

Neuartige Plattenwärmeübertrager

Teil B: Zum Einfluss von Bypass-Strömung auf Druckverlust und Wärmeübergang in Plattenwärmeübertragern

Jens-Uwe Gerking, Maik Haß, Josef Schmadl, Ingrid Schult, Joachim Schult

1. Einleitung

Im Rahmen von experimentellen Leistungstests an Plattenwärmeübertragern tritt u.a. die Frage nach dem Einfluss von Bypassströmungen im Mantelraum auf. Zweifellos werden sowohl Druckverlust als auch Wärmeübergang davon beeinflusst. In der vorliegenden Arbeit soll dieser Frage nachgegangen werden.

Dazu werden folgende Testapparate vergleichsweise betrachtet:

- Testapparat 1: ohne Bypass-Strömung (Mantel gedichtet), rechteckige Platten
- Testapparat 2: mit Bypass-Strömung (Mantel wie 1 aber ungedichtet), rechteckige Platten baugleich mit 1
- Testapparat 3: ohne Bypass-Strömung (Mantel gedichtet), kreisförmige Platten
- Testapparat 4: mit Bypass-Strömung (Mantel wie 3 aber ungedichtet), kreisförmige Platten baugleich mit 3

Zur Untersuchung des Bypass-Einflusses auf den Druckverlust sind folgende Grundlagen von Bedeutung:

Der Druckverlustbeiwert ζ ist definiert durch die bekannte Gleichung:

$$\Delta p = \zeta \cdot \frac{l}{d_h} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot \left(\frac{\dot{V}}{A} \right)^2 \quad (1)$$

mit dem experimentell ermittelbaren Druckverlust Δp , dem konstruktiv bekannten hydraulischen Durchmesser d_h , der als bekannt vorausgesetzten Dichte ρ , dem konstruktiv bekannten Strömungsquerschnitt A und dem experimentell ermittelbaren Volumenstrom \dot{V} . Die Abhängigkeit des Widerstandsbeiwertes von der Re-Zahl lässt sich näherungsweise in einen laminaren und turbulenten Bereich aufspalten. Sie hat die bekannte Form:

$$\zeta = \frac{a}{Re} + b \quad (2)$$

Für Untersuchungen im Bereich niedriger Re-Zahlen empfiehlt sich $\zeta \cdot Re$ über Re aufzutragen:

$$\zeta \cdot Re = a + b \cdot Re \quad (3)$$

Abb. 1 enthält beispielhaft eine solche Darstellung für die Plattenseite des Testapparates 1.

Aus der Grenzbetrachtung $Re \rightarrow 0$ erhält man nach Gl. (3) und Abb. 1 als Ordinate über $Re=0$ die Konstante a auf der $\zeta \cdot Re$ -Achse. a kennzeichnet das Verhalten bei laminarer Strömung. Für das glatte Rohr ist beispielsweise $a = 64$, für den ebenen Spalt mit dem hydraulischen Durchmesser $d_h = 2 \cdot s$ ergibt sich ein $a = 96$. Aus Abb. 1 erhält man so ein

a von 310. Die Spaltbreite des Kanals ohne Einbauten beträgt 4 mm, unter Berücksichtigung der Einbauten wurde für die Berechnung der Druckverlustbeiwerte ein d_h von 3,6 mm verwendet. Er müsste 1,5 mal größer sein, damit sich ein a von 96 einstellt. Dies ergäbe dann eine durchaus plausible tatsächliche Spaltbreite von 2,7 mm. Dies kann auch als Beleg für die Bestimmungsmethode von a gesehen werden, vor allem wenn man bedenkt, dass a aus Messwerten, die nur bis $Re = 100$ herunterreichen, extrapoliert ist.

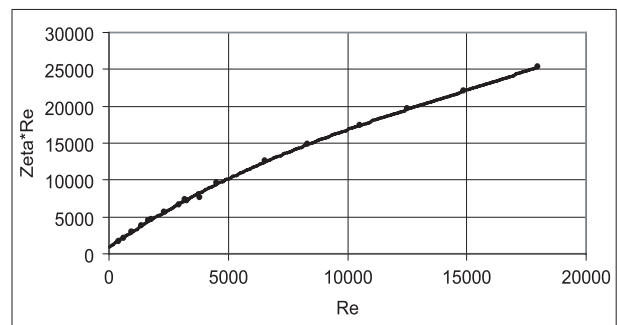


Abb. 1: $\zeta \cdot Re = f(Re)$ für die Plattenseite des Testapparates 1

a lässt sich auch theoretisch aus der Betrachtung der Schubspannungen zwischen den Schichten der Strömung berechnen. Im laminaren Strömungszustand hat die Geschwindigkeit keine y -Komponente (Abb. 2a).

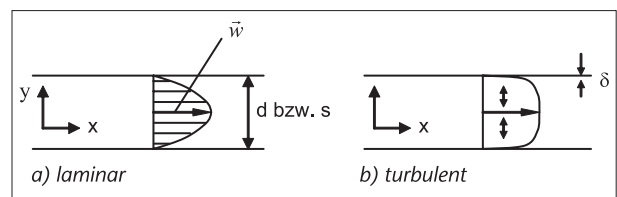


Abb. 2: Strömungsformen im ebenen Spalt und im zylindrischen Rohr

b in Gl. (2) und (3) steht für den turbulenten Bereich bei großen Re-Zahlen. Im turbulenten Strömungszustand (Abb. 2b) finden ausgeprägte Geschwindigkeitsschwankungen in y -Richtung statt, die zu einem Ausgleich des Geschwindigkeitsprofils führen. Die Grenzschichtdicke δ nimmt mit zunehmender Re-Zahl ab, man erreicht eine nahezu konstante Geschwindigkeitsverteilung. Dabei ist b konstant.

Bei glatten Oberflächen erreicht man diesen Zustand bei technisch üblichen Re-Zahlen nicht, weshalb b dabei nicht konstant ist. Für das glatte Rohr, beispielsweise, gilt die Gleichung von Blasius im Bereich $Re = 3000 \dots 100000$:

$$b = \frac{0,3164}{Re^{0,25}} \quad (4)$$

b sinkt also mit steigender Re-Zahl kontinuierlich schwach ab.

Bei rauhen Oberflächen oder scharfkantigen Strömungswiderständen hingegen wird $b = \text{konstant}$ schon bei technisch üblichen Re-Zahlen erreicht. Dieser Effekt wird bei der scharfkantigen Messblende genutzt. Dabei gilt nach Gl. (1):

$$\dot{V} = \frac{\sqrt{\Delta p}}{B} \quad (5)$$

B enthält neben b die Stoffwerte und Geometriekenngrößen. Für konstante Temperatur (konstante Stoffwerte) und Geometrie kann man demnach gemäß Gl. (1) bzw. (5) schreiben:

$$\Delta p_{\text{Turbulent}} = \text{Konst.} \cdot \dot{V}^2 \quad (6)$$

Tatsächlich aber ist der Exponent von \dot{V} : $\text{Exp}(\dot{V}) \leq 2$, wegen der durch Gl. (2) gegebenen, je nach Rauigkeit der Oberfläche unterschiedlichen Abhängigkeit des Widerstandsbeiwertes ζ von der Re-Zahl. Für das glatte Rohr beispielsweise ergeben Gl. (1), (2) und (4) $\text{Exp}(\dot{V}) = 1,75$.

Andererseits ergeben Gl. (1) und (2) für den laminaren Bereich näherungsweise:

$$\Delta p_{\text{Laminar}} = \text{Konst.} \cdot \dot{V} \quad (7)$$

Im Übergangsbereich geht $\text{Exp}(\dot{V})$ mit steigender Re-Zahl demnach von 1 bis maximal 2. Gl.en (6) und (7) lassen sich zusammenfassen zu:

$$\Delta p = \text{Konst.} \cdot \dot{V}^{\text{Exp}(\dot{V})}, \text{ mit } 1 < \text{Exp}(\dot{V}) < 2 \quad (8)$$

Mit den für Testapparat 1 ermittelten, in Abb. 1 dargestellten Daten lässt sich $\text{Exp}(\dot{V}) = f(\text{Re})$ ermitteln aus Gl. (8) und (1) in der Form:

$$\text{Exp}(\dot{V}) = \frac{\log \frac{\Delta p_2}{\Delta p_1}}{\log \frac{\dot{V}_2}{\dot{V}_1}} = \frac{\log \frac{\zeta_2 \cdot \text{Re}_2}{\zeta_1 \cdot \text{Re}_1} + 1}{\log \frac{\text{Re}_2}{\text{Re}_1}} \quad (9)$$

Damit ergeben sich $\text{Exp}(\dot{V})$ -Werte zwischen 1 und 2, für Re-Zahlen ab 300 ist der $\text{Exp}(\dot{V})$ etwa 1,75 ist. b hat also hier in etwa die gleiche Re-Zahl-Abhängigkeit wie in der Blasius-Beziehung für das glatte Rohr.

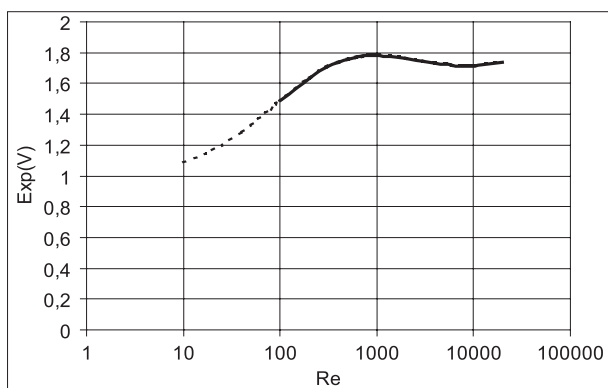


Abb. 3: $\text{Exp}(V) = f(\text{Re})$ für die Plattenseite des Testapparates 1

2. Strömungsmodell für Bypass und Plattenbündel

Bypass und Rohrbündel (mantelseitig) lassen sich als parallel geschaltete Strömungswiderstände betrachten, wie in Abb. 4 dargestellt.

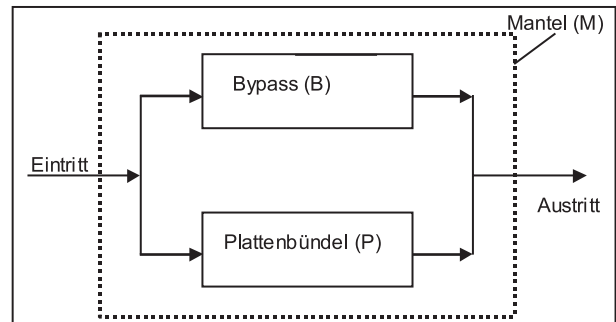


Abb. 4: Strömungsmodell für den aus Bypass (B) und Plattenbündel (P) bestehenden Mantelraum (M)

Für den als Parallelschaltung von Bypass (B) und Plattenbündel (P) dargestellten Mantelraum des Wärmeübertragers (M) gilt:

$$\Delta p_M = \Delta p_B = \Delta p_P = \Delta p_{\text{exp}} \quad (10)$$

und

$$\dot{V}_M = \dot{V}_B + \dot{V}_P = \dot{V}_{\text{exp}} \quad (11)$$

Während also der Druckverlust im Bypass bekannt ist, fehlen Informationen über den bypasseitigen Volumenstromanteil, der die mantelseitige Wärmeübertragung wesentlich beeinflusst. Im Folgenden wird versucht, aus dem bekannten Strömungsdruckverlust im Bypass, den Bypass-Einfluss auf die mantelseitige Wärmeübertragung abzuschätzen.

Fasst man alle Einflussgrößen außer dem Volumenstrom aus Gl. (1) zu einem ζ^* zusammen, so erhält man bei konstanter Temperatur:

$$\zeta^* = \zeta \cdot \frac{l}{d_h} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot \frac{1}{A^2} = \zeta \cdot K \quad (12)$$

und damit aus Gl. (1) und (10):

$$\Delta p_M = \zeta_M^* \cdot \dot{V}_M^2 = \Delta p_B = \zeta_B^* \cdot \dot{V}_B^2 = \Delta p_P = \zeta_P^* \cdot \dot{V}_P^2 \quad (13)$$

Gl. (11) und (13) ergeben:

$$\frac{\sqrt{\Delta p}}{\sqrt{\zeta_M^*}} = \frac{\sqrt{\Delta p}}{\sqrt{\zeta_B^*}} + \frac{\sqrt{\Delta p}}{\sqrt{\zeta_P^*}} \quad (14)$$

und damit:

$$\zeta_M^* = \left(\frac{1}{\frac{1}{\sqrt{\zeta_B^*}} + \frac{1}{\sqrt{\zeta_P^*}}} \right)^2 \quad (15)$$

Die Formel zeigt natürlich, dass auch hier, wie bei allen parallelgeschalteten Strömungen, der Gesamtwiderstand kleiner sein muß als der kleinste Einzelwiderstand, bzw. der

Gesamtstrom größer sein muß als der größte Einzelstrom. Im Falle von baugleichen Wärmeübertragern, die sich lediglich durch das Vorhandensein bzw. Nichtvorhandensein der Bypassströmung unterscheiden, kann der Einfluss der Bypassströmung auf den Wärmeübergang ausgehend von dieser Formel näherungsweise geschätzt werden, wenn zwei der drei Werte aus Messungen ermittelt werden unter der Voraussetzung, dass die Temperaturunterschiede zwischen Bypass und Plattenbündel näherungsweise vernachlässigbar sind. Im Folgenden soll zunächst abgeschätzt werden, welche Anteile des durch den Mantel fließenden Gesamtvolumenstromes durch Plattenpaket und Bypass fließen.

3. Anwendungsbeispiele

3.1 Bypassströmung im Testapparat 2

Im Rahmen dieser Arbeit wurden ζ_M -Werte aus mantelseitigen Druckverlustmessungen am ungedichteten Testapparat 2 und ζ_P -Werte aus mantelseitigen Druckverlustmessungen am gedichteten Testapparat 1 ermittelt. Es soll im Folgenden ein Algorithmus entwickelt werden, mit dem ζ_P auch rechnerisch ermittelt werden kann. Das Rechenergebnis soll dann mit den ζ_P -Messwerten verglichen werden.

Bei annähernd gleichen Temperaturen mantel- und plattenseitig gilt nach Gl. (12):

$$\zeta_M^* = \zeta_M \cdot K; \zeta_P^* = \zeta_P \cdot K; \zeta_B^* = \zeta_B \cdot K_B$$

Eingesetzt in Gl. (15) und umgeformt:

$$\frac{1}{\sqrt{\zeta_M \cdot K}} = \frac{1}{\sqrt{\zeta_P \cdot K}} + \frac{1}{\sqrt{\zeta_B \cdot K_B}} \quad \text{oder}$$

$$\text{oder } \zeta_P = \left(\frac{1}{\frac{1}{\sqrt{\zeta_M}} - \frac{1}{\sqrt{\zeta_B \cdot \frac{K_B}{K}}}} \right)^2 \quad (16)$$

Darin wird nun $\zeta_B \cdot \frac{K_B}{K} = \frac{a^*}{Re} + b^*$ iterativ, beginnend bei

großem Re mit $b^*=0$ und $a^*=0$, so lange angepasst, bis Gleichung (16) erfüllt ist. Dabei werden die aus Messungen ermittelten Werte $\zeta_M = \zeta_{TestA2}$ verwendet. Man erhält so Rechenwerte für ζ_P (gekennzeichnet in Abb. 5), die mit den Messwerten $\zeta_{P,exp} = \zeta_{TestA1}$ (mittlere Kurve) gut übereinstimmen.

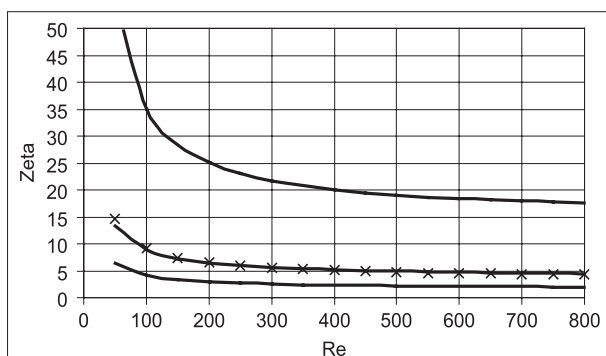


Abb. 5: $\zeta_B \cdot \frac{K_B}{K}$ (Kurve oben), ζ_P (Mitte), ζ_M (unten) und angepasstes ζ_P (gekennzeichnet) in Abhängigkeit von der Re-Zahl

Iterationsergebnis für die Koeffizienten a^* und b^* von $\zeta_B \cdot \frac{K_B}{K}$: $a^* = 2000$ und $b^* = 15$. Mit Hilfe von ζ_B und den Gleichungen (11) und (13) lässt sich das Verhältnis

$\frac{\dot{V}_P}{\dot{V}_M}$ berechnen:

$$\Delta p = \zeta_B^* \cdot \dot{V}_M^2 \cdot \left(1 - \frac{\dot{V}_P}{\dot{V}_M} \right)^2 = \zeta_M^* \cdot \dot{V}_M^2 \quad \text{oder} \quad \frac{\dot{V}_P}{\dot{V}_M} = 1 - \sqrt{\frac{\zeta_M^*}{\zeta_B^*}} \quad (17)$$

Die Darstellung in Abb. 6 zeigt ein im untersuchten Re-Bereich annähernd konstantes Verhältnis von $\approx 0,67$.

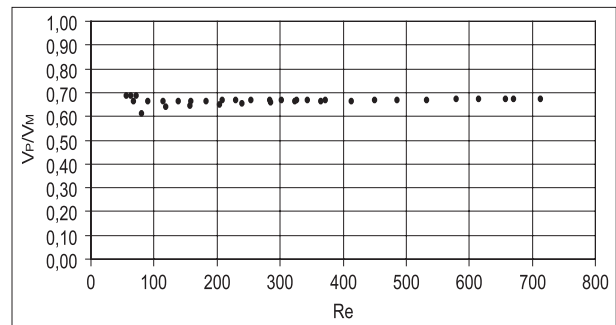


Abb. 6: $\frac{\dot{V}_P}{\dot{V}_M}$ in Abhängigkeit von der Re-Zahl für Testapparat 2 mantelseitig

3.2 Bypassströmung im Testapparat 4

Anders als bei allen anderen Testapparaten, war aufgrund fertigungstechnischer Besonderheiten zunächst unklar, ob Testapparat 4 mit oder ohne Bypass gebaut worden war. Dies konnte unter Zuhilfenahme der Messergebnisse von Testapparat 3 geklärt werden, wie die folgenden Berechnungen zeigen. Analog zu dem Beispiel 3.1 kann hier von bekannten ζ_P -Werten aus mantelseitigen Druckverlustmessungen am gedichteten Testapparat 3 und ζ_M -Werten aus mantelseitigen Druckverlustmessungen am ungedichteten Testapparat 4 ausgegangen werden. Die Vorgehensweise ist analog zu Beispiel 3.1 aber, anders als dort, ist das Ziel hier die Berechnung von ζ_M und der Vergleich mit den entsprechenden experimentellen Werten.

Auch hier wird $\zeta_B \cdot \frac{K_B}{K} = \frac{a^*}{Re} + b^*$ iterativ, beginnend bei

großem Re mit $b^*=0$ und $a^*=0$, so lange angepasst, bis Gleichung (16) in der Form (16a) erfüllt ist:

$$\zeta_M = \left(\frac{1}{\frac{1}{\sqrt{\zeta_P}} + \frac{1}{\sqrt{\zeta_B \cdot \frac{K_B}{K}}}} \right)^2 \quad (16a)$$

Dabei werden die aus Messungen ermittelten Werte $\zeta_P = \zeta_{TestA3}$ verwendet. Abb. 7 enthält eine Gegenüberstellung von Messergebnissen und Rechenergebnissen für ζ_M . Die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung ist, wie auch im Beispiel 3.1, gut.

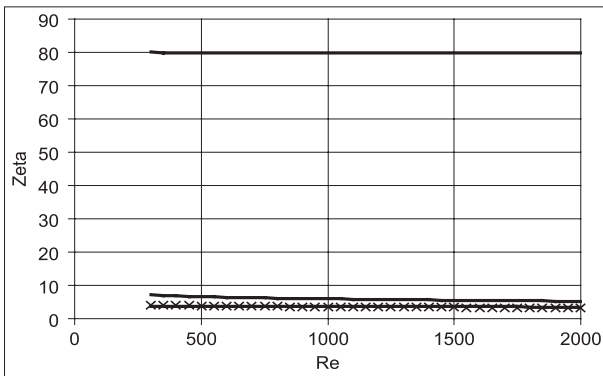


Abb. 7: $\zeta_B \cdot \frac{K_B}{K}$ (Kurve oben), ζ_P (Mitte), ζ_M (unten), angepasstes ζ_M (gekennzeichnet)

Iterationsergebnis für die Koeffizienten a^* und b^* von $\zeta_B \cdot \frac{K_B}{K}$: $a^* = 50$ und $b^* = 80$. Mit Hilfe von ζ_B und den Gleichungen (11) und (13) lässt sich auch hier das Verhältnis

$$\frac{\dot{V}_P}{\dot{V}_M} \text{ berechnen:}$$

$$\frac{\dot{V}_P}{\dot{V}_M} = \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{\zeta_P}{\zeta_B}}} \quad (18)$$

Die Ergebnisse dieser Berechnung sind in Abb. 8 enthalten. Für dieses Beispiel ergibt sich ein plattenseitiger Teil-Volumenstrom von ca. 0,78 % des Gesamtvolumenstromes im untersuchten Re-Bereich. Ca. 22 % des Gesamtvolumenstromes fließen demnach durch den Bypass und nehmen an der Wärmeübertragung nicht teil.

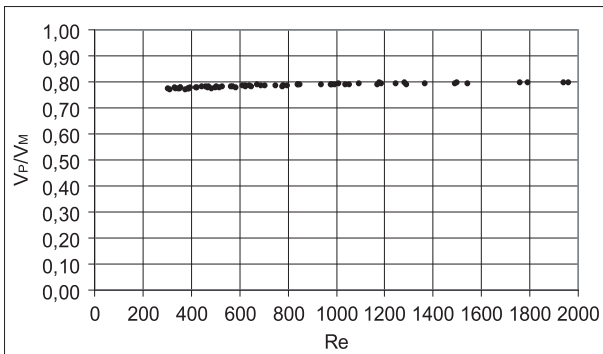


Abb. 8: $\frac{\dot{V}_P}{\dot{V}_M}$ in Abhängigkeit von der Re-Zahl für den Testapparat 4.

4. Einfluss der Bypassströmung auf den Wärmeübergang

4.1 Einfluss auf den Wärmeübergangskoeffizienten α

Wendet man die bekannte Beziehung

$$Nu = a \cdot Re^b \cdot Pr^c = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda}$$

auf P (mantelseitige Platte ohne Bypass) und auf M (Mantel incl. Bypass) an, so ergibt das Verhältnis dieser beiden Nusseltzahlen bei näherungsweise konstanter Temperatur und gleicher Geometrie die folgende Abhängigkeit:

$$\frac{Nu_P}{Nu_M} = \frac{Re_P^b}{Re_M^b} = \left(\frac{\dot{V}_P}{\dot{V}_M} \right)^b = \frac{\alpha_P}{\alpha_M} \quad (19)$$

Für die gerechneten Beispiele mit Bypass ist das Verhältnis

$$\left(\frac{\dot{V}_P}{\dot{V}_M} \right)^b < 1. \text{ Gl. (19) ergibt damit erwartungsgemäß:}$$

$\alpha_P < \alpha_M$, d.h., der in P effektiv wirksame WÜK ist kleiner als der für M experimentell gemessene, weil ein Teil des Gesamtvolumenstromes durch den Bypass fließt und damit die Turbulenz in P entsprechend verkleinert. Mit $b \approx 0,75$ errechnet sich so im Falle des Testapparates 2 (Beispiel 3.1) eine Verschlechterung von α_P gegenüber α_M um ca. 24 % auf 74 % und im Falle von Testapparat 4 analog um 17 % auf 83 % von α_M .

4.2 Einfluss auf die Temperaturänderung ΔT_A und auf das mittlere Temperaturgefälle ΔT_{log}

Wenn ein Teil des Volumenstroms durch den Bypass fließt, ist – bei gleichem Wärmestrom und gleichen Stoffeigenschaften – naturgemäß die Temperaturänderung in P größer als für M gemessen wird, gemäß den Bilanzgleichungen:

$$\frac{\dot{Q}}{c} = \dot{M}_P \cdot \Delta T_{A,P} = \dot{M}_M \cdot \Delta T_{A,M} \quad (20)$$

Für die beiden Beispiele 3.1 und 3.2 sollte demnach $\Delta T_{A,P}$ um ca. 20-30% größer sein als $\Delta T_{A,M}$. Dies lässt sich am Beispiel 3.1 auch zeigen. Hier ergaben sich beim ungedichteten Testapparat 2 in einigen typischen, untersuchten Fällen (z. B. Messpunkt 31/Testapparat 1-Messpunkt 55/Testapparat 2) um den Faktor 2,5 geringere K-Werte als für Testapparat 1 bei sonst vergleichbarem Zustand.

Mit $\frac{\dot{V}_M}{\dot{V}_P} = 1,5$ und Gl. (19) ergibt sich eine tatsächliche

Ölaustrittstemperatur von 79°C, wie in Abb.9 (gestrichelte Kurve) dargestellt.

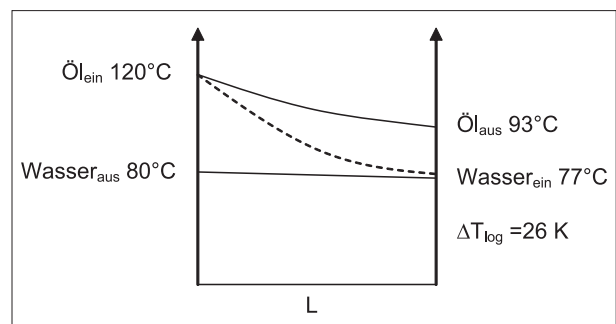


Abb. 9: Gemessene Ein- und Austrittstemperaturen für M am Testapparat 2 im Vergleich zum geschätzten, wahren Temperaturverlauf (gestrichelte Linie) im mantelseitigen Bündel P.

Das damit geschätzte $\Delta T_{log,P}$ beträgt 12 K und ist zu vergleichen mit dem gemessenen $\Delta T_{log,P} = 22$ K. Damit ist der geschätzte, effektive K-Wert in P schätzungsweise um den Faktor $\frac{26}{12} = 2,2$ mal größer als der für M gemessene, was sich im Verhältnis der K-Werte $K_P/K_M \approx 2,5$ annähernd widerspiegelt gemäß der bekannten Gleichung:

$$\dot{q}_P = \dot{q}_M = k_P \cdot \Delta T_{log,P} = k_M \cdot \Delta T_{log,M} \quad (22)$$

Für das Beispiel 3.2 stellen sich deutlich geringere Temperaturunterschiede zwischen P (Testapparat 3) und M (Testapparat 4) ein, da die Wärmekapazitätsströme $\dot{M} \cdot c_p$ deutlich größer waren als im Beispiel 3.1, d. h. ΔT_A relativ kleiner bei relativ großem ΔT_{Log} .

Autoren

Prof. Dr.-Ing. Josef Schmadl

Technische Fachhochschule Wildau
Fachbereich Ingenieurwesen/Wirtschaftsingenieurwesen
Technikum für Thermische Verfahrenstechnik
Tel. +49 3375 508-110
jschmadl@igw.tfh-wildau.de

Dipl.-Ing. Jens-Uwe Gerking

Technische Fachhochschule Wildau
Fachbereich Ingenieurwesen/Wirtschaftsingenieurwesen
Technikum für Thermische Verfahrenstechnik
Tel. +49 3375 508-177
gerking@vt.tfh-wildau.de

Dipl.-Ing. (FH) Maik Haß

Dr. Ingrid Schult

Dipl.-Ing. Joachim Schult

Caloperm GmbH
Am Möllenberg 40, 15751 Niederlehme
Tel. +49 3375 5185-18