

870442-9

#5556



KUNGL
TEKNISKA
HÖGSKOLAN

INSTALLATIONSTEKNIK

Meddelande nr 16

TEMPERATURGRADIENTER OCH KONVEKTIONSFLÖDEN VID DEPLACERANDE VENTILATION

RJK
 INSTITUTET FÖR
 BYGGDOKUMENTATION
 Accnr
 Plac *Bfca*

ELISABETH MUNDT

Bfra 870442

MARS 1991

Byggeforskningsrådet



SLUTRAPPORT 870442-9

**KUNGL
TEKNISKA
HÖGSKOLAN**

INSTALLATIONSTEKNIK

Meddelande nr 16

ANKOM

1991-03-26

Besv.....

TEMPERATURGRADIENTER OCH KONVEKTIONSFLÖDEN VID DEPLACERANDE VENTILATION

ELISABETH MUNDT

**SLUTRAPPORT FÖR BFR:S PROJEKT NR 870442-9
INSTITUTIONEN FÖR INSTALLATIONSTEKNIK, KTH, 100 44 STOCKHOLM**

MARS 1991

**ISSN 0284 - 141X
ISRN KTH/IT/M--16--SE**

FÖRORD

Föreliggande arbete, vilket har initierats i gruppen Luftdon inom föreningen V, har utförts vid Institutionen för Installationsteknik vid KTH i Stockholm. Rapporten framläggs som licentiatarbete och jag vill framföra mitt hjärtliga tack till alla, som har varit mig behjälpliga vid projektets genomförande, framför allt:

Medlemmarna i gruppen Luftdon, vilka har utfört mätningar för projektet i sina laboratorier och varit referensgrupp under arbetets gång.

Professor Bengt Ljungqvist som har varit min handledare och Professor Tor-Göran Malmström samt alla anställda vid Institutionen för Installationsteknik som uppmuntrat och bidragit till arbetet.

Byggforskningsrådet vilket har finansierat arbetet samt NCC som under projektets slutfas gett ekonomiskt stöd.

Min familj som har haft tålamod och gett mig stöd.

Stockholm i mars 1991

Elisabeth Mundt

INNEHÅLLSFÖRTECKNING

FÖRORD	3
SAMMANFATTNING	7
SUMMARY	8
1. INLEDNING	9
2. DEPLACERANDE VENTILATION	11
2.1. Historik	11
2.2. Luftutbyteseffektivitet och ventilationseffektivitet	12
3. LITTERATUR OM DEPLACERANDE VENTILATION	14
3.1. Beräkningsmetoder	14
3.1.1. Projekteringsanvisningar	14
3.1.2 Beräkningsmodeller	22
3.2 Temperaturförhållanden vid deplacerande ventilation	30
4. LITTERATUR OM PLYMER	40
4.1. Plymteori	40
4.1.1 Similaritetslösning	42
4.1.2 Plymer vid temperaturgradienter	46
4.2. Konvektionsflöden i plymer vid temperaturgradienter	54
5. MÄTNINGAR	58
5.1. Allmänt	58
5.2. Mätobjekt	58
5.3. Mätmetod	60
5.4. Resultathantering	60
5.5. Mätningar av temperaturgradienter	62
5.6 Beräkningsmodell för temperturgradienter	65
5.7. Mätningar i konvektionsplymer	70
5.7.1 Konvektivt avgiven värme	70
5.7.2. Hastigheter och temperaturer i plymer	72
5.7.2.a Personsimulator	72
5.7.2.b Skrivbordsarmatur	84
5.7.2.c Lysrörsarmatur	88
5.7.2.d Persondatatorsimulator	91
5.8. Sammanfattning av mätningar i konvektionsplymer	92
6. SLUTSATSER	96
REFERENSER	99
BETECKNINGAR	107

Korrekt dimensionering av deplacerande ventilation kräver kännedom om temperaturs fördelning i vertikalled. Storleken av de luftflöden, som transporteras i konvektionsströmmarna från varma källor i rummet, är även av intresse då de påverkar luftkvaliteten i rummet.

Avsikten med detta arbete har varit att kartlägga dessa båda faktorer, genom att insamla och utvärdera data från experimentella försök utförda vid flera laboratorier.

Temperaturfördelningen i vertikalled i rummet har härvid visat sig vara mest beroende av tilluftflödet per m² golvarea och inte så mycket beroende av värmekällornas placering. En enkel modell har framtagits, med vars hjälp temperaturfördelningen i vertikalled kan beräknas liksom den intressanta omedelbara utjämningen vid golvet, som beror på strålningen från det varmare taket till golvet och efterföljande konvektiva värmeövergång till tilluften.

Konvektionsflödenas beroende av temperaturgradienten har undersökts för fyra olika mätobjekt vid olika ventilationsluftflöden och temperaturgradienter. De uppmätta konvektionsflödena har visat ett betydligt mindre temperaturgradientberoende än tidigare redovisade mätningar. Dessutom har konstaterats att ventilationsluftflödet har en inverkan på konvektionsflödets storlek vid utbredda mätobjekt, vilket tidigare ej redovisats i litteraturen.

Vid en del mätobjekt har mätningar utförts upp till plymens maximala stighöjd, dvs till den nivå där hastigheten i plymen försvunnit och plymen upplösts. För beräkning av konvektionsflöden i rum med temperaturgradienter har utarbetats en modell. Med denna modell erhålls också en uppskattning av vid vilken nivå plymen upplöses.

Summering av konvektionsflöden över i kontorsrum normalt förekommande konvektionskällor, har på nivån 1,8 m över golv givit konvektionsflöden som motsvarar över 10 omsättningar per timme.

Gränslinjen mellan den rena nedre zonen och den förorenade övre zonen vid deplacerande ventilation i kontor ligger vid normala ventilationsflöden på en relativt låg nivå. Trots detta syns den deplacerande ventilationen ha vunnit insteg inom komfortventilationen. Orsaken till detta finns troligen att söka i luftrörelserna kring närvarande personer och konvektionsströmningens förmåga att transportera ren luft lokalt kring dessa personer.

SUMMARY

The knowledge of the temperature distribution in the room is important for the design of displacement ventilation. The amount of air, transported in the convection flows from heat sources in the room, is also of vital interest as it influences the air quality in the room.

The purpose of this work was to investigate these two factors, by collecting and evaluating data from experiments conducted at several laboratories.

The vertical temperature distribution in the room was mostly affected by the ventilation flow rate and not so much by the heat distribution in the room. A simple model is presented by which the vertical temperature distribution in the room can be calculated, as well as the temperature rise in the floor area. The latter is caused by the radiation from the warmer ceiling to the floor and the following convective heat transport to the supply air.

The convection flows from four different heat sources were measured at different ventilation flow rates and different temperature gradients. The convection flows were not so much dependant on the temperature gradients as earlier reported in the literature. An influence of the ventilation flow rate on the convection flows was found, which has not been reported before.

For some sources measurements were done up to the level where the velocity in the plume disappears. A model is presented by which the convection flow as well as the maximum height of the plume can be calculated.

The sum of the convection flows in an ordinary office room at the level 1.8 m above the floor was equal to ten air changes per hour.

The border between the lower clean zone and the upper polluted zone in an office room with displacement ventilation and normal ventilation rates is at a rather low level. In spite of this, displacement ventilation has grown popular in comfort ventilation. The reason for this, is probably the air movement around the persons and the local transport of clean air from the lower zone in the convection flows around the persons.

1. INLEDNING

Deplacerad ventilation innebär att luften förallt i rummet har en högre densitet än i de nedre zonerna. Detta tillförs luft till de nedre zonerna. Luften renas i luftsflödet och är belagd med partiklar. Detta tionsflöde är ett givet gränsvärde av gränsvärde

I industrifabriker får man ofta underhållslokaler med ett system för komfortventilation med varierande

System för komfortventilation i industrifabriker

-värdet
-värdet
-värdet
-rummet
-innehållet
-rummet

Alla dessa zoner är i den övre delen av rummet.

Genom att man får sig ett visst antal källors källor finns för varje rumning av källor deplacerad ventilation och små källor finns en viss tionsflöde

1. INLEDNING

Deplacerande ventilation har under senare år blivit allt vanligare, framförallt i Skandinavien. Principen bygger på att rumsluften på grund av densitetsskillnader skiktas i två zoner, en övre förorenad zon och en undre ren zon. Detta kan åstadkommas genom att undertempererad luft tillförs med låg hastighet i golvzonen och frånluft bortförs i den övre zonen. Konvektionskällor i rummet svarar för transport av varm förorenad luft till den övre zonen. Konvektionsflödernas storlek relativt frånluftsflödet avgör på vilken höjd i rummet gränsen mellan de två zonerna är belägen. I det idealiserade fallet är transporten på grund av konvektionsflöden till den övre zonen lika med frånluftsflödet från rummet. Vid ett givet konvektionsflöde innebär således ett större frånluftsflöde att gränsområdet flyttar sig uppåt och ett mindre frånluftsflöde en sänkning av gränsen mellan de två zonerna.

I industrilokaler där ett begränsat antal värmekällor med hög effekt finns får man ofta konvektionsflöden med hög temperatur, vilka relativt lätt underhåller en stabil temperaturskiktning. Detta underlättas även av lokalernas stora takhöjder. Många av dessa "skräddarsydda" ventilations-system fungerar tillfredsställande med ren sval luft i vistelsezonen och med varm stoftbemängd luft i den övre zonen.

System för deplacerande ventilation har också börjat användas för komfortventilation. Här finns emellertid några skillnader jämfört med industriventilation såsom

- värmekällornas effektutveckling och temperatur
- värmekällornas storlek och utbredning
- värmekällornas antal och inbördes avstånd
- rumsluftens temperaturnivå
- inblåsningsluftens temperaturnivå
- rummets takhöjder och totala volymer

Alla dessa faktorer påverkar luftströmningen från den undre zonen till den övre zonen och därmed också temperaturfördelningen i höjddled i rummet.

Genom fullskaleprov har de flesta tillverkarna av lågimpulsdon skaffat sig ett visst underlag för dimensionering, med hänsyn till hur värmekällors konvektionsströmmar påverkar lufttransporten i vertikalled. Det finns för närvarande inte någon generellt användbar modell för beräkning av konvektionsplymns egenskaper vid praktisk dimensionering av deplacerande ventilation för komfortändamål. Därvid gäller att konvektionsplymerna drivs av flera små värmekällor med liten utbredning och små effekter, exempelvis datorer, lampor och kopiatorer. Dessutom finns en vertikal temperaturgradient i rummet, som påverkar konvektionsflödena.

För att rätt kunna dimensionera ett deplacerande system krävs således kännedom om luftflöden och temperaturer i konvektionsströmmarna. De beräkningsformler som finns tillgängliga är baserade på förhållanden i rum utan temperaturgradienter, medan det vid deplacerande ventilation alltid utbildas temperaturgradienter. Dessa förhållanden finns endast delvis behandlade i litteraturen. En ökad kunskap om konvektionsströmmars luftflöden vid olika omgivningar är nödvändigt för att säkrare dimensionera system för deplacerande ventilation.

Inom föreningens V* referensgrupp "Luftdon" har bedrivits ett samordnat projekt för beräkning av luftflöden i konvektionsströmmar från olika värmekällor i rum med temperaturgradienter.

Projektet har genomförts i tre etapper:

1. Litteraturgranskning, inventering av tillgängliga kunskaper och utförda mätningar inom arbetsgruppen samt utarbetande av mätmetodik och mätprogram.
2. Experimentell del varvid de olika representanterna i projektet bidrar med var sin del i mätprogrammet. Preliminär bearbetning av mätdata.
3. Sammanställning och definitiv bearbetning av mätdata. Kompletterande mätningar. Utarbetande av beräkningsmodell och en sammanfattande rapport.

* Föreningen Ventilation·Klimat·Miljö är en branschförening inom Sveriges Mekanförbund

2. DEPL

2.1. Hist

Vid depl
hastighet
åstadkom
ejekterad
undertem
egentrans
uppåt, då
människo

Denna ve
människo
borttranp
byggnads
princip, d
Självdrag
via läckor
Byggnads
mitten av
behov av
lufthastigh
rumslufter
utan snara
som funge
ventilation
undertemp

Redan på
deplacera
ventilera l
av 70-tale
skala. Vid
svetsverks
modellförs
och Havne
deplacera
verk, vatte
Prof. Skår
utarbetade

2. DEPLACERANDE VENTILATION

2.1. Historik

Vid deplacerande ventilation tillförs luften med låg turbulens och låg hastighet så att rumsluftens strömning inte störs. Luftföring i rummet åstadkoms genom att konvektionskällor i rummet transporterar med-ejekterad luft uppåt eller nedåt, beroende på om källorna har över- eller undertemperatur i förhållande till omgivningen. Vanligtvis innebär denna egentransport även att frigjorda föroreningar i rummet transporteras uppåt, då värmekällor och föroreningskällor oftast är desamma, t. ex. människor, maskiner.

Denna ventilationsprincip är inte någon nyhet. Den användes redan då människor började bygga bostäder, varvid en öppning i taket sörjde för borttransporten av värme och rök (jämför samernas kåtor). Gamla byggnadsverk från antiken och medeltiden ventileras enligt samma princip, där stora takhöjder medför att vistelsezonen hålls ren. Självdragsventilationen med frånluftsventiler i takhöjd och lufttillförsel via läckor och fönstervädning är också av deplacerande natur. Byggnadsutvecklingen både vad gäller stil och byggnadsmaterial under mitten av 1900-talet medförde besvärande hög inomhustemperatur och behov av klimatisering med ökad luftomsättning och åtföljande höga lufthastigheter. Detta medförde oftast en "fullständig" omblandning av rumsluften. En hög lufthastighet ansågs ibland inte vara någon olägenhet utan snarare ett tecken på ett bra klimat, dvs ventilationen uppfattades som fungerande. Normalt ställs dock andra krav på en väl fungerande ventilation. Lufthastigheten skall vara låg, ljudnivån inte besvärande och undertemperaturen inte så stor att obehag förekommer.

Redan på 1940-talet påvisade Baturin (1972) och Bovin (1947) den deplacerande ventilationens möjligheter och naturliga förutsättningar att ventileras lokaler, främst stora industrilokaler. Det var dock först i början av 70-talet som deplacerande ventilation började installeras i någon större skala. Vid denna tidpunkt projekterade Bahco (Stratos) i Enköping en svetsverkstad med deplacerande ventilation vilken utprovades genom modellförsök. Samtidigt utfördes i Norge modellförsök vid Vassdrags- och Havnelaboratoriet vid NTH. Detta medförde ett genombrott för deplacerande ventilation i industrisammanhang (t.ex. aluminiumsmältverk, vattenreningsanläggning) och senare även i komfortsammanhang. Prof. Skåret vid NTH i Norge och Dr. Sandberg vid SIB i Sverige utarbetade teorier för deplacerande ventilation.

Under senare år har deplacerande ventilation rönt allt större uppmärksamhet och utvecklingen av don sker nu hos varje donfabrikant. Principen för deplacerande ventilation är som inledningsvis påtalats att tilluften tillföres med låg hastighet. Vid kylning, då deplacerande ventilation lämpar sig bäst, sker denna tillförsel i golvnivå. Lufttransporten inom rummet sker sedan genom att de uppåtgående konvektionsströmmarna drar med sig luft från den nedre zonen och transporterar den uppåt. Det tillförda luftflödet måste, för att räcka till för alla konvektionsströmmar, nå ut över hela golvytan och vara så stort att tillräckligt med luft finns för konvektionsflödena upp till en övre zon. I annat fall uppstår recirkulation inom vistelsezonen och den deplacerande ventilationens fördelar minskas.

Storleken av konvektionsflödena beror av källornas utbredning och temperatur samt omgivningförhållandena. Härvid spelar temperaturgradienten i höjdd en stor roll. Enligt Danielsson (1987) halveras konvektionsflödena över en sittande människa vid en temperaturgradient på 1,5 °C/m. En mindre inverkan av temperaturgradienten redovisas av Kofoed et al (1988). För att rätt kunna dimensionera deplacerande ventilation krävs kännedom om temperaturgradientens inverkan på konvektionsflödena från olika källor. Detta är basen för denna undersökning.

2.2. Luftutbyteseffektivitet och ventilationseffektivitet

Begreppen luftutbyteseffektivitet ϵ_a och medelventilationseffektivitet $\langle \epsilon \rangle$ samt lokalt ventilationsindex ϵ_p har redovisats i åtskillig litteratur under senare år, se t.ex. Skåret (1984), Sandberg (1984). Här följer en kort sammanställning av dessa begrepp som används för att karaktärisera ventilationen i en lokal.

Luftutbyteseffektiviteten ϵ_a är en verkningsgrad och ett mått på hur snabbt luften i rummet byts ut. Den tid som det tillförda ventilationsluftflödet q i medel uppehåller sig i rummet är lika med ventilations-systemets nominella tidskonstant $\tau_n = V/q$. Denna är den teoretiskt kortaste utbyttestiden för luften i rummet, vilken gäller vid kolvströmning. Den verkliga luftutbyttestiden är direkt relaterad till luftens medelålder i rummet $\langle \tau \rangle$. Den tid det i medel tar att byta ut luften i rummet, luftutbyttestiden τ_r , är lika med två gånger luftens medelålder.

Luftutbyteseffektiviteten ϵ_a definieras som kvoten mellan den nominella tidskonstanten och den verkliga utbyttestiden τ_r . För luftutbyteseffektiviteten ϵ_a gäller således

$$\epsilon_a = \frac{\tau_n}{\tau_r} \cdot 100 = \frac{\tau_n}{2\langle \tau \rangle} \cdot 100 \quad (\%) \quad (2.1)$$

Medelventilationseffektivitet
förorening
förorening
frånluft

$\langle \epsilon \rangle$

Det lokala ventilationsindex
nivåerna
 $C_e(\infty)$, o

$\epsilon_p =$

Luftutbyteseffektivitet
uppgår till
deplacerande ventilation
värde som
sig det värde
luftutbyteseffektivitet
70%.

Ventilationseffektivitet
större än
rumsluftens
deplacerande ventilation
ventilationseffektivitet
tidskonstant
form av b
innebär et

Fördelarna
luftutbyteseffektivitet
som luft

Medelventilationseffektiviteten $\langle \epsilon \rangle$ är ett mått på hur snabbt en förorening transporteras bort från rummet. Den definieras, vid ett visst föroreningsutsläpp i rummet, som kvoten mellan koncentrationen i frånluften, $C_e(\infty)$, och medelkoncentrationen i rummet $\langle C(\infty) \rangle$

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{C_e(\infty)}{\langle C(\infty) \rangle} \cdot 100 \quad (\%) \quad (2.2)$$

Det lokala ventilationsindexet ϵ_p är ett mått på de lokala koncentrationnivåerna och definieras som kvoten mellan koncentrationen i frånluften, $C_e(\infty)$, och koncentrationen i en punkt p i rummet, $C_p(\infty)$.

$$\epsilon_p = \frac{C_e(\infty)}{C_p(\infty)} \cdot 100 \quad (\%) \quad (2.3)$$

Luftutbyteseffektivitetens definition innebär att den vid kolvströmning uppgår till 100% och vid omblandande ventilation blir 50%. Vid deplacerande ventilation kan luftutbyteseffektiviteten bli högre än det värde som gäller vid omblandande system och vid idealfallet närmar den sig det värde som gäller vid kolvströmning (100%). Uppmätta värden på luftutbyteseffektiviteten vid deplacerande ventilation ligger dock vid 60-70%.

Ventilationseffektiviteten kan till skillnad från luftutbyteseffektiviteten bli större än 100%. Vid fullständig och jämn spridning av föroreningarna i rumsluften blir ventilationseffektiviteten lika med 100%. Den deplacerande ventilationen motverkar en fullständig spridning, vilket medför att ventilationseffektiviteten oftast blir större än 100% i de fall då konvektionskällor och föroreningskällor är desamma. Den kan även ses som en form av behovstyrd ventilation, då ökande konvektionsflöden i ett område innebär ett ökat tillflöde av luft till detta område.

Fördelarna med deplacerande ventilation kan alltså sammanfattas med att luftutbyteseffektiviteten och ventilationseffektiviteten kan ökas samtidigt som lufthastigheten hålls låg.

3. LITTERATUR OM DEPLACERANDE VENTILATION

3.1. Beräkningsmetoder

Vid dimensionering av konventionella omblandande system utgår man från de hygieniska krav som kan ställas och eventuella kylbehov. Luften tillförs med hög hastighet utanför vistelsezonen varvid rumsluften medejekteras, så att ventilationsluften när den når vistelsezonen har lämplig undertemperatur och hastighet.

Vid deplacerande system strävas i stället efter att tilluften så litet som möjligt skall störa strömningsmönstret i rummet. Luften tillförs med låg hastighet direkt in i vistelsezonen. De naturliga konvektionsflödena användes för att transportera luften upp från vistelsezonen. Eftersom tilluften tillförs direkt i vistelsezonen måste undertemperaturen begränsas. Vid dimensionering av deplacerande system anges olika metoder hos dontillverkarna. En del utgår från erfarenhetsvärden från utförda installationer, varvid värmeöverskott, temperaturgradient och önskad rumstemperatur i vistelsezonen bestämmer luftflödet. Andra kontrollerar luftflödena i konvektionsplymerna från olika källor vid olika höjder och kontrollerar om tilluftflödet räcker för konvektionsflödena. Härvid utgår man från de konventionella flödena gällande punkt- och linjekällor samt horisontella och vertikala ytor utan hänsyn tagen till temperaturgradienter i omgivande luft.

Projekteringsanvisningar för deplacerande ventilation finns utarbetade av bl.a. Skistad (1988), Stratos (1989) och Stifab (1987,1988).

Beräkningsmodeller innefattande deplacerande ventilation har utarbetats av Sandberg (1981,1987) och Skåret (1985). I det följande redovisas tillgängliga projekteringsanvisningar.

3.1.1. Projekteringsanvisningar

Skistad (1988) påpekar att deplacerande ventilation främst är en metod för att få bra luftkvalitet. För de fall då överskottsvärme är det största problemet kan ett annat ventilationssystem vara bättre. Oftast är ventilationsbehovet sammansatt av båda dessa krav, vilka här behandlas var för sig.

Värmeöverskottet i lokalen beräknas på traditionellt sätt, varvid hänsyn även tas till värmelagringen i byggnaden. Skistad framhåller att det visserligen finns en temperaturgradient i rummet, men att man vid datorberäkning av värmelagringen i byggnaden kan räkna med rumsmedeltemperaturer. Detta ger inte större fel än onoggrannheten i datorprogrammen.

När värme
beräknats
temperatu
zonen och
approxime
hang ej va
bestäms av
Lufttempe
frånluftste
golv till ta
värmeöver

Antal och
heter vad
donens utf
närzonen o
vällar någ
Undantag
strömmar
av t.ex. kal
strömninge

När det gäl
konvektion
dessa är sv
beräkning a
temperatur

$$q = 0,$$

$$\text{där } q = v \\ P_k = \\ z = 1$$

Om man ap
under hjäss
med hjälp a
storleksord
derar med
det ställs st
dessa flöde
i ett skikt 3

Stratos proj
ventilations
luftkvalitet.
rekommend
temperaturg

När värmeöverskottet, som skall täckas av ventilationen i lokalen, beräknats, bestäms maximal skillnad mellan tillufts- och frånluftstemperatur med hänsyn tagen till önskad rumsluftstemperatur i vistelsezonen och tillåten temperaturgradient. Denna kan enligt Skistad (1988) approximeras som rätlinjig från golv till tak och bör i komfortsammanhang ej vara större än $2^{\circ}\text{C}/\text{m}$. Tillufts- och frånluftstemperaturerna bestäms av att halva temperaturdifferensen tänkes utjämnad vid golvet. Lufttemperaturen vid golvet ligger således mitt emellan tillufts- och frånluftstemperaturerna, varefter gradienten i rummet är rätlinjig från golv till tak. Ventilationsluftflödet beräknas på vanligt sätt med hjälp av värmeöverskott och temperaturdifferens.

Antal och typ av tilluftsdon väljs så att lufttillförseln kan ske utan olägenheter vad gäller temperatur och hastighet. Härvid påpekas att tilluftsdonens utformning inte har någon inverkan på luftens strömning utanför närzonen och att fördelningen av luften till hela lokalen vanligtvis ej vållar några problem, eftersom luften strömmar ut över hela golvytan. Undantag kan vara stora varma golvytor som för sina konvektionsströmmar tar hela tilluftsflödet i anspråk. Störande luftströmmar i form av t.ex. kallras kan orsaka en viss omblandning, men den deplacerande strömningen verkar dock till stor del kunna upprätthållas.

När det gäller att dimensionera för luftkvalitet påpekar Skistad (1988) att konvektionsströmmarnas luftbehov bör beräknas. Han framhåller dock att dessa är svåra att beräkna. För punktkällor anges följande formel för beräkning av volymflödet vid olika höjder vid konstant omgivningstemperatur:

$$q = 0,05 \cdot P_k^{1/3} \cdot z^{5/3} \quad (3.1)$$

där q = volymflöde (m^3/s)
 P_k = konvektivt avgiven effekt (kW)
 z = höjd över källan (m)

Om man approximerar en människa med en virtuell punktkälla 0.4-0.6 m under hjässan och antar att 45 W avges konvektivt från människan erhålles med hjälp av ovanstående formel enligt Skistad (1988), flöden av samma storleksordning som de i praktiken uppmätta. Skistad (1988) rekommenderar med utgångspunkt från detta att det krävs cirka $50 \text{ m}^3/(\text{h}, \text{person})$ när det ställs stora krav på luftkvalitet och $35 \text{ m}^3/(\text{h}, \text{person})$ i övriga fall. Vid dessa flöden kommer de av personen avgivna luftföroreningarna att hamna i ett skikt 30 cm över huvudet.

Stratos projekteringsunderlag (1989) utgår också från en beräkning av ventilationsluftflödet med hänsyn dels till värmeöverskott, dels till luftkvalitet. Beräkningsgången skiljer sig dock från den av Skistad (1988) rekommenderade. Efter det att bruttovärmeöverskottet bestämts, väljs en temperaturgradient i lokalen, se tabell 3.1.

Tabell 3.1. Rekommenderade temperaturgradienter, Stratos (1989).

Aktivitet	Rek. temperaturgradient °C/m	
	Stratos	Arbetskyddsstyrelsen
Stillasittande och lätt	1,5-2,0	max 3,0
Stående och lätt	2,0-2,5	max 3,0
Stående och medeltung	2,5-3,0	max 3,0
Stående och tung	3,0	max 3,0

Med hjälp av ett diagram baserat på erfarenhetsvärden från installationer i drift erhålls en lämplig temperaturdifferens mellan medelvärdet i vistelsezonen och tilluftstemperaturen samt nettoeffekt per flödesenhet, se bild 3.1. Diagrammet gäller för ett kontor med tung byggnadsstomme.

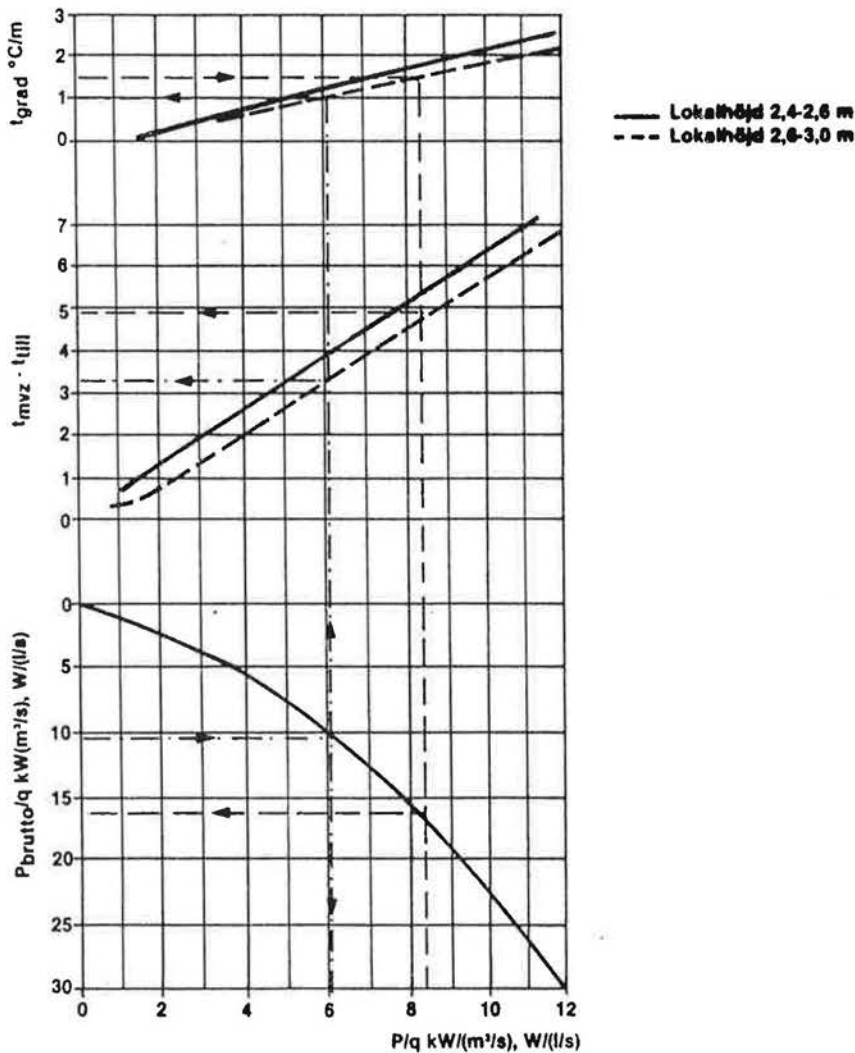


Bild 3.1. Beräkningsdiagram för deplacerande ventilation i kontorslokaler och liknande, Stratos (1989).

Nettoeffe
frånluftst

$$\Delta\theta =$$

Med känn
temperatu
bestäms u
flödesenhVid bestä
det erford
traditione
detta flöd
Vid denna
större lok
höjderna
kan ju en
den nedre
gränsvärd

Bild 3.2.

Enligt Stif
kraven be
är mycket
fylla de hy
värmeöver
systemets

$$\epsilon_{pt} =$$

Nettoeffekten per flödesenhet ger temperaturdifferensen mellan till- och frånluftstemperaturerna.

$$\Delta\theta = 0,83 \cdot P/q \text{ } ^\circ\text{C} \quad (3.2)$$

Med kännedom om önskad medeltemperatur i vistelsezonen kan tilluftstemperaturen bestämmas och därmed frånluftstemperaturen. Flödet bestäms ur bruttovärmeöverskottet dividerat med nettoeffekten per flödesenhet.

Vid bestämning av luftflödet med hänsyn till luftkvalitet anger Stratos att det erforderliga luftflödet vid omblandande system beräknas på traditionellt sätt. Om luftföroreningarna sprids från varma källor skall detta flöde reduceras med en så kallad Floormaster-faktor, se bild 3.2. Vid denna reduktion antas en kraftig inverkan av lokalens takhöjd vid större lokaler, medan man vid de i komfortsammanhang vanliga takhöjderna ej rekommenderar en reduktion av flödet. Vid större takhöjder kan ju en högre föroreningshalt tillåtas i den övre zonen, under det att den nedre zonen föroreningshalt håller sig under de uppställda gränsvärdena.

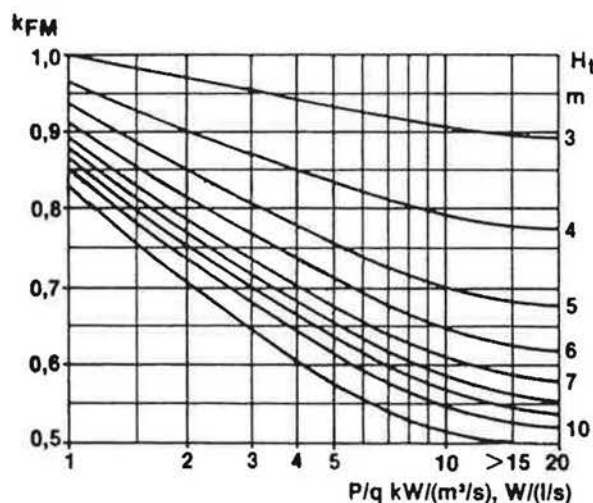


Bild 3.2. Floormaster-faktor = Reduktionsfaktor för uteluftsflöde vid föroreningskällor med termisk stigning, Stratos (1989).

Enligt Stifabs (1987) projekteringsanvisningar är vanligtvis de hygieniska kraven bestämmande för luftflödena eftersom kyleffekten av komfortskäl är mycket liten. Beräkning skall ske av de flöden som krävs för att uppfylla de hygieniska kraven och av de flöden som krävs för att föra bort värmeöverskottet i lokalen, varvid hänsyn tas till det undanträngande systemets lokala temperaturindex ϵ_{pt} .

$$\epsilon_{pt} = \frac{\theta_f - \theta_t}{\theta_p - \theta_t} \quad (3.3)$$

där θ_f = frånluftstemperatur (°C)

θ_i = tilluftstemperatur (°C)

θ_p = rumstemperatur 1,2 m över golv (°C)

Vid komfortventilation anges att lokalt temperaturindex vid normal värmebelastning varierar mellan 1,2- 2,0. Komforttemperaturdifferensen $\theta_p - \theta_i$ bör enligt Stifab (1987) vid komfortventilation ej överstiga 3°C för don utan medejektering och 5°C för don med medejektering.

I överensstämmelse med Skistads (1988) anvisningar påpekas att man måste beakta det fall då hygieniskt betingade luftflöden är mindre än de som erfordras för att bortföra värmeöverskotten. Konsekvenserna från temperatursynpunkt måste då analyseras. Vidare rekommenderas en beräkning av konvektionsflödenas storlek på olika nivåer i lokalen. Dessa flöden beräknas ur nedanstående formler för punkt- och linjekällor samt vertikala och horisontella ytor. Polavståndet är lika med avståndet från källan till den virtuella källan. Formlerna gäller för $z < 4$ m.

För linjekälla

$$q = 140 \cdot P_k^{1/3} \cdot (z + z_p) \quad (3.4)$$

där q = volymflöde (l/s per m)

P_k = konvektivt avgiven effekt (kW per m)

z = höjd över värmekällan (m)

z_p = polavstånd (m)

För punktkälla

$$q = 55 \cdot P_k^{1/3} \cdot (z + z_p)^{5/3} \quad (3.5)$$

där q = volymflöde (l/s)

P_k = konvektivt avgiven effekt (kW)

z = höjd över värmekällan (m)

z_p = polavstånd (m)

För vertikal yta

$$q = 2,75 \cdot (\theta_y - \theta_i)^{2/5} \cdot h^{6/5} \quad (3.6)$$

där q = volymflöde (l/s per m bredd)

h = ytans höjd (m)

θ_y = ytans medeltemperatur (°C)

θ_i = omgivande luftens temperatur (°C)

För horisont

$q = 5$

där $q =$

$P_k =$

$z =$

$B =$

Närmevärd
i tabeller, s

Tabell 3.2.

Aktivitetssg

I

II

III

IV

Tabell 3.3.

Värmekälla

Bordsdator

Bordslampa

Liten maskin

Svetsare i a

Radiator (5

Efter beräk
strömnings
luftflödet ä
tillgänglig

Enligt Stifa
tilluftsflo
medejekter
lokaler med
2.0 i kont
maximal te
kylkapacite
bestämning
av Skistad

För horisontell yta

$$q = 5 \cdot P_k^{1/3} \cdot (z + B)^{5/3} \quad (3.7)$$

där q = volymflöde (l/s per m)
 P_k = konvektivt avgiven effekt (kW per m)
 z = höjd över värmekällan (m)
 B = ytans bredd (m)

Närmevärden för konvektionsflöden för några vanliga värmekällor anges i tabeller, se tabell 3.2 och 3.3.

Tabell 3.2. Uppmätta närmevärden för konvektionsflöden, människor.

Aktivitetsgrad	Exempel	Flöde q (l/s)	
		1,9 m ö. g.	1,2 m ö. g.
I	Vila, sittande	30-40	10-15
II	Stillasittande arb.	40-60	15-20
III	Lätt arb. stående	40-50	15-18
IV	Medeltungt arb.	40-60	15-20

Tabell 3.3. Beräknade närmevärden, fasta värmekällor.

Värmekälla	Flöde q (l/s)	
	1,9 m ö. g.	1,2 m ö. g.
Bordsdator (100W)	20-30	10-15
Bordslampa (100W).	25-35	12-18
Liten maskin på bord (250W)	40-60	20-30
Svetsare i arbete	100-150	40-60
Radiator (500W)	10-20	10-20

Efter beräkning av konvektionsflödena rekommenderas en analys av strömningsförhållanden i rummet med hänsyn till om ventilationsluftflödet är större eller mindre än konvektionsflödena, varvid såväl tillgänglig takhöjd beaktas som om värmekällorna är fasta eller rörliga.

Enligt Stifab (1988) bortses från konvektionsflödenas storlek vid val av tilluftsflöden. Komforttemperaturdifferensen får vid don med låg medejektering vara 3-6°C och för don med hög medejektering 6-8°C i lokaler med komfortventilation. Lokalt temperaturindex anges vara 1.2-2.0 i kontorslokaler med normal rumshöjd. Detta ger vid $\epsilon_{pt} = 1,5$ en maximal temperaturdifferens på 5-12°C, innebärande en ökning av kylkapaciteten jämfört med Stifab (1987). Vidare anges en metod för bestämning av till- och frånluftstemperaturen vilken ansluter sig till den av Skistad (1988) rekommenderade. Temperaturen vid golv antas ligga

mitt emellan till- och frånluftstemperaturerna och vara lika med önskad temperatur vid nivån 1,2 m över golv minskad med 2°C . Tilluftstemperaturen får inte understiga 16°C , vilket medför att frånluftstemperaturen normalt inte överstiger 28°C .

Jämförelse mellan de olika projekteringsunderlagen

De ovan redovisade projekteringsanvisningarna ger vid samma betingelser olika resultat på tilluftsflöden och undertemperaturer. För att belysa detta väljs som exempel ett rum med måtten $3,6 \times 3,6 \times 2,7$ m. I rummet finns ett nettovärmeöverskott på 500 W från 2 personer, belysning och värmeinläckning. Önskad temperatur i vistelsezonen är 22°C .

Enligt Skistad (1988) bör temperaturgradienten i rummet väljas till högst $2^{\circ}\text{C}/\text{m}$. Detta ger en total temperaturdifferens mellan tillufts- och frånluftstemperatur på $10,8^{\circ}\text{C}$ och en tilluftstemperatur på $14,4^{\circ}\text{C}$. Erforderligt tilluftsflöde blir 140 m^3/h .

Om temperaturgradienten i stället väljs till $1,5^{\circ}\text{C}/\text{m}$ blir temperaturdifferensen $8,1^{\circ}\text{C}$, tilluftstemperaturen $16,3^{\circ}\text{C}$ och tilluftsflödet 185 m^3/h .

Enligt Stratos (1989) skall temperaturgradienten väljas till $1,5$ - $2,0^{\circ}\text{C}/\text{m}$. Vid gradienten $1,5^{\circ}\text{C}/\text{m}$ bestäms tilluftstemperaturen till 17°C (se bild 3.1) och nettoeffekten per flödesenhet till $8,5$ $\text{kW}/(\text{m}^3/\text{s})$. Erforderligt tilluftsflöde blir då 210 m^3/h och temperaturdifferensen $7,1^{\circ}\text{C}$. Om temperaturgradienten väljs till $2^{\circ}\text{C}/\text{m}$, fås tilluftstemperaturen 16°C och nettoeffekten per flödesenhet till 11 $\text{kW}/(\text{m}^3/\text{s})$. Erforderligt tilluftsflöde blir då 160 m^3/h och temperaturdifferensen $9,2^{\circ}\text{C}$.

Enligt Stifab (1987) kan en temperatureffektivitet på $1,3$ antas i ett kontorsrum av normal höjd och komforttemperaturdifferensen bör inte överstiga 5°C . Detta ger en temperaturdifferens på $6,5^{\circ}\text{C}$ och ett erforderligt tilluftsflöde på 230 m^3/h .

Enligt Stifab (1988) kan en temperatureffektivitet på $1,5$ antas i ett kontorsrum av normal höjd och komforttemperaturdifferensen bör inte överstiga 8°C . Detta ger en temperaturdifferens på 12°C och ett erforderligt tilluftsflöde på 125 m^3/h . Tilluftstemperaturen blir då 14°C och frånluftstemperaturen 26°C . Flödet bör då ökas så att tilluftstemperaturen kan ökas. En tilluftstemperatur på 16°C ger en temperaturdifferens på 8°C och ett flöde på 190 m^3/h .

Beräkningsresultat baserade på de olika projekteringsunderlagen är sammanställda i tabell 3.4.

Tabell 3

Temp. g

Flöde (m

Temp. di

Tilluft ($^{\circ}$

Frånluft (

Som fram
mendatio
under det
och ger h
rummet o
skall i ett
redovisad

Tabell 3.4. Beräknade tilluftsflöden och temperaturer med olika projekteringsunderlag.

	Skistad(1988)		Stratos(1989)		Stifab(1987)	Stifab(1988)
Temp. grad.(°C/m)	1,5	2,0	1,5	2,0		1,5
Flöde (m ³ /h)	185	140	210	160	230	190
Temp. diff.(°C)	8,1	10,8	7,1	9,2	6,5	8,0
Tilluft (°C)	16,3	14,4	17,0	16,0		16,0
Frånluft (°C)	24,4	25,2	24,1	25,2		24,0

Som framgår av tabellen ger Skistads (1988) och Stifabs (1988) rekommendationer likvärdiga resultat både vad avser flöden och temperaturer under det att Stratos (1989) rekommendationer avviker från de övriga och ger högre tilluftstemperaturer. Temperaturgradientens förlopp i rummet och speciellt temperaturutjämnningen vid golvet skiljer sig åt. Vi skall i ett följande kapitel betrakta uppmätta temperaturförlopp, som finns redovisade i olika referenser.

3.1.2 Beräkningsmodeller

Den enklaste typen av beräkningsmodeller för luftströmning i ett rum är tvåzonsmodellen se t.ex. Malmström (1980), Sandberg et al (1980 a) och Skåret (1985). Samma synsätt kan utvecklas vidare till tre- eller flertzonsmodeller, se Skåret (1985). Detta beräkningssätt baserar sig på att ett rum kan antas vara indelat i ett antal zoner, inom vilka full omblandning sker, och man kan ansätta ett utbyte mellan zonerna vilket beror av förhållandena i rummet, se bild 3.3.

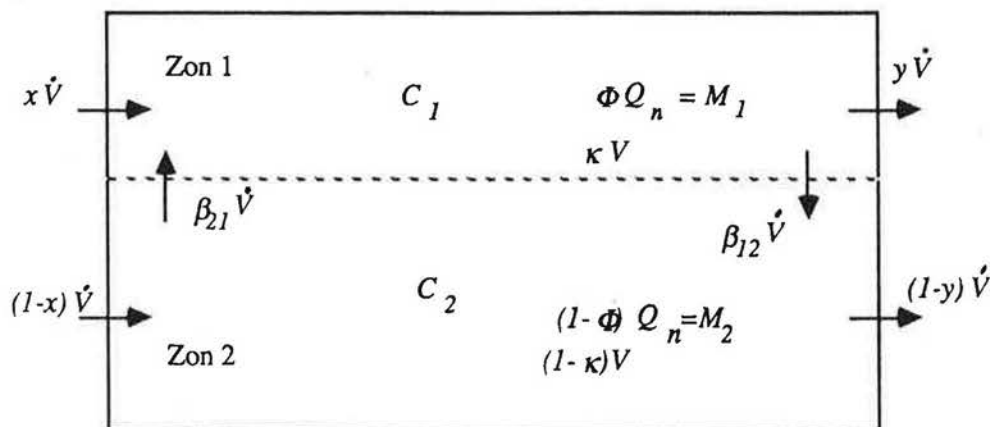


Bild 3.3 Beteckningar vid tvåzonsmodell

Koncentrationen inom varje zon antas således vara homogen och ges av massbalansen för respektive zon enligt följande

$$\frac{dC_1}{dt} = a_{10} + a_{11} \cdot C_1 + a_{12} \cdot C_2 \quad (3.8)$$

$$\frac{dC_2}{dt} = a_{20} + a_{21} \cdot C_1 + a_{22} \cdot C_2 \quad (3.9)$$

$$a_{10} = \frac{\phi \cdot Q_n}{\kappa \cdot V} \quad a_{11} = -\frac{y + \beta_{12}}{\kappa} \cdot n \quad a_{12} = \frac{y - x + \beta_{12}}{\kappa} \cdot n \quad (3.10)-(3.12)$$

$$a_{20} = \frac{(1-\phi) \cdot Q_n}{(1-\kappa) \cdot V} \quad a_{21} = \frac{\beta_{12}}{1-\kappa} \cdot n \quad a_{22} = -\frac{1-x + \beta_{12}}{1-\kappa} \cdot n \quad (3.13)-(3.15)$$

- där Q_n = belastningen i rummet av värme eller föroreningar
 ϕ = andelen av belastningen som sprids i zon 1
 κ = andelen av rummet som tillhör zon 1
 n = specifika flödet = utluftflödet/rumsvolymen

övriga beteckningar enligt bild 3.3.

Ovanståe

$C_1 =$

$C_2 =$

där $\sigma_1 =$

$\sigma_2 =$

$K_1 =$

$K_2 =$

ΔC_1

ΔC_2

$1k_2 =$

$2k_2 =$

$C_1^s =$

$C_2^s =$

Om man
effektivt
erhålls v

Ovanstående ekvationer ger

$$C_1 = K_1 \cdot e^{n\sigma_1 t} + K_2 \cdot e^{n\sigma_2 t} + C_1^s \quad (3.16)$$

$$C_2 = K_1 \cdot {}^1k_2 \cdot e^{n\sigma_1 t} + K_2 \cdot {}^2k_2 \cdot e^{n\sigma_2 t} + C_2^s \quad (3.17)$$

$$\text{där } \sigma_1 = \frac{1}{2n} \left((a_{11} + a_{22}) + \sqrt{(a_{11} - a_{22})^2 + 4 \cdot a_{12} \cdot a_{21}} \right) \quad (3.18)$$

$$\sigma_2 = \frac{1}{2n} \left((a_{11} + a_{22}) - \sqrt{(a_{11} - a_{22})^2 + 4 \cdot a_{12} \cdot a_{21}} \right) \quad (3.19)$$

$$K_1 = \Delta C_1 \frac{{}^2k_2 \cdot \frac{\Delta C_2}{\Delta C_1}}{{}^2k_2 \cdot {}^1k_2} \quad (3.20)$$

$$K_2 = \Delta C_1 \frac{\frac{\Delta C_2}{\Delta C_1} \cdot {}^1k_2}{{}^2k_2 \cdot {}^1k_2} \quad (3.21)$$

$$\Delta C_1 = C_1^0 - C_1^s \quad (3.22)$$

$$\Delta C_2 = C_2^0 - C_2^s \quad (3.23)$$

$${}^1k_2 = \frac{n\sigma_1 - a_{11}}{a_{12}} \quad (3.24)$$

$${}^2k_2 = \frac{n\sigma_2 - a_{11}}{a_{12}} \quad (3.25)$$

$$C_1^s = \frac{a_{10} \cdot a_{22} - a_{20} \cdot a_{12}}{a_{12} \cdot a_{21} - a_{11} \cdot a_{22}} \quad (3.26)$$

$$C_2^s = \frac{a_{20} \cdot a_{11} - a_{10} \cdot a_{21}}{a_{12} \cdot a_{21} - a_{11} \cdot a_{22}} \quad (3.27)$$

Om man antar att all frånluft tas från den övre zonen, kan luftutbytes-effektiviteten beräknas med hjälp av ovanstående ekvationer. Härvid erhålles vid en avklingningsprocess:

$$\varepsilon_a = \frac{\tau_n}{2\langle \tau \rangle} = \frac{\int_0^{\infty} \frac{C_1}{C_1^0} dt}{2 \cdot n \cdot \int_0^{\infty} \frac{C_1}{C_1^0} t dt} = \frac{\sigma_2 \left(\frac{K_1}{K_2} \frac{\sigma_2}{\sigma_1} - 1 \right)}{2 \left(\frac{K_1}{K_2} \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right)^2 + 1 \right)} \quad (3.28)$$

Luftutbyteseffektiviteten, ε_a , beroende av κ och β_{12} vid deplacerande ventilation framgår av bild 3.4.

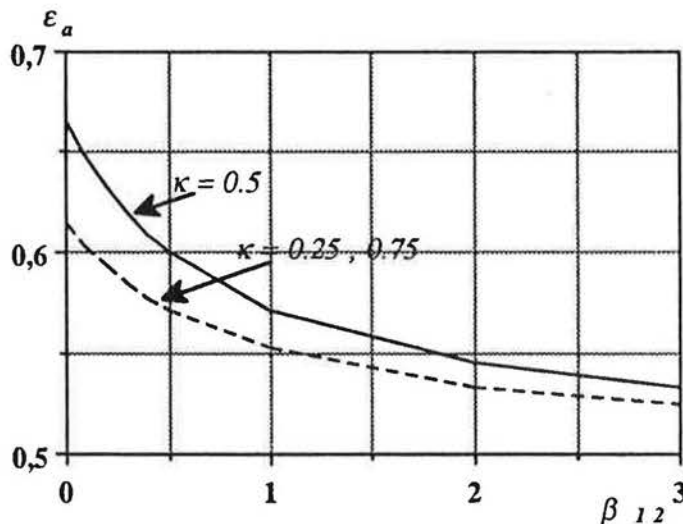


Bild 3.4 Luftutbyteseffektiviteten ε_a som funktion av utbytet mellan zonerna vid olika relativa zonstorlekar.

Förhållandet mellan medelåldern på rumsluften och den lokala medelåldern i zon 2 erhålles ur:

$$\frac{\langle \tau \rangle}{\tau_i} = \frac{\int_0^{\infty} \frac{C_1}{C_1^0} t dt}{\int_0^{\infty} \frac{C_2}{C_2^0} dt \cdot \int_0^{\infty} \frac{C_1}{C_1^0} dt} \quad (3.29)$$

Bild 3.5

För vent

$\langle \varepsilon \rangle$

och för c

$\varepsilon_p =$

Dessa värden
mellan z
visas ver
visas det
Ventilati

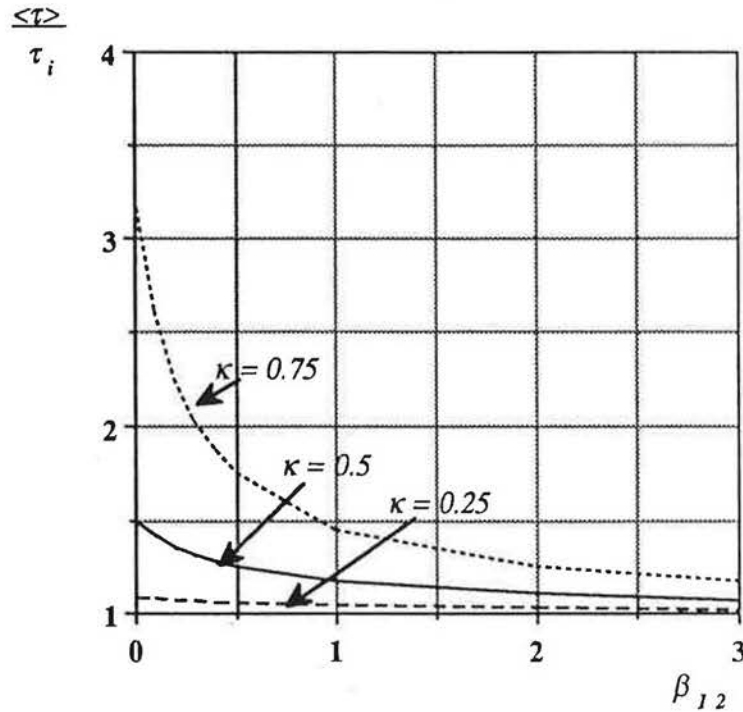


Bild 3.5 Förhållandet mellan rumsluftens medelålder, $\langle \tau \rangle$, och den lokala medelåldern, τ_i , i zon 2 som funktion av utbytet mellan zonerna vid olika relativa zonstorlekar.

För ventilationseffektiviteten, $\langle \varepsilon \rangle$, erhålles:

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{C_e(\infty)}{\langle C(\infty) \rangle} = \frac{C_1^s}{\kappa \cdot C_1^s + (1 - \kappa) \cdot C_2^s} \quad (3.30)$$

och för det lokala ventilationsindexet, ε_p , fås:

$$\varepsilon_p = \frac{C_e(\infty)}{C_2(\infty)} = \frac{C_1^s}{C_2^s} \quad (3.31)$$

(3.29)

Dessa värden beror förutom av blandningsfaktorn β_{12} och förhållandet mellan zonerna κ , även av var föroreningen avges (faktorn ϕ). I bild 3.6 visas ventilationseffektiviteten som funktion av β_{12} , κ och ϕ . I bild 3.7 visas det lokala ventilationsindexet som funktion av β_{12} och ϕ . Ventilationsindexet är oberoende av κ .

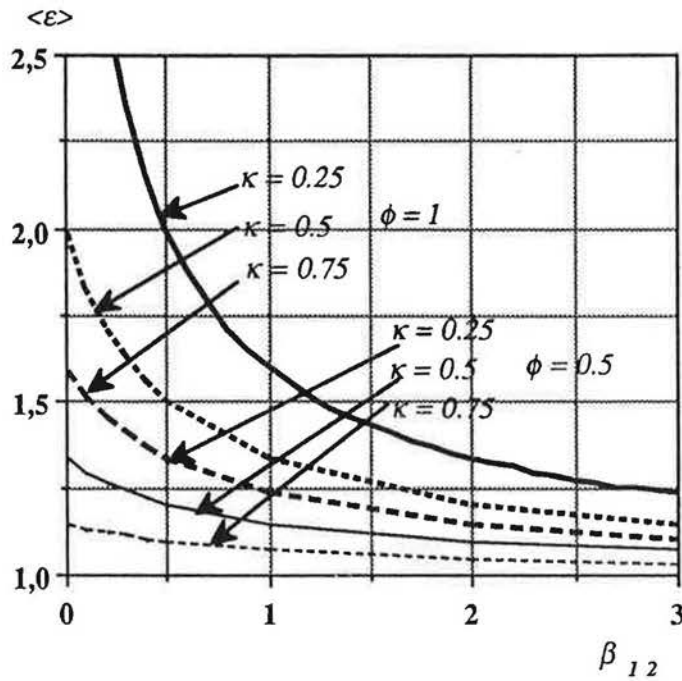


Bild 3.6 Ventilationseffektiviteten som funktion av utbytet mellan zonerna vid olika relativa zonstorlekar och fördelning av belastningen.

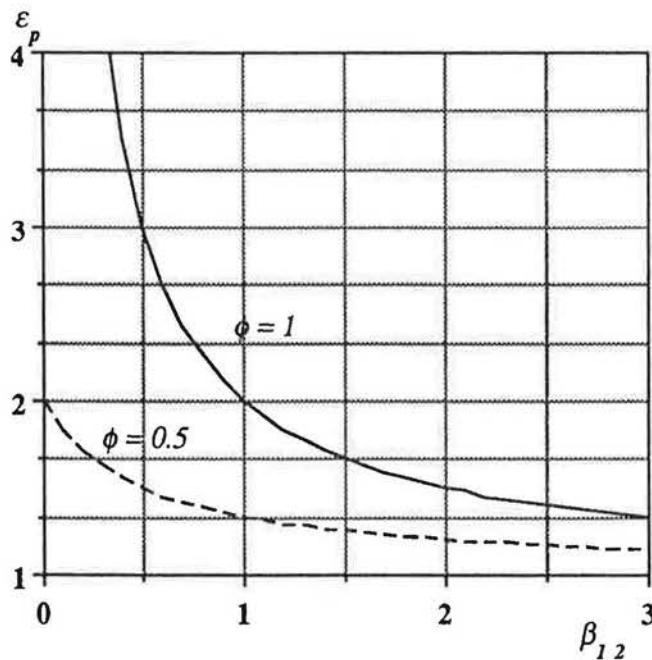


Bild 3.7 Lokalt ventilationsindex som funktion av utbytet mellan zonerna vid olika fördelning av belastningen.

Svårigh
ansätta
effekt i
respekt
värde p
tion i d
reninge
Förutsä
konvekt

Sandber
beräkni
ventilati
presente
modifier
ekvation

Kontinu

$$\frac{d}{dz} ($$

Kontinu

$$\frac{d}{dz} ($$

Kontinu

$$\frac{d}{dz} ($$

där $q(z)$

$$m(z)$$

$$\Delta f_m$$

där $(\Delta\rho)$

$$(\Delta\rho)$$

Vid härle
hos hastig

Svårigheten med att använda två- eller flerzonsmodeller ligger i att ansätta värden på strömningen mellan zonerna, β_{12} , och andelen spridd effekt i vistelsezonen, $(1-\phi)$, samt hur stor andel av rummet som tillhör respektive zon. Dessa värden är kopplade till varandra, där t.ex. ett litet värde på κ vid ett visst konvektionsflöde innebär att man får en recirkulation i den övre nivån och att β_{12} ökar, samtidigt som ϕ minskar då föroreningen eller överskottsvärmen återföres till den nedre zonen. Förutsättningen för att kunna beräkna dessa faktorer, är att man känner konvektionsflödernas storlek både från interna källor och vid väggytorna.

Sandberg (1987) redovisar en modell, som kan användas för tidsberoende beräkning av koncentrationsförloppet i en lokal, med deplacerande ventilation och en konvektiv föroreningskälla. Den bygger på en modell presenterad av Baines och Turner (1969), en "filling box model" vilken modifierats för att anpassas till en ventilerad lokal. De grundläggande ekvationerna är enligt följande:

Kontinuiteten för volymflödet ger

$$\frac{d}{dz}(q(z)) = 2 \cdot \pi \cdot R \cdot \alpha \cdot w_0(z) \quad (3.32)$$

Kontinuiteten för impulsen ger

$$\frac{d}{dz}(m(z)) = \pi \cdot \lambda^2 \cdot R^2 \cdot g \cdot \frac{(\Delta\rho)_m}{\rho_r} \quad (3.33)$$

Kontinuiteten i lyftförmågan relativt omgivningen ger

$$\frac{d}{dz}(\Delta f_m(z)) = -q \cdot \frac{d}{dz} \left(g \cdot \frac{(\Delta\rho)_0}{\rho_r} \right) \quad (3.34)$$

$$\text{där } q(z) = \pi \cdot R^2 \cdot w_0(z) \quad (3.35)$$

$$m(z) = \frac{\pi \cdot R^2 \cdot w_0^2(z)}{2} \quad (3.36)$$

$$\Delta f_m(z) = \pi \cdot R^2 \cdot w_0(z) \cdot g \cdot \frac{(\Delta\rho)_m}{\rho_r} \cdot \frac{\lambda^2}{(1+\lambda^2)} \quad (3.37)$$

där $(\Delta\rho)_m$ = densitetsskillnaden mellan plymens centrum och omgivningen

$(\Delta\rho)_0$ = densitetsskillnaden mellan omgivningen och en referenspunkt

Vid härledningen av ovanstående ekvationer har antagits att profilema hos hastighets- och densitetsfältet har gaussform enligt följande:

$$w(r,z) = w_0(z) \cdot e^{-(r/R)^2} \quad (3.38)$$

$$\Delta\rho(r,z) = \Delta\rho_m(z) \cdot e^{-(r/\lambda R)^2} \quad (3.39)$$

där λ = en faktor som tar hänsyn till skillnaden i bredd mellan hastighets- och densitetsfälten.

Vidare antas att skillnaden mellan flödet i plymen $q(z)$ och flödet i den nedåtgående fronten är lika med ventilationsflödet q_1 , vilket ger hastigheten i den nedåtgående fronten $w(z)$

$$w(z) = (q(z) - q_1) / A \quad (q(z) \geq q_1) \quad (3.40)$$

Ändringen i omgivande lufts densitet beror av den nedåtgående fronten och ges av

$$\frac{\partial(\Delta\rho)_0}{\partial t} = w(z) \cdot \frac{\partial(\Delta\rho)_0}{\partial z} \quad (w(z) \geq 0) \quad (3.41)$$

Fronten stannar vid nivån där $q(z) = q_1$. Under denna nivå antas densiteten konstant i omgivningen. Gränsvillkoren ges av att vid källan är lyftförmågan $F_0 = P_k \cdot g \cdot \beta / (\rho \cdot c_p)$, och vid taknivån är densiteten i plymen lika med omgivningens, dvs lyftförmågan lika med noll. Ekvation (3.34) vid frontens nivå vid jämvikt ger

$$\Delta f_m = F_0 - q_1 \cdot g \cdot \frac{(\Delta\rho)_0}{\rho_r} \quad (3.42)$$

Exempel på lösning av ovanstående ekvationer visas av Sandberg (1987) för punkt- och linjekälla, se bild 3.8 och 3.9.

För lösning av dessa ekvationer måste värden antas för medejekteringsfaktorn, α , och förhållandet mellan temperatur- och densitetsfältet, λ . För punkt- eller linjekälla kan dessa antas vara relativt välkända, under det att man vid andra utbredda konvektionskällor ej känner dessa värden. Vidare finns oftast många andra strömningar i rummet, t. ex. konvektionsströmningar vid väggar, vilka bör inarbetas i modellen.

Sandberg (1987) har gjort försök i en vattenmodell med både laminär och turbulent strömning. Han har vid turbulent strömning fått en strömningsbild överensstämmande med den matematiska modellen. Nackdelen med en vattenmodell är att strålningsutbytet, som normalt finns i ett rum, inte kan efterliknas.

Temperaturskillnaden mellan golv och tak, vilken vid deplacerande ventilation är större än vid omblandande, innebär ett kraftigt strålningsutbyte. Detta i sin tur innebär att överskottsvärmen som transporteras upp med konvektionsflödena till en del återförs till den nedre zonen.

2.5
2.0
1.5
1.0
0.0
0

LEVEL ABOVE FLOOR [m]

Bild 3.8

2.5
2.0
1.5
1.0
0.0
0

LEVEL ABOVE FLOOR [m]

Bild 3.9

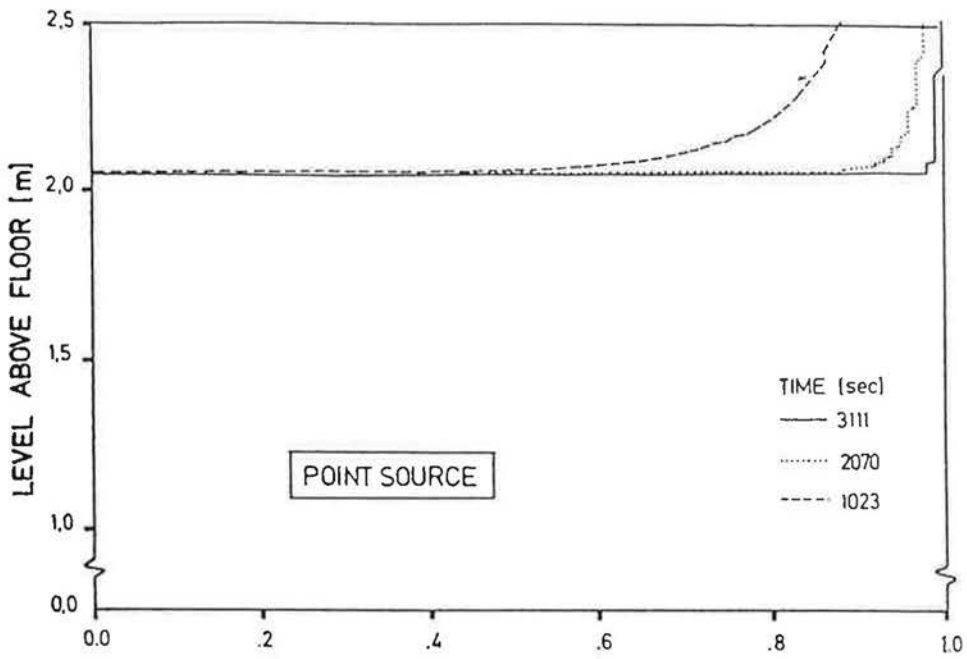


Bild 3.8 Beräknade koncentrationsprofiler från en punktkälla vid tre olika tidpunkter, Sandberg (1987).

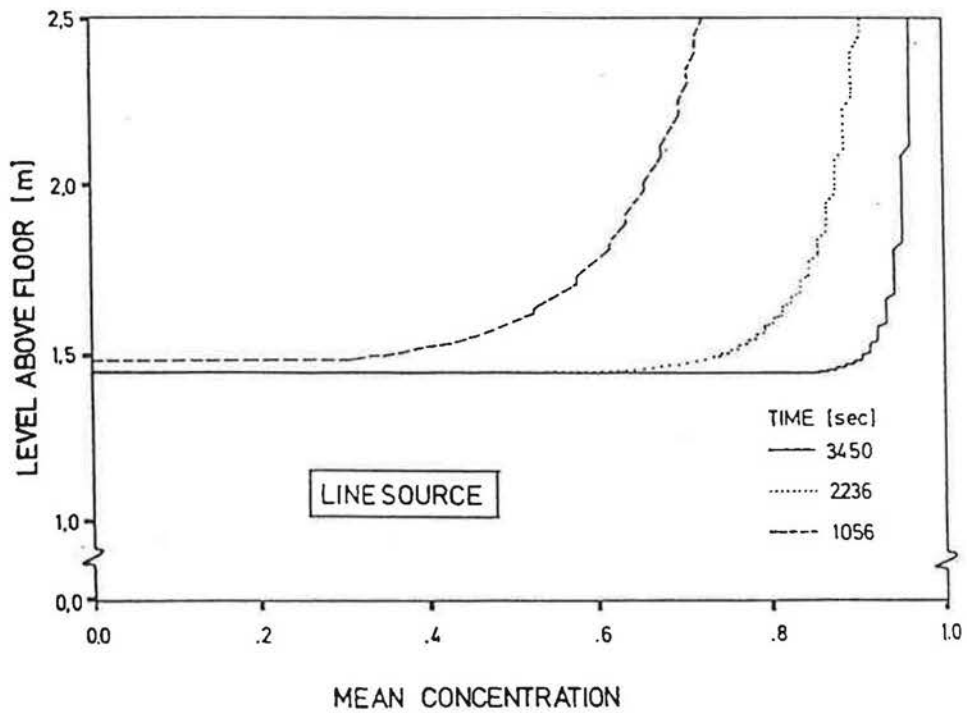


Bild 3.9 Beräknade koncentrationsprofiler från en linjekälla vid tre olika tidpunkter, Sandberg (1987).

3.2 Temperaturförhållanden vid deplacerande ventilation

Temperaturgradienterna vid deplacerande ventilation i industrilokaler redovisas vid olika tillämpningar bland annat av Järmyr (1982) och Skåret (1987).

Järmyr (1982) redovisar temperaturgradienter, uppmätta upp till 6 m, i en verkstadshall. Hallen är ventilerad med deplacerande ventilation, där endast 15% av frånluften tas ut i taknivån. Resterande del sugas ut via punktutslag och intilliggande lokal. I bild 3.10 visas uppmätta temperaturgradienter i verkstadshallen under en normal arbetsdag. Till- och frånluftstemperaturerna framgår av tabell 3.5. Luftflödet är 7,5 l/s,m². I hallen, som har en golvarea av 2000 m², finns totalt 14 st don installerade.

Tabell 3.5. Till- och frånluftstemperaturer i en verkstadshall, Järmyr (1982).

kl	Tilluftstemperatur °C	Frånluftstemperatur °C
6	18,0	23,4
9	18,0	25,0
12	19,8	26,2
15	22,2	28,0
18	20,5	28,0

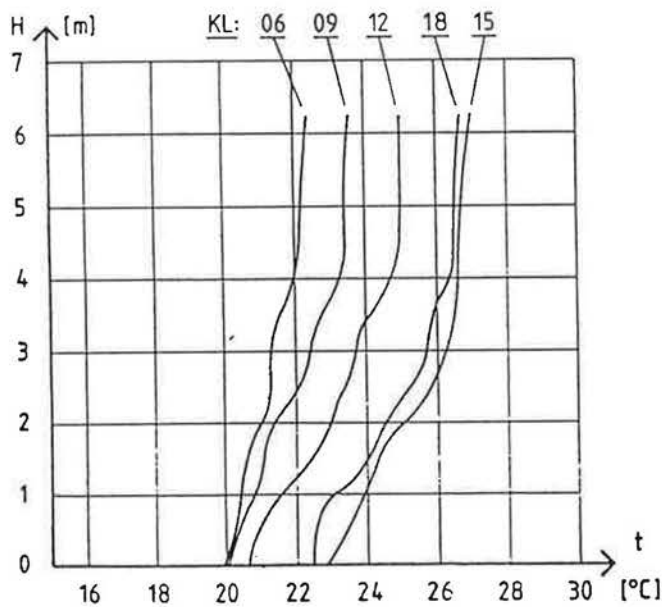


Bild 3.10 Uppmätta temperaturprofiler i en verkstadshall, Järmyr(1982).

Järmyr redovisar också mätningar från en tennishall med en total golvarea av 3500 m², ventilerad med hjälp av 2 st deplacerande don, med ett flöde på 0,7 l/s, m². Belysningseffekten är 40 kW. Temperaturerna redo-

visas i fyra
och frånluft
temperatur



Bild 3.11

Skåret (1987) redovisar mätningar från en industrihall med en total golvarea av 1000 m² och temperaturgradienter i olika höjder och tilluften vid olika klockslag. Detta resultat kommer från samma källa som Bild 3.10.

De knapphåriga resultaten angående rumsliga belastningar och temperaturgradienter verkar gradvis förändras med taktiderna och frånluftstemperaturerna.

Temperaturgradienterna i olika höjder redovisas i tabell 3.6. Resultatet är som förväntat.

visas i fyra olika mätpunkter på fem olika nivåer, men uppgift om till- och frånluftstemperaturerna saknas. I bild 3.11 visas de uppmätta temperaturerna.

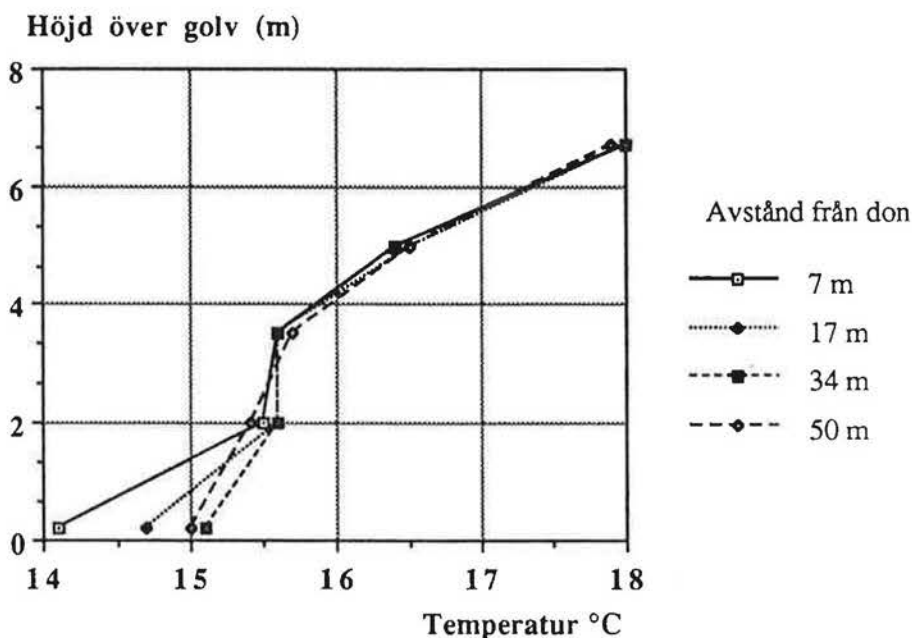


Bild 3.11 Uppmätta temperaturprofiler i en tennishall, Järmyr(1982).

Skåret (1987) redovisar temperatur- och föroreningsprofiler uppmätta i en industrihall med stort värmeöverskott, se bild 3.12. Takhöjden är 20 m och temperaturprofilen visas som temperaturdifferens mellan rumsluften och tilluften. Föroreningsprofilen visar en hög koncentration i en mellan-nivå. Detta beror troligen på att de mesta föroreningarna ej avges från samma källor som den största värmen.

De knapphändiga uppgifter, som står till buds i ovanstående referenser angående rumsdimensioner, till- och frånluftstemperaturer samt värmebelastningarnas utformning gör det svårt att få en bild av vad som påverkar gradienterna i lokalerna. Enligt Skistad (1988) kan man vid höga takhöjder anta att ca en tredjedel av temperaturdifferensen mellan till- och frånluftstemperaturen utjämnas vid golvet.

Temperaturgradienterna vid deplacerande ventilation i komfortsammanhang redovisas i flera arbeten. Tyvärr anges oftast inte alla förutsättningar vid redovisade mätningar, vilket försvårar vidare bearbetning av resultaten.

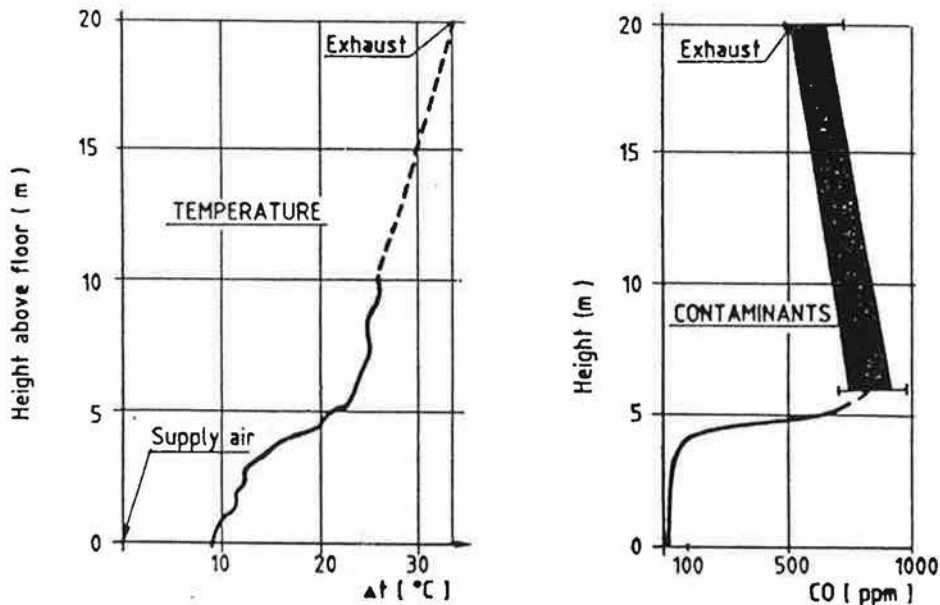
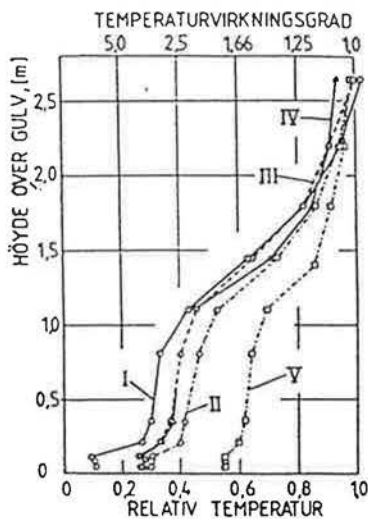


Bild 3.12 Temperatur- och föreningsprofil i en industrihall, Skåret (1987).

En av de första som redovisar mätningar med deplacerande ventilation i komfortsammanhang är Flatheim (1984). Vid fullskaleförsök har här ett deplacerande system provats i ett kontorsrum, varvid det lokala ventilationsindexet för vistelsezonen och temperaturgradienten i rummet uppmätts. För det lokala ventilationsindexet erhålls en förbättring på 20 gånger jämfört med omblandande ventilation. Av temperaturskillnaden utjämnades hälften vid golvet och från golv till tak erhålls en rätlinjig gradient.

Inverkan på temperaturen av olika induktionsgrad i tilluftsdonet visas av Skåret (1986). Som väntat gav det att temperaturdifferensen vid golvet utjämnas mer, ju mer luft som induceras i donet, se bild 3.13.



- Kurva I : Utan induktion
Värmeöverskott 960 W
- Kurva II : Induktionsförhållande 1
Värmeöverskott 1260 W
- Kurva III : Induktionsförhållande 1
Värmeöverskott 990 W
- Kurva IV : Induktionsförhållande 1
Värmeöverskott 1700 W
- Kurva V : Induktionsförhållande 3,3
Värmeöverskott 1340 W

Bild 3.13 Inverkan av induktion i tilluftsdonet, Skåret (1986).

Holmberg
typer av ve
gjordes fö
var av dim
m försett r
tabell 3.6.
frånluftste

Tabell 3.6.

Fall

Sommar
Sommar

Höst/vår

Vinter

I bild 3.14

Höjd över

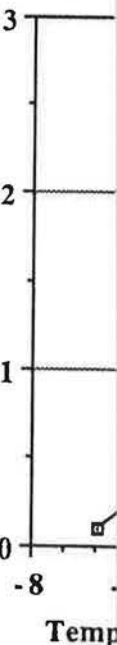


Bild 3.14.

Holmberg et al (1987) har i ett provrum utfört mätningar med olika typer av ventilationsystem, varav deplacerande var ett. Mätningarna gjordes för tre belastningsfall, sommar, vinter och höst/vår. Provrumsrummet var av dimensionen 3,35 x 4,50 x 2,65 m med ett treglasfönster 1,2 x 1,2 m försett med mellanliggande persienn. Data för försöken framgår av tabell 3.6. Temperaturdifferensen ges som tilluftstemperatur minus frånluftstemperatur.

Tabell 3.6. Försöksdata från ett provrum, Holmberg et al (1987).

Fall	Takbelysning W	Bordsbelysning W	Personvärme W	Dator W	Fönster W	Luftflöde l/s	Tempdifferens °C
Sommar	290	60	75	100	160	57	-10
Sommar	290	60	75	100	160	71	-8
Höst/vår	240	60	75	0	0	39	-8
Vinter	105	10	75	0	-120	10	-5

I bild 3.14 visas temperaturgradienterna vid de olika belastningsfallen.

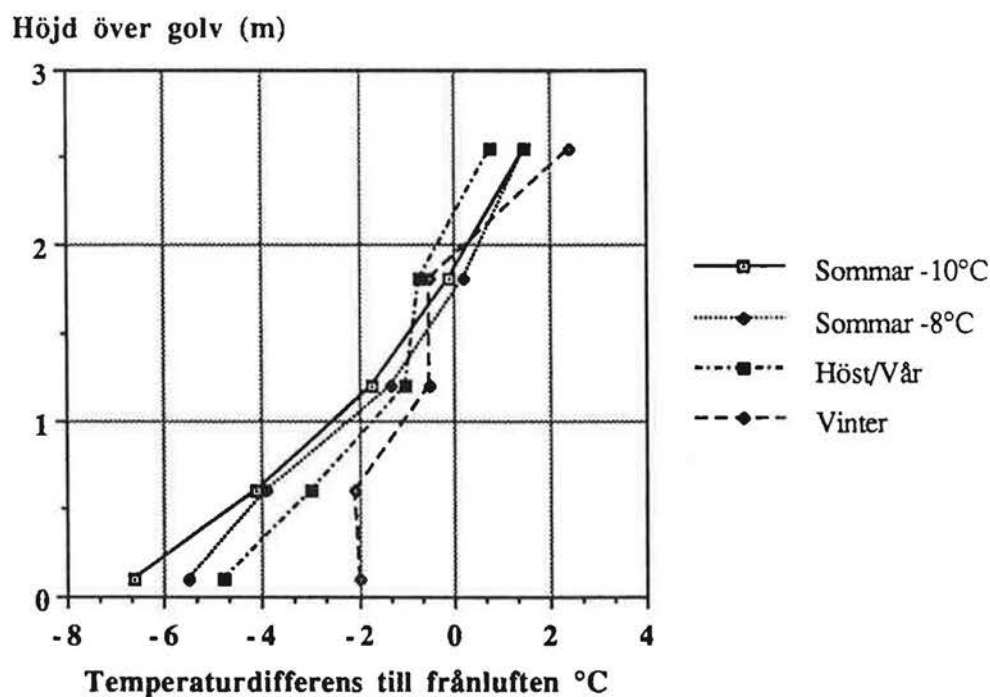


Bild 3.14. Temperaturförhållanden vid deplacerande ventilation för olika driftfall, Holmberg et al (1987).

Sandberg (1985) har i ett cellkontor uppmätt luftutbyteseffektiviteten, ventilationseffektiviteten och temperatureffektiviteten för olika ventilationssystem. I bild 3.15 visas temperaturgradienten för ett deplacerande system vid två olika belastningsfall.

Rummets dimensioner var 4,2 x 3,6 x 2,5 m och luftflödena motsvarande 2 resp. 4 omsättningar/h (75.6 resp. 151.2 m³/h). I tabell 3.7 redovisas en del mätdata. Även dessa försök visar att ungefär hälften av temperaturdifferensen utjämnas vid golvet, med en något högre temperaturstegring vid det mindre flödet.

Tabell 3.7 Försöksdata från ett cellkontor, Sandberg (1985).

Luft-oms. Vol/tim	W/A W/m ²	Tilluft- temp. °C	Frånluft- temp. °C	Temp- differens °C	Golv- temp. °C	Tak- temp. °C	Fönster- temp. °C
2	-12.6	17.1	24.62	-7.5	21.74	24.05	32.48
4	-26.8	15.5	23.53	-8.0	20.07	23.23	32.19

Höjd över golv (m)

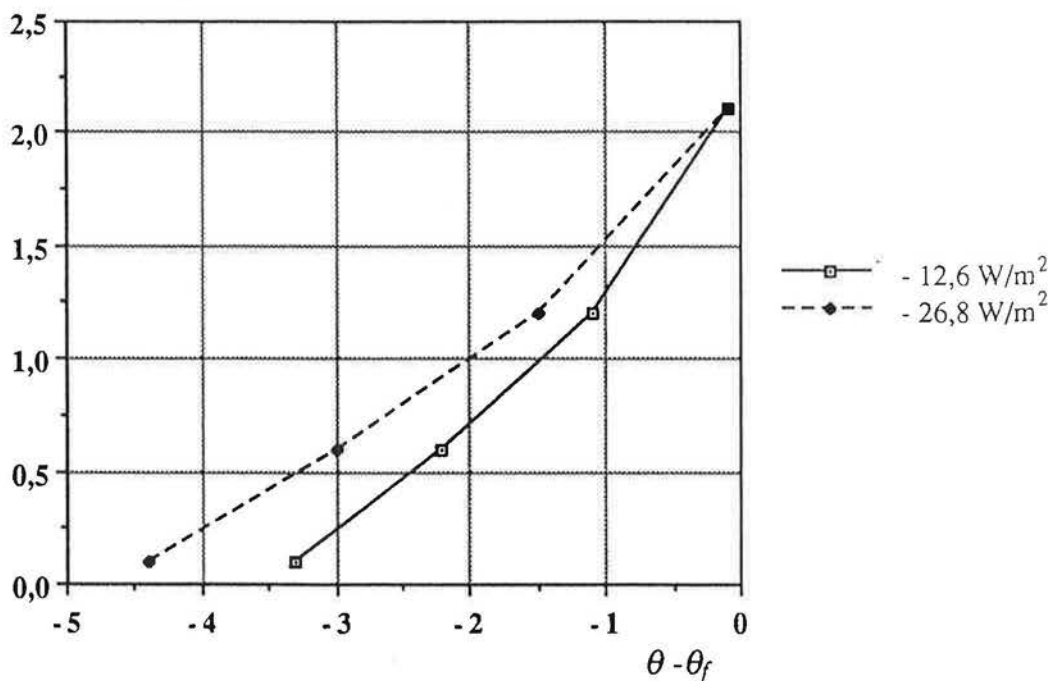


Bild 3.15 Temperaturgradienter (temperaturdifferens till frånluften) vid deplacerande ventilation i ett cellkontor vid olika kyleffekt, Sandberg (1985).

Qingyan e
för att unc
och jämfö
program s
för att ber
stämme

Mätningar
olika vent
persienn s
Temperatu
utrymme v
konvektion
källa var u
koncentra

I tabell 3.8
cerande sy
cm var pla
cm långt,
under fön

Tabell 3.8

Luftoms. Vol/tim
3
5
7
7
7

Av tabell 3
Detta bero
värme dire
att förhålla
W ger till-
Detta med
Vid ökande
Sandbergs
golvnivå v

Bild 3.16 v
nivåer i fyr

Qingyan et al (1988) har utfört mätningar med olika ventilationssystem för att undersöka hastighets-, koncentrations- och temperaturfält i ett rum och jämföra dessa med beräkningar utförda med datorprogram. De program som använts är Accuracy och Phoenics, där Accuracy använts för att beräkna ingångsdata till Phoenics. Oftast har en god överensstämmelse erhållits mellan beräkningar och utförda mätningar.

Mätningarna utfördes i ett fullskaleklimatrum (5,6 x 3,0 x 3,2 m) med olika ventilationssystem, olika värmetillskott i form av en uppvärmd persienn samt olika luftflöden. Golv och tak bestod av tjock betong. Temperaturen på golv i ovanliggande utrymme och tak i underliggande utrymme var densamma som motsvarande rumsytors temperatur. En konvektionskälla på 25 W var placerad 1,1 m över golv. I denna värmekälla var utsläpp för den heliumgas, som användes som spårgas vid koncentrationsmätningarna.

I tabell 3.8 anges förutsättningarna vid de olika försöken med ett deplacerande system, varvid en luftspredare med bredden 50 cm och höjden 68 cm var placerad vid den inre kortväggen. Vid försöken var ett bord 175 cm långt, 145 cm brett och 85 cm högt placerat vid den andra kortväggen under fönstret.

Tabell 3.8 Försöksdata vid försök med deplacerande ventilation, Qingyan et al (1988).

Luftoms. Vol/tim	Tillförd effekt W	Tillufts- temp. °C	Frånlufts- temp. °C	Temp- differens °C	Bortförd effekt ventilation W
3	600	16.0	25.6	9.6	518
5	600	19.7	25.0	5.3	477
7	600	20.8	24.8	4.0	504
7	300	21.3	24.1	2.8	352
7	950	19.6	27.1	7.5	945

Av tabell 3.8 framgår att till- och bortförd effekt inte överensstämmer. Detta beror troligen till en del på att den uppvärmda persiennen avger värme direkt till omgivningen, men en stor del av skillnaden förklaras av att förhållandena ej varit stabila. I fallet 7 oms/h och tillförd effekt 300 W ger till- och frånluftstemperaturerna en bortförd effekt på 352 W. Detta medför att värme måste ha tillförts från tak- eller golvbjälklagen. Vid ökande flöde är dock tendensen densamma som syns enligt Sandbergs (1985) mätningar, dvs en högre relativ temperaturstegring vid golvnivå vid mindre flöden.

Bild 3.16 visar medeltemperaturgradienterna uppmätta på fem olika nivåer i fyra olika punkter i rummets mitt.

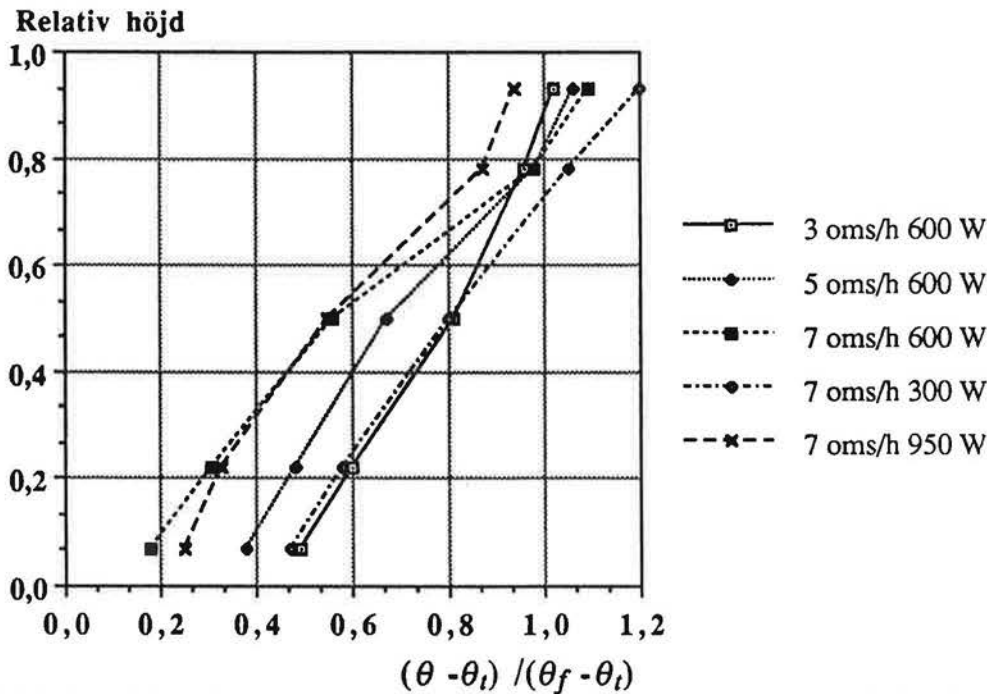


Bild 3.16 Medeltemperaturgradienter uppmätta på fem olika nivåer i ett rum med deplacerande ventilation, Qingyan(1988).

Nielsen et al (1988) har undersökt olika luftspredare i ett rum med måtten 5,4 x 3,6 x 2,6 m. En konvektionskälla var därvid placerad på låg nivå 4 m från den vägg där luftspredarna installerats. Medeltemperaturgradienten i tre olika punkter i rummet redovisas i bild 3.17 för spredare typ B med en konvektionskälla på 500 W.

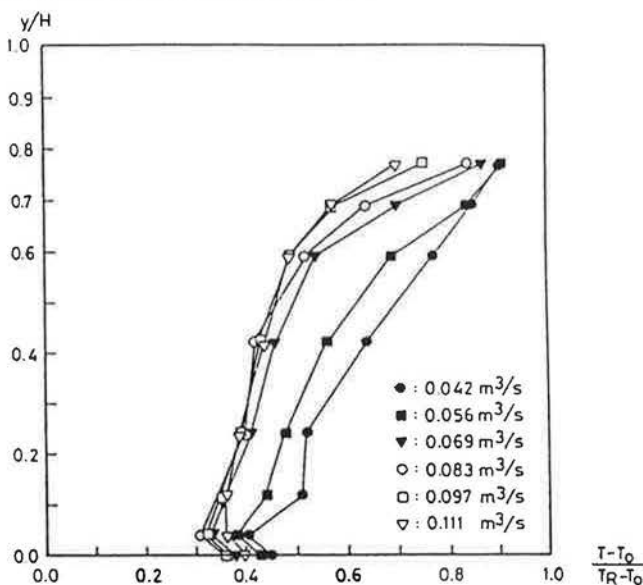


Bild 3.17 Medeltemperaturgradienter i ett rum med deplacerande ventilation, Nielsen et al(1988).

Som fram
högre flö
med en re
gradient i
enbart des
gradienten
(1988), se

Ventilation
eratur och
till nivån 2

Bild 3.18

Mathisen (C
golvet och
överensstäm
hastigheter

$$\frac{w}{w_0} = \dots$$

där $w = h$
 $w_0 = h$

$$Ar = A$$

$$\Delta\theta_0 =$$

$$h = \text{til}$$

$$k_1, k_2$$

Som framgår av bilden fås här en relativt liten temperaturgradient vid de högre flödena. Temperaturgradienterna liknar här det idealiserade fallet med en relativt jämn temperatur i den nedre zonen och en kraftig gradient i den övre zonen. Källans utformning framgår ej av referensen, enbart dess placering, varför det är svårt att utröna eventuella orsaker till gradientens form. Tendenserna är dock desamma som visats i Qingyan (1988), se bild 3.16.

Ventilationseffektiviteten ϵ_T är i Nielsen et al (1988) baserad på temperatur och definieras som $\theta_f - \theta_i / \theta_{oc} - \theta_i$, där θ_{oc} är medeltemperaturen upp till nivån 2.1 m. Denna ventilationseffektivitet redovisas i bild 3.18.

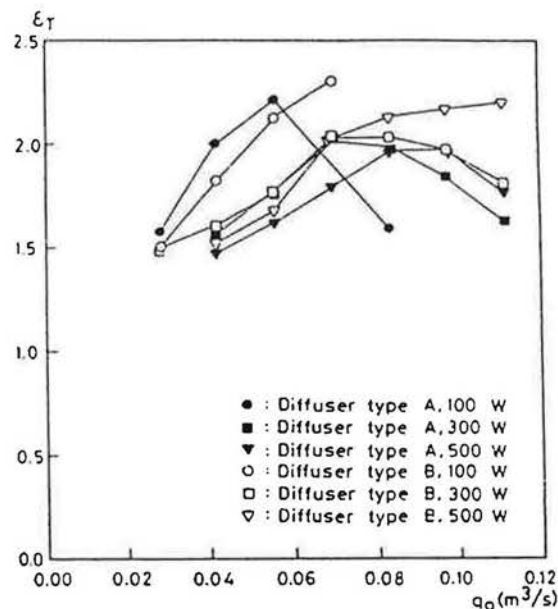


Bild 3.18 Ventilationseffektiviteten ϵ_T , baserad på temperatur, vid olika flöden för olika luftspredare, Nielsen et al(1988).

Mathisen (1988) har ställt upp samband för hastigheten i flödet över golvet och temperaturutjämnningen vid golvytan. Vid försök har god överensstämmelse erhållits för hastigheten vid golvytan i relation till hastigheten i utloppet i form av följande ekvation

$$\frac{w}{w_o} = k_1 + k_2 \cdot Ar^{1/2} \quad (3.43)$$

där w = hastigheten invid golvytan (m/s)

w_o = hastigheten i utloppet (m/s)

$$Ar = \text{Archimedes tal} = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta\theta_o \cdot h}{w_o^2}$$

$\Delta\theta_o$ = temperaturdifferensen mellan rumsluften och tilluften (K)

h = tilluftsöppningens höjd (m)

k_1, k_2 = konstanter

För temperaturutjämnningen föreslår Mathisen (1988) en ekvation av följande typ

$$\Delta\theta_m = k_3 (V_o \cdot \Delta\theta_o)^{k_4} (h)^{k_5} \quad (3.44)$$

där $\Delta\theta_m$ = temperaturdifferensen mellan nivån 1,1 m över golv och nivån 0,04 m över golv (K).

$\Delta\theta_o$ = temperaturdifferensen mellan rumsluften 1,1 m över golv och tilluften (K).

V_o = tilluftflödet (m^3/s).

k_3, k_4, k_5 = konstanter

Överensstämmelsen mellan ovanstående ekvation och uppmätta data är dock mindre bra.

I Tyskland har deplacerande ventilation också undersökts av bl.a. Laux (1988) och Fitzner (1988). Den senare är en av de få som påtalar strålningens inverkan i samband med deplacerande ventilation. Den temperaturgradient som uppträder medför ett stort strålningsutbyte mellan golv och tak. Detta innebär att en del av värmen tillförs luften innan den kommer i kontakt med personer i rummet, dvs man får en utjämnning av temperaturen i rummet, vilket medför en minskad kyl-effekt. En möjlighet att minska denna temperaturutjämnning är enligt Fitzner (1988) att göra taket metalliskt glänsande, varigenom strålningsutbytet med golvet reduceras. Detta synes dock ej vara provat i praktiken.

På grund av den deplacerande ventilationens ringa möjlighet att tillföra stora kyleffekter med bibehållen komfort, kombineras den emellanåt med kyltak, se Skåret (1987). Detta har visat sig fungera bra i praktiken, under förutsättning att inte hela takytan kyles (max 50-75% av takarean bör enligt Skåret (1987) vara kylta). Vid större andel kyld area kan de nedåtgående luftströmmarna bli för starka och komma ner i vistelezonen. I bild 3.19 visas uppmätta temperaturprofiler i Bergen Bank. Ventilationsluftflödet var härvid $6.6 \text{ m}^3/(\text{h}, \text{m}^2)$, luftens kyleffekt $15 \text{ W}/\text{m}^2$ och takets kyleffekt $40 \text{ W}/\text{m}^2$. Yttemperaturen på kyltaket var $19 - 20^\circ\text{C}$.

Som framgår av det ovan redovisade materialet är temperaturgradienter i rum med deplacerande ventilation ganska varierande. En klar tendens verkar dock vara, att en stor del av temperaturdifferensen mellan till- och frånluften utjämnas vid golvet. Ventilationsluftflödet syns i detta sammanhang ha en stor inverkan.

I bild 3.20 visas ett samband mellan temperaturutjämnning och ventilationsluftflöde. Andelen av den totala temperaturdifferensen som utjämnas vid golvet, dvs temperaturdifferensen mellan luften i golvnivå och tilluften dividerad med den totala temperaturdifferensen, har här inritats

som funktions
samband

Height above floor (m)

Bild 3.19

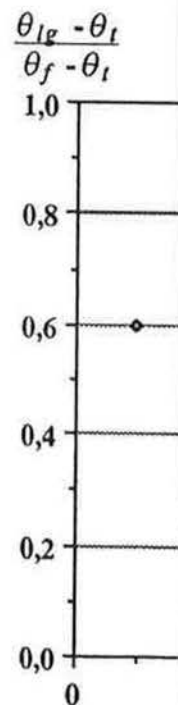


Bild 3.20

som funktion av luftflödet per golvareanhet. Av bild 3.20 framgår att ett samband råder mellan dessa parametrar. Detta behandlas i kap 5.

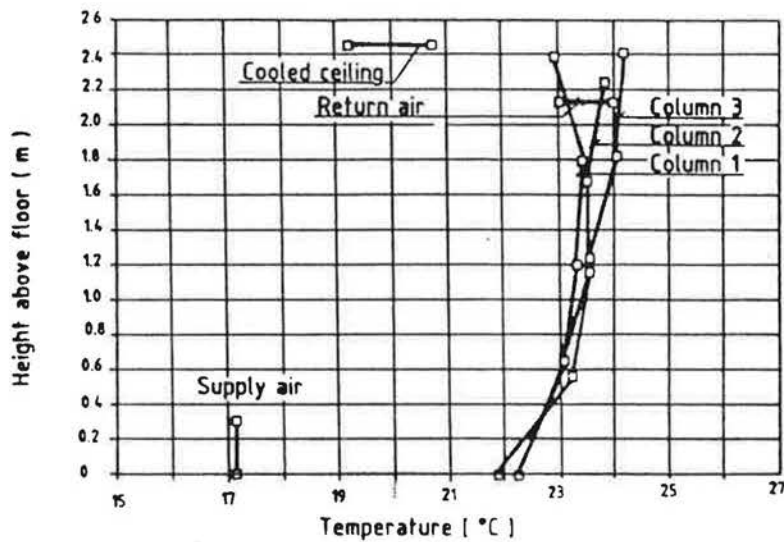


Bild 3.19 Temperaturprofiler uppmätta i Bergen Bank, Skåret (1987).

$$\frac{\theta_{lg} - \theta_t}{\theta_f - \theta_t}$$

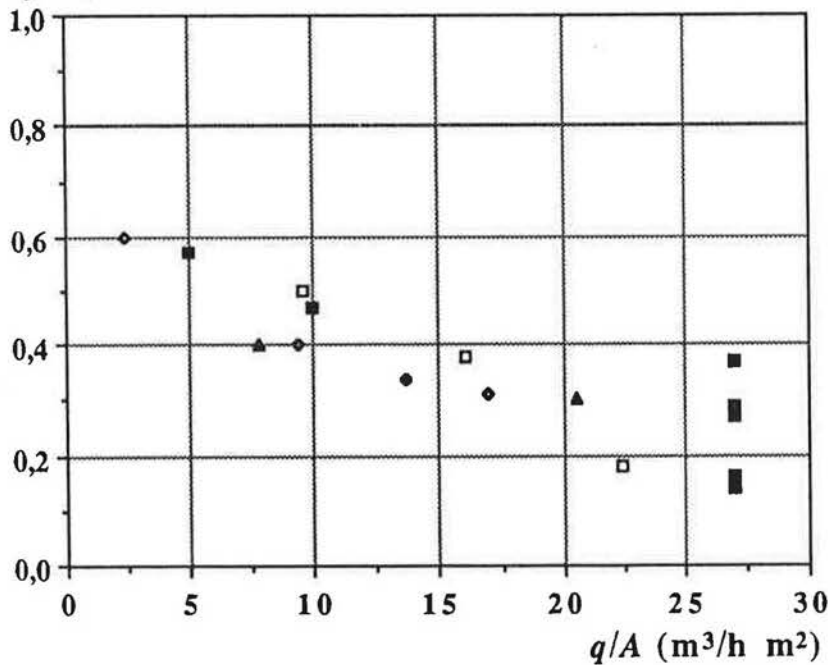


Bild 3.20 Samband mellan temperaturutjämning och luftflöde.

4. LITTERATUR OM PLYMER

4.1. Plymteori

Utbredningen av plymer över varma punktkällor behandlas i ett flertal arbeten och olika försök till förenkling av modellerna har gjorts. För varma plymer i en neutral omgivning, dvs en omgivning med konstant temperatur, finns ett flertal väl dokumenterade samband. När omgivningen har en positiv temperaturgradient, vilket påverkar plymen på så sätt att lyftförmågan minskar när plymen stiger, blir förhållandena mer komplicerade. Vi skall i detta kapitel något beskriva de tidigare arbeten, som finns redovisade för både neutral och ej neutral omgivning.

Bland de första som har redovisat mätningar från plymer i neutral omgivning är Schmidt (1941). Han har antagit att strömningen är likformig i olika plan, dvs det finns en similaritetslösning, och via olika antaganden om turbulensen har han erhållit temperatur- och hastighetsprofilerna för punkt- och linjekälla. Yih (1951) och Rouse et al (1952) har redovisat mätningar över en gasbrännare i neutral omgivning. Batchelor (1954) har uppmärksammat inverkan av en temperaturgradient i omgivningen och Morton et al (1956) har givit en lösning för beräkning av maximala stighöjden för en plym i en omgivning med temperaturgradient.

Nedan behandlas kortfattat de grundekvationer som används för att beskriva strömningen över en punktkälla.

För en axisymmetrisk turbulent plym från en punktkälla i en stilla omgivning gäller följande ekvationer med cylindriska koordinater (r, z) , enligt Morton (1971). Z-axeln är riktad uppåt och origo ligger vid punktkällan. Hastigheten i z-led är $w_z + w_z'$ och hastigheten i r-led $w_r + w_r'$ där w_z och w_r är medelvärden och w_z' och w_r' är de turbulenta fluktuationerna. $\Delta\theta$ är medelövertemperaturen i plymen gentemot omgivningen på samma nivå och $\Delta\theta'$ är den fluktuerande övertemperaturen. $d\theta_\infty/dz$ anger temperaturgradienten i omgivningen.

Kontinuitetsekvationen:

$$\frac{\partial(r \cdot w_r)}{\partial r} + \frac{\partial(r \cdot w_z)}{\partial z} = 0 \quad (4.1)$$

Navier- Stokes ekvation:

$$\frac{\partial(r \cdot w_r \cdot w_z)}{\partial r} + \frac{\partial(r \cdot w_z^2)}{\partial z} + \frac{\partial(r \cdot w_r' \cdot w_z')}{\partial r} - \beta \cdot g \cdot \Delta\theta \cdot r = 0 \quad (4.2)$$

Värmeekvationen:

$$\frac{\partial(r \cdot w_r \cdot \Delta\theta)}{\partial r} + \frac{\partial(r \cdot w_z \cdot \Delta\theta)}{\partial z} + \frac{\partial(r \cdot w_r' \cdot \Delta\theta')}{\partial r} + r \cdot w_z \cdot \frac{d\theta_\infty}{dz} = 0 \quad (4.3)$$

För ekvat

vid axeln

då $r \rightarrow \infty$,

Ekvatione
plymens l

Vid framt
approxima
jämförelse

Det finns
ekvatione

- Ekvation
diskretis
rutnätsp
Randvill
ceras. M
hållande
välja en
krävande

- Ekvation
att en va
formighe
lensmod
och temp

- Ett helt
över hela
flödesek

$[r \cdot w_r$

$\frac{d}{dz} \int_0^\infty w$

$[r \cdot w_r$

$\lim_{r \rightarrow \infty}$

För ekvation (4.1) - (4.3) gäller följande randvillkor:

vid axeln $r = 0$, $w_r = 0$, $\partial w_z / \partial r = 0$, $\partial \Delta \theta / \partial r = 0$, $w_r' \cdot w_z' = 0$ och $w_r' \cdot \Delta \theta' = 0$

då $r \rightarrow \infty$, $w_r = 0$, $w_z = 0$, $\Delta \theta = 0$, $w_r' \cdot w_z' = 0$ och $w_r' \cdot \Delta \theta' = 0$

Ekvationerna gäller dock enbart inom plymen och randvillkor vid plymens kant erfordras för lösning av dessa.

Vid framtagandet av dessa ekvationer har man antagit att Boussinesq approximationer gäller och att de viskösa krafterna är försumbara i jämförelse med Reynolds krafter.

Det finns tre primärt olika sätt att angripa dessa partiella differential-ekvationer.

- Ekvationerna kan accepteras som de är och lösas genom att man diskretiserar problemet, dvs man söker variabelernas värden i ett antal rutnätspunkter genom finita differens- eller finita elementmetoder. Randvillkor måste härvid ansättas och någon turbulensmodell appliceras. Med denna metod kan mycket komplicerade strömningsförhållanden lösas. Svårigheten ligger i att bestämma randvillkoren och att välja en lämplig turbulensmodell. Metoden är mycket tid- och maskinkrävande, se t.ex. Davidson (1989).
- Ekvationerna kan reduceras till ordinära differentialekvationer genom att en variabeltransformation införes. Detta innebär emellertid att likformighet måste gälla för strömningsfältet. Efter ansats av någon turbulensmodell och randvillkor kan ekvationsystemet lösas och hastighets- och temperaturprofilerna erhållas.
- Ett helt annat sätt att angripa problemet, är att integrera ekv (4.1)-(4.3) över hela horisontella tvärsnittet för att på så sätt erhålla flödesekvationer för plymen. Detta ger:

$$[r \cdot w_r]_0^\infty + \frac{d}{dz} \int_0^\infty w_z \cdot r \cdot dr = 0 \quad (4.4)$$

$$\frac{d}{dz} \int_0^\infty w_z \cdot r \cdot dr = -[r \cdot w_r]_\infty \quad (4.5)$$

$$[r \cdot w_r \cdot w_z]_0^\infty + \frac{d}{dz} \int_0^\infty w_z^2 \cdot r \cdot dr + [r \cdot w_r' \cdot w_z']_0^\infty = \int_0^\infty \beta \cdot g \cdot \Delta \theta \cdot r \cdot dr \quad (4.6)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} (r \cdot w_r \cdot w_z) = 0 \quad \text{och} \quad \lim_{r \rightarrow \infty} (r \cdot w_r' \cdot w_z') = 0$$

$$\frac{d}{dz} \int_0^{\infty} w_z^2 \cdot r \cdot dr = \int_0^{\infty} \beta \cdot g \cdot \Delta \theta \cdot r \cdot dr \quad (4.7)$$

$$[r \cdot w_r \cdot \Delta \theta]_0^{\infty} + \frac{d}{dz} \int_0^{\infty} r \cdot w_z \cdot \Delta \theta \cdot dr + [r \cdot w_r' \cdot \Delta \theta]_0^{\infty} = - \frac{d\theta_{\infty}}{dz} \int_0^{\infty} r \cdot w_z \cdot dr \quad (4.8)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} (r \cdot w_r \cdot \Delta \theta) = 0 \quad \text{och} \quad \lim_{r \rightarrow \infty} (r \cdot w_r' \cdot \Delta \theta') = 0$$

$$\frac{d}{dz} \int_0^{\infty} r \cdot w_z \cdot \Delta \theta \cdot dr = - \frac{d\theta_{\infty}}{dz} \int_0^{\infty} r \cdot w_z \cdot dr \quad (4.9)$$

Genom dessa integrationer har turbulenstermerna bortfallit och randvillkoren ersatts med en term i kontinuitetsekvationen. De integrerade ekvationerna kan inte ge någon upplysning om hastighets- och temperaturprofilerna, utan dessa måste ansättas.

4.1.1. Similaritetslösning

Similaritet innebär att samma funktion gäller för varje z -värde men med olika skalfaktorer.

Om det finns en similaritetslösning till ovanstående ekvationer måste följande ansatser gälla:

$$w_z = w_o(z) \cdot f(\eta) \quad (4.10)$$

$$\Delta \theta = \Delta \theta_o(z) \cdot b(\eta) \quad (4.11)$$

$$\eta = r / R(z)$$

där $f(\eta)$ och $b(\eta)$ är similaritetsvariabler för hastighets- och temperaturprofilerna.

Enligt Taylor (1945) kan flödet in i plymen uttryckas som en funktion av maximala hastigheten i plymen vilket ger:

$$-[r \cdot w_r]_{\infty} = \alpha \cdot w_o \cdot R \quad (4.12)$$

där α är medejkteringskoefficienten, vilken måste bestämmas på experimentell väg. Antagandet att medejkteringskoefficienten är konstant innebär i sig ett antagande om likformighet, vilket måste uppfyllas förutom nedanstående villkor.

Insatt i ko

$$\frac{d(w_o)}{dz}$$

$$\left(2 \frac{dR}{dz} \right)$$

Om likform
tesen vara

$$R \equiv z$$

Insatt i rö

$$2 \left(\frac{dR}{dz} \right)$$

Parentesen
vänstra led

$$\Delta \theta_o \equiv$$

Insatt i vär

$$\frac{d(w_o \cdot \Delta \theta_o)}{dz}$$

Om plymen
är det högra

$$w_o \cdot \Delta \theta_o$$

Detta ger: z

I en neutral
vinkel, där

Om man i s
=kz^p, erhåll

$$\frac{d(w_o \cdot \Delta \theta_o)}{dz}$$

Detta ger: z

Insatt i kontinuitetsekvationen (4.5) ger detta:

$$\frac{d(w_0 \cdot R^2)}{dz} \int_0^{\infty} f \cdot \eta \cdot d\eta = \alpha \cdot w_0 \cdot R \quad (4.13)$$

$$\left(2 \frac{dR}{dz} + \frac{R \cdot dw_0}{w_0 \cdot dz} \right) \int_0^{\infty} f \cdot \eta \cdot d\eta = \alpha$$

Om likformighet skall gälla i alla tvärsnitt skall uttrycket innanför parenteserna vara konstant, dvs oberoende av z . Detta innebär att:

$$R \equiv z \quad \text{och} \quad w_0 \equiv z^m$$

Insatt i röremängdekvation (4.7) ger detta:

$$2 \left(\frac{dR}{dz} + \frac{R \cdot dw_0}{w_0 \cdot dz} \right) \int_0^{\infty} f^2 \cdot \eta \cdot d\eta = \frac{\beta \cdot g \cdot \Delta\theta_0 \cdot R}{w_0^2} \int_0^{\infty} b \cdot \eta \cdot d\eta \quad (4.14)$$

Parentesen i vänstra ledet är redan ansatt som en konstant. Faktorn i vänstra ledet ger med hjälp av ovanstående:

$$\Delta\theta_0 \equiv z^b = z^{2m-1}$$

Insatt i värmeekvationen (4.9) erhålles:

$$\frac{d(w_0 \cdot \Delta\theta_0 \cdot R^2)}{dz} \int_0^{\infty} f \cdot b \cdot \eta \cdot d\eta = - \frac{d\theta_{\infty}}{dz} R^2 \cdot w_0 \int_0^{\infty} f \cdot \eta \cdot d\eta \quad (4.15)$$

Om plymen utvecklas i neutral omgivning, dvs utan temperaturgradient, är det högra ledet noll och

$$w_0 \cdot \Delta\theta_0 \cdot R^2 = \text{konstant}$$

Detta ger: $z^m \cdot z^{2m-1} \cdot z^2 = \text{konstant}$ eller $3m+1 = 0$, $m = -1/3$, $b = -5/3$

I en neutral omgivning utvecklas således plymen med konstant spridningsvinkel, där hastigheten avtar med $z^{-1/3}$ och temperaturen med $z^{-5/3}$.

Om man i stället ansätter en temperaturgradient i omgivningen, $d\theta_{\infty}/dz = kz^p$, erhålles ur värmeekvationen (4.9):

$$\frac{d(w_0 \cdot \Delta\theta_0 \cdot R^2)}{dz} / \left(\frac{d\theta_{\infty}}{dz} \cdot R^2 \cdot w_0 \right) = \text{konstant} \quad (4.16)$$

Detta ger: $z^m + 2m - 1 + 2 - 1 = z^{p+2+m}$

eller $2m = p + 2$, $m = p/2 + 1$ och $b = 2m - 1 = p + 1$

Samtliga dessa samband gäller oberoende av plymens hastighets- och temperaturprofil om likformighet föreligger.

För profilema i plymer i samband med konvektionskällor brukar man ibland använda så kallade "top hat"-profiler och ibland gaussprofiler. För "top hat"-profiler gäller:

$$f(\eta) = 1 \text{ då } \eta \leq 1 \text{ och } f(\eta) = 0 \text{ då } \eta > 1$$

$$b(\eta) = 1 \text{ då } \eta \leq 1 \text{ och } b(\eta) = 0 \text{ då } \eta > 1$$

och för gaussprofiler gäller:

$$f(\eta) = \exp(-\eta^2) \quad (4.17)$$

$$b(\eta) = \exp(-(\eta/\lambda)^2) \quad (4.18)$$

Där λ är en faktor som tar hänsyn till skillnaden i plymens bredd med avseende på hastighets- och temperaturfält.

Om man med dessa ansatser beräknar integralerna i ekvation 4.13-4.15 erhålles för "top hat" profiler:

$$\frac{d(w_o \cdot R^2)}{dz} = 2 \cdot \alpha_T \cdot w_o \cdot R \quad (4.19)$$

$$\frac{d(w_o^2 \cdot R^2)}{dz} = \beta \cdot g \cdot \Delta\theta_o \cdot R^2 \quad (4.20)$$

$$\frac{d(w_o \cdot \Delta\theta_o \cdot R^2)}{dz} = -\frac{d\theta_\infty}{dz} \cdot R^2 \cdot w_o \quad (4.21)$$

och för gaussprofiler:

$$\frac{d(w_o \cdot R^2)}{dz} = 2 \cdot \alpha_G \cdot w_o \cdot R \quad (4.22)$$

$$\frac{d(w_o^2 \cdot R^2)}{dz} = 2 \cdot \beta \cdot g \cdot \Delta\theta_o \cdot R^2 \cdot \lambda^2 \quad (4.23)$$

$$\frac{d(w_o \cdot \Delta\theta_o \cdot R^2)}{dz} = -\frac{d\theta_\infty}{dz} \cdot \frac{\lambda^2 + 1}{\lambda^2} \cdot R^2 \cdot w_o \quad (4.24)$$

där $\alpha_T = \sqrt{2} \alpha_G$

Dessa ekv
al (1956)
des antag
likformig

Genom at
föreligger
funktion a

För en ply

konstant,

flödet och
utan initia

$R =$

$w_o =$

$\Delta\theta_o =$

Om en ter
integration
och lyftför

$R = 2$

$w_o =$

$\Delta\theta_o =$

Som fram
en instabi
noll och e
mågan ök
att ekvatio

Liknande
ningar för
men kan f
erhållas i
minskar n

Dessa ekvationer är de som vanligen ges i litteraturen, se t.ex. Morton et al (1956), Popiolek et al (1982), Sandberg et al (1987). Härvid har således antagits att temperatur- och hastighetsprofilerna i varje tvärsnitt är likformiga och kan beskrivas med en "top hat"-profil eller en gaussprofil.

Genom att integrera ekvationerna 4.22-4.24 kan man, då similaritet föreligger beräkna plymens spridning, hastighet och temperatur som funktion av avståndet från källan.

För en plym i en omgivning utan temperaturgradient gäller $w_o \cdot \Delta\theta_o \cdot R^2 =$ konstant, dvs lyftförmågan $F_o = \pi \cdot w_o \cdot \Delta\theta_o \cdot R^2 \cdot g \cdot \beta \cdot \frac{\lambda^2}{\lambda^2+1}$ är konstant. Om flödet och rörelsmängden vid källan är lika med noll, dvs en ren plym utan initialhastighet, erhålles då:

$$R = \frac{6 \cdot \alpha_G}{5} \cdot z \quad (4.25)$$

$$w_o = \left(\frac{3 \cdot (\lambda^2+1) \cdot F_o}{2\pi} \right)^{1/3} \cdot \left(\frac{5}{6 \cdot \alpha_G} \right)^{2/3} \cdot z^{-1/3} \quad (4.26)$$

$$\Delta\theta_o = \left(\frac{2}{3\pi^2} \right)^{1/3} \cdot \frac{(F_o \cdot (\lambda^2+1))^{2/3}}{g \cdot \beta \cdot \lambda^2} \cdot \left(\frac{5}{6 \cdot \alpha_G} \right)^{4/3} \cdot z^{-5/3} \quad (4.27)$$

Om en temperaturgradient finns i omgivningen, $d\theta_\infty/dz = kz^p$, ger en integration av ekv. 4.22-4.24 vid similaritet och då flödet, rörelsmängden och lyftförmågan vid källan sätts lika med noll:

$$R = 2\alpha_G \cdot (3+p/2)^{-1} \cdot z \quad (4.28)$$

$$w_o = \frac{\{-2 \cdot g \cdot \beta \cdot k \cdot (\lambda^2+1)\}^{1/2}}{(4+3p/2)^{1/2} (4+p)^{1/2}} z^{(1+p/2)} \quad (4.29)$$

$$\Delta\theta_o = \frac{-k \cdot (\lambda^2+1)}{\lambda^2 \cdot (4+3p/2)} z^{(1+p)} \quad (4.30)$$

Som framgår av ekvationerna 4.28-4.30 gäller dessa enbart då $k < 0$, dvs en instabil skiktning, se Turner (1973). Då $p = -8/3$ måste k vara lika med noll och ekvationerna för plymer i neutral omgivning gäller. Lyftförmågan ökar med z då $p > -8/3$ vilket således också är en förutsättning för att ekvationerna skall gälla.

Liknande samband finns även redovisade i Taulbee (1987). Dessa lösningar för instabil skiktning är i detta sammanhang av mindre intresse, men kan förtjäna att påtalas, då de visar att en similaritetslösning inte kan erhållas i rum med positiva temperaturgradienter, då lyftförmågan minskar med höjden.

4.1.2. Plymer vid temperaturgradienter

De vanliga similaritetsformlerna, där plymens egenskaper kan uttryckas som funktioner av höjden över källan, gäller inte i lokaler med en positiv temperaturgradient där lyftförmågan minskar och plymen bromsas upp. För detta fall redovisar Morton et al (1956) en alternativ lösning, där lyftförmågan vid källan och temperaturgradienten i rummet används för att omforma ekvationerna 4.22-4.24 till dimensionslösa samband.

När lyftförmågan vid källan är $F_0 = P_k \cdot g \cdot \beta / (\rho \cdot c_p)$ och gradienten i rummet en konstant $G = \beta \cdot g (d\theta_\infty / dz)$ kan man med hjälp av följande transformationer reducera ekvationerna 4.22-4.24 till dimensionslös form. Temperatur- och hastighetsprofilerna antas härvid ha samma bredd ($\lambda=1$).

$$z = 0.410 \cdot \alpha_G^{-\frac{1}{2}} \cdot F_0^{\frac{1}{4}} \cdot G^{-\frac{3}{8}} \cdot z_1 \quad (4.31)$$

$$R = 0.819 \cdot \alpha_G^{\frac{1}{2}} \cdot F_0^{\frac{1}{4}} \cdot G^{-\frac{3}{8}} \cdot R_1 \quad (4.32)$$

$$w_0 = 1.158 \cdot \alpha_G^{-\frac{1}{2}} \cdot F_0^{\frac{1}{4}} \cdot G^{\frac{1}{8}} \cdot w_{01} \quad (4.33)$$

$$\beta \cdot g \cdot \Delta\theta_0 = 0.819 \cdot \alpha_G^{-\frac{1}{2}} \cdot F_0^{\frac{1}{4}} \cdot G^{-\frac{5}{8}} \cdot \Delta\theta_{01} \quad (4.34)$$

Ekvation 4.22-4.24 övergår då till

$$\frac{dm_1}{dz_1} = v_1 \quad \frac{dv_1^4}{dz_1} = f_1 m_1 \quad \frac{df_1}{dz_1} = -m_1$$

där

$$m_1 = R_1^2 w_{01} \quad v_1 = R_1 w_{01} \quad f_1 = m_1 \Delta\theta_{01}$$

Den numeriska lösningen till dessa ekvationer finns given av Morton et al (1956) dels i tabellform för m_1 , v_1 och f_1 , dels i grafisk form för R_1 , w_{01} och $\Delta\theta_{01}$ som funktion av z_1 . I bild 4.1 visas den senare, varvid man kan se att densitetskillnaden $\Delta\theta_{01}$ försvinner vid $z_1 = 2,125$, men att hastigheten finns kvar upp till $z_1 = 2,8$, vilket alltså är den maximala stighöjden för plymen.



Bild 4.1.

Med hjälp
omgivning
en konvek
om man an

$$q = \pi$$

Detta ger

$$q = \pi$$

Om m_1 ka
bestämna
av z_1 ger e

$$m_1 =$$

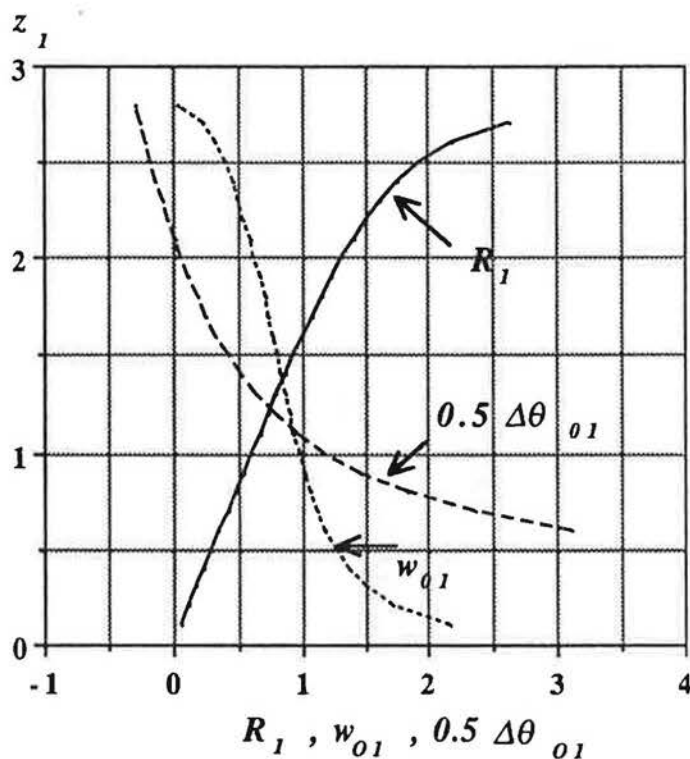


Bild 4.1. Samband mellan dimensionlösa plymparametrar enligt Morton et al (1956).

Med hjälp av Mortons et al (1956) samband för plymer i termiskt skiktad omgivning kan man studera inverkan av en temperaturgradient på flödet i en konvektionsplym. För volymflödet i en axisymmetrisk plym gäller, om man antar att temperatur- och hastighetsprofil är av gaussform:

$$q = \pi \cdot w_0 \cdot R^2 \quad (4.35)$$

Detta ger med hjälp av ekv 4.32 och 4.33:

$$q = \pi \cdot 1.158 \cdot 0.8192 \cdot \alpha_G^{\frac{1}{2}} \cdot F_0^{\frac{3}{4}} \cdot G^{-\frac{5}{8}} \cdot m_1 \quad (4.36)$$

Om m_1 kan uttryckas som en funktion av z_1 kan således flödet i plymen bestämmas med kännedom om α_G . En polynompassning av m_1 som funktion av z_1 ger ett tredjegradspolynom med regressionskoefficienten $R=1$.

$$m_1 = 0,004 + 0,039 \cdot z_1 + 0,380 \cdot z_1^2 - 0,062 \cdot z_1^3$$

Flödet kan därefter bestämmas på olika nivåer med hjälp av ekvation 4.31 och 4.36, när temperaturgradienten i omgivningen och källans effekt är givna. Inverkan av medejekteringskoefficienten α kan också studeras. Några olika fall framgår av bild 4.2 - 4.4.

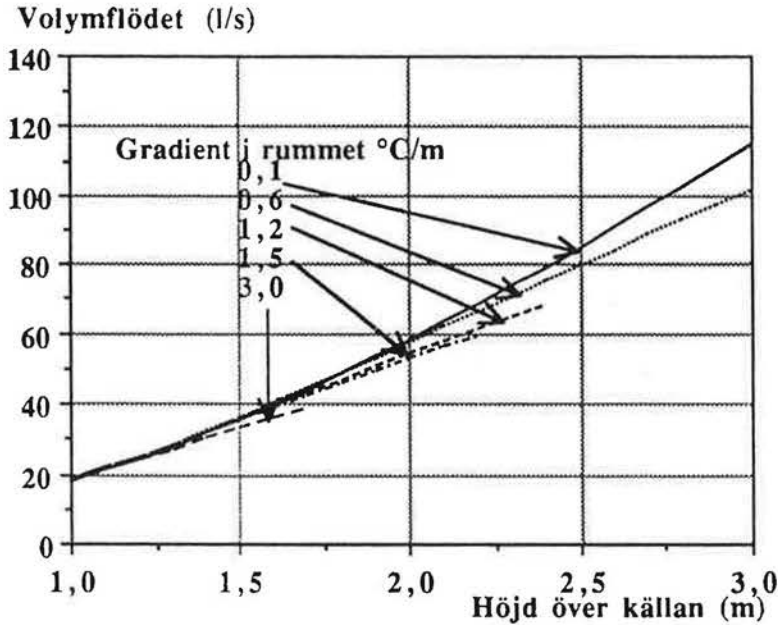


Bild 4.2 Volymflödet över en värmekälla med konvektiv effekt 50W, medejekteringskoefficienten $\alpha = 0,093$.

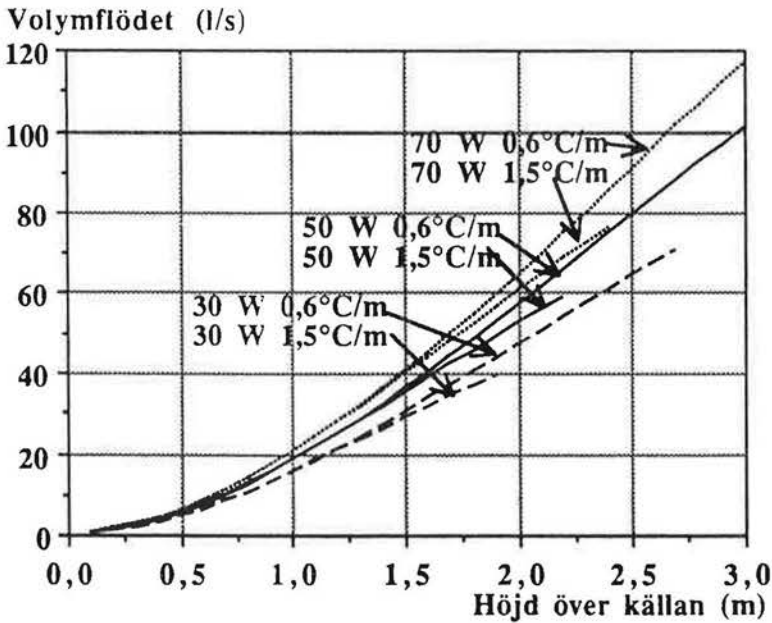


Bild 4.3 Volymflödet över en värmekälla med konvektiv effekt 30, 50 och 70 W vid olika gradienter, $\alpha = 0,093$.

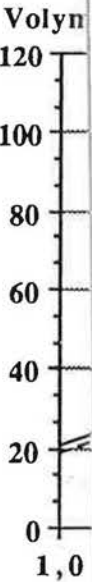


Bild 4.4

I bilderna höjder. In bilderna, flödena bl ejectiong denna koe (1982) och

Den maxim $z_j = 2.8$ vi

$z_{max} =$

vilket med

$z_{max} =$

Den höjd v motsvaran

z_{temp}

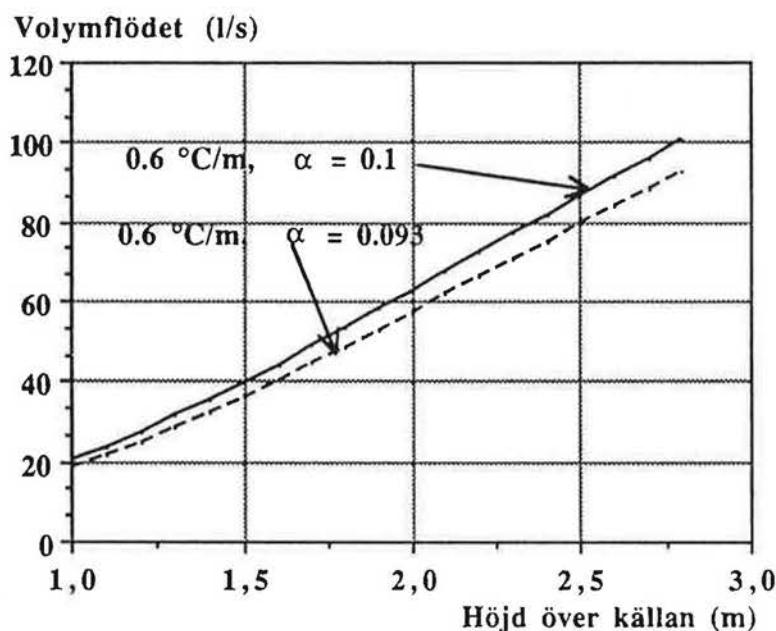


Bild 4.4 Volymflödet över en värmekälla med konvektiv effekt 50W, gradient i rummet $0,6^{\circ}\text{C/m}$. Medejekteringskoefficienten $\alpha = 0,093$ resp. $0,1$.

I bilderna 4.2-4.4 har kurvorna avslutats vid plymernas maximala stighöjder. Inverkan av temperaturgradienten i rummet är, som framgår av bilderna, försumbar vid lägre höjder enligt Mortons modell, vilket gör att flödena blir lika i ovanstående exempel upp till ca 1 m. Inverkan av medejekteringskoefficienten α är också relativt liten. De här valda värdena på denna koefficient är den enligt Morton angivna och den enligt Popiolek (1982) och Popiolek et al (1984) gällande för punktkälla då $\lambda = 1$.

Den maximala stighöjden för en plym kan beräknas med ekvation 4.31 då $z_l = 2.8$ vilket ger:

$$z_{max} = 1,148 \cdot \alpha_G^{-\frac{1}{2}} \cdot F_0^{\frac{1}{4}} \cdot G^{-\frac{3}{8}} \quad (4.37)$$

vilket med $\alpha_G = 0,093$ resp $0,1$ ger:

$$z_{max} = 3,76 \cdot F_0^{\frac{1}{4}} \cdot G^{-\frac{3}{8}} \quad \text{resp} \quad z_{max} = 3,63 \cdot F_0^{\frac{1}{4}} \cdot G^{-\frac{3}{8}} \quad (4.37a)$$

Den höjd vid vilken temperaturdifferensen utjämnas erhålles på motsvarande sätt till:

$$z_{temp} = 2,85 \cdot F_0^{\frac{1}{4}} \cdot G^{-\frac{3}{8}} \quad \text{resp} \quad z_{temp} = 2,75 \cdot F_0^{\frac{1}{4}} \cdot G^{-\frac{3}{8}} \quad (4.37b)$$

De höjder som här erhålls är höjderna från en punktkälla. Vid utbredda källor ger Morton et al (1956) en approximativ beräkningsmetod för punktkällans placering. De definierar en effektiv radie där hastigheten har sjunkit till 1% av maximalhastigheten i plymen och antar att denna radie är lika med källans aktuella radie. Genom detta kan källans radie R_k uttryckas som funktion av R i plymen:

$$0,01w_o = w_o \cdot \exp -(R_k/R)^2$$

$$R_k = 2,146 \cdot R$$

Med hjälp av ekvation 4.25 kan den virtuella källans placering beräknas som:

$$z_{virt} = \frac{5 \cdot R_k}{6 \cdot \alpha \cdot 2,146} \quad (4.38)$$

Briggs (1969) anger den maximala stighöjden för en plym bestämd genom experiment som:

$$z_{max} = 3,75 \cdot F_o^{\frac{1}{4}} \cdot G^{-\frac{3}{8}} \quad (4.39)$$

Turner (1973) påvisar att denna formel väl överensstämmer med observationer inom ett brett område, från laboratorieförhållanden till stora oljebränder. Jin (1990) har i sitt arbete redovisat en något större koefficient 4,05, uppmätt på experimentell väg.

Mortons lösning innebär att man ansätter en konstant medejekteringskoefficient och antar att temperatur- och hastighetsprofilerna är lika breda. Enligt andra författare gäller detta ej för plymer, se Fox (1970) och Mierzwinski och Popiolek (1982).

Konvektionsplymers storlek har undersökts av Mierzwinski (1981) och Mierzwinski och Popiolek (1982). Mierzwinski har mätt på plymer ovanför människor och har i samarbete med Popiolek (1981,1982,1984) utarbetat en modell för beräkning av plymers spridning i olika omgivningar. Den baserar sig på mätningar ovanför människor och sfärer av olika storlek. Utgångspunkt för beräkningarna har härvid varit mätningar i den del av plymen där gausskurvorna för temperatur och hastighetsfältet har utbildats, varefter plymens vidareutbredning kan beräknas med hjälp av ekvation (4.22) - (4.24) och följande ekvationer:

 α α_j $\frac{d}{dz}$ $\gamma =$

Ar

Lösning
nelsevär
enligt fö

För berä
ekvation
källan. V
eraturpro
punktkäl
beräkning
en god ö
ett mätp
temperat
mätdata.
provad v
liga plym
dessa) m
störst på

För att i
modeller
valts en
omgiving
övertemp

$$\alpha = \alpha_j + \left(2 - \frac{3}{\lambda^2 + 1}\right) \cdot \lambda^2 \cdot Ar \quad (4.40)$$

$$\alpha_j = \frac{3}{4} \cdot Ar_p \cdot \lambda_p^2 \cdot \frac{3 - \lambda_p^2}{1 + \lambda_p^2} \quad (4.41)$$

$$\frac{d}{dz} \left(\Delta\theta_0 \cdot \frac{\lambda^2 + 1}{\lambda^2 + 2} \right) + \left\{ 2 - \frac{(\lambda^2 + 1)^2}{\lambda^2 \cdot (\lambda^2 + 2)} \right\} \frac{d\theta_\infty}{dz} + \frac{\Delta\theta_0}{R} \frac{\lambda^2 + 1}{\lambda} \gamma = 0 \quad (4.42)$$

$$\gamma = \frac{5}{2} \cdot Ar_p \cdot \frac{\lambda_p^3}{\lambda_p^2 + 2} \quad (4.43)$$

$$Ar = \frac{\beta \cdot g \cdot R \cdot \Delta\theta_0}{w_0^2} \quad (4.44)$$

Lösningen till ekvationerna ges i dimensionslös form med hjälp av begynnelsevärdena på R , w_0 , $\Delta\theta_0$ och λ . Temperaturgradienten normaliseras enligt följande $d\theta_\infty/dz = S \cdot \Delta\theta_0/R$.

För beräkning av konvektionsplymers spridning med hjälp av dessa ekvationer krävs kännedom om plymdata i ett plan ovanför konvektionskällan. Värderna på Archimedes tal, Ar_p , och förhållandet mellan temperaturprofilens bredd och hastighetsprofilens bredd, λ_p , gällande för en punktkälla måste ansättas. Mierzwinski och Popiolek (1984) har jämfört beräkningar med hjälp av ovanstående ekvationer och mätningar, varvid en god överensstämmelse erhållits när ingångsdata varit mätresultat från ett mätplan. De har även använt modellen för att beräkna inverkan av en temperaturgradient i rummet på plymens parametrar, och jämfört med mätdata. Temperaturgradienterna var dock små och modellen är inte provad vid större temperaturgradienter. Enligt beräkningarna skall samtliga plymparametrar (hastighets- och temperaturprofil samt bredderna på dessa) minskas när en vertikal temperaturgradient föreligger. Inverkan är störst på temperaturprofilens höjd och bredd.

För att i detta arbete studera inverkan av en stor temperaturgradient har modellen använts vid beräkning av två olika fall. Som exempel har här valts en bred plym med låg hastighet och liten övertemperatur gentemot omgivningen (Plym 1) samt en smal plym med högre hastighet och större övertemperatur (Plym 2), se tabell 4.1.

Tabell 4.1 Ingångsdata för plymer vilka beräknats med Mierzwinski och Popioleks (1984) metod.

	R_o	w_o	$\Delta\theta_o$	λ^2	$d\theta_\infty/dz$	$A r$	S
Plym 1	0,25	0,2	1	1	0,08	0,2	0,02
					0,6	0,2	0,15
					1,6	0,2	0,4
Plym 2	0,07	0,4	5	0,6	0,08	0,07	0,001
					0,5	0,07	0,007
					1,5	0,07	0,02

Resultatet av beräkningarna visas i bild 4.5 och 4.6.

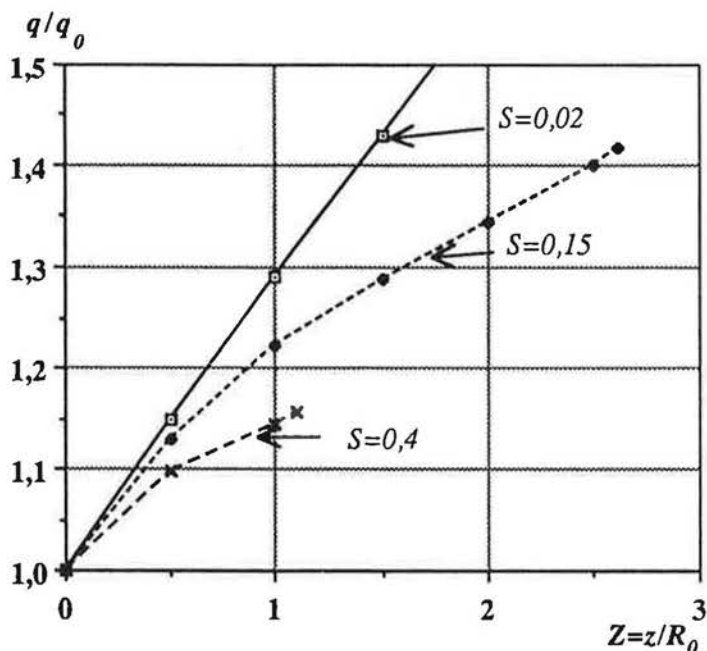


Bild 4.5 Beräknat volymflöde vid olika höjder över ingångsplanet för plym 1.

Beräkningarna har i dessa fall avbrutits när temperaturdifferensen gentemot omgivningen försvunnit och ej då hastigheten minskat till noll. Enligt Mierzwinski och Popiolek (1984) är modellen inte så bra i närheten av plymens maximala stighöjd, dvs då hastigheten i plymen har försvunnit. Modellen måste då anpassas så att temperaturprofilens vidd minimeras. Enligt beräkningar utförda av Mierzwinski och Popiolek (1984) är den maximala stighöjden 3-4 gånger större än den höjd vid vilken temperaturdifferensen försvinner. Mierzwinski och Popiolek (1984) påpekar att dessa maximala stighöjder överensstämmer med de av Fox

(1970) r
nelsehas
(1956) ä
eraturdi



Bild 4.6

Av bild 4
differens
startnivån
m över s
av gradie

Vid en sn
nivåer, se
fortfaran
gradiente
relativt li

Enligt de
och Popio
stighöjd,
betydelse
trots sin e
redovisas
arbete för
Afzal(198

(1970) redovisade. Fox mätningar gäller dock plymer med stor begynnelsehastighet vilket enligt Jin (1990) ökar stighöjden. Enligt Morton et al (1956) är den maximala stighöjden 1,3 gånger den höjd vid vilken temperaturdifferensen utjämnas.

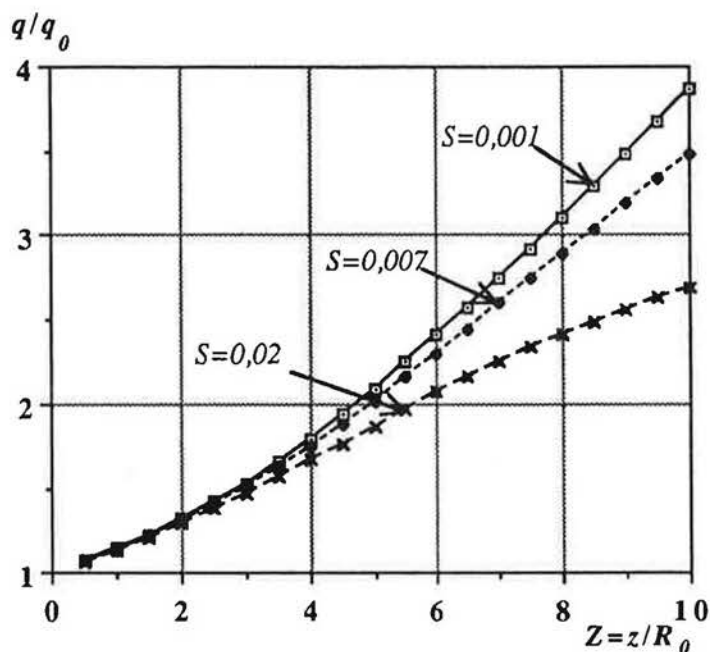


Bild 4.6 Beräknat volymflöde vid olika höjder över ingångsplanet för plyn 2.

Av bild 4.5 framgår att för en bred plyn med stort Ar har temperaturdifferensen utjämnats vid $Z = z/R_0 = 2,6$ dvs $z = 2,6 \cdot 0,25 = 0,65$ m över startnivån vid gradienten $0,6$ °C/m och vid $Z = 1,1$ dvs $z = 1,1 \cdot 0,25 = 0,27$ m över startnivån vid gradienten $1,5$ °C/m. Under denna nivå är inverkan av gradienten på flödet relativt liten.

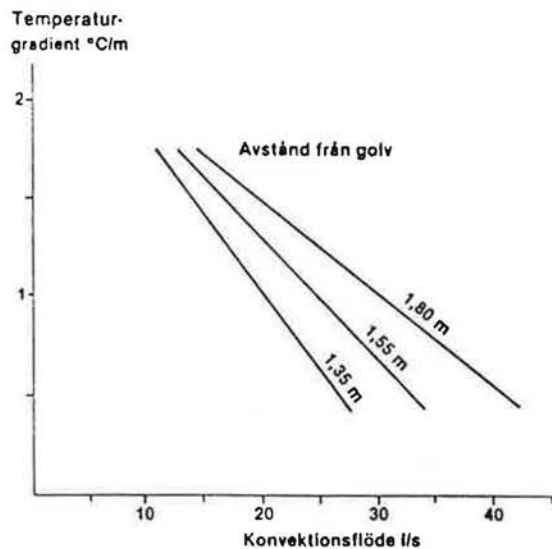
Vid en smal plyn med litet Ar utjämnas temperaturdifferensen vid högre nivåer, se bild 4.6. När $Z = 10$ dvs $z = 10 \cdot 0,07 = 0,70$ m har plynen fortfarande en övertemperatur gentemot omgivningen även vid stora gradienter. Upp till nivån $0,4$ m är dock inverkan av gradienten på flödet relativt liten.

Enligt de ovan redovisade modellerna, Morton (1956) och Mierzwinski och Popiolek (1984), verkar temperaturgradienten påverka plynernas stighöjd, medan inverkan på konvektionsflödet verkar vara av mindre betydelse. De metoder som redovisats här är relativt överskådliga och ger trots sin enkelhet en god överblick över situationen. I litteraturen redovisas ett flertal andra metoder, vilka kräver ett större beräkningsarbete för att kunna tillämpas, se t.ex. Li et al (1985), Taulbee (1987), Afzal(1985) och Fox(1970).

4.2. Konvektionsflöden i plymer vid temperaturgradienter

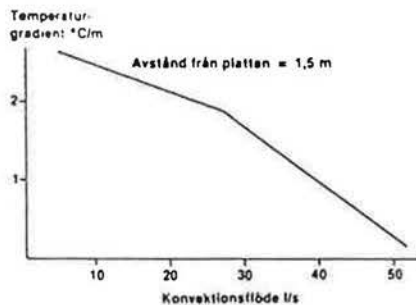
Mätningar av konvektionsflöden vid olika temperaturgradienter finns, som inledningsvis påpekats, dåligt redovisade i litteraturen. Inverkan av gradienter har mest inriktats på den maximala stighöjden för plymer i större skala, t. ex. rökplymer från skorstenar, strömning i havsvatten etc.

Danielsson (1987) presenterar mätningar utförda över en människa, en cirkulär platta och en rektangulär skiva. Härvid redovisas en kraftig inverkan av gradienten i rummet, se bild 4.7-4.9. Dessa bilder, baserade på Danielsson (1987), har hämtats från Stratos projekteringsunderlag (1989). Mätningarna har utförts i ett rum med måtten 6 x 8 x 4,2 m och hastigheterna uppmäts i olika delareor varefter flödena summerats över tvärsnittet.



Medelvärde för yttemperaturen (hud och kläder): 28,5 °C
Medelvärde för omgivande luftens temperatur: 22 °C

Bild 4.7 Konvektionsluftflödet från en sittande person, Stratos (1989).



Rektangulär platta: 480 x 500 mm
Yttemperatur: 100 °C
Omgivande luftens temperatur: 22 °C

Bild 4.8 Konvektionsluftflödet från en rektangulär horisontell platta, Stratos (1989).

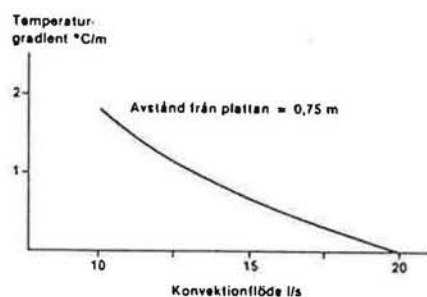
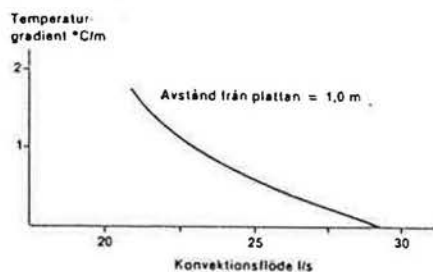
Bild 4.9

Mierzwini
person. D
°C/m och
eller ståer
23 °C), är
övertempo

Mierzwini
gausskurv
värdena ä
under mät
Andelen k
Mierzwini
omgivning

Fitzner (1
människa
Gradiente
överens m
redovisas
gradienter

$q = 5$



Skivdiameter: 180 mm
 Yttemperatur: 545 °C
 Omgivande luftens temperatur: 22 °C

Bild 4.9 Konvektionsluftflödet från en cirkulär horisontell yta, Stratos (1989).

Mierzwinski (1981) redovisar mätningar av konvektionsflödet över en person. Dessa mätningar har utförts vid en temperaturgradient på 0,5-0,6 °C/m och kan sammanfattas enligt följande. Flödet 0,75 m över en sittande eller stående människa vid normala temperaturförhållanden i rummet (19-23 °C), är 30-60 l/s. Maximala hastigheten i plymen är 0,17-0,23 m/s och övertemperaturen 0,5-0,8 °C.

Mierzwinski (1981) har vid beräkning av flödet använt en anpassad gausskurva och integrerat denna över tvärsnittet. Spridningen i mätvärdena är relativt stor, antagligen beroende på att olika personer använts under mätningarna, men även på inverkan av omgivningstemperaturen. Andelen konvektivt värme som avges från en människa är, som Mierzwinski (1981) påpekat, starkt beroende av omgivningen; när omgivningstemperaturen ökar, minskar det konvektivt avgivna värmnet.

Fitzner (1989) redovisar i diagramform konvektionsflödet över en människa på olika nivåer över golvet vid olika gradienter, se bild 4.10. Gradienten påverkar här starkt flödet och värdena stämmer relativt väl överens med Danielssons (1987). Förutsättningarna vid mätningarna redovisas ej. Som jämförelse är i bild 4.10 inlagt teoretiskt flöde vid gradienten noll enligt följande ekvation:

$$q = 5 \cdot 10^{-3} \cdot 37^{1/3} \cdot (z + 0,3)^{5/3}$$

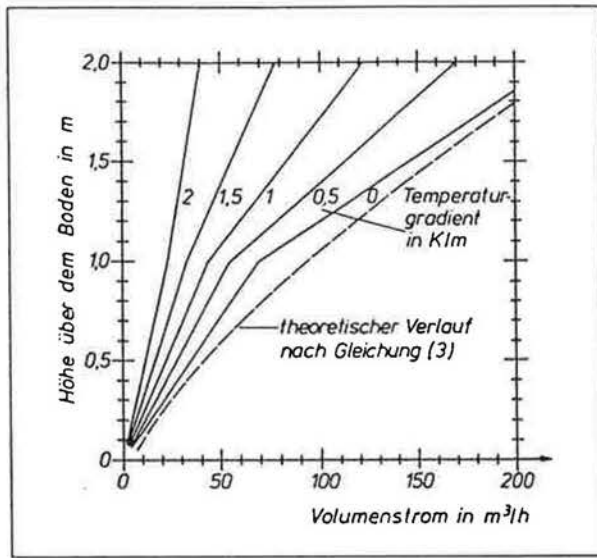


Bild 4.10 Konvektionsflöden över en person vid olika temperaturgradienter, Fitzner (1989).

Efter det att detta samarbetsprojekt påbörjats inom föreningen V, visade det sig att man i Danmark intresserade sig för samma problemområde. Kofoed et al (1990) genomförde då mätningar över en likadan källa som beskrivs i kap. 5. Mätningarna utfördes i ett rum med måtten 8 x 6 x 4,6 m. Tre olika mätserier genomfördes och flödena beräknades genom gaussapproximation och integrering över mätplanet. I bild 4.11 visas konvektionsflödena på olika nivåer över källan.

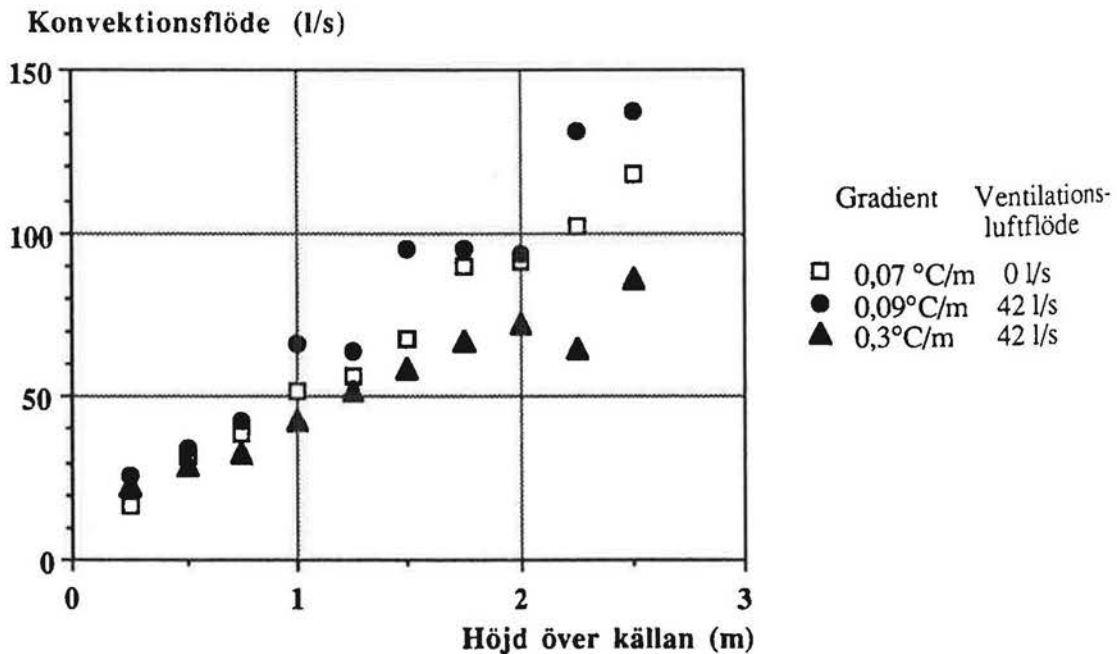


Bild 4.11 Konvektionsflöden över en cylinder, Kofoed et al (1990).

Av bild
påverka
liten.

I tabell
nivån 1
plymra
sätt son

Tabell

Ventila
flöde
(l/s)

0

42

42

Av bilden framgår att både ventilationsluftflödet och temperaturgradienten påverkar konvektionsflödet, och att inverkan på låga höjder över källan är liten.

I tabell 4.2 finns samlade data för Kofoeds et al (1990) mätningar upp till nivån 1,5 m över källan. I tabellen anges beräknad maxhastighet och plymradie, dessa har beräknats, på olika nivåer över källan, på samma sätt som anges i kapitel 5.

Tabell 4.2. Data enligt mätningar av Kofoed et al (1990)

Ventilations flöde (l/s)	Gradient (°C/m)	Höjd över källan (m)	Konvektions flöde (l/s)	w_{max} (cm/s)	R (m)
0	0,07	0,25	17	20,5	0,164
		0,50	32	24,7	0,202
		0,75	39	25,4	0,221
		1,00	52	25,8	0,253
		1,25	56	22,3	0,282
		1,50	68	20,3	0,326
42	0,09	0,25	26	18,0	0,214
		0,50	34	25,4	0,205
		0,75	43	20,3	0,259
		1,00	66	23,8	0,297
		1,25	64	23,3	0,296
		1,50	95	21,0	0,380
42	0,3	0,25	23	18,0	0,203
		0,50	29	22,1	0,206
		0,75	33	22,6	0,215
		1,00	43	20,0	0,263
		1,25	52	19,2	0,292
		1,50	59	20,4	0,303

ade der sig
ed et al
i kap. 5.
mätserier
integrering
över källan.

Ventilations-
luftflöde

m 0 l/s
m 42 l/s
42 l/s

5. MÄTNINGAR

5.1. Allmänt

Som inledningsvis påpekats är detta projekt ett samarbetsprojekt inom gruppen luftdon i föreningen V. Mätningar har genomförts i flera laboratorier i enlighet med mätprogram utarbetade av författaren. Mätningar har genomförts i två steg, varvid det första steget består av en kalibreringsmätning mellan laboratorierna på samma objekt och det andra steget utgör mätningar över olika objekt. Sammanlagt har genomförts mätningar vid sex olika laboratorier (Farex, Fläkt, Halton, KTH, Stifab och Stratos). Vid fyra av dessa har mätförhållandena varit exakt specificerade medan två av laboratorierna har fått utföra mätningarna i valfritt provrum. Samtliga mätningar har utförts i fortvarighetstillstånd och med ett ventilationsluftflöde som transporterade bort i lokalen utvecklad värme.

Det provrum som använts vid fyra av laboratorierna har dimensionerna 3,6 x 3,6 x 2,7 m, och är uppbyggt av träfiberplattor. Rummen är väl tätade men oisolerade bortsett från golven, som isolerats med 10 cm mineralull.

5.2. Mätobjekt

a) Det gemensamma mätobjektet för samtliga mätplatser har utgjorts av en personsimulator bestående av en ventilationskanal med diameter 0,4 m och höjden 1,0 m, tätad upptill och med 4 st 25 W lampor jämnt placerade i kanalen.

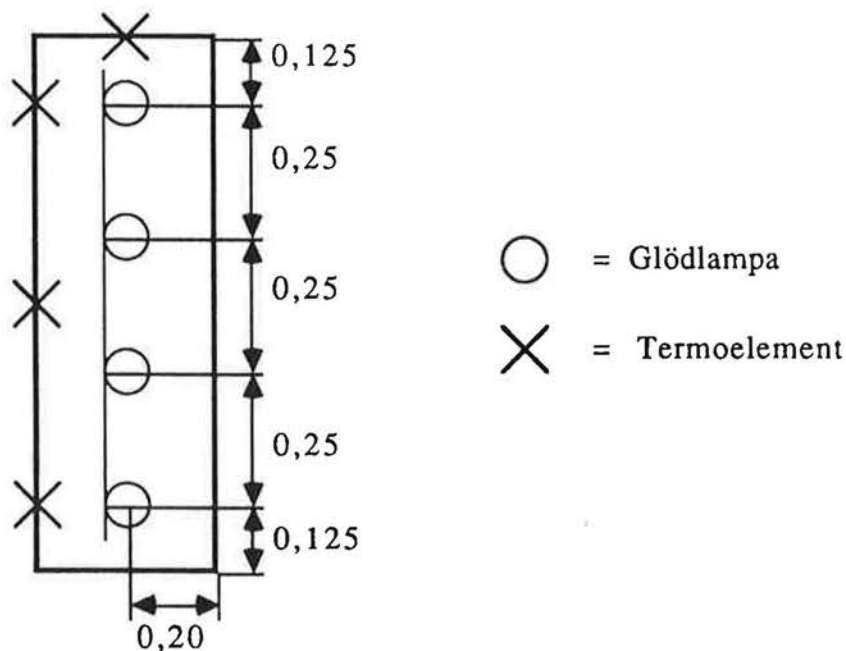


Bild 5.1 Mätobjekt a, personsimulator.

Ytterare
person.
koeffici
en konv
för en p

b) Skriv
över ett



Bild 5

c) Skriv
125 cm,



Bild 5.

Ytterarean av detta mätobjekt motsvarar ungefär arean av en sittande person. Utsidan av mätobjektet har målats med lackfärg för att emissionskoefficienten skall motsvara en människas och förhållandet mellan avgivna konvektionsvärme och strålningsvärme skall motsvara det som gäller för en person.

b) Skrivbordsarmatur Ledu Platsbelysning 231 med 60 W lampa placerad över ett skrivbord enligt bild 5.2.

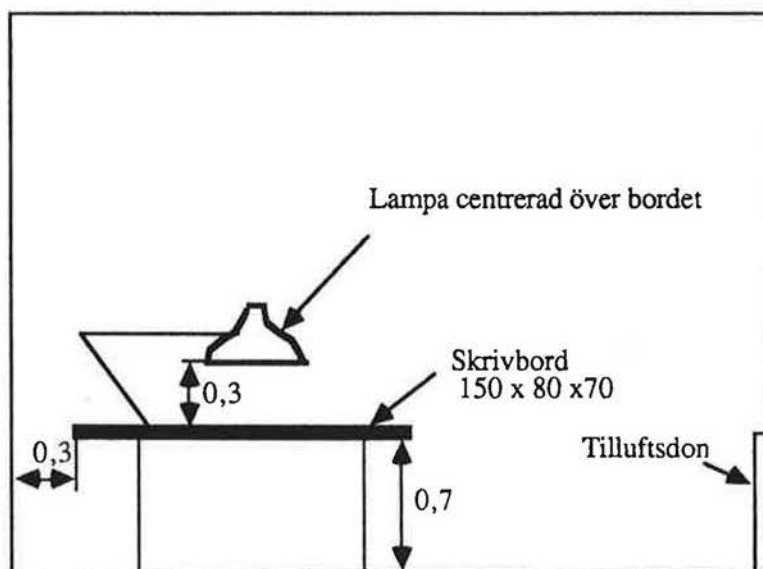


Bild 5.2 Mätobjekt b, skrivbordslampa.

c) Skrivbordsarmatur Komb-Lux lysrörsarmatur med reflektor, längd 125 cm, 36 W lysrör placerad över ett skrivbord enligt bild 5.3.

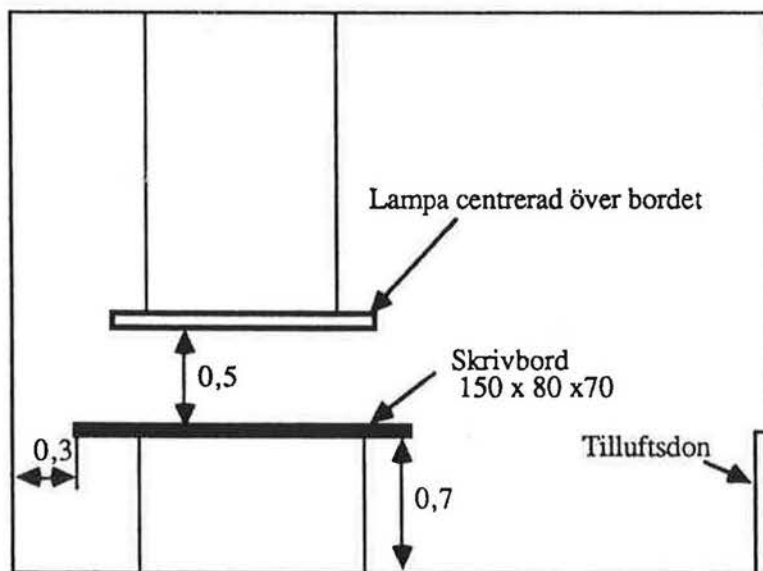


Bild 5.3 Mätobjekt c, lysrörsarmatur.

d) Persondatarsimulator tillverkad av aluminiumplåt, som utvändigt är målad med lackfärg och invändigt försedd med en svartmålad tät behållare av aluminium ($0,15 \times 0,15 \times 0,15$ m) vari anbringats en värmekälla på 75 W. Det yttre höljet perforeras enligt bild 5.4. Persondatorn placeras centralt på ett bord enligt bild 5.3, 5 cm över bordsytan.

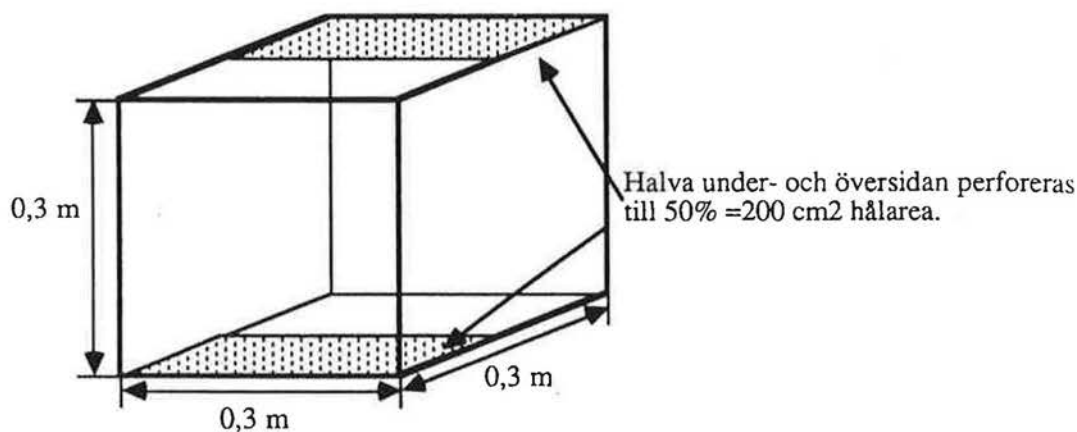


Bild 5.4 Mätobjekt d, persondatarsimulator.

5.3. Mätmetod

För att bestämma flödet över olika mätobjekt har temperatur- och hastighetsprofiler uppmätts i olika mätsnitt över konvektionskällorna. Dessutom har rummets temperaturprofiler i vertikalled uppmätts. Dessa mätningar har i en del fall utförts med många mätpunkter (5 mätpunkter på varannan centimeter invid golv och tak samt 10 mätpunkter på varannan decimeter i resten av rummet), i andra fall enbart i fyra punkter i vertikalled. Temperaturen i till- och frånluften har också registrerats, samt ytemperaturerna på väggar, golv, tak och mätobjekt.

I några fall har hastighetsprofilen invid väggarna uppmätts samt hastigheterna i hela rummet, i ett gitter med sidan 0,6 m.

Hastighetsprofilerna i konvektionsplymerna har av de flesta laboratorier registrerats med anemometrar typ Dantec. Ett laboratorium har använt en anemometer av typ Lambrect L642. Slutligen har ett laboratorium mätt med en anemometer av typ TNO. Temperaturprofilerna har antingen uppmätts i samband med Dantecgivare då termistorer är inkluderade i anemometern eller med termoelement.

5.4. Resultathantering

Beräkning av flödena i konvektionsplymerna har utförts enligt samma metod som använts av Popiolek (1981). Denna metod baserar sig på

antagandet att profilerna i plymerna är av gaussform, dvs följande ekvationer gäller:

$$w = w_o \cdot \exp -(r/R)^2 \quad (5.1)$$

$$\Delta\theta = \Delta\theta_o \cdot \exp -(r/\lambda \cdot R)^2 \quad (5.2)$$

$$\ln w = \ln w_o - (r/R)^2 \quad (5.3)$$

$$\ln \Delta\theta = \ln \Delta\theta_o - (r/\lambda \cdot R)^2 \quad (5.4)$$

Ur uppmätta temperaturprofiler beräknas symmetriaxeln i x och y-led se bild 5.5.

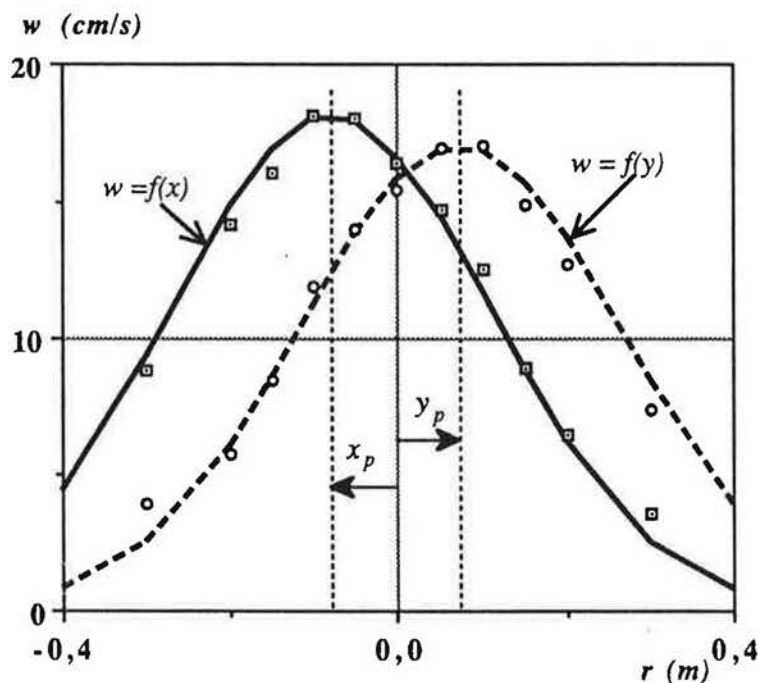


Bild 5.5 Hastighetsfördelning i x- och y-led. Avstånd från plymcentrum.

Mätpunkternas avstånd från plymaxeln beräknas enligt:

$$r = \sqrt{(x_m - x_p)^2 + (y_m - y_p)^2} \quad (5.5)$$

Genom att i diagram avsätta $\ln(w)$ och $\ln(\Delta\theta)$ som funktion av r^2 för de uppmätta profilerna kan w_o , $\Delta\theta_o$, R och λ beräknas då gausskurvan med dessa koordinater blir en rät linje, vilken anpassas till mätpunkterna med minsta kvadratmetoden. Flödet kan sedan beräknas ur:

$$q = \pi w_o R^2 \quad (5.6)$$

5.5. Mätningar av temperaturgradienter

En del av detta arbete har bestått i att studera vilka temperaturgradienter som uppstår i rum med deplacerande ventilation. Gradienten är naturligtvis beroende av den totala temperaturredifferensen mellan till- och frånluft. I flera referenser, bl.a. Skistad (1988) och Stifab (1988) anges att i rum med mindre takhöjder kan man ansätta att hälften av temperaturredifferensen utjämnas vid golvet, medan resterande differens är linjär i höjddled, se bild 5.6.

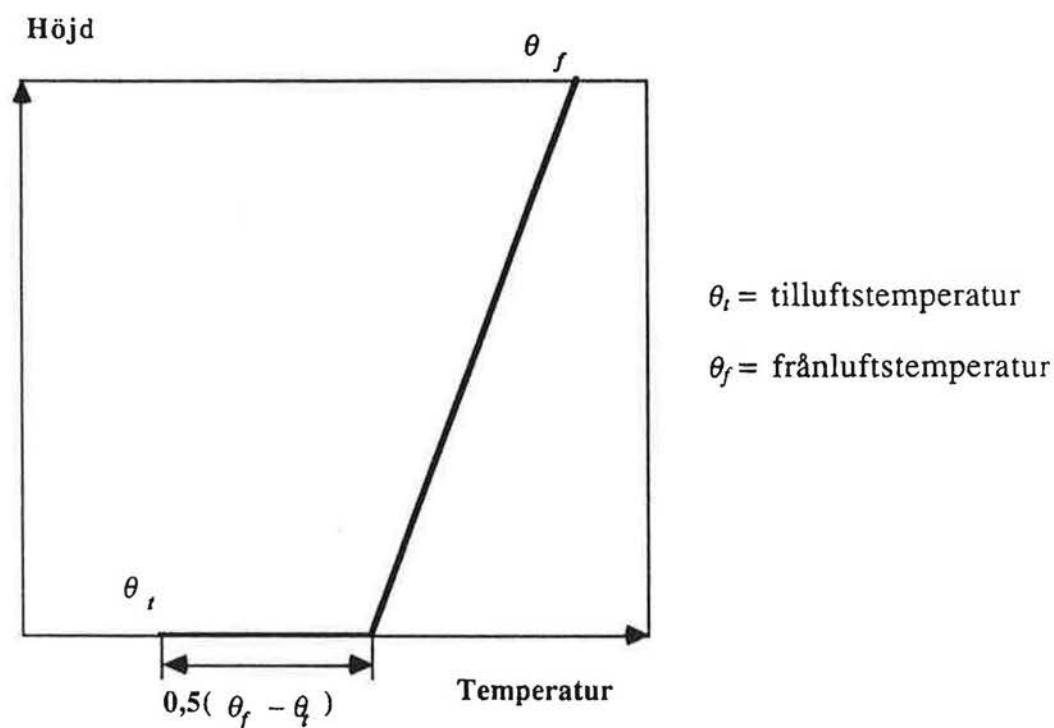


Bild 5.6 Förenklad modell (schablonmetod) för att beräkna temperaturgradienten.

Enligt litteraturgranskningen, se avsnitt 3.2, verkar dock flera parametrar inverka på temperaturfördelningen i rummet. En fundamental fråga blir således hur temperaturfördelningen ser ut under verkliga betingelser och om denna fördelning kan beskrivas på ett hanterbart sätt.

För att närmare undersöka inverkan av olika parametrar har några experiment utförts i ett provrum motsvarande ett kontorsrum med måtten 3,6 x 3,6 x 2,4 m. Provrummet är byggt av träfiberskivor med oisolerade väggar och 10 cm mineralull i golvet. Provrummet är väl tätat och försett med ett deplacerande don (Stifab DAC 16) mitt på ena väggen. Frånluften tas ut i taknivå på samma vägg. Rummet är beläget i en källarvåning med stabila temperaturförhållanden.

Som vär
enligt av
tre olika
frånluft

I bild 5.
tilluftdon
centimet
vertikal
termoele
ningen h
gradiente
tilluftster

Det fram
beroende
värmekäl
golv. Gra

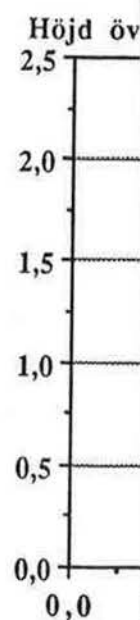


Bild 5.7 D
h
p
d

Som värmekälla har i första hand använts personsimulatoren, mätobjekt a) enligt avsnitt 5.2. vilken placerats mitt i rummet. Försök har utförts med tre olika ventilationsluftflöden där temperaturdifferensen mellan till- och frånluft har varierats så att värmeöverskottet i rummet borttransporterats.

I bild 5.7 visas erhållna dimensionslösa temperaturprofiler 1,8 m från tilluftdonet. Temperaturer har uppmätts invid golv och tak på varannan centimeter upp till 10 cm avstånd och däremellan på varannan decimeter i vertikal led. Vid mätningarna har använts tre olika mätstänger med termoelement placerade i olika punkter i rummet. Temperaturfördelningen har bortsett från närzonen varit relativt jämn. De dimensionslösa gradienterna redovisas som differensen mellan uppmätt temperatur och tilluftstemperatur dividerad med den totala temperaturdifferensen.

Det framgår av bild 5.7 att den relativa temperaturökningen i golvnivå är beroende av ventilationsluftflödet i rummet. För att studera inverkan av värmekällans placering har den lyfts upp till en högre nivå, 0,5 m över golv. Gradienten i detta fall redovisas också i bild 5.7 vid det lägre flödet.

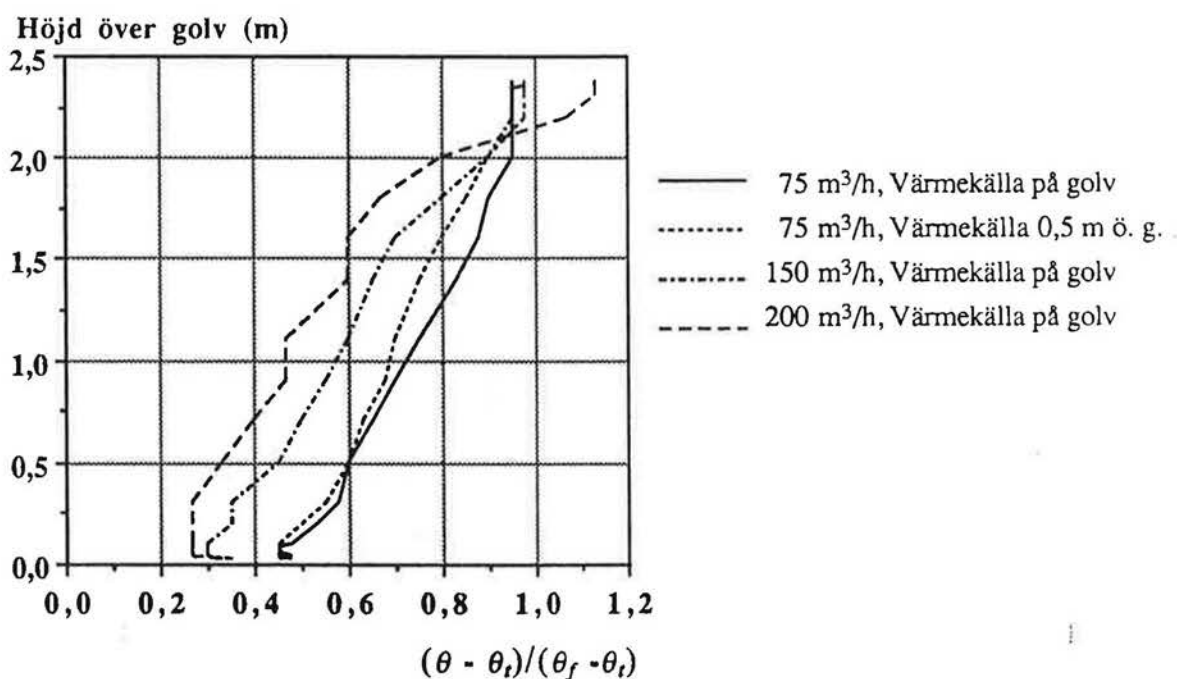


Bild 5.7 Dimensionslös temperaturgradient i ett rum vid olika ventilationsluftflöden, 75, 150 och 200 m³/h. Konvektionskälla 1 m hög, 100 W, placerad mitt i rummet på golv och upplyft 0,5 m. Temperaturdifferens mellan till- och frånluft är 4,0, 2,0 och 1,5 °C.

För att öka gradienten i rummet har en liten radiator med effekten 200 W placerats på ena väggen på olika nivåer över golvet. Uppmätta dimensionslösa gradienter för detta fall redovisas i bild 5.8. Luftflödet har varit 150 m³/h och temperaturdifferensen mellan till- och frånluft 6 °C.

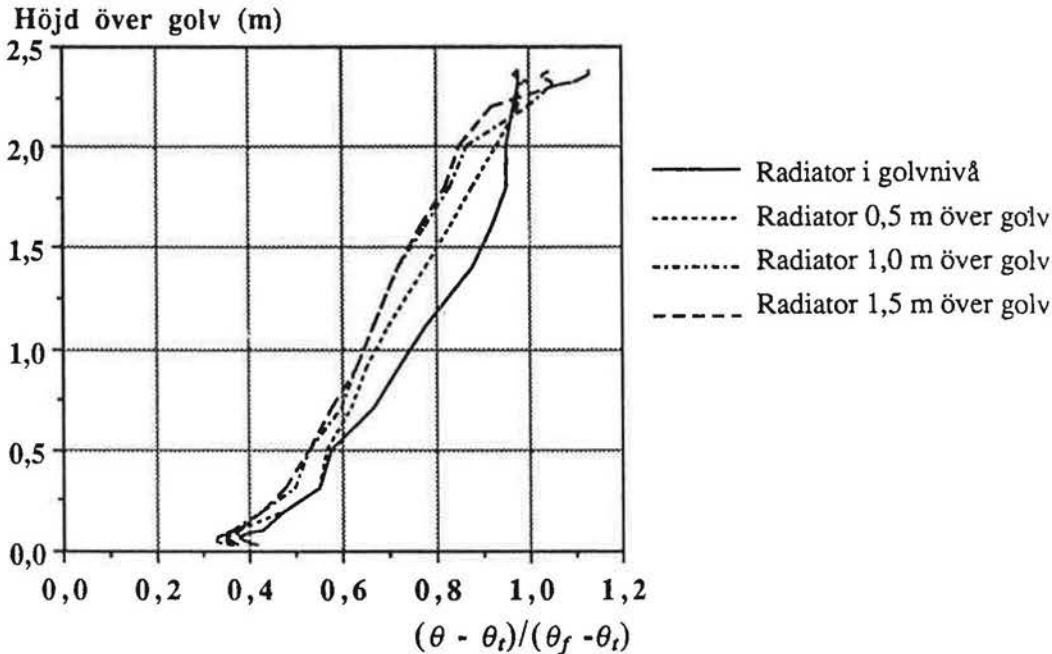


Bild 5.8 Dimensionslös temperaturgradient i ett rum med ventilationsluftflödet 150 m³/h. En konvektionskälla 1 m hög, 100 W, placerad mitt i rummet på golv och en radiator 200 W placerad på en vägg på olika nivåer. Temperaturdifferens mellan till- och frånluft 6 °C.

Som framgår av bild 5.7 och bild 5.8 är temperaturgradienten relativt jämn i rummet och starkt beroende av ventilationsluftflödet. Den andel av den totala temperaturdifferensen som utjämnas vid golvnivån varierar i dessa fall mellan 0,3 och 0,5 och är oberoende av värmekällorna i rummet och deras placering.

Försök har även utförts för att studera inverkan av störningar på temperaturförhållandena i rummet. Då stabila förhållanden har rått i rummet har dörren öppnats och en person gått in, vistats där i fem minuter och sedan gått ut. Temperaturförändringen visas i bild 5.9.

Som framgår av bilden flyttas temperaturprofilen åt höger på grund av den ökade belastningen i rummet. Gradientens form bibehålles dock oförändrad.

Höjd
2,5
2,0
1,5
1,0
0,5
0,0
21

Bild 5.9

5.6 Berä

Ökningar resp. vägg tilluften i induktion mycket fö

$$\alpha_s \cdot A$$

$$q \cdot \rho$$

$$\frac{\theta_{lg} - \theta_f - \theta_i}{\theta_f - \theta_i}$$

där α_s

$$\alpha_k$$

$$A$$

$$\theta_f$$

$$\theta_g$$

$$\theta_{lg}$$

$$\theta_i$$

$$q$$

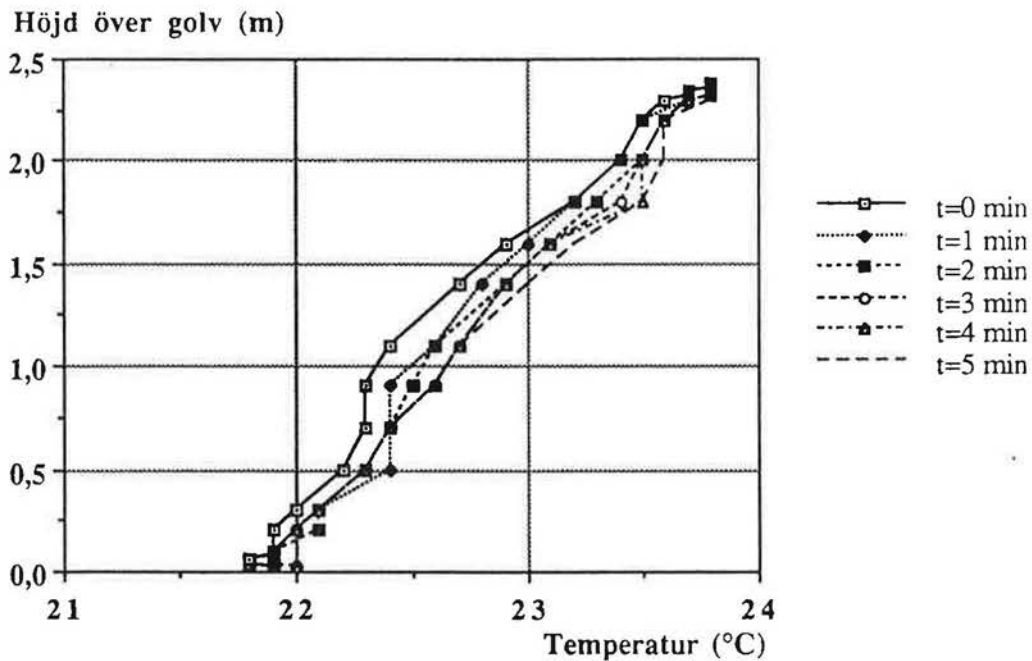


Bild 5.9 Förändring av temperaturprofilen i ett rum då en person går in i rummet vid tiden $t=0$ och stannar i rummet i fem minuter.

5.6 Beräkningsmodell för temperaturgradienter

Ökningen av tilluftens temperatur i golvnivå beror på strålningen från tak resp. väggar till golvet och efterföljande konvektiv värmeövergång till tilluften i golvzonen. En del av temperaturökningen beror även av induktion av rumsluft i tilluften. Om man bortser från det senare kan en mycket förenklad modell ställas upp för värmetransporten i rummet.

$$\alpha_s \cdot A \cdot (\theta_f - \theta_g) = \alpha_{kg} \cdot A \cdot (\theta_g - \theta_{lg}) \quad (5.7)$$

$$q \cdot \rho \cdot c_p \cdot (\theta_{lg} - \theta_t) = \alpha_{kg} \cdot A \cdot (\theta_g - \theta_{lg}) \quad (5.8)$$

$$\frac{\theta_{lg} - \theta_t}{\theta_f - \theta_t} = \frac{1}{\frac{q \cdot \rho \cdot c_p}{A} \left(\frac{1}{\alpha_s} + \frac{1}{\alpha_{kg}} \right) + 1} \quad (5.9)$$

- där
- α_s = värmeövergångstal till följd av strålning ($\text{W}/\text{m}^2 \text{K}$)
 - α_{kg} = värmeövergångstal till följd av konvektion ($\text{W}/\text{m}^2 \text{K}$)
 - A = golvarea (m^2)
 - θ_f = frånlufttemperatur ($^{\circ}\text{C}$)
 - θ_g = golvtemperatur ($^{\circ}\text{C}$)
 - θ_{lg} = lufttemperatur vid golvet ($^{\circ}\text{C}$)
 - θ_t = tillufttemperatur ($^{\circ}\text{C}$)
 - q = luftflöde (m^3/s)

ρ = luftens densitet (kg/m³)

c_p = specifik värmekapacitet för luft (J/kg K)

Kvoten i ekvation 5.9 visas i bild 5.10 som funktion av luftflödet per m² golvarea då $\alpha_s = 5 \text{ W/m}^2 \text{ K}$ och med varierande värmeövergångstal till följd av konvektion vid golvytan. I bild 5.10 visas också motsvarande relation från flera litteraturreferenser. Dessa referenser inkluderar lokaler med små och stora takhöjder.

$$\frac{\theta_{lg} - \theta_t}{\theta_f - \theta_t}$$

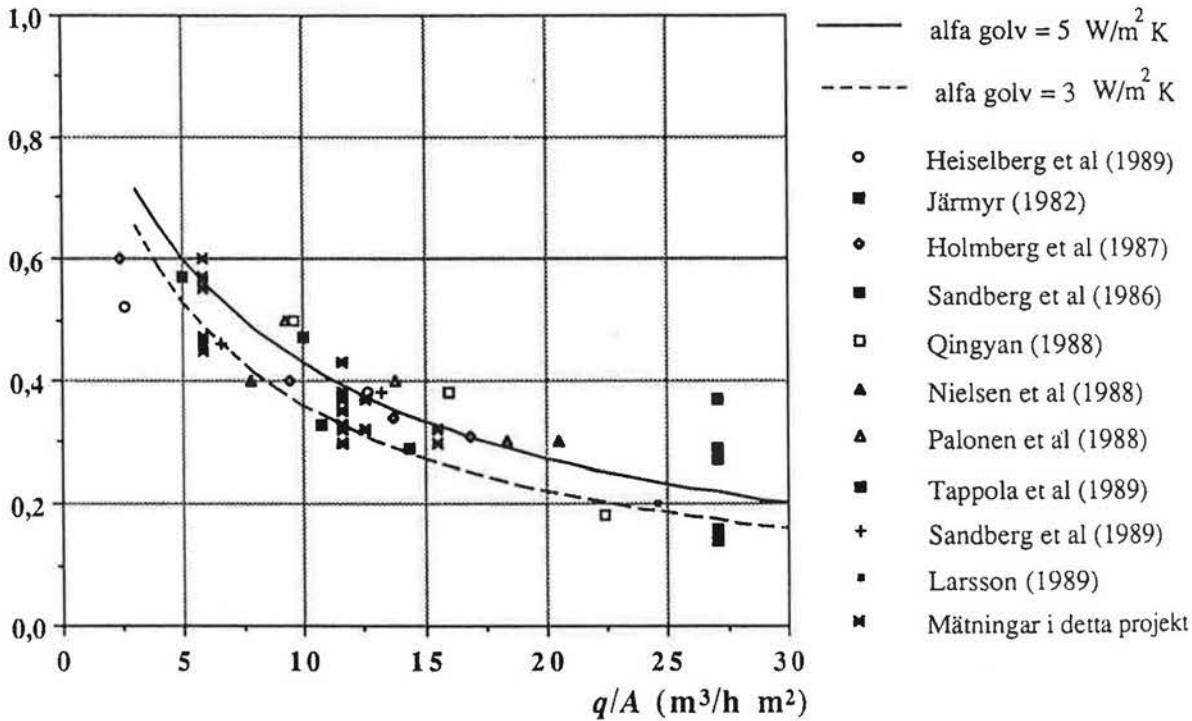


Bild 5.10 Dimensionslös temperaturskillnad i golvzonen vid olika luftflöden.

Som framgår av bilden är den relativa temperaturökningen i golvzonen kraftigt beroende av tilluftsflödet. Ekvationerna (5.7) till (5.9) är naturligtvis en förenkling av verkligheten, inverkan av induktion i tilluften och värmeövergångstalet vid taket ingår inte. Direkt strålning till golvet från belysning eller solinstrålning är andra faktorer som påverkar värmebalansen i rummet liksom lagring i byggnadsstommen.

Den här antagna modellen för temperaturförhållandena vid deplacerande ventilation kan dock, som synes av bild 5.10, användas med gott resultat.

Ur dessa
antagande

$s =$

där

Med hjälp
kyleffekt

$Q =$

$Q =$

$Q =$

Med hjälp
som:

$\frac{q \cdot \rho \cdot c_p}{A}$

I bild 5.1
kyleffekt
ient och
else visas
antages k
Ekvation

$\frac{q \cdot \rho \cdot c_p}{A}$

För den t

$(\theta_f -$

och för te

$(\theta_{l,1}$

Ur dessa samband kan även en medelgradient i rummet beräknas under antagande att gradienten är linjär från golv till tak.

$$s = \left(1 - \frac{\theta_{lg} - \theta_t}{\theta_f - \theta_t}\right) \cdot (\theta_f - \theta_t) / h \quad (^\circ\text{C}/\text{m}) \quad (5.10)$$

där h = rumshöjden (m)

Med hjälp av ovanstående ekvationer kan erforderliga luftflöden vid olika kyleffekter beräknas för olika gradienter. För kyleffekten gäller:

$$Q = q \cdot \rho \cdot c_p \cdot (\theta_f - \theta_t) = q \cdot \rho \cdot c_p \cdot [(\theta_{lg} - \theta_t) + s \cdot h]$$

$$Q = q \cdot \rho \cdot c_p \cdot \frac{\theta_{lg} - \theta_t}{\theta_f - \theta_t} (\theta_f - \theta_t) + q \cdot \rho \cdot c_p \cdot s \cdot h$$

$$Q = Q \cdot \frac{\theta_{lg} - \theta_t}{\theta_f - \theta_t} + q \cdot \rho \cdot c_p \cdot s \cdot h \quad (5.11)$$

Med hjälp av ekvation (5.9) och (5.11) kan ventilationsluftflödet anges som:

$$\frac{q \cdot \rho \cdot c_p}{A} = \frac{Q}{A \cdot s \cdot h} - \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha_s} + \frac{1}{\alpha_{kg}}\right)} \quad (5.12)$$

I bild 5.11 visas erforderligt minsta ventilationsluftflöde som funktion av kyleffekten, beräknat enligt ekvation (5.12), vid olika produkter av gradient och rumshöjd då värmeövergångstalen = 5 W/(m² K). Som jämförelse visas även motsvarande samband, beräknat då kvoten enligt ekv. (5.9) antages konstant = 0,5, motsvarande schablonmetoden enligt bild 5.6. Ekvation (5.12) övergår då till följande uttryck:

$$\frac{q \cdot \rho \cdot c_p}{A} = 0,5 \cdot \frac{Q}{A \cdot s \cdot h}$$

För den totala temperaturdifferensen gäller

$$(\theta_f - \theta_t) = \frac{Q}{q \cdot \rho \cdot c_p} \quad (5.13)$$

och för temperaturdifferensen mellan nivån 1,1 m och tilluften gäller

$$(\theta_{1,1} - \theta_t) = \Delta\theta_{1,1} = \frac{1}{\frac{q \cdot \rho \cdot c_p}{A} \left(\frac{1}{\alpha_s} + \frac{1}{\alpha_{kg}}\right) + 1} \cdot (\theta_f - \theta_t) + 1,1 \cdot s \quad (5.14)$$

Med hjälp av ekvationerna (5.12) - (5.14) kan $\Delta\theta_{1,1}$ beräknas för olika kyleffekter, gradienter och takhöjder. För att reducera antalet diagram presenteras resultatet med $\Delta\theta_{1,1} \cdot 1,1 \cdot s$ som enhet på den vertikala axeln, se bild 5.12.

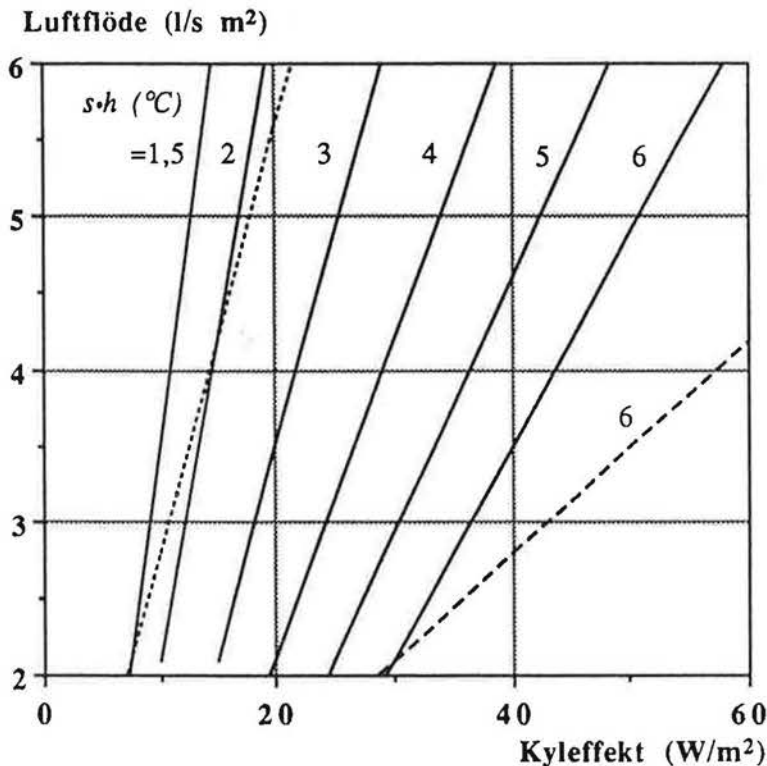


Bild 5.11 Erforderligt ventilationsluftflöde som funktion av kyleffekten vid olika produkter av gradienten och rumshöjden (heldragna linjer). De streckade linjerna anger motsvarande samband enligt schablonmetoden för $s \cdot h = 1,5$ och 6 då temperaturfördelningen i rummet antas oberoende av ventilationsluftflödet.

Bild 5.11 visar att en ökning av kyleffekten kräver en större ökning av ventilationsluftflödet då hänsyn tas till den verkliga temperaturfördelningen i rummet än då schablonmetoden användes.

Bild 5.12 visar hur tilluftstemperaturen måste ökas då luftflödet ökas vid stigande kylbehov för att temperaturnivån och gradienten i rummet skall hållas konstant.

Bild 5.12

Exempel

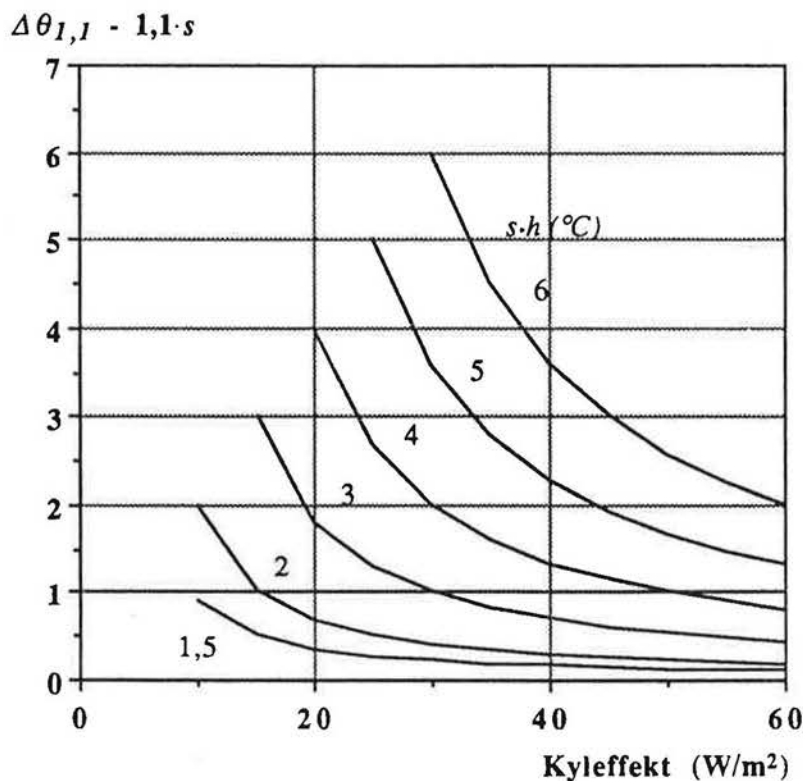


Bild 5.12 Temperaturskillnaden mellan luften i golvnivån och tilluften som funktion av kyl effekten vid olika produkter av gradienten och rumshöjden.

Exempel: Ett kontorsrum med takhöjden 2,5 m har ett kylbehov av 30 W/m^2 . Gradienten skall vara högst $2^{\circ}\text{C}/\text{m}$.

Produkten $s \cdot h = 2 \cdot 2,5 = 5^{\circ}\text{C}$. Bild 5.11 ger då erforderligt ventilationsluftflöde 3 l/s m^2 . Ur bild 5.12 kan $\Delta\theta_{1,1} - 1,1 \cdot s$ avläsas till $3,6^{\circ}\text{C}$ vilket ger $\Delta\theta_{1,1} = 3,6 + 1,1 \cdot 2 = 5,8^{\circ}\text{C}$.

En ökning av kylbehovet till $40 \text{ W}/\text{m}^2$ ger i bild 5.11 ett ventilationsluftflöde på $4,6 \text{ l/s m}^2$. Ur bild 5.12 kan $\Delta\theta_{1,1} - 1,1 \cdot s$ avläsas till $2,3^{\circ}\text{C}$ vilket ger $\Delta\theta_{1,1} = 2,3 + 1,1 \cdot 2 = 4,5^{\circ}\text{C}$.

Tilluftstemperaturen måste således ökas $1,2^{\circ}\text{C}$ när flödet ökas för att ta hand om det ökade kylbehovet i rummet. Orsaken till detta är att temperaturutjämnningen vid golvet vid det större flödet är mindre än vid det mindre flödet. Om gradienten och temperaturnivån skall vara desamma i de två fallen måste detta kompenseras genom ökad tilluftstemperatur.

5.7. Mätningar i konvektionsplymer

5.7.1 Konvektivt avgiven värme

Värmeavgivningen från ett objekt utgörs dels av konvektivt avgiven värme till rumsluften och dels av strålningsutbytet med omgivande ytor. Flera olika sätt att beräkna värmeavgivningen finns. Strålningsutbytet kan beräknas med kännedom om yttemperaturerna i rummet och på mätobjektet samt vinkelkoefficienterna för detta strålningsutbyte. Ett annat sätt är att beräkna konvektivt avgiven värme ur uppmätt temperatur- och hastighetsprofil och beräkna värmeflödet i plymen samt korrigera för temperaturgradienten i rummet. Detta kan dock vara svårt då plymen i begynnelsestadiet ej är fullt utvecklad och andelen medejekterad luft i plymen är svår att beräkna. Ett tredje sätt är att med kännedom om värmövergångstalen vid mätobjektets ytor beräkna konvektivt avgiven värme. Temperaturgradienten i rumsluften och på mätobjektet komplicerar dock dessa beräkningar då värmövergångstalen är svåra att bestämma.

Här har valts att beräkna den konvektiva värmeeffekten från mätobjektet genom att strålningsutbytet mellan mätobjektet och omgivningen beräknas och subtraheras från i mätobjektet totalt producerad värmeeffekt. Vinkelkoefficienterna för strålningsutbytet har härvid beräknats för olika del-tytor i rummet och olika deltytor av mätobjektet se bild 5.13.

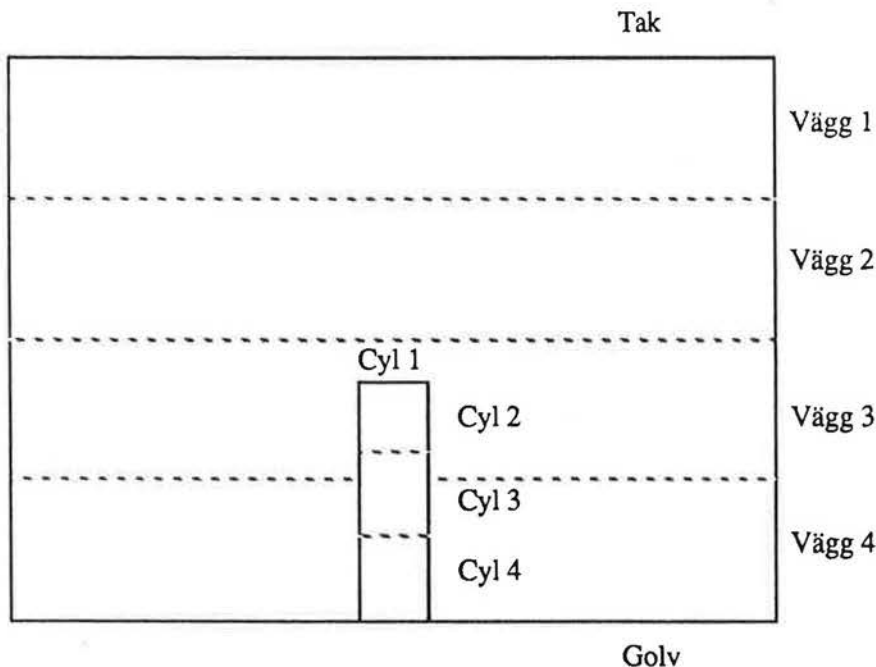


Bild 5.13 Delytor för beräkning av strålningsutbytet mellan personsimulatorens och rummet.

Vinkelkoefficienterna $\phi_{a \rightarrow b}$ mellan de olika delytorna enligt bild 5.13 för ett rum med måtten 3,6 x 3,6 x 2,4 m framgår av tabell 5.1

Med hj
yttemp
cylinde

P
där A
C
T
T

I tabell
av strål

Tal

Tak
Golv
Vägg
Vägg
Vägg
Vägg
Sum

Vid berä
erhölls e
inte har
mellan p

Tabell 5.1. Vinkelkoefficienter mellan olika delytor enligt bild 5.13.

	Cyl 1	Cyl 2	Cyl 3	Cyl 4
Tak	0,672	0,142	0,102	0,074
Golv		0,254	0,348	0,461
Vägg 1	0,189	0,101	0,072	0,050
Vägg 2	0,129	0,156	0,121	0,089
Vägg 3	0,010	0,187	0,173	0,142
Vägg 4		0,160	0,184	0,184

Med hjälp av vinkelkoefficienterna enligt tabell 5.1. och uppmätta ytemperaturer på de olika delytorna kan värmeavgivningen från cylindern på grund av strålning beräknas som

$$P_s = \sum \phi_{a \rightarrow b} \cdot A_a \cdot C \cdot \left[\left(\frac{T_a}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_b}{100} \right)^4 \right]$$

där A_a = arean av delyta a av cylindern
 C = strålningskonstanten för cylindern ($\text{W/m}^2 (\text{K}/100)^4$)
 T_a = ytemperaturen på delyta a på cylindern (K)
 T_b = ytemperaturen på delyta b i rummet (K)

I tabell 5.2 ges exempel på en beräkning av värmeövergången på grund av strålning från cylindern (total effekt = 100 W) till rumsytorna.

Tabell 5.2. Värmeövergång (W) på grund av strålning mellan cylindern och olika delytor i rummet.

Yta	Temp	Cyl 1 35°C	Cyl 2 30°C	Cyl 3 28°C	Cyl 4 26°C	
Tak	22,5	5,80	1,79	1,87	0,43	
Golv	21,5		3,62	7,50	3,41	
Vägg 1	22,5	1,63	1,28	1,32	0,29	
Vägg 2	22,4	1,12	2,00	2,26	0,53	
Vägg 3	22,1	0,09	2,48	3,40	0,91	
Vägg 4	21,7		2,23	3,85	1,30	Totalt
Summa		8,65	13,39	20,20	6,86	49,10 W

Vid beräkning av strålningsvärmeövergången vid de olika mätningarna erhöles en viss spridning på g a att ytemperaturer på väggar och cylinder inte har varit lika på alla sidor. Eftersom det har eftersträvat en balans mellan provrummet och omgivningen, utan inverkan av kalla väggar eller

solinstrålning har dock variationerna varit små. Strålningsvärmeövergången har varierat mellan 45 och 55 W vid de olika mätningarna och laboratorierna. Något direkt samband mellan nedan redovisade spridning i flödena och värmeövergången har emellertid inte kunnat påvisas.

Förhållandet mellan konvektivt avgiven värme och strålningsvärme, som här erhöles, motsvarar det som kan förväntas när rummet är i termisk balans. Rumsytornas medeltemperatur motsvarar då rumsluftens temperatur och värmeövergången på grund av strålning och konvektion är, vid måttliga temperaturdifferenser och låga lufthastigheter, av samma storleksordning.

5.7.2. Hastigheter och temperaturer i plymer

Detta avsnitt delas upp efter i avsnitt 5.2. redovisade mätobjekt

- a) Personsimulator
- b) Skrivbordsarmatur
- c) Lysrörsarmatur
- d) Persondatarsimulator

5.7.2.a Personsimulator

Mätningar över detta objekt har utförts vid samtliga laboratorier i två mätserier. En första mätserie med mätobjektet som enda värmekälla och två olika ventilationsluftflöden och en andra mätserie med förhöjd värmebelastning i rummet och ett ventilationsluftflöde. En sammanfattning av mätförhållandena vid de olika mätlaboratorierna framgår av tabell 5.3

Tabell 5.3 Sammanfattning av mätförhållandena i Laboratorier 1-5.

Laboratorium	Rummets mått L x B x H (m)	Ventilationsflöde (m ³ /h)	Gradient °C/m	Anemometrar Fabrikat / antal	Anm
Lab 1	3,6 x 3,6 x 2,7	75	0,6	Lambrech / 3	
		150	0,6		
		150	1,5		
Lab 2	3,6 x 3,6 x 2,7 2,4 x 4,0 x 2,9	75	0,6	Dantec / 10	
		150	0,6		
		150	1,5		
Lab 3	3,6 x 3,6 x 2,4	75	0,6	TNO / 5	
		150	0,6		
		150	1,5		
Lab 4	3,6 x 3,6 x 2,7	75	0,6	Dantec / 15	
		150	0,6		
		150	1,5		
Lab 5	4,7 x 4,2 x 2,7	252	0,9	Dantec / 15	
			1,2		
Lab 6	5,0 x 8,0 x 2,8	108	0,4 0,5	Dantec / 6	Cylinder avvikande

Med
plynLab
mete
är arPlyn
fullt
Plyn
obje

Bild

Med gradient i tabell 5.3 avses temperaturgradienten uppmätt i rummet i plymens omgivning runt cylindern.

Lab 6 har på grund av missförstånd mätt på ett objekt med mindre diameter ($\phi = 0,3$ m) och omålat objekt, vilket innebär att strålningsandelen är annorlunda på grund av en annan emissionskoefficient.

Plymen, som utvecklas ovanför ett mätobjekt av detta slag, hinner inte bli fullt utvecklad i den typ av rum med begränsad takhöjd som använts här. Plymen växer till utefter mätobjektets sidor och har, då den lämnar objektet, en dubbelkrökt form se bild 5.14

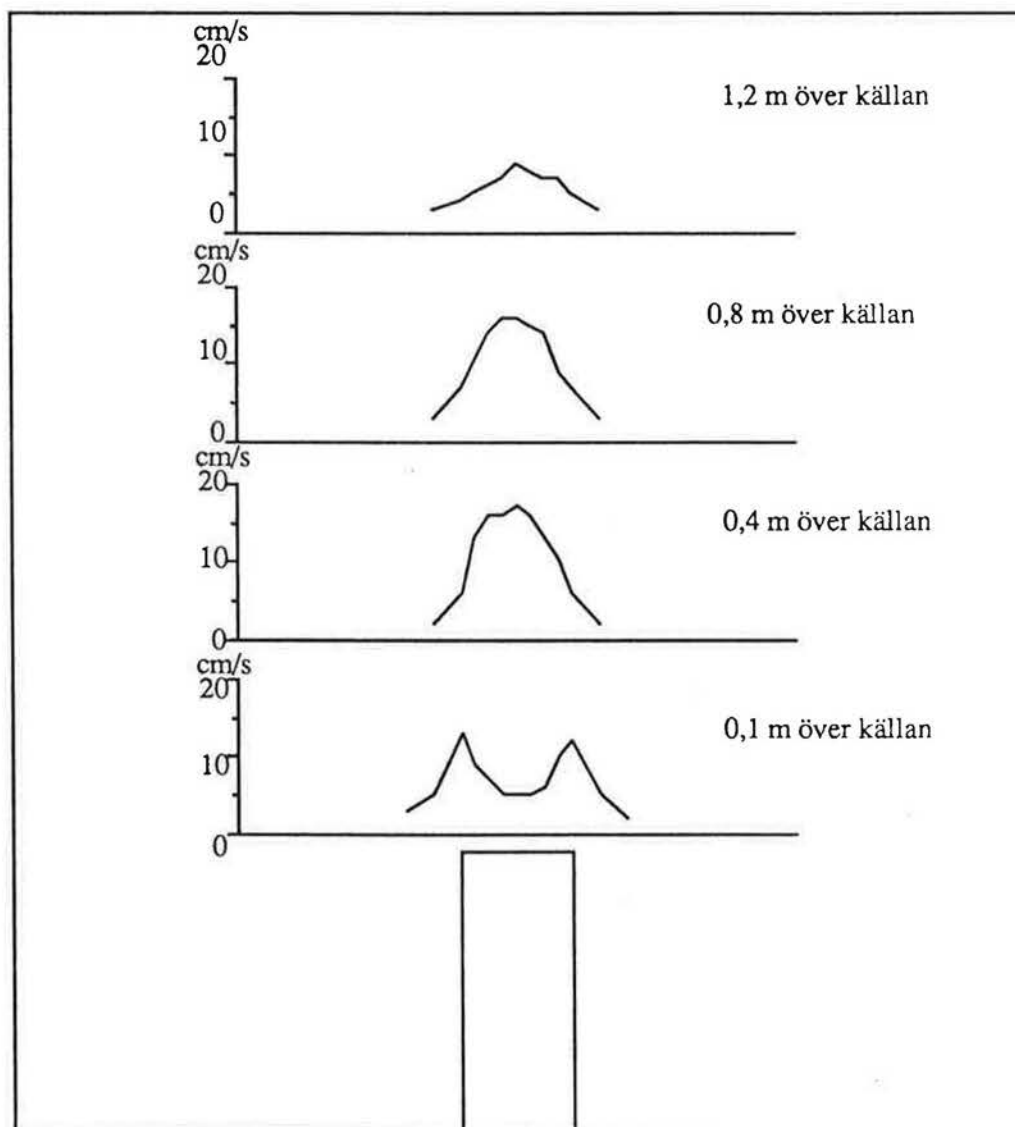


Bild 5.14 Hastigheten i olika tvärsnitt över personsimulatorn i ett rum med temperaturgradienten $1,5$ °C/m.

Högre upp i rummet utjämnas plymen. Utjämningsförloppet är beroende av temperaturgradienten. Vid en mindre gradient i rummet bibehåller plymen sin form upp till nivån 1,2 m över källan, se bild 5.15.

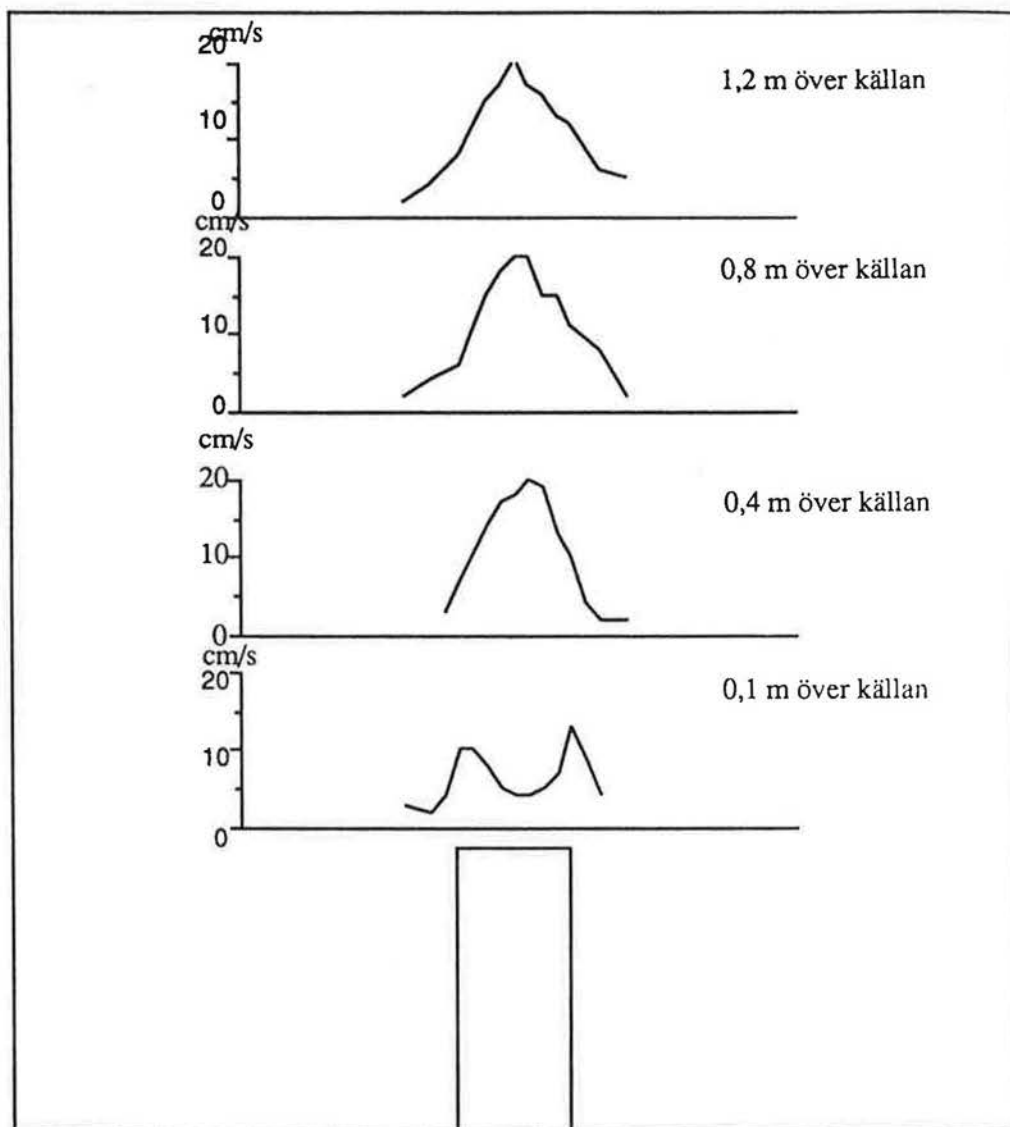


Bild 5.15 Hastigheten i olika tvärsnitt över personsimulatorn i ett rum med temperaturgradienten $0,6 \text{ } ^\circ\text{C/m}$.

Mätningarna redovisade i bilderna 5.14 och 5.15 härrör från prov i Lab 1.

Gemensamt för samtliga mätningar är att hastigheterna i plymernas yttre kanter är svåra att mäta, då de använda anemometrarna inte kunde mäta hastigheter under 5 cm/s , varför osäkerheten hos mätvärdena i randzonen

blir stora
gaussku

Vid de
på sam
möjligh
och sur
zonen,
redovisa
innefatt

I tabell
personsi
gaussku

Tabell 5
olika ni
koefficie
redovisa
stora gra

Tabell 5

Lab	V
Lab 1	
Lab 2	

blir stor. Utvärderingen har därför skett med ovan angivna anpassning av gausskurvor och integrering över dessa.

Vid den lägsta nivån, 0,1 m över källan, kan mätresultaten inte utvärderas på samma sätt, då plymerna vid denna nivå ej är av gaussform. En annan möjlighet till utvärdering är naturligtvis att integrera varje delyta för sig och summera flödena. Denna metod tar dock ej hänsyn till flödena i randzonen, vilka är av avgörande betydelse för det totala flödet. Trots detta redovisas flödena på nivån 0,1 m över källan enligt denna metod och innefattar således ej randzonen med hastigheter understigande 5 cm/s.

I tabell 5.4 redovisas en sammanfattning av samtliga mätningar på personsimulatoren. De mätresultat som ej har kunnat anpassas till en gausskurva har härvid uteslutits.

Tabell 5.4 redovisar maximala hastigheter i plymen och plymradien på olika nivåer, beräknade enligt i avsnitt 5.4 angiven metod. Korrelationskoefficienten som erhöles vid anpassning av en gausskurva till mätvärdena redovisas också i tabell 5.4. Från tabellen framgår att korrelationen vid stora gradienter är mindre bra vid högre nivåer, men god vid lägre.

Tabell 5.4. Sammanfattning av mätresultat vid prov med personsimulator:

Lab	Ventilations flöde (l/s)	Gradient (°C/m)	Höjd över källan (m)	Konvektions flöde (l/s)	w_{max} (cm/s)	R (m)	Korr koeff.
Lab 1	20,8	0,6	0,1	23			
			0,4	32	19,5	0,23	0,98
			0,8	35	20,7	0,23	0,98
			1,2	46	19,4	0,27	0,92
	41,6	0,6	0,1	24			
			0,4	35	16,4	0,26	0,76
			0,8	43	19,2	0,26	0,91
			1,2	60	16,6	0,34	0,95
	41,6	1,5	0,1	21			
			0,4	27	17,2	0,22	0,94
			0,8	31	15,0	0,25	0,86
			1,2	17	7,8	0,26	0,67
Lab 2	20,8	0,6	0,1	30			
			0,4	40	21,8	0,24	0,98
			0,8	52	23,8	0,26	0,97
			1,2	66	23,5	0,30	0,97
	41,6	0,6	0,1	35			
			0,4	49	22,2	0,27	0,95
			0,8	62	22,8	0,30	0,99
			1,2	76	21,1	0,34	0,96
	41,6	1,5	0,1	29			
			0,4	37	19,4	0,25	0,97
			0,8	43	18,8	0,27	0,98
			1,2	34	11,5	0,31	0,97

Tabell 5.4. Forts.

Lab	Ventilations flöde (l/s)	Gradient (°C/m)	Höjd över källan (m)	Konvektions flöde (l/s)	w_{max} (cm/s)	R (m)	Korr koeff.	
Lab 3	20,8	0,6	0,1	24				
			0,4	30	24,4	0,20	0,97	
			0,8	40	23,4	0,23	0,97	
			1,2	48	18,9	0,29	0,90	
	41,6	0,6	0,1	29				
			0,4	40	18,6	0,26	0,82	
			0,8					
			1,2	68	17,9	0,35	0,96	
	41,6	1,5	0,1	26				
			0,4	37	21,6	0,23	0,92	
			0,8	46	19,5	0,28	0,97	
			1,2	37	7,1	0,40	0,74	
Lab 4	20,8	0,6	0,1	32				
			0,4	44	15,8	0,3	0,96	
			0,8	47	16,9	0,3	0,91	
Lab 5	70	0,9	0,1	27				
			0,4	51	17,8	0,30	0,91	
			0,8	56	17,6	0,32	0,97	
			1,2	77	17,0	0,38	0,90	
		1,2	0,1	26				
			0,4	37	17,8	0,26	0,93	
			0,8	52	16,2	0,32	0,87	
			1,2	72	11,9	0,44	0,63	
Lab 6	30	0,4	0,1	24				
			0,4	36	27,8	0,20	0,90	
			0,8	42	30,8	0,21	0,93	
			1,2	63	29,5	0,26	0,95	
			1,4	70	24,9	0,30	0,89	
		0,5	0,1	24				
			0,4	37	26,2	0,21	0,93	
			0,8	37	30,1	0,20	0,97	
			1,2	56	25,5	0,27	0,92	
			1,4	67	19,9	0,33	0,85	

I bilderna 5.16 - 5.18 visas konvektionsflödena vid olika höjder för de fyra första laboratorerna, där mätförhållandena har varit likartade. Det framgår av bilderna, att både gradienten och ventilationsluftflödet inverkar på det konvektiva flödet från värmekällan. Vid ökande ventilationsluftflöde ökar det konvektiva flödet vid samtliga laboratorier, under det att en ökad temperaturgradient inverkar både på det konvektiva flödet och plymens maximala stighöjd. Vid gradienten 1,5°C/m har plymen börjat att upplösas på nivån 1,2 m över källan.

Spridningen i det konvektiva flödet mellan de olika laboratorerna är av samma storleksordning som inverkan av ventilationsluftflöde och gradient. Detta kan troligen förklaras av skillnad i mätutrustning och antal

Bild 5.

Bild 5.1

använda
vandrar
används

Kofoed
källa i en
jämförelse
härvid k
enligt tio

Konvektionsflöde (l/s)

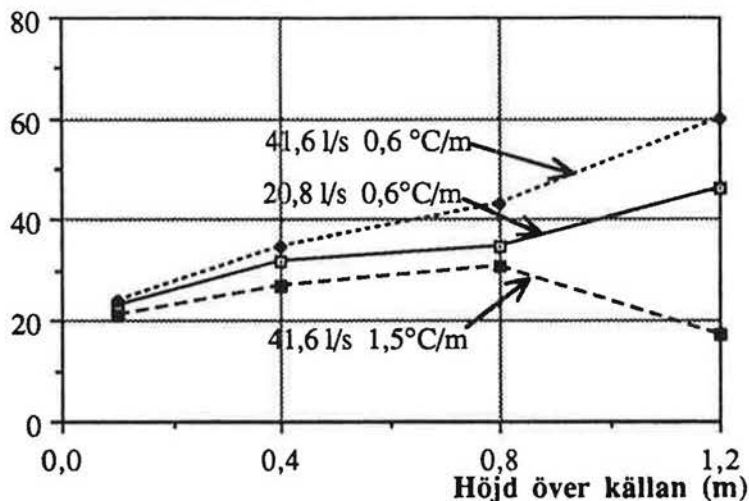


Bild 5.16 Konvektionsflöden uppmätta i Lab 1 med tre anemometrar.

Konvektionsflöde (l/s)

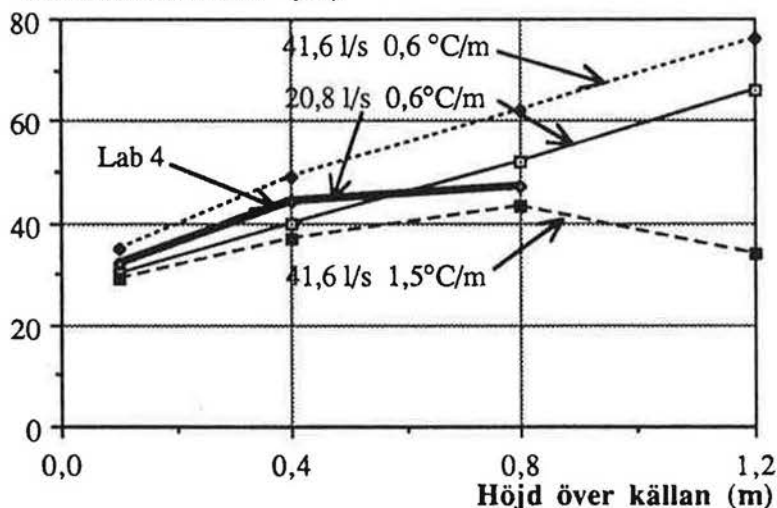


Bild 5.17 Konvektionsflöden uppmätta i Lab 2 med tio anemometrar och Lab 4 med femton anemometrar.

använda anemometrar. Plymer av detta slag är inte stabila. Plymaxeln vandrar kring sitt jämviktsläge. Detta medför att ju fler anemometrar som används desto bättre kan plymens form uppmätas.

Kofoed et al (1990) påpekar detta och redovisar mätningar över en punkt-källa i en omgivning utan temperaturgradient med 17 anemometrar, vilka jämföres med tidigare mätningar med en anemometer. Kofoed (1990) har härvid kunnat redovisa en smalare plym med mindre medejktering än enligt tidigare presenterade resultat.

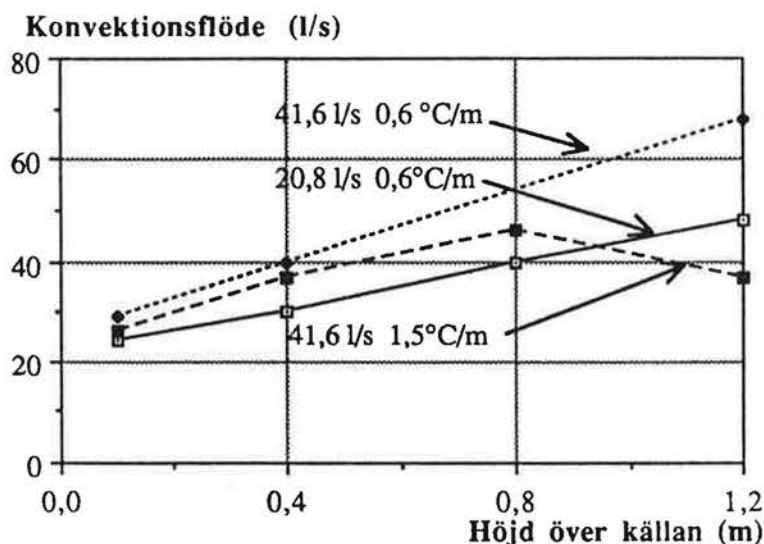


Bild 5.18 Konvektionsflöden uppmätta i Lab 3 med sex anemometrar

Detta är dock ej i överensstämmelse med här erhållna resultat. Antalet anemometrar har här varierat från tre till femton stycken och de största flödena har erhållits vid de laboratorier som använt tio anemometrar.

I bild 5.19 visas konvektionsflödena som uppmätts i Lab 2 och Lab 5 på olika nivåer över källan. Det framgår av bilden att gradienten $1,2^{\circ}\text{C}/\text{m}$ inte är tillräcklig för att plymen skall upplösas nedanför höjden 1,2 m över källan.

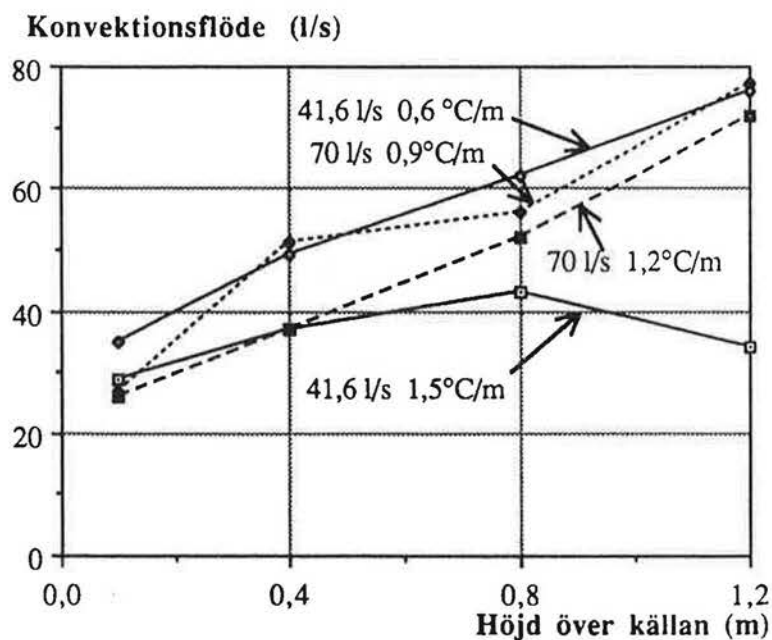


Bild 5.19 Konvektionsflöden uppmätta i Lab 2 med tio anemometrar (heldragna linjer) och Lab 5 med femton anemometrar (streckade linjer).

En jä
Mort
virtue
utsträ
place
källan
tjockl

där

Med a

Då $z =$
diamet
varefte

z_v

Den vi
dvs i g

I bild 5
al (195
(1956)
gradien
Plymen
Redovis
osäkra

I bild 5
punktkä
antagan

Av bild
(1956) g
god upp

En jämförelse mellan här erhållna resultat och beräkningsmodellen enligt Morton et al (1956), redovisad i kapitel 4, kräver en beräkning av den virtuella källans placering. Då mätobjektet i detta fall har en vertikal utsträckning, kan Mortons metod för beräkning av den virtuella källans placering ej direkt användas. För detta fall har gränsskiktstjockleken vid källans övre kant beräknats och adderats till källans radie. Gränsskiktstjockleken beräknas med hjälp av följande ekvation enligt Pierre (1964).

$$\delta = 3.93 \cdot \left(\frac{Pr + 0,952}{Pr} \right)^{1/4} \cdot (Gr \cdot Pr)^{-1/4} \cdot z$$

där δ = gränsskiktstjockleken (m)

$$Pr = \mu \cdot c_p / \lambda$$

$$Gr = g \cdot \beta \cdot \Delta\theta \cdot z / \nu^2$$

Med användning av data för luft erhålles

$$\delta = 0,048 \cdot \sqrt[4]{\frac{z}{\Delta\theta}}$$

Då $z = 1$ m och $\Delta\theta$ ungefär lika med 5°C fås $\delta = 0,032$ m. Då cylinderns diameter är 0,2 m ansättes $R_k = 0,2 + 0,03 = 0,23$ m i ekvation (4.38), varefter z_{virt} erhålles som

$$z_{virt} = \frac{5 \cdot R_k}{6 \cdot \alpha \cdot 2.146} = \frac{5 \cdot 0,23}{6 \cdot 0,093 \cdot 2.146} = 0,96 \text{ m}$$

Den virtuella källan kan således antas ligga ca 1 m under källans övre kant dvs i golvnivå. Utan hänsyn till gränsskiktstjockleken erhålls $z_{virt} = 0,83$ m.

I bild 5.20 visas en jämförelse mellan värden beräknade enligt Mortons et al (1956) modell och samtliga uppmätta värden. Enligt Morton et al (1956) är den maximala stighöjden för plymen 1,2 m över källan vid gradienten $1,5^\circ\text{C}/\text{m}$. Detta stämmer relativt väl med här erhållna resultat. Plymerna vid denna gradient har till stor del upplösts vid denna nivå. Redovisade flöden vid denna nivå är, som framgår av tabell 5.4, relativt osäkra då korrelationskoefficienterna är låga.

I bild 5.20 finns även flöden beräknade enligt ekv (3.5), vilken gäller för punktkällor i rum utan gradienter. Dessa flöden är beräknade under antagande att polavståndet är lika med 1 m.

Av bilden framgår, att beräkningsmodellen angiven av Morton et al (1956) ger en relativt god approximation av de verkliga flödena och en god uppfattning om vid vilken nivå plymen upplöses.

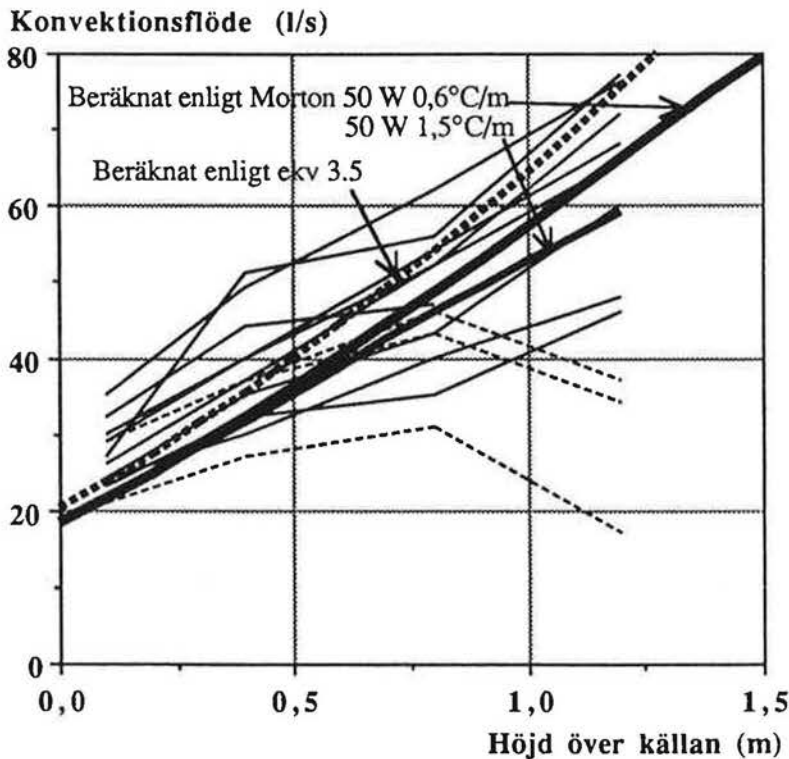


Bild 5.20 Samtliga uppmätta konvektionsflöden över personsimulatoren i Lab 1-5. Konvektionsflöden vid gradienten 0,6°C/m heldragna linjer och vid gradienten 1,5°C/m streckade linjer. Beräknade konvektionsflöden enligt Morton et al (1956) grova heldragna linjer och enligt ekv (3.5) grov streckad linje.

Turbulens

Från några laboratorier har även standardavvikelsen $\sigma = \sqrt{w^2}$ vid hastighetsmätningarna redovisats, varigenom turbulensgraden i plymen kan beräknas som

$$T_u = \frac{\sigma}{w} \cdot 100\%$$

Den redovisade turbulensgraden är naturligtvis starkt beroende av använd anemometertyp, såtillvida att tidskonstanten hos anemometern påverkar standardavvikelsen. De här redovisade turbulensgraderna är uppmätta i Lab 2, 3 och 4, där Lab 2 och 4 använder Dantecs anemometrar vilka enligt tillverkaren vid hastighetsmätning har en tidskonstant på < 0,1 sek. I Lab 3 har använts TNO anemometrar för vilka uppgifter om tidskonstanten saknas. Redovisade standardavvikelser beror även av den övriga mätutrustningens prestanda och kan därför egentligen enbart ses som relativa resultat vid olika mätsituationer. I bild 5.21-5.23 visas exempel på turbulensgraderna vid försöken.

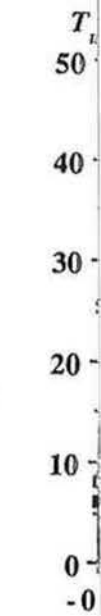


Bild 5.



Bild 5.2

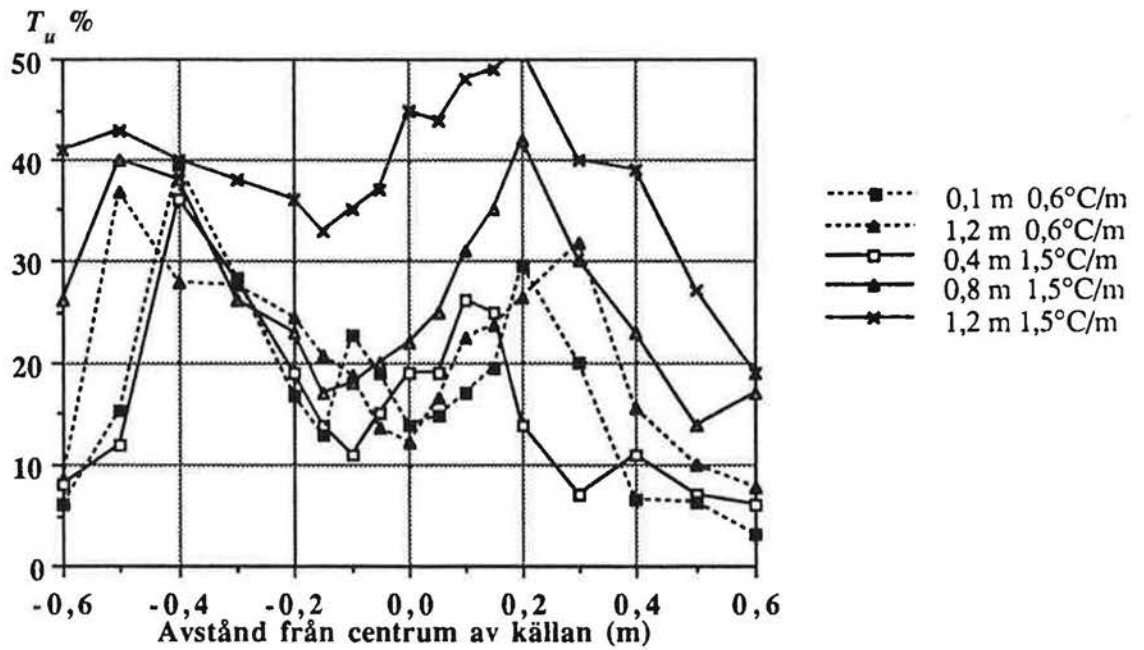


Bild 5.21 Uppmätta turbulensgrader på olika nivåer över källan i Lab 2. Ventilationsluftflöde 41,6 l/s, gradient 0,6°C/m streckade linjer och gradient 1,5°C/m heldragna linjer.

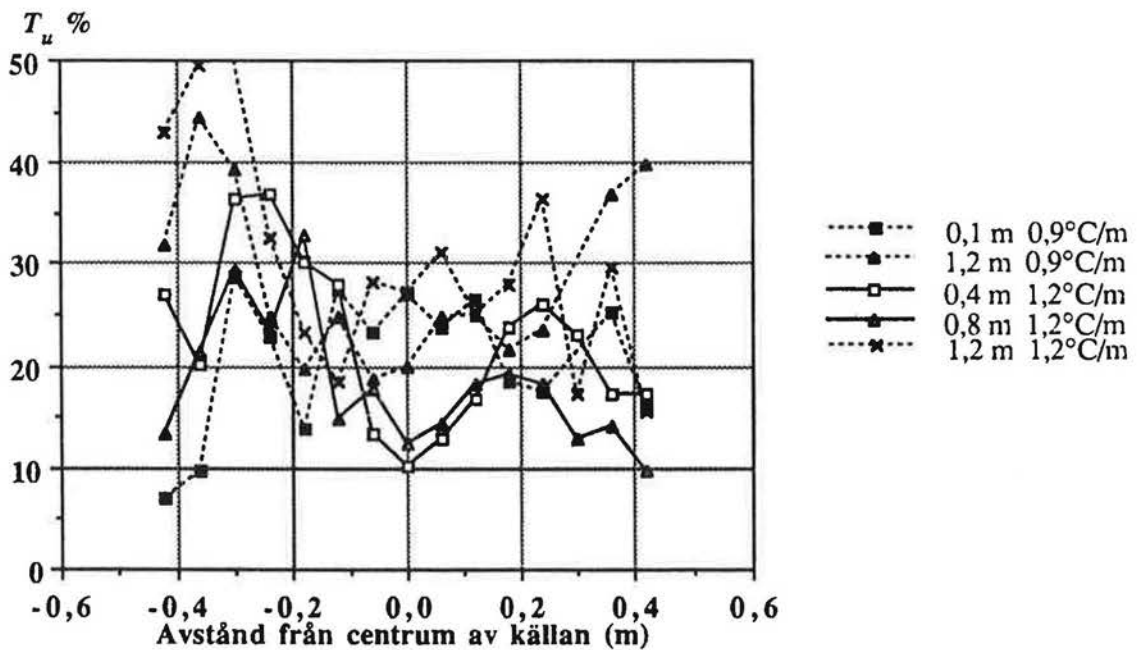


Bild 5.22 Uppmätta turbulensgrader på olika nivåer över källan i Lab 5. Ventilationsluftflöde 70 l/s, gradient 0,9°C/m streckade linjer och gradient 1,2°C/m heldragna linjer.

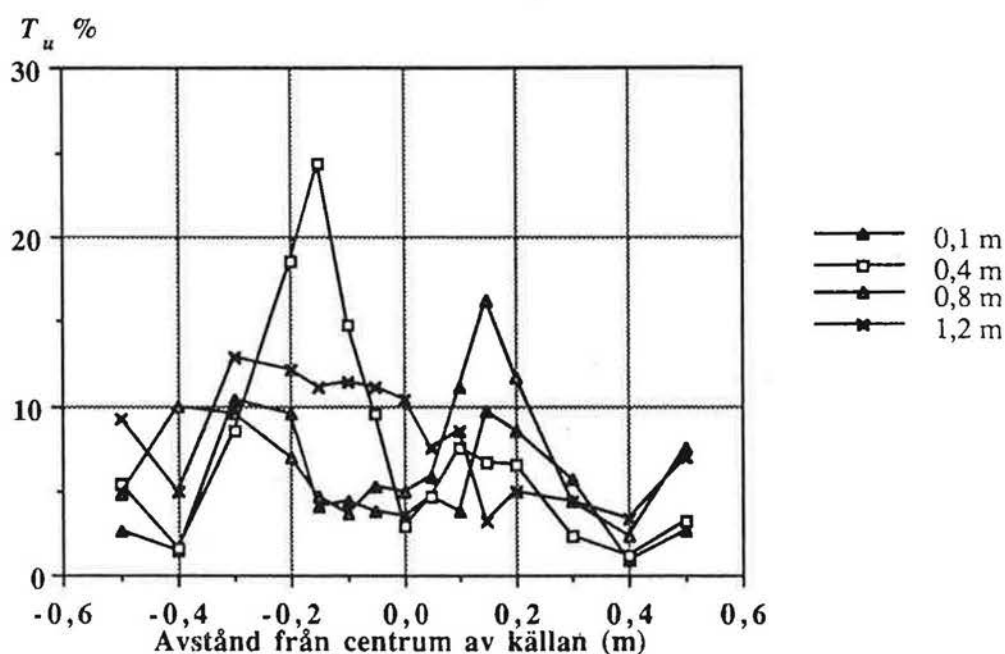


Bild 5.23 Uppmätta turbulensgrader på olika nivåer över källan i Lab 3. Ventilationsluftflöde 41,6 l/s, gradient 1,5°C/m.

Av bilderna 5.21- 5.23 framgår att den uppmätta turbulensgraden i plymen vid de snabbare anemometrarna varierar mellan 10-50% och vid de långsammare anemometrarna mellan 5-15%. Bilderna visar vidare att turbulensgraden i plymens randzon är betydligt kraftigare än i dess centrum. I bild 5.21 framgår även att turbulensgraden är relativt stor över hela plymen i den zon där plymen upplöses vid den högre gradienten.

Temperaturer.

Temperaturmätningarna i plymen har genomförts som tidigare nämnts i en del fall med termistorer inbyggda i anemometrarna och i andra fall med termoelement. I de fall termistorer har använts har temperaturmätningarna visat sig ge alltför stor osäkerhet vid låga hastigheter varför de ej redovisas här. Termoelementmätningar vilka har genomförts i Lab 1 och 3 redovisas i bild 5.24-5.26.

Temperaturen redovisas som temperaturdifferensen mellan plym och omgivning på varje mätnivå. Det framgår av bilderna 5.24 och 5.25 att övertemperaturen i plymen avtar något snabbare vid ökande ventilationsluftflöde. Detta är i överensstämmelse med tidigare redovisade flödespåverkan. Det större ventilationsluftflödet ger ett ökat konvektionsflöde, dvs mer medejktering av rumsluft vilket utjämnar temperaturdifferensen.

Övertemperatur plym-omgivning (°C)

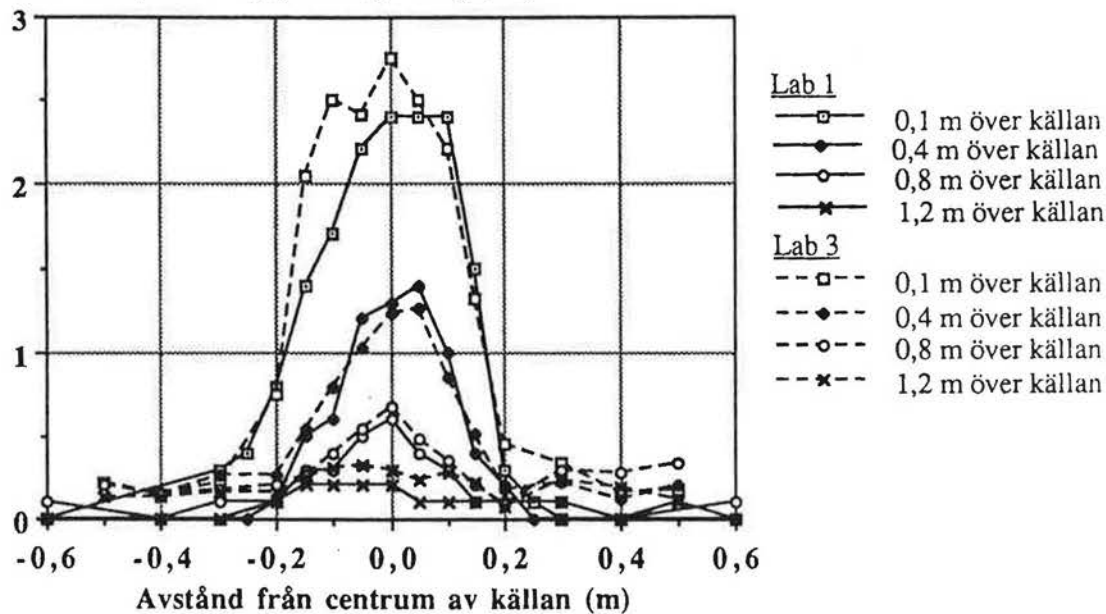


Bild 5.24 Övertemperatur i plymen gentemot omgivningen på olika nivåer uppmätta i Lab 1 och Lab 3. Ventilationsluftflöde 20,8 l/s, gradient 0,6 °C/m.

Övertemperatur plym-omgivning (°C)

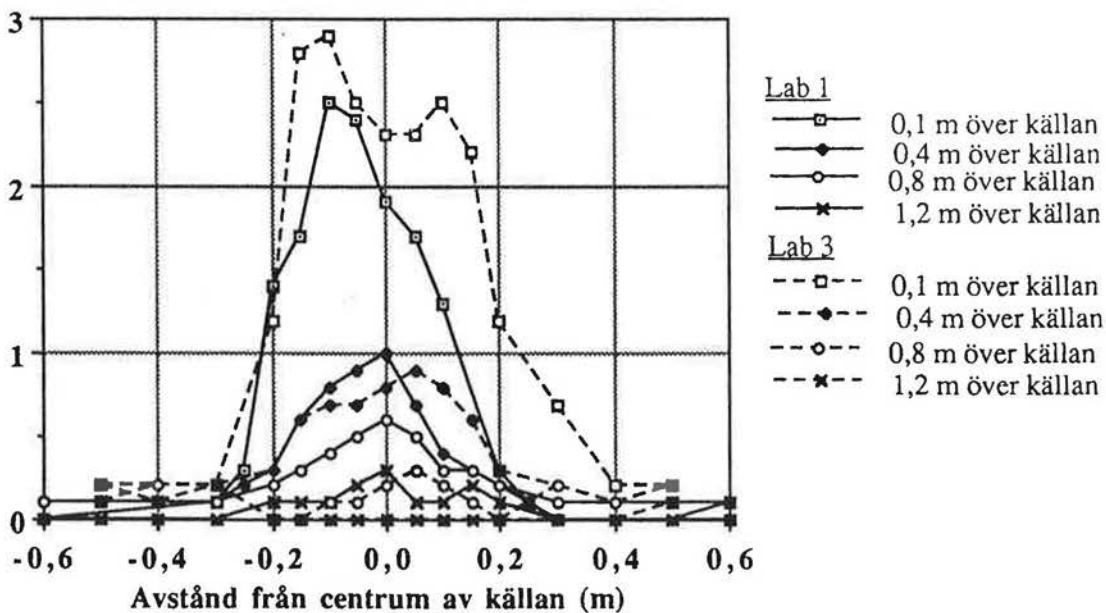


Bild 5.25 Övertemperatur i plymen gentemot omgivningen på olika nivåer uppmätta i Lab 1 och Lab 3. Ventilationsluftflöde 41,6 l/s, gradient 0,6 °C/m.

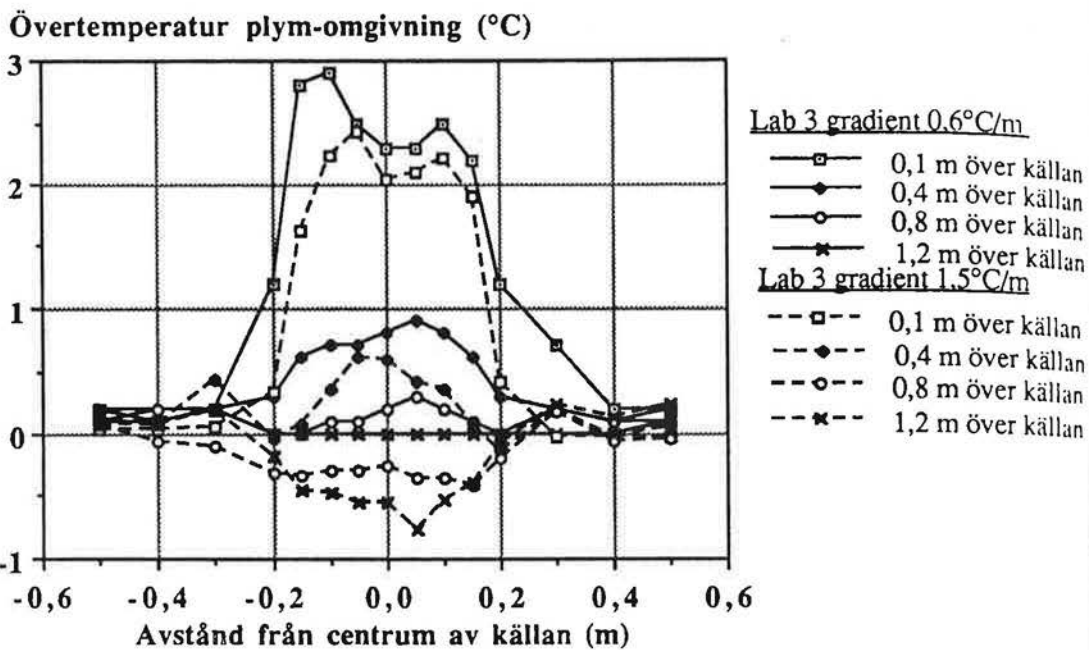


Bild 5.26 Övertemperatur i plymen gentemot omgivningen på olika nivåer uppmätta i Lab 3. Ventilationsluftflöde 41,6 l/s, gradient 0,6 °C/m och 1,5°C/m.

Vid den större temperaturgradienten får plymen en undertemperatur gentemot omgivningen högre upp i rummet, se bild 5.26. Lyftförmågan är således negativ och plymen bromsas upp, vilket är i överensstämmelse med ovan redovisade flödespåverkan vid en stor gradient i rummet. Plymen uppför sig här som en uppåtriktad luftstråle med undertemperatur och begränsad räckvidd.

5.7.2.b Skrivbordsarmatur

Mätningar över mätobjekt b), en skrivbordsarmatur enligt konventionellt utförande, redovisas här från ett laboratorium (Lab 3). Fyra olika försöksserier genomfördes enligt följande

- 1) Ventilationsluftflöde 20,8 l/s, gradient 0,8 °C/m
- 2) Ventilationsluftflöde 20,8 l/s, gradient 2,4 °C/m
- 3) Ventilationsluftflöde 41,6 l/s, gradient 0,8 °C/m
- 4) Ventilationsluftflöde 41,6 l/s, gradient 2,5 °C/m

Redovisade gradienter gäller på de nivåer i rummet där mätningarna har genomförts. Erhållna resultat sammfattas i tabell 5.5.

Tabell 5

Lab	V
Lab 3	

Mätninga
grund av
anemome
maximalh

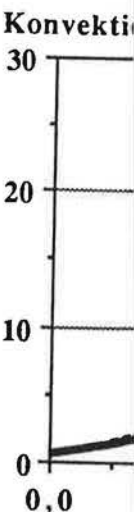


Bild 5.27

I bild 5.27
Morton et
sätt som fö

Tabell 5.5. Sammanfattning av mätresultat vid prov med skrivbordsarmatur.

Lab	Ventilations flöde (l/s)	Gradient (°C/m)	Höjd över källan (m)	Konvektions flöde (l/s)	w_{max} (cm/s)	R (m)	Korr koeff.
Lab 3	20,8	0,8	0,4	6	38,6	0,07	0,99
			0,6	11	33,0	0,10	0,98
			0,8	12	31,0	0,11	0,99
			1,0	13	28,4	0,12	0,99
	20,8	2,4	0,4	6	36,4	0,07	0,99
			0,5	7	33,4	0,08	0,99
			0,6	10	30,1	0,11	0,95
			0,8	13	25,3	0,12	0,94
	41,6	0,8	0,4	5	31,1	0,07	0,92
			0,6	9	31,5	0,10	0,94
			0,8	11	32,9	0,11	0,99
			1,0	12	29,4	0,12	0,96
	41,6	2,5	0,4	5	34,9	0,07	0,96
			0,6	10	32,0	0,10	0,95
			0,8	13	27,1	0,12	0,93
			1,0	12	23,6	0,13	0,95

Mätningar har inte genomförts på lägre nivå än 0,4 m över källan, på grund av att strålningen från glödlampan kan påverka de två sensorerna i anemometern vid lägre nivå. I bild 5.27-5.29 visas uppmätta flöden, maximalhastigheter och plyrader vid de olika nivåerna.

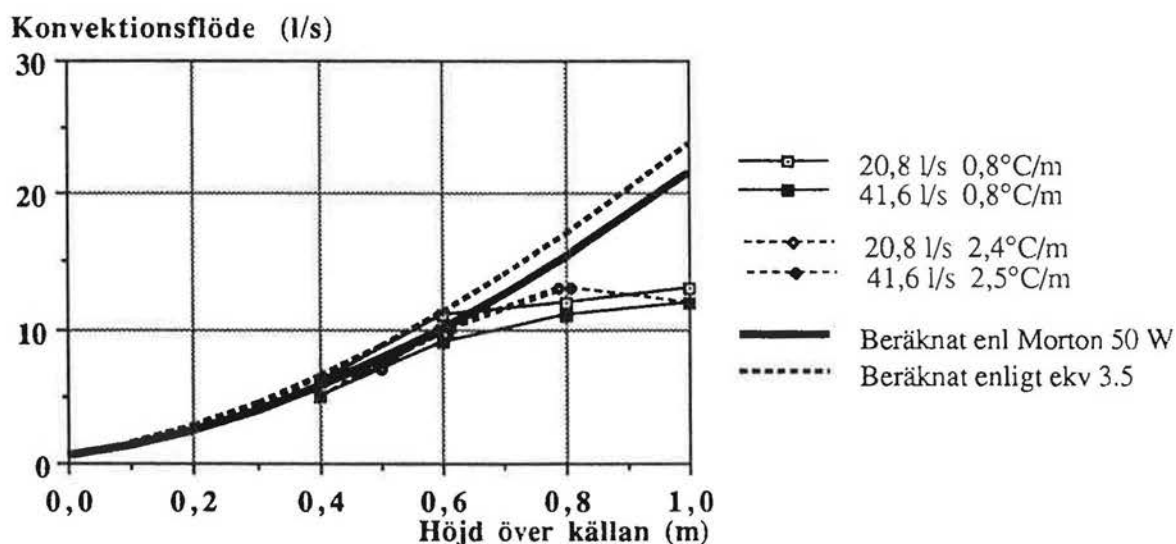


Bild 5.27 Uppmätta konvektionsflöden över en skrivbordslampan vid olika ventilationsluftflöden och temperaturgradienter.

I bild 5.27 visas även de flöden som erhålles med beräkning enligt Morton et al (1956). Den virtuella källans placering beräknas på samma sätt som för personsimulatorens. Radien hos lampan är 2,5 cm vid dess

övre kant, vilket ger att den virtuella källan befinner sig 10 cm under lampans övre kant.

Gradientens inverkan på flödet vid mätnivåerna är enligt Mortons et al (1956) modell i detta fall försumbar och den maximala stighöjden befinner sig ovan taknivån. Av bilden framgår dock att flödesökningen avtar på nivån 0,8 m över källan, motsvarande 0,4 m från taket vid dessa försök. Plymen upplöses dock inte vid den större gradienten på det sätt som var fallet vid personsimulatoren. Hastigheterna på nivån 2,2 m över golvet är fortfarande relativt stora och plymen har en väl definierad gaussform.

Maxhastighet i plymen (cm/s)

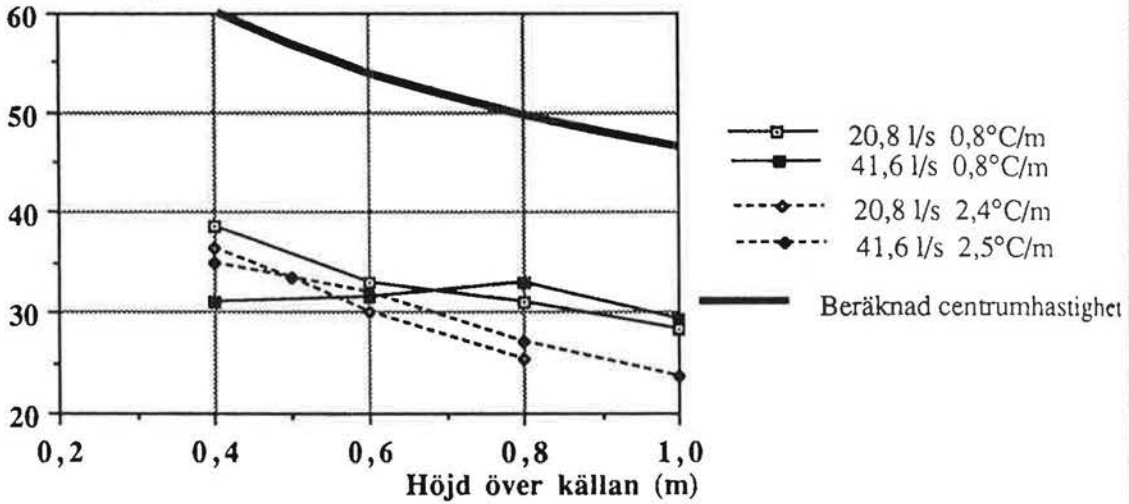


Bild 5.28 Maxhastigheten i plymen över en skrivbordslampa som funktion av höjden över källan vid olika ventilationsluftflöden och temperaturgradienter.

Plymradius R (m)

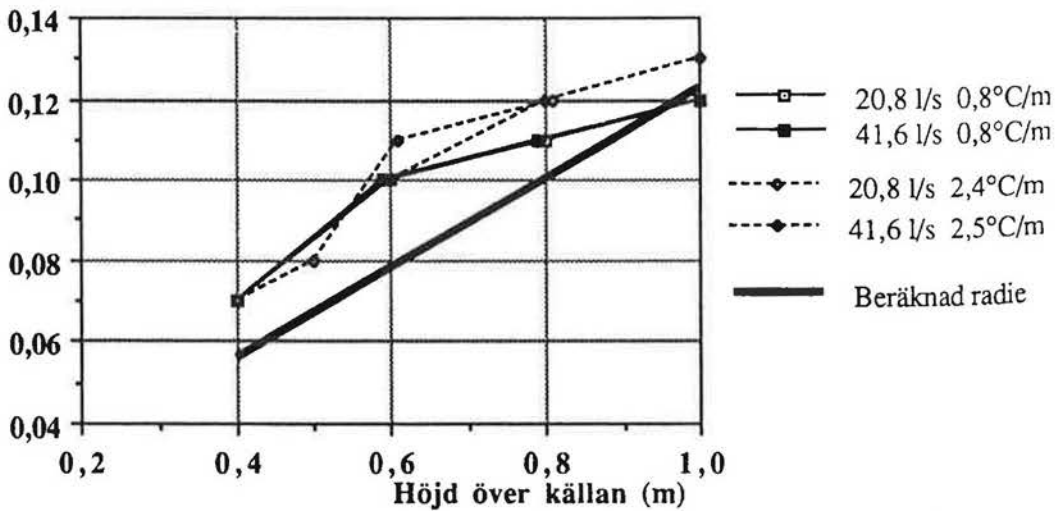


Bild 5.29 Radien hos plymen över en skrivbordslampa som funktion av höjden över källan vid olika ventilationsluftflöden och temperaturgradienter.

Av bild
tionsflöde
detta mä

Centrum
samma g

Plymradi
punktkäl

$R =$

w_0

De med z
finns även
i den upp
radie i ply
stämme

Övertemp
vid olika
gradienter
nivån 1,0

Övertemp

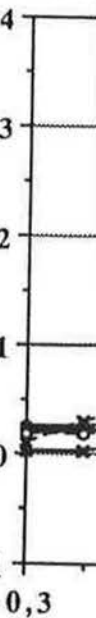


Bild 5.30

Av bild 5.27 framgår även att ventilationsluftflödets inverkan på konvektionsflödet, vilket noterats för personsimulatoren, ej kunnat påvisas vid detta mätobjekt.

Centrumhastighetens avtagande och plymradiens ökning följs åt vid samma gradient oberoende av ventilationsluftflödet, se bild 5.28-5.29.

Plymradiens ökning och centrumhastighetens minskning för en punktkälla beräknat enligt ekv (4.25) och (4.26) i kap 4 ger

$$R = 0,1116 (z + z_{virt})$$

$$w_0 = 0,13 \cdot P_k^{1/3} \cdot (z + z_{virt})^{-1/3}$$

De med $z_{virt} = 0,1$ m och $P_k = 50$ W erhållna värdena för dessa samband finns även inritade i bild 5.28 - 5.29. Av bilderna framgår att hastigheten i den uppmätta plymen är mycket lägre än den beräknade och att uppmätt radie i plymen är större än beräknat. För konvektionsflödena är överensstämmelsen dock betydligt bättre.

Övertemperaturen i plymen gentemot omgivningen på olika nivåer och vid olika temperaturgradienter framgår av bild 5.30. Vid den högre gradienten får plymen en undertemperatur gentemot omgivningen på nivån 1,0 m över källan.

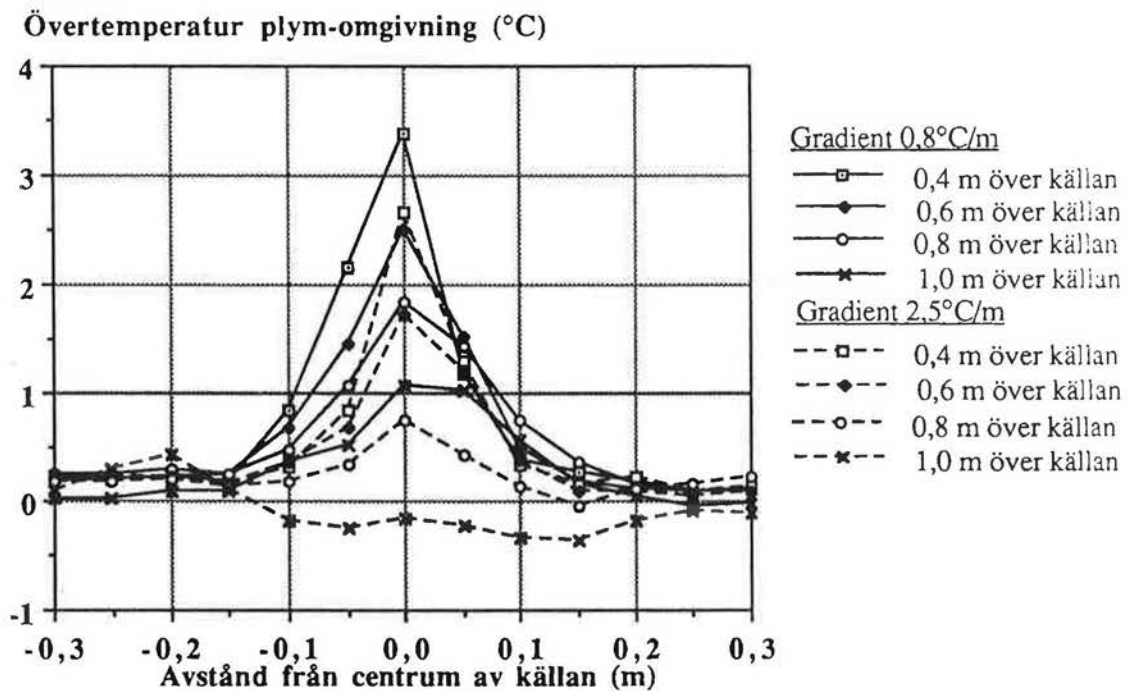


Bild 5.30 Övertemperatur i plymen gentemot omgivningen på olika nivåer över en skrivbordslampa. Ventilationsluftflöde 41,6 l/s, gradient 0,8 °C/m och 2,5°C/m.

5.7.2.c Lysrörsarmatur

Mätningar över mätobjekt c), en lysrörsarmatur placerad över ett skrivbord, redovisas från två olika mätlaboratorier, Lab 1 och Lab 3.

Mätningarna har genomförts med olika gradienter och flöden, vilka framgår av tabell 5.6. Då detta mätobjekt är en linjekälla, integreras gausskurvan ej rotationssymmetriskt som för punktkällor, utan flödet beräknas genom integrering över planet, vilket ger:

$$q = w_o \cdot R \cdot \sqrt{\pi}$$

Tabell 5.6. Sammanfattning av mätresultat vid prov med lysrörsarmatur.

Lab	Ventilations flöde (l/s)	Gradient (°C/m)	Höjd över källan (m)	Konvektions flöde (l/s,m)	w_{max} (cm/s)	R (m)	Korr koeff.
Lab 1	42	0,3	0,4	11	7,8	0,08	0,67
			0,8	22	7,4	0,17	0,81
	42	1,0	0,1	7	10,1	0,04	0,99
Lab 3	41,6	0,4	0,4	11	14,5	0,04	0,98
			0,6	25	11,9	0,12	0,99
			0,7	27	10,2	0,15	0,99
	41,6	1,1	0,2	8	10,7	0,04	0,8
			0,3	14	9,8	0,08	0,98
			0,4	15	9,6	0,09	0,91
			0,5	17	9,5	0,10	0,97
			0,6	21	7,6	0,16	0,98
	20,8	0,5	0,4	16	12	0,07	0,99
0,6			23	10,5	0,12	0,99	
0,8			25	9,2	0,15	0,99	
20,8	1,1	0,3	11	10,5	0,06	0,99	
		0,4	15	10,4	0,08	0,95	
		0,5	18	9,0	0,11	0,97	
		0,6	21	7,8	0,15	0,99	
		0,8	0				

Som framgår av tabellen har konvektionsflöden kunnat uppmätas upp till nivån 0,8 m över källan då temperaturgradienten var låg. Vid större temperaturgradienter har plymen upplösts nedanför denna nivå.

I bild 5.31 och 5.32 visas exempel på hastighetsprofiler uppmätta över armaturen vid olika gradienter. Konvektionsplymen vid de lägre nivåerna är som synes av bilderna mycket smal, och enbart en hastighet har kunnat noteras i plymen, vilket medför att flödena ej kan beräknas vid dessa nivåer.



Bild 5.31

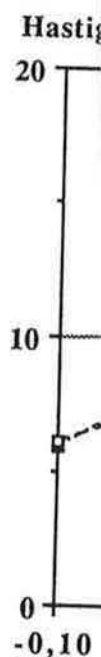


Bild 5.32

3.
et

natur.

	orr koeff.
8	0,67
7	0,81
4	0,99
1	0,63
4	0,98
2	0,99
5	0,99
4	0,8
8	0,98
9	0,91
10	0,97
16	0,98
7	0,99
12	0,99
15	0,99
6	0,99
8	0,95
11	0,97
15	0,99

pp
re

över

ighet
knas

Hastighet (cm/s)

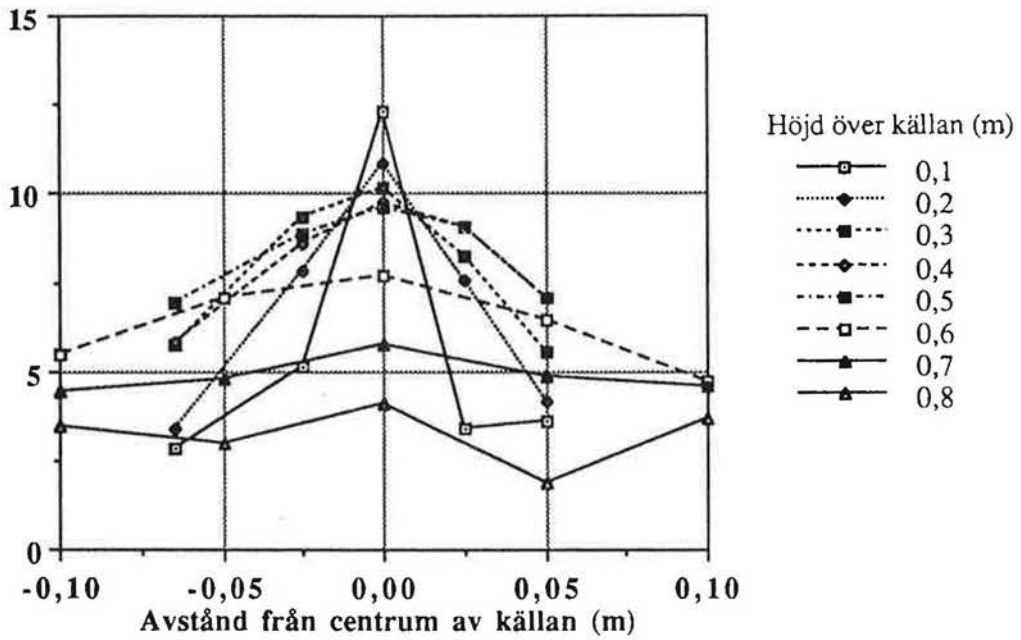


Bild 5.31 Uppmätta hastighetsprofiler över lysrörsarmatur vid gradienten 1,1 °C/m, ventilationsluftflödet 41,6 l/s.

Hastighet (cm/s)

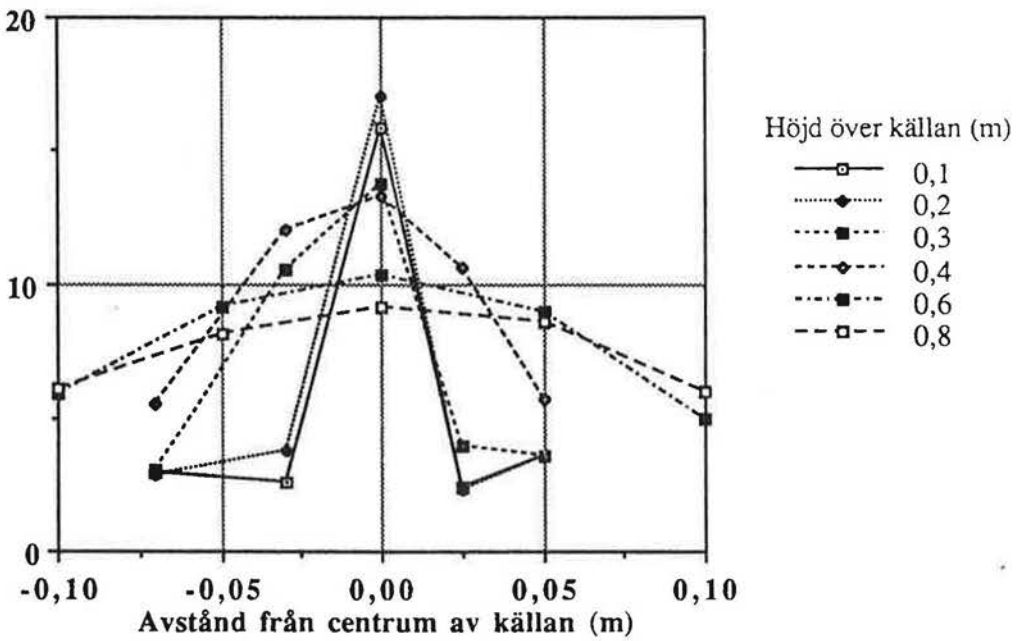


Bild 5.32 Uppmätta hastighetsprofiler över lysrörsarmatur vid gradienten 0,5 °C/m, ventilationsluftflödet 20,8 l/s.

I bild 5.33 visas uppmätta flöden över lysröret på olika nivåer. Flöden beräknade enligt ekvation 3.4 gällande för linjekälla visas också i bilden. Konvektivt avgiven värme har här antagits vara 80% av total effekt. Det framgår att beräknade och uppmätta värden stämmer relativt väl överens. De jämförelser som vid de andra objekten gjorts med Mortons et al (1956) beräkningsmodell låter sig ej göras i detta fall, ty modellen gäller för punktkällor och i det aktuella fallet rör det sig om en linjekälla.

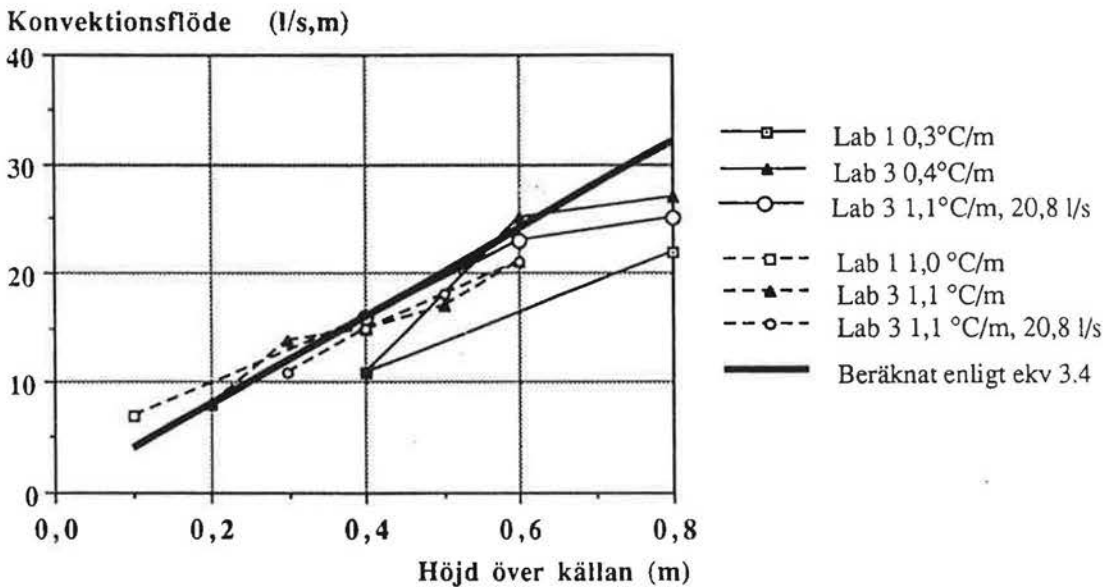


Bild 5.33 Uppmätta konvektionsflöden över lysrörsarmatur.

5.7.2.d F

Dessa m
tillverkar
lationslu

Tabell 5.

Lab	V
Lab 2	
Lab 5	

Av tabelle
orierna är
erhölls vid
är dock st
Dessa skil
vid olika v
Ventilation
i Lab 2 är

I bild 5.34
de olika la
ningarna i
enligt de ti
beräkninga
som för pe
virtuella k
et al (1956
°C/m är 1,
2. Det konv
totalt avgiv

5.7.2.d Persondatatorsimulator

Dessa mätningar har genomförts i Lab 2 och Lab 5. Laboratorierna har tillverkat mätobjekten enligt specifikation och utfört mätningar vid ventilationsluftflöden och gradienter enligt tabell 5.7.

Tabell 5.7. Sammanfattning av mätresultat vid prov med persondatatorsimulator.

Lab	Ventilations flöde (l/s)	Gradient (°C/m)	Höjd över källan (m)	Konvektions flöde (l/s)	w_{max} (cm/s)	R (m)	Korr koeff.
Lab 2	41,6	0,6	0,4	16	44	0,11	0,95
			0,8	30	38	0,16	0,99
			1,2	54	36	0,22	0,99
	41,6	2,0	0,4	20	36	0,13	0,84
			0,8	31	40	0,16	0,99
			1,2	40	32	0,20	0,98
Lab 5	70	0,7	0,4	30	27	0,19	0,83
			0,8	47	26	0,24	0,86
			1,2	63	25	0,28	0,93
	70	1,5	0,4	25	27	0,17	0,89
			0,8	45	26	0,24	0,89
			1,2	64	22	0,31	0,84

Av tabellen framgår att skillnaden i mätresultaten mellan de olika laboratorier är relativt stor, flödena uppmätta i Lab 2 är mindre än de som erhöles vid mätningarna i Lab 5. Hastigheterna vid mätningarna i Lab 2 är dock större och plymens radie mindre än för mätningarna i Lab 5. Dessa skillnader är i överensstämmelse med de differenser som erhöles vid olika ventilationsluftflöden för personsimulatore i avsnitt 5.7.2.a. Ventilationsluftflödet vid mätningarna i Lab 5 är 70 l/s. Vid mätningarna i Lab 2 är flödet 41,6 l/s.

I bild 5.34 visas konvektionsflöden uppmätta på olika höjder över källan i de olika laboratorier. Gradientens inverkan framträder enbart för mätningarna i Lab 2 och där först vid nivån över 0,8 m. Beräknade flöden enligt de tidigare angivna modellerna visas också i bild 5.34. Vid dessa beräkningar har den virtuella källans placering beräknats på samma sätt som för personsimulatore med en övertemperatur på 5°C, vilket ger den virtuella källans placering till 0,73 m nedanför källans övre kant. Mortons et al (1956) modell ger att flödets maximala stighöjd vid gradienten 2 °C/m är 1,2 m över källan, vilket stämmer väl med uppmätta flöden i Lab 2. Det konvektivt avgivna värmets har här antagits vara hälften av den totalt avgivna effekten.

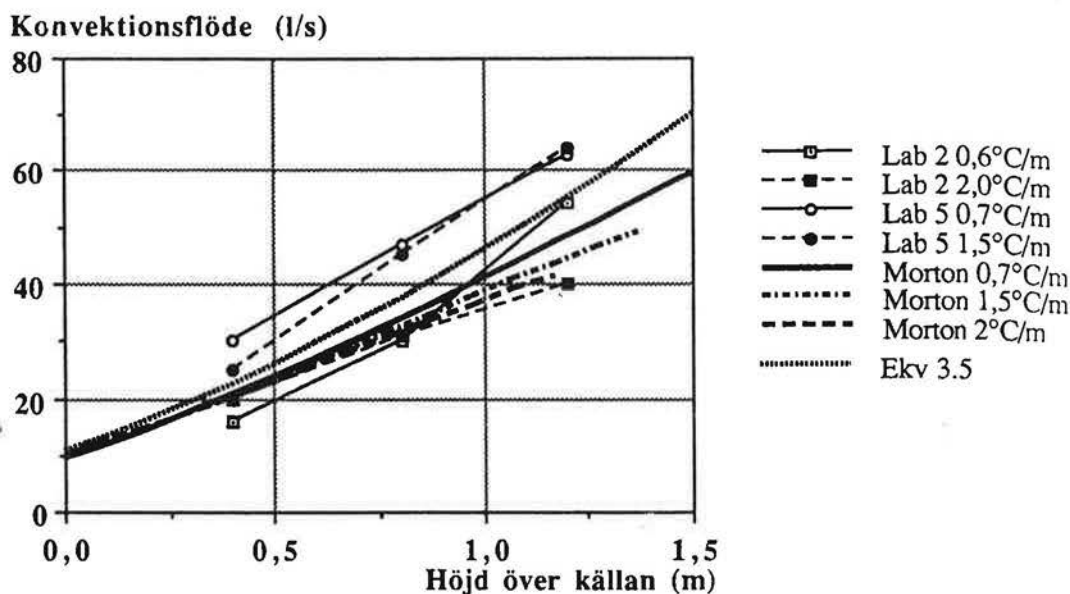


Bild 5.34 Uppmätta konvektionsflöden över personatorsimulator.

5.8. Sammanfattning av mätningar i konvektionsplymer

De mätningar som genomförts över, i kontorssammanhang vanliga, värmekällor har redovisats i kapitel 5.7. Sammanfattningsvis kan sägas att den kraftiga inverkan av temperaturgradienten på konvektionsflöden, som tidigare redovisats av Danielsson (1987) och Fitzner (1989) inte har kunnat påvisas i denna undersökning.

En inverkan av ventilationsluftflödet på konvektionsplymernas luftflöden har här uppmätts vid utbredda värmekällor. Denna inverkan har, vad författaren känner till, tidigare inte uppmärksamats och bör ytterligare utredas.

En jämförelse med tillgängliga beräkningsmetoder för konvektionsflöden över värmekällor i rum ger, att beräkning enligt ekvationerna (3.4) och (3.5), vilka gäller i rum utan temperaturgradienter och för linje- resp. punktkällor, ger en större tillväxt i konvektionsflödena än vad som här uppmätts, se bild 5.20, 5.27, 5.33 och 5.34.

Den virtuella källans placering har beräknats enligt avsnitt 5.7.2.a. I ett fall har hastighetens avtagande och plymradiens ökning enligt ekvationerna (4.25) och (4.26) beräknats och jämförts med mätresultaten, se bild 5.28 och 5.29. Dessa beräkningar ger dock en stor avvikelse från uppmätta värden. Trots detta ger flödesberäkningarna resultat i samma storleksordning som mätningarna.

En jämförelse
i bilderna
ens med
stighöjden
här med
Beräkning
följande,

1) Vid
Vid

δ

där $z =$

Δ

2) Beräkning

z_v

där R_k

3) För om

z_l

där $s =$

P_k

Om 2,1

beräkning

om $z_l >$

4) För om

$m_l =$

$q = 2$

En jämförelse med Mortons et al (1956) beräkningsmodell har redovisats i bilderna 5.20, 5.27 och 5.34. Denna modell stämmer relativt väl överens med uppmätta flöden och ger även en uppskattning av den maximala stighöjden. Gränsskiktstjockleken vid konvektionskällans övre kant skall här medtagas vid beräkning av den virtuella källans placering.

Beräkningsgången vid användande av denna omarbetade modell är enligt följande, (ingående data för luft är antagna vid normal rumstemperatur):

- 1) Vid vertikalt utbredda källor: Beräkna gränsskiktstjockleken δ m
Vid horisontella källor: $\delta = 0$

$$\delta = 0,048 \cdot \sqrt[4]{\frac{z}{\Delta\theta}}$$

där z = höjden av källan (m)

$\Delta\theta$ = temperaturdifferens källa - omgivning ($^{\circ}\text{C}$)

- 2) Beräkna den virtuella källans placering

$$z_v = 4,18 \cdot (R_k + \delta)$$

där R_k = radien hos källan (m)

- 3) För olika höjder z över källan beräkna z_I

$$z_I = 2,86 \cdot (z + z_v) \cdot s^{3/8} / P_k^{1/4}$$

där s = gradienten i rummet ($^{\circ}\text{C}/\text{m}$)

P_k = konvektiv effekt från källan (50% av tillförd effekt vid utbredda källor, 80% av tillförd effekt vid belysning) (W)

Om $2,125 < z_I > 2,8$ har densitetsskillnaden i plymen försvunnit och beräkningarna är något osäkra,
om $z_I > 2,8$ har plymen nått sin maximala stighöjd.

- 4) För olika z_I beräkna

$$m_I = 0,004 + 0,039 \cdot z_I + 0,380 \cdot z_I^2 - 0,062 \cdot z_I^3$$

$$q = 2,38 \cdot P_k^{3/4} \cdot s^{-5/8} \cdot m_I \text{ (l/s)}$$

En jämförelse kan även göras med Mierzwinskis och Popioleks (1984) modell för konvektionsplymers utveckling i rum med temperaturgradienter, se kap 4. Denna modell kräver kännedom om plymparametrarna i ett plan och förutsäger sedan konvektionsflödets ökning på olika nivåer samt när temperaturdifferensen gentemot omgivningen har utjämnats. I bild 5.35 visas bild 4.5 med erhållna mätresultat för personsimulatoren inlagda. Denna överensstämmer ungefär med plym 1 i kap 4. Utgångsplanet har här valts till 0,4 m över cylindern och avståndet Z har beräknats som $z/R_{0,4}$ och flödet är $q/q_{0,4}$. S är en dimensionslös temperaturgradient definierad genom $d\theta_{\infty}/dz = S \cdot \Delta\theta_{0,4}/R_{0,4}$.

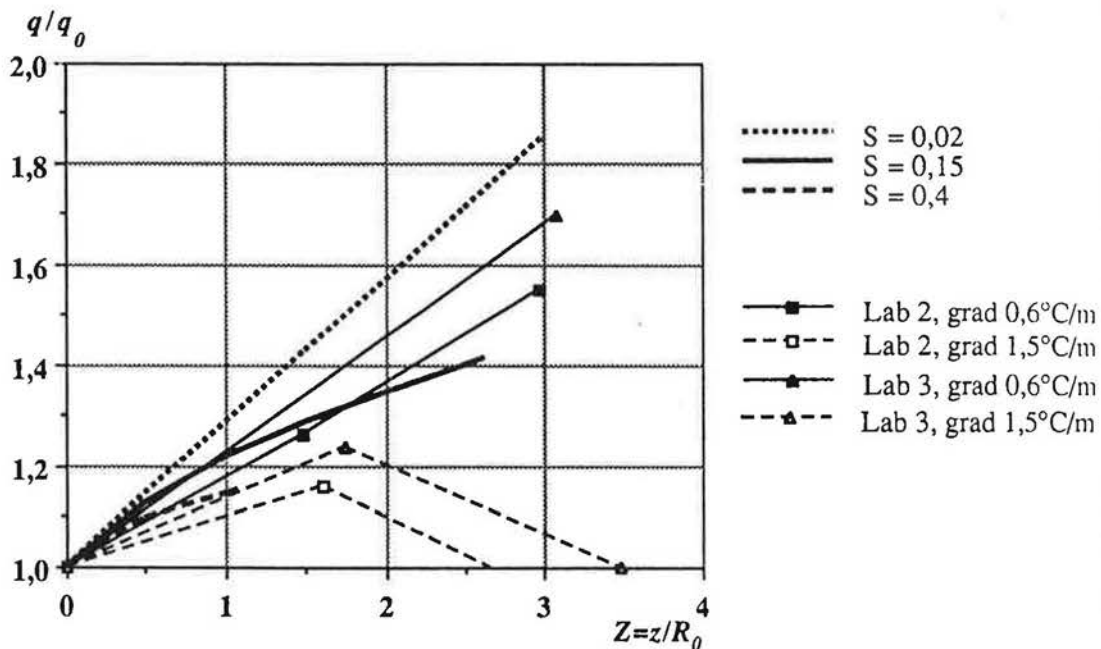


Bild 5.35 Jämförelse mellan mätningar och modell enligt Mierzwinski och Popiolek (1984) för personsimulatoren.

Av bild 5.35 framgår att plymernas utveckling i de visade fallen någorlunda överensstämmer med modellen. Modellens beräkningar avslutas vid den nivå där plymens övertemperatur gentemot omgivningen har försvunnit.

Bild 5.25 visar att för Lab 3 är övertemperaturen vid gradienten $0,6^{\circ}\text{C}/\text{m}$ utjämnad vid nivån 1,2 m över källan. Detta ger då $R_{0,4} = 0,26$ och avståndet från utgångsplanet här är 0,8 m, $Z = 0,8/0,26 = 3$.

Bild 5.26 visar att vid gradienten $1,5^{\circ}\text{C}/\text{m}$ är nivån där temperaturdifferensen utjämnas belägen mellan 0,4 och 0,8 m över källan, vilket, då $R_{0,4} = 0,23$ för detta fall, ger $Z = 0-1,7$. Dessa mätresultat överensstämmer som framgår av bild 5.35 väl med beräknade nivåer.

I bild 5.3 motsvarar gradient, antages k ningarna överensst övertemp 1,0 m öve 2,5°C/m, Z = 7,9.



Bild 5.36

Som framg projekt utfö och Mierzv tens inver

Mierzwinsk ingångsdata för denna n

I bild 5.36 visas motsvarande jämförelse för skrivbordslampan, vilken motsvarar plym 2 i kap 4. Beräkningarna har utökats till en större gradient, $2,5^{\circ}\text{C}/\text{m}$ vilket motsvarar $S = 0,03$, om övriga parametrar antages konstanta. Flödena ökar här mera vid mätningarna än vad beräkningarna ger. Nivån där övertemperaturen försvinner visar dock en god överensstämmelse mellan teori och mätning. Enligt bild 5.30 övergår övertemperaturen i plymen till undertemperatur mellan nivån 0,8 och 1,0 m över källan ($=0,4 - 0,6$ m över utgångsplanet) vid gradienten $2,5^{\circ}\text{C}/\text{m}$, vilket vid $R_{0,4} = 0,07$ ger $Z = 5,7-8,5$. Enligt beräkningarna är $Z = 7,9$.

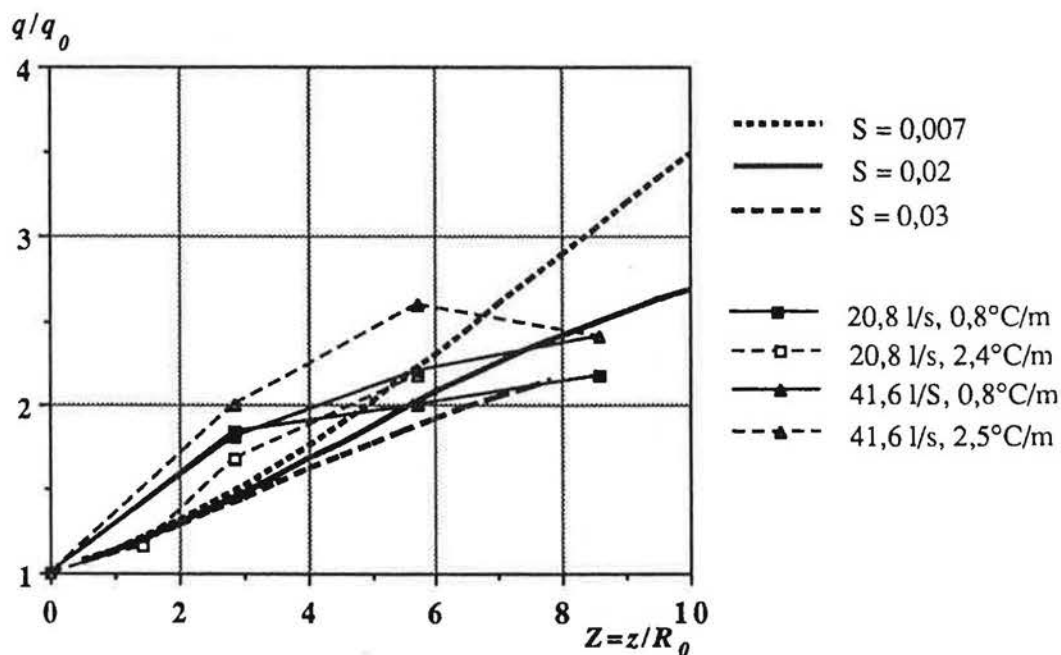


Bild 5.36 Jämförelse mellan mätningar och modell enligt Mierzwinski och Popiolek (1984) för skrivbordslampan.

Som framgår av ovanstående jämförelser, verkar resultaten av i detta projekt utförda mätningar väl överensstämma med Mortons et al (1956) och Mierzwinski och Popioleks (1984) modeller för temperaturgradientens inverkan på konvektionsplymer.

Mierzwinski och Popioleks (1984) modell kräver dock kännedom om ingångsdata från ett mätplan, vilket begränsar användningsmöjligheten för denna modell.

6. SLUTSATSER

Korrekt dimensionering av deplacerande ventilation kräver kännedom om temperaturs fördelning i vertikalled. Storleken av de luftflöden, som transporteras i konvektionsströmmarna från varma källor i rummet, är även av intresse då de påverkar luftkvaliteten i rummet.

Syftet med detta arbete har varit att bestämma vad som påverkar dessa båda faktorer, genom att insamla och utvärdera data från experimentella försök utförda vid flera laboratorier.

Temperaturfördelningen i vertikalled i rummet har härvid visat sig vara mest beroende av tilluftflödet per m^2 golvarea och inte så mycket beroende av värmekällornas placering. En enkel modell har framtagits, med vars hjälp temperaturfördelningen i vertikalled kan beräknas liksom den intressanta omedelbara utjämnningen vid golvet, som beror på strålningen från det varmare taket till golvet och efterföljande konvektiva värmeövergång till tilluften.

I bild 6.1 visas detta samband grafiskt, där differensen mellan lufttemperaturen i golvnivå och tillufttemperaturen dividerad med den totala temperaturdifferensen mellan till- och frånluft avsatts som funktion av ventilationsluftflödet per m^2 golvarea. Vid större ventilationsluftflöden kan det konvektiva värmeövergångstalet i golvnivå antas vara $5 \text{ W}/(m^2 \text{ K})$ och vid mindre ventilationsluftflöden $3 \text{ W}/(m^2 \text{ K})$.

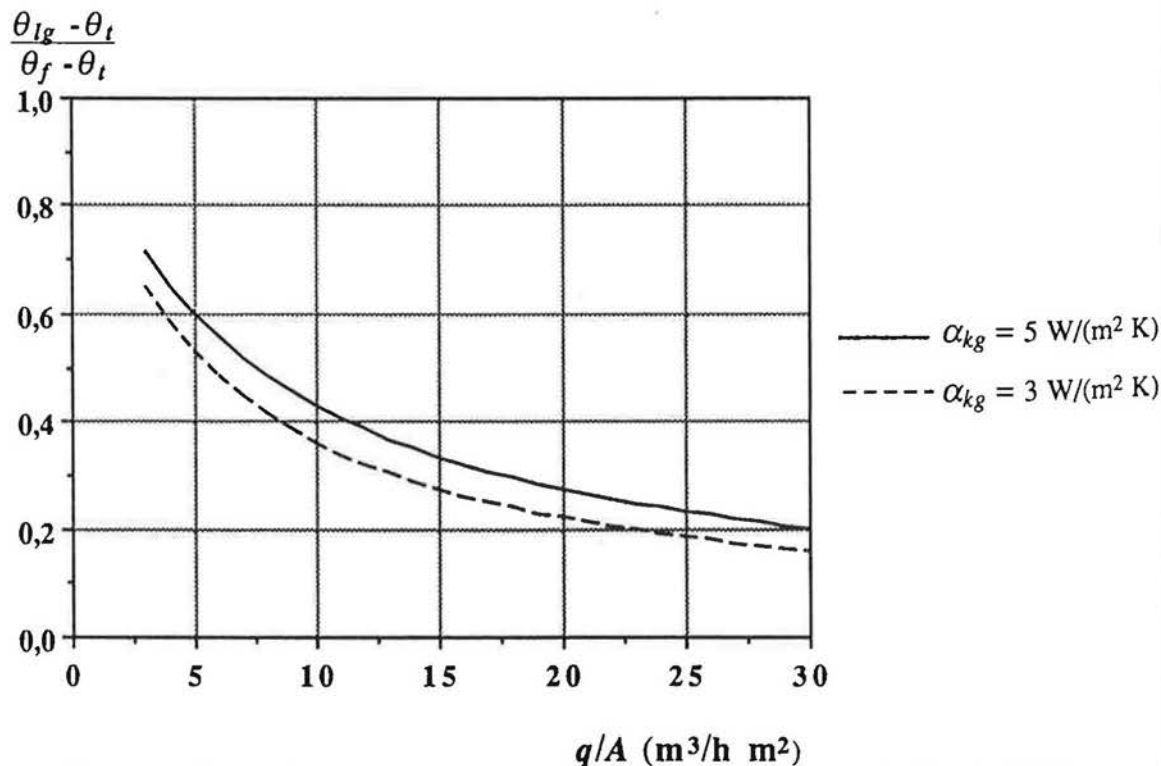


Bild 6.1 Dimensionslös temperaturskillnad i golvzonen vid olika luftflöden.

Detta sam
flöde vid
till rums
dessa bil

6
5
4
3
2
0

Bild 6.2

Δ
7
6
5
4
3
2
1
0

Bild 6.3 T

S
C

Detta samband kan vidare användas för beräkning av erforderligt luftflöde vid olika kyleffekter samt undertemperatur på tilluften i förhållande till rumsluftens temperatur på nivån 1,1 m, $\Delta\theta_{1,1}$, se bild 6.2 och 6.3. I dessa bilder är s gradienten i rummet ($^{\circ}\text{C}/\text{m}$) och h rumshöjden (m).

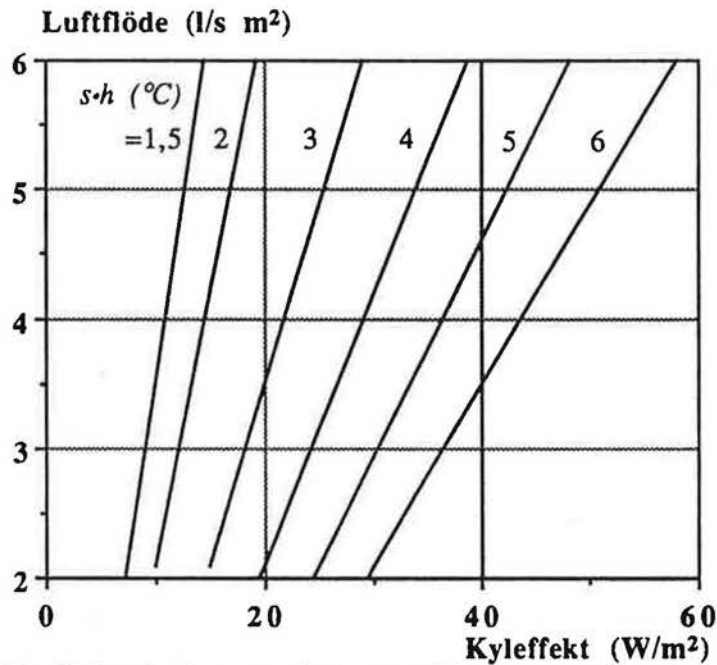


Bild 6.2 Erforderligt ventilationsluftflöde som funktion av kyleffekten vid olika produkter av gradienten och rumshöjden.

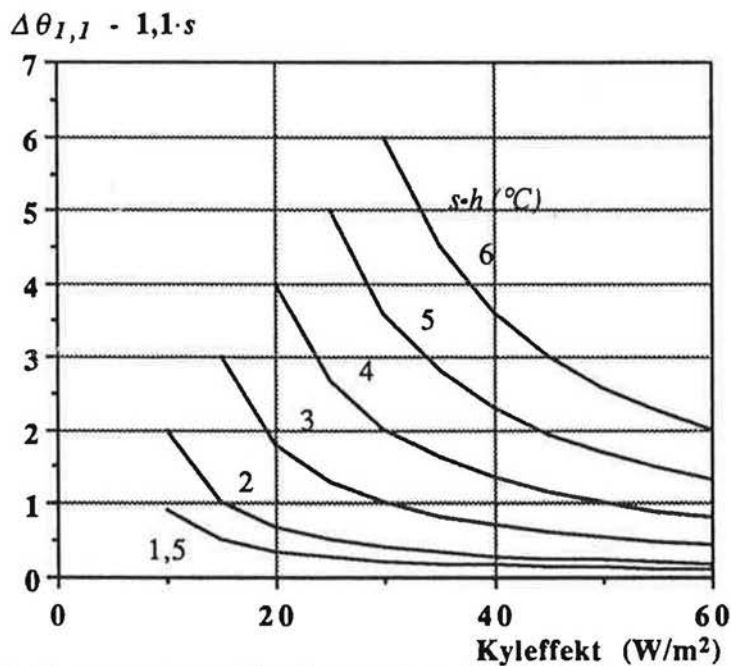


Bild 6.3 Temperaturskillnaden mellan luften i golvnivån och tilluften som funktion av kyleffekten vid olika produkter av gradienten och rumshöjden.

luftflöden.

Konvektionsflödenas beroende av temperaturgradienten har undersökts för fyra olika mätobjekt vid olika ventilationsluftflöden och temperaturgradienter. Detta redovisas i kap 5. De uppmätta konvektionsflödena har visat ett betydligt mindre temperaturgradientberoende än tidigare redovisade mätningar. Dessutom har konstaterats att ventilationsluftflödet har en inverkan på konvektionsflödets storlek vid utbredda mätobjekt, vilket tidigare ej redovisats i litteraturen.

Vid en del mätobjekt har mätningar utförts upp till plymens maximala stighöjd, dvs till den nivå när hastigheten i plymen försvunnit och plymen upplöst. För beräkning av konvektionsflöden i rum med temperaturgradienter har en modell, given av Morton et al (1956), bearbetats så att den är lätthanterlig. Med denna omarbetade modell erhålles också enkelt en uppskattning av vid vilken nivå plymen upplöses. Beräkningsgången redovisas i avsnitt 5.8.

Vid mätningar över en personsimulator har på nivån 1,8 m över golv erhållits konvektionsflöden av storleksordningen 30 - 60 l/s, vilket väl överensstämmer med Mierzwinskis (1980) mätningar över personer. Vid en temperaturgradient på $1,5^{\circ}\text{C}/\text{m}$ har vid mätningar plymen upplösts strax över denna nivå. Vid mätningar över en skrivbordslampa har på motsvarande nivå erhållits flöden på 10 l/s, och över en lysrörsarmatur 20 l/(s·m). En persondator har på nivån 1,8 m över golv givit ett flöde på 30-40 l/s.

Summeras dessa flöden ger det på nivån 1,8 m över golv ett konvektionsflöde på 90 - 130 l/s (320 - 470 m^3/h), vilket i ett normalt kontorsrum motsvarar över 10 omsättningar per timme.

Gränslinjen mellan den rena nedre zonen och den förorenade övre zonen vid deplacerande ventilation i kontor ligger vid normala ventilationsflöden på en relativt låg nivå. Trots detta synes den deplacerande ventilationen ha vunnit insteg inom komfortventilationen. Orsaken till detta finns troligen att söka i luftrörelserna kring närvarande personer och konvektionsströmningens förmåga att transportera ren luft lokalt kring dessa personer.

Av resultaten vid mätningar av temperaturprofiler framgår att plymen bibehålles relativt oblandad gentemot omgivningen upp till höga nivåer, även då hastigheten kraftigt minskat, se bild 5.26. Detta innebär att plymen förmår transportera luft i stråk även inom den övre zonen i rummet, där omblandning sker.

REFER

I referer
men sorAfzal, N.
MAfzal, N.
strAl-Arabi
iso
TraAl-Bazi,
Cl
verAl-Bazi,
anc
verBaines, W
conBaines, W
pluBatchelor
Roy

Baturin, V

Brahimi,
pre
MeChamberl
on n
HeaCheesewr
non
196Chen, C.J
expChristense
drau

Christians

REFERENSER.

I referenslistan är även medtagen litteratur som ej hänvisas till i rapporten, men som kan vara av intresse då den rör det behandlade området.

- Afzal, N.:* Mixed convection in an axisymmetric buoyant plume. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.26, p.381, 1983.
- Afzal, N.:* Mixed convection plume above a point heat source in a vertical free stream. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.28, p.2043, 1985.
- Al-Arabi, M., El-Riedy, M.K.:* Natural convection heat transfer from isothermal horizontal plates of different shapes. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.19, p.1399, 1976.
- Al-Bazi, J.:* An analysis of turbulent free convection at a vertical plate. *Climate and Buildings* nr 3/1988. Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH, 1988.
- Al-Bazi, J.:* Luftströmning i lokaler- en experimentell undersökning. *Climate and Buildings* nr 1/1989. Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH, 1989.
- Baines, W.D., Turner, J.S.:* Turbulent buoyant convection from a source in a confined region. *J. Fluid Mech.* Vol 37, 1969.
- Baines, W. D.:* A technique for the direct measurement of volume flux of a plume. *J. Fluid Mech.*, Vol 132, p.247, 1983.
- Batchelor, G.K.:* Heat convection and buoyancy effects in fluids. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* 80, 339-358, 1954.
- Baturin, V.:* Fundamentals of industrial ventilation. Pergamon Press, 1972.
- Brahimi, M., Doan-Kim-Son:* Experimental investigation and numerical predictions of the mean flow of a turbulent pure plume. *Arch. Mech.*,38, p 519, 1986.
- Chamberlain, M.J., Hollands, K.G.T., Raithby, G.D.:* Experiments and theory on natural convection heat transfer from bodies of complex shape. *J. Heat Transfer*, Vol 107, p.624, 1985.
- Cheesewright, R.:* Natural convection from a plane vertical surface in nonisothermal surroundings. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.10, p.1847, 1967.
- Chen, C.J., Rodi, W.:* Vertical turbulent buoyant jets. A review of experimental data. Pergamon Press, 1980.
- Christensen, N.K., Aalbrechtsen, O., Fanger, P.O.:* Air movement and draught. *Indoor Air*, Stockholm, 1984.
- Christiansen, H.:* Fortrængningsventilation i kontorer. *Dansk VVS* nr 6, 1989

- Danielsson, P.O.:* Convective flow and temperature in rooms with displacement system. Proc. Room-Vent 87, Stockholm, 1987.
- Davidson, L.:* Numerical simulation of turbulent flow in ventilated rooms. Dissertation, Chalmers University of Technology, 1989
- Eskinazi, S.:* Fluid mechanics and thermodynamics of our environment. Academic Press, 1975.
- Fitzner, K.:* Schadstoffausbreitung in belüfteten Räumen bei verschiedenen Arten der Luftführung. HLH nr 8, Vol 32, 1981.
- Fitzner, K.:* Luftführung in klimatisierten Sälen. Ki nr 3, 1986.
- Fitzner, K.:* Quelllüftung. Forschungsberichte aus dem Gebiet der Luft- und Trocknungstechnik, Heft 16. Forschungsvereinigung für Luft- und Trocknungstechnik E.V., Mai 1986.
- Fitzner, K.:* Impulsarme Luftzufuhr durch Quelllüftung. HLH nr 4, Vol 39, 1988.
- Fitzner, K.:* Förderprofil einer Wärmequelle bei verschiedenen Temperaturgradienten und der Einfluß auf die Raumströmung bei Quelllüftung. Ki nr 10, 1989.
- Flatheim, G.:* Airconditioning without draft and noise. Indoor Air, Stockholm, 1984.
- Flatheim, G.:* Kvalitetsforbedring ved fortrenningsventilasjon. Svensk VVS nr 5, 1986.
- Fox, D.G.:* Forced plume in a stratified fluid. Journal of geophysical research, Vol 75, p. 6818, 1970.
- Fältmättningsmetod för låga lufthastigheter. Statens institut för byggnadsforskning. Meddelande M79:17.
- Germeles, A.E.:* Forced plumes and mixing of liquids in tanks. J. Fluid Mech. Vol 71, p. 601, 1975.
- Heiselberg, P., Nielsen, P.V.:* Flow conditions in a mechanically ventilated room with a convective heat source. 9th AIVC Conference, Gent, Belgium, 1988.
- Heiselberg, P., Nielsen, P.:* Flow conditions in a mechanically ventilated room with a convective heat source. Effective Ventilation, 9th AIVC Conference Belgium, 1988.
- Heiselberg, P., Sandberg, M.:* Fortrængningsventilation - hvor standser fronten? Dansk VVS nr 6, 1989.
- Helenius, T., Seppänen, O., Majanen, A., Palonen, J.:* Measurements of airexchange efficiency and ventilation effectiveness. Room-Vent, Stockholm, 1987.

Hill, B.J.:
axis

Holmberg
ana
Roc

Honma, H.
ther
upp

Honma, H.
heat
Ven

Honma, H.
Roc

Howarth,
con

Hårdemar
med
vent

Jaluria, Y.
198

Jaluria, Y.
sour

*Jin, Y.:*Exp
Unp

Järmyr, R.
nr. 2
198

Kofoed, P.
rese
Envi
Pole

Kofoed, P.
in st
meth

Larsson, H.
Engi

Laux, H.: I
39, 1

- Hill, B.J.:* Measurements of local entrainment rate in the initial region of axisymmetric turbulent air jets. *J. Fluid Mech.*, Vol 51, p. 773, 1972.
- Holmberg, R.B., Folkesson, K., Stenberg, L-G., Jansson, G.:* Experimental analysis of office room climate using various air distribution methods. *Room-Vent*, Stockholm, 1987.
- Honma, H.:* The effect of free convection caused by occupant's metabolism on thermal environment of a room. A4-serien nr.23. Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH. 1979
- Honma, H., Takei, H.:* Influence of free convection of occupants' metabolic heat on vertical distribution of carbon dioxide in classroom. *Room-Vent*, Stockholm, 1987.
- Honma, H.:* Free convection caused by metabolic heat around human body. *Room-Vent*, Stockholm, 1987.
- Howarth, A.T.:* Predictions of temperature distributions within spaces with convective heat sources. *Clima 2000*. Köpenhamn, 1985.
- Hårdeman, L.:* Mätning av lufthastigheter i ventilerade rum. Tekn. meddelanden nr 22. Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH, 1973.
- Jaluria, Y.:* Natural Convection. *Heat and Mass Transfer*, Pergamon Press, 1980.
- Jaluria, Y.:* Interaction of natural convection wakes arising from thermal sources on a vertical surface. *J. Heat Transfer*, Vol 107, p.883, 1985.
- Jin, Y.:* Experimental study of plume rise in stably stratified environment. Unpublished report. Stockholm 1990.
- Järmyr, R.:* Deplacerande inblåsning - Några erfarenheter. Tekn. meddelanden nr. 247. Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH. 1982.
- Kofoed, P., Nielsen, P.:* Thermal plumes in ventilated rooms. An experimental research work. 3rd Seminar on Application of Fluid Mechanics in Environmental Protection. Silesian Technical University, Gliwice, Polen, 1988.
- Kofoed, P., Nielsen, P.V.:* Thermal plumes in ventilated rooms- Measurements in stratified surroundings and analysis by use of an extrapolation method. *Proc. Room-Vent 90*, Oslo, 1990.
- Larsson, H.* Personal communication. Department of Building Services Engineering. Royal Institute of Technology, Stockholm, 1989.
- Laux, H.:* Raumluftverbesserung trotz Luftwechselbegrenzung. *HLH* nr 4, Vol 39, 1988.

- Laux, H.:* Klimaanlagensysteme für Aufenthaltsräume- Stand der Technik und Entwicklungstrends. Ki nr 4, 1989
- Li, W., Chen, C.J.:* On prediction of characteristics for vertical round buoyant jets in stably linear stratified environment. J. of Hydraulic research, vol 23 no 2, 1985.
- Lindqvist, C., Ljungqvist, B., Sandbakken, M.:* Particles in small rooms - a comparison of two different air supply systems. Room-Vent, Stockholm, 1987.
- Malmström, T-G., Svensson, A., Blomqvist.:* Luftströmning i rum - Mätteknik och redovisningsmetoder. Tekn. meddelanden nr 88. Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH, 1976.
- Malmström, T-G.:* Enkel modell för beräkning av luftväxlingar i ett rum. Tekn. meddelanden nr. 183. Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH, 1980.
- Malmström, T-G., Ohlsson, S., Sandberg, C.:* Förutsättningar för energisnål klimatisering av kontorsbyggnader. Tekn. meddelanden nr. 203. Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH, 1981.
- Malmström, T-G., Öström, J.:* Något om lokal ventilationseffektivitet. A4-serien nr. 47. Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH, 1981
- Malmström, T-G., Ahlgren, A.:* Efficient ventilation in office rooms. Environment International, Vol 8, 1982.
- Malmström, T-G., Noguchi, M.:* Influence of leakage when measuring air exchange efficiency. Room-Vent, Stockholm, 1987.
- Mathisen, H.M.:* Air motion in the vicinity of air-supply devices for displacement ventilation. Effective Ventilation, 9th AIVC Conference Belgium, 1988.
- Mathisen, H.M.:* Analysis and Evaluation of Displacement Ventilation. Dissertation, Universitetet i Trondheim, Norges Tekniske Høgskole, 1989.
- Mierzwinski, S., Popiolek, Z.:* The convective plume above the human body as a factor of the ventilation process. Tekn. meddelanden nr. 192. Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH, 1981.
- Mierzwinski, S.:* Air motion and temperature distribution above a human body in result of natural convection. A4-serien nr. 45. Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH, 1981.
- Mierzwinski, S., Popiolek, Z.:* Experimental verification and possibilities of application of a plume model above a point heat source. A4-serien nr. 58. Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH, 1982.

Mierzwinski, S., Popiolek, Z.:
mo
bu.

Mierzwinski, S., Popiolek, Z.:
fac
Pro
ma

Morton, B. R.:
fro
p.1

Morton, B. R.:
Ph

Morton, B. R.:
of

Mundt, E.:
me
ver

Mundt, E.:
dis

Nielsen, P.:
for

Nielsen, P.:
(By
Ins

Nielsen, P.:
of
198

Palonen, M.:
dis
Sto

Pierre, B.:

Popiolek, Z.:
hur
Ins

Popiolek, Z.:
cal
ver

- Mierzwinski, S., Popiolek, Z.:* The method of mathematical- physical modelling of convective flows in rooms. Proc. System simulation in buildings, Liège, 1982.
- Mierzwinski, S., Popiolek, Z.:* Convective flow above a human body as a factor contributing to air motion control in ventilated room. Proceedings of the second international congress on building energy management. Iowa, USA, 1983.
- Morton, B.R., Taylor, G., Turner, J.S.:* Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. Proc. Royal Soc., Vol 234A, p.1, 1956.
- Morton, B.R.:* Entrainment models for laminar jets, plumes and wakes. The Physics of Fluids, Vol 10, p. 2120, 1967.
- Morton, B.R.:* The choice of conservation equations for plume models. Journal of geophysical research, Vol 76, p. 7409, 1971.
- Mundt, E.:* Beräkning av inre fönsterytors temperatur sommartid. Tekn. meddelanden nr 95. Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH. 1976.
- Mundt, E.:* Convection flows above common heat sources in rooms with displacement ventilation. Proc. Room-Vent 90, Oslo, 1990.
- Nielsen, J.B., Melikov, A.K.:* Lokal termisk diskomfort i rum med fortrængningsventilation. -En feltundersøkelse. Dansk VVS nr 10, 1989.
- Nielsen, O.:* Ventilationseffektivitet, lækage og kortslutning. 5 cases fra BIN (Byggeriets Indeklima Målestation). Tekn. meddelanden nr. 225. Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH, 1982.
- Nielsen, P., Hoff, L., Pedersen, I.:* Displacement ventilation by different types of diffusers. Effective Ventilation, 9th AIVC Conference Belgium, 1988.
- Palonen, J., Majanen, A., Seppänen, O.:* Performance of displacement air distribution in a small office room. Proceedings of Healthy Buildings. Stockholm, 1988.
- Pierre, B.:* Mekanisk värmeteori, KTH, Stockholm, 1964.
- Popiolek, Z.:* Problems of testing and mathematical modelling of plumes above human body and other extensive heat sources. A4-serien nr. 54. Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH, 1981.
- Popiolek, Z., Knappek, P.:* Analysis of the integral method of plume calculation. A4-serien nr. 59. Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH, 1982.

- Popiolek, Z., Mierzwinski, S.:* Buoyant plume calculation by means of the integral method. A4-serien nr. 89. Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH, 1984.
- Qingyan, C., Van der Kooi, J, Meyers, A.:* Measurements and Computations of Ventilation Efficiency and Temperature Efficiency in a Ventilated Room. Energy and Buildings nr 12,1988.
- Qingyan, C.:* Indoor airflow, air quality and energy consumption of buildings. Dissertation, Technische Universitet Delft, Holland, 1988.
- Rao, K.V., Armaly, B.F., Chen, T.S.:* Mixed convection plumes arising from a thermal point source. J. Heat Transfer, Vol 107, p. 720, 1985.
- Rapp, G. M.:* Convective heat transfer and convective coefficients of nude man, cylinders and spheres at low air velocities. ASHRAE transactions nr 2264, 1973.
- Ricou, F.P., Spalding, D.B.:* Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets. J. Fluid Mech., 11, 21, 1961.
- Rouse, H., Yih, C.S., Humphreys, H.W.:* Gravitational convection from a boundary source, Tellus, 4, 201-210, 1952.
- Sandberg, M., Svensson, A.:* The use of tracer gas for determining ventilation efficiency. Tekn. meddelanden nr 180. Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH, 1980.
- Sandberg, M., Svensson, A.:* Spårgasteknik för att bestämma ventilationseffektiviteten. Svensk VVS nr 5-6 1980.
- Sandberg, M.:* What is ventilation efficiency? Building and environment vol 16, nr 2,1981.
- Sandberg, M.:* Något om sambandet mellan luftkvalitet och luftrörelser i rum. Tekn. meddelanden nr.217. Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH. 1982.
- Sandberg, M.:* Föroreningsexponeringar, luftens och föroreningars åldersfördelningar i ventilerade rum. Tekn. meddelande nr.279. Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH. 1984.
- Sandberg, M.:* Luftkvalitet - 2 beräkningsmodeller. A4-serien nr.94 Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH. 1984.
- Sandberg, M.:* The multi-chamber theory reconsidered from the viewpoint of air quality studies. Tekn. meddelanden nr.280. Institutionen för uppvärmnings- och ventilationsteknik. KTH. 1984.
- Sandberg, M.:*Luftutbyteseffektivitet, ventilationseffektivitet, temperatureffektivitet i cellkontor. System med luft som energibärare. Statens institut för byggnadsforskning. Meddelande M85:24, 1985.

Sandberg,
Sv

Sandberg,
Rc

Sandberg,
Rc

Sandberg,
för
by

Sandberg,
Rc

Schmidt,
Ma

Schneide
p.5

Seban, R
su

Skistad, I
Fö

Skåret, E
sm
up

Skåret, E
eff

Skåret, E

Skåret, E
im

Skåret, E

Skåret, E

Skåret, E

Stifab: P

Stifab: P

Stratos :

Sørensen

- Sandberg, M., Blomqvist, C.:* Deplacerande ventilation i teori och praktik. Svensk VVS nr 5, 1986.
- Sandberg, M., Lindström, S.:* A model for ventilation by displacement. Proc. Room-Vent 87, Stockholm, 1987.
- Sandberg, M.:* Velocity characteristics in mechanically ventilated office rooms. Room-Vent, Stockholm, 1987.
- Sandberg, M.:* System med luft som energibärare. Temperatur- och hastighetsfördelning i cellkontor. Meddelande M:18. Statens institut för byggnadsforskning. 1988.
- Sandberg, M., Blomqvist, C.:* Displacement Ventilation Systems in Office Rooms. ASHRAE Transactions V 95, 1989.
- Schmidt, W.:* Turbulent propagation of a stream of heated air. Z. Angew. Math. Mech., 21, 351-363, 1941.
- Schneider, W.:* Flow induced by jets and plumes. J. Fluid Mech., Vol 108, p.55, 1981.
- Seban, R.A., Behnia, M.M.:* Turbulent buoyant jets in unstratified surroundings. Int.J. Heat Mass Transfer, Vol.19, p.1197, 1976.
- Skistad, H.:* Deplacerande ventilation. Handboksserien H1. VVS-Tekniska Föreningen. Stockholm, 1988.
- Skåret, E.:* Er full omblanding den beste ventilasjonsform for smaromsventilasjon? Tekn.meddelanden nr. 230. Institutionen for oppvarmnings- og ventilationsteknik. KTH, 1982.
- Skåret, E.:* Contaminant removal performance in terms of ventilation effectiveness. Indoor Air, Stockholm, 1984.
- Skåret, E.:* Effective ventilating systems. Clima 2000. Köpenhamn 1985.
- Skåret, E.:* Ventilation by displacement- Characterization and design implications. Proc. Ventilation '85. Toronto, 1985.
- Skåret, E.:* Ventilasjonsteknikk. Kompendium NTH 1985/86.
- Skåret, E.:* Hva er effektiv ventilasjon. Svensk VVS nr 5, 1986.
- Skåret, E.:* Displacement Ventilation. Proc. Room-Vent 87, Stockholm, 1987.
- Stifab:* Produktkatalog 1987.
- Stifab:* Produktkatalog 1988.
- Stratos :* Projektering Floormaster. Enköping 1989.
- Sørensen, H.H.:* Ventilation Ståbi. Teknisk Forlag A/S, København, 1988.

- Sørensen, H.H.:* Retningslinjer for dimensionering af ventilation efter fortrængningsprincippet. Dansk VVS nr 2 1989.
- Tapola, M., Koivula, K.:* Dimensioning of supply air flow in displacement ventilation system. Clima 2000 Sarajevo, Yugoslavia, 1989.
- Tapola, M., Koivula, K.:* Displacement ventilation - Dimensioning of supply air flow. Government Printing Centre, Helsinki, 1989.
- Taulbee, D.B.:* Similarity solution for an axisymmetric turbulent buoyant plume in a stratified environment. Numerical heat transfer, vol 12 509-521, 1987
- Taylor, Sir Geoffrey:* Dynamics of a mass of hot gas rising in air. U.S. Atomic Energy Commission MDDC 919. LADC 276, 1945.
- Turner, J. S.:* Buoyant plumes and thermals. Annual review of fluid mechanics. Vol 1, 1969.
- Turner, J.S.:* Buoyancy effects in fluids. Cambridge University Press, 1973.
- Turner, J.S.:* Turbulent entrainment: the development of the entrainment assumption, and its application to geophysical flows. J. Fluid Mech., Vol 173, p.431, 1986.
- Wirtz, R.A., Chiu, C.M.:* Laminar thermal plume rise in an thermally stratified environment. Int.J. Heat Mass Transfer, Vol.17, p.323, 1974.
- Yih, C.S.:* Proc. 1st Nat. Congr. Appl. Mech. s 941.1951.

BETEC

A
 $C_e(\infty)$
 $C_p(\infty)$
 $\langle C(\infty) \rangle$
 c_p
 F_0
 Δf
 g
 h
 m
 P_k
 P_s
 Q
 q
 R
 r
 s
 w_{max}
 w_0
 w_r
 w_z
 z
 z_p
 z_{virt}
 Ar
 Gr
 Pr

α
 α_{kg}
 α_s
 β
 δ
 ϵ_a
 ϵ_{pt}
 ϵ_p
 $\langle \epsilon \rangle$

BETECKNINGAR

A	= area (m^2)
$C_e(\infty)$	= koncentration i frånluften (ppm, g/m^3)
$C_p(\infty)$	= koncentration i en punkt p i rummet (ppm, g/m^3)
$\langle C(\infty) \rangle$	= medelkoncentration i rummet (ppm, g/m^3)
c_p	= specifik värmekapacitet ($J/(kg \cdot K)$)
F_0	= $P_k \cdot g \cdot \beta / (\rho \cdot c_p)$ = lyftförmåga vid källan (m^4/s^3)
Δf	= lyftförmåga relativt omgivningen (m^4/s^3)
g	= gravitationskonstanten (m/s^2)
h	= höjd (m)
m	= specifik impuls (m^4/s^2)
P_k	= konvektivt avgiven effekt (W, kW)
P_s	= genom strålning avgiven effekt (W)
Q	= kyleffekt (W)
q	= volymflöde (l/s , m^3/s , m^3/h)
R	= plymens radie (vid gaussform där hastigheten sjunkit till e^{-1}) (m)
r	= avstånd från centrum av plymen (m)
s	= gradient i rummet ($^{\circ}C/m$)
w_{max}	= beräknad maxhastighet i plymen (cm/s)
w_o	= plymens centrumhastighet (cm/s, m/s)
w_r	= radiell hastighet i plymen (cm/s, m/s)
w_z	= axiell hastighet i plymen (cm/s, m/s)
z	= höjd över källan (m)
z_p	= polavstånd (m)
z_{virt}	= avstånd till den virtuella källan (m)
Ar	= Archimedes tal = $g \cdot \beta \cdot \Delta \theta \cdot h / w_o^2$
Gr	= Grashofs tal = $g \cdot \beta \cdot \Delta \theta \cdot z / \nu^2$
Pr	= Prandtls tal = $\mu \cdot c_p / \lambda$
α	= medejekteringskoefficient
α_{kg}	= värmeövergångstal till följd av konvektion ($W/(m^2 \cdot K)$)
α_s	= värmeövergångstal till följd av strålning ($W/(m^2 \cdot K)$)
β	= $1/T$ ($1/K$)
δ	= gränsskiktstjocklek (m)
ϵ_a	= luftutbyteseffektivitet
ϵ_{pt}	= lokalt temperaturindex
ϵ_p	= lokalt ventilationsindex
$\langle \epsilon \rangle$	= medelventilationseffektivitet

- λ = förhållandet mellan plymens radie med avseende på temperaturfält och hastighetsfält
- μ = dynamisk viskositet (Pa·s)
- ν = kinematisk viskositet (m²/s)
- θ_f = frånluftstemperatur (K)
- θ_g = golvtemperatur (K)
- θ_{lg} = lufttemperatur vid golv (K)
- θ_p = rumtemperatur 1,2 m över golv (K)
- θ_t = tilluftstemperatur (K)
- θ_∞ = temperatur i plymens omgivning (K)
- $\Delta\theta$ = övertemperatur i plymen gentemot omgivningen på samma nivå (K)
- $\Delta\theta_0$ = övertemperatur i plymens centrum gentemot omgivningen på samma nivå (K)
- ρ = densitet (kg/m³)
- $\Delta\rho$ = desitetsskillnad (kg/m³)
- τ_n = V/q = nominell tidskonstant (h)
- τ_r = verklig utbytestid (h)
- $\langle \tau \rangle$ = rumsluftens genomsnittsålder (h)