

Ki-11

P 7438 E

Jahrgang 3 · November 1975 · Heft 11

Informations-System für Klima-,
Kälte- und Umwelttechnik

Klima+Kälte ingenieur

Mit »Kältetechnik-Klimatisierung« und »Kälte-Klima-Praktiker«

351

Die Berechnung
von Raumströmungen

Peter V. Nielsen *

cfm 061.1

Die Berechnung von Raumströmungen

Es wird eine neue Berechnungsweise der Luftströmung in einem klimatisierten Raum beschrieben. Im Unterschied zu den üblichen Berechnungsverfahren für Wandstrahlen und freie Strahlen ist das hier beschriebene Verfahren in der Lage, die Strömungsverhältnisse überall im Raum einschließlich der Aufenthaltszone zu bestimmen, siehe Bild 1. Das Verfahren basiert auf der Lösung der Strömungsgleichungen — in diesem Falle fünf unlinearer partieller Differentialgleichungen — mit Hilfe einer numerischen Methode. In dem Artikel werden eine Reihe von Berechnungsergebnissen behandelt werden. Diese Ergebnisse sollen in erster Linie die Möglichkeiten der Berechnungsweise zeigen, aber sie werden auch vom klimatechnischen Gesichtspunkt aus beurteilt werden.

Le calcul des diffusions d'air dans les locaux

On décrit une nouvelle méthode de calcul de la diffusion de l'air dans le local à climatiser. La méthode ici décrite diffère des méthodes de calcul habituelles pour les jets latéraux et la diffusion libre, en ce sens qu'elle permet de déterminer les différents états de la diffusion partout dans le local, y compris les zones de séjour (voir fig. 1). La méthode est basée sur la résolution de l'équation de la diffusion — c'est à dire dans ce cas de cinq équations différentielles non linéaires — à l'aide d'une méthode numérique. On discute dans cet article d'une série de résultats de différents calculs. Ces résultats doivent montrer en premier lieu les possibilités de cette méthode de calcul, et aussi de quelle façon ils peuvent être jugés sous des considérations de conditionnement d'air.

Calculation of spatial Flow

A new computation method for the assessment of air flow in air conditioned spaces is being described. Distinct from the conventional calculation methods for boundary and free flow of air the method described herein is in a position to determine the flow conditions everywhere within the room including the occupied zone, see fig. 1. The procedure is based on the solution of flow equations — in this instance five non-linear partial differential equations — with the aid of a numerical method.

In this article a number of calculation results are being dealt with. These results shall show in the first instance the possibilities of the presented computation method, but they also take into account the technological air conditioning aspects.

1. Einführung

Die Berechnungsweise ist auf die Geometrien begrenzt, bei denen die Strömung hauptsächlich zweidimensional und stationär ist. Dies ist unter gewissen Voraussetzungen in Räumen mit linearen Schlitzauslässen in der Decke der Fall, oder in Räumen, bei denen die Zuluftdurchlässe dicht an einer Linie entlang auf dem Fußboden, in der Wand oder an der Decke sitzen. Die tangentielle Zufuhr der Luft bildet eine ebene Strömung im Raum. Die Berechnungsweise kann auch für eine andere Art zweidimensionaler Strömung verwendet werden, nämlich im Falle achsensymmetrischer Strömung. Als Beispiel kann ein einziger Plattenluftverteiler in einem Raum angeführt werden, oder ein Muster von Plattenluftverteilern in einem sehr großen Lokal.

Der Artikel wird mit einem Abschnitt eingeleitet, der sich mit den grundlegenden Gleichungen für die Strömung befaßt und eine einfache Aufteilung der verschiedenen Strömungszustände, die entstehen können, enthält. Danach wird das Gleichungssystem behandelt, das durch die numerische Methode gelöst wird, sowie die numerische Methode selbst.

Daran schließen zwei Abschnitte mit Ergebnissen an, und zuletzt ein Abschnitt mit praktischer Anwendung der berechneten Ergebnisse.

2. Grundlegende Gleichungen und charakteristische Strömungszustände

Die grundlegenden Gleichungen für die Strömung sind in verschiedenen Lehrbüchern wie z.B. Literaturangabe [1] angegeben. Sie bestehen aus der Kontinuitätsgleichung, den drei Navier-Stokes-Gleichungen — eine in jeder Koordinatenrichtung — sowie der Energiegleichung.

Die fünf Differentialgleichungen haben die fünf Unbekannten

$$\hat{v}_1, \hat{v}_2, \hat{v}_3, \hat{p} \text{ und } \hat{T}$$

d.h. die Geschwindigkeiten in den drei Koordinatenrichtungen, den Druck und die Temperatur als Variablen. Die Unbekannten sind eine Funktion der Ortskoordinate x_1, x_2, x_3 sowie der Zeit t .

Die Unbekannten sind alle augenblickliche Größen, die in Zeit und Ort variieren. Dies wird mit einem Zirkumflex über dem Symbol angegeben. Das Gleichungssystem beschreibt somit sowohl unstationäre und stationäre als auch turbulente und laminare Strömung.

Wir möchten jetzt besprechen, wie es möglich ist, eine einfache Aufteilung der Strömungszustände zu bekommen, die entstehen können. Wir beginnen damit, einige Bezugsgrößen zu wählen. Die Höhe h der Zuluftöffnung wird als Bezugslänge gewählt, und die Eintrittsgeschwindigkeit V_0 als Bezugsgeschwindigkeit, siehe Bild 1. Außerdem wird die Temperaturdifferenz ΔT_0 zwischen Zuluft und Abluft als Bezugstemperaturdifferenz gewählt.

Mit Hilfe dieser Bezugsgrößen werden die fünf Strömungsgleichungen dimensionslos gemacht, und danach ist es möglich zu zeigen, daß die Strömung bei den geometrischen

* Dr.-Ing. Peter V. Nielsen ist bei Danfoss A/S, Nordborg, Dänemark, beschäftigt.

Dieser Artikel ist das Resümee eines Vortrages, der auf einem FLT-Kolloquium am 28. April 1975 im Hause des VDMA in Frankfurt/Main gehalten wurde.

Verhältnissen und bei Reynolds-Zahl Re und Archimedes-Zahl Ar komplett beschrieben ist.

$$Re = \frac{V_0 h \rho_0}{\mu_0} \quad (1)$$

$$Ar = \frac{\beta g_2 h \Delta T_0}{V_0^2} \quad (2)$$

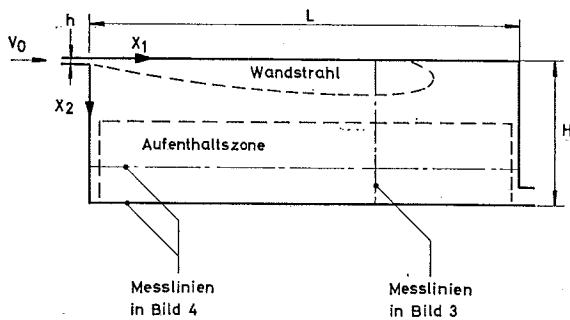


Bild 1 Ausrichtung des Koordinatensystems und Angabe charakteristischer Abmessungen und Größen, Markierung der Meßlinien in Bild 3 und 4.

Die Archimedes-Zahl kann als das Verhältnis zwischen freier Konvektion und erzwungener Konvektion oder richtiger als das Verhältnis zwischen Auftrieb und Impuls bezeichnet werden. Wenn wir von der Archimedes-Zahl ausgehen, ist es möglich, drei charakteristische Situationen festzulegen.

1. Im Falle isothermischer Ventilation ist die Archimedes-Zahl $Ar = 0$. Die Energiegleichung und die Temperatur haben an dem Problem keinen Anteil. Die Reynolds-Zahl und die geometrischen Größen charakterisieren die Strömung.
2. In den Fällen, in denen die Temperaturdifferenzen so klein sind, daß die erzwungene Konvektion im Verhältnis zur freien Konvektion dominierend ist, entsteht eine Situation, in der die Temperaturverteilung die Strömung nicht beeinflußt, d.h. daß die Navier-Stokes-Gleichungen kein Auftriebsglied enthalten. Die Archimedes-Zahl ist relativ klein. Die Reynolds-Zahl und die geometrischen Größen charakterisieren die Strömung.
3. In vielen praktischen Situationen kann freie Konvektion von Bedeutung sein. Die Archimedes-Zahl hat eine bedeutende Größe, und diese Zahl charakterisiert zusammen mit der Reynolds-Zahl und den geometrischen Größen die Strömung.

Die Situation kann jedoch in den Fällen etwas vereinfacht werden, in denen die Archimedes-Zahl klein ist, d.h. im Falle 1 und 2.

Es zeigt sich, daß die dimensionslose Geschwindigkeit in der Praxis bei größeren Variationen der jeweiligen Eintrittsgeschwindigkeit ziemlich unabhängig ist, weil die Struktur der Turbulenz in der umgewälzten Strömung ähnlich und damit unabhängig von der Reynolds-Zahl wird. Ist die Geschwindigkeit in einem Punkt zum Beispiel 8 cm/s, so ist sie bei der doppelten Eintrittsgeschwindigkeit 16 cm/s, weil die dimensionslose Geschwindigkeit v/V_0 in diesem Punkt konstant ist.

Mit denselben Argumenten können wir auch zeigen, daß alle Temperaturdifferenzen in der Praxis proportional zur Temperaturdifferenz zwischen Zuluft und Abluft sind. Wir

müssen hier darauf achten, daß wir keine Oberflächentemperatur als Bezugstemperatur verwenden.

Wenn man diese Vereinfachungen anwendet, die für große Reynolds-Zahlen, d.h. bei voll entwickelter Turbulenz gelten, muß man jedoch darauf achten, daß sich die Zuluftöffnung in gewissen Fällen noch unter dem Einfluß der Reynolds-Zahl befinden kann. Dies kann z.B. dadurch ausgedrückt werden, daß der Koeffizient in der Gleichung für den Geschwindigkeitsabfall in einem Zuluftstrahl eine schwache Funktion der Reynolds-Zahl ist. Bei den Versuchsergebnissen, die im folgenden als Vergleichsgrundlage verwendet werden, ist dieser Effekt jedoch nicht registriert worden, und die Berechnungen haben ebenfalls die genannten Vereinfachungen verifiziert, siehe Literaturangabe [2].

Auch in den Fällen, in denen die Archimedes-Zahl groß ist — Fall 3 —, ist es möglich, gewisse Vereinfachungen einzuführen. Müllejan [3] hat gezeigt, daß es genügt, die Archimedes-Zahl zu berücksichtigen, wenn man den allgemeinen Strömungszustand bestimmen möchte, während die Reynolds-Zahl dagegen ohne Bedeutung zu sein scheint.

Es ist schwierig, die praktische Frage zu beantworten, wo der Übergang von einer kleinen zu einer großen Archimedes-Zahl liegt. Das ist wahrscheinlich sowohl von den geometrischen Verhältnissen als auch von der Plazierung der Belastung abhängig. Da der Bereich mit kleiner Archimedes-Zahl mathematisch gesehen der Grenzwert für $Ar \rightarrow 0$ ist, ist der Übergang auch sehr davon abhängig, mit welcher Genauigkeit wir arbeiten wollen.

3. Numerische Lösung der Strömungsgleichungen

Die früher erwähnten fünf Gleichungen, nämlich die Kontinuitätsgleichung, die drei Navier-Stokes-Gleichungen und die Energiegleichung mit den augenblicklichen Variablen können im allgemeinen nicht analytisch gelöst werden. In der Praxis ist es auch nicht möglich, sie mit Hilfe einer numerischen Methode zu lösen. Der Grund dafür ist der, daß die Unbekannten augenblickliche Größen in einer Strömung sind, die in der Praxis immer turbulent sein wird. Die Turbulenz wird durch die Fluktuation der Unbekannten in der Zeit beschrieben, und diese Fluktuation geht bei Größen bis herab zum 10^{-3} fachen der Hauptgröße des Problems, z.B. der Höhe H , vor sich. Falls eine numerische Methode angewandt werden sollte, würde dies die Aufstellung von mehreren Differenzgleichungen innerhalb der Länge $10^{-3} H$ erfordern, was eine unvorstellbare hohe Anzahl Differenzgleichungen ergeben würde, wenn das ganze Strömungsfeld beschrieben werden soll.

Statt dessen entscheiden wir uns dafür, die Mittelwerte der Strömung als Unbekannte zu betrachten. Die Variation in den Mittelwerten über einen gegebenen Abstand ist bedeutend kleiner als die Variation in den augenblicklichen Werten, und die Mittelwerte lassen sich deshalb mit einer begrenzten Anzahl Differenzgleichungen beschreiben.

Wenn man die vorgenannten Gleichungen in Gleichungen mit Mittelwerten umwandelt, werden zwischen den turbulenten Fluktuationen der Unbekannten Korrelationen gebildet. Diese Korrelationen werden durch Glieder ersetzt, in denen eine „scheinbare“ oder turbulente Zähigkeit μ_t enthalten ist, siehe Gleichung (3).

$$\mu_t = c \mu \rho_0 \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3)$$

Die turbulente Zähigkeit wird anhand der turbulenten kinetischen Energie k sowie anhand der Dissipation der turbulenten kinetischen Energie ε bestimmt. Die Turbulenz

in einem Punkt ist nicht nur von lokalen Verhältnissen abhängig. Sie kann durch die Energie k im Strömungsfeld herumtransportiert werden, und deshalb ist es notwendig, sie durch Transportgleichungen für k und ε zu beschreiben. Launder u.a. [4] haben Transportgleichungen für diese Größen entwickelt und sie reduziert, so daß sie zusammen mit den Gleichungen der mittleren Strömung eine komplette Beschreibung der Strömung darstellen. Die Transportgleichungen für k und ε sind Gleichung (4) bzw. (5).

$$\frac{\partial}{\partial x_1} \left(k \frac{\partial \psi}{\partial x_2} \right) - \frac{\partial}{\partial x_2} \left(k \frac{\partial \psi}{\partial x_1} \right) = \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_2} \right) + \mu_t \left[2 \left(\frac{\partial v_1}{\partial x_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_2}{\partial x_2} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial v_1}{\partial x_2} + \frac{\partial v_2}{\partial x_1} \right)^2 - \rho_0 \varepsilon \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_1} \left(\varepsilon \frac{\partial \psi}{\partial x_2} \right) - \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\varepsilon \frac{\partial \psi}{\partial x_1} \right) = \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_2} \right) + c_1 \mu_t \left[2 \left(\frac{\partial v_1}{\partial x_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_2}{\partial x_2} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial v_1}{\partial x_2} + \frac{\partial v_2}{\partial x_1} \right)^2 \frac{\varepsilon}{k} - c_2 \rho_0 \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (5)$$

ψ ist die Stromfunktion, die später behandelt wird, und v_1 sowie v_2 sind mittlere Geschwindigkeiten. Die Faktoren σ_k , σ_ε , c_1 , c_2 und c_μ sind verschiedene Konstanten.

Um die Anzahl von Differenzgleichungen in der numerischen Methode zu begrenzen, möchten wir von dreidimensionaler auf zweidimensionale stationäre Strömung übergehen, d. h. die Werte entlang der x_3 -Achse sind konstant, und es wird von den Abgeleiteten nach der Zeit t abgesehen. Um die Anzahl Gleichungen weiter zu reduzieren, verlassen wir die Variablen v_1 , v_2 und p als Unbekannte und führen die Wirbelstärke ω und die Stromfunktion ψ als Unbekannte ein.

Die Wirbelstärke ist die Differenz zwischen den Geschwindigkeitsgradienten in zwei rechtwinklig zueinander verlaufenden Richtungen. Sie ist das Doppelte der Winkelgeschwindigkeit in dem betrachteten Punkt.

Die Stromfunktion beschreibt das Vektorfeld (v_1 , v_2) der mittleren Geschwindigkeit durch einen einzigen Skalar ψ . Die Stromfunktion ψ ist eine praktische Variable bei der Beschreibung eines Lüftungstechnischen Problems, weil Linien durch konstante ψ -Werte Stromlinien sind, d. h. Linien, die parallel zum Geschwindigkeitsvektor sind.

Die beiden Differentialgleichungen, die die Navier-Stokes-Gleichungen und die Kontinuitätsgleichung beim vorerwähnten Wechsel der Variablen ersetzen, werden Wirbeltransportgleichung und Transportgleichung für die Stromfunktion genannt. Es sind die Gleichungen (6) und (7).

$$\frac{\partial}{\partial x_1} \left(\omega \frac{\partial \psi}{\partial x_2} \right) - \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\omega \frac{\partial \psi}{\partial x_1} \right) = \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{\partial \mu_t \omega}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{\partial \mu_t \omega}{\partial x_2} \right) + \rho_0 \beta g_2 \frac{\partial T}{\partial x_1} \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \psi}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \psi}{\partial x_2} \right) = -\omega \quad (7)$$

ρ_0 , β und g_2 sind Dichte, thermischer Ausdehnungskoeffizient und Erdbeschleunigung. T ist die Temperatur.

Die thermische Energiegleichung schließt die Beschreibung in folgender Form ab:

$$\frac{\partial}{\partial x_1} \left(T \frac{\partial \psi}{\partial x_2} \right) - \frac{\partial}{\partial x_2} \left(T \frac{\partial \psi}{\partial x_1} \right) = \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_h} \frac{\partial T}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_h} \frac{\partial T}{\partial x_2} \right) \quad (8)$$

σ_h ist die turbulente Prandtl-Zahl.

Die fünf Differentialgleichungen (4), (5), (6), (7) und (8) haben die fünf Unbekannten ω , ψ , T , k und ε , und diese stellen die Beschreibung der Strömung dar und bilden die Grundlage für die numerische Methode.

Wir möchten jetzt ganz kurz die numerische Methode behandeln sowie die Festlegung der Randwerte, die mit zu einer kompletten Beschreibung der Strömung gehören. Das Prinzip der numerischen Methode besteht darin, die Differentialgleichungen durch eine Anzahl von Differenzgleichungen zu ersetzen, die mittels eines geeigneten systematischen Verfahrens gelöst werden können.

Der betrachtete Plan wird in eine Anzahl Punkte aufgeteilt. Diese Punkte werden so verteilt, daß es zulässig ist, ω , ψ , k , T und ε innerhalb des quadratischen Bezirks, der um die einzelnen Punkte liegt, als konstant zu betrachten. In Bereichen, in denen die Gradienten der einzelnen Größen groß sind, liegen die Punkte somit relativ dicht, und in Bereichen, in denen die Gradienten klein sind, herrscht größerer Abstand zwischen den Punkten.

Die fünf Differentialgleichungen werden in jedem Punkt durch fünf Differenzgleichungen ersetzt. Wenn eine Punktzahl von 21×21 verwendet wird, erhält man also ein Gleichungssystem, das aus $21 \times 21 \times 5 = 2205$ Gleichungen mit 2205 Unbekannten besteht. Dieses Gleichungssystem wird jetzt auf einer EDV-Anlage mittels einer iterativen Methode gelöst. Aufgrund der hohen Anzahl Gleichungen ist eine Anlage der Größe ca. 100 K Bytes erforderlich. Die in diesem Artikel behandelten Beispiele sind auf einer IBM-Anlage System 370/145 berechnet worden.

Die Herleitung der Differenzgleichungen und der Aufbau der iterativen Methode ist von Gosman u. a. [5] detailliert beschrieben worden. Ein Teil des verwendeten EDV-Programms ist am Imperial College, London, entwickelt worden, und ist ebenfalls in [5] beschrieben.

Die erste Randbedingung, die wir besprechen wollen, ist das Einblasen.

Wir lassen die Netzpunkte nicht ganz bis zur Zuluftöffnung hinaufgehen, sondern schneiden eine Fläche weg, wie sie auf Bild 2 mit den beiden Linien „a“ und „b“ gezeigt ist. Entlang der Linie „a“ bringen wir dann die Werte an, die für den aktuellen Wandstrahl gelten. D. h. ω , ψ , T , k , ε , v_1 oder v_2 .

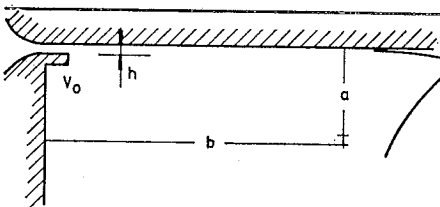


Bild 2 Plazierung von Randwerten um einen zweidimensionalen Zuluftstrahl.

Diese Methode bringt große Vorteile. Einmal sparen wir viele Netzpunkte, die sonst notwendig sind, um die Kernzone zu beschreiben, und zum andern kann die Strömung in dem weggeschnittenen Bereich sehr wohl dreidimensional sein.

In vielen praktischen Fällen ist die Zuluft ja nicht zweidimensional, sondern sie besteht aus einer Reihe von Spalten oder Löchern.

In diesen Fällen braucht man nun bloß die Linie „a“ in einem solchen Abstand anzubringen, daß der Strahl sich zu einem zweidimensionalen Wandstrahl entwickelt hat, und die Werte von ω , ψ , T , k , ϵ , v_1 oder v_2 anzuwenden, die mit zu der angewandten Einblasgeometrie und dem angewandten Abstand gehören.

Nähere Ausführungen über den Aufbau dieser Randwerte sind in Literaturangabe [2] zu finden.

Bei der Aufstellung der Randwerte an einer Fläche entlang ist zu berücksichtigen, daß die Strömung turbulent ist. Die Gradienten in der Grenzschicht sind groß, und es ist deshalb notwendig, eine große Anzahl Netzpunkte zu verwenden, um mit Linearität zwischen ihnen rechnen zu können. Anstatt eine große Anzahl Punkte zu verwenden, machen wir von dem Wissen Gebrauch, das über turbulente Grenzschichten vorhanden ist, und berechnen einen „Gleitwert“ für die Fläche. Dies erlaubt es, daß der Punkt in der Nähe der Fläche bloß innerhalb der universalen Geschwindigkeitsverteilung angebracht zu werden braucht. Die Bestimmung von Gleitwerten ist von Gosman u. a. [6] im Detail beschrieben worden.

Die Absaugung wird einfach behandelt, indem mit einer Parallelströmung gerechnet wird.

Auch ein Symmetriepan ist einfach aufzustellen, da alle (zur Ebene) rechtwinkligen Gradienten gleich Null gesetzt werden.

4. Ergebnisse bei kleinen Archimedes-Zahlen

Im folgenden wollen wir einige Berechnungen behandeln, die mit der numerischen Methode ausgeführt worden sind. Die Berechnungen werden mit Messungen von Modellversuchen verglichen, und sowohl Berechnungen als auch Messungen gelten für folgende Geometrie und Reynolds-Zahl: $h/H = 0,056$, $L/H = 3,0$ und $Re = 7100$.

Die Archimedes-Zahl ist bei den Berechnungen und Messungen klein, d. h. die erzwungene Konvektion dominiert im Verhältnis zur freien Konvektion.

Bild 3 zeigt ein vertikales Geschwindigkeitsprofil. Es wurde in einem Abstand von der Zuluftöffnung von $2/3 L$ gemessen — Siehe die Kennzeichnung auf Bild 1. Dieser Abstand ist gewählt worden, weil das Geschwindigkeitsprofil in diesem Bereich durch das Zentrum der Umwälzung passiert und deshalb hauptsächlich eine horizontale Komponente hat. Das Geschwindigkeitsprofil ist ebenfalls in dem Bereich angebracht, in dem die Geschwindigkeit am Boden des Modells entlang am größten ist.

Mit Hilfe eines Hitzdrahtanemometers werden sowohl die mittlere Geschwindigkeit v_1 als auch die augenblickliche Abweichung von der mittleren Geschwindigkeit v'_1 in Richtung x_1 gemessen.

Sowohl die gemessenen als auch die berechneten Größen sind durch Division durch die Eintrittsgeschwindigkeit V_0 dimensionslos gemacht. Es ist zu sehen, daß zwischen dem gemessenen und dem berechneten Geschwindigkeitsprofil gute Übereinstimmung herrscht.

Es ist auch möglich, die berechnete turbulente kinetische Energie mit den gemessenen turbulenten Geschwindigkeiten $\sqrt{v_1'^2}$ zu vergleichen wobei wir davon ausgehen, daß die Strömung als ein freies Vermischungsgebiet charakterisiert werden kann.

$$\sqrt{v_1'^2} \sim \sqrt{k} \quad (9)$$

Bild 3 zeigt diesen Vergleich. Es ist zu sehen, daß das Turbulenzmodell das relativ hohe Turbulenzniveau an der untersten Fläche reproduzieren kann. Dies ist eine wichtige Eigenschaft, weil sie zeigt, daß die Methode turbulente Transportphänomene angemessen berücksichtigt.

Bild 4 zeigt den Vergleich zwischen einem gemessenen und einem berechneten Temperaturprofil. Die Temperaturver-

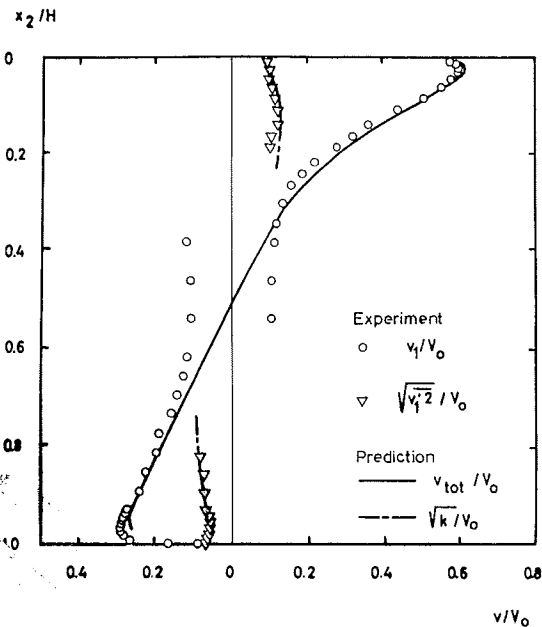


Bild 3 Vergleich zwischen einem gemessenen und einem berechneten Geschwindigkeitsprofil sowie zwischen einer gemessenen und einer berechneten turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit. $h/H = 0,056$, $L/H = 3,0$, $Ar = 0$ und $Re = 7100$.

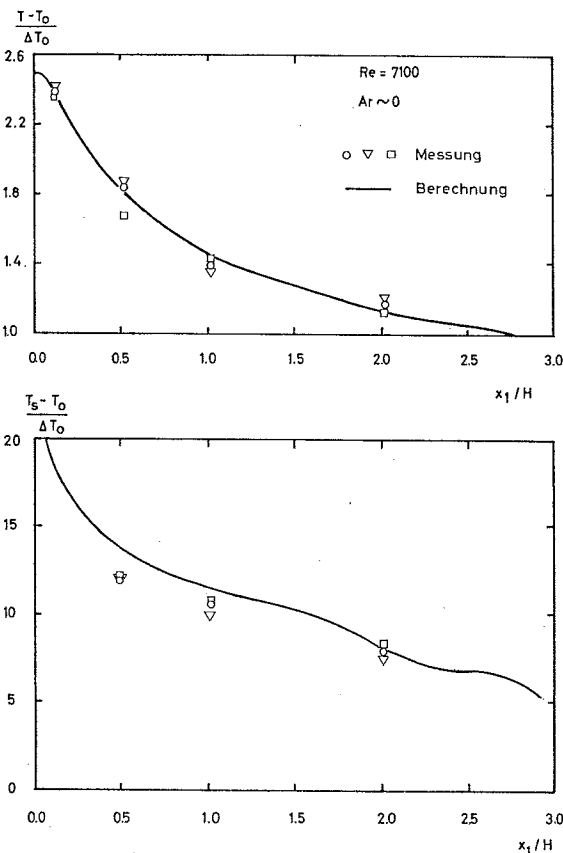


Bild 4 Vergleich zwischen einem gemessenen und einem berechneten Lufttemperaturprofil T sowie zwischen einem gemessenen und einem berechneten Oberflächen-temperaturprofil T_s . $h/H = 0,056$, $L/H = 3,0$ und $Re = 7100$.

teilung wird durch Zuführung eines konstanten Wärmestroms vom Boden des Modells erzeugt. Die obere Kurve zeigt die Temperaturverteilung über einen Bereich, der der Aufenthaltszone in einem Raum entspricht, siehe Bild 1. Die untere Kurve zeigt die Verteilung der Oberflächentemperatur auf dem Boden des Modells.

Literaturangabe [2] zeigt, daß der Einfluß thermischer Strahlung in einem Modell gering ist. Die thermische Strahlung zwischen den Flächen ist deshalb bei den Berechnungen nicht berücksichtigt. Es ist zu sehen, daß zwischen dem gemessenen und dem berechneten Temperaturprofil sowohl im Falle der Lufttemperatur als auch im Falle der Oberflächentemperatur angemessene Übereinstimmung herrscht. Aus Bild 4 ist zu sehen, daß die maximale dimensionslose Temperatur in der untersuchten Höhe 2,5 beträgt. Die Temperaturverteilung ist von der Geometrie der Zuluft stark beeinflusst. Hat die Zuluftöffnung eine Größe von $h/H = 0,005$, wird die dimensionslose Temperatur maximal 1,4. Die niedrige Temperatur ist auf die effektivere Mischung zurückzuführen, die durch die Verwendung kleinerer Zuluftspalten erreicht wird.

Die auf Bild 4 gezeigten Berechnungen gelten für eine Reynolds-Zahl von 7100. Es wurden Berechnungen für Reynolds-Zahlen bis herab auf 2350 durchgeführt, und diese zeigen alle zusammen eine Maximaltemperatur von ungefähr 2,5. Dies wird erwähnt, um die in Abschnitt 2 behandelten Verhältnisse zu beleuchten. Es wird vorausgesetzt, daß die Temperatur wie auf dem Bild angegeben dimensionslos gemacht ist.

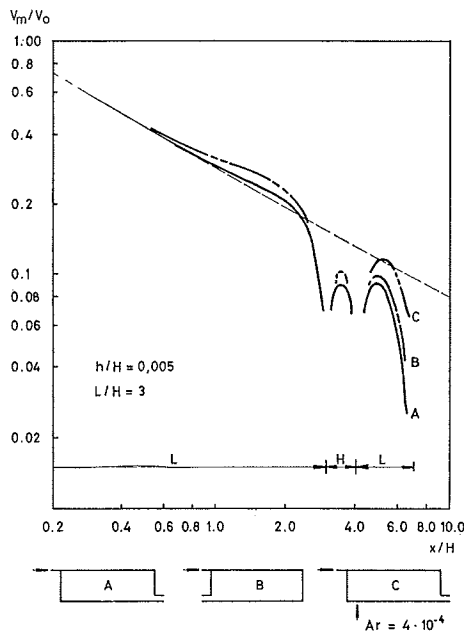


Bild 5 Geschwindigkeitsabfall in einem Strahl in einem geschlossenen Raum. A und B zeigen den Geschwindigkeitsabfall bei zwei verschiedenen Anbringungsstellen der Abluftöffnung. C zeigt den Geschwindigkeitsabfall im Falle einer großen Archimedes-Zahl.

Bild 5 zeigt eine Art und Weise, die Geschwindigkeiten in einem Raum anzugeben. Wir folgen dem Strahl, der entsteht, in seinem ganzen Verlauf unter der Deckenfläche hin, die Stirnwand hinab, die Bodenfläche entlang, und in jedem Schnitt bestimmen wir die maximale Geschwindigkeit. Diese zeichnen wir in ein doppeltes logarithmisches Diagramm ein, auf der senkrechten Achse als Geschwindigkeit im Verhältnis zur Eintrittsgeschwindigkeit, und auf der waagerechten Achse als Länge im Verhältnis zur Höhe des Raumes.

Die Kurven auf Bild 5 gelten für folgende Situation:

$$h/H = 0,005, L/H = 3 \text{ und } Re = 3600.$$

Die Kurven sind mit A und B gekennzeichnet und gelten für zwei verschiedene Anbringungsstellen der Abluftöffnung. Auf Kurve C werden wir später zurückkommen.

Wenn wir z. B. Kurve A von links im Bild betrachten, sehen wir zuerst die Geschwindigkeit unter der Decke hin. In der Ecke fällt die Geschwindigkeit ab und bildet ein Druckfeld. Danach wird das Druckfeld wieder in Geschwindigkeit an der Stirnwand hinab umgewandelt. Auf dem letzten Stück der Linie haben wir die Geschwindigkeit in der Aufenthaltszone. Wir sehen, daß diese maximal 8,5% der Eintrittsgeschwindigkeit wird.

Wir müssen die punktierte Linie beachten. Sie zeigt den Geschwindigkeitsabfall in einem Wandstrahl entsprechender Länge. Wir sehen, daß der Geschwindigkeitsabfall unter der Deckenfläche hin gut dem Geschwindigkeitsabfall in einem Wandstrahl entspricht. Wir müssen feststellen, daß der Geschwindigkeitsabfall in dem wirklichen Strahl im späteren Verlauf größer ist. Dies ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß der wirkliche Strahl Luft von seinem eigenen früheren und späteren Verlauf mitreißt, was ein Wandstrahl nicht tut.

Der Unterschied zwischen den Kurven A und B zeigt die Bedeutung der Anbringungsstelle der Abluftöffnung. Strömungstechnisch gesehen ist der Unterschied zwischen den beiden Kurven ein Ausdruck dafür, wie groß die durch die Abluftöffnung entfernte Menge im Verhältnis zu der Menge ist, die im Raum in Bewegung gesetzt wird. Wir sehen, daß die Anbringungsstelle der Abluftöffnung keine große Bedeutung hat. Wenn eine kleinere Zuluftöffnung als die für Bild 5 geltende verwendet wird, wird eine noch größere Menge in Bewegung gesetzt, und die Bedeutung der Anbringungsstelle der Abluftöffnung wird noch kleiner.

Wir möchten diesen Abschnitt über die Strömung bei kleinen Archimedes-Zahlen abschließen, indem wir den Vergleich zwischen der berechneten und der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung in einem Raum natürlicher Größe, wie er in Literaturangabe [7] angestellt ist, erwähnen. In dieser Literaturangabe wird auch gezeigt, welchen Einfluß die Größe der Zuluftöffnung auf die Menge Luft hat, die im Raum in Bewegung gesetzt wird.

5. Ergebnisse bei großen Archimedes-Zahlen

Unter großen Archimedes-Zahlen werden Verhältnisse verstanden, bei denen freie Konvektion von Bedeutung ist. Mathematisch bedeutet dies, daß das letzte Glied in Gleichung (6), das die Wirbelungsproduktion durch den Auftrieb zeigt, im Verhältnis zu den übrigen Gliedern von Bedeutung ist. Das Glied ist proportional zu dem lokalen horizontalen Temperaturgradienten.

Bild 6 zeigt die berechnete Stromlinienverteilung in einem Raum, in dem die der Zuluftöffnung gegenüberliegende Wand eine konstante Oberflächentemperatur hat. Die Wand kann entweder isothermisch, kälter als die Zuluft oder wärmer als die Zuluft sein, und das ist ja zum Beispiel bei einem Fenster der Fall. Dieses kann im Winter kalt und im Sommer warm sein, wenn Sonneneinstrahlung herrscht. Die anderen Wände werden als gut isoliert gedacht.

Die Berechnungen gelten für folgende Geometrie und Reynolds-Zahl

$$h/H = 0,005, L/H = 3,0 \text{ und } Re = 3600.$$

Die Temperatur ist dimensionslos gemacht, indem die Zulufttemperatur T_0 subtrahiert und durch die Temperaturdifferenz ΔT_0 dividiert wird.

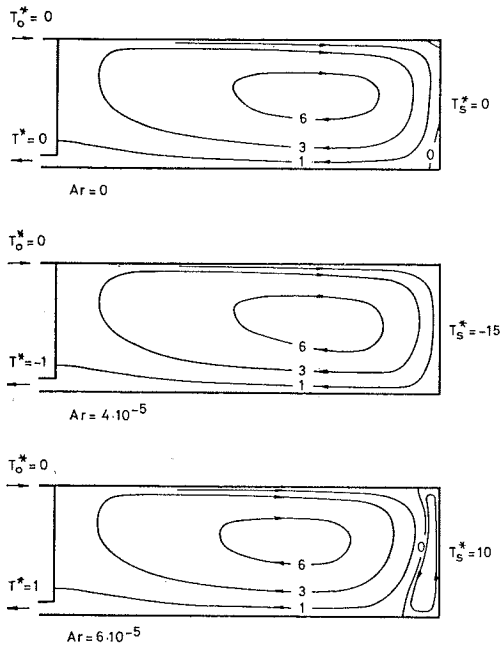


Bild 6 Stromlinienverteilung in einem Raum mit drei verschiedenen Temperaturen der rechten Stirnwand. $h/H = 0,005$, $L/H = 3,0$ und $Re = 3600$. T^* ist dimensionslose Temperatur.

Die Luftmenge, die zwischen zwei Stromlinien transportiert wird, ist konstant, und die Geschwindigkeit ist dort hoch, wo die Stromlinien dicht liegen, und niedrig, wo der Abstand zwischen ihnen groß ist. Die Stromfunktion ist dimensionslos gemacht, indem durch die eingeblasene Menge dividiert wird. So wird z. B. zwischen den Stromlinien 3 und 6 das Dreifache der Eintrittsluftmenge transportiert, und insgesamt wird eine Luftmenge in Bewegung gesetzt, die ca. das Siebenfache der Eintrittsluftmenge beträgt.

Die obere Abbildung zeigt die isothermische Strömung. Die mittlere Abbildung zeigt die Strömung bei kalter Stirnwand. Wir sehen, wie die kleine Umwälzung in der rechten unteren Ecke der obersten Figur von der kalten, abwärts gerichteten Luftbewegung verdrängt worden ist.

Die untere Abbildung zeigt die Strömung in dem Fall, in dem die Stirnwand warm ist. Die warme Luft steigt auf und bildet eine Umwälzung, und wir sehen, daß der eingeblasene Strahl die Deckenfläche etwas früher verläßt.

Wir werden in diesem Abschnitt auch Kurve C von Bild 5 behandeln. Die Kurve gilt für einen Raum, in dem die Wärme an der Bodenfläche entlang zugeführt wird. Die ungleichmäßige Temperaturverteilung im Raum bedeutet, daß Auftriebe eine Wirbelstärke in der gleichen Richtung wie die Hauptströmung im Raum erzeugen, und die Kurve zeigt, wie die Geschwindigkeit in der Aufenthaltszone ansteigt. Bei noch größeren Temperaturdifferenzen läuft man die Gefahr, daß der Strahl die Deckenfläche verläßt. Der Strahl gelangt dann direkt in die Aufenthaltszone hinab und ergibt Geschwindigkeiten in entgegengesetzter Richtung, wie dies z. B. von Linke [8] gezeigt worden ist.

Die Größe der in Bild 5 und 6 genannten Archimedes-Zahlen ist von den gewählten Bezugsgrößen abhängig, siehe Gleichung (2). Wenn die Archimedes-Zahl anhand der Raumhöhe H anstatt der Länge L definiert worden wäre, und wenn eine mittlere Geschwindigkeit im Raum anstelle der Eintrittsgeschwindigkeit V_0 verwendet worden wäre, hätte man viel größere Zahlengrößen bekommen. Wenn man mit anderer Literatur vergleicht, muß man diese Umstände beachten.

6. Praktische Anwendung der Berechnungsergebnisse

Wir haben in den vorhergehenden Abschnitten gesehen, daß es möglich ist, die zweidimensionale Strömung in einem Raum zu berechnen. In diesem Abschnitt wollen wir zeigen, wie die Ergebnisse solcher Berechnungen in verschiedenen praktischen Situationen angewandt werden können. Zur Einführung werden wir die Abmessungen behandeln, die ein Raum haben muß, damit eine zweidimensionale Strömung entsteht.

In Literaturangabe [2] behandelte Modellversuche zeigen, daß kleine Abstände zwischen den Seitenwänden Einfluß auf die Strömung haben können. (Unter den Seitenwänden sind die Wände parallel zur Ebene der Figur in Bild 1 zu verstehen, und der Abstand zwischen ihnen wird W genannt). Die Messergebnisse auf Bild 3 und 4 sind in einem Modell mit der Breite $W/H = 4,7$ vorgenommen worden, d. h. daß eine zweidimensionale Strömung sichergestellt ist. Messungen in einem Modell mit der Breite $W/H = 1$ zeigen einen Einfluß der Seitenwände, der darin zum Ausdruck kommt, daß die Geschwindigkeit an der Bodenfläche entlang in der Mittellinie des Modells größer ist als bei zweidimensionaler Strömung. Dieser Einfluß der Seitenwände ist wahrscheinlich auf die Tendenz des eingeblasenen Strahles zurückzuführen, sich an den Seitenwänden hinab zu verbreiten, wie dies ursprünglich von Linke [9] nachgewiesen worden ist. Wir müssen also beachten, daß es sich in Räumen mit der Abmessung $W/H = 1$ um einen dreidimensionalen Effekt handeln kann, der größere Geschwindigkeit in der Symmetrieebene des Raumes zur Folge haben kann als diejenige, die man bei zweidimensionaler Strömung findet. Es ist jedoch möglich, daß eine zweidimensionale Berechnung einen ausgezeichneten Ausdruck für die mittlere Geschwindigkeit entlang einer Linie in Richtung der x_3 -Achse ergibt.

Modellversuche zeigen, daß die Länge des Raumes auch für den Charakter der Strömung von Bedeutung ist, siehe [2]. Wenn das Modell breit ist (großes W/H) und eine größere Länge L/H als 4 hat, entsteht eine starke unstationäre Strömung in dem Bereich, der am weitesten von der Zuluftöffnung entfernt ist. Der Effekt wurde bei ziemlich großen Zuluftöffnungen ($h/H \sim 0,025-0,056$) nachgewiesen, aber wir können nicht ausschließen, daß er auch bei klei-

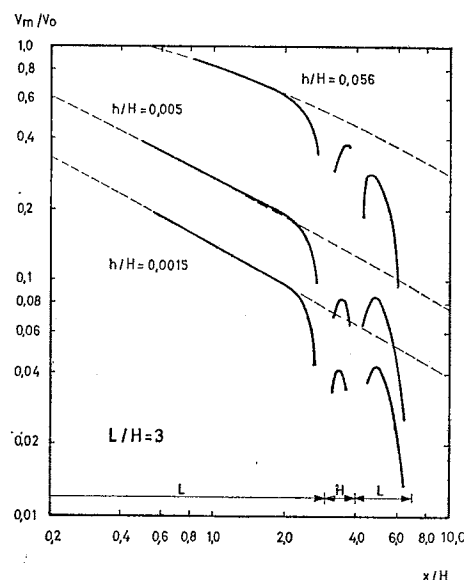


Bild 7 Geschwindigkeitsabfall in Strahlen in einem geschlossenen Raum bei drei verschiedenen Größen der Zuluftöffnung.

nen Zuluftöffnungen stattfindet. Im allgemeinen müssen wir sagen, daß die Strömung in den Fällen $L/H < 3-4$ zwei dimensional und stationär ist.

Bild 7 zeigt den Geschwindigkeitsabfall in Strahlen in geschlossenen Räumen. Die Kurven sind auf dieselbe Weise wie auf Bild 5 angegeben, d. h. die senkrechte Achse ist die dimensionslose maximale Geschwindigkeit im Strahl, und die waagerechte Achse ist der dimensionslose Abstand um die Peripherie der Strömung herum. Die Kurven gelten für die drei Größen Zuluftöffnungen h/H gleich 0,056, 0,005 und 0,0015.

In Abschnitt 2 wurden einige praktische Annäherungen erwähnt, nämlich daß die dimensionslose Geschwindigkeit und die dimensionslose Temperatur im Falle kleiner Archimedes-Zahlen von der Reynolds-Zahl unabhängig sind. Diese Voraussetzungen werden wir im folgenden verwenden.

Anhand von Bild 7 wollen wir ein Beispiel durchnehmen. Erst denken wir uns, daß die Zuluftöffnung 5 Promille von H ist. Thermische Bedingungen erfordern, daß die Eintrittsgeschwindigkeit 1 m/s betragen muß. Wir ersehen aus der Kurve, daß die maximale Geschwindigkeit in der Aufenthaltszone 8,5% der Eintrittsgeschwindigkeit, also 8,5 cm/s beträgt. Dies ist nicht viel, so daß wir versuchen, eine kleinere Zuluftöffnung zu verwenden.

Wenn wir eine Öffnung verwenden, die 1,5 Promille beträgt, wird die Eintrittsgeschwindigkeit natürlich höher, denn das thermische Kriterium muß ja erfüllt werden.

Die Kurve zeigt uns, daß die maximale Geschwindigkeit in der Aufenthaltszone 4,4% der Eintrittsgeschwindigkeit beträgt. Da die Eintrittsgeschwindigkeit jetzt 3,3 m/s ist, wird die maximale Geschwindigkeit in der Aufenthaltszone ca. 15 cm/s, was ja sehr passend ist.

Es ist immer ein Vorteil, die kleinste Zuluftöffnung zu verwenden. Diese ergibt, wie früher erwähnt, die größte Luftmischung und die beste Temperaturverteilung. Bei großen Temperaturdifferenzen ergibt sie auch den stabilsten Strahl. Das Einblasgeräusch und die maximale Geschwindigkeit in der Aufenthaltszone sind es, die eine Grenze dafür setzen, wie klein man die Zuluftöffnung machen kann.

Wir wollen auch kurz eine andere Art und Weise der Darstellung der berechneten Ergebnisse behandeln. Dies geschieht nicht mehr in Form von physikalischen Größen wie Geschwindigkeit, Temperatur, Turbulenz usw., sondern als thermische Behaglichkeit. Letzten Endes geht es ja darum.

Fanger hat einen neuen Index entwickelt, der LPPD genannt wird. Dieser spricht von Kombinationen zwischen Geschwindigkeit und Temperatur, und dann berücksichtigt er u. a. Bekleidung und Art der Tätigkeit.

LPPD bedeutet „Lowest Possible Percentage of Dissatisfied“, also der kleinstmögliche Prozentsatz von Unzufriedenen. In Literaturangabe [10] ist gezeigt, wie diese Größe minimal 5% sein kann.

Literaturangabe [11] zeigt die Bestimmung von LPPD in einem Raum mit der Größe $L/H = 3$ und mit einer Zuluftöffnung der Größe $h/H = 0,005$ bei verschiedenen Belastungsverhältnissen.

Zuletzt wollen wir ein Beispiel behandeln, das zeigt, wie man Transportgleichungen auch für andere physikalische Größen formulieren kann. Als Beispiel wählen wir die Berechnung der Feuchtigkeitsverteilung in einem Raum. Betreffs der Aufstellung der Transportgleichung wird auf Literaturangabe [12] verwiesen.

Bild 8 zeigt auf der oberen Skizze eine Verteilung dimensionsloser Temperatur und dimensionslosen Masseanteils von Wasserdampf.

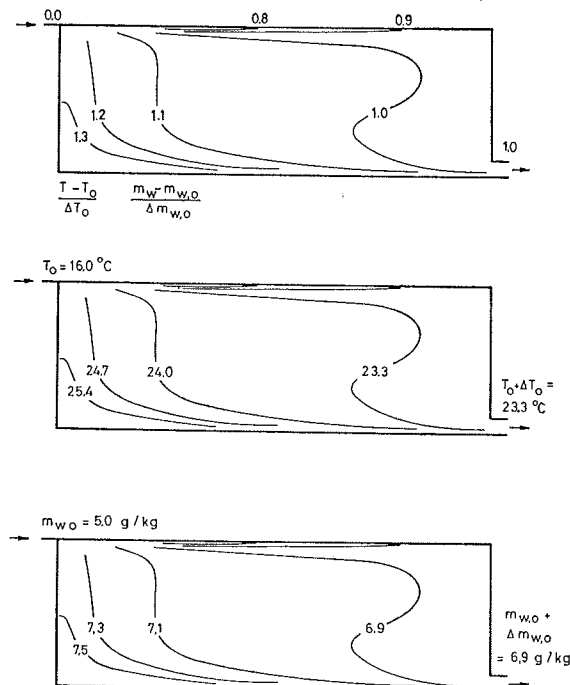


Bild 8 Die obere Skizze zeigt die Verteilung des dimensionslosen Temperaturfeldes und des dimensionslosen Masseanteils an Wasserdampf. Die beiden unteren Skizzen zeigen die Verteilung des Temperaturfeldes und der absoluten Feuchtigkeit in einer gegebenen Situation.

T_0 und $m_{w,0}$ sind die Einblastemperatur in $^{\circ}\text{C}$ bzw. der Masseanteil von Wasserdampf der Zuluft in g/kg. ΔT_0 ist wie früher die Temperaturdifferenz zwischen Abluft und Zuluft, und $\Delta m_{w,0}$ ist die Differenz der Masseanteile zwischen Abluft und Zuluft. T ist die lokale Temperatur, und m_w ist der lokale Masseanteil.

Temperaturverteilung und Feuchtigkeitsverteilung sind unter der Voraussetzung berechnet, daß an der Bodenfläche konstanter Effekt bzw. konstanter Massenstrom zugeführt werden. Die Länge des Raumes ist $3H$, und die Höhe der Zuluftöffnung ist $0,005 H$.

Wir wollen jetzt eine Berechnung der Temperaturverteilung und der Verteilung der relativen Luftfeuchtigkeit in einem Raum durchführen. Der Raum hat eine freie Höhe von 3 m und ist mit einer Person pro m^2 belastet. Die Eintrittsgeschwindigkeit beträgt 3,2 m/s. Die Personen im Raum sind stillsitzend und haben eine Bekleidung von 0,5 clo. Sie geben durch Konvektion 47 W pro Person ab und verdampfen 42 g/h, siehe [10]. Wir setzen voraus, daß die Wärmemenge, die sie durch Strahlung abgeben, von den umgebenden Flächen fortgeleitet wird, so daß diese nicht in den Berechnungen enthalten ist.

Die gegebene Spaltengröße, Eintrittsgeschwindigkeit und Personenbelastung bedeuten, daß eine Temperaturdifferenz ΔT_0 von $7,3^{\circ}\text{C}$ erforderlich ist. Die mittlere Skizze auf Bild 8 zeigt die Temperaturverteilung in diesem Falle. Es läßt sich denken, den Thermostat, der die Einblastemperatur steuert, in der Abluftöffnung anzubringen, und dieser hat eine Einstellung von $23,3^{\circ}\text{C}$.

Wir setzen voraus, daß die absolute Feuchtigkeit der Zuluft 5 g/kg beträgt. Die Wasserdampfabgabe der Personen bedeutet, daß 1,9 g Wasser pro kg Luft beseitigt werden müssen.

Die absolute Feuchtigkeit der Abluft wird somit 6,9 g/kg. Dies ist auf der untersten Skizze auf Bild 8 eingezeichnet. Bild 9 zeigt, wie wir mit Hilfe eines i, x -Diagrammes die Verteilung der relativen Feuchtigkeit bestimmen. Diese Verteilung ist auf der untersten Skizze auf Bild 9 gezeigt.

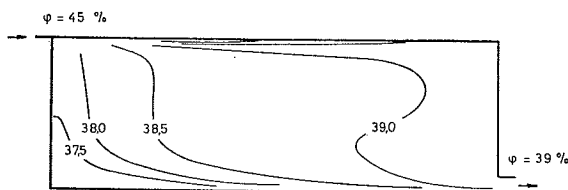
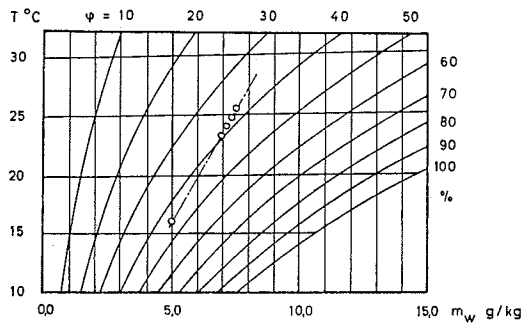


Bild 9 Die Betriebssituationen von Bild 8, in ein i, x -Diagramm eingezeichnet. Die untere Skizze zeigt die Verteilung der relativen Feuchtigkeit in der gegebenen Situation.

Bei den durchgeführten Berechnungen wurde vorausgesetzt, daß die einzige thermische Belastung, die im Raum vorhanden ist, die Personen sind. Wir sehen, daß dies eine kleine Variation der relativen Luftfeuchtigkeit φ im Raum zur Folge hat, weil sowohl die Temperaturen als auch die absolute Feuchtigkeit in denselben Bereichen groß oder klein sind. In den meisten praktischen Fällen machen die Personen nur einen kleinen Teil der thermischen Belastung aus. Sonneneinfall, Beleuchtung und die Wärmeabgabe von Maschinen tragen dazu oft mit bedeutend größeren Beiträgen bei. Dies hat zur Folge, daß die Temperaturdifferenz ΔT_0 größer wird, und da die Differenz der Masseanteile $\Delta m_{w,0}$ unverändert ist, bedeutet dies, daß die gestrichelte Linie im i, x -Diagramm senkrechter verläuft. Dies stimmt damit überein, daß man oft von den Schwankungen der absoluten Feuchtigkeit in Räumen absieht.

7. Zusammenfassung

Eine Analyse der grundlegenden Gleichungen für die Strömung in einem klimatisierten Raum zeigt, welche Faktoren die Strömung kennzeichnen. Es ist notwendig, diese Faktoren zu kennen, wenn man Modellversuche ausführen will, und man kann sie auch mit Vorteil anwenden, wenn man Versuche in Räumen natürlicher Größe systematisieren oder nur die Strömung in einem Raum untersuchen möchte, in dem Probleme in bezug auf die thermische Behaglichkeit bestehen.

Das vorgeschlagene Berechnungsverfahren eignet sich gut dafür, die Strömung in einem klimatisierten Raum mit stationärer zweidimensionaler Strömung zu bestimmen. Das Verfahren gibt die notwendigen Informationen zur Festlegung der thermischen Behaglichkeit, d. h. Luftgeschwindigkeit, Lufttemperatur, Oberflächentemperatur, Geschwindigkeits- und Temperaturgradienten sowie Turbulenzgrad.

Einige Beispiele zeigen, wie das Berechnungsverfahren sowohl zu Ergebnissen führt, die direkt für die rationelle Bemessung einer Zuluftöffnung verwendet werden können, als auch allgemeinere Aussagen ermöglicht, z. B. über die Bedeutung der Größe und Anbringungsstelle der Zuluftöffnung, die Bedeutung der Abmessungen des Raums u.a.m. Ferner wird gezeigt, wie das Verfahren so erweitert werden kann, daß es auch für andere Größen wie z. B. Wasserdampf

gilt, und es wird auf Literatur hingewiesen, die zeigt, wie das Verfahren zur direkten Bestimmung thermischer Behaglichkeitsverhältnisse mit Hilfe der LPPD-Methode benutzt wird.

Symbolliste

a	Kontrollfläche beim Einblasen
Ar	Archimedes-Zahl
b	Kontrollfläche beim Einblasen
c ₁	Konstante im Turbulenzmodell
c ₂	Konstante im Turbulenzmodell
c _μ	Konstante im Turbulenzmodell
g _z	Erdbeschleunigung
h	Höhe der Zuluftöffnung
H	Höhe des Raums oder Modells
k	Turbulente kinetische Energie
L	Länge des Raums oder Modells
LPPD	„Lowest Possible Percentage of Dissatisfied“
m _w	Masseanteil an Wasserdampf.
m _{w,0}	Masseanteil in Zuluft
p	Druck
Re	Reynolds-Zahl
t	Zeit
T	Temperatur
T ₀	Zulufttemperatur
T _s	Oberflächentemperatur
v ₁ , v ₂ , v ₃	Geschwindigkeit
V ₀	Zuluftgeschwindigkeit
W	Breite des Raums oder Modells
x ₁ , x ₂ , x ₃	Ortskoordinaten
β	Ausdehnungskoeffizient
Δm _{w,0}	Differenz des Masseanteils zwischen Abluft und Zuluft.
ΔT ₀	Positive Temperaturdifferenz zwischen Abluft und Zuluft
ε	Dissipation
μ ₀	Zähigkeit
μ _t	Turbulente Zähigkeit
ρ ₀	Dichte
σ _h	Turbulente Prandtl-Zahl
σ _k	Konstante im Turbulenzmodell
σ _ε	Konstante im Turbulenzmodell
φ	Relative Feuchtigkeit
ψ	Stromfunktion
ω	Wirbelstärke

Literatur

- [1] H. Schlichting: Grenzschicht - Theorie, Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1965.
- [2] P.V. Nielsen: Stromningsforhold i Lufkonditionerede lokaler, (Strömungsverhältnisse in klimatisierten Räumen) Diss., DTH, Copenhagen, 1974.
- [3] H. Müllejäns: Über die Bedingungen von Modellversuchen in der Klimatechnik, Klima Kälte Ingenieur, 8, 1973.
- [4] B.E. Launder, D.B. Spalding und J.H. Whitelaw: Turbulence Models and their Experimental Verification, Imperial College, Mech. Eng. Dep., April 1973.
- [5] A.D. Gosman, W.M. Pun, A.K. Runchal, D.B. Spalding und M. Wolfshstein: Heat and Mass Transfer in Recirculating Flows, Academic Press, London, 1969.
- [6] A.D. Gosman, B.E. Launder und W.M. Pun: Calculation of Recirculating Flows, Imperial College, Mech. Eng. Dept. Rep. Juni 1971.
- [7] P.V. Nielsen: Berechnung der Luftbewegung in einem zwangsbelüfteten Raum, Gesundheits-Ingenieur, 94, 1973.
- [8] W. Linke: Die Luftführung in Versammlungsräumen mit festem Gestühl, VDI-Berichte 106, 1966.
- [9] W. Linke: Strömungsvorgänge in künstlich belüfteten Räumen. Forschungsberichte des Wirtschafts- und Verkehrsministeriums NRW Nr. 259, 1956.
- [10] P.O. Fanger: Thermal Comfort — Analysis and Applications in Environmental Engineering, Mc. Graw — Hill Books Co., New York, 1973.
- [11] P.V. Nielsen: Prediction of Air Flow and Comfort in Air Conditioned Spaces, ASHRAE TRANSACTIONS, vol. 81, Part II, 1975.
- [12] P.V. Nielsen: Moisture Transfer in Air Conditioned Rooms and Cold Stores, 2nd International CIB/RILEM Symposium on Moisture Problems in buildings, Rotterdam, 1974.