculating the elliptic integrals of first and second kind using
the symbolic
% Math Toolbox Matlab
m_i = double (m);
% Computing Kt (Elliptic integral of first kind):
K_t = feval (symengine, 'ellipticK', m_i);
Kt = double (K_t);
% Computing Et (Elliptic integral of second kind):
E_t = feval (symengine, 'ellipticE', m_i);
Et = double (E_t);
return
end
```

Die großen und kleinen Halbachsen des elliptischen Fußabdrucks der Kontaktfläche werden mithilfe ihrer dimensionslosen Halbachsen berechnet [1, 2]:

$$\begin{aligned} a &= \xi \cdot \left(\frac{3Q_0}{E' \sum \rho_{IR;OR}} \right)^{1/3}; \\ b &= \eta \cdot \left(\frac{3Q_0}{E' \sum \rho_{IR;OR}} \right)^{1/3}, \end{aligned} \quad (3.9)$$

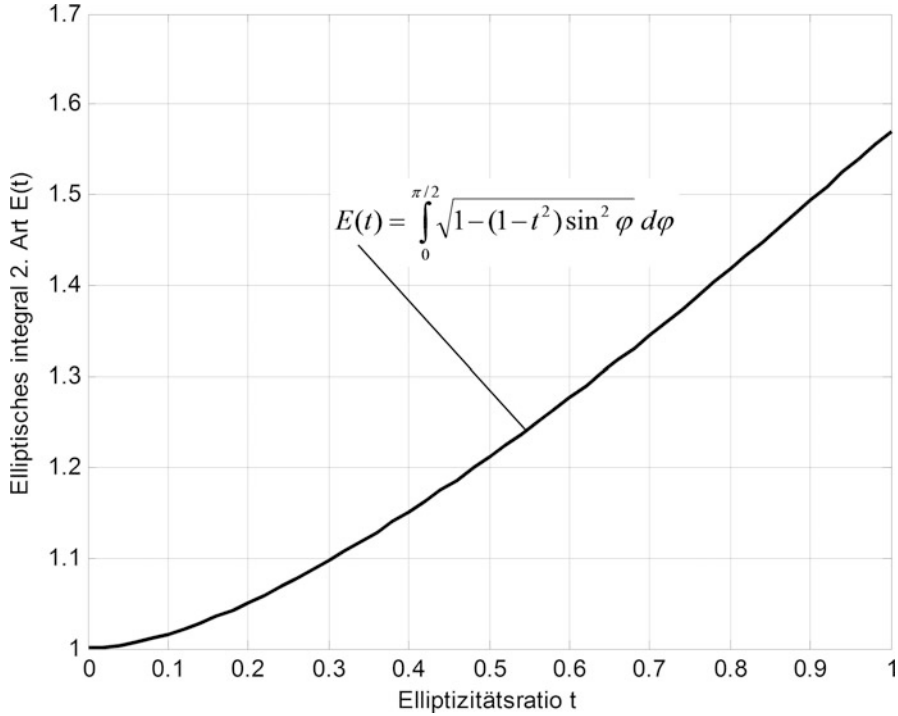


Abb. 3.4 Elliptisches Integral zweiter Art $E(t)$ in Abhängigkeit der Elliptizitätsratio t

wobei E' das effektive Elastizitätsmodul von Kugeln und Laufbahnen bezeichnet.

Das effektive Elastizitätsmodul E' ist definiert als

$$\begin{aligned} \frac{1}{E'} &\equiv \frac{1}{2} \left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right) \\ \Rightarrow E' &= \frac{2}{\left(\frac{1-\nu_1^2}{E_1} + \frac{1-\nu_2^2}{E_2} \right)}, \end{aligned} \quad (3.10)$$

wobei der Index 1 für die Kugeln, der Index 2 für die Laufbahnen und ν für die Poissonzahl der jeweiligen Werkstoffe stehen ($\nu \approx 0,30$).

Die Krümmungssummen der Kugeln und Laufbahnen ergeben sich aus den Gl. 1.19a, 1.19b, 1.21a und 1.21b:

$$\begin{aligned} \sum \rho_{IR} &= \frac{2}{D_w} \left(2 + \frac{1}{A-1} - \frac{1}{2\kappa_i} \right); \\ \sum \rho_{OR} &= \frac{2}{D_w} \left(2 - \frac{1}{A+1} - \frac{1}{2\kappa_o} \right). \end{aligned} \quad (3.11)$$

Die Elliptizitätsratio t ist mit den dimensionslosen elliptischen Halbachsen nach Gl. 3.9 definiert als

$$t \equiv \frac{b}{a} = \frac{\eta}{\xi} \leq 1. \quad (3.12)$$

Die Elliptizitätsratio wird anhand des in Abb. 3.2 beschriebenen Rechenverfahrens iterativ aus den nichtlinearen Gl. 3.4, 3.6, 3.7 und 3.12 berechnet. Hierbei wird zunächst ein Startwert $t_0 = 10^{-6}$ für die Unbekannte t gewählt. Anhand der Gl. 3.6 und 3.7 werden die elliptischen Integrale numerisch berechnet. Dann werden die Krümmungsdifferenzen und dimensionslosen Halbachsen anhand der Gl. 3.5 bzw. Gl. 3.4 bestimmt. Anschließend wird nach Gl. 3.12 der nächste Iterationsschritt t_{v+1} durchgeführt, wenn das Konvergenzkriterium noch nicht erreicht wird.

Die Iteration mit dem Intervall Δt wird so lange durchgeführt, bis die Lösung für die Elliptizitätsratio t ein Konvergenzkriterium $\varepsilon = 10^{-6}$ erreicht [4]. Nach Erreichen der konvergierten Lösung für die Elliptizitätsratio t erhält man die große und kleine elliptische Halbachse sowie die Hertzsche Pressung in der elliptischen Kontaktzone.

Die maximale Hertzsche Pressung auf die elliptische Kontaktfläche wird berechnet zu

$$p_{H,\max} = \frac{3}{2} \left(\frac{Q_0^{1/3}}{\pi \xi \eta} \right) \cdot \left(\frac{E'}{3} \cdot \sum \rho_{IR;OR} \right)^{2/3}, \quad (3.13)$$

wobei Q_0 die maximale Belastung auf der Kugel an der niedrigsten Stelle im Lager ist, die nach Gl. 2.26 berechnet wird:

$$Q_0 = C_\delta \delta_0^{3/2}.$$

Anhand der Gl. 3.9 und 3.13 ergibt sich die maximale Hertzsche Pressung in der Kontaktzone:

$$p_{H,\max} = \frac{3Q_0}{2\pi ab}. \quad (3.14a)$$

Die örtliche Verteilung der Hertzschen Pressung [1] in der Kontaktzone von Kugellagern in Abroll- und axialer Richtung x bzw. y (vgl. Abb. 3.5) wird durch Gl. 3.14b beschrieben in

$$p_H(x, y) = \frac{3Q_0}{2\pi ab} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{b}\right)^2 - \left(\frac{y}{a}\right)^2}. \quad (3.14b)$$

Offensichtlich tritt die maximale Hertzsche Pressung in der Mitte der Kontaktzone bei $x = y = 0$ auf.

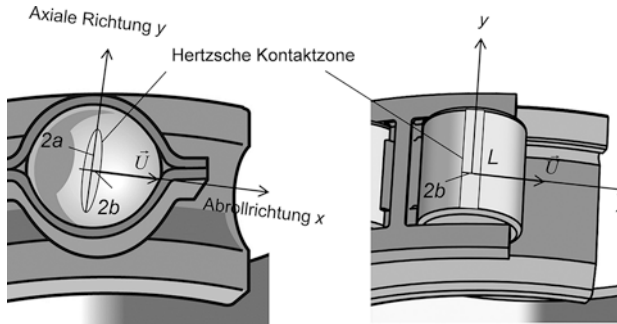


Abb. 3.5 Abroll- und axiale Richtung bei Wälzlagern

In ähnlicher Weise wird die Verteilung der Hertzschen Pressung [1, 3] in der Abrollrichtung x für eine rechteckige Kontaktzone von Zylinderrollenlagern mit der Wälzelementlänge L durch Gl. 3.15a beschrieben:

$$p_H(x) = \frac{2Q_0}{\pi Lb} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{b}\right)^2}; \quad (3.15a)$$

$$b = 2 \left(\frac{2Q_0}{\pi L E' \sum \rho_{IR;OR}} \right)^{1/2}.$$

Auch hier ist direkt ersichtlich, dass sich die maximale Hertzsche Pressung in der rechteckigen Kontaktfläche an der Stelle $x = 0$ befindet. Die maximale Hertzsche Pressung ergibt sich somit aus Gl. 3.15a:

$$p_{H,\max} = \frac{2Q_0}{\pi Lb}. \quad (3.15b)$$

3.3 Fallstudie zur Hertzschen Pressung

Im Folgenden wird eine Fallstudie zur Berechnung der Hertzschen Pressung für Kugellager demonstriert. Ein Rillenkugellager des Typs 6305 wird dafür ausgewählt; dieses hat die folgenden Eigenschaften:

- Anzahl von Kugeln $Z = 8$;
- Kugeldurchmesser $D_w = 10,32$ mm;
- Teilkreisdurchmesser $D_{pw} = 44,60$ mm;
- Diametrales Lagerspiel $e = 0,006$ mm;
- Innere Schmiegun $\kappa_i = 0,506$;
- Äußere Schmiegun $\kappa_o = 0,527$;
- Elastizitätsmodul der Kugel $E_1 = 208$ GPa;

- Elastizitätsmodul der Laufbahnen $E_2 = 208 \text{ GPa}$;
- Radiale Lagerbelastung $F_r = 5500 \text{ N}$;
- Axiale Lagerbelastung $F_a = 2600 \text{ N}$.

Mithilfe des Programms COMRABE [4] ergeben sich die folgenden Ergebnisse:

- Betriebskontaktwinkel $\alpha = 17,42^\circ$;
- Maximale Belastung auf der Kugel: $Q_0 = 3654 \text{ N}$;
- Krümmungsdifferenz der Kugel/inneren Laufbahn $F_{b/IR}(\rho) = 0,982$;
- Halbachsen der inneren Kontaktzone: $a = 3,542 \text{ mm}$; $b = 0,186 \text{ mm}$;
- Elliptizitätsratio der inneren Kontaktzone $t = 0,0525$;
- Maximale Hertzsche Pressung in der inneren Kontaktzone $p_{H,IR} = 2,65 \text{ GPa}$;
- Krümmungsdifferenz der Kugel/äußeren Laufbahn $F_{b/OR}(\rho) = 0,882$;
- Halbachsen der äußeren Kontaktzone: $a = 1,898 \text{ mm}$; $b = 0,314 \text{ mm}$;
- Elliptizitätsratio der äußeren Kontaktzone $t = 0,1654$;
- Maximale Hertzsche Pressung in der äußeren Kontaktzone $p_{H,OR} = 2,92 \text{ GPa}$.

Die berechneten Verteilungen der Hertzschen Pressungen in der inneren und äußeren Kontaktzone sind in Abb. 3.6 bzw. 3.7 dargestellt.

Zur Vermeidung einer Vorschädigung des Wälzlagers wird die maximale Hertzsche Pressung in der Kontaktzone für verschiedene Anwendungen begrenzt.

- $p_{H,max} = 4,0 \text{ GPa}$ ohne Aufpralllast;
- $p_{H,max} = 3,0 \text{ GPa}$ bei sporadischer Aufpralllast;
- $p_{H,max} = 2,6 \text{ GPa}$ bei häufiger Aufpralllast, d. h. bei Start-Stopp-Fahrzyklen.

Beim Start-Stopp-Fahrzyklus in Hybridfahrzeugen treten Aufpralllasten durch den Betrieb des Verbrennungsmotors häufig auf. Diese Aufprallbelastungen wirken auf die Lager des

Abb. 3.6 Hertzsche Pressung in der Kontaktzone IR (Kugel/innere Laufbahn)

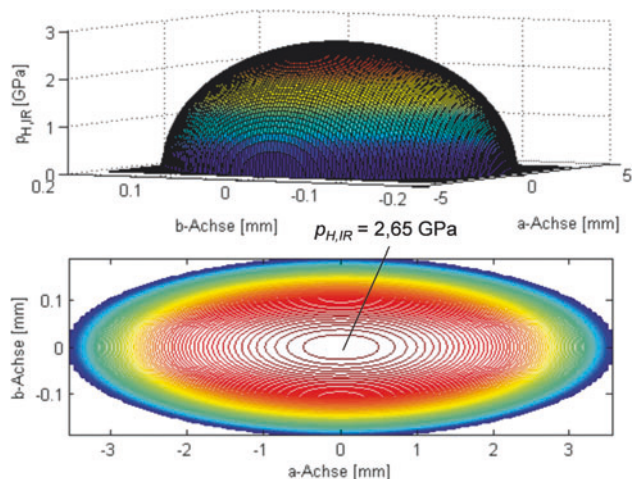
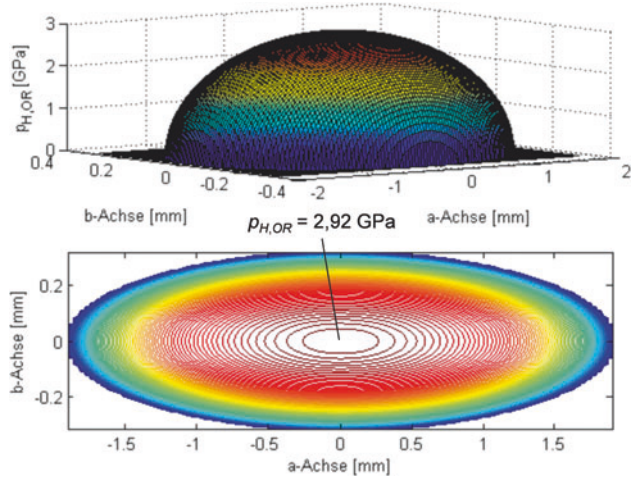


Abb. 3.7 Hertzsche Pressung in der Kontaktzone *OR* (Kugel/äußere Laufbahn)



Elektromotors sowohl in radialer und als auch in axialer Richtung, während der Elektromotor erst langsam zu laufen beginnt. Während dieser Anlaufphase ist der Ölfilm in der Kontaktzone noch nicht vollständig aufgebaut, gleichzeitig sind die Aufprallbelastungen jedoch sehr hoch. Infolgedessen tritt eine Vorschädigung in den Lagern auf, die zur Verkürzung der Lagerlebensdauer führt (vgl. Kap. 6 und 9).

3.4 Scherspannungen in der Unterfläche der Hertzschen Kontaktzone

Die Lundberg-Palmgren-Theorie [5] erlaubt, die Scherspannungen in der Unterfläche der elliptischen Kontaktzone entlang der Mittellinie in Abrollrichtung x bei $y = 0$ zu berechnen:

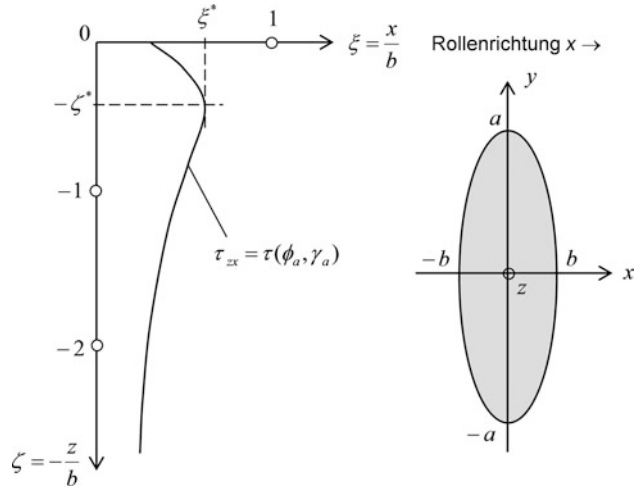
$$\tau_{zx}(\phi_a, \gamma_a) = \frac{3Q_0}{2\pi b^2} \left(\frac{\cos^2 \phi_a \cdot \sin \phi_a \cdot \sin \gamma_a}{k^2 \tan^2 \gamma_a + \cos^2 \phi_a} \right). \quad (3.16)$$

Hierbei stellen ϕ_a und γ_a die dimensionslosen Hilfswinkelvariablen in x - bzw. z -Richtung und k den Elliptizitätsparameter der Kontaktzone dar, vgl. Abb. 3.8.

Die dimensionslosen Hilfswinkelvariablen x , z und der Elliptizitätsparameter k werden definiert als

$$\begin{aligned} x &= b \cdot \sin \phi_a \sqrt{1 + k^2 \tan^2 \gamma_a}; \\ z &= a \cdot \cos \phi_a \tan \gamma_a; \\ k &= \frac{a}{b} = \frac{1}{t} \geq 1, \end{aligned} \quad (3.17)$$

wobei t als die Elliptizitätsratio nach Gl. 3.12 definiert wird.

Abb. 3.8 Scherspannungen in der Unterfläche der Kontaktzone

Für die Ermittlung der maximalen Scherspannung sind zwei notwendige Bedingungen zu erfüllen:

$$\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial \phi_a} = 0 \text{ und } \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial \gamma_a} = 0.$$

Nach einigen Zwischenrechnungen ergibt sich der Elliptizitätsparameter aus den Gl. 3.16 und 3.17 zu

$$k = \frac{1}{\sqrt{(t^{*2} - 1)(2t^* - 1)}}, \quad (3.18)$$

wobei die dimensionslose Hilfswinkelvariable t^* definiert wird als

$$\begin{aligned} t^* &= \tan^2 \phi_a; \\ t^* - 1 &= \tan^2 \gamma_a. \end{aligned} \quad (3.19)$$

Durch Quadrieren beider Seiten der Gl. 3.18 erhält man die nichtlineare Gleichung für die Unbekannte t^* :

$$2t^{*3} - t^{*2} - 2t^* + \left(\frac{k^2 - 1}{k^2} \right) = 0. \quad (3.20)$$

Die nichtlineare Gl. 3.20 wird iterativ z. B. mithilfe des Newton-Verfahrens oder des Programms MATLAB aufgelöst. Die Position der maximalen Scherspannung in der Unterfläche der Kontaktzone wird nach Gl. 3.17 berechnet zu

$$\begin{aligned} \xi^* &\equiv \frac{x^*}{b} = \frac{t^*}{t^* + 1} \sqrt{\frac{2t^* + 1}{2t^* - 1}}; \\ \zeta^* &\equiv \frac{z^*}{b} = \frac{1}{(t^* + 1)\sqrt{2t^* - 1}}. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Die maximale orthogonale Scherspannung in der Unterfläche der Hertzschen Kontaktzone ergibt sich aus der dimensionslosen Hilfswinkelvariable t^* zu [1, 2]

$$\tau^* \equiv \frac{\tau_{zx,\max}}{p_{H,\max}} = \frac{\sqrt{2t^* - 1}}{2t^*(t^* + 1)} \quad (3.22)$$

$$\Rightarrow \tau_{zx,\max} = \frac{\sqrt{2t^* - 1}}{2t^*(t^* + 1)} p_{H,\max}.$$

Die maximale orthogonale Scherspannung τ^* spielt bei der Wälzkontakttheorie [1, 2] eine signifikante Rolle für den Ermüdungsausfall und die Mikrorissausbreitung in der Unterfläche der Kontaktzone.

Das iterative Newton-Verfahren zur Berechnung der maximalen orthogonalen Scherspannung in der Unterfläche der Kontaktzone ist im Folgenden als MATLAB-Code programmiert.

```
=====
% Program ShearStress to compute the maximum orthogonal shear stress
% under the contact surface
% Author: Hung Nguyen-Schäfer
% Book: Computational Design of Rolling Bearings
% Nov. 2016
%=====
function ShearStress
clear all;
fid1 = fopen('ShearStress_Output.mat','w');
%
% Data Input:
Nk = 101;
Nint = 10000;
eps = 1.E-6;
%
% Variables:
array_k = 1:1:Nk;
k_array = zeros (size(array_k)); % generating zero vector
kv = k_array;
tk = k_array;
xi = k_array;
zeta = k_array;
tau = k_array;
%
for i = 1:1:Nk
    kv(i) = (i-1)/(Nk-1); % Ellipticity ratio kv = 1/k = b/a <= 1
    poly = [2 -1 -2 (1.- kv(i)^ 2)]; % Function f(kv)
    x = max (roots(poly));
    nstep = 0; res = 1.E0;
    while (res > eps && nstep <= Nint)
        [fx] = Funct (x,kv(i));
        [dev_fx] = Deriv (x);
        x_n = x;
        x = x_n - fx/dev_fx;
```

```

    res = abs ((x -x_n)/x_n);
    nstep = nstep + 1;
end
tk(i) = x_n;
xi(i) = tk(i)/(tk(i)+1.) * ((2*tk(i)+1.)/(2*tk(i)-1.))^0.5;
zeta(i) = 1./((tk(i)+1.) * (2*tk(i)-1.)^0.5);
tau(i) = (2*tk(i)-1.)^0.5/(2*tk(i) *(tk(i)+1.));
if (nstep > Nint)
    fprintf (fid1,'Solution is not converged in %5.0f \nsteps', nstep);
end
[fx] = Funct (x_n, kv(i));
fprintf ('i =%3.0f; Residue f(x) = %7.3e\n', i, abs (fx));
end
% Printing
fprintf (fid1,'Results:\n');
for i = 1:1:Nk
    fprintf (fid1,'i =%3.0f; k(i) = %5.2f\n', i, kv(i));
    fprintf (fid1,' tk(i) = %6.4f; tau(i) = %6.4f; psi(i) = %6.4f;
    zeta(i) = %6.4f\n',...
        tk(i), tau(i), xi(i), zeta(i));
end
% Result File
copyfile ('ShearStress_Output.mat','Resultfile.mat','f')
edit Resultfile.mat
return
end
% -----
function [fx] = Funct (x, kv)
% -----
% Function of f(x)
% Ellipticity ratio kv = 1/k = b/a <= 1
fx = 2.*x^3 - x^2. - 2.*x + (1.- kv^2.);
return
end
% -----
function [dev_fx] = Deriv (x)
% -----
% Derivative of Function f(x)
dev_fx = 6.*x^2 - 2.*x - 2.;
return
end

```

Für den Lagertyp 6305 beträgt der Fallstudie in Abs. 3.3 die Elliptizitätsratio der äußeren Laufbahn $t = 1/k = 0,165$ ($k = 6,05$). Die in Abb. 3.9 berechneten Verläufe ergeben hiermit für den Parameter $t^* = 1,013$, die dimensionslose maximale Scherspannung $\tau^* = 0,248$, die dimensionslose Position in Abrollrichtung $\xi^* = 0,864$ und die dimensionslose Tiefe $\zeta^* = 0,490$ in der Unterfläche.

Unter ublichen Betriebsbedingungen liegen die Werte der maximalen Scherspannung bei ungefähr $0,34 p_{H,max}$ für Kugellager (elliptische Kontaktfläche) und ca. $0,30 p_{H,max}$ für Zylinderrollenlager (rechteckige Kontaktfläche) und die Scherspannungen zwischen 150 und 200 μm tief unter der Oberfläche unterhalb der Kontaktzone bei $y = 0$.

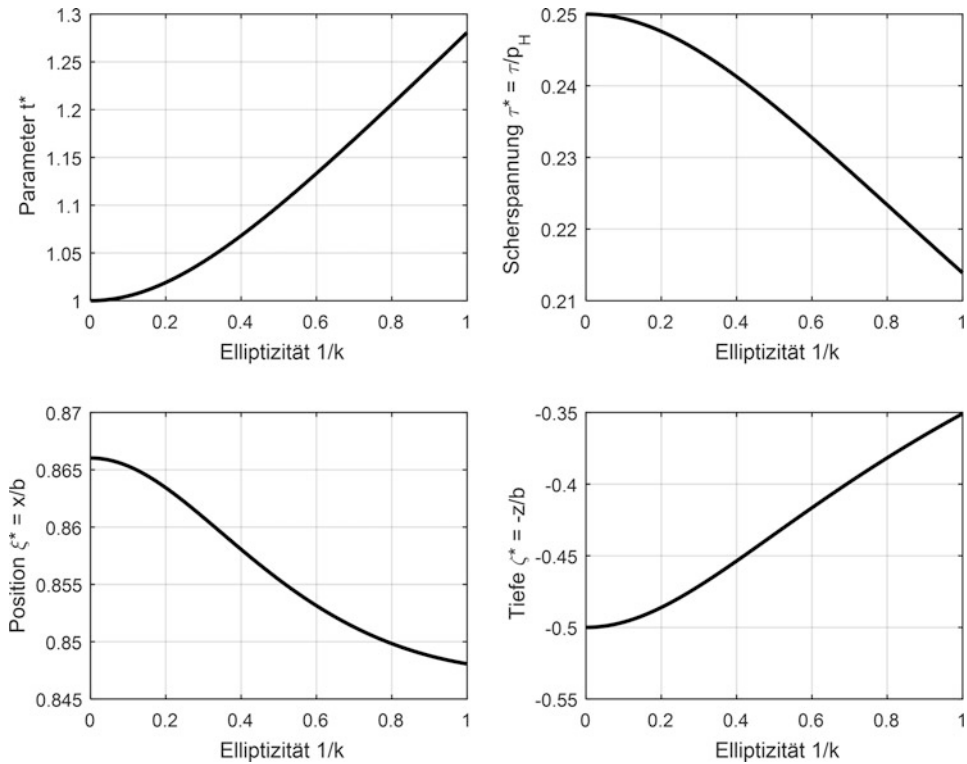


Abb. 3.9 Verläufe der maximalen Scherspannungen in Abhängigkeit der Elliptizitätsratio

3.5 Einflussparameter der Hertzschen Pressung

Im folgenden Abschnitt werden mithilfe des Programms COMRABE [4] einige wichtige Einflussparameter auf die maximale Hertzsche Pressung auf der Basis der Hertzschen Kontakttheorie für verschiedene Lagerbelastungen analysiert.

Gemäß den Gl. 3.13 und 3.14b steigt die Hertzsche Pressung mit der äquivalenten Lagerbelastung. Deshalb hängt die maximale Hertzsche Pressung von der dynamischen äquivalenten Last ab, wie in Abb. 3.10 dargestellt. Die berechneten Ergebnisse für das Kugellager des Typs 6305 zeigen, dass sich die Verläufe der Hertzschen Pressung an der inneren und äußeren Laufbahn bis zu einer dynamischen äquivalenten Last auf das Lager von ca. 3000 N nichtlinear mit der Lagerbelastung ändern. Zwischen 3000 N und 6500 N sind die Verläufe näherungsweise linear mit der Lagerbelastung.

Die innere Schmiegun g hat einen wesentlichen Einfluss auf die maximale Hertzsche Pressung. Die berechneten Ergebnisse zeigen, dass die Hertzsche Pressung an der inneren Kontaktzone mit größer werdender Schmiegun g zwischen Kugel und innerer Laufbahn zunimmt. In diesem Fall steigt die Hertzsche Pressung in der inneren Kontaktzone (IR)

Abb. 3.10 Hertzische Pressungen in Abhängigkeit der äquivalenten Lagerlasten

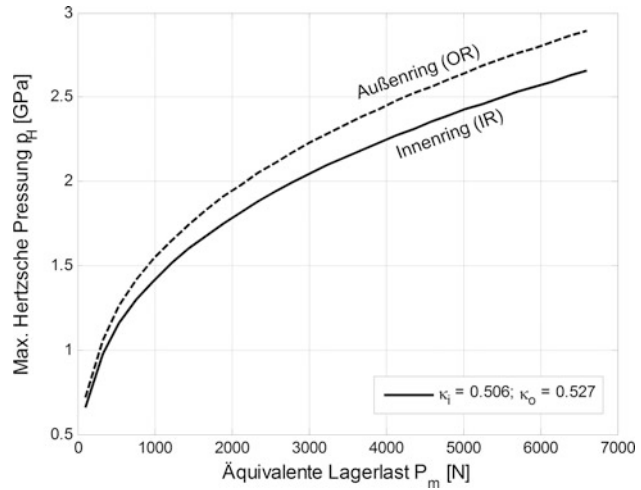
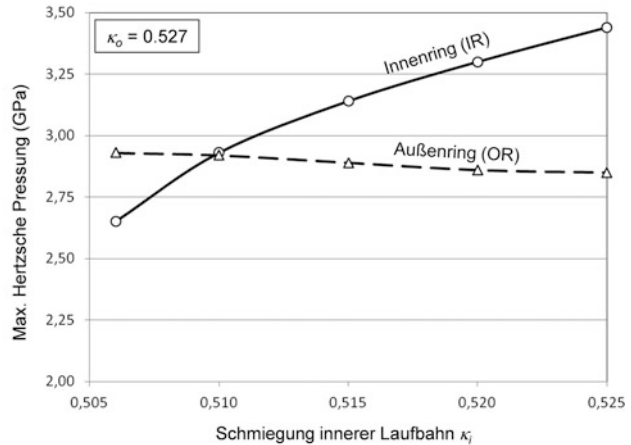


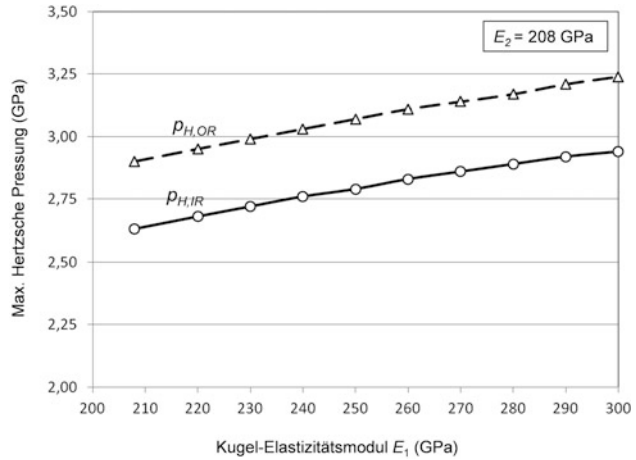
Abb. 3.11 Hertzische Pressungen in Abhängigkeit der inneren Schmiegung



von 2,65 auf 3,44 GPa. Dagegen nimmt die Hertzische Pressung in der äußeren Kontaktzone (OR) leicht von 2,92 auf 2,85 GPa ab, wie Abb. 3.11 zeigt. Schließlich hat noch das Elastizitätsmodul E_1 der Kugel einen starken Einfluss auf die Hertzische Pressung an der inneren und äußeren Laufbahn. Die berechneten Ergebnisse zeigen, dass die Hertzischen Pressungen mit dem Elastizitätsmodul der Kugel quasi linear ansteigen. Je höher das Elastizitätsmodul ist, desto weniger deformiert die Kugeloberfläche. Infolgedessen sind die Kontaktzonen zwischen den Kugeln und Laufbahnen kleiner, da die Kugeln steifer sind. Dies führt zu den höheren Hertzischen Pressungen an den Laufbahnen, wie in Abb. 3.12 gezeigt.

Für den Fall eines Keramikugellagers mit $E_1 = 300$ GPa im Vergleich zu 208 GPa für Stahlkugeln steigen die Hertzischen Pressungen an der inneren Laufbahn um rund 11 %

Abb. 3.12 Hertzsche Pressungen in Abhängigkeit des Elastizitätsmoduls der Kugel



von 2,65 GPa (Stahlkugeln) auf 2,94 GPa (Keramikkugeln) und ebenfalls um rund 11 % von 2,92 GPa (Stahlkugeln) auf 3,24 GPa (Keramikkugeln) an der äußeren Laufbahn.

Literatur

1. Harris, T.A., Kotzalas, M.N.: Advanced Concepts of Bearing Technology 5. Aufl. CRC Taylor & Francis Inc., Boca Raton (2006)
2. Harris, T.A., Kotzalas, M.N.: Essential Concepts of Bearing Technology 5. Aufl. CRC Taylor & Francis Inc., Boca Raton (2006)
3. Gohar, R.: Elastohydrodynamics 2. Aufl. Imperial College Press, London (2001)
4. Nguyen-Schäfer, H.: Program COMRABE for Computing Radial Bearings. EM-motive GmbH, Germany (2014)
5. Hamrock, B., Schmid, S.R., Jacobson, B.O.: Fundamentals of Fluid Film Lubrication 2. Aufl. Marcel Dekker Inc., New York (2004)

Numerische Auslegung von Wälzlagern

Nguyen-Schäfer, H.

2017, XVI, 259 S. 141 Abb., 4 Abb. in Farbe., Hardcover

ISBN: 978-3-662-54988-9