

# Convective heat transfer on brick settings

## Konvektiver Wärmeübergang an Ziegelbesätzen

Vogt, St.; Beckmann, M.: Druckverlust und Strömungsverteilung an Ziegelbesätzen (Teil 1). In: Zeitschrift Zi Ziegelindustrie International 60 (2008), Nr. 8, S. 20-31. Konvektiver Wärmeübergang an Ziegelbesätzen (Teil 2). In: Zeitschrift Zi Ziegelindustrie International 60 (2008), Nr. 9, S. 34-49

**This paper is the second of four articles dealing with the subjects of pressure loss and flow distribution, the convective heat transfer on brick settings, the optimum design of brick settings as well as innovative fast firing kilns for brick firing [1].**

### 1 Introduction

In the last article a method of calculation was demonstrated first, with the use of which the flow distribution around the brick settings often consisting of several hundred channels can be determined with simple means. The basis for this calculation is the knowledge of the pressure losses of the channels ensuing with different flow conditions. For the complicatedly shaped brick settings, two characteristic flow areas are separated for calculation of the pressure loss: the channel section and the sudden extension. With the separate determination of the pressure loss for these flow areas, there is the possibility of calculating all settings with approximately rectangular body limits. Thus for the first time, even settings made up of perforated backing bricks and clay roofing tiles were made accessible for a calculation.

The flow conditions in the sudden extensions of brick settings, which have hardly been investigated so far, brought some interesting facts to light. With certain geometrical conditions in the setting, the pressure loss in the extension can be higher by an order of magnitude than in the channels. This great pressure loss is brought about by the induced drags in the extension which are caused by the channel flow. Here the induced drags intensively flush the areas of the extension not directly touched by the channel flow.

The size of the heat transfer coefficient between the gas flow and setting is decisive for the attainable firing time and therefore also for the possibility of fast firing of the bricks [2]. The heat is transferred by different mechanisms. Here one distinguishes between the heat transfer mechanisms proceeding outside the brick, such as convection and radiation, and the heat conduction taking place inside the brick. The external heat transfer mechanisms can be varied in nature. If several mechanisms act simultaneously, they become superimposed. The following external heat transfer mechanisms are of significance for the heat transfer in kilns:

- › forced convection (brought about by the gas flow generated by blowers in the firing channel, e.g. by the exhaust gas ventilator, contravec air injection or recirculating circuits)

**Der vorliegende Artikel ist der zweite von vier Beiträgen, die sich mit den Themen Druckverlust und Strömungsverteilung, dem konvektiven Wärmeübergang an Ziegelbesätzen, der optimalen Gestaltung von Ziegelbesätzen sowie neuartigen Schnellbrandöfen für den Ziegelbrand beschäftigen [1].**

### 1 Einleitung

Im letzten Artikel wurde zunächst ein Berechnungsweg aufgezeigt, bei dessen Nutzung mit einfachen Mitteln die Strömungsverteilung um die oft aus mehreren hundert Kanälen bestehenden Ziegelbesätze ermittelt werden kann. Grundlage für diese Berechnung ist die Kenntnis der sich bei verschiedenen Strömungsbedingungen einstellenden Druckverluste der Kanäle. Für die kompliziert geformten Ziegelbesätze werden zur Druckverlustberechnung zwei charakteristische Strömungsgebiete separiert: der Kanalabschnitt und die plötzliche Erweiterung. Mit der separaten Ermittlung des Druckverlustes für diese Strömungsgebiete eröffnet sich die Möglichkeit, alle Besätze mit annähernd rechteckigen Körperbegrenzungen zu berechnen. Damit wurden erstmals auch Besätze aus gelochten Hintermauer- sowie Dachziegeln einer Berechnung zugänglich gemacht.

Die bisher kaum untersuchten Strömungsbedingungen in den plötzlichen Erweiterungen von Ziegelbesätzen brachten einige interessante Fakten zu Tage. So kann der Druckverlust in der Erweiterung bei bestimmten geometrischen Verhältnissen im Besatz über eine Größenordnung höher als in den Kanälen sein. Hervorgerufen wird dieser große Druckverlust durch die von der Kanalströmung verursachten Wirbelwalzen in der Erweiterung. Die Wirbelwalzen umspülen dabei intensiv die von der Kanalströmung nicht direkt berührten Flächen der Erweiterung.

Die Größe des Wärmeübergangskoeffizienten zwischen Gasströmung und Besatz entscheidet über die erreichbare Brennzeit und damit auch über die Möglichkeit eines Schnellbrandes der Ziegel [2]. Die Wärme wird durch verschiedene Mechanismen übertragen. Dabei wird zwischen den außerhalb des Ziegels ablaufenden Wärmeübergangsmechanismen, wie Konvektion und Strahlung, und der innerhalb des Ziegels stattfindenden Wärmeleitung unterschieden. Die äußeren Wärmeübergangsmechanismen können vielfältiger Natur sein. Wirken mehrere Mechanismen gleichzeitig, überlagern sich diese. Von Bedeutung für den Wärmeübergang in Öfen sind folgende äußeren Wärmeübergangsmechanismen:

- › free convection (due to a predominantly vertical lift flow, which is initiated by the temperature differences in the setting cross-section)
- › Gas radiation (by radiation of the triatomic gas constituents such as water vapour, carbon dioxide and sulphur dioxide, the triatomic constituents are released by the fuel input and by the raw material reactions – such as de-watering of the clay minerals and combustion of the organic compounds)

Beside heat conduction, which can be influenced little in regard to process engineering, the forced convection is the most important heat transfer mechanism for brick firing. In the kiln the forced convection achieves average shares in the external heat transfer of up to 80% [3]. At the same time it enables the controllability of the process management through the air engineering measures installed on the kiln. The heat conduction reduces the value of the possible effective heat transfer for stacked settings in regard to the external heat transfer mechanisms by about 20 to 50%. Thus the heat conduction has a significant influence above all for conventionally stacked settings.

## 2 Level of knowledge regarding convective heat transfer

For calculation of the convective heat transfer with turbulent flow, as a rule up till today not the decisive energy and motion equations themselves are solved, but corresponding relations of similarity are formed in evaluation of model tests [4]. The most important non-dimensional quantity of similarity of convective heat transfer is the Nusselt number  $Nu$ . It gives the ratio of the actual heat flow to a heat flow which would occur through heat conduction in a layer of the thickness  $l$ :

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda} \quad (1)$$

In the following, not the thickness  $l$  but the equivalent diameter of the channel  $d_{GL}$  is used in the Nusselt number  $Nu$  as characteristic length. Contained in equation (1) beside the thickness  $l$  are also the heat transfer coefficient  $\alpha$  and the thermal conductivity  $\lambda$  of the respective flow medium. For presentation of the Nusselt relations derived from the tests, the following exponential equation is often used:

$$Nu = C_2 \cdot Pr^n \cdot Re^m \quad (2)$$

If different geometrical setting constellations are investigated, equation (2) is complemented by terms with the corresponding non-dimensional geometrical similarity indices [5–14]. The Prandtl number  $Pr$  contained in equation (2) is a pure mass quantity:

$$Pr = \frac{v}{a} \quad (3)$$

The Prandtl numbers  $Pr$  for gases lie between 0 and 1400° C at around  $Pr \approx 0.72 (\pm 5\%)$ . Therefore the Prandtl number  $Pr$  is assumed as constant in the further considerations for calculation of the convective heat transfer on brick settings.

In the research works in regard to convection on regenerator lattices as well as brick and refractory product settings, a separation can be recognized in investigations on

- › erzwungene Konvektion (hervorgerufen durch die von Gebläsen erzeugte Gasströmung im Brennkanal, z.B. durch den Abgasventilator, die Schiebeluft einblasung oder Umwälzkreise)
- › freie Konvektion (aufgrund einer vorwiegend vertikalen Auftriebsströmung, welche durch die Temperaturunterschiede im Besatzquerschnitt initiiert wird)
- › Gasstrahlung (durch Strahlung der dreiatomigen Gasbestandteile wie Wasserdampf, Kohlendioxid und Schwefeldioxid, die dreiatomigen Bestandteile werden durch den Brennstoffeintrag und durch die Rohstoffreaktionen – wie die Entwässerung der Tonminerale und die Verbrennung der organischen Verbindungen – freigesetzt)

Die erzwungene Konvektion ist neben der verfahrenstechnisch wenig zu beeinflussenden Wärmeleitung der wichtigste Wärmeübergangsmechanismus beim Ziegelbrand und erreicht im Ofen durchschnittliche Anteile am äußeren Wärmeübergang von bis zu 80 % [3]. Gleichzeitig ermöglicht sie die Regelbarkeit der Verfahrensführung durch die am Ofen angebrachten lufttechnischen Maßnahmen. Die Wärmeleitung verringert den Wert des möglichen effektiven Wärmeüberganges bei gestapelten Besätzen in Bezug auf die äußeren Wärmeübergangsmechanismen um etwa 20 bis 50 %. Die Wärmeleitung hat damit einen bedeutenden Einfluss vor allem bei konventionell gestapelten Besätzen.

## 2 Wissensstand zum konvektiven Wärmeübergang

Zur Berechnung des konvektiven Wärmeüberganges bei turbulenter Strömung werden in der Regel bis heute nicht die maßgebenden Energie- und Bewegungsgleichungen selbst gelöst, sondern es werden in Auswertung von Modellversuchen entsprechende Ähnlichkeitsbeziehungen gebildet [4]. Die wichtigste dimensionslose Ähnlichkeitskenngröße des konvektiven Wärmeüberganges ist die Nusselt-Zahl  $Nu$ . Sie gibt das Verhältnis vom tatsächlichen Wärmestrom zu einem Wärmestrom wieder, der durch Wärmeleitung in einer Schicht der Dicke  $l$  auftreten würde:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda} \quad (1)$$

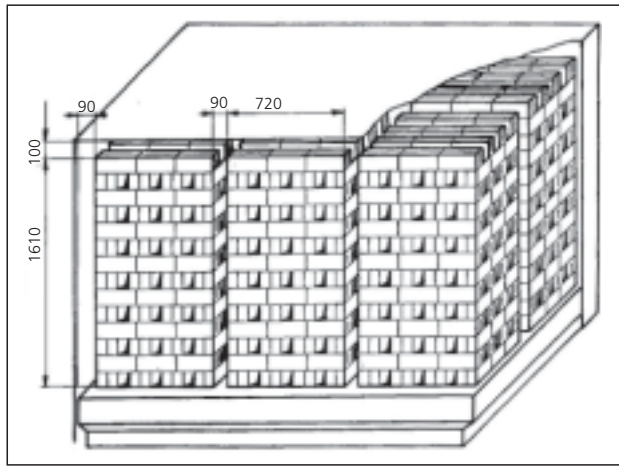
Im Weiteren wird in der Nusselt-Zahl  $Nu$  als charakteristische Länge nicht die Dicke  $l$ , sondern der gleichwertige Durchmesser des Kanals  $d_{GL}$  verwendet. In Gleichung (1) sind neben der Dicke  $l$  auch der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  und die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  des jeweiligen Strömungsmediums enthalten. Zur Darstellung der aus den Versuchen abgeleiteten Nusselt-Beziehungen wird häufig folgender Potenzansatz verwendet:

$$Nu = C_2 \cdot Pr^n \cdot Re^m \quad (2)$$

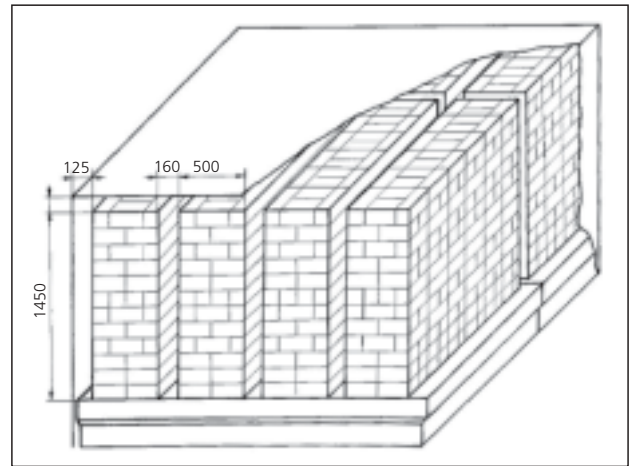
Werden unterschiedliche geometrische Besatzkonstellationen untersucht, wird Gleichung (2) noch um Glieder mit den entsprechenden dimensionslosen geometrischen Ähnlichkeitskennzahlen ergänzt [5–14]. Die in Gleichung (2) enthaltene Prandtl-Zahl  $Pr$  ist eine reine Stoffgröße:

$$Pr = \frac{v}{a} \quad (3)$$

Die Prandtl-Zahlen  $Pr$  für Gase liegen zwischen 0 und 1400 °C etwa bei  $Pr \approx 0,72 (\pm 5\%)$ . Die Prandtl-Zahl  $Pr$  wird deswegen in den weiteren Betrachtungen zur Berechnung



»1 Multi-layer lattice-shaped block setting  
 »1 Mehrlagiger gitterförmiger Blockbesatz



»2 Multi-layer compact blade setting  
 »2 Mehrlagiger kompakter Scheibenbesatz

lattice settings [5, 6, 11–13] (»1) and compact settings [7–10, 14] (»2). The determination of the heat transfer coefficients  $\alpha$  in the large-scale test or in the model test takes place according to the different forms described in »Table 1.

The advantages of the stationary in comparison to the non-stationary measuring processes lie in the comparatively simple testing procedure. Furthermore, with stationary processes local heat transfer coefficients can also be determined, whereas non-stationary processes allow only the measurement of an average heat transfer coefficient for all setting surfaces together.

### 2.1 Convective heat transfer in short pipes

The convective heat transfer in short pipes and in individual bodies exposed to a flow over them has been examined many times. In [15, 16] Gnielinski makes a comprehensive comparison of the existing data material with the empirical calculation equations developed from this. For the thermal inflow with hydrodynamic steady laminar flow in short pipes Gnielinski recommends the equation of Schlünder for  $Re < 2300$  and  $1 < l/d < \infty$ :

$$Nu = \sqrt[3]{3.66^3 + 1.61^3 \cdot Re \cdot Pr \cdot \frac{d}{l}} \quad (4)$$

For the turbulent gas flow in short pipes an equation is given in [15], which provided a good approximation between  $2300 < Re < 10^6$  and  $1 < l/d < \infty$  for most of the available measurement values:

des konvektiven Wärmeüberganges an Ziegelbesätzen als konstant angenommen.

Bei den Forschungsarbeiten zur Konvektion an Regeneratorgittern sowie Ziegel- und Feuerfesterzeugnisbesätzen ist eine Trennung in Untersuchungen an Gitter- [5, 6, 11–13] (»1) und Kompaktbesätzen [7–10, 14] (»2) zu erkennen. Die Bestimmung der Wärmeübergangszahlen  $\alpha$  im Großversuch bzw. im Modellversuch erfolgt dabei nach den in »Tabelle 1 beschriebenen unterschiedlichen Arten.

Die Vorteile der stationären gegenüber den nichtstationären Messverfahren liegen in der vergleichsweise einfachen Versuchsdurchführung. Zudem können mit stationären Verfahren auch lokale Wärmeübergangszahlen ermittelt werden, während nichtstationäre Verfahren nur die Messung einer mittleren Wärmeübergangszahl für alle Besatzoberflächen zusammen ermöglichen.

### 2.1 Konvektiver Wärmeübergang in kurzen Rohren

Der konvektive Wärmeübergang in kurzen Rohren und überströmten Einzelkörpern wurde vielfach untersucht. Gnielinski vollzieht in [15, 16] einen umfangreichen Vergleich des vorhandenen Datenmaterials mit den daraus entwickelten empirischen Berechnungsgleichungen. Für den thermischen Einlauf bei hydrodynamischer ausgebildeter laminarer Strömung in kurzen Rohren empfiehlt Gnielinski für  $Re < 2300$  und  $1 < l/d < \infty$  die Gleichung von Schlünder:

$$Nu = \sqrt[3]{3,66^3 + 1,61^3 \cdot Re \cdot Pr \cdot \frac{d}{l}} \quad (4)$$

»Table 1 Calculation of the heat transfer coefficient  $\alpha$  from different measurement methods

»Tabelle 1 Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  aus unterschiedlichen Messmethoden

Author Autor	Setting type Besatzart	Calculation of the heat transfer coefficient $\alpha$ from Berechnung des Wärmeübergangswertes $\alpha$ aus
Kistner in [5], Langhans [6]	Regenerator lattice Regeneratorgitter	Measurement of the stationary [5] and non-stationary [6] temperature increase and decrease of the storage lattice during heating and cooling Messung des stationären [5] und instationären [6] Temperaturanstiegs und -abfalls des Speichergitters bei Aufheizung und Abkühlung
Schröder [11, 12] Hoyer [13]	Lattice setting Gitterbesatz	stationary cooling of a heating element stationäre Abkühlung eines Heizelementes
Abbakumow [9,10]	Compact setting Kompaktbesatz	Analogy between mass and heat transfer (evaporation of water on test bricks with perforated surface – porcelain lamellae) Analogie zwischen Stoff- und Wärmeübergang (Verdunstung von Wasser an Versuchsziegeln mit perforierter Oberfläche – Porzellanlamellen)
Dugwell [14]	Compact setting Kompaktbesatz	Measurement of the heat flow at the brick surface during the stationary warming Messung des Wärmestromes an der Ziegeloberfläche während der stationären Erwärmung



$$Nu = 0.0214 \cdot (Re^{0.8} - 100) \cdot Pr^{0.4} \cdot \left(1 + \left(\frac{d}{l}\right)^{0.66}\right) \quad (5)$$

In the transition area between laminar and turbulent flow the largest Nusselt number applies respectively, which is obtained with equation (4) or equation (5) [15]. The equations (4) and (5) serve to classify the Nusselt numbers obtained on compact settings in the next point.

## 2.2 Convective heat transfer on compact settings

The analysis of the heat transfer relations on compact settings is of special significance for assessment of the influence of the characteristic flow spaces defined as channel and extension. Interested readers can obtain information on the level of knowledge in regard to convective heat transfer on lattice settings in [1]. From 1967 to 1972 Abbakumow carried out several model investigations on a scale of 1:5 on compact blade settings in the refractory industry [9, 10]. Here the convective heat transfer was measured on the areas in the channel between the settings and on the front and rear sides of the settings.

Fundamentally the Nusselt numbers of all areas are referred by Abbakumow to the Reynolds numbers of the main flow in the channel. To increase the accuracy, influences of the setting geometry such as the dependence on the impact flow relations ( $l_E/b_{ST}$ ) and the non-dimensional channel length ( $l_K/d_{GL}$ ) were also included (see also pictures with the introduction of the characteristic dimensions in [17]):

$$Nu = \Phi \cdot 0.018 \cdot Re^{0.8} \quad (6)$$

$$\text{with } \Phi = 1 + \frac{91 \cdot (l_E/b_{ST})}{1 + 1.2 \cdot (l_E/b_{ST})} \cdot Re^{-0.37} \cdot \frac{d_{GL}}{l_K} \cdot \left[1 - \exp\left(-0.55 \cdot \frac{l_K}{d_{GL}}\right)\right] \quad (7)$$

The equation applies in the range  $6 \cdot 10^3 < Re < 5 \cdot 10^4$  and has an average deviation from the measured values of 10%. Here, according to Abbakumow, the geometrical similarity indices can be used without restriction.  $\Phi$  takes into account the increase of the heat transfer in the channel due to increasingly large turbulences on the channel areas with enlargement of the non-dimensional length of the extension ( $l_E/b_{ST}$ ). In the investigated area,  $\Phi$  changed between 1 and 2.7. If  $(l_K/d_{GL}) = \infty$  or  $(l_E/b_{ST}) = 0$  is inserted in equation (6), the known results are obtained for the turbulent air flow in the infinitely long pipe.

From the analysis of the variation ranges of the two equation terms dependent on  $(l_K/d_{GL})$  and  $(l_E/b_{ST})$  it becomes clear that the non-dimensional length of the extension has a greater influence on the heat transfer than the non-dimensional length of the channel.

In »3 equation (6) is compared with the equations (4) and (5) for the case  $l_K/d_{GL} = 1$ . Accordingly the Nusselt numbers of the flow in setting channels according to Abbakumow are in part significantly lower than in the equations according to Gnielinski for the pipe or plate flow. This circumstance can be explained as follows: Since as a rule the setting channels are arranged in alignment in the kiln, a largely aligned flow profile ensues in the setting channels (see also [17]). Through this hydrodynamic forward motion in the form of the setting channels established in the direction of flow, the Nusselt numbers decrease [18].

Für die turbulente Gasströmung in kurzen Röhren wird in [15] eine Gleichung angegeben, welche eine gute Näherung zwischen  $2300 < Re < 10^6$  und  $1 < l/d < \infty$  für die meisten der verfügbaren Messwerte lieferte:

$$Nu = 0,0214 \cdot (Re^{0.8} - 100) \cdot Pr^{0.4} \cdot \left(1 + \left(\frac{d}{l}\right)^{0.66}\right) \quad (5)$$

Im Übergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Strömung gilt jeweils die größte Nusselt-Zahl, welche mit Gleichung (4) oder Gleichung (5) erhalten wird [15]. Die Gleichungen (4) und (5) dienen zur Einordnung der an Kompaktbesätzen erhaltenen Nusselt-Zahlen im nächsten Punkt.

## 2.2 Konvektiver Wärmeübergang an Kompaktbesätzen

Für die Bewertung des Einflusses der als Kanal und Erweiterung definierten charakteristischen Strömungsräume ist die Analyse der Wärmeübergangsverhältnisse an Kompaktbesätzen von besonderer Bedeutung. Über den Wissensstand zum konvektiven Wärmeübergang an Gitterbesätzen kann sich der interessierte Leser in [1] informieren. Abbakumow hat von 1967 bis 1972 mehrere Modelluntersuchungen im Maßstab 1:5 an kompakten Scheibenbesätzen der Feuerfestindustrie durchgeführt [9, 10]. Dabei wurde der konvektive Wärmeübergang an den Flächen im Kanal zwischen den Besätzen sowie an den Stirn- und Rückseiten der Besätze gemessen.

Grundsätzlich werden von Abbakumow die Nusselt-Zahlen aller Flächen auf die Reynolds-Zahlen der Hauptströmung im Kanal bezogen. Zur Erhöhung der Genauigkeit wurden auch Einflüsse der Besatzgeometrie, wie die Abhängigkeit von den Anströmverhältnissen ( $l_E/b_{ST}$ ) und die dimensionslose Kanallänge ( $l_K/d_{GL}$ ), einbezogen (siehe auch Bilder mit der Einführung der charakteristischen Abmessungen in [17]):

$$Nu = \Phi \cdot 0,018 \cdot Re^{0.8} \quad (6)$$

$$\text{mit } \Phi = 1 + \frac{91 \cdot (l_E/b_{ST})}{1 + 1,2 \cdot (l_E/b_{ST})} \cdot Re^{-0,37} \cdot \frac{d_{GL}}{l_K} \cdot \left[1 - \exp\left(-0,55 \cdot \frac{l_K}{d_{GL}}\right)\right] \quad (7)$$

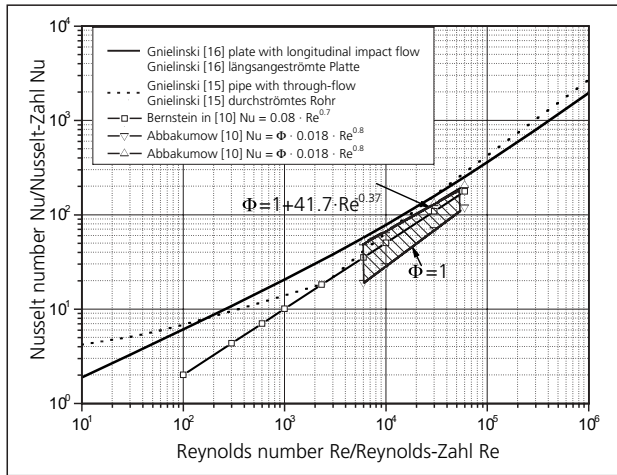
Die Gleichung gilt im Bereich  $6 \cdot 10^3 < Re < 5 \cdot 10^4$  und hat eine mittlere Abweichung von den Messwerten von 10 %. Die geometrischen Ähnlichkeitskennzahlen sind dabei nach Abbakumow uneingeschränkt verwendbar.  $\Phi$  berücksichtigt die Zunahme des Wärmeüberganges im Kanal durch größer werdende Turbulenzen an den Kanalflächen bei Vergrößerung der dimensionslosen Länge der Erweiterung ( $l_E/b_{ST}$ ). Im untersuchten Bereich veränderte sich  $\Phi$  zwischen 1 und 2,7. Wird in Gleichung (6)  $(l_K/d_{GL}) = \infty$  oder  $(l_E/b_{ST}) = 0$  eingesetzt, ergeben sich die bekannten Ergebnisse für die turbulente Luftströmung im unendlich langen Rohr.

Aus der Analyse der Variationsbreiten der beiden von  $(l_K/d_{GL})$  und  $(l_E/b_{ST})$  abhängigen Gleichungsglieder wird deutlich, dass die dimensionslose Länge der Erweiterung einen größeren Einfluss auf den Wärmeübergang als die dimensionslose Länge des Kanals hat.

In »3 ist Gleichung (6) den Gleichungen (4) und (5) für den Fall  $l_K/d_{GL} = 1$  gegenübergestellt. Die Nusselt-Zahlen der Strömung in Besatzkanälen nach Abbakumow sind danach teilweise deutlich niedriger als in den Gleichungen nach Gnielinski für die Rohr- bzw. Plattenströmung. Dieser Umstand lässt sich folgendermaßen erklären: Da die Besatzkanäle in der Regel im Ofen fluchtend angeordnet werden, stellt sich







»3 Gradient of the Nusselt numbers in the pipe subjected to through-flow [15] and for the level plate with longitudinal impact flow [16] according to Gnielinski in comparison with the models according to Bernstein and Abbakumow [10] for the case  $l_k/d_{GL} = 1$   
 »3 Verlauf der Nusselt-Zahlen im durchströmten Rohr [15] sowie bei der längsangeströmten ebenen Platte [16] nach Gnielinski im Vergleich mit den Modellen nach Bernstein und Abbakumow [10] für den Fall  $l_k/d_{GL} = 1$

For calculation of the front and rear sides of the setting, Abbakumow – after the development of several formulae – finally gives the following relation for  $5 \cdot 10^3 < Re < 7 \cdot 10^4$  [9]:

$$Nu = 0.043 \cdot Re^{0.7} \cdot \left( 0.5 + 0.05 \cdot \left( \frac{b_{ST}}{l_E} \right) \right)^{0.5 \cdot \text{sign} \left( S \cdot \frac{l_E}{b_{ST}} - 0.2 \right) - 0.5} \quad (8)$$

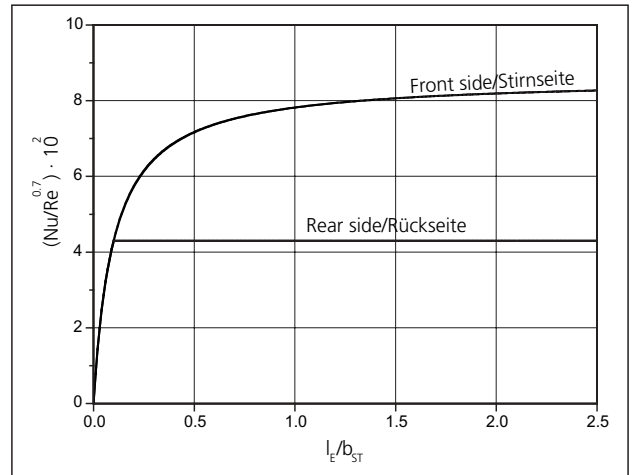
with front side  $S = 0$   
 rear side  $S = 2$

The average deviation of the function from the measured values amounts to 20%. How the signum function sign contained in equation (8) influences the heat transfer in the extension is shown in »4.

In »4 it can be seen that between  $0 < (l_E/b_{ST}) < 0.1$  the heat transfer is the same for the front and rear area. According to the measurements of Abbakumow, at  $(l_E/b_{ST}) > 0.1$  the heat transfer of the rear area loses influence in regard to the front area and stagnates at a fixed value. This observation is to be explained from the changeover of the flow conditions in the extension.

Illustrated in »5 for different ratios of  $l_k/d_{GL}$  and  $l_E/b_{ST}$  is the ratio of the average Nusselt numbers of the setting areas lying crosswise to the flow (mean value of the front and rear side) to the Nusselt numbers of the lateral setting areas (channel). Accordingly, the setting areas crosswise to the flow even exceed the Nusselt numbers of the channel. Here, in the range of  $0.3 < l_E/b_{ST} < 1.5$  the fraction of crosswise areas reaches a maximum. Thus the statement already made in [17] for the pressure loss in extensions is confirmed again, namely that already with low values of the ratio of the non-dimensional length of the extension  $l_E/d_{GL}$  the greatest interactions take place between the channel and extension.

In 1989, supplementing the compact setting geometries already examined by Abbakumow, Dugwell and Oakley investigated two further settings for the manufacture of refractory products [14]. Here the convective heat transfer on all setting surfaces was determined and referred to the Reynolds number in the empty firing channel. For the Nusselt



»4 Dependence  $Nu = f(Re, l_E/b_{ST}, S)$  for the setting front and rear side of a compact setting according to Abbakumow [9, 10]  
 »4 Abhängigkeit  $Nu = f(Re, l_E/b_{ST}, S)$  für die Besatzstirn- und -rückseite eines Kompaktbesatzes nach Abbakumow [9, 10]

in den Besatzkanälen ein weitgehend ausgerichtetes Strömungsprofil ein (siehe auch [17]). Durch diesen hydrodynamischen Vorlauf in Form der in Strömungsrichtung vorgelagerten Besatzkanäle sinken die Nusselt-Zahlen [18].

Für die Berechnung der Stirn- und Rückseiten des Besatzes gibt Abbakumow nach der Entwicklung mehrerer Formeln letztlich folgende Beziehung für  $5 \cdot 10^3 < Re < 7 \cdot 10^4$  an [9]:

$$Nu = 0,043 \cdot Re^{0.7} \cdot \left( 0,5 + 0,05 \cdot \left( \frac{b_{ST}}{l_E} \right) \right)^{0,5 \cdot \text{sign} \left( S \cdot \frac{l_E}{b_{ST}} - 0,2 \right) - 0,5} \quad (8)$$

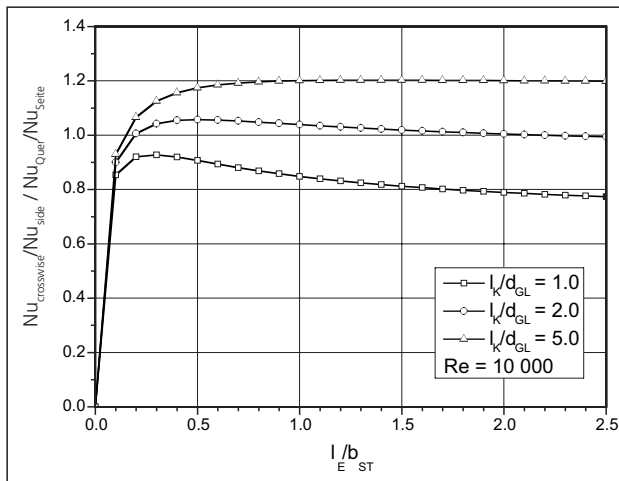
mit Stirnseite  $S = 0$   
 Rückseite  $S = 2$

Die mittlere Abweichung der Funktion von den Messwerten beträgt 20%. Wie die in Gleichung (8) enthaltene Signumfunktion sign den Wärmeübergang in der Erweiterung beeinflusst, wird in »4 dargestellt.

In »4 wird ersichtlich, dass zwischen  $0 < (l_E/b_{ST}) < 0,1$  der Wärmeübergang für Stirn- und Rückfläche gleich ist. Bei  $(l_E/b_{ST}) > 0,1$  verliert nach den Messungen von Abbakumow der Wärmeübergang der Rückfläche in Bezug auf die Stirnfläche an Einfluss und stagniert bei einem festen Wert. Diese Beobachtung ist aus dem Umschlag der Strömungsbedingungen in der Erweiterung zu erklären.

In »5 ist für verschiedene Verhältnisse von  $l_k/d_{GL}$  und  $l_E/b_{ST}$  das Verhältnis von den mittleren Nusselt-Zahlen der quer zur Strömung liegenden Besatzflächen (Mittelwert der Stirn- und Rückseite) zu den Nusselt-Zahlen der seitlichen Besatzflächen (Kanal) dargestellt. Die quer zur Strömung stehenden Besatzflächen überschreiten danach sogar die Nusselt-Zahlen des Kanals. Im Bereich von  $0,3 < l_E/b_{ST} < 1,5$  erreicht dabei der Anteil der Querflächen ein Maximum. Damit wird nochmals die bereits für den Druckverlust in Erweiterungen in [17] getroffene Aussage bestätigt, dass bereits bei geringen Werten des Verhältnisses der dimensionslosen Länge der Erweiterung  $l_E/d_{GL}$  die größten Wechselwirkungen zwischen Kanal und Erweiterung stattfinden.

Im Jahr 1989 haben Dugwell und Oakley in Ergänzung zu den bereits von Abbakumow untersuchten Kompaktbesatzgeometrien zwei weitere Besätze zur Herstellung von Feuer-



»5 Ratio of the Nusselt numbers of the crosswise and side areas of the compact setting as a function of the ratio  $l_E/b_{ST}$  [19]

»5 Verhältnis der Nusselt-Zahlen der Quer- und Seitenflächen des Kompaktbesatzes in Abhängigkeit des Verhältnisses  $l_E/b_{ST}$  [19]

numbers obtained for each setting surface, separate approximation relations similar to equation (2) were formed.

One of the two settings was set very loosely. For this setting a significant deviation was determined between the measured heat transfer coefficients and the calculated values according to equation (6). Thus it is likely that equation (6) according to Abbakumow does not contain all necessary geometrical similarity indices. Abbakumow uses only the non-dimensional similarity index  $G_1 (= l_K/d_{GL})$ . The influence of the extension is expressed by him through the ratio  $l_E/b_{ST}$ . However in comparison to  $G_2 (= l_E/d_{GL})$  this ratio does not sufficiently reflect the influence of the channel on the flow relations in the extension. The equations of Dugwell and Oakley are only applicable to the two investigated setting geometries. The authors did not submit any own calculation equations extending the equations (6) and (8).

### 3 Generalized equations for the convective heat transfer on brick settings

On account of the data stock enlarged by the measurements of Dugwell and Oakley and the mentioned inadequacies of the equations presented by Abbakumow, new generalized equations for the convective heat transfer in channels and extensions are presented in the following.

#### 3.1 Channels

In the formulation of the Nusselt equations for the channels and extensions, Abbakumow has referred the measurement values obtained to the relation (see equation (6)) already presented by Nusselt in 1909 [20] of the fully developed pipe flow for gases. For calculation of the influence of the setting geometry a factor  $\Phi$  is then used, which describes the ratio of the Nusselt number of the respective setting arrangement to the fully developed steady pipe flow.

This normalization of the measured values to equation (6) with  $\Phi = 1$  was also used for reasons of simplification for preparation of the following similarity relations for the convective heat transfer in channels and extensions. The formulation of the functions must then take place only for the channel factor  $\Phi_K$ , which according to the measurements of Abbakumow and Dugwell lies between  $0.92 < \Phi_K < 3.53$  for the setting channels:



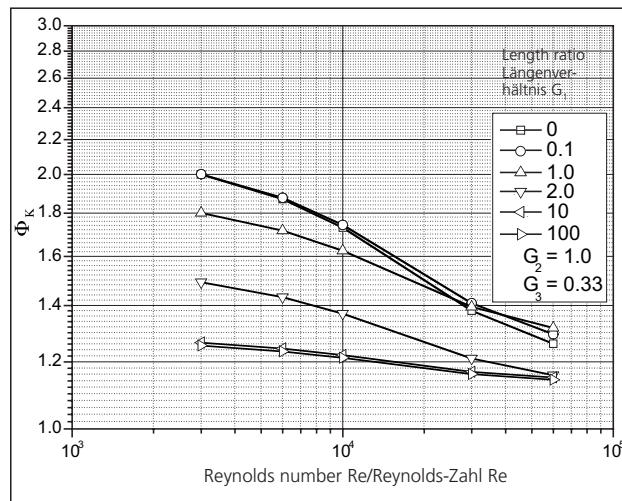
$$\Phi_K = 1.64 + 0.71 \cdot (\exp(-0.35 \cdot G_1^{1.8}) - 1) + 0.17 \cdot (1 - \exp(-1.1 \cdot G_1)) + 1.05 \cdot (1 - \exp(-1.5 \cdot 10^7 \cdot G_3^{18.0})) + (2.36 + 2.08 \cdot (\exp(-0.46 \cdot G_1) - 1)) \cdot (1 - \exp(-(0.23 + 0.5 \cdot (1 - \exp(-0.0007 \cdot G_1^{5.0}))) \cdot G_2^{2.0})) - (0.31 - 0.225 \cdot (1 - \exp(-0.52 \cdot G_1)) + (1.03 - 0.94 \cdot (1 - \exp(-0.52 \cdot G_1))) \cdot (2 \cdot (1 - \exp(-0.35 \cdot G_2^{1.5}))) \cdot \left(1 - \exp\left(-\left(10 - 4 \cdot (1 - \exp(-0.9 \cdot G_2)) - 1.795 \cdot \exp\left(-\frac{(G_2 - 0.85)^{2.0}}{0.08}\right)\right) \cdot 10^{-5} \cdot \text{Re}\right)\right) \quad (9)$$

The area of application of equation (9) extends over the following areas:

- > 6 100 < Re < 50 700
- > 0.1 < G<sub>1</sub> < 5.2
- > 0.36 < G<sub>2</sub> < ∞
- > 0.3 < G<sub>3</sub> < 0.65

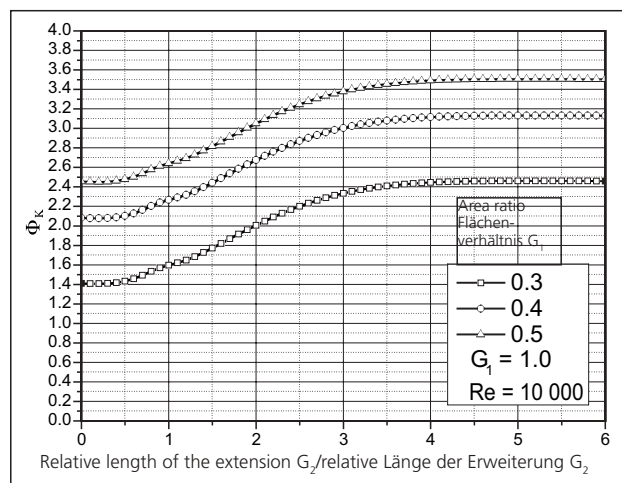
The average error of the equation compared to the measured values amounts to 6%.

The dependence of the channel factor  $\Phi_K$  according to equation (6) on the Reynolds number and on the length ratio  $G_1$  are shown in »6. It can be recognized from »6 that the influence of the Reynolds number on the channel factor  $\Phi_K$



»6 The dependence of the channel factor  $\Phi_K$  according to equation (6) on the Reynolds number and the non-dimensional channel length  $G_1$  with  $G_2 = 1.0$  and  $G_3 = 0.33$

»6 Die Abhängigkeit des Kanalfaktors  $\Phi_K$  nach Gleichung (6) von der Reynolds-Zahl sowie der dimensionslosen Kanallänge  $G_1$  bei  $G_2 = 1,0$  und  $G_3 = 0,33$



»7 Influence of the extension on the channel factor  $\Phi_K$  with  $G_1 = 1.0$  and  $\text{Re} = 10\,000$

»7 Einfluss der Erweiterung auf den Kanalfaktor  $\Phi_K$  bei  $G_1 = 1,0$  und  $\text{Re} = 10\,000$

festprodukten untersucht [14]. Dabei wurde der konvektive Wärmeübergang an allen Besatzoberflächen bestimmt und auf die Reynolds-Zahl im leeren Brennkanal bezogen. Für die erhaltenen Nusselt-Zahlen jeder Besatzoberfläche wurden separate Näherungsbeziehungen ähnlich Gleichung (2) gebildet.

Einer der beiden Besätze wurde sehr locker gesetzt. Für diesen Besatz wurde eine deutliche Abweichung zwischen den gemessenen Wärmeübergangszahlen und den errechneten Werten nach Gleichung (6) festgestellt. Damit liegt nahe, dass Gleichung (6) nach Abbakumow nicht alle notwendigen geometrischen Ähnlichkeitskennzahlen enthält. Abbakumow verwendet nur die dimensionslose Ähnlichkeitskennzahl  $G_1 (= l_k/d_{GL})$ . Der Einfluss der Erweiterung wird von ihm durch das Verhältnis  $l_E/b_{ST}$  ausgedrückt. Dieses Verhältnis spiegelt im Vergleich zu  $G_2 (= l_E/d_{GL})$  aber nicht ausreichend den Einfluss des Kanals auf die Strömungsverhältnisse in der Erweiterung wider. Die Gleichungen von Dugwell und Oakley sind nur auf die beiden untersuchten Besatzgeometrien anwendbar. Die Autoren legten keine eigenen, die Gleichungen (6) und (8) erweiternden Berechnungsgleichungen vor.

### 3 Verallgemeinerte Gleichungen zum konvektiven Wärmeübergang an Ziegelbesätzen

Wegen des durch die Messungen von Dugwell und Oakley vergrößerten Datenbestandes und der erwähnten Unzulänglichkeiten der von Abbakumow vorgestellten Gleichungen werden im Folgenden neue verallgemeinerte Gleichungen zum konvektiven Wärmeübergang in Kanälen und Erweiterungen vorgestellt.

#### 3.1 Kanäle

Abbakumow hat bei der Formulierung der Nusselt-Gleichungen für die Kanäle und Erweiterungen die erhaltenen Messwerte auf die bereits von Nußelt 1909 [20] vorgestellte Beziehung (siehe Gleichung (6)) der voll ausgebildeten Rohrströmung für Gase bezogen. Zur Berechnung des Einflusses der Besatzgeometrie wird dann ein Faktor  $\Phi$  verwendet, der das Verhältnis der Nusselt-Zahl der jeweiligen Besatzanordnung zur voll ausgebildeten Rohrströmung beschreibt.

Diese Normierung der Messwerte auf Gleichung (6) mit  $\Phi = 1$  wurde aus Gründen der Vereinfachung ebenfalls bei der Erstellung der folgenden Ähnlichkeitsbeziehungen für den konvektiven Wärmeübergang in Kanälen und Erweiterungen verwendet. Die Formulierung der Abhängigkeiten muss dann nur für den Kanalfaktor  $\Phi_K$  erfolgen, welcher nach den Messungen von Abbakumow und Dugwell für die Besatzkanäle zwischen  $0,92 < \Phi_K < 3,53$  liegt:

Der Geltungsbereich der Gleichung (9) erstreckt sich auf folgende Gebiete:

- > 6 100 < Re < 50 700
- > 0,1 < G<sub>1</sub> < 5,2
- > 0,36 < G<sub>2</sub> < ∞
- > 0,3 < G<sub>3</sub> < 0,65

increases with smaller Reynolds numbers. Furthermore the influence increases as the channels become shorter. The largest changes of the channel factor  $\Phi_k$  take place in the area of the length ratio of  $0.1 < G_1 < 10$ . Outside this area the values stagnate. For this reason values for  $G_1$  which lie outside the investigation range can also be inserted in the equation (9) without hesitation.

The influence of the extension  $G_2$  on the channel factor  $\Phi_k$  is shown in »7. According to this, between  $0.5 < G_2 < 2.5$  a continuous transition of the channel factor  $\Phi_k$  takes place from a lower to a higher level. Above  $G_2 = 2.5$  the increase of the channel factor  $\Phi_k$  diminishes in order to return to zero at  $G_2 > 5$ . Outside the area  $0.5 < G_2 < 5.0$  the values for the channel factor  $\Phi_k$  stagnate. Thus in turn values for  $G_2$  can be inserted without restriction in equation (9). This statement also applies to the area ratio  $G_3$ , the influence of which on the channel factor  $\Phi_k$  only changes in the area of  $0.3 < G_3 < 0.5$ .

The area of application of the Reynolds number in equation (9) has a lower limitation at  $Re = 6100$ . Thus the equation applies only for the turbulent area of the channel flow. In a further step it is therefore investigated to what extent the equations (4) and (5) can be applied for smaller Reynolds numbers in the laminar and transitional area of the channel flow. For this purpose the Nusselt numbers of the tests by Schröder and Hoyer for the stretcher bricks in the interior of the brick stack (see also [1]) are used by way of comparison.

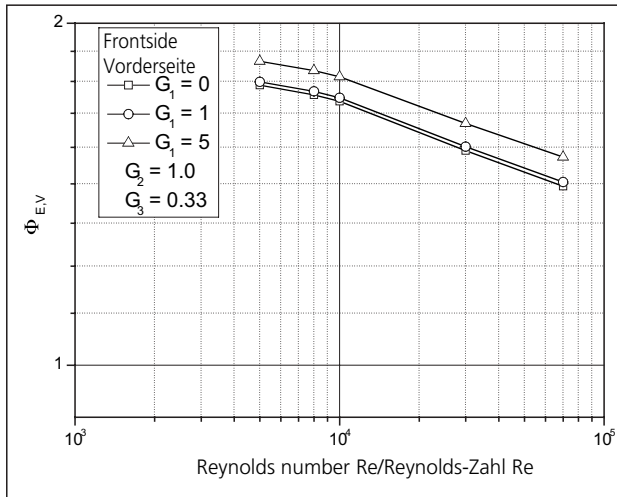
Here it becomes apparent that the best results are achieved when the Nusselt numbers are formed by quadratic superposition of the Nusselt numbers for the laminar

Der mittlere Fehler der Gleichung gegenüber den Messwerten beträgt 6 %.

Die Abhängigkeit des Kanalfaktors  $\Phi_k$  nach Gleichung (6) von der Reynolds-Zahl sowie dem Längenverhältnis  $G_1$  sind in »6 dargestellt. Aus »6 wird erkenntlich, dass der Einfluss der Reynolds-Zahl auf den Kanalfaktor  $\Phi_k$  bei kleineren Reynolds-Zahlen zunimmt. Der Einfluss steigt zudem mit kürzer werdenden Kanälen. Die größten Änderungen des Kanalfaktors  $\Phi_k$  erfolgen im Bereich des Längenverhältnisses von  $0,1 < G_1 < 10$ . Außerhalb dieses Bereiches stagnieren die Werte. Aus diesem Grund können in Gleichung (9) unbedenklich auch Werte für  $G_1$  eingesetzt werden, welche außerhalb des Untersuchungsbereiches liegen.

In »7 ist der Einfluss der Erweiterung  $G_2$  auf den Kanalfaktor  $\Phi_k$  dargestellt. Danach erfolgt zwischen  $0,5 < G_2 < 2,5$  ein stetiger Übergang des Kanalfaktors  $\Phi_k$  von einem niedrigeren auf ein höheres Niveau. Oberhalb von  $G_2 = 2,5$  vermindert sich der Anstieg des Kanalfaktors  $\Phi_k$ , um bei  $G_2 > 5$  auf null zurückzugehen. Außerhalb des Bereiches  $0,5 < G_2 < 5,0$  stagnieren die Werte für den Kanalfaktor  $\Phi_k$ . Damit können wiederum Werte für  $G_2$  unbegrenzt in Gleichung (9) eingesetzt werden. Diese Aussage trifft auch auf das Flächenverhältnis  $G_3$  zu, dessen Einfluss auf den Kanalfaktor  $\Phi_k$  sich nur im Bereich von  $0,3 < G_3 < 0,5$  ändert.

Der Geltungsbereich der Reynolds-Zahl ist in Gleichung (9) nach unten bei  $Re = 6100$  begrenzt. Die Gleichung gilt damit nur für den turbulenten Bereich der Kanalströmung. In einem weiteren Schritt wird deshalb untersucht, inwieweit die Gleichungen (4) und (5) für kleinere Reynolds-Zahlen im laminaren und Übergangsbereich der Kanalströmung ange-



»8 Factor  $\Phi_{E,V}$  as a function of the Reynolds number  $Re$  and the non-dimensional channel length  $G_1$   
 »8 Faktor  $\Phi_{E,V}$  in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl  $Re$  und der dimensionslosen Kanallänge  $G_1$

(equation (4)) and turbulent area (equations (5) and (9)) of the channel flow:

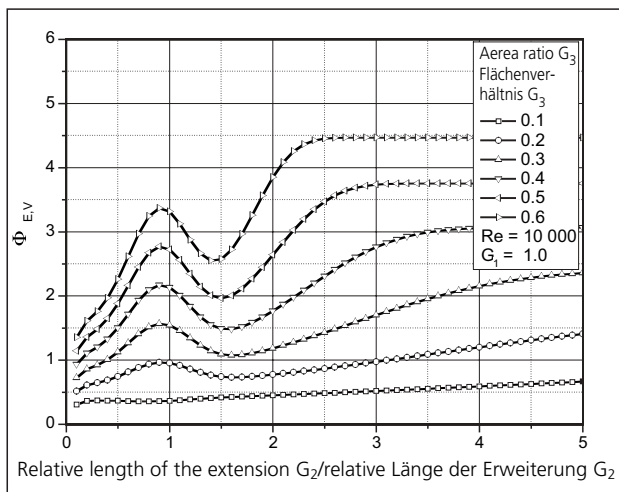
$$Nu_k = \sqrt{Nu_{k,Jam}^2 + Nu_{k,tur}^2} \quad (10)$$

Taking into account the measured values of Schröder, Hoyer, Abbakumow and Dugwell, equation (10) applies for Reynolds numbers of  $30 < Re < 50\,000$  and therefore describes the entire Reynolds number range occurring in practice.

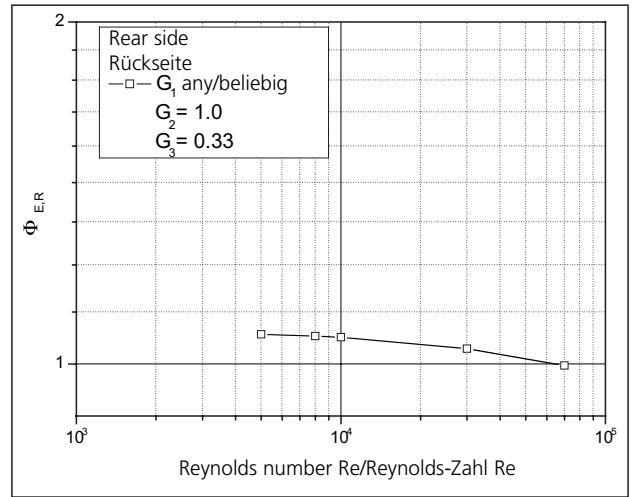
### 3.2 Extensions

The flow in the extension is characterized by the formation of the flow in the channel. For this reason the Reynolds number of the channel is also applied to describe the heat transfer in extension. Here in turn the measured values are normalized with the equation (6). According to the measurements of Abbakumow and Dugwell the extension factors  $\Phi_E$  lie between  $0.15 < \Phi_E < 3.37$ .

Depending on the geometrical formation of the extension the convective heat transfer at the front and rear area of the extension is the same on both areas or different (see also



»10 Factor  $\Phi_{E,V}$  as a function of the non-dimensional length of the extension  $G_2$  and the area ratio  $G_3$   
 »10 Faktor  $\Phi_{E,V}$  in Abhängigkeit von der dimensionslosen Länge der Erweiterung  $G_2$  und dem Flächenverhältnis  $G_3$



»9 Factor  $\Phi_{E,R}$  as a function of the Reynolds number  $Re$  and the non-dimensional channel length  $G_1$   
 »9 Faktor  $\Phi_{E,R}$  in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl  $Re$  und der dimensionslosen Kanallänge  $G_1$

wendet werden können. Dazu werden die Nusselt-Zahlen der Versuche von Schröder und Hoyer für den Läuferziegel im Inneren des Ziegelstapels (siehe auch [1]) zum Vergleich herangezogen.

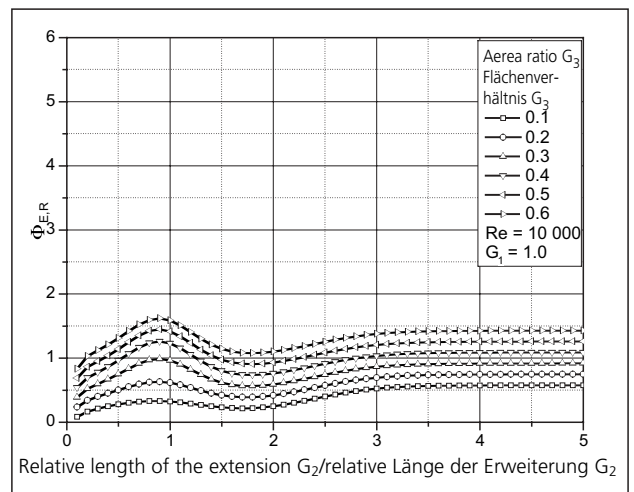
Dabei zeigt sich, dass die besten Ergebnisse dann erzielt werden, wenn die Nusselt-Zahlen durch quadratische Überlagerung der Nusselt-Zahlen für den laminaren (Gleichung (4)) und turbulenten Bereich (Gleichungen (5) und (9)) der Kanalströmung gebildet werden:

$$Nu_k = \sqrt{Nu_{k,Jam}^2 + Nu_{k,tur}^2} \quad (10)$$

Gleichung (10) gilt unter der Berücksichtigung der Messwerte von Schröder, Hoyer, Abbakumow und Dugwell bei Reynolds-Zahlen von  $30 < Re < 50\,000$  und gibt damit den gesamten in der Praxis vorkommenden Reynolds-Zahlbereich wieder.

### 3.2 Erweiterungen

Die Strömung in der Erweiterung wird durch die Ausbildung der Strömung im Kanal geprägt. Aus diesem Grund wird für die Beschreibung des Wärmeüberganges in der Erweiterung ebenfalls die Reynolds-Zahl des Kanals herangezogen. Die



»11 Factor  $\Phi_{E,R}$  as a function of the non-dimensional length of the extension  $G_2$  and the area ratio  $G_3$   
 »11 Faktor  $\Phi_{E,R}$  in Abhängigkeit von der dimensionslosen Länge der Erweiterung  $G_2$  und dem Flächenverhältnis  $G_3$

»4). For this reason a separate relation must be formulated in each case for the front area of the extension:

$$\begin{aligned} \Phi_{E,V} = & 0,13 \cdot (1 - \exp(-0,1 \cdot G_1^{1,5})) + (1 - \exp(-20 \cdot G_2)) \cdot (0,24 + 2,3 \cdot G_3) \\ & + (0,453 + 3,33 \cdot G_3 + 1,3774 \cdot G_3^{2,0}) \cdot (1 - \exp(-0,035 \cdot G_2^{1,122+4,281 \cdot G_3+4,959 \cdot G_3^{2,0}})) \\ & + \exp\left(-\frac{(G_2 - 0,9)^{2,0}}{0,18}\right) \cdot \frac{(1,095 \cdot G_3 - 0,12)}{0,3} - 0,4 \cdot (1 - \exp(-8,2 \cdot 10^{-6} \cdot Re^{1,15})) \end{aligned} \quad (11)$$

and the rear side:

$$\begin{aligned} \Phi_{E,R} = & -0,2 + 0,55 \cdot \left( \begin{aligned} & -0,19 \cdot (1 - \exp(-3 \cdot 10^{-6} \cdot Re^{1,15})) \\ & + (0,2 + 3,1 \cdot G_3) \cdot (1 - \exp(-20 \cdot G_2)) \\ & + \frac{(0,25 \cdot (1 - \exp(-50 \cdot G_3^{3,0})))}{0,3} \cdot \exp\left(-\frac{(G_2 - 0,9)^{2,0}}{0,18}\right) \end{aligned} \right) \\ & + 0,51 \cdot (1 - \exp(-1,2 \cdot G_2)) - 0,3 \cdot \exp\left(-\frac{(G_2 - 1,8)^{2,0}}{0,72}\right) \end{aligned} \quad (12)$$

The equations (11) and (12) apply in the following ranges:  
 > 5000 < Re < 70900  
 > 1,39 < G<sub>1</sub> < 5,77  
 > 0,23 < G<sub>2</sub> < 3,16  
 > 0,11 < G<sub>3</sub> < 0,65

The average error of equation (11) compared to the measured values lies at 8% and that of equation (12) at 6%. The dependence of the factors Φ<sub>E</sub> on the Reynolds number Re and the non-dimensional channel length G<sub>1</sub> is shown in »8

Messwerte werden dabei wiederum mit Gleichung (6) normiert. Die Erweiterungsfaktoren Φ<sub>E</sub> liegen nach den Messungen von Abbakumow und Dugwell zwischen 0,15 < Φ<sub>E</sub> < 3,37.

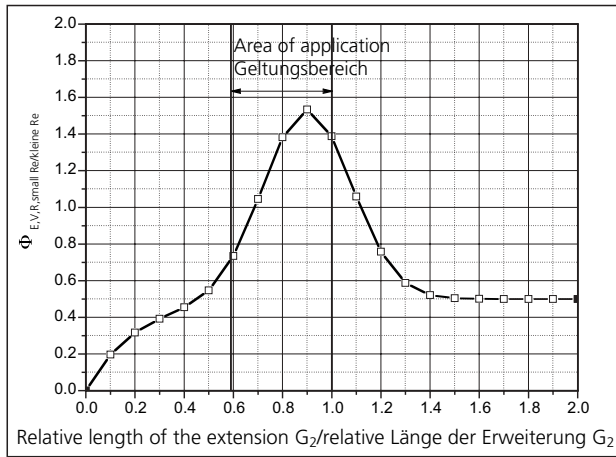
Je nach geometrischer Ausbildung der Erweiterung ist der konvektive Wärmeübergang an der Vorder- und Rückfläche der Erweiterung an beiden Flächen gleich oder unterschiedlich (siehe auch »4). Aus diesem Grund muss jeweils eine getrennte Beziehung für die Vorderfläche der Erweiterung:

$$\begin{aligned} \Phi_{E,V} = & 0,13 \cdot (1 - \exp(-0,1 \cdot G_1^{1,5})) + (1 - \exp(-20 \cdot G_2)) \cdot (0,24 + 2,3 \cdot G_3) \\ & + (0,453 + 3,33 \cdot G_3 + 1,3774 \cdot G_3^{2,0}) \cdot (1 - \exp(-0,035 \cdot G_2^{1,122+4,281 \cdot G_3+4,959 \cdot G_3^{2,0}})) \\ & + \exp\left(-\frac{(G_2 - 0,9)^{2,0}}{0,18}\right) \cdot \frac{(1,095 \cdot G_3 - 0,12)}{0,3} - 0,4 \cdot (1 - \exp(-8,2 \cdot 10^{-6} \cdot Re^{1,15})) \end{aligned} \quad (11)$$

und Rückseite formuliert werden:

$$\begin{aligned} \Phi_{E,R} = & -0,2 + 0,55 \cdot \left( \begin{aligned} & -0,19 \cdot (1 - \exp(-3 \cdot 10^{-6} \cdot Re^{1,15})) \\ & + (0,2 + 3,1 \cdot G_3) \cdot (1 - \exp(-20 \cdot G_2)) \\ & + \frac{(0,25 \cdot (1 - \exp(-50 \cdot G_3^{3,0})))}{0,3} \cdot \exp\left(-\frac{(G_2 - 0,9)^{2,0}}{0,18}\right) \end{aligned} \right) \\ & + 0,51 \cdot (1 - \exp(-1,2 \cdot G_2)) - 0,3 \cdot \exp\left(-\frac{(G_2 - 1,8)^{2,0}}{0,72}\right) \end{aligned} \quad (12)$$

Die Gleichungen (11) und (12) gelten in folgenden Bereichen:  
 > 5000 < Re < 70900  
 > 1,39 < G<sub>1</sub> < 5,77  
 > 0,23 < G<sub>2</sub> < 3,16  
 > 0,11 < G<sub>3</sub> < 0,65



»12 Factor  $\Phi_{E,V,R}$  for small Reynolds numbers as a function of the non-dimensional length of the extension  $G_2$

»12 Faktor  $\Phi_{E,V,R}$  für kleine Reynolds-Zahlen in Abhängigkeit von der dimensionslosen Länge der Erweiterung  $G_2$

(front side) and »9 (rear side). In the illustrations it can be seen that the influence of the channel length on the convective heat transfer is already relatively low on the front side of the extensions. On the rear side of the extension a significant influence of the channel length cannot be determined any more.

For the selected example with  $G_2 = 1.0$  and  $G_3 = 0.33$ , depending on the Reynolds number  $Re$  the convective heat transfer on the front side of the extension is around 1.5 to 1.75 times greater than on the rear side of the extension. This difference in the convective heat transfer from the front to the rear side of the extension is also to be observed with other non-dimensional lengths of the extension  $G_2$  and area ratios  $G_3$ . From »10 and »11 it is recognized that the differences in the heat transfer on the front and rear side of the extension can increase with the rising area ratio  $G_3$  even up to the factor of around 3. Merely with the area ratio  $G_3 = 0.1$  is the convective heat transfer on the front and rear side of the extension almost the same.

In addition it can be derived from »10 and »11 that the convective heat transfer in the area of the non-dimensional length of the extension increases significantly from  $0.5 < G_2 < 1.5$ . Here a maximum occurs at  $G_2 = 0.9$ . The heat transfer values attained here are only reached approximately again above a non-dimensional length of the extension of  $G_2 > 2.5$ . The formation of this maximum is attributed to the formation of induced drags already described in [1]. The formation of the induced drags at  $G_2 \approx 1.0$  has only a subordinate influence on the convective heat transfer in the channel (»7).

The area of application of the Reynolds number has a lower limitation in the equations (11) and (12) at  $Re = 5000$ , as already for the channel factor  $\Phi_K$ . Therefore the equation applies in turn only for the turbulent area of the flow of the extension. Using the Nusselt numbers from the tests by Schröder and Hoyer for the bonder brick in the interior of the brick stack (position 1, see [1]), equation (4) is modified for the laminar area of the flow in the extension:

$$Nu_{E,V,R} = \Phi_{E,V,R} \sqrt[3]{3.66^3 + 1.61^3 \cdot \frac{Re \cdot Pr}{G_2}} \quad (13)$$

$$\text{mit } \Phi_{E,V,R} = \left( 0.5 \cdot (1 - \exp(-5 \cdot G_2)) + 1.04 \cdot \exp\left(-\frac{(G_2 - 0.9)^{2.0}}{0.0648}\right) \right) \quad (14)$$

Der mittlere Fehler von Gleichung (11) zu den Messwerten liegt bei 8 % und der von Gleichung (12) bei 6 %. In »8 (Vorderseite) und »9 (Rückseite) ist die Abhängigkeit der Faktoren  $\Phi_E$  von der Reynolds-Zahl  $Re$  und der dimensionslosen Kanallänge  $G_1$  dargestellt. In den Abbildungen wird sichtbar, dass der Einfluss der Kanallänge auf den konvektiven Wärmeübergang bereits an der Vorderseite der Erweiterungen relativ gering ist. Auf der Rückseite der Erweiterung ist dann kein signifikanter Einfluss der Kanallänge mehr festzustellen.

Beim gewählten Beispiel mit  $G_2 = 1,0$  und  $G_3 = 0,33$  ist der konvektive Wärmeübergang je nach Reynolds-Zahl  $Re$  auf der Vorderseite der Erweiterung etwa 1,5- bis 1,75-mal größer als auf der Rückseite der Erweiterung. Dieser Unterschied im konvektiven Wärmeübergang von der Vorder- zur Rückseite der Erweiterung ist auch bei anderen dimensionslosen Längen der Erweiterung  $G_2$  und Flächenverhältnissen  $G_3$  zu beobachten. Aus »10 und »11 wird erkenntlich, dass die Unterschiede des Wärmeüberganges an der Vorder- und Rückseite der Erweiterung mit ansteigendem Flächenverhältnis  $G_3$  sogar bis auf den Faktor von etwa 3 zunehmen können. Lediglich beim Flächenverhältnis  $G_3 = 0,1$  ist der konvektive Wärmeübergang an Vorder- und Rückseite der Erweiterung nahezu gleich.

Zudem kann aus »10 und »11 abgeleitet werden, dass der konvektive Wärmeübergang im Bereich der dimensionslosen Länge der Erweiterung von  $0,5 < G_2 < 1,5$  deutlich zunimmt. Bei  $G_2 = 0,9$  tritt dabei ein Maximum auf. Die dabei erreichten Wärmeübergangswerte werden erst oberhalb einer dimensionslosen Länge der Erweiterung von  $G_2 > 2,5$  wieder annähernd erreicht. Die Ausbildung dieses Maximums ist auf die bereits in [1] beschriebene Bildung von Wirbelwalzen zurückzuführen. Auf den konvektiven Wärmeübergang im Kanal hat die Bildung der Wirbelwalzen bei  $G_2 \approx 1,0$  nur einen untergeordneten Einfluss (»7).

Der Geltungsbereich der Reynolds-Zahl ist in den Gleichungen (11) und (12) wie bereits beim Kanalfaktor  $\Phi_K$  nach unten bei  $Re = 5000$  begrenzt. Die Gleichung gilt darum wiederum nur für den turbulenten Bereich der Strömung der Erweiterung. Unter Verwendung der Nusselt-Zahlen der Versuche von Schröder und Hoyer für den Binderziegel im Inneren des Ziegelstapels (Position 1, s. [1]) wird Gleichung (4) für den laminaren Bereich der Strömung in der Erweiterung abgewandelt:

$$Nu_{E,V,R} = \Phi_{E,V,R} \sqrt[3]{3.66^3 + 1.61^3 \cdot \frac{Re \cdot Pr}{G_2}} \quad (13)$$

$$\text{mit } \Phi_{E,V,R} = \left( 0.5 \cdot (1 - \exp(-5 \cdot G_2)) + 1.04 \cdot \exp\left(-\frac{(G_2 - 0.9)^{2.0}}{0.0648}\right) \right) \quad (14)$$

Bei den Versuchen von Schröder und Hoyer wurden die Vorder- und Rückseite der Erweiterung nicht getrennt untersucht. Darum wird Gleichung (13) gleichzeitig für die Vorder- und Rückseite der Erweiterung verwendet. Die Untersuchungen von Schröder und Hoyer erstrecken sich nur auf den relativ eng begrenzten Bereich der dimensionslosen Länge der Erweiterung von  $0,592 < G_2 < 1,0$ . Außerhalb des Geltungsbereiches wird darum der Faktor  $\Phi_{E,V,R}$  in Gleichung (14) extrapoliert und auf einen sinnvollen Festwert begrenzt (»12).

Interessanterweise können weitere Einflüsse, wie der des Flächenverhältnisses  $G_3$ , nach den 34 Versuchen von Schröder



In the tests by Schröder and Hoyer the front and rear sides of the extension were not investigated separately. For this reason equation (13) is used simultaneously for the front and rear side of the extension. The investigations by Schröder and Hoyer only cover the relatively narrowly restricted area of the non-dimensional length of the extension of  $0.592 < G_2 < 1.0$ . For this reason, outside the area of application the factor  $\Phi_{E,V,R}$  in equation (14) is extrapolated and restricted to a sensible constant (»12).

Interestingly, further influences such as that of the area ratio  $G_3$  can be neglected after the 34 tests by Schröder and Hoyer. For the calculations for the convective heat transfer in the extension, the largest Nusselt number from the equations (11), (12) or (13) is used with the respective Reynolds number.

#### 4 Summary

Beside heat conduction, which can be influenced little in regard to process engineering, the forced convection is the most important heat transfer mechanism for brick firing. In the kiln the forced convection achieves average shares in the external heat transfer of up to 80%. In the present article, first the level of knowledge in regard to convective heat transfer on brick settings is compared with that of the pipe flow. Here – as already for the calculation of the flow distribution and the pressure loss – the channel and the extension are considered separately. Accordingly, the Nusselt numbers of the flow in setting channels according to Abbakumow are significantly lower than in the equations according to Gnielinski for the pipe flow or plate flow. Since as a rule the setting channels are arranged in alignment in the kiln, a largely aligned flow profile ensues in the setting channels. Through this hydrodynamic forward motion in the form of the setting channels established in the direction of flow, the Nusselt numbers decrease.

Evaluating the measurements of Schröder, Hoyer, Abbakumow and Dugwell, generalized equations for the convective heat transfer in channels and extensions of brick settings are presented in the further course of the paper. In the formulation of the Nusselt equations for the channels and extensions, Abbakumow has referred the measured values obtained to a relation presented by Nusselt for the fully developed pipe flow for gases. To calculate the influence of the setting geometry, a factor  $\Phi$  is then used,

der und Hoyer vernachlässigt werden. Für die Berechnungen zum konvektiven Wärmeübergang in der Erweiterung wird bei der jeweiligen Reynolds-Zahl die größte Nusselt-Zahl aus den Gleichungen (11), (12) oder (13) verwendet.

#### 4 Zusammenfassung

Die erzwungene Konvektion ist neben der verfahrenstechnisch wenig zu beeinflussenden Wärmeleitung der wichtigste Wärmeübergangsmechanismus beim Ziegelbrand. Die erzwungene Konvektion erreicht im Ofen durchschnittliche Anteile am äußeren Wärmeübergang von bis zu 80 %. Im vorliegenden Artikel wird zunächst der Wissenstand zum konvektiven Wärmeübergang an Ziegelbesätzen mit dem der Rohrströmung verglichen. Dabei werden – wie schon bei der Berechnung der Strömungsverteilung und des Druckverlustes – der Kanal und die Erweiterung getrennt betrachtet. Die Nusselt-Zahlen der Strömung in Besatzkanälen nach Abbakumow sind danach deutlich niedriger als in den Gleichungen nach Gnielinski für die Rohr- bzw. Plattenströmung. Da die Besatzkanäle in der Regel im Ofen fluchtend angeordnet werden, stellt sich in den Besatzkanälen ein weitgehend ausgerichtetes Strömungsprofil ein. Durch diesen hydrodynamischen Vorlauf in Form der in Strömungsrichtung vorgelagerten Besatzkanäle sinken die Nusselt-Zahlen.

In Auswertung der Messungen von Schröder, Hoyer, Abbakumow und Dugwell werden im Weiteren verallgemeinerte Gleichungen für den konvektiven Wärmeübergang in Kanälen und Erweiterungen von Ziegelbesätzen vorgestellt. Abbakumow hat bei der Formulierung der Nusselt-Gleichungen für die Kanäle und Erweiterungen die erhaltenen Messwerte auf eine von Nußelt vorgestellte Beziehung für die voll ausgebildete Rohrströmung für Gase bezogen. Zur Berechnung des Einflusses der Besatzgeometrie wird dann ein Faktor  $\Phi$  verwendet, der das Verhältnis der Nusselt-Zahl der jeweiligen Besatzanordnung zur voll ausgebildeten Rohrströmung beschreibt. Im Ergebnis der Untersuchungen konnte die Tauglichkeit der dimensionslosen Ähnlichkeitskennzahlen  $G_1$  bis  $G_3$  auch zur Beschreibung der konvektiven Wärmeübergangsvorgänge bestätigt werden. Dabei erwiesen sich beim Wärmeübergang im Kanal die Einflüsse der dimensionslosen Kanallänge  $G_1$  und der dimensionslosen Länge der Erweiterung  $G_2$  als etwa gleichwertig. In der Erweiterung selbst wird der Einfluss der dimensions-



which describes the ratio of the Nusselt number of the respective setting arrangement to the fully developed steady pipe flow. In the result of the investigations, the suitability of the non-dimensional similarity indices  $G_1$  to  $G_3$  also for the description of the convective heat transfer processes could be confirmed. Here, for the heat transfer in the channel, the influences of the non-dimensional channel length  $G_1$  and the non-dimensional length of the extension  $G_2$  proved to be roughly equivalent. In the extension itself the influence of the non-dimensional channel length is forced back strongly compared to the influence of the non-dimensional length of the extension and the area ratio  $G_3$ .

In addition a maximum in the heat transfer occurs in the extension at  $G_2 = 0.9$ . The heat transfer values attained here are only reached approximately again above a non-dimensional length of the extension of  $G_2 > 2.5$ . The formation of this maximum is attributed to the already described formation of induced drags. The formation of the induced drags at  $G_2 \approx 1.0$  has only a subordinate influence on the convective heat transfer in the channel. For the selected example with  $G_2 = 1.0$  and  $G_3 = 0.33$ , depending on the Reynolds number  $Re$  the convective heat transfer on the front side of the extension is around 1.5 to 1.75 times greater than on the rear side of the extension. This difference in the convective heat transfer from the front to the rear side of the extension is also to be observed with other non-dimensional lengths of the extension  $G_2$  and area ratios  $G_3$ .


- » Register of formula terms and symbols
- » Verzeichnis der Formelzeichen und Symbole

Symbol	Unit/Einheit	Meaning/Bedeutung
C	–	Constant/Konstante
G	–	geometrical similarity index geometrische Ähnlichkeits-Kennzahl
a	m <sup>2</sup> /s	Temperature conduction coefficient Temperaturleitkoeffizient
b	m	Width/Breite
d	m	Diameter/Durchmesser
l	m	Length/Länge
m	–	Exponent
n	–	Exponent
$\alpha$	W/(m <sup>2</sup> K)	Heat transfer coefficient Wärmeübergangskoeffizient
$\lambda$	W/(mK)	Thermal conductivity Wärmeleitfähigkeit
$\nu$	m <sup>2</sup> /s	kinematic viscosity kinematische Viskosität
$\Phi$	–	Factor/Faktor
Nu	–	Nusselt number/Nusselt-Zahl
Pr	–	Prandtl number/Prandtl-Zahl
Re	–	Reynolds number/Reynolds-Zahl

- » Register of indices
- » Verzeichnis der Indizes

Symbol	Meaning/Bedeutung
E	Extension/Erweiterung
GL	equivalent/gleichwertig
K	Channel/Kanal
R	Rear/Rückseite
ST	Stack/Stapel
V	Front/Vorderseite
lam	laminar/laminar
tur	turbulent/turbulent

losen Kanallänge stark gegenüber dem Einfluss der dimensionslosen Länge der Erweiterung und dem Flächenverhältnis  $G_3$  zurückgedrängt.

Zudem tritt in der Erweiterung bei  $G_2 = 0,9$  ein Maximum im Wärmeübergang auf. Die dabei erreichten Wärmeübergangswerte werden erst oberhalb einer dimensionslosen Länge der Erweiterung von  $G_2 > 2,5$  wieder annähernd erreicht. Die Ausbildung dieses Maximums ist auf die bereits beschriebene Bildung von Wirbelwalzen zurückzuführen. Auf den konvektiven Wärmeübergang im Kanal hat die Bildung der Wirbelwalzen bei  $G_2 \approx 1,0$  nur einen untergeordneten Einfluss. Beim gewählten Beispiel mit  $G_2 = 1,0$  und  $G_3 = 0,33$  ist der konvektive Wärmeübergang je nach Reynolds-Zahl  $Re$  auf der Vorderseite der Erweiterung etwa 1,5- bis 1,75-mal größer als auf der Rückseite der Erweiterung. Dieser Unterschied im konvektivem Wärmeübergang von der Vorder- zur Rückseite der Erweiterung ist auch bei anderen dimensionslosen Längen der Erweiterung  $G_2$  und Flächenverhältnissen  $G_3$  zu beobachten. 

### Literature/Literatur

- [1] Vogt, S.: Optimierung von Ziegelbesätzen – Experimentelle Untersuchungen und verallgemeinerte Modellansätze zum Druckverlust, zur Strömungsverteilung und zum konvektiven Wärmeübergang, Dissertation Bauhaus-Universität Weimar 2007 (Papierflieger Verlag Clausthal-Zellerfeld, ISBN 978-3-89720-939-8)
- [2] Vogt, S.; Vogt, R.: Neue Erkenntnisse für den Schnellbrand von Hintermauerziegeln aufgrund von Modelluntersuchungen, Zi-Jahrbuch 2001, S. 88–117, Bauverlag Wiesbaden
- [3] Vogt, S.; Nover, K.: Zur Anwendung von Computermodellen für die Auslegung und Optimierung von grobkeramischen Tunnelöfen, Zi-Jahrbuch 1992, S. 74–87, Bauverlag Wiesbaden
- [4] Spurk, J.-H.: Dimensionsanalyse in der Strömungslehre, Springer Verlag Berlin 1992
- [5] Jeschar, R.; Pels Leusden, C.-O.: Der konvektive Wärmeübergang an Steingittern im Lichte der Ähnlichkeitslehre, Archiv für das Eisenhüttenwesen 32 (1961) H. 6, S. 361–368
- [6] Langhans, W.-U.: Wärmeübergang und Druckverlust in Regeneratoren mit rostgitterartiger Speichermasse, Archiv für das Eisenhüttenwesen 33 (1962) H. 6, S. 347–353 und H. 7, S. 441–451
- [7] Abbakumow, W. G.: Konvektivny progrew nepodwischnowo sloja plastin (Konvektive Erhitzung der unbeweglichen Schicht-Platte), Inschenerno-phisitscheskij journal (1962) H. 12, S. 77–79
- [8] Abbakumow, W. G.: Teplotekhnitscheskoje zopostawlenije raslitschnych tipow zadki na wagonetkach tunnelnych petschi (Wärmetechnischer Vergleich verschiedener Besatzarten auf Tunnelofenwagen), Ogneupory 34 (1966) H. 1, S. 17–22
- [9] Abbakumow, W. G.: Teplotodatscha na prodolnych i torzowych powernosti zadka isdelii (Wärmeübertragung an längsgerichteten und querliegenden Oberflächen des Besatzes), Ogneupory 35 (1967) H. 1, S. 21–28
- [10] Abbakumow, W. G.; Aschinadse, G.: Konvektivny teploobmen w tunnelnych petschach (Konvektiver Wärmeübergang in Tunnelöfen), Ogneupory 40 (1972) H. 3, S. 20–27
- [11] Schröder, U.: Modellversuche über Druckverlust und Wärmeübergang in gitterförmigem Tunnelofenbesatz, Dissertation TU Clausthal 1971
- [12] Schröder, U.: Modellversuche über Druckverlust und Wärmeübergang in gitterförmigem Tunnelofenbesatz, Ber. der DKG 49 (1972) S. 13–17 und S. 81–86
- [13] Hoyer, L.: Beitrag zur wärmetechnischen Dimensionierung von Großraum-Tunnelöfen mit Ziegelbesatz, Dissertation TH Magdeburg 1976
- [14] Dugwell, D.-R.; Oakley, D.-E.: Korrelation der Konvektionswärmeübergangswerte für Tunnelöfen, Zi Ziegelindustrie International 41 (1989) H. 10, S. 536–545
- [15] Gnielinski, V.: Neue Gleichungen für den Wärme- und Stoffübergang in turbulent durchströmten Rohren und Kanälen, Forsch. Ing.-Wes. 41 (1975) H. 1, S. 8–16
- [16] Gnielinski, V.: Berechnung mittlerer Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten an laminar und turbulent überströmten Einzelkörpern mit Hilfe einer einheitlichen Gleichung, Forsch. Ing.-Wes. 41 (1975) H. 5, S. 145–153
- [17] Vogt, S.; Beckmann, M.: Druckverlust und Strömungsverteilung an Ziegelbesätzen, Zi Ziegelindustrie International 60 (2008), H. 8, S. 20–31



**<sup>1</sup> Robert Thomas Metall- und Elektrowerke GmbH & Co. KG**

Hellerstraße 6 | 57290 Neunkirchen | Germany  
 T +49 (0) 27 35 78 87 51 | F +49 (0) 27 35 78 85 59  
 info@rotho.de | www.rotho.de

**<sup>2</sup> TU Dresden**

Fakultät Maschinenwesen, Institut für Energietechnik  
 Lehrstuhl Verbrennung, Wärme- und Stoffübertragung  
 George-Bähr-Straße 3b | 01062 Dresden | Germany  
 T +49 (0) 3 51 46 33 44 93

- [18] Haberland, C.; Nitsche, W.: Einfaches analytisches Verfahren zur Berechnung des turbulenten Wärmeüberganges unter hydrodynamischen Vorlauf, Wärme- und Stoffübertragung (1979) H. 12, S. 45–54
- [19] Vogt, S.: Modellierung der Strömungsverteilung und erzwungenen Konvektion am kompakten Scheibenbesatz im Großraum-Tunnelofen, Diplomarbeit Bauhaus-Universität Weimar (ehemals HAB Weimar) 1988
- [20] Nußelt, W.: Der Wärmeübergang in Rohrleitungen, Forsch.-Arb. Ing.-Wes. Nr. 89, VDI Verlag Berlin 1909

**Typische Schäden am Dach Erkennen – vermeiden – beheben**


von Walter Holzapfel  
 2. Auflage 2008  
 17 x 24 cm, kartoniert  
 284 Seiten mit  
 648 Abbildungen  
 Rudolf Müller  
 € 59,-  
 ISBN 978-3-481-02495-6

Mit der 2. Auflage des Buches „Typische Schäden am Dach“ liefert der Autor, Dipl.-Ing. W. Holzapfel, erneut eine umfassende

Sammlung der häufigsten Schäden am Dach. Dabei stellt er die typischen Schwachstellen vor, die bei der Ausführung von Dachdeckungs- und Dachabdichtungsarbeiten auftreten können. Vom Steil- und Flachdach über den Dachgeschossausbau bis hin zur Entwässerung, zur Dachbegrünung und zu den allgemeinen Metallarbeiten deckt das Werk die wichtigsten Leistungsbereiche des Dachdeckers ab. Das Buch zeigt 140 Schadensfälle auf, welche besonders häufig und typisch für die jeweilige Aus-



führungsart sind. Alle Beispiele basieren auf abgeschlossenen Gutachten und sind jeweils nach Schaden,

Analyse und Lösung strukturiert. Die übersichtliche Gliederung der einzelnen Schadensfälle und die zahlreichen Abbildungen helfen Dachdeckern und Sachverständigen beim Erkennen von Schadensbildern und geben Hinweise auf deren fachgerechte Sanierung. Die aktuelle 2. Auflage enthält ein neues Kapitel zum Thema „Dachrinnen“ sowie insgesamt 20 neue und detailliert beschriebene Schadensfälle zu den Themenbereichen Dachrinnen, Dachränder, Traufen, Holzschutz und Klebebänder. 

Gilles de Bure  
**Bernard Tschumi**  
 239 pages. 189 colour illustrations,  
 28 b/w-illustrations,  
 110 drawings  
 19,5 x 25,0 cm. Hardcover  
 CHF 105.00\*/€ 59.90\*\*/  
 GB £ 46.90  
 ISBN-13:  
 978-3-7643-8622-1. English  
 © 2008, Birkhäuser  
 \*Recommended sales price in Switzerland  
 \*\*The Euro price is a net price, subject to local V.A.T

Bernard Tschumi is a border crosser in the field of contemporary architecture. Equally present in Europe and the United States, he laid the cornerstone for his influential body of work two decades ago with a project that combines architecture and landscape architecture, theory and practice: the Parc de la Villette in Paris.

Dean of the Columbia Graduate School of Architecture in New York for many years and the author of nu-



merous books on architectural theory, Tschumi possesses a body of work that is pre-

sented here in overview for the first time. His current projects include a high-rise apartment building in New York, the Zénith Concert Hall in Limoges, and the new Acropolis Museum in Athens.

Gilles de Bure, the author of numerous architectural publications on Jean Nouvel, Dominique Perrault, Christian de Portzamparc, and others, presents an in-depth analysis of Tschumi's work. 