

Bestemmelse af luftstrømninger i industrilokaler

Nielsen, Peter V.

Publication date:
1977

Document Version
Tidlig version også kaldet pre-print

[Link to publication from Aalborg University](#)

Citation for published version (APA):
Nielsen, P. V. (1977). *Bestemmelse af luftstrømninger i industrilokaler*. Danske Ingeniørers Efteruddannelse.

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal -

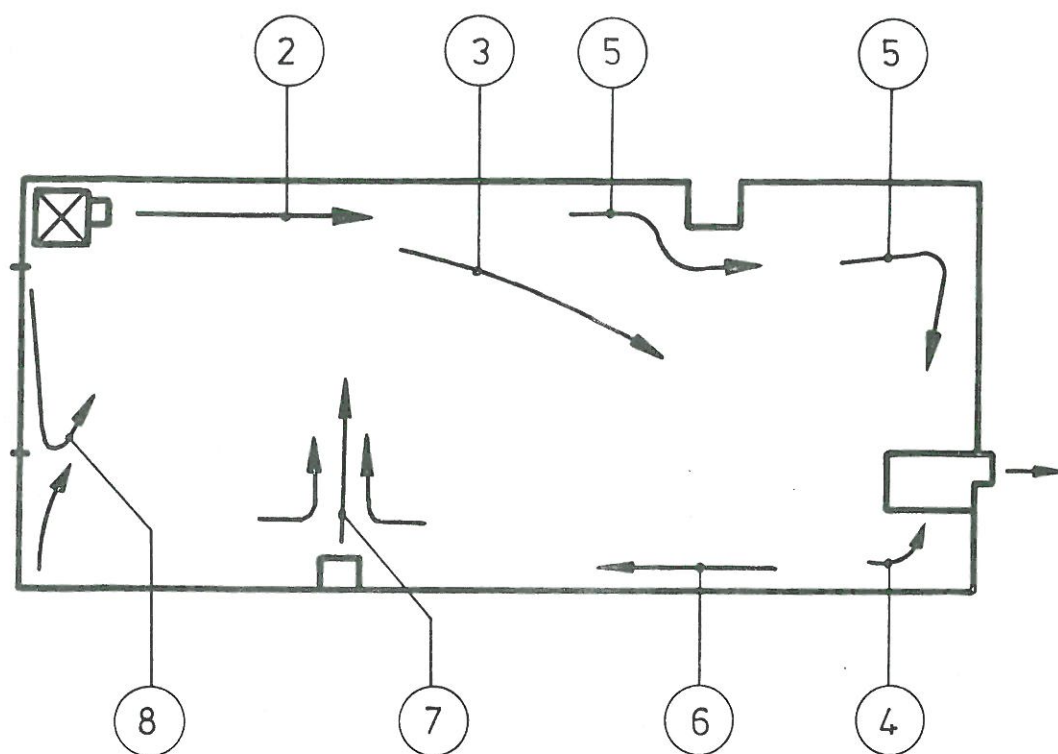
Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us at vbn@aub.aau.dk providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

BESTEMMELSE AF LUFTSTRØMNING I INDUSTRILOKALER

af

Peter V. Nielsen, Danfoss A/S.



Indhold:

1. Indledning	1
2. Fristråler og vægstråler	3
2.1. Forhold tæt ved en indblæsningsåbning	3
2.2. Hastighedsfald i fristråler og vægstråler	4
2.3. Praktisk konstruktion af indblæs- ningsarmatur	8
2.4. Overgang mellem stråleformer	10
2.5. Kastelængde	13
2.6. Praktiske forhold i et industri- lokale	14
3. Stråler med temperaturdifferens	16
4. Udsugning	20
5. Afbøjning af stråler	21
5.1. En stråles afbøjning af loftbjælke, lysarmatur m.m.	21
5.2. En stråles afbøjning af en loft- eller vægflade	24

6. Lufthastighed i opholdszonen	27
6.1. Lufthastigheder i korte lokaler	30
6.2. Lufthastigheder i dybe lokaler	37
6.3. Strømning med opdrifteffekt	38
6.4. Usymmetriske strømningseffekter i et lokale	41
7. Konvektiv strømning fra varmekilder	43
8. Kuldenedfald og temperaturgradienter	45
9. Opgaver	49
10. Litteratur	64

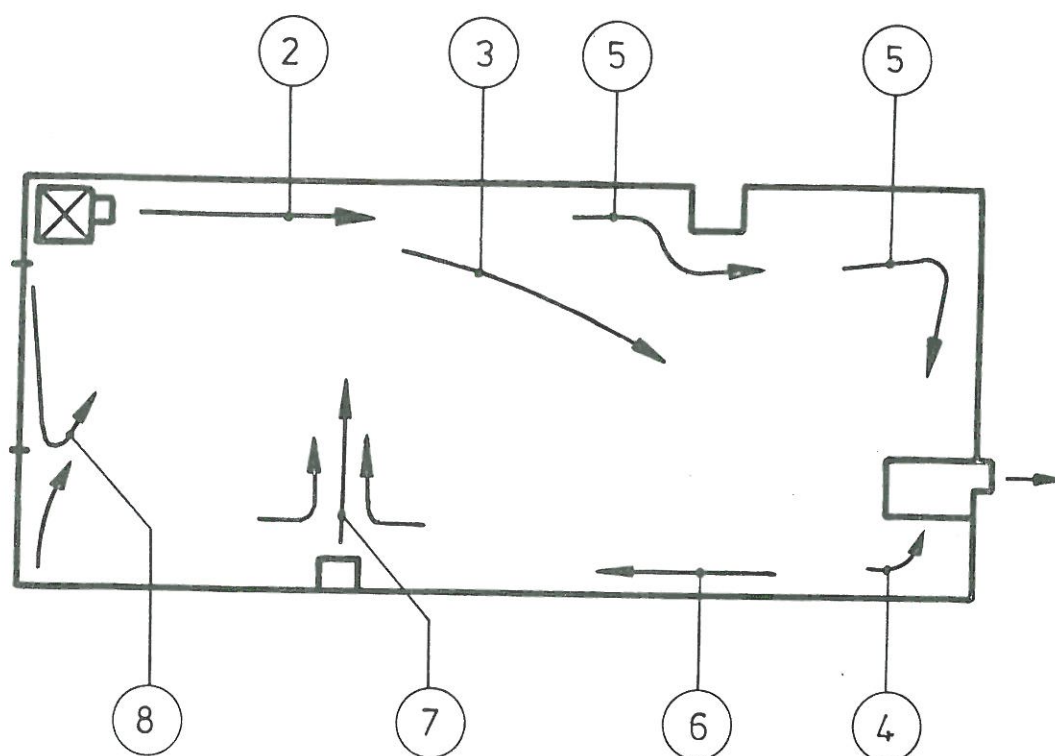


Fig. 1-1 viser hovedtrækkene i denne indholdsfor-
tegnelse.

1. Indledning.

I princippet er der ingen grund til at skelne imellem industri-lokaler og andre lokaler, hvor mennesker opholder sig, når det drejer sig om at dimensionere en indblæsningsåbning eller bestemme visse stømningsforhold i lokalet. I praksis er der dog specielle forhold ved industrilokaler, der gør en særskilt behandling hensigtsmæssig.

Et typisk træk ved industrilokaler er de uregulære loft- og vægflader, som begrænser muligheden for placering af indblæsningsåbninger og udnyttelse af vægstråler.

Industrilokaler er store, hvilket præger de opgaver, der er gennemgået i dette kompendium, og de kan være meget dybe eller meget høje. Dybe lokaler giver anledning til særlige strømningsformer, og ved høje lokaler kan kuldenedfald blive af betydning.

Dimensionering af indblæsningsåbninger og bestemmelse af luftfordeling i lokaler bygger traditionelt på kendskabet til isotermiske fristråler og vægstråler. Som det fremgår af skitsen i indholdsfortegnelsen, indleder vi også med dette emne. Efter et afsnit om termiske stråler udsætter vi - skridt for skridt - de ideelle stråler for praktiske geometriske forhold, som for eksempel passage af loftbjælker, afbøjning ved endevæg for til slut at betragte en stråles bevægelse i et lukket rum. Derefter bringes to afsnit om henholdsvis konvektion genereret af en varmekilde i et lokale og kuldenedfald. Denne opdeling af emner virker fremmede på overskueligheden. Til gengæld ser vi, at det bliver vanskeligere og vanskeligere at gennemføre eksakte beregninger. For detaljerede undersøgelser må det derfor anbefales at udføre fuldskalaforsøg, modelforsøg eller anden undersøgelse af de totale strømningsforhold.

De fleste afsnit afsluttes med en eller flere opgaver, som gennemgås i det sidste afsnit i dette kompendium. Det er tilstræbt at opdele stoffet således, at de enkelte afsnit

indeholder litteraturgennemgang og konklusioner som bygger på kendt viden, medens der i opgavegennemgangen foretages praktiske vurderinger, som kan være nødvendige, når en opgave skal løses med en begrænset baggrundsviden.

2. Fristråler og vægstråler.

I dette afsnit vil vi omtale de love, der gælder for isoter-miske fristråler og isothermiske vægstråler af forskellig type. Ved en fristråle forstår man en stråle, der løber ud i et åbent, og i princippet uendeligt stort rum, og ved en væg-stråle forstås en stråle, der løber langs en plan begrænsnings-flade ud i et åbent rum.

Lovene for fristråler og vægstråler har stor betydning i klima-teknikken, fordi de danner et relativt simpelt formelsystem, som kan være opfyldt i en stråles første forløb i et lokale. Når en stråle har mødt en forstyrrelse eller er blevet afbøjet, forekommer der afvigelser fra lovene, men de har stadig en interesse, fordi afvigelserne kan diskuteres ud fra de simple beregninger, som vi senere skal se i afsnit 5 og 6.

2.1. Forhold tæt ved en indblæsningsåbning.

Fig. 2.1-1 viser en cirkulær indblæsningsåbning med diameteren d og indblæsningshastigheden V_0 . Umiddelbart uden for indblæs-ningsåbningen er der et område, kærnen, i hvilken hastigheden er V_0 . Imellem kærnen og det frie rum dannes et turbulent blandingslag. Dette blandingslag vil i stigende afstand fra åbningen nå længere ind, og i en afstand af $\sim 6d$ vil kærnen være opløst. I det følgende forløb vil den turbulente stråle fortsat medrive luft fra omgivelserne, og dens bredde vokser proportionalt med afstanden fra et punkt, som kaldes strålens pol. Strålens pol ligger så tæt ved indblæsningsåbningen, at vi i de fleste situationer ser bort fra længden x_0 i forhold til længden x . Strålens udbredningsvinkel γ er for aksesymme-triske stråler $\sim 24^\circ$ og for plansymmetriske stråler $\sim 33^\circ$. Disse vinkler og strålernes hastighedsfordeling er universelle størrelser, som er uafhængige af medium og indblæsningshastig-hed, når blot denne er tilstrækkelig stor. Ved hjælp af en røgampul kan man hurtigt overbevise sig om, at udbrednings-vinklen er konstant ved tilstrækkelig høj hastighed. Dette svarer til, at strømmingen er blevet højturbulent, og det kan præciseres ved, at Reynolds tal for åbningen skal være større end 5000-10000. Emnet er behandlet nærmere i reference [18] .

På grund af medrivning fra omgivelserne opstår der uden for strålen en hastighed, som er rettet ind imod denne. Denne hastighed er i praksis af ubetydelig størrelse.

Ved hjælp af fig. 2.1-1 er det også muligt at belyse forholdene, når der blæses ind langs en flade. Det viser sig, at vægfriktionen kun har en meget lille indflydelse på strålen, så i mange praktiske tilfælde kan vi se bort fra den. Da grænselaget ind mod vægfladen er tyndt i forhold til det turbulente blandingslag ud mod det frie rum, vil strømningsforholdene på fig. 2.1-1 ikke ændre sig væsentligt, hvis vi tænker os en flade i symmetriplanen. Hvis vi lader figuren gælde for en plan stråle, vil kærnelængden nu være ~ 12 gange åbningens højde, og vægstrålens vinkel γ vil være af størrelsen 16° .

2.2. Hastighedsfald i fristråler og vægstråler.

I en hvis afstand fra en indblæsningsåbning vil en luftstråle danne en af følgende seks strømningstilstande:

- Aksesymmetrisk fristråle
- Aksesymmetrisk vægstråle
- Plan fristråle (to-dimensional)
- Plan vægstråle (to-dimensional)
- Radiel fristråle
- Radiel vægstråle.

Aksesymmetriske stråler er karakteriseret ved, at centralhastigheden V_x er omvendt proportional med afstanden x , se fig. 2.1-1. Dette gælder også for centralhastigheden i radiale stråler, medens den ved plane stråler er omvendt proportional med kvadratroden af afstanden x .

For den aksesymmetriske fristråle på fig. 2.1-1 falder centralhastigheden V_x med afstanden x efter følgende formel

$$\frac{V_x}{V_0} = 7,0 \frac{\sqrt{A_0}}{x} \quad (2.2-1)$$

hvor A_0 er arealet af den cirkulære åbning i m^2 og x afstanden i m .

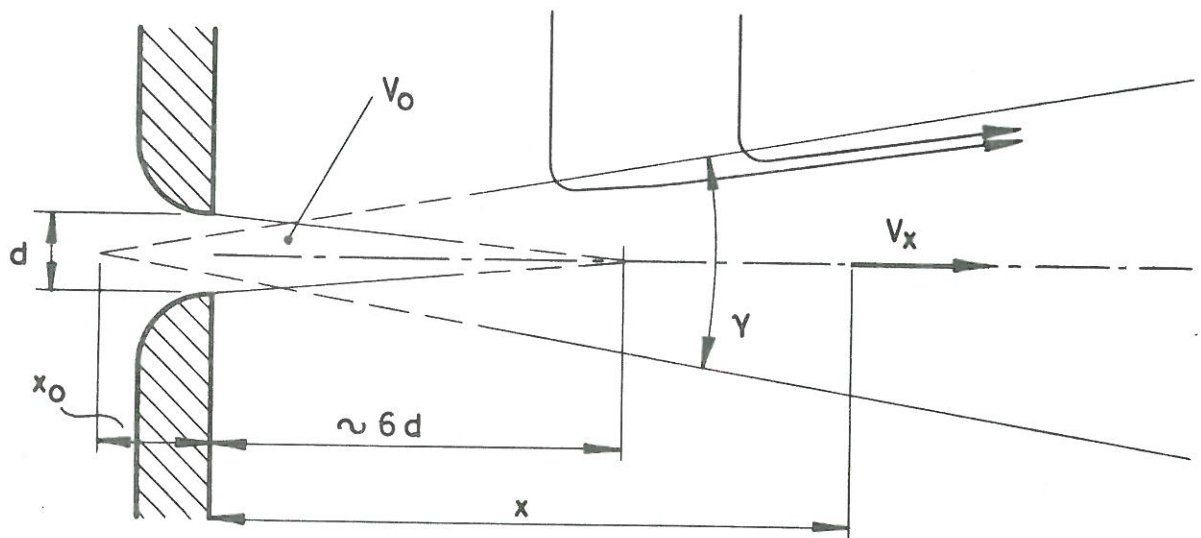


Fig. 2.1-1. Strømningsforhold tæt ved en cirkulær indblæsningsåbning.

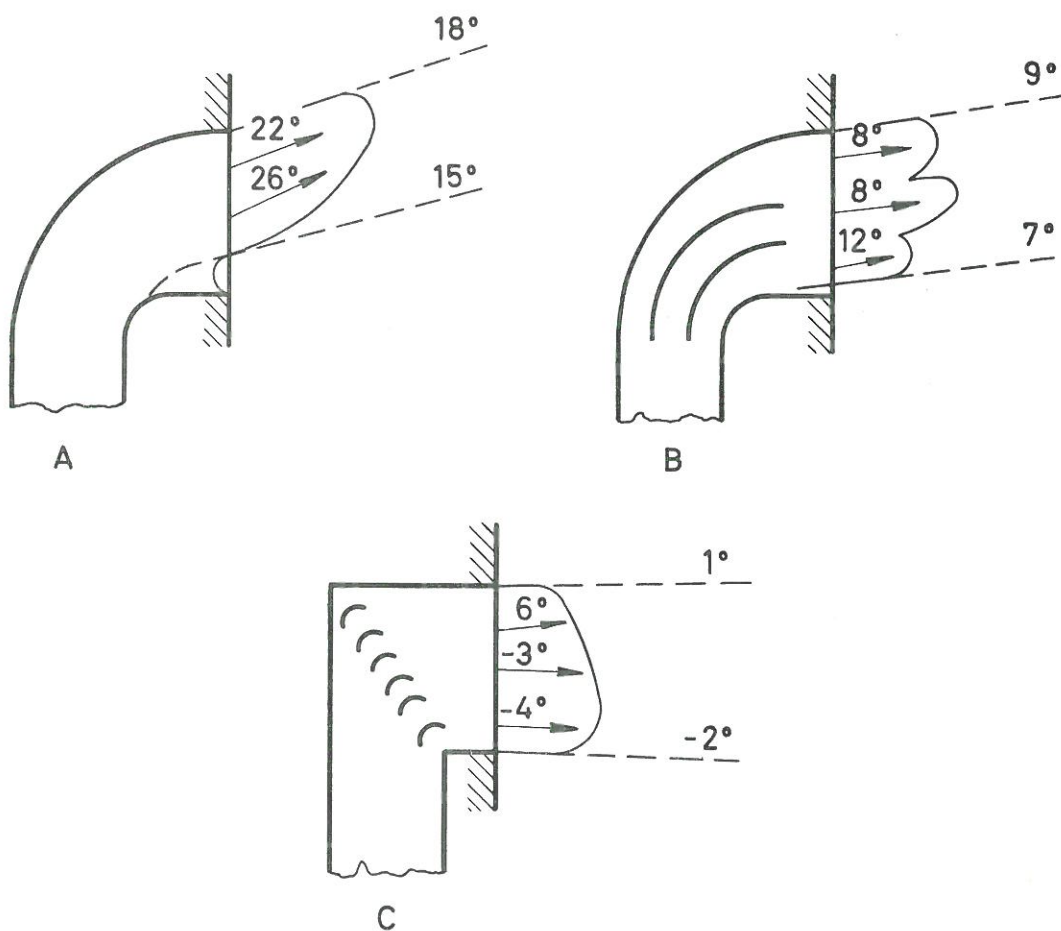


Fig. 2.3-1. Hastighedsprofil i indblæsningsåbninger med og uden ledeskovle.

Vi så, at en vægstråle i praksis kan betragtes som en plan-symmetrisk halvdel af en fristråle. En akse-symmetrisk vægstråle har derfor samme hastighedsforløb som en fristråle med det dobbelte indblæsningsareal. Anvendes arealet $2A_0$ i formel (2.2-1), fås følgende formel for hastighedsfald i en akse-symmetrisk vægstråle

$$\frac{V_x}{V_0} = 9.9 \frac{\sqrt{A_0}}{x} \quad (2.2-2)$$

For en plan fristråle fås følgende formel

$$\frac{V_x}{V_0} = 2.6 \sqrt{\frac{h}{x}} \quad (2.2-3)$$

hvor h er højden af indblæsningsåbningen i m og x er afstanden i m.

For en plan vægstråle får vi følgende formel ved at anvende $2h$ i (2.2-3)

$$\frac{V_x}{V_0} = 3.6 \sqrt{\frac{h}{x}} \quad (2.2-4)$$

Indblæsningsåbninger, der giver radielle stråler, er sjældne i industri-ventilation, så vi vil derfor forbigå disse. Det er iøvrigt ikke hensigten at bringe en komplet oversigt over fristråler og vægstråler, men kun at give noget reference-materiale for de kommende afsnit.

Hastighedsfaldet V_x/V_0 som funktion af x eller x/h afbildes ofte i et dobbelt logaritmisk koordinatnet. Dette indebærer en stor fordel, da formlerne vil beskrive rette linier, og derfor kan fastlægges ved hjælp af to punkter, se for eksempel løsningen på opgave 2.6-1. For formel (2.2-4) får vi

$$\log(V_x/V_0) = \log(3.6\sqrt{h}) - 0.5 \log x \quad (2.2-5)$$

eller

$$\log(V_x/V_0) = \log 3.6 - 0.5 \log(x/h) \quad (2.2-6)$$

Hvis vi afsætter V_x/V_0 på den lodrette akse i et dobbelt logaritmisk koordinatnet og x eller x/h på den vandrette akse, vil ligning (2.2-5) og (2.2-6) beskrive rette linier med hældningen $-0,5$. Liniernes skæring med den vandrette linie $V_x/V_0 = 1,0$ kan betragtes som kærnsens længde. Man kan dog ikke anvende formlerne med sikkerhed så tæt ved indblæsningen. Hvis vi afbilder aksesymmetriske eller radielle stråler i et dobbelt logaritmisk koordinatnet, vil de danne linier med hældningen $-1,0$.

Afbildningen kan også være en hjælp ved vurdering af målere-sultater. Hastigheden måles i nogle forskellige afstande og indtegnes med V_x/V_0 som funktion x i et dobbelt logaritmisk koordinatnet. Det er nu enkelt at ekstrapolere til værdier, som for eksempel ikke kan måles med sikkerhed af måleudstyret. Vi skal dog være opmærksomme på, at det er nødvendigt at undersøge, om polafstanden x_0 er af betydning. Er dette tilfældet, skal V_x/V_0 afbildes som funktion af $x + x_0$ for at få en ret linie.

Polafstanden kan i tilfælde af en plan stråle bestemmes ved at afbilde $(V_0/V_x)^2$ som funktion af x i et almindeligt koordinatnet. Strålens pol er det punkt, hvor den dannede rette linie skærer x -aksen, se for eksempel reference [16] .

Opgave 2.2-1. I et uundgåeligt varmt arbejdsmiljø ønskes at blæse ventilationsluft direkte ned i opholdszonen for at give en lokal køling. Lufthastigheden må ved indgangen i opholdszonen ikke overstige 20 cm/s . Luften indblæses fra en cirkulær dyse med en diameter på 5 cm i en afstand fra opholdszonen på 4 m i strålens retning. Bestem indblæsningshastigheden V_0 .

2.3. Praktisk konstruktion af indblæsningsarmatur.

Teorien for fristråler forudsætter, at en stråle ikke er påvirket af ydre kræfter, d.v.s. strålen bibeholder den bevægelsesmængdestrøm i ethvert snit, som tilføres ved indblæsningen, se for eksempel reference [18].

På fig. 2.1-1 er indblæsningsåbningen dannet som en dyse med omhyggelig afrunding af tilløbet. Hvis volumet bag dysen er stort, så tilløbshastigheden er lille, vil der overalt i dysens snæverste tværsnit herske en konstant hastighed V_0 .

Bevægelsesstrømmen F i dyseåbningen er lig med massestrømmen gange hastigheden

$$F = \rho A_0 V_0^2 \quad (2.3-1)$$

hvor ρ er lig med massefylden.

Indsættes dette i ligning (2.2-1) fås

$$V_x = 7.0 \frac{\sqrt{F/\rho}}{x} \quad (2.3-2)$$

Vi kan deraf se, at centralhastigheden i en fri stråle kun afhænger af den tilførte bevægelsesmængdestrøm, men den er uafhængig af, hvorledes denne bevægelsesmængdestrøm dannes. Vi kan således få samme hastighed V_x ved at indblæse en stor luftmængde ved lav hastighed som ved at indblæse en lille luftmængde ved høj hastighed, blot bevægelsesmængden er den samme i begge tilfælde.

Ved praktiske konstruktioner af indblæsningsarmatur kan man ikke altid forvente at få så enkelt et udtryk som (2.3-1) for den tilførte bevægelsesmængde. Skarpe og usymmetriske

kanter bag åbningen kort indbygningslængde og indstillelige lameller påvirker både F og kærnelængden x_0 . Formlerne (2.2-1) til (2.2-4) skal da tilpasses ved at justere på konstanterne og eventuelt anvende en aktuel kærnelængde.

Becher [3] , Grimitlin [10] , Malmström [18] , [19], Schwenke [29] , ASHRAE Handebok of fundamentals [1] og Glent Ventilation [9] angiver sådanne formler til beregning af centralhastigheden fra praktiske indblæsningsarmaturer. Det er ligeledes en selvfølge, at formlerne eller konstanterne er angivet i firmakataloger over indblæsningsarmaturer.

Vi skal til slut vise nogle eksempler på anvendelse af ledeskovle i kanaltilslutningen for at skabe et tilfredsstillende hastighedsprofil i udløbet.

Fig. 2.3-1A viser hastighedsprofilet i en cirkulær indblæsningsåbning. Den forsynes fra en kanal, der drejer 90° umiddelbart før åbningen. Vi skal først og fremmest bemærke, at luftstrålen forlader indblæsningsåbningen med en retning, der er meget forskellig fra normalen til åbningen. Desuden ses det, at der i det inderste hjørne af det krumme rørstykke foregår en returstrømning. Dette betyder, at indblæsningsåbningen har et effektivt areal, der er mindre end det geometriske, og en indblæsningshastighed, der er større end den nominelle. Anvendelsen af det geometriske areal og den nominelle indblæsningshastighed ved bestemmelse af for eksempel centralhastigheden V_x i afstanden x vil sandsynligvis give for lave værdier. På fig. 2.3-1B er kanalen forsynet med to ledeskovle. Dette virker forbedrende på både retning og hastighedsprofil.

Fig. 2.3-1C viser en kvadratisk indblæsningsåbning forsynet fra en rektuangular kanal med en 90° bøjning. Ved hjælp af seks ledeskovle er der skabt et nogenlunde ensartet hastighedsprofil i indblæsningen, og dets retning følger indblæsningsåbningens normal. Eksemplerne på fig. 2.3-1 er fra ASHRAE Handbook of fundamentals [1] .

2.4. Overgang mellem stråleformer.

På fig. 2.4-1 indblæses en fri plan stråle i kort afstand fra en vægflade. Umiddelbart efter åbningen medriver de turbulente blandingslag på begge sider af strålen luft fra omgivelserne. Man kan formelt forestille sig, at der på grund af medrivningen danner sig et undertryk på den side, der vender op mod fladen. Dette vil afbøje strålen som vist på den anden skitse, og strålen vil i det videre forløb "klæbe" til fladen. Den medrevne luft på indersiden af strålen danner en recirkulerende strømning i området mellem indblæsningen og vægflade.

Det fænomen, at en luftstråle søger at "klæbe" til en vægflade, kaldes Coanda effekten. Man støder ofte på denne effekt, når man undersøger luftstrømningen i lokaler. Dette vil blive behandlet senere.

I nogen afstand fra indblæsningen vil de specielle strømningsforhold have fortaget sig, og strålen har fået det karakteristiske hastighedsprofil, som gælder for en vægstråle.

Vi har forklaret Coanda effekten på fig. 2.4-1 under forudsætning af, at strømningen er to-dimensional, d.v.s. at spalten har en stor udstrækning vinkelret på tegningens plan. Dette behøver dog ikke at være tilfældet. Således har Jackman [13] vist, at strålen fra et armatur med dimensionen 610 mm x 150 mm tiltrækkes af loftfladen i temmelig stor afstand fra denne. Det kan dog ikke udelukkes, at lokalets øvrige dimensioner også har spillet en rolle.

Farquharson [8] har vist, hvorledes konstanten i formlen for hastighedsfaldet fra en kvadratisk åbning varierer kontinuert fra 6.5 til 9.0 som funktion af afstanden mellem vægfladen og åbning. Det vil sige, den varierer fra den værdi, der gælder for en ren fristråle, til den værdi, der gælder for en vægstråle.

Vi så tidligere, hvorledes spredningsvinklen γ havde en konstant størrelse i en stråle. Hvis vi betragter forskellige snit i strålerne fra en række cirkulære indblæsningsåbninger, fig. 2.4-2A, kan vi derfor se, at disse vil nå sammen, og det virker sandsynligt, at de til sidst vil danne en plan fristråle. Knystautas [16] har vist, at dette er tilfældet. Centralhastigheden i den plane stråle kan bestemmes efter formel (2.2-3), blot man for højden h anvender udtrykket a/l , hvor a er det samlede areal af åbningerne i m^2 på strækningen lm . Den specielle indblæsningsgeometri betyder dog, at der opstår en hvis polafstand med polen placeret foran åbningerne.

Fig. 2.4-2B viser snit i en fristråle fra en spalte med begrænset bredde. Vi ser, at strålen i sit første forløb nærmest har karakter af en plan fristråle med en centralhastighed, der nogenlunde er omvendt proportional med kvadratroden af afstanden. På grund af den konstante breddevækst af strålen får den mere og mere karakter af en aksesymmetrisk fristråle, og det kan da også vises, at centralhastigheden efter en vis afstand falder omvendt proportional med afstanden, se reference [31].

Fig. 2.4-2C viser som tidligere omtalt, hvorledes en aksesymmetrisk vægstråle kan betragtes som en halv fristråle fra en indblæsningsåbning med arealet $2A_0$. Det er dog på skitsen antydnet, hvorledes der foregår en breddevækst langs med vægfladen, som er meget større end den, der gælder for den tilsvarende fristråle, se reference [31].

Vi kan sandsynligvis slutte, som det antydes på fig. 2.4-2D, at en aksesymmetrisk stråle, der blæses ind langs med et hjørne, vil have et fald i centralhastighed, som svarer til det, der gælder for en fristråle med indblæsningsarealet $4A_0$.

Opgave 2.4-1. Indblæsningsåbningerne i et lokale består af en række rektangulære dyser af størrelsen 50×150 mm. Der er placeret en dyse for hver meter, og hele dyserækken er placeret 0,5 m under en nogenlunde



Fig. 2.4-1. Strømningsforhold omkring en plan stråle tæt ved en flade.

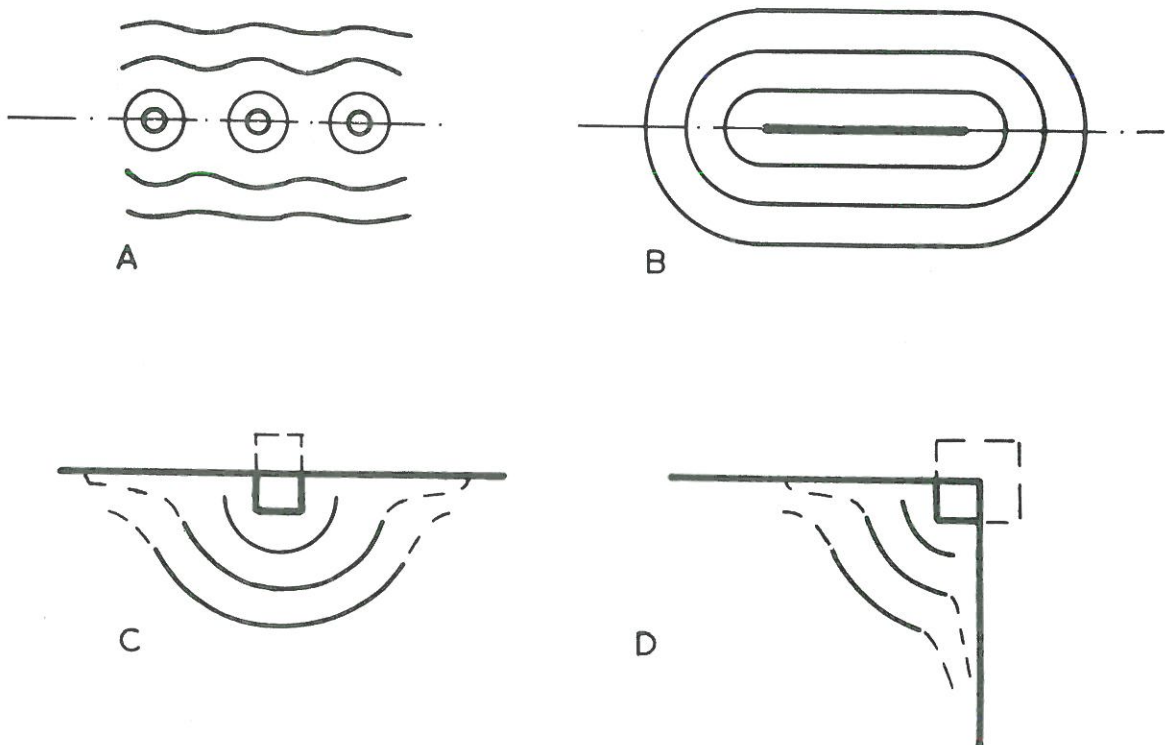


Fig. 2.4-2. Skitser af breddevæksten fra henholdsvis en række cirkulære åbninger, en kort spalte, en kvadratisk åbning ved en vægflade samt en kvadratisk åbning placeret i et hjørne dannet af to vægflader.

jævn loftflade. Bestem hastigheden V_x i 10 m afstand, når indblæsningshastigheden V_0 er 4 m/s.

2.5. Kastelængden

Begrebet kastelængde anvendes ofte ved dimensionering af en indblæsningsåbning. Ved kastelængden Th forstås afstanden fra en indblæsningsåbning til det punkt, hvor centralhastigheden er faldet til for eksempel 25 cm/s. Kastelængden, eller kastet, for en aksesymmetrisk fristråle fås således ved at indsætte $V_x = 0,25$ cm/s og $x = Th$ i formel (2.2-1)

$$Th_{0,25} = 28 V_0 \sqrt{A_0} \quad (2.5-1)$$

Kastelængden for andre typer indblæsninger kan findes på tilsvarende måde. Kastelængden er ofte opgivet i firmakataloger over indblæsningsarmatur, og den kan være angivet til andre hastigheder for eksempel 15 cm/s eller 20 cm/s. Ved industri-ventilation anvendes ofte høje hastigheder. Da lokalerne er høje, kan man også forvente en yderlig reduktion i hastigheden, før strålen når opholdszonen.

Man dimensionerer en indblæsning ved hjælp af kastelængden ved at vælge et armatur og en indblæsningshastighed, som giver en kastelængde Th , der er $3/4$ til 1 gange den længde, strålen skal dække. Er der en række indblæsninger i et lokale, skal Th være $3/4$ til 1 gange lokalets dybde, og er der flere rækker diffusorer, skal Th være $3/4$ til 1 gange den halve længde mellem to modstående diffusorer.

Kastelængden bestemmes eller måles altid i en isothermisk stråle.

Forøget indblæsningshastighed giver forøget kastelængde. I det isothermiske tilfælde betyder det dog ikke, at strålen når længere ind i lokalet, det betyder blot, at hastigheden stiger i ethvert punkt i lokalet. Se for eksempel de modellforsøg med dybe lokaler, der er gennemgået i reference [24] .

2.6. Praktiske forhold i et industrilokale

Hvad der menes med denne overskrift kan bedst illustreres med de to fotos på fig. 2.6-1 og 2.6-2.

Fig. 2.6-1 viser, at indblæsningen består af en række dyser med diameteren 12 cm. Afstanden mellem de enkelte dyser er 52 cm, og den gennemsnitlige afstand fra dyserne til loftfladen er omkring 2,4 m.

Fig. 2.6-2 viser et udsnit af selve lokalet. Indblæsningen foregår på langs af loftbjælkerne, og der er i det viste område egentlig ingen forhindring for den indblæste stråle.

Lokalet har en gennemsnitlig højde på 9 m og en bredde på 50 m. Der indblæses fra begge sider ind mod midten, så hver stråle skal dække 25 m.

Udstyret i et industrilokale giver normalt ikke nogen stor reduktion af strømningsarealet. De reoler, der ses i baggrunden, må dog reducere strømningsarealet noget, selv om de er placeret langs med indblæsningsretningen.

De to fotos på fig. 2.6-1 og fig. 2.6-2 er fra hal L31 hos Danfoss A/S, Nordborg.

Opgave 2.6-1. Bestem den indblæsningshastighed V_0 , der giver en kastelængde Th på 25 m med sluthastigheden 40 cm/s i lokalet, som er beskrevet i afsnit 2.6.

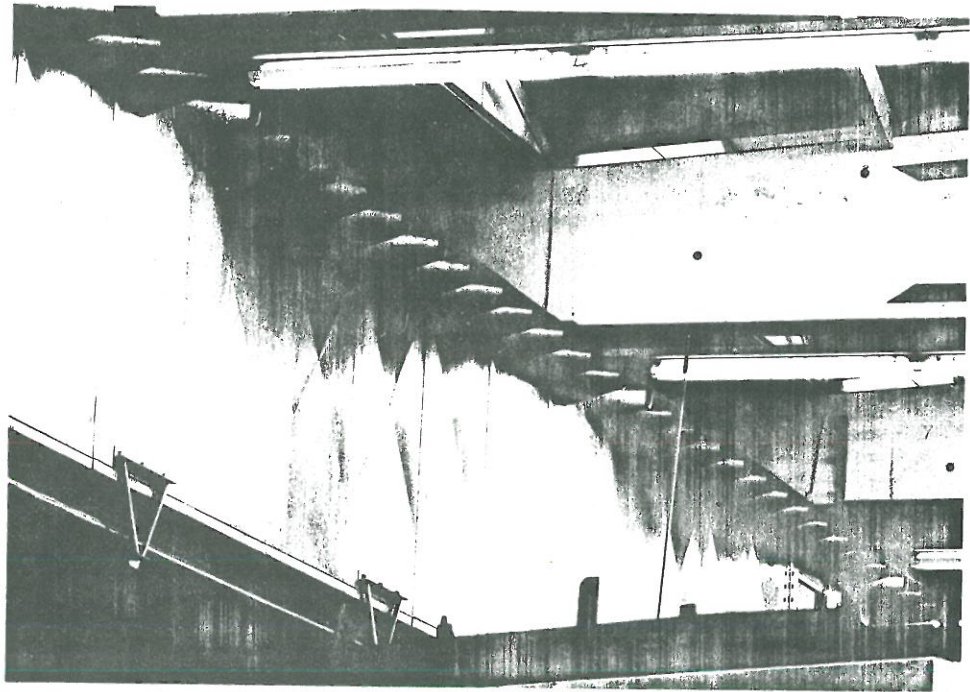


Fig. 2.6-1. Indblæsningsdyser i en industrihal.

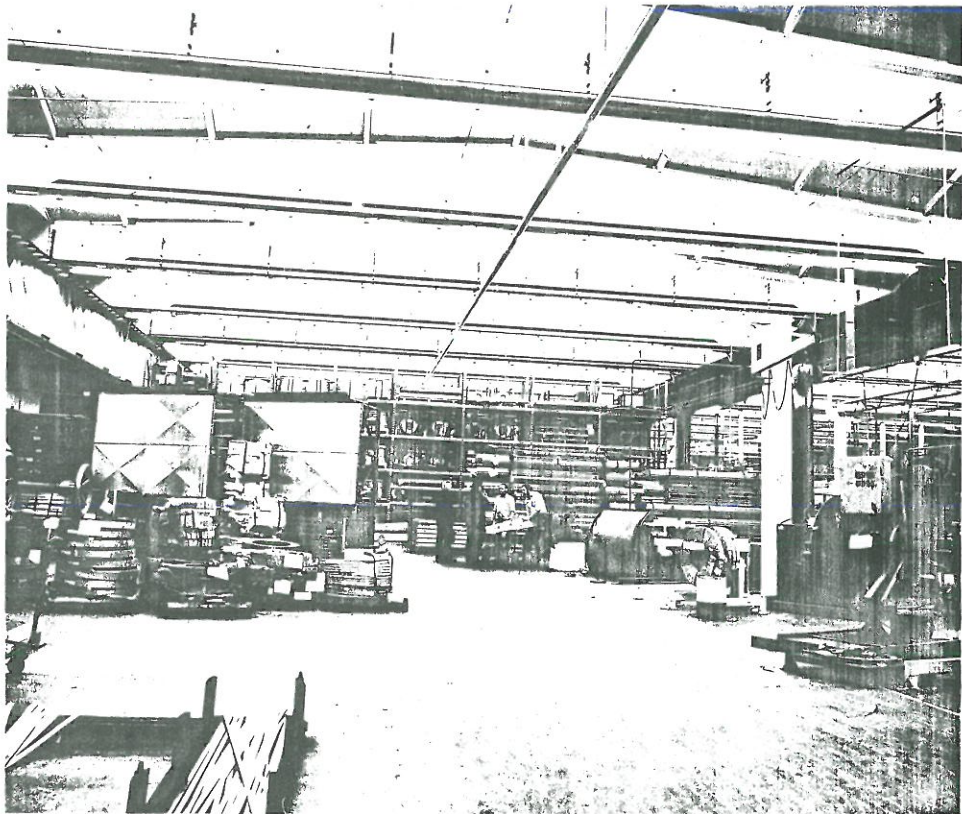


Fig. 2.6-2. Et udsnit af en typisk industrihal.
I venstre side ses indblæsningsdyserne, og bjælken
i højre side viser, hvor den indblæste stråle møder
en stråle fra modstående side.

3. Stråler med temperaturdifferens

De lovmæssigheder, der består for centralhastighedens fald i en fristråle eller en vægstråle, gentager sig for centraltemperatures fald eller stigning i en ikke-isotermisk stråle. Der hersker en analogi mellem den måde, et udsnit af luften udveksler bevægelsesmængde ved turbulent friktion, og den måde, det udveksler energi ved turbulent diffusion. For akse-symmetriske stråler kan man derfor vise

$$\frac{\Delta T_x}{\Delta T_o} = 0.7 \frac{V_x}{V_o} \quad (3-1)$$

og for plane stråler

$$\frac{\Delta T_x}{\Delta T_o} = 0.9 \frac{V_x}{V_o} \quad (3-2)$$

ΔT_x er temperaturdifferensen mellem centraltemperaturen i afstanden x og omgivelsestemperaturen, og ΔT_o er temperaturdifferensen mellem indblæsningstemperaturen og omgivelsestemperaturen. V_x/V_o er den relative hastighed i afstanden x , se reference [10] og [19].

Brugen af formlerne (2.2-1) og (2.2-3) sammen med formlerne (3-1) og (3-2) forudsætter, at temperaturdifferenserne er så små og hastighederne så store, at opdriften ingen rolle spiller for strømmingen.

Ved større temperaturdifferenser får massefyldeforholdene mellem den indblæste stråle og den omgivende luft indflydelse. Er strålen koldere end rumluften, vil hastigheden i strålen blive højere end i en isotermisk stråle på grund af strålens større bevægelsesmængde. Korrektionen er af størrelsen

$$\sqrt{\frac{\rho_o}{\rho}} \quad (3-3)$$

hvor ρ_0 er den indblæste stråles massefylde og ρ er den omgivende stråles massefylde. Korrektionen andrager ca. 2% på 10°C og er derfor uden praktisk betydning.

Af stor betydning er derimod den afbøjning, som en horisontal stråle får på grund af opdriften. I referencen [21] er der opgivet formler til bestemmelse af afbøjningen ved de forskellige typer indblæsninger.

For en cirkulær indblæsning fås ifølge Koestel [17]

$$\frac{y}{d} = \pm 0.002 \frac{\Delta T_0}{V_0^2} d \left(\frac{x}{d} \right)^3 \quad (3-4)$$

hvor y er vertikal afbøjning i afstanden x . d er indblæsningsåbningens diameter. Alle længder indsættes i m, ΔT_0 i $^\circ\text{C}$ og V_0 i m/s.

Hvis en stråle med en undertemperatur blæses ind langs en loftflade, vil den ikke følge en kurve som den, der er givet ved formel (3-4), men den vil på grund af Coanda effekten klæbe til loftfladen indtil en kritisk afstand, hvor den slipper fladen helt.

Grimitlin [10] har bestemt den kritiske afstand for forskellige typer vægstråler, og emnet er også behandlet af Skåret [30].

For en plan vægstråle får man

$$\frac{x_d}{h} \sim 15 \left(\frac{V_0^2}{h \Delta T_0} \right)^{2/3} \quad (3-5)$$

x_d er den kritiske afstand i m, h er spaltehøjden i m, ΔT_o temperaturdifferens mellem rumluft og indblæsningsluft i $^{\circ}\text{C}$ og V_o er indblæsningshastigheden i m/s.

Formel (3-5) bør anvendes med megen forsigtighed, da konstanten i formlen er afhængig af indblæsningsarmaturets konstruktion. Man må også forvente, at de ujævnheder, der i praksis er i loftflader er af betydning.

Opgave 3-1. Ved det indblæsnings-system, der er gennemgået i opgave 2.2-1, ønsker man at anvende en undertemperatur ΔT_o på 3°C . Temperaturen i opholdszonen er 25°C , hvad bliver strålens centraltemperatur ved indgangen i opholdszonen ?

Opgave 3-2. En cirkulær indblæsningsåbning er placeret ved væggen 5 m over gulvet med god afstand op til loftfladen. Diameteren d er 6 cm, indblæsningshastigheden V_o er 4 m/s, og den indblæste stråle har en undertemperatur ΔT_o på 5°C . Indblæsningsretningen er horisontal. Vil strålen nå gulvet, inden den gennemløber lokalets bredde på 8 m ?

Derefter hæves indblæsningshastigheden til 5,65 m/s. I hvilken højde over gulvet når strålen endevæggen ?

Til slut sænkes temperaturen til 10°C under omgivelsestemperaturen. Vil strålen nå gulvet, inden den gennemløber lokalet ?

Opgave 3-3. Bestem den kritiske afstand, hvor en vægstråle slipper loftfladen for følgende tilfælde.
 $h = 2,2 \text{ cm}$, $V_0 = 3,8 \text{ m/s}$, undertemperatur $\Delta T_0 = 6^\circ\text{C}$, lokalehøjde lig 9 m , og lokale længde lig 25 m
(den vægstråle, der dannes er fundet ved løsningen af opgave 2.6-1, se fig. 9-1).

Bestem derefter den kritiske afstand ved samme luftskifte og indblæsnings-temperatur, men med den halve spalte-størrelse.

Giv til slut et skøn over strålens undertemperatur, når den når ned i opholdszonen i det tilfælde, der er beskrevet i første spørgsmål.

4. Udsugning

Til forskel fra en indblæsning vil en udsugning ikke skabe noget væsentlig hastighedsfelt i sin nærhed. Luften strømmer til en udsugning fra alle sider og har derfor en lav hastighed. I reference [24] er det vist, hvor lidt en udsugnings placering er i stand til at påvirke den generelle strømningsstilstand i lokalet. Emnet er også behandlet i diskussionen til [23].

Ovennævnte forhold betyder, at man normalt ikke lægger vægt på udsugningens placering i komfortventilation.

Ved ventilation af et industrilokale opstår der dog en speciel situation, fordi der både er tale om procesventilation og komfortventilation. Procesventilation består i at fjerne varme fra maskiner og processer, fjerne giftige gasarter, tilføre forbrændingsluft m.m. Vi må som en hovedregel sige, at denne procesventilation bør foregå uafhængig af komfortventilationen. Det vil for eksempel være meget uheldigt, hvis store varmemængder skulle fjernes med den generelle strømning i lokalet, det vil sige med komfortventilationen.

Det er i denne sammenhæng, at udsugningen får meget stor betydning. Enhver varmegenererende eller forurenende proces forsynes med sin egen udsugning og afkast, således at den dannede varmemængde eller de dannede gasarter aldrig kommer ind i lokalets generelle luftstrømning.

Dimensionering af en udsugning i procesventilation er for eksempel behandlet detaljeret i reference [9] og [32].

5. Afbøjning af stråler

I definitionen af fristråler og vægstråler er det forudsat, at strålernes forløb ikke påvirkes af geometriske forhold som afbøjning ved endevæg, passage af loftbjælke m.m. I praksis er dette dog en almindelig situation, som vi skal beskæftige os med i det følgende.

5.1. En stråles afbøjning af loftbjælke, lysarmatur m.m.

Fig. 5.1-1 viser nogle karakteristiske situationer ved indblæsning af en plan vægstråle mod en loftbjælke, et lysarmatur eller lignende. Der vil opstå een af følgende tre situationer [12].

1. Hvis afstanden mellem indblæsningsåbning og forhindring er mindre end en kritisk værdi x_c , vil strålen afbøjes og fortsætte ned i opholdszonen efter den afbøjede retning. Denne situation ses på den øverste tegning.
2. Hvis afstanden mellem indblæsningsåbning og forhindring har den kritiske værdi x_c eller er større, vil strålen afbøjes, men genrøre loftfladen lidt længere fremme. Se de tre nederste tegninger på fig. 5.1-1.
3. Hvis forhindringen er længere borte end 8 gange x_c , vil strålen passere uden nogen væsentlig påvirkning, og dens forløb kan bestemmes efter formel (2.2-4).

Holmes og Sachariewicz [12] har fastlagt kurven på fig. 5.1-2 til bestemmelse af den kritiske afstand x_c i tilfælde af en plan vægstråle. h er indblæsningens højde eller diffusorens "effektive" højde, og f er forhindringens højde. Fig. 5.1-2 gælder kun for isothermisk strømning.

I [12] er der desuden vist, hvorledes hastighedsfaldet V_x/V_0 bestemmes i en stråle, der har passeret forhindringen i tilfældet $x_c < x < 8x_c$.

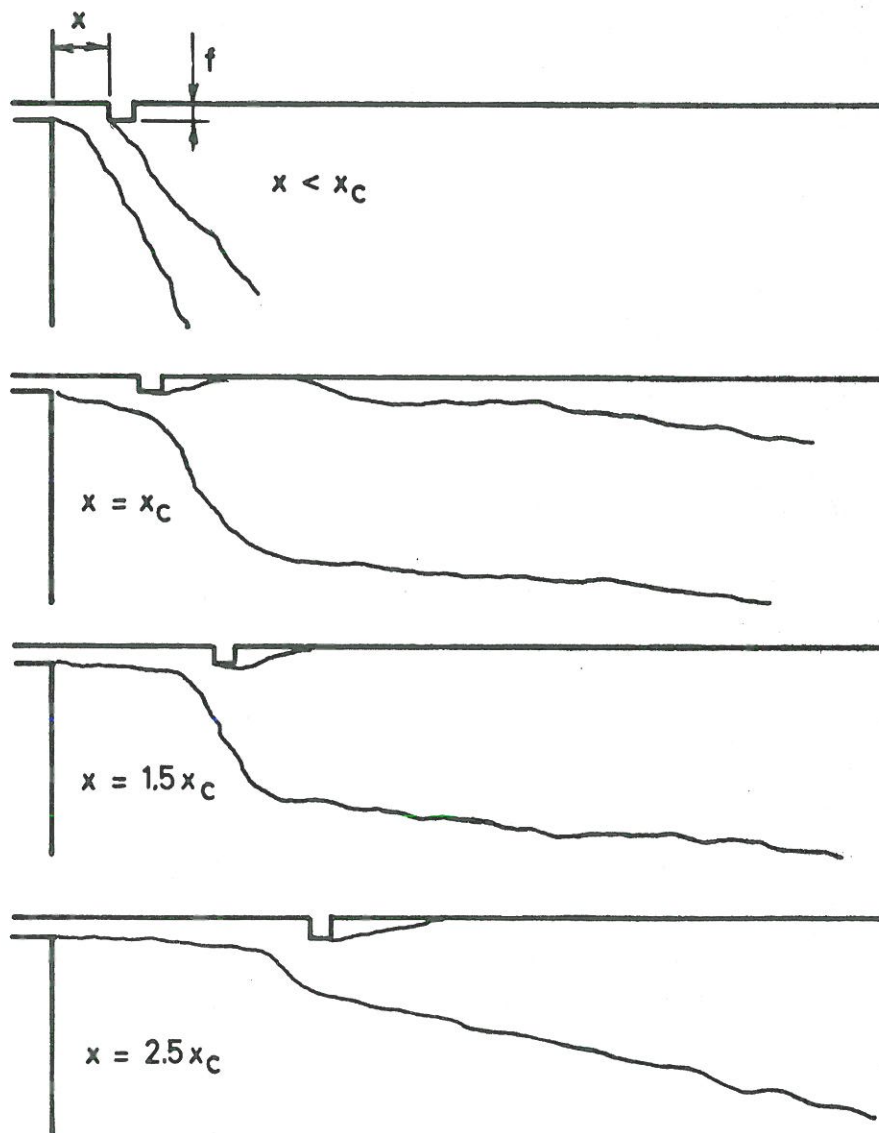


Fig. 5.1-1. Forløb af stråle, der passerer en forhindring

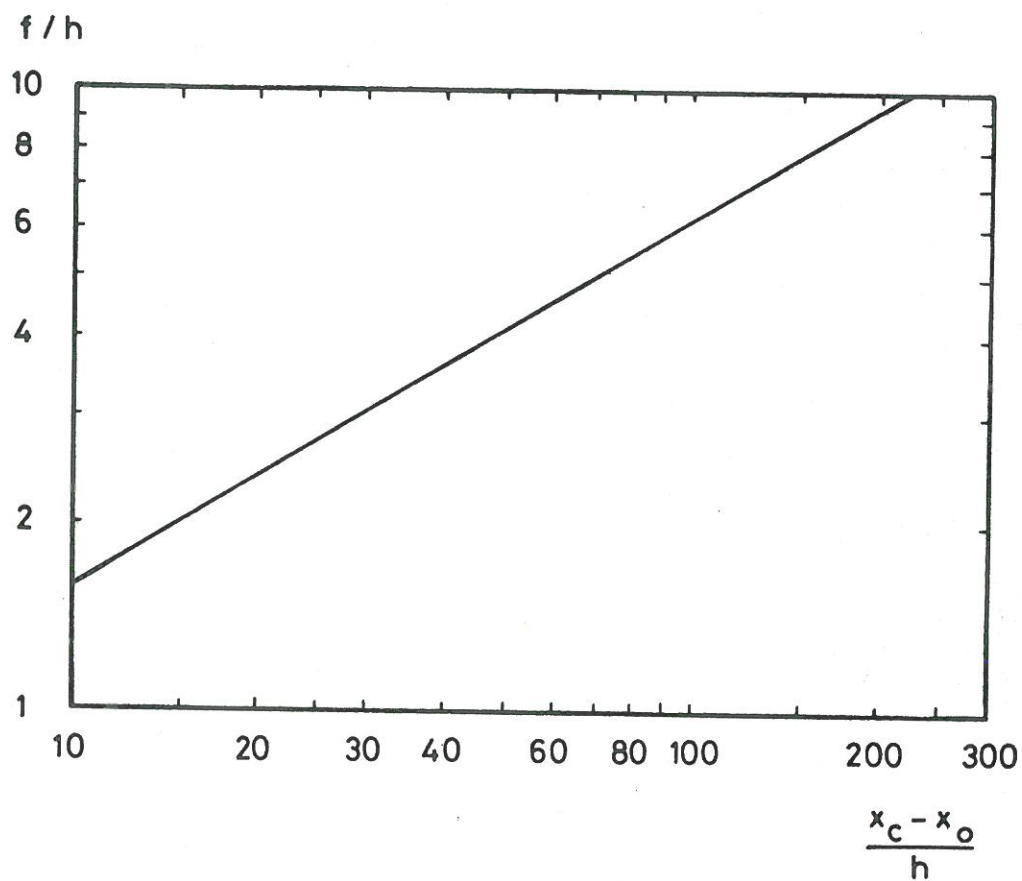


Fig. 5.1-2. Kurve til bestemmelse af kritisk afstand x_c .

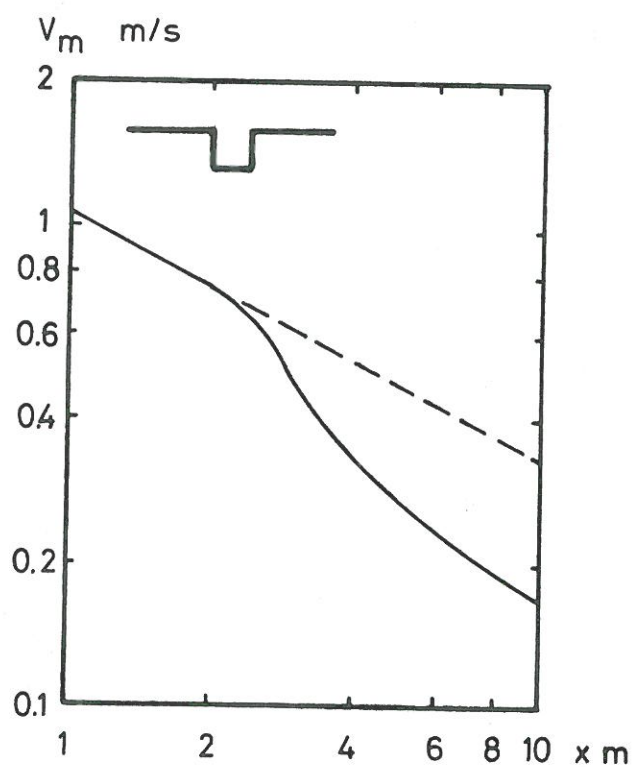


Fig. 5.1-3. Hastighedsfald i vægstråle, der passerer en forhindring med højden 80 mm i afstanden 2 m fra åbningen. $h = 9$ mm og $x_o = 50$ mm, se [12].

Som et enkelt eksempel viser fig. 5.1-3 hastighedsfaldet i en vægstråle, der passerer en forhindring med højden 80 mm i afstanden 2 m fra åbningen. Åbningens højde h er 9 mm og x_0 er 50 mm, d.v.s. strålen vil genrøre loftfladen efter at have passeret forhindringen. Hastigheden V_x er dog lavere end den ville være, hvis forhindringen havde været til stede.

Emnet er desuden behandlet af Schwenke [29].

Opgave 5.1-1. En forhindring med en højde på 15 cm ønskes placeret på loftfladen foran en indblæsningsspalte. Indblæsningsspaltens højde er 2,2 cm. Bestem den kritiske afstand x_c .

5.2. En stråles afbøjning af en loft- eller vægflade.

I fig. 5.2-1 er vist tre eksempler på forløbet af centralhastigheden efter en afbøjning ved en flade. Selv om de berører flere forskellige former for stråler, er det ikke meningen, at der skal generaliseres ud fra dem, de er blot eksempler på, hvor komplicerede situationer, der kan opstå, når man ser på strømmingen i et lukket rum. Der er i dette afsnit kun tale om isothermisk strømning.

Den øverste skitse på fig. 5.2-1 viser et lokale med en indblæsningsspalte i hele lokalets bredde. h er spaltehøjde, H er lokalehøjde, og L er lokalelængde. Af skitsen over centralhastigheden fremgår det, at hastighedsfaldet under loftfladen svarer til hastighedsfaldet i en tilsvarende vægstråle, den punkterede linie. I hjørnet mellem loft og endevæg falder strålens hastighed kraftigt, og der dannes et trykfelt. Derefter omsættes trykfeltet igen til hastighed ned langs endevæggen. Dette gentager sig ved gulvfladen, hvor der desuden fjernes en mængde svarende til indblæsningsmængden igennem udsugningen. På grund af den relative store spaltestørrelse, $h/H = 0,056$, er denne mængde i dette tilfælde ikke uden betydning for hastigheden i strålens videre forløb, se reference [24].

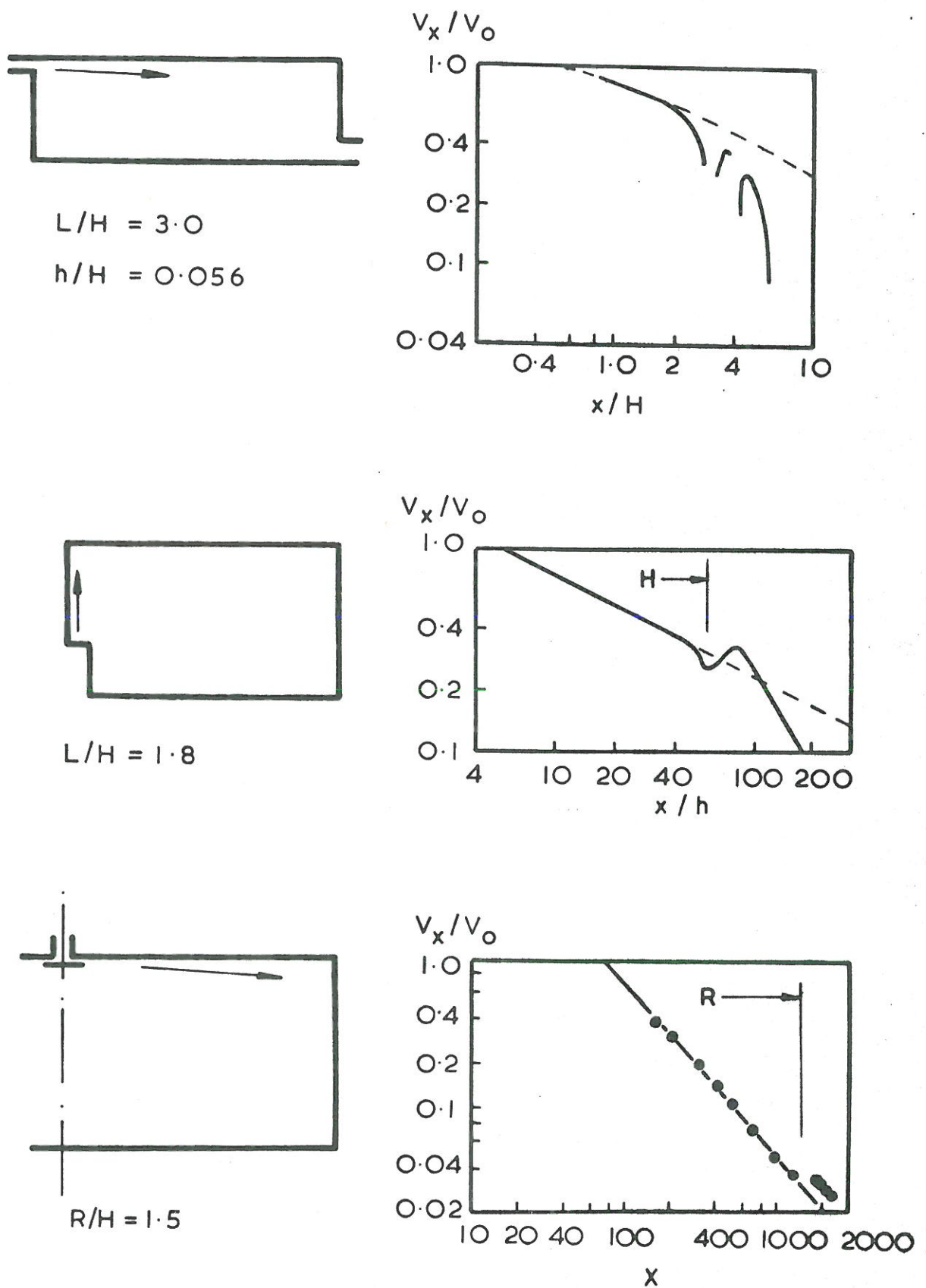


Fig. 5.2-1. Tre eksempler på fald i centralhastighed i stråler, der afbøjes af vægflader. Eksemplerne er fra Nielsen [24], Jackman [14] og Waschke [33].

Hvis vi sammenligner hastigheden i opholdszonen med hastigheden af en tilsvarende vægstråle, hvis længde måles langs lokalets omkreds, ses det, at den aktuelle hastighed er en del lavere i den sidste del af strålens forløb i lokalets venstre side.

Den midterste skitse på fig. 5.2-1 viser hastighedsfaldet V_x/V_0 i en stråle fra en indblæsning, der er placeret under vinduet. I strålens første forløb har den et hastighedsfald, som er karakteristisk for en plan stråle. Dette er i overensstemmelse med, at indblæsningsåbningen har en udstrækning på langs ad vinduet, som er stor i forhold til dens effektive højde h . Efter afbøjningen ved loftfladen har strålen fået et kraftigere hastighedsfald, og strømmingen hen under loftfladen minder noget om en radieel vægstråle, se reference [14].

Hvis vi vil bestemme hastighedsforholdet V_x/V_0 for en kaste-længde regnet fra armaturet til $3/4$ gange lokalelængde uden at tage hensyn til strålens afbøjning, får vi $V_x/V_0 \sim 0,17$. Den aktuelle hastighed under loftfladen ved $3/4 L$ er $V_x/V_0 \sim 0,085$, det vil sige kun det halve. Dette viser tydeligt, at man bør være forsigtig med at anvende de simple former for fristråler og vægstråler, efter de er afbøjet af en flade eller modstående stråle.

Den nederste skitse på fig. 5.2-1 viser faldet i centralhastighed V_x/V_0 i tilfælde af en radieel vægstråle. En anemostat er placeret midt under loftfladen i et kvadratisk lokale. Hastigheden falder, som det fremgår af figuren, omvendt proportional med afstanden, indtil strålen når en vægflade. Efter afbøjningen er strålen stadig en radieel vægstråle, men den har en hastighed, som er ca. 30 % højere end hastigheden i en vægstråle af længden $R + H/2$, som ikke har været udsat for en afbøjning, se reference [33].

Vi skal bemærke, at den relative - eller dimensionsløse hastighed V_x/V_0 er uafhængig af indblæsningshastigheden overalt i den afbøjede stråle, ligesom den er det i de primære stråler fra indblæsningsarmaturer, se formlerne (2.2-1) til (2.2-4).

6. Lufthastighed i opholdszonen.

Formålet med dimensioneringen af et indblæsningsarmatur er at opnå en tilfredsstillende hastigheds- og temperaturfordeling i opholdszonen. Som vi så i afsnit 5.2, er det desværre meget vansekligt at bestemme disse størrelser i de forskellige situationer, derfor er man i praksis henvist til at foretage fuldskalaforsøg, modelforsøg eller ekstrapolere fra erfaring med eksisterende anlæg.

I de kommende afsnit vil vi dog vise, hvorledes den maximale hastighed i opholdszonen, kaldet V_{rm} , kan fastlægges som funktion af forskellige geometriske parametre. Da et industri-lokale sjældent kan sammenlignes med de forsøgsrum, som danner grundlag for de kommende resultater (afstand mellem loft og indblæsningsåbninger, uregulære loftflader, maskiner i opholdszonen m.m.) skal man være forsigtig med at anvende de givne resultater ukritisk.

De opgaver, der er behandlet i afsnit 6, viser først og fremmest, hvorledes man ekstrapolerer fra erfaring med eksisterende anlæg, når det vedrører bestemmelsen af V_{rm} og er derfor eksempler på, hvorledes metoden kan anvendes med nogen sikkerhed.

Fig. 6-1 viser de geometriske og strømningstekniske parametre, som indgår i problemstillingen. Vi kender de fleste, her skal blot tilføjes, at W er lokalets bredde, w er indblæsningsåbningens bredde, og x_s er afstanden fra indblæsningsåbningen til loftfladen.

Der opstår en speciel situation, når lokalet er meget dybt. Fig. 6-2 viser, hvorledes en plan stråle vil have en begrænset indtrængningsdybde. Strålens medrivning betyder, at der skal føres en luftmængde tilbage i den nederste del af lokalet, og i en given afstand, l_{re} , vil denne luftmængde være så stor, at den afbøjer eller opløser strålen. l_{re}/H er for en plan stråle opgivet af forskellige referencer til at være fra 3,0 til 5,3, se [24].

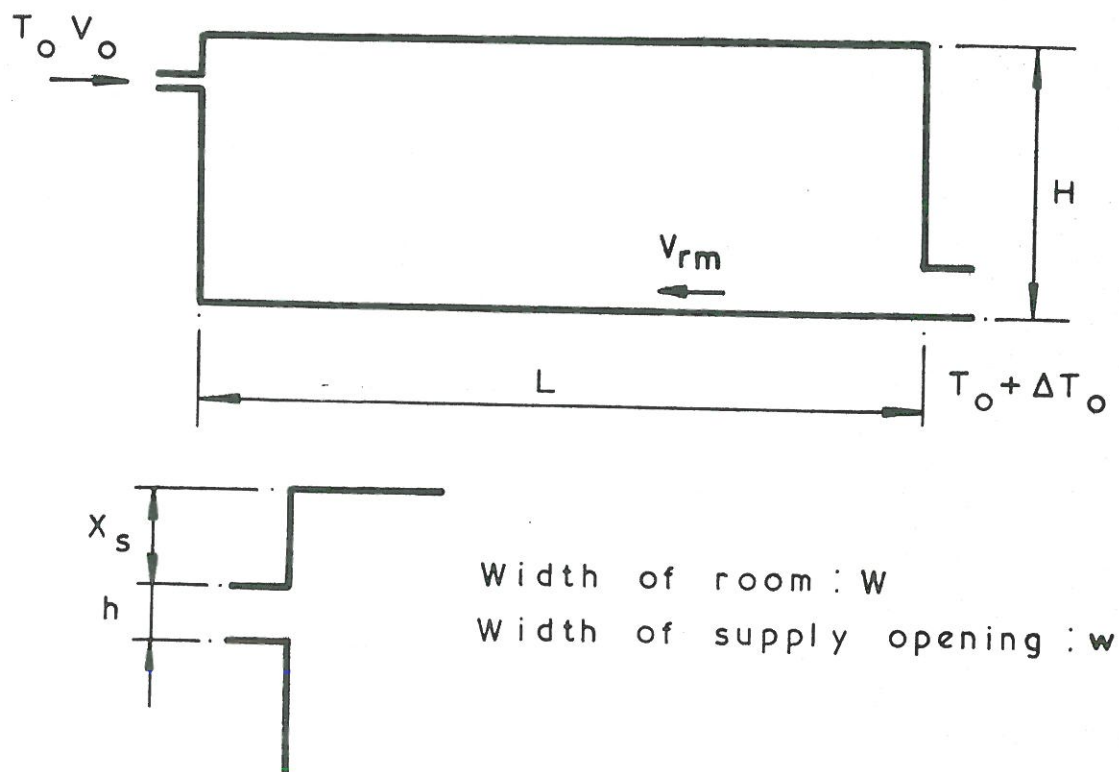


Fig. 6-1. Geometriske og strømningstekniske parametre, som har indflydelse på strømmingen i et lokale.

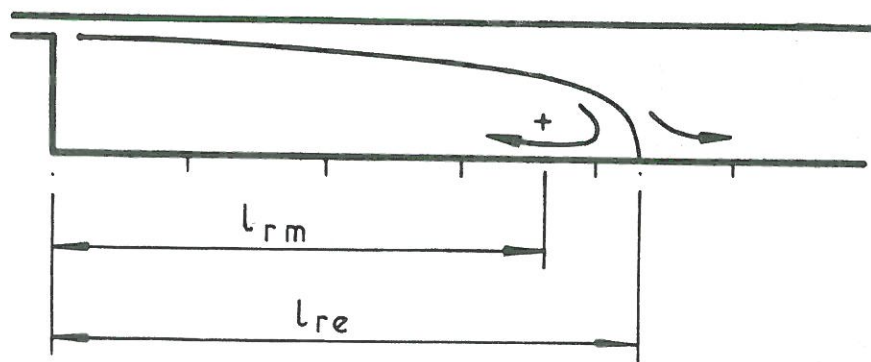


Fig. 6-2. Definition af indtrængningsdybde.

Skåret [30] viser at l_{rm}/H ligger omkring 3 for plan strømning, og højere for aksesymmetrisk strømning. Det kan konkluderes, at hvis lokalets længde L er mindre end $4 H$, er der tale om et lokale med begrænset dybde, og hvis længden L er større end $4 H$, er der tale om et dybt lokale, se [24].

Hvis indblæsningsspalten følger hele lokalets bredde eller består af en række åbninger i hele lokalets bredde, opstår der en strømning, som hovedsagelig er to-dimensional (plan), medens der i tilfælde af en begrænset bredde af åbningen, $w/W \ll 1$, opstår en tre-dimensional strømning.

I reference [24] er det vist, hvorledes strømningstilstanden kan betragtes i de to situationer: næsten isothermisk strømning, og strømning med opdrifteffekt, alt efter størrelsen af temperaturdifferensen ΔT_0 i forhold til indblæsningshastighedens kvadrat V_0^2 .

Der er altså tale om følgende situationer

- Kort lokale
- Dybt lokale
- To-dimensional strømning
- Tre-dimensional strømning
- Næsten isothermisk strømning
- Strømning med opdrifteffekt.

Vi vælger at opdele afsnit 6.1 og 6.2 efter kort lokale og dybt lokale. Når andet ikke er nævnt, betragter vi to-dimensional strømning, da denne strømningsform er påvirket af det færreste antal parametre og derfor nemmest at overskue, og da det ofte er denne strømningsform, der er til stede i brede ventilerede lokaler. Vi forudsætter, at strømmingen er næsten isothermisk i de to første afsnit, medens strømning med opdrifteffekt behandles separat i afsnit 6.3.

6.1. Lufthastigheder i korte lokaler.

Ved udvikling af modellovene for strømning i et luftkonditioneret lokale kan man vise, at en dimensionsløs hastighed som V_{rm}/V_o er entydigt givet ved de dimensionsløse geometriske parametre, hvis indblæsningshastigheden V_o blot er tilstrækkelig stor, se reference [24] .

I det tilfælde, der anvendes et indblæsningsarrangement, som giver to-dimensional strømning, indgår der følgende geometriske parametre, se fig. 6-1: h , H , L , W , x_s . Disse gøres dimensionsløse ved at dividere med lokalehøjden H , og man får

$$\frac{V_{rm}}{V_o} = f \left(\frac{h}{H}, \frac{L}{H}, \frac{W}{H}, \frac{x_s}{H} \right) \quad (6.1-1)$$

Reference [24] og [25] gennemgår en beregningsmetode, der er i stand til at bestemme V_{rm}/V_o som funktion af h/H , L/H og x_s/H . Resultaterne er vist på fig. 6.1-1. På figuren er desuden indtegnet værdier for V_{rm}/V_o bestemt i forskellige referencer ved model- eller fuldskalaforsøg. Parametrene varierer en del fra forsøg til forsøg (L/H fra 1,8 til 3,0, W/H fra 0,8 til 4,7 og x_s/H fra 0 til 0,6), hvilket er en del af årsagen til spredningen af resultaterne. Desuden er der en spredning på resultaterne, fordi diffusorerne ved de enkelte målinger har givet forskellige hastighedsprofiler i indblæsningsåbningen. Dette kan udtrykkes ved, at konstanten i en formel som (2.2-4) er afhængig af diffusorens konstruktion, og denne virkning er ikke indeholdt i de parametre, der er nævnt i ligning (6.1-1).

Hvis man betragter tilfældet $x_s/H = 0$ og $L/H = 3$ for $h/H < 0,01$, får man følgende formel for V_{rm}/V_o som funktion af h/H

$$\frac{V_{rm}}{V_o} = 1,6 \sqrt{\frac{h}{H}} \quad (6.1-2)$$

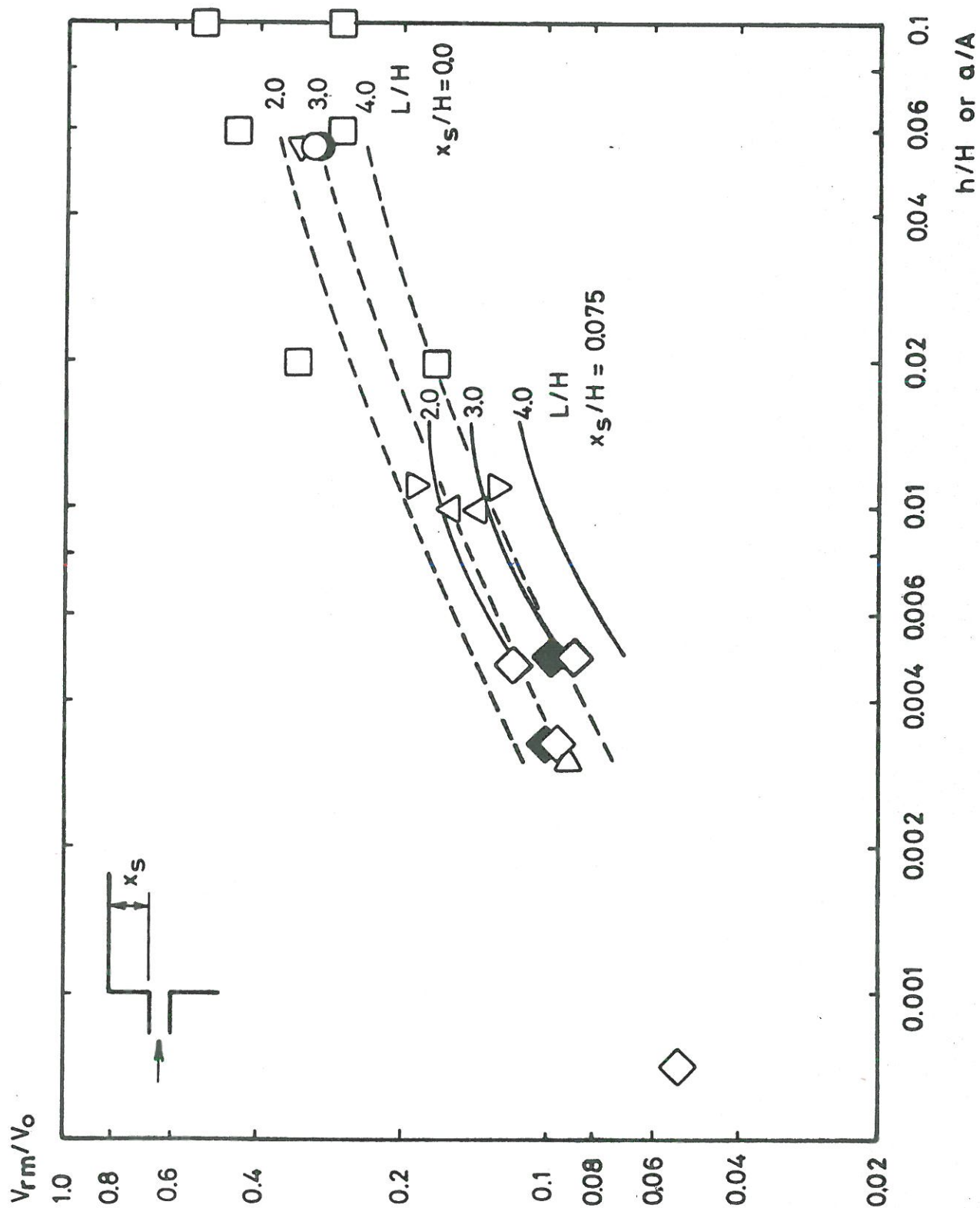


Fig. 6.1-1. Maksimal hastighed i opholdszonen V_{rm} som funktion af indblæsningsareal h/H eller a/A , afstand til loftflade x_s/H og lokale længde L/H . Indblæsning og udsugning er placeret som vist på fig. 6-1.

Hvis man omskriver h/H til a/A , hvor a er det samlede indblæsningsareal, og A er lig $H W$, og desuden indsætter udtrykket for bevægelsesmængdestrømmen i indblæsningsåbningen, formel (2.3-1), får man

$$V_{rm} = \text{konst} \sqrt{\frac{F}{A}} \quad (6.1-3)$$

Denne formel viser, at den maksimale hastighed i opholdszonen, V_{rm} , kun afhænger af bevægelsesmængdestrømmen fra indblæsningen, men er uafhængig af, hvorledes den er dannet. Dette er altså en konklusion helt parallel til den, der blev gjort for stråler i forbindelse med formel (2.3-2).

Skåret [30] angiver som en generel erfaring, at hastigheden overalt er proportional med kvadratroden af bevægelsesmængdestrømmen fra indblæsningsåbningen.

Jackman [13], [14] og [15] har opstillet udtryk som (6.1-3) for middelhastigheden i opholdszonen. Han anvender forskellige eksponenter for F i de enkelte tilfælde, men de ligger alle omkring 0,5.

Vi har hidtil kun talt om bevægelsesmængdestrømmen fra en enkelt åbning eller fra åbninger med samme hastighed V_0 . Der findes også ventilationsanlæg, hvor man anvender flere tætsiddende åbninger med forskellig hastighed og areal. Pedersen [27] har udført målinger på anlæg af denne type.

Han konkluderer, at den gennemsnitlige lufthastighed i opholdszonen er uafhængig af, om den indblæste luftmængde tilføres gennem én enkelt eller to tætsiddende indblæsningsåbninger med forskelligt areal og indblæsningshastighed, blot den totale bevægelsesmængdestrøm er ens.

Fig. 6.1-2 viser nogle forsøgsresultater med et industriventilationsanlæg, som anvender bevægelsesmængdestrømmen fra dyser med lille volumenstrøm og høj hastighed til at styre luftbevægelsen i en svejsehal, se reference [26]. I det første tilfælde tilføres den varme indblæsningsluft uden en styrestråle, og luften når ikke ned i hallen på grund af opdrift på strålen. I det andet tilfælde tilføres 12 % ekstra luft igennem styrestråler, og da dette foregår ved meget høj hastighed, vil de give en stor bevægelsesmængdestrøm og derfor dominere strømningen i hele hallen og være i stand til at føre den varme luft ned i opholdsområdet.

Hvis styrestrålerne giver den overvejende del af bevægelsesmængdestrømmen fra indblæsningerne, kan hastighederne beregnes ved at anvende formel (2.2-1) på styrestrålen og se bort fra de øvrige indblæsninger. Se også opgave 2.2-1.

Vi vender tilbage til formel (6.1-1) og ser, hvad vi kan sige om de øvrige parametre L/H , W/H og x_s/H .

Fig. 6.1-1 viser, hvorledes en forøgelse af L/H betyder et fald i V_{rm}/V_o . Den lavere hastighed svarer meget til den, man ville finde i en vægstråle, hvis man forøger afstanden med den forlængede bane, som den aktuelle stråle skal tilbagelægge. Hvis L/H forøges meget ud over 4, vil V_{rm}/V_o ikke mere være påvirket af denne længde, og vi er ovre i området: dybe lokaler, se fig. 6-2.

Lokalets bredde W/H betyder, at strømningen tilføres en tre-dimensional effekt. Nogle forsøg registrerer denne effekt ved $W/H = 1$, medens andre forsøg først er påvirket væsentligt af denne effekt i et smallere lokale. I praksis vil den ingen betydning have, da W/H vil være meget større end 1, men vi skal dog være opmærksom på, at mange fuldskalaforsøg er udført ved $W/H < 1$ for at spare plads.

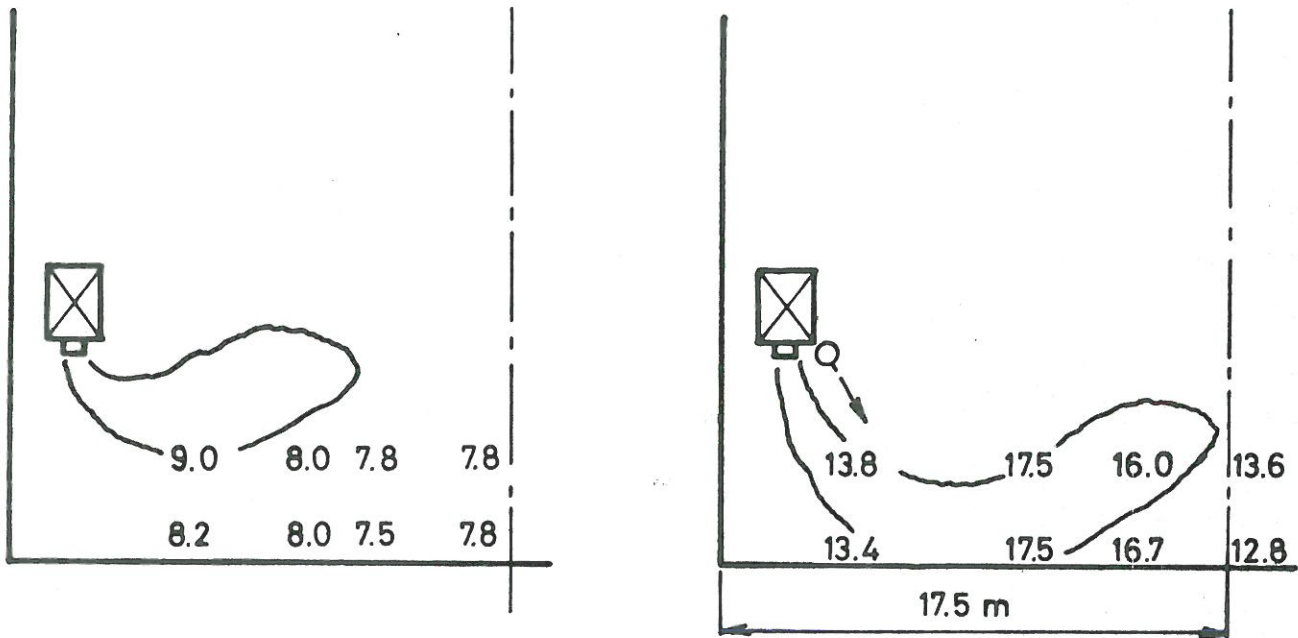


Fig. 6.1-2. Temperaturfordeling i en svejsehal uden og med styrestråler. Hovedstrålerne tilfører $10000 \text{ m}^3/\text{h}$ ved 46°C , og styrestrålerne tilfører $1200 \text{ m}^3/\text{h}$. På venstre skitse, hvor der ikke anvendes styrestråler, var udetemperaturen $8,2^\circ\text{C}$ ved målingerne og på højre skitse med styrestråler var udetemperaturen 11°C .

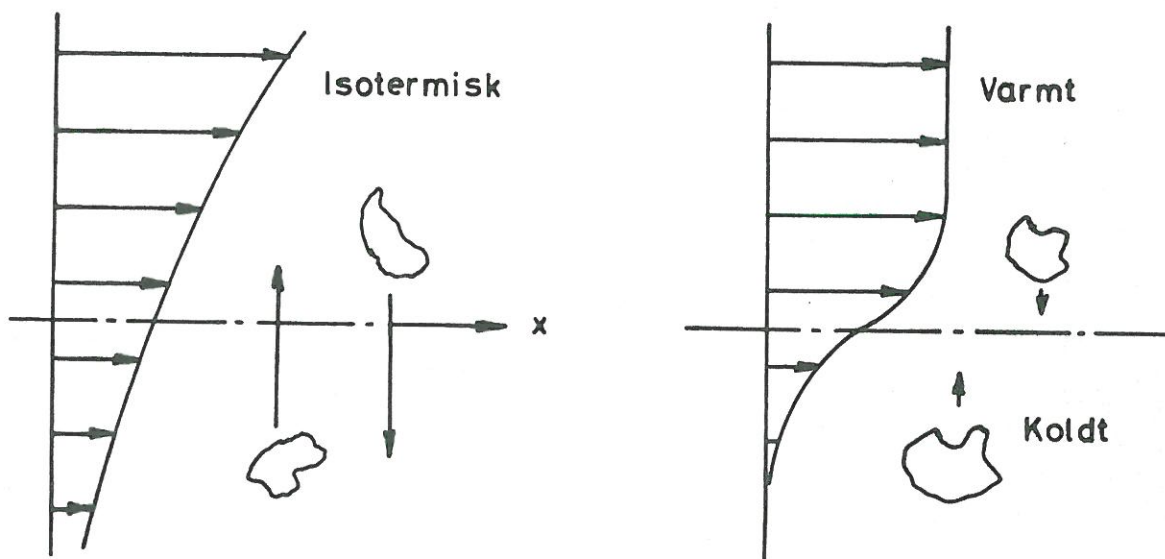


Fig. 6.3-1. Hastighedsgradient i turbulent blandingslag i tilfælde af isotermisk og stratificeret strømning.

x_s/H kan have stor indflydelse på V_{rm}/V_o , som det fremgår af fig. 6.1-1. Da praktiske indblæsningsarmaturer ofte vil være placeret lidt under loftfladen, er kurverne for $x_s/H = 0,075$ de sikreste at anvende, når man ikke kender alle detaljer omkring indblæsningsåbningen.

Fig. 6.1-1 gælder for en hovedsagelig to-dimensional strømning. I de tilfælde, hvor der for eksempel anvendes en enkelt indblæsningsåbning, der er lille i forhold til lokalets bredde, $w/W \ll 1$, vil man få lidt lavere værdier for V_{rm}/V_o . Reference [25] giver et enkelt eksempel for $L/H = 3$, $W/H = 1$, $h/H = 0,056$ og $w/W = 0,5$.

Hestad [11] giver en dimensioneringsmetode, der kan anvendes i tilfælde af tre-dimensional strømning i et kort lokale. Den er udviklet delvis på baggrund af fuldskalaforsøg. Emnet er desuden behandlet i et omfattende litteraturstudium af Malmström [19] .

Opgave 6.1-1. I industrilokalet på fig. 2.6-2 er der målt en maksimal hastighed i opholdszonen på $V_{rm} = 25$ cm/s ved en indblæsningshastighed på $V_o = 6$ m/s. Dette svarer til et luftskifte på $2,1$ h⁻¹. Luftskiftet ønskes hævet til $3,0$ h⁻¹ ved at forøge indblæsningshastigheden. Hvad bliver V_{rm} i dette tilfælde ?

Opgave 6.1-2. I et nyt lokale helt identisk med lokalet på fig. 2.6-2 ønskes en maksimal hastighed i opholdszonen på 25 cm/s ved et luftskifte på 3 h⁻¹. Indblæsningsarmaturerne er af samme type som på fig. 2.6-1. Hvilket areal skal dyserne have ?

Opgave 6.1-3, I et industrilokale af størrelsen $L \times W \times H = 15 \text{ m} \times 20 \text{ m} \times 9 \text{ m}$ giver en indblæsningshastighed på 4 m/s en hastighed V_{rm} på 20 cm/s . Indblæsningsarmaturerne er placeret under loftfladen ved den ene endevæg. De har et samlet areal $a = 0,6 \text{ m}^2$.

Man ønsker at anvende et lignende indblæsningsarrangement i et nyt lokale af størrelsen $20 \text{ m} \times 20 \text{ m} \times 9 \text{ m}$. Indblæsningsdyserne er placeret helt identisk, men deres samlede areal er blevet forøget til $0,8 \text{ m}^2$. Der ønskes ikke over 20 cm/s i opholdszonen i tilfælde af isothermisk strømning. Hvilken indblæsningshastighed kan vi med sikkerhed tillade ?

Opgave 6.1-4. Et industrilokale med højden 10 m og længden 40 m ønsker man ventileret fra den ene side med en række diffusorer med et arealforhold på $a/A = 0,01$. De er monteret i afstanden $x_s = 0,75 \text{ m}$ fra en plan loftflade og det forudsættes, at kurverne på fig. 6.1-1 er gældende.

Hvad bliver den maksimale hastighed i opholdszonen V_{rm} ved en indblæsningshastighed på 4 m/s ?

Er det muligt at sænke V_{rm} ved uændret luftskifte, hvis der indblæses fra begge sider af lokalet ?

6.2. Lufthastigheder i dybe lokaler.

Dybe lokaler er karakteriseret ved, at strålen ved isothermisk strømning ikke når igennem lokalet, se fig. 6-2. Ved afstande fra indblæsningen mindre end l_{re} er der en rimelig luftbevægelse og opblanding, medens der ved afstande større end l_{re} vil være meget små hastigheder.

For den maksimale hastighed i opholdszonen, V_{rm} , gælder specielt, at den er uafhængig af L/H .

Ved hjælp af beregningsmetoden i [30] kan man for både akse-symmetrisk og plan strømning bestemme

$$\frac{V_{rm}}{V_0} = 0,95 \sqrt{\frac{h}{H}} \quad (6.2-1)$$

Grimitlin [10] giver et diagram for hastighed i opholdszonen, som betyder, at konstanten i formel (6.2-1) bliver 0,72, medens Baturin [2] finder, at konstanten skal være af størrelsen 0,78, begge i tilfælde af akse-symmetriske stråler.

I forbindelse med fig. 6-2 skal det endnu engang fremhæves, at indtrængningsdybden og kastelængden er forskellige begreber. Fordobles kastelængden, stiger hastigheden overalt i lokalet, men indtrængningsdybden er uændret, se [24].

Der er i [24] vist, at der opstår en ustationær strømning i området, hvor den indblæste stråle opløses i tilfælde af en indblæsningsåbning af størrelsen $h/H = 0,056$.

I reference [30] og [2] er der en del materiale om bestemmelse af strømmingen i dybe rum, som kan anvendes både i tilfælde af to-dimensional og i tilfælde af tre-dimensional strømning. Skåret [30] gennemgår bl.a. ventilation af et industrilokale med dimensionen $100 \text{ m} \times 60 \text{ m} \times 8 \text{ m}$.

6.3. Strømning med opdrifteffekt.

I afsnit 6.1 og 6.2 er det forudsat, at der er tale om næsten isothermisk strømning i det betragtede lokale. Dette udtryk skal forstås således, at der regnes med isothermisk strømning, men der tillades en lille temperaturdifferens ΔT_0 , da isothermisk strømning kan betragtes som et grænsetilfælde for en generel strømning.

Det er forholdet mellem den frie og den tvungne konvektion, der afgør strømningens karakter, og således om den kan betragtes som næsten isothermisk. I [24] er det i forbindelse med udledning af modellovene vist, at størrelsen

$$\frac{\Delta T_0}{V_0^2} \quad (6.3-1)$$

entydigt karakteriserer strømningen i et lokale, når de geometriske forhold er fastlagt. ΔT_0 er temperaturdifferensen mellem udsugning og indblæsning, og V_0 er indblæsningshastigheden.

Vi kan nævne følgende eksempel:

Ved et givet ΔT_0 og V_0 er der en tilfredsstillende luftfordeling i et lokale. På grund af en øget belastning, for eksempel solindfald, fordobles temperaturdifferensen ΔT_0 , hvilket desværre resulterer i koldt nedfald i et område. Ud fra størrelsen (6.3-1) kan vi se, at hvis vi forøger V_0 med $\sqrt{2}$, får vi samme værdi som før og dermed igen en tilfredsstillende luftfordeling. Hastigheden i ethvert område er dog forøget med størrelsen $\sqrt{2}$. Eksemplet gælder som nævnt kun, når de geometriske forhold er uændret, og dette er inklusive spaltehøjde h eller indblæsningsareal A_0 .

Hvilken indflydelse får ΔT_o på den maksimale hastighed i opholdszonen V_{rm} ? Lad os betragte det ud fra fig. 6.1-1. En forøgelse af køleeffekten - ved at forøge ΔT_o - betyder en stigende hastighed i opholdszonen, se for eksempel [24] og [15], hvilket igen betyder, at vi bevæger os mod højere V_{rm}/V_o på figuren. Det bliver især udpræget, når den indblæste stråle bøjer ned i opholdszonen.

I tilfælde af opvarmning betyder en forøgelse af ΔT_o over en hvis værdi, at strålen aldrig når opholdszonen. Den lægger sig i stedet som varmt recirkulerende lag under loftfladen. Dette betyder, at der opstår en meget stor lodret temperaturgradient, og at hastigheden i opholdszonen bliver meget lille. Vi bevæger os mod lavere V_{rm}/V_o på fig. 6.1-1.

Risikoen for koldt nedfald ved køling og stillestående luft i opholdszonen ved opvarmning minimeres ved at køre anlægget med den mindst mulige værdi for faktoren (6.3-1).

Der er en speciel grund til, at et varmt luftlag er særlig stabilt, når det bevæger sig over et koldt område. Vi kan bedst forklare det ved at betragte et par skitser. Fig. 6.3-1 viser først en hastighedsgradient i et turbulent blandingslag. I blandingslaget foregår der en udveksling af bevægelsesmængde, fordi store "klumper" af luft bevæger sig på tværs af middelstrømningen. For eksempel bevæger der sig en klump af luft med høj hastighed (i x-retningen) ned i området med lav hastighed og tilfører dette område ekstra bevægelsesmængde. Denne udveksling virker som en tilsyneladende viskositet og er med til at udjævne hastighedsfordelingen. Hvis vi nu betragter blandingslaget mellem en varm strømning oven over et koldt luftlag ser vi, at luftklumperne (både de varme og de kolde) skal bevæge sig imod den opdrift, der virker på dem, for at udføre en udveksling af bevægelsesmængde. Dette dæmper den turbulente bevægelse og er med til at opretholde den store hastighedsgradient i blandingslaget, og det er også med til at opretholde en stor temperaturdifferens mellem de to lag, det vil sige, denne strømningsform er særlig stabil.

Vi kan umiddelbart se, at et koldt luftlag, der bevæger sig over et varmt, vil foretage en kraftig opblanding, fordi opdriften på luftklumperne nu forstærker udvekslingen i blandingslaget.

Opgave 6.3-1. Bestem den tilladelige variation i V_0 og ΔT_0 i lokalet i opgave 3-2 i tilfælde af køling.

Strålens centrallinie bør være mindst 2,3 m over gulvet ved endevæggen. Maksimal indblæsningshastighed bestemmes således, at kastelængden $Th_{0,25}$ bliver 8m.

Opgave 6.3-2. I et industrilokale med højden 6 m og længden 12 m ønskes ved isothermisk strømning en maksimal hastighed i opholdszonen på 0,30 m/s. Indblæsningen har arealforholdet $a/A = 0,0005$. Den placeres under en jævn loftflade ved den ene endevæg og udføres således, at den opfylder kurverne for $x_s/H = 0,075$, fig. 6.1-1.

Hvad bliver den tilladelige temperaturdifferens ΔT_0 , hvis man ønsker, at den indblæste stråle skal nå halvt igennem lokalet ved køling ?

Hvad bliver hastigheden V_{rm} ved isothermisk strømning, og hvad bliver strålens indtrængnings-evne, hvis dysernes arealforhold øges til $a/A = 0,005$ ved uændret luftskifte og belastning (ΔT_0) ?

Er det ved $a/A = 0,005$ muligt at forbedre klimaet ved at indføre en recirkulation af rumluft ?

Er der en typisk belastning, som systemet er i stand til at fjerne, uanset indblæsningsdysernes arealforhold a/A ?

6.4. Usymmetriske strømningseffekter i et lokale.

I nogle situationer vil en symmetrisk strømning i et lokale ikke være en stabil tilstand, og der opstår en usymmetrisk strømning svarende til en Coanda-effekt på hele hovedstrømningen i lokalet.

Som et eksempel skal nævnes et modelforsøg fra reference [24]. Indblæsningsåbningen består af en kort spalte, der er placeret under loftet omkring lokalets midtplan. Lokalet er dybt i indblæsningsens retning. Den indblæste stråle søger over mod den ene sidevæg, og som en konsekvens af dette koncentrerer returstrømningen sig i modstående side. Et stykke fremme i lokalet er der nu kun tale om en vandret hastighedsgradient. Det samlede resultat bliver en meget stor indtrængningsdybde for strålen, samt at primærstrålen løber igennem opholdszonen. Hastigheden i opholdszonen kan derfor blive meget større end beskrevet i afsnit 6.2.

I [2] og [30] er der vist nogle kombinationer af x_s/H og W/H , som resulterer i, at primærstrålen løber igennem opholdszonen i dybe lokaler. Centralhastigheden i primærstrålen er nu den dimensionerende hastighed.

Reference [20] viser, hvorledes en indblæst stråle fra en cirkulær åbning i et kort lokale søger over mod ét af lokalets modstående hjørner.

Ved hjælp af fig. 2.4-2C og 2.4-2D kan vi anskueliggøre, hvorfor en stråle har en tendens til at følge et hjørne. Først tænker vi os, at strålen følger loftfladen som vist på fig.

2.4-2C. Den vokser i begyndelsen ligeligt til begge sider. Hvis der er en sidevæg i nærheden, vil denne ved sin nærhed hæmme medrivningen i området, svarende til at der dannes et undertryk på denne side af vægstrålen. Strålen vil dreje over mod sidevæggen, og en stabil løsning for det videre forløb vil være den form, der er vist på fig. 2.4-2D. Man kan også forestille sig, at to parallelle stråler løber sammen til en enkelt stråle. Hvis der ikke havde været tale om en sidevæg i det foregående eksempel, men i stedet et symmetriplan mellem to stråler, ville vi med samme argumenter kunne vise, at de to aksielle vægstråler løb sammen til en enkelt i symmetriplanen.

Det skal til slut nævnes, at hvis de geometriske og strømningstekniske forhold er således, at der eksisterer to løsninger, kan vi risikere en strømning, der står og svinger imellem de to situationer.

7. Konvektiv strømning fra varmekilder.

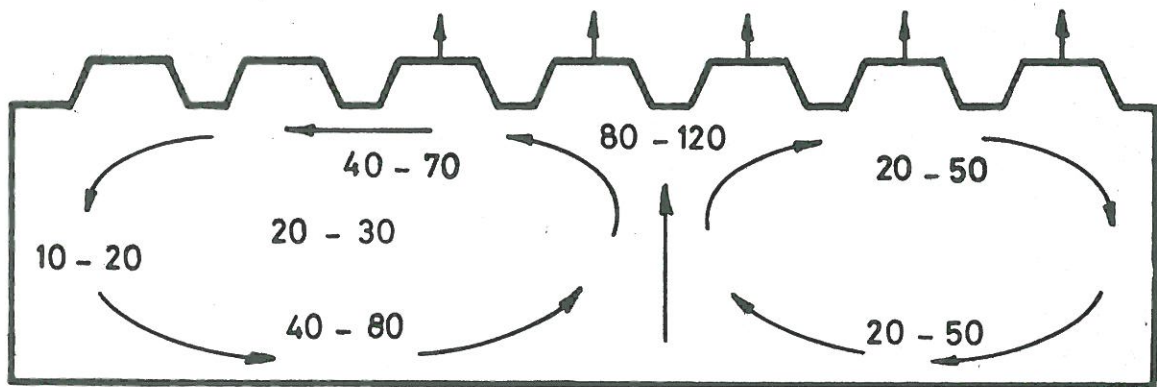
Store højder og maskinanlæg med stor varmeafgivelse kan betyde, at der opstår en kraftig kovenktionsstrømning i et industri-lokale. Som et eksempel skal vises nogle målinger udført af Beukering m.fl. [4] i en hal af størrelsen $177 \text{ m} \times 32 \text{ m} \times 19 \text{ m}$.

Fig. 7-1 øverst viser strømmingen i hallen. Der dannes en opad-gående luftbevægelse over de varmegenererende anlæg, som afgiver en effekt af størrelsen 2000 kW. Fem udsugningsventilatorer er placeret i loftet. De fjerner ca. $150.000 \text{ m}^3/\text{h}$, men de er dog ikke i stand til at standse de to recirkulerende strøm-ninger, som dannes af varmekilderne.

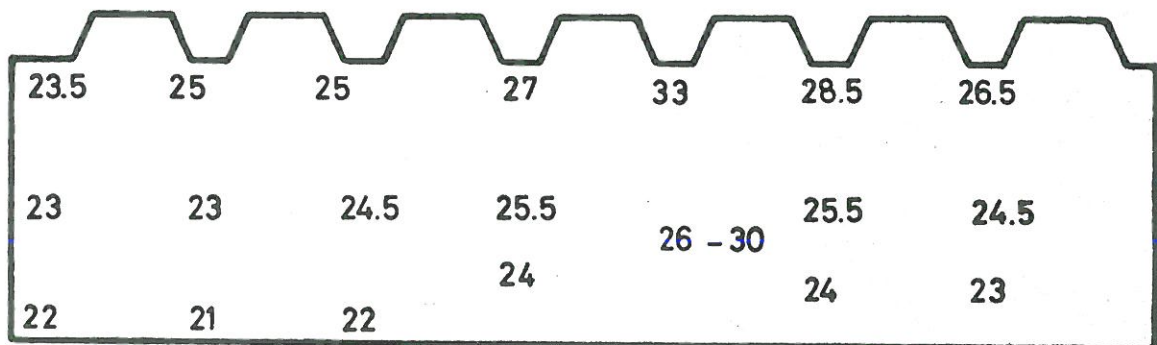
Den midterste og nederste skitse på fig. 7-1 viser henholdsvis temperaturfordelingen og fordelingen af oliepartikelkoncentra-tionen. Vi skal først og fremmest bemærke, at det uheldige ved recirkulationen er, at der bliver ført forurenende stoffer (oliepartikler) tilbage til opholdszonen. Vi ser dernæst, at der er en ligedannethed i fordeling af temperatur og koncentra-tion. For eksempel er både temperaturen og koncentrationen høj under loftfladen.

Der er altid en ligedannethed mellem temperaturfordeling og koncentration af stoffer, når begge dannes og fjernes i de samme områder, da transporten af dem følger de samme regler. Dette er for eksempel udnyttet i et tilfælde med vanddamp i luft i reference [22] .

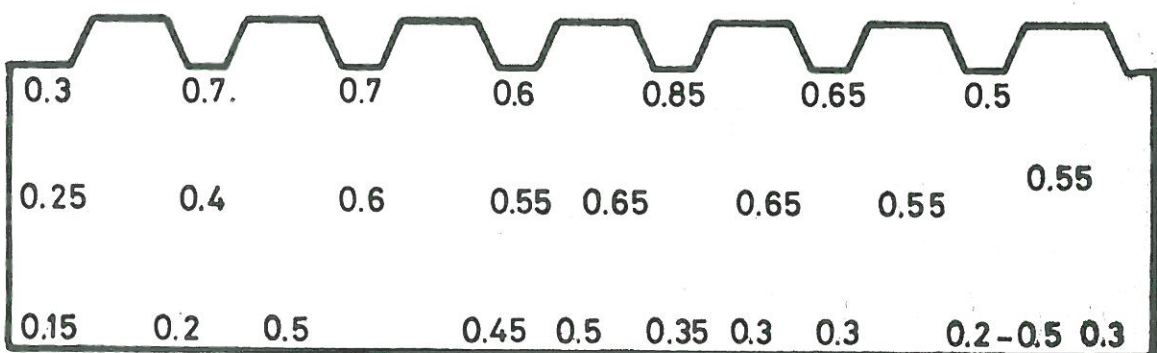
Baturin [2] og Schwenke [29] giver formler, hvoraf man kan beregne den konvektive strømning fra en varmekilde. Formlerne forudsættes principielt anvendt i så stor afstand fra kilden, at denne kan betragtes som punktkilde eller liniekilde uden noget areal, og de bør derfor anvendes med forsigtighed i praksis.



Hastighed cm/s



Temperaturfordeling °C



Oliekoncentration mg/m³

Fig. 7-1. Hastighedsfordeling, temperaturfordeling og fordeling af oliepartikler i en industrihal. De varme-genererende anlæg afgiver en effekt på 2000 kW.

8. Kuldenedfald og temperaturgradienter.

Kuldenedfald er en form for termisk genereret strømning, der opstår ved en lodret kold flade. Luften lige ud for fladen vil blive afkølet, og på grund af en større massefylde vil den løbe ned langs fladen, medens ny, varmere luft føres frem mod fladen. Ethvert varmetab gennem en flade i et lokale med lave lufthastigheder er forbundet med kuldenedfald.

Når kuldenedfaldet når gulvfladen, vil det brede sig ud i lokalet som et stabilt lag, præcis som vi så det for et varmt luftlag øverst i et lokale, se afsnit 6.3.

Kuldenedfald er bl.a. behandlet af Fanger [7] og Billington [5]. I [19] er deres resultater resumeret i følgende tre formler for henholdsvis maksimal hastighed V_m , volumenstrøm Vol og bevægelsesmængdestrøm F i et kuldenedfald fra en flade med højden x m og temperaturdifferensen $\Delta\theta$ °C.

$$V_m = 0.1 \sqrt{\Delta\theta \cdot x} \quad \text{m/s} \quad (8-1)$$

$$Vol = 10 \cdot \Delta\theta^{0.4} \cdot x^{1.2} \quad \text{m}^3/\text{hm} \quad (8-2)$$

$$F = 2.4 \cdot 10^{-4} \cdot \Delta\theta^{0.9} \cdot x^{1.7} \quad \text{N/m} \quad (8-3)$$

Kuldenedfald specielt med henblik på industrilokaler er behandlet af Valbjørn [32].

Almindeligvis dæmpes virkningen af et kuldenedfald ved at placere en varmekilde under den kolde flade, som eksempel en radiator under en vindue. Det vil være rimeligt at dimensionere varmekilden således, at blandingstemperaturen af kuldenedfaldet og den varme luftstrøm antager rumtemperatur. Fig. 8-1 fra [5] giver varmeindhold og kuldeindhold af henholdsvis den opadstigende luftstrøm fra en varm flade og kuldenedfaldet fra en kold flade, figuren kan derfor anvendes for ovennævnte dimensionering.

Vi kan stadig risikere, at blandingsluften har en nedadgående bevægelse, men dens kølevirkning er dog stærkt nedsat. I reference [6] er vist nogle eksempler på den resulterende vinkel, hvormed de to samlede stråler løber ind i lokalet som funktion af varmeindhold og kuldeindhold af grænselagene. Der er også givet nogle eksempler på, hvorledes forskellige arrangementer omkring vindueskarmen kan forbedre og forværre resultatet.

Et kuldenedfald kan også bremses ved at blæse luft op imod nedfaldet fra en spalte. Hvis luftindblæsningen har en bevægelsesstrøm pr. m, som er lig med kuldenedfaldets bevægelsesmængdestrøm pr. m, se formel (8-3), vil den resulterende hastighed blive nul. Det vil også i dette tilfælde være en idé at tilføre så stor en varmemængde, at den resulterende temperatur bliver lig rumtemperaturen.

Det er vigtigt, at den varme flade eller spalten strækker sig over hele den bredde, hvor kuldenedfaldet er til stede.

I opvarmede lokaler vil man ofte få en vertikal temperaturgradient. I et højloftet industrilokale kan der således blive tale om meget høje temperaturer under tagfladerne, hvilket bl.a. vil få betydning ved beregning af tabene fra bygningen.

Peterson [28] har i et litteraturstudium sammenfattet en række måleresultater til følgende formler over den vertikale temperaturgradient dT/dy .

Ved varmluftindblæsning fås

$$\frac{dT}{dy} = 2 - 3 \quad ^\circ\text{C}/\text{m} \quad (8-4)$$

Størrelsen er dog meget afhængig af indblæsningshastighed og kan nemt blive meget større, se afsnit 6.3.

Ved radiatoropvarmning fås

$$\frac{dT}{dy} = 1 - 2 \quad ^\circ\text{C}/\text{m} \quad (8-5)$$

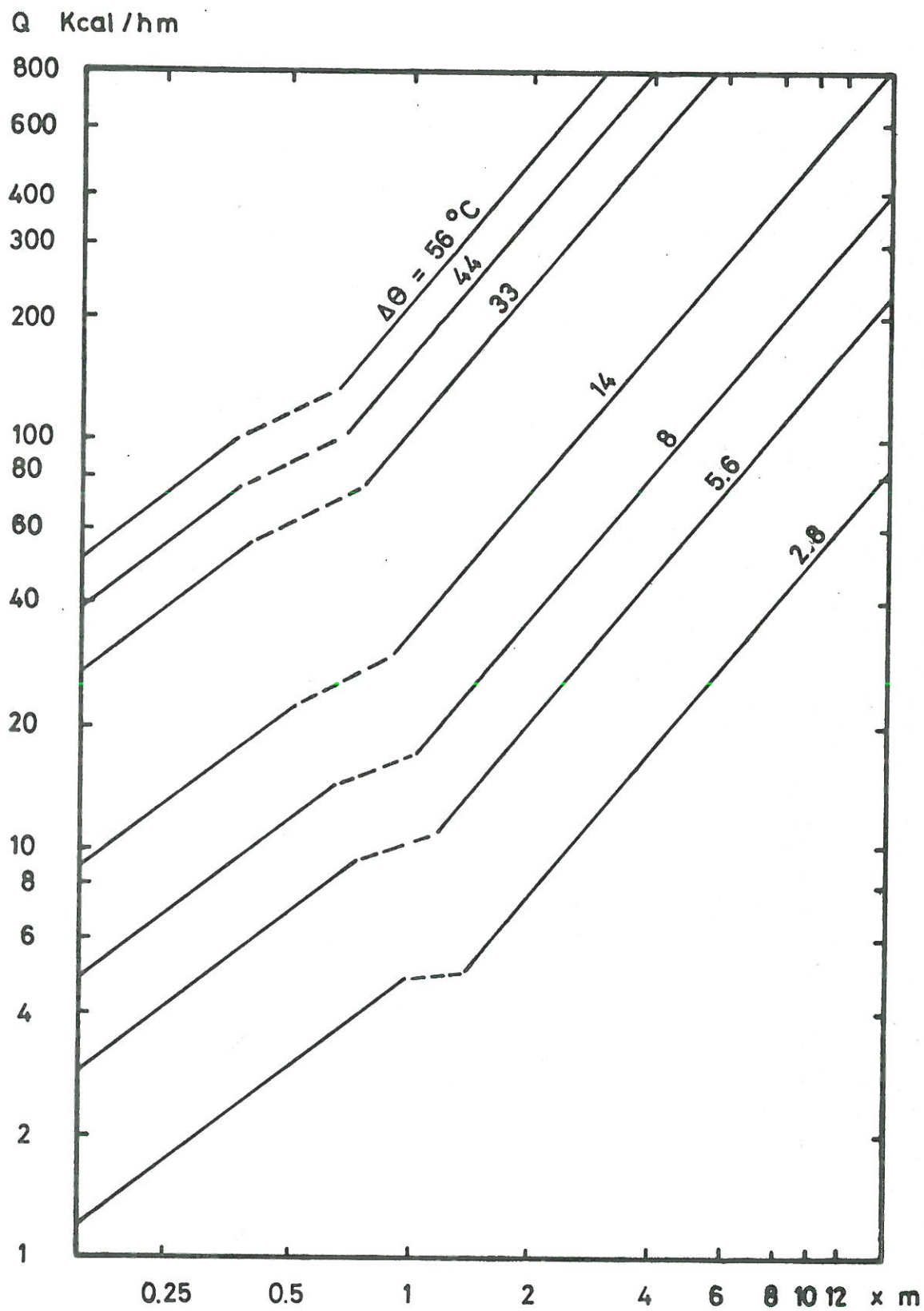


Fig. 8-1. Varmeindhold eller kuldeindhold af henholdsvis den opstigende luftstrøm fra en varm flade og kuldene-faldet fra en kold flade. Fra [5] .

Ved loftvarme fås

$$\frac{dT}{dy} = 0.02 P \quad ^\circ\text{C/m} \quad (8-6)$$

hvor P er effekten i W/m^2 .

Ved jævn gulvvarme er det muligt at undgå en vertikal temperaturgradient.

Opgave 8-1. Et 6 m høj vinduesparti kan have en undertemperatur $\Delta\theta$ på op til 14°C .

Bestem dimension og nødvendig overtemperatur for en radiator, der skal modvirke det dannede kuldenedfald.

9. Opgaveløsning.

Opgave 2.2-1.

Med en diameter på 5 cm får indblæsningsdysen et areal af størrelsen

$$A_o = 1,96 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$$

Indsættes dette og afstanden $x = 4 \text{ m}$ i formel (2.2-1), fås

$$V_x/V_o = 0,077.$$

Da V_x maksimalt må være 0,2 m, bliver indblæsningshastigheden V_o

$$V_o = 0,2/0,077 = 2,6 \text{ m/s}.$$

Dette eksempel er et af de få tilfælde, hvor de grundlæggende formler kan anvendes uden nogen forbehold. Vi kender et lignende arrangement ved den individuelle ventilation over passagersæderne i et fly.

Opgave 2.4-1.

Som vi kan se, er der ikke noget af det tidligere nævnte formelmateriale, der direkte kan anvendes på denne opgave. Det er givet, at der har dannet sig en vægstråle under loftfladen i 10 m afstand fra dyserne, og der har sandsynligvis også været tale om en vægstråle i den største del af afstanden.

Vi antager først, at der dannes en plan fristråle fra en lang spalte med spaltehøjden

$$h = 0,05 \cdot 0,15 = 0,0075 \text{ m}.$$

Strålen vil klæbe til loftfladen, derfor anvendes formel (2.2-4) for bestemmelse af V_x/V_o .

$$V_x/V_o = 0,1$$

og deraf bliver $V_x = 0,4 \text{ m/s}$.

Det er muligt, at den virkelige hastighed ligger noget lavere, fordi en afstand imellem en række indblæsningsdyser og en parallel loftflade kan betyde en sænkning af centralhastigheden i den vægstråle, der dannes. Se afsnit 6.1.

Opgave 2.6-1.

Der er tale om at bestemme den indblæsningshastighed, der giver en hastighed $V_x = 40$ cm/s for $x = 25$ m, hvis der ikke havde været et modstående indblæsningsarrangement.

Som i opgave 2.4-1 forudsætter vi, at der først dannes en plan fristråle. Indblæsningsarealet af en enkelt dyse er

$$A_0 = 113 \text{ cm}^2$$

Den effektive spaltehøjde bliver

$$h = 113/52 = 2,17 \text{ cm.}$$

I denne opgave er det ikke givet, at der opstår en plan vægstråle, da afstanden til loftfladen er temmelig stor. Selv om der opstår en vægstråle, er loftfladen så uregulær, at det er vanskeligt at sige noget om centralhastigheden V_x .

Vi bestemmer hastigheden både i tilfælde af en plan fristråle og i tilfælde af en plan vægstråle. Fig. 9-1 viser hastighedsfaldet i de to stråler bestemt efter formel (2.2-3) og (2.2-4).

Afstanden $x = 25$ m svarer til

$$x/h = 1150.$$

Vi ser af figuren, at V_x/V_0 er lig 0,076 for en fristråle og lig 0,105 for en vægstråle. Hvis vi regner med en fristråle, får vi derfor en indblæsningshastighed på $V_0 = 5,3$ m/s, og hvis vi regner med en vægstråle, får vi en indblæsningshastighed på $V_0 = 3,8$ m/s.

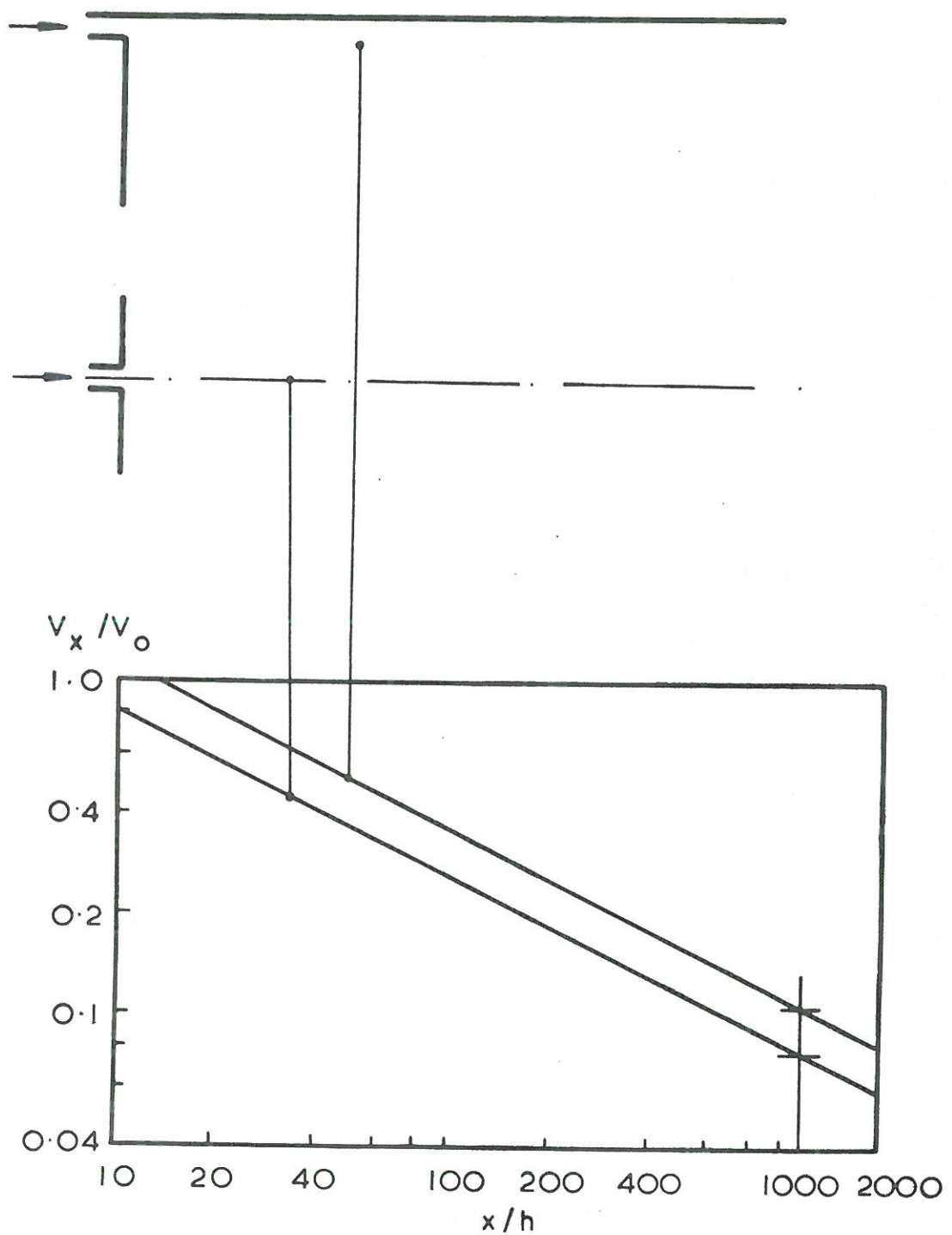


Fig. 9-1. Centralhastighedens fald i en fristråle og en vægstråle efter formel (2.2-3) og (2.2-4) indtegnet i et dobbeltlogaritmisk koordinatnet. Se opgave 2.6-1, 3-3, 5.1-1.

Det er sandsynligt, at den virkelige indblæsningshastighed, som giver hastigheden $V_x = 0,4$ m/s i 25 m afstand, ligger over de to ovennævnte hastigheder, fordi indblæsningsgeometri og uregulær loftflade kan betyde en kraftig reduktion af centralhastigheden. Se kommentarer til opgave 2.4-1 og fig. 5.1-3.

Opgave 3-1.

Der er tale om en aksesymmetrisk fristråle, derfor anvendes formel (3-1). Ved indgangen til opholdszonen er $V_x/V_0 = 0,077$, og vi får

$$\Delta T_x / \Delta T_0 = 0,7 \times 0,077 = 0,05$$

Det vil sige, ΔT_x bliver $0,15^\circ\text{C}$, og undertemperaturen i strålen bliver derfor $\sim 24,8^\circ\text{C}$. I princippet burde man regne med en eventuel afbøjning af strålen på grund af opdriftkræfter.

Opgave 3-2.

$d = 0,06$ m, $V_0 = 4$ m/s, $\Delta T_0 = 5^\circ\text{C}$ og $x = 8$ m indsættes i formel (3-4). Man får

$$y = 5,3 \text{ m}$$

hvoraf vi kan slutte, at strålen når gulvfladen, se fig. 9-2.

Med $V_0 = 5,65$ m/s og de øvrige størrelser uændret får man

$$y = 2,7 \text{ m}$$

Det vil sige, strålen når endevæggen i højden $5,0 - 2,7 = 2,3$ m.

Til slut hæves ΔT_0 til 10°C . Vi ser, at størrelsen $V_0^2 / \Delta T_0$ har samme værdi som i første spørgsmål, det vil sige, strålen følger samme bane som i første spørgsmål.

Som det fremgår af fig. 9-2 forudsætter brugen af formel (3-4), at der ingen indflydelse er fra lokalets geometri.

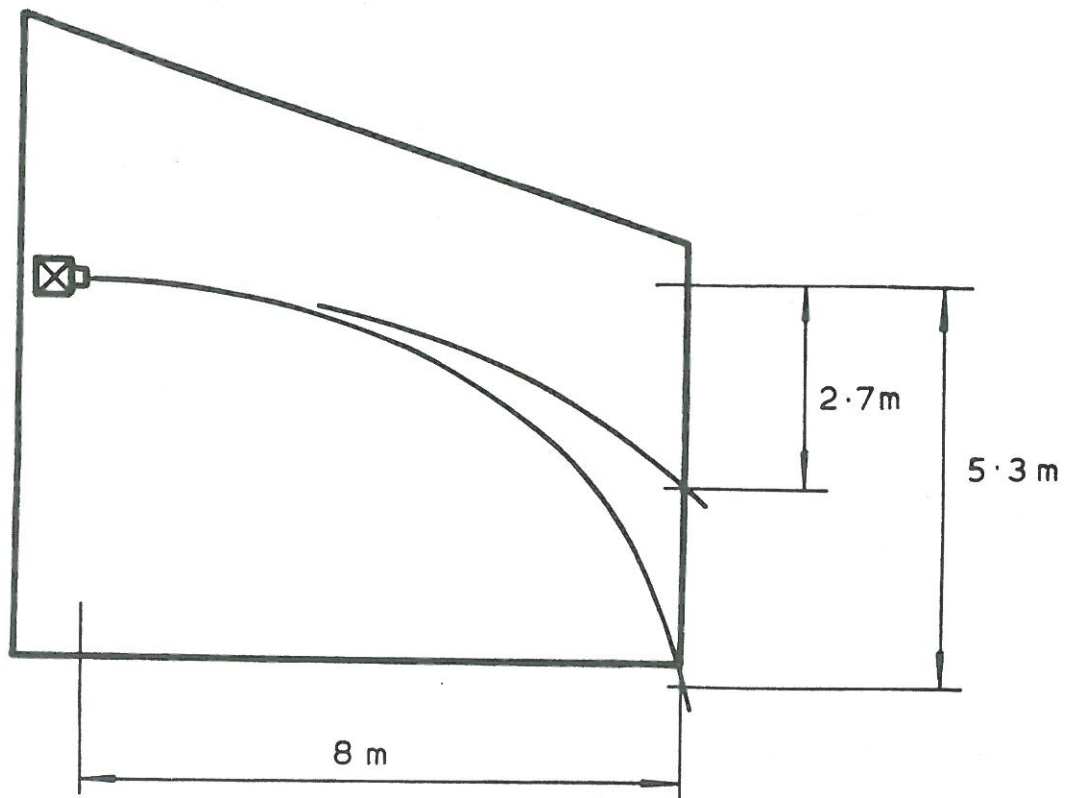


Fig. 9-2. Banekurve for en kold aksesymmetrisk fri-stråle efter formel (3-4). Se opgave 3-2.

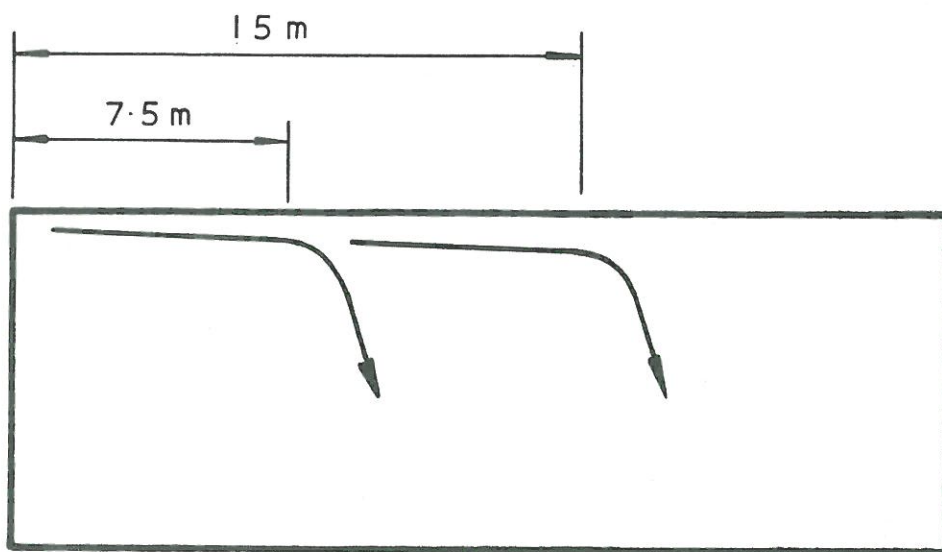


Fig. 9-3. Kritisk længde for vægstråler med undertemperatur og forskellig indløbsbetingelser, se opgave 3-3.

Dette vil være noget af en tilnærmelse i praksis. Det fremgår desuden af reference [21], at der er nogen spredning på de resultater, som forskellige formler giver, så resultatet bør betragtes som vejledende.

Hvis vi sammenligner det første og det sidste spørgsmål, ser vi, at strålens bane for en bestemt installation er fastlagt ved størrelsen $\Delta T_o/V_o^2$. Hvis vi i et lokale har et tilfredsstillende forløb af en stråle, og vi for eksempel ønsker at forøge kølingen, skal vi blot hæve ΔT_o og V_o , således at forholdet $\Delta T_o/V_o^2$ holdes konstant. Ændringen betyder dog en stigning i hastighed, se senere.

Opgave 3-3.

Hastigheden $V_o = 3,8$ m/s, spaltehøjden $h = 0,022$ m og temperaturdifferensen $\Delta T_o = 6^\circ\text{C}$ indsættes i formel (3-5), og man får

$$x_d \sim 7,5 \text{ m}$$

Samme luftskifte og den halve spaltestørrelse giver den dobbelte indblæsningshastighed. Indsættes $V_o = 7,6$ m/s, $h = 0,011$ m og $\Delta T_o = 6^\circ\text{C}$ i (3-5) fås

$$x_d \sim 15 \text{ m}$$

De to tilfælde er indtegnet på fig. 9-3.

Vi ser, at en høj lufthastighed generelt betyder stor indtrængningsdybde af strålen i tilfælde af køling. Da det samtidig også betyder høj hastighed i opholdszonen, er det disse forhold, vi skal afveje, når et indblæsningssystem skal dimensioneres ved et givet luftskifte.

En halvering af spaltestørrelsen og fordobling af hastigheden betyder en forhøjelse af hastigheden ved for eksempel $x = 25$. Hvis vi skaber den samme hastighed i denne afstand ved at bibeholde spaltestørrelsen og forøge luftskitet, kan vi sænke ΔT_o . Dette giver også en indtrængningsdybde på ~ 15 m.

Ved besvarelsen af første spørgsmål fandt vi, at strålen løb 7,5 m langs loftfladen, se fig. 9-3. Til dette kan vi addere lokalehøjde minus 2 m, der regnes til opholdszone, ialt 14,5 m. Vi vil anvende formel (3-2) til at give et skøn over strålens undertemperatur, når den løber ind i opholdszonen

$$x/h = 14,5/0,022 = 660$$

Fra fig. 9-1 får vi (en tilnærmelse da strålen i sit fulde forløb hverken kan karakteriseres som en isothermisk vægstråle eller som en isothermisk fristråle)

$$V_x/V_o = 0,14$$

der indsættes i formel (3-2)

$$\Delta T_x = 6 \cdot 0,9 \cdot 0,14 = 0,76^\circ\text{C}$$

Vi ser, at strålen i tilfælde af den korte indtrængningsdybde når ned i opholdszonen med en undertemperatur i midtplanen på ca. 1°C og en gennemsnitlig undertemperatur, der er endnu mindre. Det er således ikke temperaturen, der er kritisk i dette tilfælde, men nærmere det høje hastighedsforhold V_x/V_o .

Man bør ikke undgå en luftfordeling af den ovennævnte type for enhver pris. Hvis hastigheden og temperaturen har et rimeligt niveau, når strålen når ind i opholdszonen, kan det accepteres, at en stråle ikke når igennem lokalet i kølesituationen.

Opgave 5.1-1.

Forholdet mellem højden af forhindringen f og indblæsningsåbningens højde h bliver

$$f/h = 15/2.2 = 6,8$$

Fra fig. 5.1-2 fås

$$(x_c - x_o)/h = 120$$

Vi forudsætter $x_0 \sim 0$ og får

$$x_c = 120 \cdot 2,2 = 264 \text{ cm}$$

Bemærk, at det først er ved $8 x_c \sim 21 \text{ m}$, at strålen passerer forhindringen uden at blive påvirket. Dette antyder, at kravet om en jævn flade ved beregninger med plane stråler er afgørende og sjældent opfyldt i praksis. Vi skal også bemærke, at indblæsningshastigheden V_0 (eller kastelængden Th) ingen indflydelse har på problemet.

Opgave 6.1-1.

Den dimensionsløse hastighed V_{rm}/V_0 er uafhængig af indblæsningshastigheden, se formel (6.1-1). Derfor fås

$$V_0 = 6 \cdot 3/2,1 = 8,6 \text{ m/s}$$

$$V_{rm}/V_0 = 0,25/6 = 0,042$$

$$V_{rm} = 0,04 \cdot V_0 = 0,04 \cdot 8,6 = 0,36 \text{ m/s}$$

Denne metode gælder for ethvert punkt i lokalet, også ved tre-dimensional strømning, blot strømmingen er næsten isothermisk.

Opgave 6.1-2.

Opgaven løses ved at betragte bevægelsesmængdestrømmen fra en enkelt dyse. Hvis V_0 er lig 6 m/s og dyseareal A_0 er lig 113 cm^2 (se opgave 6.1-1 og 2.6-1) giver bevægelsesmængdestrømmen en hastighed V_{rm} på 25 cm/s. Denne bevægelsesmængdestrøm skal være uændret ved det større luftskifte.

Fra løsningen på opgave 6.1-1 fås betingelsen

$$\begin{aligned} A_0 \cdot V_0 &= 0,0113 \cdot 8,6 \text{ m}^3/\text{s pr. dyse} \\ \sqrt{F/\rho} &= \sqrt{A_0 \cdot V_0} = \sqrt{0,0113 \cdot 6} \\ \sqrt{A_0} &= \sqrt{0,0113 \cdot 8,6/6} = 0,152 \text{ m} \\ A_0 &= 0,023 \text{ m}^2 \end{aligned}$$

Opgave 6.1-3.

Vi betragter opgaven i det eksisterende lokale. Den totale bevægelsesmængdestrøm, der danner hastigheden V_{rm} , kaldes F . Denne størrelse skal være uændret, hvis det store areal $a = 0,8 \text{ m}^2$ anvendes

$$\sqrt{F/\rho} = \sqrt{a \cdot V_0} = \sqrt{0,6 \cdot 4}$$

Derfor fås

$$V_0 = \sqrt{0,6/0,8 \cdot 4} = 3,46 \text{ m/s}$$

Den eneste ændring ved det nye lokale i forhold til ovenstående er en forøgelse af længden fra 15 til 20 m. Fra resultaterne på fig. 6.1-1 ved vi, at en forøgelse af L/H betyder et fald i V_{rm}/V_0 . Det vil sige, hvis vi fastholder indblæsningshastigheden $V_0 = 3,46 \text{ m/s}$ er vi sikker på, at hastigheden ikke overstiger $0,2 \text{ m/s}$ i opholdszonen.

Ved løsningen af opgave 6.1-2 og 6.1-3 er det som nævnt forudsat, at hastigheden i et punkt er proportional med kvadratroden af indblæsningens bevægelsesmængdestrøm. Referencerne [13], [14], [15] og [27] viser, at der kan optræde andre eksponenter end 0,5, så løsningerne kan være behæftet med nogen fejl.

Opgave 6.1-1, 6.1-2 og 6.1-3 bygger på en målt maksimalhastighed V_{rm} . Det er meget vigtigt, at denne hastighed virkelig er genereret af en tvungen strømning, som i det isoterme tilfælde. Hvis den målte maksimalhastighed i opholdszonen delvis skyldes for eksempel koldt nedfald, er det ikke muligt at gennemføre beregningerne.

Opgave 6.1-4.

Fra fig. 6.1-1 får man for $L/H = 4$ og $a/A = 0,01$

$$V_{rm}/V_0 = 0,1$$

for $V_0 = 4 \text{ m/s}$ fås $V_{rm} = 0,4 \text{ m/s}$.

Som omtalt i afsnit 2.1 er en vægstråle og en tilsvarende halvdelen af en fristråle næsten identisk. Kurverne på fig. 6.1-1 gælder derfor også, når endevæggen over for indblæsningen er et symmetriplan i et lokale, hvor der blæses ind fra begge sider.

Fra kurven for $L/H = 2$ og $a/A = 0,01$ fås derfor

$$V_{rm}/V_0 = 0,165$$

Da luftskiftet er uændret, og indblæsningsarealet er fordoblet, bliver $V_0 = 2 \text{ m/s}$, og vi får $V_{rm} = 0,33 \text{ m/s}$. Det er altså muligt at sænke V_{rm} ved at anvende indblæsning fra begge sider af lokalet.

Opgave 6.3-1.

Den maksimale indblæsningshastighed V_0 bestemmes af formel (2.2-1). Dysens areal A_0 er $0,0028 \text{ m}^2$.

$$V_x/V_0 = 7,0 \cdot 0,053/8 = 0,046$$

$$V_0 = 0,25/0,046 = 5,4 \text{ m/s}$$

I opgave 3-2 bestemmer vi en banekurve, som svarer til højden $2,3 \text{ m}$ ved endevæggen. Indblæsningshastigheden V_0 er i dette tilfælde $5,65 \text{ m/s}$ og temperaturdifferensen ΔT_0 er 5°C .

Faktoren $\Delta T_0/V_0^2$ bliver i dette tilfælde

$$5/5,65^2 = 0,157$$

Enhver kombination af ΔT_0 og V_0 , hvor

$$\Delta T_0/V_0^2 \leq 0,157$$

vil derfor resultere i en banekurve, der er lig med, eller ligger over den kritiske.

Betingelserne for ΔT_o og V_o i tilfælde af køling, er indtegnet på fig. 9-4. I princippet får vi et lignende areal under V_o -aksen som betingelse i tilfælde af opvarmning.

Opgave 6.3-2.

Kurven på fig. 6.1-1 for $L/H = 2$ og $x_s/H = 0,075$ svarer nogenlunde til ligning (6.1-2). Af denne fås

$$V_{rm}/V_o = 0,036$$

det vil sige, V_o bliver 8,3 m/s.

For en indtrængningsevne af strålen på $x_d/H = 1$ fås af formel (3-5)

$$\Delta T_o = 15^\circ\text{C}$$

Ved at forøge indblæsningsarealet 10 gange uden at ændre luftskiftet fås $V_o = 0,8$ m/s. Fra ligning (6.1-2) fås

$$V_{rm}/V_o = 0,113$$

og deraf $V_{rm} = 0,09$ m/s.

Formel (3-5) giver en indtrængningsevne på

$$x_d/H = 0,1$$

hvilket er helt uacceptabelt. På grund af afstanden x_s til loftfladen, vil strålens indtrængning måske blive endnu kortere.

Hvis vi indfører recirkulation af rumluften, må kriteriet for det nye luftskifte igen være en maksimal hastighed V_{rm} på 0,3 m/s.

Da $V_{rm}/V_o = 0,113$ fås

$$V_o = 2,7 \text{ m/s}$$

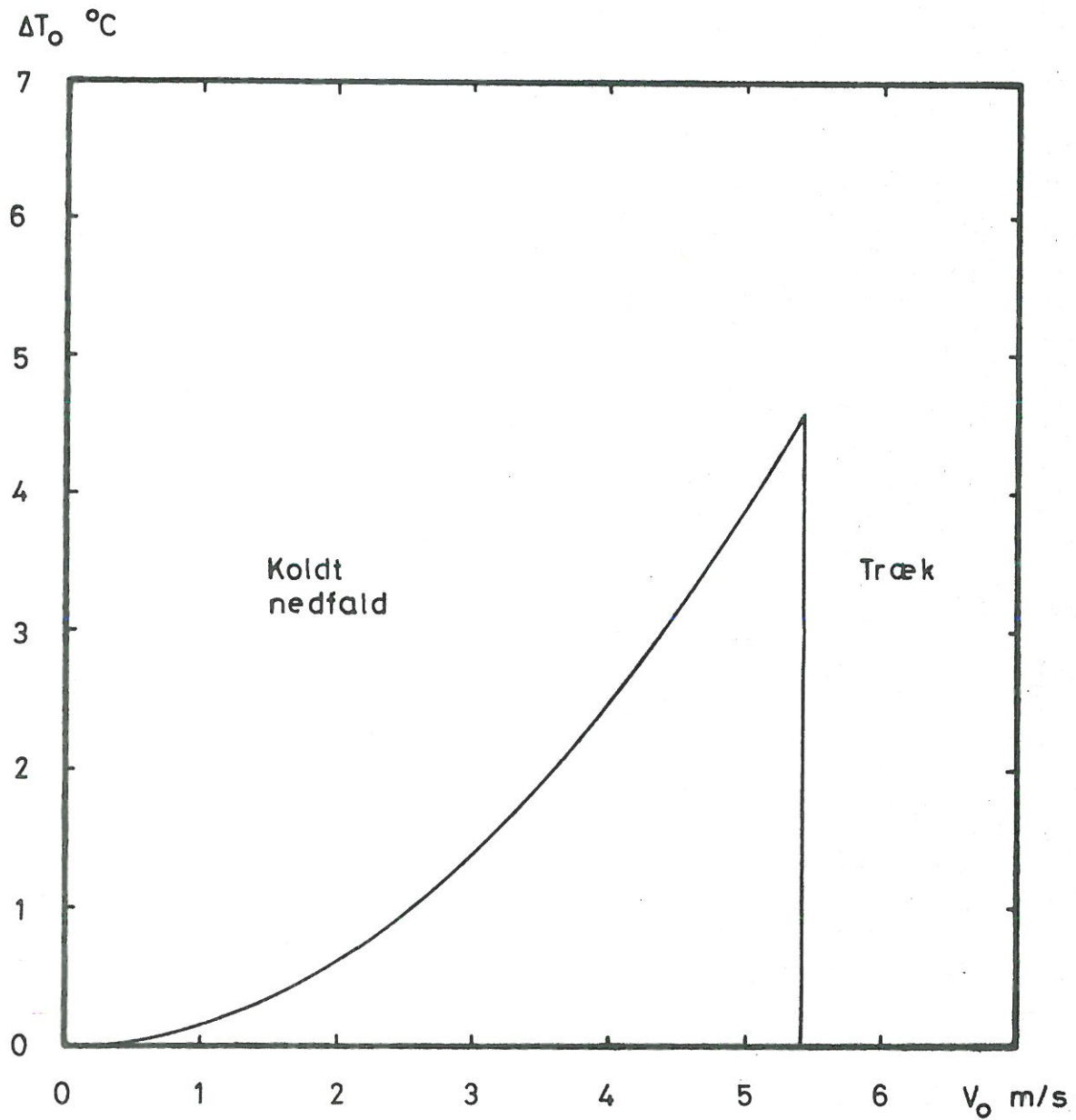


Fig. 9-4. Tilladelig variation i V_0 og ΔT_0 i opgave 6.3-1. Se også opgave 3-2. En vandret bevægelse i figuren svarer til driftsforholdene for et VAV-system, og en lodret bevægelse svarer til driftsforholdene for et CAV-system.

Det forøgede luftskifte og den uændrede termiske belastning betyder, at ΔT_0 nu bliver $4,4^\circ\text{C}$.

Dette giver igen en indtrængningsevne af strålen på $x_d/H = 1$, formel (3.5).

Det vil sige, hvis vi hele tiden dimensionerer luftskiftet efter en maksimal tilladelig hastighed i opholdszonen, får vi en kvalitet af strømmingen, som er uafhængig af indblæsningsarealet, men afhængig af den termiske belastning.

Den termiske belastning bliver

$$q = c_p \cdot \rho \cdot T_0 \cdot h \cdot V_0/L = 37 \text{ W/m}^2$$

i både første og sidste tilfælde. c_p er varmekapacitet og ρ er massefylde. Denne belastning er altså den maksimale, der kan fjernes af et anlæg af denne type, hvis man ønsker en indtrængningsevne af den indblæste stråle på $x_d/H = 1$. De tre situationer er indtegnet på fig. 9-5, hvor det er forudsat, at en termostat holder returluften på 25°C . Rumtemperaturen vil ligge omkring 25°C i dette tilfælde.

Opgave 8-1.

Fra fig. 8-1 får vi for $x = 6 \text{ m}$ og $\Delta\theta = 14^\circ\text{C}$

$$\sim 300 \text{ kcal/hm}$$

Vi behøver derfor en radiator, der afgiver 150 kcal/hm fra hver side. Ifølge fig. 8-1 skal denne radiator være knap 1 m høj og have en overtemperatur på 56°C .

I almindelighed bør man naturligvis dimensionere radiatoren ud fra fabrikantens datablade.

Hvis vi betragter kuldene-faldets bevægelsesmængdestrøm efter (8-3) og sammenligner det med den varme lufts bevægelsesmængdestrøm, ses det, at der stadig vil være tale om en nedadgående

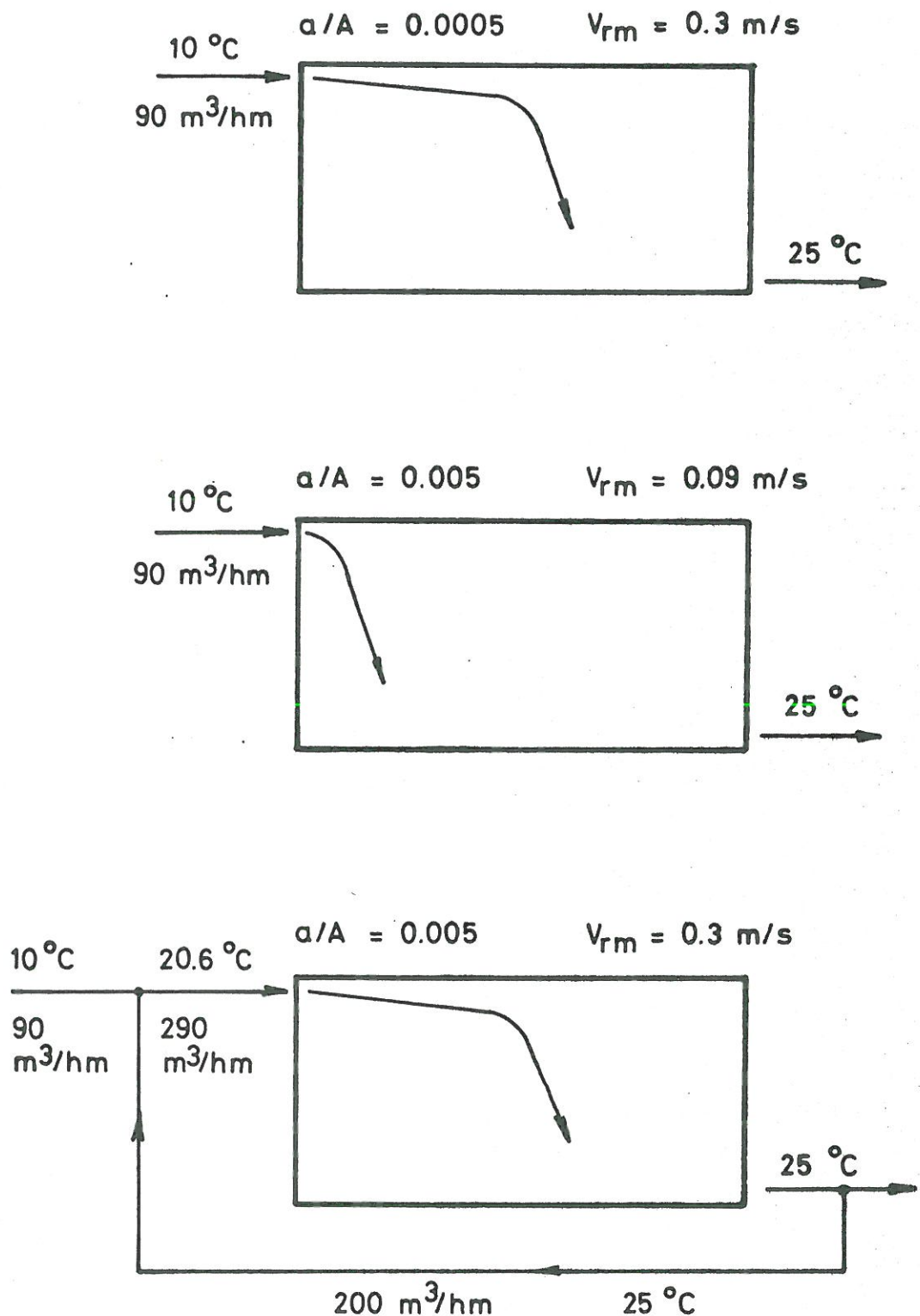


Fig. 9-5. De tre situationer beskrevet i opgave 6.3-2. Temperaturerne er valgt med 25°C i udsugningen som reference. Bemærk identiteten mellem den øverste og nederste situation. Den høje recirkulation i lokalet i tilfældet $a/A = 0,0005$ er i tilfældet $a/A = 0,005$ erstattet af en ekstern recirkulation.

bevægelse af den blandede luft. Hvis man dimensionerer således at de varme flader skal kunne give en opadgående bevægelse, kan man få en overproduktion af varme. Dette vil være udmærket i mange tilfælde, hvor der er andre varmetab i bygningen som for eksempel ved et radiatoropvarmet rum, men man kan også tænke sig situationer, hvor denne ekstra varmemængde er uønsket.

10. Litteratur.

- [1] ASHRAE Handbook of fundamentals,
New York, 1972.
- [2] Baturin, V.V., Fundamentals of industrial
ventilation, Pergamon Press, 1972.
- [3] Becher, P., Varme og ventilation 3,
Teknisk Forlag, København, 1972.
- [4] Beukering, F.C., m.fl., Die Ausbreitung
von Luftverunreinigungen in einer Werkhalle
durch Konvektionsströmungen, Staub-Reinhalt.
Luft, 33, Nr. 4, 1973.
- [5] Billington, N.S., Air Movement over hot or
cold surfaces, Laboratory report No. 29,
HVRA, 1966.
- [6] Euser, H., C.J. Hoogendoorn og H. van Ooijen,
Airflow in a room as induced by natural convection
streams, International Seminar, International
centre for heat and mass transfer, Dubrovnik,
1977.
- [7] Fanger, P.O., Termiske luftstrømninger langs
vinduer og kolde vægge,
Ingeniøren, nr. 19, oktober 1964.
- [8] Farquharson, I.M.C., The ventilating air jet.
Journ.Inst. Heat. Vent. Engrs., Januar, 1952.
- [9] Glent ventilation,
København
- [10] Grimitlin, M., Zuluftverteilung in Räumen,
Luft- und Kältetechnik, nr. 5, 1970.

- [11] Hestad, T., En dimensjoneringsmetode for tilluftsorganer basert på teori, fullskala-forsøk og praktisk erfaring, Teknisk Meddelelse nr. 83, Institutionen för Uppvärmnings- och ventilationsteknik, KTH, Stockholm, 1975.
- [12] Holmes, M.J., og E. Sachariewicz, The effect of ceiling beams and light fittings on ventilating jets, Laboratory report No. 79, HVRA, 1973.
- [13] Jackman, P.J., Air movement in rooms with side-wall mounted grilles - a design procedure, Laboratory report No. 65, HVRA, 1970.
- [14] Jackman, P.J., Air movement in rooms with sill-mounted grilles - a design procedure, Laboratory report No. 71, HVRA, 1971.
- [15] Jackman, P.J., Air movement in rooms with ceiling-mounted diffusers, Laboratory report No. 81, HVRA, 1973.
- [16] Knystautas, R., The turbulent jet from a series of holes in line, The Aeronautical Quarterly, vol. XV, Februar 1964.
- [17] Koestel, A., Paths of horizontally projected heated and chilled air jets, ASHAE Transactions, 1955.
- [18] Malmström, T.G., Om funktionen hos tilluftsgaller, Faibo Grafiska, Stockholm, 1974.
- [19] Malmström, T.G., Luft rörelser i rum, Teknisk Meddelelse nr. 74, Institutionen för Uppvärmnings- och ventilationsteknik, KTH, Stockholm, 1975.

- [20] Malmström, T. og A. Svensson, Hastighetsmätningar i ventilationsluftstrålar, (Svensk) VVS, August, 1971.
- [21] Müllejans, H., Über die Ähnlichkeit der nicht-isothermen Strömung und der Wärmeübergang in Räumen mit Strahllüftung, Diss., T.H. Aachen, 1963.
- [22] Nielsen, P.V., Moisture transfer in air conditioned rooms and cold stores, 2nd International CIB/RILEM Symposium on Moisture Problems in Buildings, Rotterdam, 1974.
- [23] Nielsen, P.V., Prediction of air flow and comfort in air conditioned spaces. ASHRAE Transactions 1975, Vol. 81, Part II.
- [24] Nielsen, P.V., Flow in air conditioned rooms (Engelsk oversættelse af lic.afh. fra DTH 1974), Danfoss, 1976.
- [25] Nielsen, P.V., A Restivo og J.H. Whitelaw, The velocity characteristics of ventilated rooms, Imperial College, Dep.Mech.Eng., Fluid Section, FS/77/13.
- [26] Olsson, R., Rätt inomhusklimat i industrilokaler, (Svensk) VVS, nr. 8, 1974
- [27] Pedersen, S., Indblæsningsåbninger og luftfordeling i staldrum, SBI-NOTAT 66, Statens Byggeforskningsinstitut, 1976.
- [28] Peterson, F., Temperaturgradienter vid olika uppvärmningssystem, Teknisk meddelelse nr. 65, Institutionen för Uppvärmnings- och ventilations-teknik, KTH, Stockholm, 1975

- [29] Schwenke, H., Berechnung Lüftungstechnischer Anlagen, ILKA Berechnungskatalog, Institut für Luft- und Kältetechnik, Dresden, März 1976.
- [30] Skåret, E., Luftbevegelse i ventilerte rom, Institutt for varme-, ventilasjons- og sanitærteknikk, NTH, Tapir, Trondheim, 1976.
- [31] Sforza, P.M., Vaggstrålar - en modelstudie, (Svensk) VVS, nr. 9, 1973.
- [32] Valbjørn, O., Ventilation i industrien, SBI-anvisning 106, Statens Byggeforskningsinstitut, 1976.
- [33] Waschke, G., Über die Lüftung mittels isothermer turbulenter radialer Deckenstrahlen, Diss. T.H. Aachen, 1974.