

Formkoeffizient des Wärmestroms in gelochten Flanschen und Streifen

Thermal Shape Factors in Flanges and Stripes with Holes

K. RIEDLE, H. SEBULKE und U. GRIGULL, München

Formkoeffizient des Wärmestroms in gelochten Streifen und Streifen

Thermal Shape Factors in Flanges and Stripes with Holes

K. RIEDLE, H. SEBULKE und U. GRIGULL, München

Zusammenfassung. Der Formkoeffizient, mit dessen Hilfe sich der Wärmestrom zwischen zwei Isothermflächen sehr einfach angeben läßt, wurde für den gelochten Streifen bzw. Kreisring mit numerischen Methoden berechnet. Gestützt auf diese Ergebnisse wurde eine zweiparametrische Näherungsbeziehung für den Formkoeffizienten entwickelt, die auf einem vereinfachten physikalischen Modell beruht. Der relative Fehler dieser Näherung liegt im gesamten Parameterbereich unter 3%.

Abstract. A numerical method is presented for the calculation of the so-called shape factor which gives the possibility of determining the heat flux between two isothermal boundaries for the case of a punched stripe or annulus. From these results an approximation for the shape factor was developed based on a simplified model. The relative deviation does not exceed 3% over the entire parameter region.

Bezeichnungen

b	halber Bohrungsabstand beim Parallelstreifen	S_{d0}	Formkoeffizient auf die Plattendicke d bezogen mit $r_b = 0$
d	Dicke des Parallelstreifens bzw. Kreisrings	y	Korrekturfaktor
k	Iterationsschritt	α	Einschnürung des Sektors durch die Bohrung
K	Gesamtzahl der Iterationsschritte	β	relative Einschnürung
l	diskrete radiale Koordinate	δ	Faktor der Überrelaxation
l_0, l_1	Abmessungen des Parallelstreifens nach Bild 1	Δ	Differenzensymbol
L	Anzahl der radialen Schritte	ϑ	Temperatur
m	diskrete tangential Koordinate	ϑ_1, ϑ_2	Randtemperaturen
M	Anzahl der tangentialen Schritte	Θ	transformierte Temperatur
N	Anzahl der Bohrungen	φ	tangentiale Koordinate
q	Wärmestromdichte	φ_0	Zentriwinkel des Sektors
r_a, r_i, r_l, r_b	Abmessungen des Kreisrings nach Bild 1	Φ	Wärmestrom
S	Formkoeffizient		
S_d	Formkoeffizient auf die Plattendicke d bezogen		

1. Der Formkoeffizient

In einem homogenen, isotropen Festkörper, der von zwei Isothermenflächen begrenzt wird, läßt sich der stationäre Wärmestrom Φ zwischen den beiden Isothermen ϑ_1 und ϑ_2 stets durch folgende Gleichung beschreiben

$$\Phi = S \lambda (\vartheta_1 - \vartheta_2), \quad (1)$$

wobei λ die Wärmeleitfähigkeit des Festkörpers bedeutet und S den sogenannten Formkoeffizient des Wärmestroms darstellt. Dieser Formkoeffizient hängt nur von der Geometrie des Körpers ab, da das Temperaturfeld der Potentialgleichung

$$\Delta \vartheta = 0 \quad (2)$$

gehört. Diese Abhängigkeit bleibt auch erhalten, wenn Teile der Oberfläche nicht isotherm sondern wärmeundurchlässig sind.

Zur Bestimmung des Formkoeffizienten muß das Temperaturfeld, die Lösung von Gl. (2), bekannt sein, um daraus den Wärmestrom Φ durch Integration der

Wärmestromdichte q über eine Isothermenfläche F zu erhalten.

$$\Phi = \int_{(F)} q \, dF. \quad (3)$$

Mit Hilfe des Fourierschen Gesetzes

$$q = -\lambda \operatorname{grad} \vartheta \quad (4)$$

läßt sich Gl. (3) umformen zu

$$\Phi = - \int_{(F)} \lambda \operatorname{grad} \vartheta \, dF. \quad (5)$$

Unter der Benutzung von Gl. (1) und Gl. (5) folgt die Bestimmungsgleichung für den Formkoeffizienten, die für konstante Wärmeleitfähigkeit folgende Form hat

$$S = \frac{\Phi}{\lambda(\vartheta_1 - \vartheta_2)} = - \frac{\int_{(F)} \operatorname{grad} \vartheta \, dF}{\vartheta_1 - \vartheta_2}. \quad (6)$$

Mit Hilfe der von KIRCHHOFF [5] angegebenen Transformation

$$\Theta = \frac{1}{\lambda(\vartheta_0)} \int_{\vartheta_0}^{\vartheta} \lambda \, d\vartheta \quad (7)$$

lassen sich die Gln. (1) bis (6) auch für temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeit $\lambda(\vartheta)$ auf die obige Form zurückführen.

Die Laplace-Differentialgleichung (2) ist bereits für einfache Körper, bei denen das Temperaturfeld von mehreren Ortskoordinaten abhängt, nur in einzelnen Fällen analytisch exakt lösbar, weshalb sowohl das Temperaturfeld als auch das Integral (5) häufig mit numerischen Methoden berechnet werden. Da auch ein großer Teil der analytischen Lösungen zu kompliziert sind, um von Hand ausgewertet zu werden, ist es kein entscheidender Nachteil der numerischen Verfahren, daß man dabei auf einen Computer angewiesen ist. Ein Nachteil liegt eher darin, daß der Einfluß der einzelnen Parameter auf den Formkoeffizienten bei der numerischen Berechnung nicht klar erkennbar ist. Es wäre deshalb wünschenswert, die Abhängigkeit des Formkoeffizienten von den Parametern, die die Geometrie des Körpers bestimmen, näherungsweise mit Hilfe von Diagrammen oder einfachen analytischen Funktionen angeben zu können.

2. Aufgabenstellung

In dieser Arbeit wird der Formkoeffizient des Wärmestroms von gelochten ebenen Streifen oder Kreisringen konstanter Dicke d (Bild 1) berechnet. Die beiden Ränder werden auf den Temperaturen ϑ_1 und ϑ_2 gehalten, die Wärmeverluste in den Bohrungen und an der Ober- und Unterseite des Streifens an die Umgebung werden vernachlässigt.

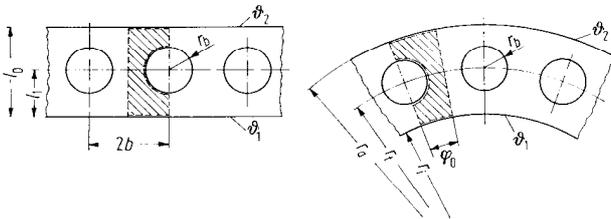


Bild 1. Abmessungen des gelochten Streifens.

Wir beschränken uns im folgenden auf die Behandlung des gelochten Kreisrings, wie ihn z.B. Flansche besitzen, da für den Grenzwert $r_i \rightarrow \infty$ der Kreisring in den Parallelstreifen übergeht. Der Kreisring und damit auch dessen Formkoeffizient setzt sich aus $2N$ gleichen Sektoren zusammen, N ist die Anzahl der Bohrungen. Dieser Sektor wird durch sechs Parameter $r_a, r_i, r_t, r_b, d, \varphi_0 = \pi/N$ festgelegt (Bild 2).

Das Temperaturfeld ändert sich in Richtung der Plattendicke nicht, die Wärme strömt nur normal zu dieser Richtung. Es ist deshalb sinnvoll, vom Wärmestrom je Element der Plattendicke zu sprechen und den Formkoeffizienten S_d auf die Plattendicke d zu beziehen, für den eine Abhängigkeit von den verbleibenden fünf Parametern zu erwarten ist:

$$S_d = \frac{S}{d} = f(r_a, r_i, r_t, r_b, \varphi_0). \quad (8)$$

Auch bei Benutzung der Dimensionsanalyse läßt sich die Anzahl der unabhängigen Variablen nur auf vier reduzieren.

Das zweidimensionale Temperaturfeld gehorcht der Fourier-Differentialgleichung.

$$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \varphi^2} = 0. \quad (9)$$

Die Randbedingungen für das Segment lauten

$$r = r_a; \quad \vartheta = \vartheta_2 \quad (10)$$

$$r = r_i; \quad \vartheta = \vartheta_1 \quad (11)$$

$$\varphi = 0; \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial \varphi} = 0 \quad (12)$$

$$\varphi = \varphi_0; \quad \frac{\partial \vartheta}{\partial \varphi} = 0 \quad (13)$$

an der Bohrung $\frac{\partial \vartheta}{\partial n} = 0. \quad (14)$

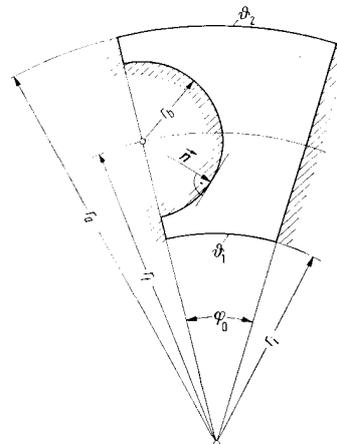


Bild 2. Grundelement des gelochten Kreisrings.

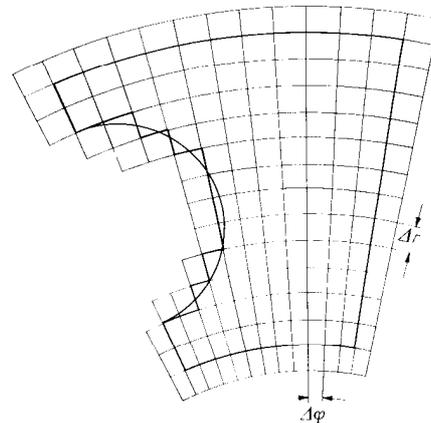


Bild 3. Anordnung des Differenzengitters.

3. Lösung des Gleichungssystems

Zur Lösung der Differentialgleichung (9) wurde ein Differenzenverfahren verwendet. Dabei wird das Kontinuum in eine endliche Anzahl diskreter Stützpunkte aufgelöst, die die Eigenschaften einer endlich kleinen

Umgebung repräsentieren. Wir zerlegen des Kreisringsektor gemäß Bild 3 in $L \times M$ Elemente (Maschen) der Größe $\Delta r \cdot r \cdot \Delta \varphi$, die Schrittweiten Δr und $\Delta \varphi$ werden konstant gehalten.

Der Rand der Bohrung läßt sich mit diesem Gitter nur näherungsweise durch einen Treppenzug wiedergeben, doch konvergiert bei Verkleinerung der Schrittweite der Treppenzug gegen den stetigen Bohrungsrand. An den Rändern des Sektors dienen Hilfelemente zur Erfüllung der Randbedingungen. Da diese Elemente nicht mehr der Differentialgleichung gehorchen, kann so darüber verfügt werden, daß damit stets die Randbedingungen erfüllt sind.

Ersetzen wir in Gl. (9) die Differentialquotienten durch Differenzenquotienten, so erhalten wir für jeden Gitterpunkt innerhalb des Sektors eine algebraische Gleichung folgender Form

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\Delta r^2} (\vartheta_{l+1,m} - 2\vartheta_{l,m} + \vartheta_{l-1,m}) + \\ & + \frac{1}{(2l-1) \cdot \Delta r^2} (\vartheta_{l+1,m} - \vartheta_{l-1,m}) + \\ & + \left(\frac{1}{(2l-1) \Delta r \Delta \varphi} \right)^2 (\vartheta_{l,m+1} - 2\vartheta_{l,m} + \vartheta_{l,m-1}) = 0. \end{aligned} \quad (15)$$

Die abgekürzte Schreibweise bedeutet dabei

$$\vartheta_{l,m} = \vartheta(r_l, \varphi_m) \quad (16)$$

mit

$$r_l = \frac{(2l-1)}{2} \Delta r. \quad (17)$$

$$\varphi_m = \frac{(2m-1)}{2} \Delta \varphi. \quad (18)$$

Zur Lösung dieses Gleichungssystems mit $(L+2) \times (M+2)$ Unbekannten benötigen wir außer den $M \cdot L$ Gleichungen für die Gitterpunkte innerhalb des Sektors entsprechend Gl. (15) gerade noch jene $(2L+2M)$ Gleichungen, die aus den in Differenzenform geschriebenen Randbedingungen folgen.

Da in diesem System linearer Gleichungen nur die Koeffizienten nahe der Hauptdiagonale der Koeffizientenmatrix von Null verschieden sind, empfiehlt sich zur Lösung das Iterationsverfahren nach GAUSS-SEIDEL. Ausgehend von einer geschätzten Startverteilung für die Temperaturen $\vartheta_{l,m}^0$ wird unter Benutzung des Gleichungssystems die Temperaturverteilung schrittweise verbessert. In die nach $\vartheta_{l,m}$ aufgelöste Gl. (15) werden auf der rechten Seite die aus dem k -ten Iterationsschritt bekannten Temperaturen $\vartheta_{l,m}^k$ eingesetzt und daraus die Temperaturen $\vartheta_{l,m}^{k+1}$ des nächsten Iterationsschritts berechnet.

$$\vartheta_{l,m}^{k+1} = f(\vartheta_{l+1,m}^k, \vartheta_{l-1,m}^k, \vartheta_{l,m+1}^k, \vartheta_{l,m-1}^k; \vartheta_{l,m}^k). \quad (19)$$

Dieses Verfahren hat eine physikalische Entsprechung in dem instationären Temperaturausgleich, der ausgehend von der Startverteilung $\vartheta_{l,m}$ gegen die gesuchte stationäre Temperaturverteilung konvergiert, die für den Zeitschritt $k \rightarrow \infty$ erreicht wird. Wählt man für die dabei auftretende zeitliche Ableitung einen vorderen Differenzenquotienten, so ergeben sich für einen bestimmten Wert des Zeitschritts mit Gl. (15) iden-

tische Beziehungen zur Berechnung der Temperaturen $\vartheta_{l,m}^{k+1}$ des $k+1$ -ten Zeitschritts. Diese Differenzengleichung ist vor allem in Hinsicht auf Stabilität und Konvergenz in der Literatur [1, 2] vielfach behandelt, was die Wahl geeigneter Schrittweiten für Δr und $\Delta \varphi$ erleichtert.

Zur Beschleunigung der Iteration werden noch zwei Verfahren angewendet. Das erste ist die sogenannte Überrelaxation, bei der die Tendenz, die sich von $\vartheta_{l,m}^k$ nach $\vartheta_{l,m}^{k+1}$ abzeichnet, um den Faktor δ verstärkt wird, was wegen der Monotonie der Ausgleichsvorgänge zum Erfolg führt:

$$\vartheta_{l,m}^{k+1*} = \vartheta_{l,m}^k + \delta(\vartheta_{l,m}^{k+1} - \vartheta_{l,m}^k). \quad (20)$$

Wie Bild 4 zeigt, hat die Rechenzeit zur Ermittlung eines stationären Temperaturfeldes für den Wert $\delta = 1,5$ ein schwaches Minimum, für $\delta = 2,2$ wird das Verfahren instabil.

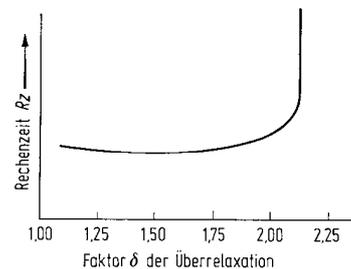


Bild 4. Einfluß der Überrelaxation auf die Rechenzeit.

Zur weiteren Beschleunigung kann man noch die „Iteration in Einzelschritten“ verwenden, bei der auf der rechten Seite von Gl. (19), soweit an dieser Stelle bekannt, die Temperaturen des neuen Iterationsschrittes $\vartheta_{l,m}^{k+1}$ eingesetzt werden, z. B.:

$$\vartheta_{l,m}^{k+1} = f(\vartheta_{l+1,m}^k, \vartheta_{l-1,m}^{k+1}, \vartheta_{l,m+1}^k, \vartheta_{l,m-1}^{k+1}, \vartheta_{l,m}^k) \quad (21)$$

wenn das Gleichungssystem in Richtung steigender Indices gelöst wird. Die Iteration wird abgebrochen, wenn die relative Änderung aller Temperaturen $\vartheta_{l,m}^k$ unter einer vorgegebenen Schranke ε liegt.

Aus diesen Temperaturen $\vartheta_{l,m}^k$ wird der Formkoeffizient entsprechend Gl. (6) berechnet, wobei wegen der diskreten Temperaturwerte das Integral in eine Summe übergeht. Wählen wir als Integrationsweg die Isotherme $r = r_1$, so erhält Gl. (6) folgende Form, wenn der Formkoeffizient S_d auf die Plattendicke d bezogen, verwendet wird:

$$S_d = S/d = \frac{r_1 \varphi_0}{L \Delta r (\vartheta_1 - \vartheta_2)} \sum_{m=1}^{m=M} (\vartheta_{l=0,m}^K - \vartheta_{l=1,m}^K). \quad (22)$$

Zur Erhöhung der Genauigkeit wurde für den Formkoeffizient der Mittelwert aus der Integration über Innen- und Außenradius gewählt.

4. Näherungsbeziehungen

Eine ausführliche Tabelle der Formkoeffizienten, die den gesamten Bereich der Parameter überdeckt, erlaubt zwar dem Benutzer eine einfache Berechnung von Formkoeffizienten beliebiger Sektoren, der Ein-

fluß der einzelnen Parameter läßt sich daraus nur schwer erkennen. Wir versuchen deshalb, diese Tabelle durch einfache analytische Funktionen wiederzugeben. Eine Approximation, wie z. B. die Methode der kleinsten Fehlerquadrate, erlaubt eine beliebig genaue Näherung, die sich ergebende Potenzreihe ist aber keiner physikalischen Deutung zugänglich.

Mit Hilfe einer sehr groben Vereinfachung verringern wir die mathematischen Schwierigkeiten, so daß sich für das Temperaturfeld im Sektor ein geschlossener Ausdruck angeben läßt. Der daraus berechnete Formkoeffizient bildet dann den physikalisch deutbaren Kern unserer Näherungsbeziehung. Um den Fehler zu korrigieren, der von der groben Vereinfachung herührt, muß diese Näherungsbeziehung mit Hilfe eines Korrekturfaktors an die als exakt betrachteten Ergebnisse des Differenzenverfahrens angepaßt werden.

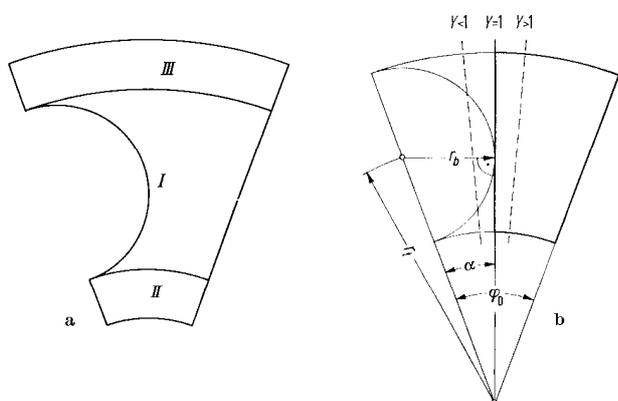


Bild 5a u. b. Vereinfachung des Grundelementes für die Näherungsbeziehung.

Durch die Annahme einer unendlich hohen Wärmeleitfähigkeit in tangentialer Richtung,

$$\lambda_{\text{tang}} = \infty \quad (23)$$

(in radialer Richtung bleibt die Wärmeleitfähigkeit λ weiterhin endlich), werden die Linien konstanten Radius zu Isothermen und das Temperaturfeld eindimensional. Der Formkoeffizient S_d des Sektors läßt sich dann aus den Formkoeffizienten der drei Teilbereiche (Bild 5a) zusammensetzen

$$\frac{1}{S_d} = \frac{1}{S_{dI}} + \frac{1}{S_{dII}} + \frac{1}{S_{dIII}} \quad (24)$$

Die Formkoeffizienten S_{dII} und S_{dIII} sind sofort anzugeben, für den Bereich I folgt der Formkoeffizient S_{dI} aus einer etwas langwierigen Integration. Die Näherungsbeziehung für den Formkoeffizienten liefert aber bessere Ergebnisse, wenn im Bereich I die Teilbereiche, in denen die tangentiale Wärmeleitung vorherrscht, unterdrückt werden und dem Wärmestrom nur die in Bild 5b stark umrandete Fläche zur Verfügung steht. Der Formkoeffizient dieses vereinfachten Bereiches I ist ohne Schwierigkeiten zu bestimmen, zudem kann

der Korrekturfaktor y , mit dem diese Näherung an die Ergebnisse des Differenzenverfahrens angepaßt wird, als Verbreiterung oder Einschnürung des Sektors gedeutet werden.

Mit dieser Vereinfachung ergibt sich für den Formkoeffizient S_d folgende Beziehung:

$$S_d = \frac{1}{\varphi_0 - y\alpha \ln\left(\frac{r_t + r_b}{r_t - r_b}\right) + \frac{1}{\varphi_0} \ln\left(\frac{r_t - r_b}{r_i}\right) + \frac{1}{\varphi_0} \ln\left(\frac{r_a}{r_t + r_b}\right)} \quad (25)$$

mit

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{r_b}{r_t}\right) \quad (26)$$

Wegen $r_t \gg r_b$ kann man folgende Näherungen benutzen

$$\alpha \approx \left(\frac{r_b}{r_t}\right) \quad (27)$$

$$\ln\left(\frac{r_t + r_b}{r_t - r_b}\right) \approx 2 \frac{r_b}{r_t} \quad (28)$$

Wir führen an dieser Stelle den Formkoeffizienten S_{d0} für einen Sektor ohne Bohrung ($r_b = 0$) ein

$$S_{d0} = \frac{S_0}{d} = \frac{\varphi_0}{\ln \frac{r_a}{r_i}} \quad (29)$$

sowie die relative Einschnürung β

$$\beta = \frac{\alpha}{\varphi_0} = \frac{r_b}{r_t \varphi_0} \quad (30)$$

womit Gl. (25) nach einiger Umrechnung übergeht in

$$S_d = \frac{1}{\frac{1}{S_{d0}} + \frac{\beta}{y\beta - 1}} \quad (31)$$

Für den Korrekturfaktor y ergab sich, wenn eine relative Abweichung der Näherungsbeziehung von den Ergebnissen des Differenzenverfahrens in der Höhe von 3% zugelassen wird, folgende einfache Abhängigkeit von der relativen Einschnürung β

$$\begin{aligned} 0 \leq \beta \leq 0,5 & \quad y = 1 \\ 0,5 < \beta \leq 1 & \quad y = 0,925 + 1,2(\beta - 0,75)^2 \end{aligned} \quad (32)$$

Für die am häufigsten vorkommenden Sektoren ($\beta \leq 0,5$) liefert unser sehr grobes Modell bereits ausreichend genaue Ergebnisse ($y = 1$). Zudem hängt der Formkoeffizient S_d im gesamten Parameterbereich, im Gegensatz zu Gl. (8), nur noch von zwei Variablen ab,

$$S_d = f(S_{d0}, \beta) \quad (33)$$

der Einfluß der übrigen Parameter liegt unterhalb der zugelassenen relativen Abweichung von 3%.

5. Ergebnisse

Der Formkoeffizient des Wärmestroms in gelochten Kreisringen läßt sich bei einem relativen Fehler von 3% mit einer einfachen zweiparametrischen Beziehung (Gl. (31)) darstellen. Wie in Abschnitt 2 angedeutet,

kann mit derselben Gleichung auch der Formkoeffizient von gelochten Parallelstreifen (Bild 1) berechnet werden.

Zur einfacheren Auswertung ist Gl. (31) in Bild 6 dargestellt, in der der bezogene Formkoeffizient S_d/S_{d0} über der relativen Einschnürung β mit S_{d0} als Parameter aufgetragen ist.

Die in Bild 6 auftretenden Parameter sind wie folgt definiert:

$$\text{Kreisring} \\ S_{d0} = \frac{\varphi_0}{\ln \frac{r_a}{r_i}} = \frac{\pi/N}{\ln \frac{r_a}{r_i}} \quad (29)$$

$$\beta = \frac{\alpha}{\varphi_0} = \frac{r_b}{r_i \varphi_0} = \frac{r_b}{r_i \pi/N} \quad (30)$$

Parallelstreifen

$$S_{d0} = \frac{b}{l_0} \quad (34)$$

$$\beta = \frac{r_b}{b} \quad (35)$$

Die Benutzung von Bild 6 soll ein Beispiel erläutern. Gesucht sei der Wärmestrom durch einen stählernen Flanschring, dessen innerer Rand auf 100 °C, der äußere auf 20 °C gehalten wird. Folgende Abmessungen sind gegeben:

$$\begin{array}{lll} r_a = 0,5 \text{ m} & r_i = 0,46 \text{ m} & N = 16 \\ r_i = 0,4 \text{ m} & r_b = 0,03 \text{ m} & d = 0,02 \text{ m} \end{array}$$

Die Wärmeleitfähigkeit λ von Flußstahl hat den Wert

$$\lambda = 50 \text{ W/(mK)}.$$

Mit diesen Angaben lassen sich sofort die beiden Parameter S_{d0} und β aus Gl. (29) und Gl. (30) berechnen:

$$S_{d0} = \frac{\pi/16}{\ln \left(\frac{0,5}{0,4} \right)} = 0,88$$

$$\beta = \frac{0,03}{0,46 \pi/16} = 0,332,$$

womit aus Bild 6 folgender Wert für den bezogenen Formkoeffizienten folgt:

$$\frac{S_d}{S_{d0}} = 0,78; \quad S_d = 0,78 \cdot 0,88 = 0,68;$$

$$S = S_d d = 0,68 \cdot 0,02 \text{ m} = 0,0136 \text{ m}.$$

Der Wärmestrom, der durch den gesamten Flanschring strömt, berechnet sich entsprechend Gl. (1), wobei noch berücksichtigt werden muß, daß der Flanschring sich aus $2N$ Sektoren zusammensetzt:

$$\Phi = 2NS\lambda(\vartheta_1 - \vartheta_2)$$

$$\Phi = 2 \cdot 16 \cdot 0,0136 \text{ m} \cdot 50 \text{ W/(mK)} \cdot 80 \text{ K} = 1754 \text{ W}.$$

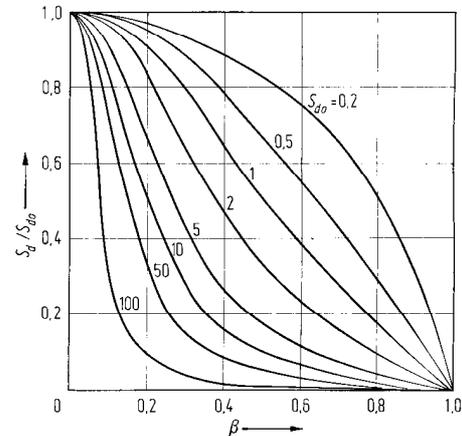


Bild 6. Abhängigkeit des bezogenen Formkoeffizienten.

Literatur

- SCHUH, H.: Heat Transfer in Structures. Oxford: Pergamon Press 1965.
- DUSINBERRE, G. M.: Heat Transfer Calculations by Finite Differences. Scranton: Int. Textbook Comp. 1961.
- LEWIS, G. K.: Shape Factors in Conduction Heat Flow for Circular Bars and Slabs with Various Internal Geometries. Intern. J. Heat Mass Transfer 11 (1967) S. 985.
- HENNECKE, D. K.: Heat Transfer by Hagen-Poiseuille Flow in the Thermal Development Region with Axial Conduction. Wärme- u. Stoffübertrag. 1 (1968) S. 177.
- KIRCHHOFF, G.: Vorlesungen über die Theorie der Wärme. Leipzig (1894) S. 13.
- SEBULKE, H.: Formkoeffizienten des Wärmestroms in Flanschen. Diplomarbeit am Institut A für Thermodynamik München, 1968.

Prof. Dr.-Ing. U. GRIGULL und Dr.-Ing. K. RIEDLE
Institut A für Thermodynamik
der Technischen Hochschule München
D - München 2, Arcisstraße 21
Dipl.-Ing. H. SEBULKE
DEMAG Aktiengesellschaft Duisburg
D - 41 Duisburg, Wolfgang-Reuter-Platz
Eingegangen am 29. April 1969