

DEN NORSKE INGENIØRFORENING  
NORGES INGENIØRORGANISASJON - NITO  
NORSK INSTITUTT FOR VANNFORSKNING  
NORSK KOMMUNALTEKNISK FORENING  
RÅDGIVENDE INGENIØRERS FORENING  
VASSDRAGS- OG HAVNELABORATORIET VED HTH

2

449

O-54772

R E S I P I E N T H Y D R A U L I K K

STRØMNINGSTEKNISKE PROBLEMER

VED UTSLIPP

DYPUTSLIPP I TILNERMET STAGNERENDE VANN

Foreleser :

Sivilingeniør Ph.D. Paul Liseth  
Norsk institutt for vannforskning

Geilo 15-17 november 1972

## INNHALDSFORTEGNELSE

	side :
1. INNLEDNING	1
1.1 Primærfortynning med karakteristiske blandingssoner	1
1.2 Forutsetninger, variabler og symboler	4
2. RUND AVLØPSSTRÅLE MED OPPDRIFT I TETTHETSHOMOGENT VANN	7
2.1 Avløpsstrålen rettet horisontalt	7
2.1.1 Eksperimentell beskrivelse	7
2.1.2 Teoretisk beskrivelse	10
2.2 Avløpsstrålen rettet vertikalt	20
3. RUND AVLØPSSTRÅLE MED OPPDRIFT I TETTHETSSJIKTET RESIPIENT	22
3.1 Avløpsstråle rettet horisontalt inn i tyngre tetthetshomogent vann under et lettere brakkvannssjikt ved overflaten	22
3.2 Avløpsstråle rettet horisontalt inn i en gradvis tetthetssjiktet resipient	24
4. UTSLIPP AV AVLØPSVANN I RESIPIENT MED VANN AV SAMME TETTHET	33
5. RUNDE HORISONTALRETTEDE AVLØPSSTRÅLER MED OPPDRIFT FRA EN DIFFUSOR I TETTHETSHOMOGENT VANN	34
6. BETYDNINGEN AV AVLØPSSTRÅLENE'S DIAMETER OG DERES INNBYRDES AVSTAND PÅ PRIMÆRFORTYNNING FRA EN DIFFUSOR I TYNGRE TETTHETSHOMOGENT VANN	38
REFERANSER	45

## DYPUTSLIPP I TILNÆRMET STAGNERENDE VANN

### 1. INNLEDNING

Dyputslipp ved enkel avløpsstråle ellere flere avløpsstråler fra en diffusor er i dag vanlig benyttet for utledning av avløpsvann til en resipient. Ved hjelp av den konstruktive utforming av utslippet og avløpsstrålens fortykning, som ingeniørene selv i stor grad bestemmer, skal avløpsvannet innlagres, fordeles og fortynnes på det mest hensiktsmessige sted i resipienten.

Ved dyputslipp vil avløpsvannet ha en kinetisk energi i utslippshastigheten og vanligvis også en potensiell energi p.g.a. gravitasjonskrefter. Den kinetiske energi vil gradvis overføres ved skjærkrefter til turbulens, som gir en intens oppblanding med spredning av avløpsstrålen. Gravitasjonskrefter virker i vertikal retning og påtvinger avløpsstrålen en vertikal bevegelse inntil avløpsvannet innlagres ved overflaten eller på et tetthetsnøytralt nivå neddykket i tetthetssjiktet resipientvann. Denne tvungne blanding av avløpsvannet betegnes med primærfortynning eller initialfortynning.

Jetstråler har i løpet av de siste 50 år vært et yndet tema å forske på ut fra mange forskjellige interesseområder, og et stort materiale foreligger om ulike fenomener knyttet til jetstrålens mekanikk. Foruten en generell beskrivelse av avløpsstråler, skal i det følgende enkelte studier som i dag er særlig benyttet til beregning av primærfortynning fra utslipp presenteres og deres resultater sammenlignes og diskuteres.

#### 1.1 Primærfortynning med karakteristiske blandingssoner

Primærfortynningen kan deles inn i fire soner, se fig. 1.

- 1) Sonen hvor strålen etableres.
- 2) Sonen med fullt etablert stråle.
- 3) Innlagringssonen ved overflaten eller neddykket i resipienten.
- 4) Sonen med horisontal spredning.

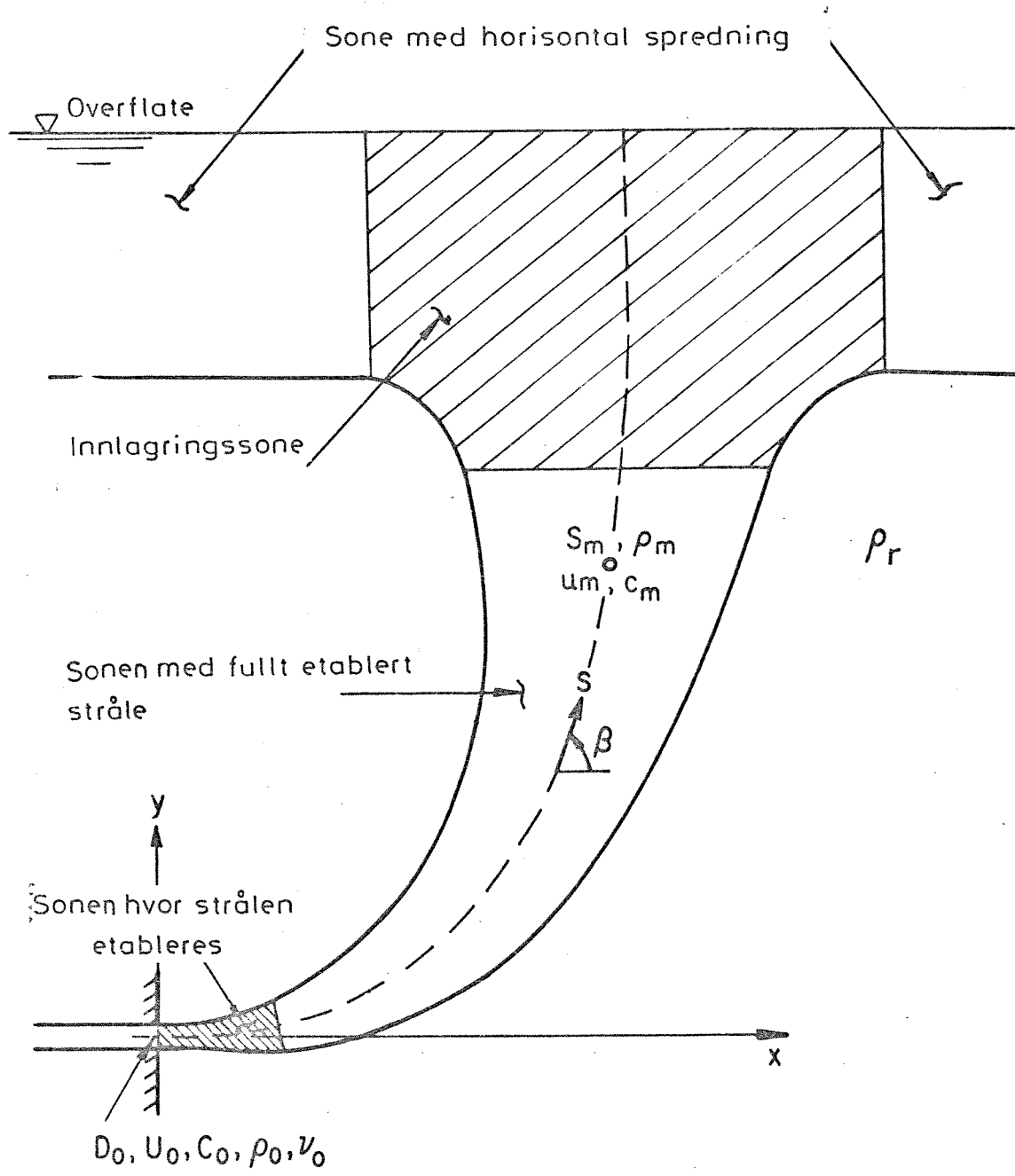


Fig.1 Definisjonsskisse av blandingssoner for avløpsstråle i tyngre tetthetshomogent vann

Strålen etableres i løpet av de første 6-10 hulldiametre fra utslipps-  
hullet som vanligvis utgjør en kort del av hele avløpsstrålen.  
Avløpsstrålen vil normalt ha fullt utviklet turbulens ved utslipp.  
Gjennom skjærkrefter og turbulens overføres strålens impuls gradvis  
til det omliggende vann. Denne utveksling av impuls begynner ved den  
ytre periferi av strålen og trenger gradvis dypere og dypere inn i  
strålen for å nå sentrum ved enden av sonen hvor jetstrålen utvikles.  
Det er funnet at hastighetsfordelingen over strålen her med god til-  
nærming kan beskrives med Gauss normalfordelingsfunksjon, se fig. 2.

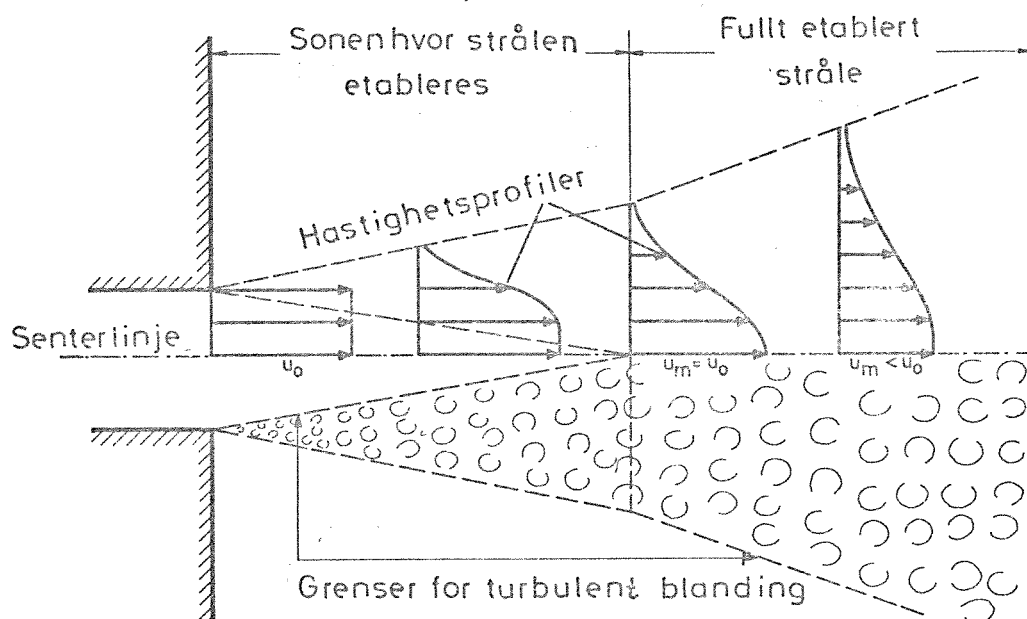


Fig.2 Skjematisk fremstilling av sonen hvor strålen etableres, ref. 3

Sonen med fullt etablert avløpsstråle utgjør vanligvis den største del av primærfortynningsfasen. Karakteristisk for strålen i denne sonen er at impuls og væske utskiftes ved turbulens over hele tverrsnittet av strålen. Forholdet mellom strålens impuls ved utslipp og gravitasjonskrefter er bestemmende for strålens bevegelse.

Når avløpsvannet opp til overflaten, vil det dannes et overflatelag av en blanding av avløpsvann og resipientens vann. Tetthetsgradienter i resipientens vann vil kunne forårsake at avløpsstrålen innlagres i et neddykket lag. I innlagringssonen overføres strålens vertikale bevegelse i en horisontal transport av avløpsvann. Innlagringssonen vil ved det omliggende vann i liten grad bidra til ytterligere for-  
tynning. Den laterale blanding vil imidlertid fortsatt øke strålens fortynning i sentrum p.g.a. en utjevning av konsentrasjonsfordeling over strålen.

I sonen med horisontal spredning av avløpsvannet vil - i nærheten av utslippet - den interne stråleturbulens fremdeles være av betydning for avløpsvannets fortynning. Imidlertid vil avløpsvannets fortynning i denne sonen først og fremst være bestemt av den frie blanding gjennom resipientvannets naturlige turbulens.

## 1.2 Forutsetninger, variabler og symboler

For beregning av avløpsvannets fortynning og bevegelse, forutsettes at avløpsvannet er homogent og lar seg fortynne i resipientens vannmasser. Denne forutsetning vil sjelden eller aldri være helt tilfredsstillt. For kommunalt avløpsvann f.eks., vil flyttestoffer, sedimenterbare stoffer og eventuelt uløselige væsker vanligvis ha en ubetydelig innvirkning på avløpsvannets fortynning og bevegelse. Disse komponenter må vurderes spesielt for hvert enkelt utslipp. Strømbevegelser i resipientens vannmasser forutsettes videre å være så små at de ikke har merkbar innvirkning på avløpsvannets fortynning og bevegelse.

Fortynningsvannet trenger inn i avløpsstrålen fra siden og gir størst fortynning i avløpsstrålens randsone. Avløpsvannet langs sentrum av strålen har de ugunstigste fortynningsforhold med de største konsentrasjoner av forurensningskomponenter. Det er derfor vanlig å beregne avløpsvannets fortynning  $S_m$  langs senterlinjen av strålen, se fig.

$$S_m = \frac{C_o - c_r}{c_m - c_r} = \frac{\rho_r - \rho_o}{\rho_r - \rho_m} \quad (1)$$

- hvor  $C_o$  = avløpsvannets konsentrasjon ved utslipp  
 $c_r$  = resipientvannets konsentrasjon  
 $c_m$  = avløpsvannets konsentrasjon i sentrum av  
avløpsstrålen  
 $\rho_o$  = tetthet til avløpsvannet ved utslipp  
 $\rho_r$  = tetthet til resipientens vannmasser  
 $\rho_m$  = tetthet til det oppblandede avløpsvann  
i sentrum av avløpsstrålen

Ofte benyttes spesifikk vekt  $\gamma$  istedenfor tetthet  $\rho$  som numerisk er identiske.

Siden vanligvis  $c_r \ll C_o$  og  $c_r \ll c_m$  settes

$$S_m = \frac{C_o}{c_m} \quad (2)$$

Betrakter vi avløpsvannets fortynning  $S_m$  i et punkt på avløpsstrålens senterlinje, er denne gitt ved følgende variabler :

- $s$  = Karakteristisk avstand fra utslipp  
 $D_o$  = effektiv diameter til avløpsstrålen ved utslipp  
 $U_o$  = avløpsstrålens hastighet ved utslipp  
 $g'$  = tyngdens akselerasjon korrigert for oppdrift =

$$g \frac{\rho_r - \rho_o}{\rho_o}$$

Disse variabler kan sammenfattes i fire dimensjonsløse tall :

$$S_m$$

$$\frac{s}{D_o}$$

$$F_o = \frac{U_o}{\sqrt{g' D_o}} \quad \text{Froudes tall (densimetrisk)}$$

$$R_o = \frac{U_o \cdot D_o}{\nu} \quad \text{Reynolds tall}$$

og fortynningen  $S_m$  kan således skrives som en funksjon av tre variabler

$$S_m = f(s/D_o, F_o, R_o) \quad (3)$$

Froudes tall  $F_o$  angir den relative innvirkning på avløpsstrålen av initiell impuls (treghet) og gravitasjonskrefter.

Reynolds tall  $R_o$  er en karakteristisk faktor for avløpsstrålens grad av turbulens og den relative betydning av avløpsvannets viskositet. For  $R_o > 2.000$  har vi vanligvis med turbulent strømning å gjøre, mens turbulensen først er fullt utviklet ved  $R_o > 10.000 - 20.000$ . For større verdier av  $R_o$  forandrer avløpsstrålens kinetiske karakter seg ubetydelig. Den kinematiske viskositet  $\nu$  i avløpsvannet og i resipientens vann, kan vanligvis i praksis settes lik hverandre. Ved utslipp har vi normalt fullt utviklet turbulens i avløpsstrålen og Reynolds tall er uten betydning for fortynningen. Fortynningen  $S_m$  kan derfor skrives som en funksjon av bare to variabler

$$S_m = f(s/D_o, F_o) \quad (4)$$



## 2. RUND AVLØPSSTRÅLE MED OPPDRIFT I TETTHETSHOMOGENT VANN

Tyngre tetthetshomogent vann finner vi tilnærmet i kystområder hvor ferskvannsavrenningen ikke makter å påvirke merkbart de relativt konstante tetthetsforhold i sjøvannet. Dette er tilfellet hvor havet gir en hurtig fornyelse av vannmassene i utslippsområdet.

### 2.1 Avløpsstrålen rettet horisontalt

Ettersom avløpsstrålen blandes opp med omliggende vannmasser og den horisontale utstrømningshastighet reduseres, vil gravitasjonskrefter mer og mer dominere avløpsstrålens bevegelse. Avløpsstrålen bøyer derfor oppover mot overflaten. Av spesiell interesse er det å beregne avløpsvannets fortykning i en vertikal avstand over utslippet. Som karakteristisk avstand  $s$  i likning (4) velges derfor den vertikale avstand  $y$  over utslippet, og likning (4) kan skrives

$$S_m = f(y/D_o, F_o) \quad (5)$$

Modellforsøk med avløpsstråler i forskjellige retninger fra vertikal til horisontal viser at størst fortykning i en gitt avstand  $y$  over utslippet oppnås ved horisontal rettet avløpsstråle, ref. 13,21.

#### 2.1.1 Eksperimentell beskrivelse

Da turbulens i sin grunnleggende natur hittil ikke er fullstendig beskrevet, vil en løsning av problemer knyttet til turbulens måtte bygge på målinger av karakteristiske parametre som diffusjonskoeffisienter, fortynningskoeffisienter, spredningsforhold etc. Feltmålinger av avløpsstråler fra dyputslipp har vist seg vanskelig å gjennomføre. Avløpsstrålens fortykning og bevegelse er derfor først og fremst blitt studert ved bruk av hydrauliske modeller.

Cederwall, 1963, ref. 6.8. Frankel og Cumming, 1965, ref. 13.

Hansen og Schroeder, 1968, ref. 15 og Liseth 1970, ref. 17, har målt direkte fortykningen i avløpsstrålen ved bruk av tracer.

Cederwall, 1963, ref. 6.8.

Cederwall foretok modellstudier av stråler med diametre 0,47 cm og 0,68 cm i laboratoriet. Avløpsvannet besto av en saltløsning som

ble sluppet ut i en tank fylt med ferskvann med dimensjoner 3x2x1,5 meter. Fortynning langs sentrum av strålen og den nedover bøyde stråleform ble studert ved kontinuerlig å trekke ut vannprøver fra strålen for senere registrering av elektrolytisk ledningsevne. Cederwall presenterte sine eksperimentelle resultater som vist på fig. 3.

Frankel og Cumming, 1965, ref. 13.

Frankel og Cumming studerte fortynning av stråler med forskjellige utslippsretninger. Avløpsvannet hadde en tetthet på 1.000 g/cm<sup>3</sup> og resipientvannet besto av en sukkerløsning med tetthet tilsvarende sjøvann. Avløpsstrålene hadde en diameter på ca. 1,0 cm og resipientvannet befant seg i en tank på 1,2x1,2x1,2 meter. De benyttet også vannets elektrolytiske ledningsevne til å bestemme avløpsvannets fortynningsgrad og senterlinjens posisjon. Eksperimentelle resultater er gjengitt på fig. 3.

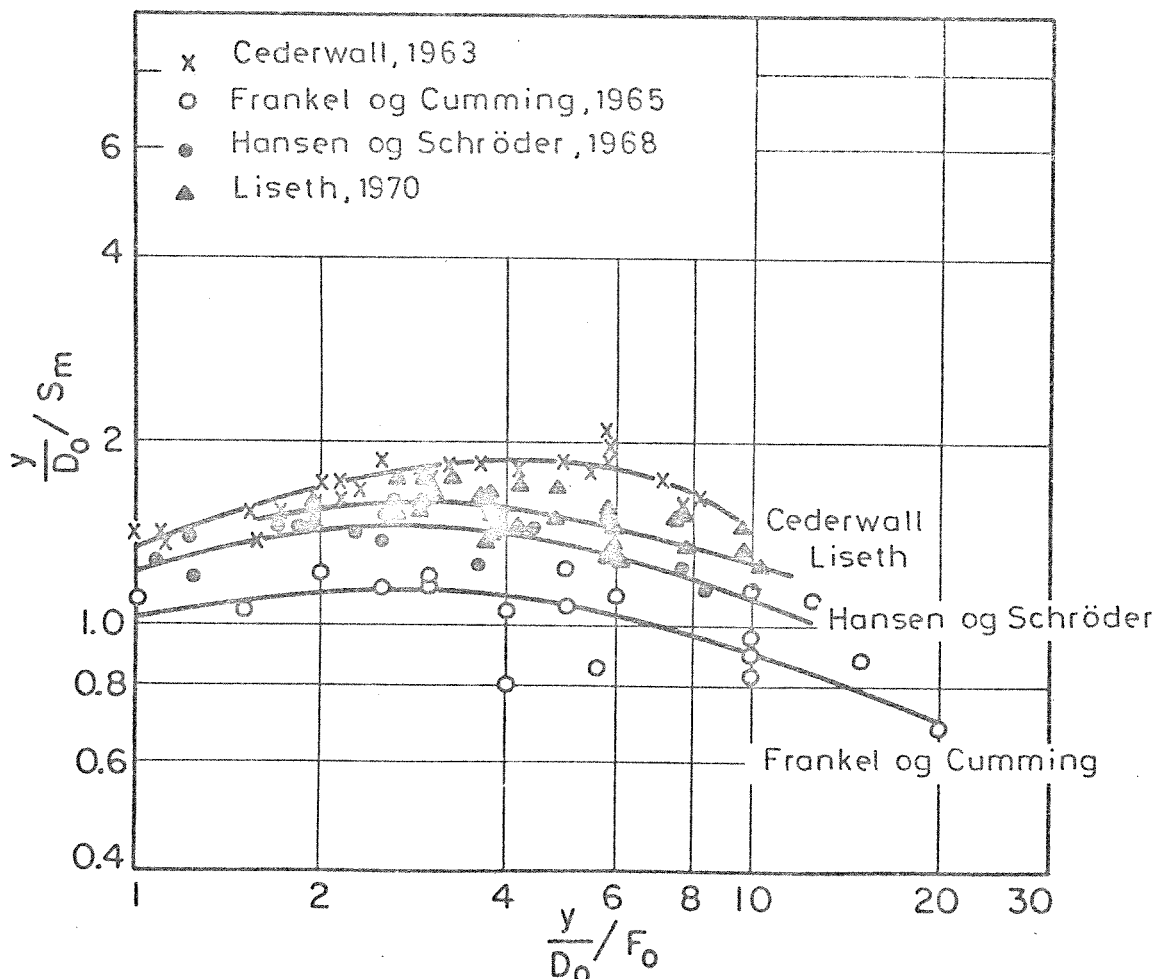


Fig. 3 Eksperimentelle resultater for fortynning  $S_m$  ved horisontal avløpsstråle i tyngre tetthetshomogent vann

Hansen og Schroeder, 1968, ref. 15.

Hansen og Schroeder foretok studier av en avløpsstråle med 7 mm diameter og med tetthet varierende fra  $1,016 \text{ g/cm}^3$  til  $1,002 \text{ g/cm}^3$ . Resipientvannet besto av 3.000 l ferskvann. Radioaktiv tracer ble tilsatt den nedoverbøyde avløpsstråle, og ved hjelp av en detektor ble avløpsstrålens senterlinje, med tilhørende fortynning bestemt. Fig.3 viser de eksperimentelle resultatene for fortynning langs senterlinjen.

Liseth, 1970, ref. 17.

Avløpsvann med tetthet varierende fra  $1,020 \text{ g/cm}^3$  til  $1,030 \text{ g/cm}^3$  ble sluppet ut i en avløpsstråle med diameter 0,37 cm. Resipientvannet besto av ca. 170.000 liter ferskvann i et basseng. Den store mengde resipientvann muliggjorde studier av avløpsstrålen over lengre perioder. For å studere avløpsstrålens form og fortynning, ble fluoriserende fargestoff tilsatt avløpsvannet. Vannprøver ble kontinuerlig trukket ut av avløpsstrålen for senere registrering i et fluorometer. Fig.3 viser de eksperimentelle observasjoner av fortynning langs senterstrålen.

### Diskusjon

Som fig. 3 viser, har de forskjellige laboratorieforsøk gitt tildels sterkt avvikende resultater. De tilsynelatende systematiske forskjeller i mellom de ulike forsøksserier, viser hvor vanskelig det er å foreta laboratorietester i små modeller. De avvikende resultater kan sannsynligvis forklares ut fra forskjellig måleteknikk på grunn av grenseeffekter fra tanken inneholdende resipientvannet og fra forstyrrende virkninger av prøvetakere.

Observasjonene til Cederwall og til Frankel og Cumming representerer de to ekstreme forsøksresultater, og atskiller seg opp til 50-90%. Resultatene til Liseth og til Hansen og Schroeder faller nær hverandre, og gir noe høyere fortynningsverdier enn funnet av Cederwall.

Variasjonene i dataene innen samme forsøksserie skyldes sannsynligvis den turbulente fortynningsprosess. De dimensjonsløse parametre benyttet i fig. 3 for plotting av dataene, vil også kunne forårsake en noe spredning.

### 2.1.2 Teoretisk beskrivelse

Teoretiske studier av avløpsstrålens fortynning er i de senere år utført av Abraham, 1963, ref. 1.2, Cederwall, 1963, ref. 6.19 og Fan og Brooks, 1966, ref. 10.11. De fremkomne teorier er basert på kontinuitets- og impulslikninger. Inntrengning av fortynningsvann i avløpsstrålen er bestemt empirisk ut fra eksperimentelle studier.

De teoretiske løsninger bygger på en rekke forutsetninger :

- 1) Væskene lar seg ikke komprimere.
- 2) Fullt utviklet turbulens i strålen, molekylær diffusjon kan neglisjeres, tetthet har lineære blandingssegenskaper.
- 3) Avløpsstrålen er stasjonær.
- 4) Det hersker hydrostatisk trykkfordeling i avløpsstrålen.
- 5) Variasjonene i tetthet innen avløpsstrålen er små sammenlignet med den referansetetthet som velges.  
Variasjonene i tetthet kan neglisjeres når avløpsstrålens treg-  
het vurderes, men må tas med når gravitasjonseffektene vurderes.  
Denne antagelse fører til at kontinuitet i masse flux kan  
erstattes med volum flux.
- 6) Strålens impuls i horisontal retning ved utslipp bevares ufor-  
andret igjennom hele strålen.
- 7) Den oppadbøyde strålen er symmetrisk i et plan vinkelrett på  
senterlinjen.
- 8) Den midlere hastighets- og konsentrasjonsfordeling i et plan  
vinkelrett på strålens senterlinje er av similær form langs  
hele den etablerte strålen og kan beskrives med Gauss normal-  
fordelingsfunksjon.
- 9) Fortynningsvann kan tilføres avløpsstrålen uhindret av grense-  
effekter i resipienten.

Basert på de ovenfor nevnte antagelser, kan følgende likninger formuleres, se fig. 1.

Geometriske forhold

$$\frac{dy}{ds} = \sin \beta \quad (6)$$

$$\frac{dx}{ds} = \cos \beta \quad (7)$$

Kontinuitetslikninger

Vannmengde  $\frac{d}{ds} \int_A u \cdot dA = Q_r \quad (8)$

Tracermengde  $\frac{d}{ds} \int_A u \cdot cdA = 0 \quad (9)$

Horizontal impuls  $\cos \beta \int_A \rho u^2 dA = M_o \quad (10)$

Vertikal impuls

$$\sin \beta \int_A \rho u^2 dA = g \int_s \int_A (\rho_r - \rho) dA ds \quad (11)$$

hvor

- s = avstand fra utslipp langs strålens senterlinje.
- $\beta$  = vinkel mellom tangenten til strålens senterlinje og det horisontale plan.
- $M_o$  = horisontal impuls ved utslipp.
- u = midlere hastighet i strålen i senterlinjens retning.
- A = tverrsnitt areal.
- $Q_r$  = tilstrømmende fortynningsvann pr. lengdeenhet langs strålens senterlinje.

For å kunne bruke disse likninger må mengden av tilstrømmende fortynningsvann og grensebetingelser beskrives. Her ligger kanskje de største vanskeligheter ved den teoretiske analyse av avløpsstråler, og i de senere år er det fremkommet teorier som atskiller seg nettopp her.

Abraham, 1963, ref. 1.2.

Abraham beskriver similaritetsprofilene for hastighets- og konsentrasjonsfordeling over strålen, som følgende

$$\frac{u}{u_m} = e^{-k(r/s)^2} \quad (12)$$

$$\frac{c}{c_m} = e^{-\mu k(r/s)^2} \quad (13)$$

hvor

$k$  og  $\mu$  = dimensjonsløse koeffisienter.

$r$  = radial avstand fra strålens senterlinje.

$u$  = midlere hastighet i strålen i senterlinjens retning.

$u_m$  = midlere hastighet langs senterlinjen.

$c$  = konsentrasjon i strålen.

$c_m$  = konsentrasjon langs senterlinjen.

Forsøk har vist at konsentrasjonsfordelingen er større i den sentrale del av strålen enn for hastighetsfordelingen. I periferien av strålen faller konsentrasjons- og hastighetsfordelingen igjen sammen. Dette kan forklares ut fra det forhold at konsentrasjonen av et stoff i strålen er retningsuavhengig, mens i hastighetsfordelingen betraktes kun hastighetskomponenten i senterlinjens retning.

Dette er årsaken til at likningen for hastighetsfordeling (12) må korrigeres med en koeffisient  $\mu$  for å gi konsentrasjonsfordeling (13)

I likningene (12) og (13) inngår også inntrengning av fortynningsvann som funksjon av  $s$ ,  $r$ ,  $k$  og  $\mu$ .  $k$  og  $\mu$  må bestemmes eksperimentelt.

Forsøk utført av Albertson, Dai, Jensen og Rouse, 1951, ref. 3, Forstall og Gaylord, 1955, ref. 12 og Rouse, Yih og Humphreys, 1952, ref. 24, viser at for horisontalrettet avløpsstråle uten oppdrift ( $\beta_0 = 0$  og  $F_0 = \infty$ ) er  $k$  tilnærmet 77 og  $\mu$  tilnærmet 0.80. For vertikal stråle uten vertikal initiell impuls, men med oppdrift, ( $\beta_0 = \frac{\pi}{2}$ ,  $F_0 = 0$ ), er  $k$  tilnærmet 99 og  $\mu$  tilnærmet 0.74.

Abraham betrakter disse to tilfeller som asymptotiske grenser til en horisontal stråle med både initiell impuls og oppdrift. Siden verdiene til  $k$  og  $\mu$  er forskjellige for de to grensetilfellene, må  $k$  og  $\mu$  forandre verdi som funksjon av  $s$  og vinkelen  $\beta$ . For å tilfredsstillere de to grenseverdier, gir Abraham følgende empiriske uttrykk for  $k$  og  $\mu$  :

$$k = -304 \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^3 + 228 \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^2 + 77 \quad (14)$$

$$\mu = 0.96 \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^3 - 0.72 \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^2 + 0.80 \quad (15)$$

Likningen for hastighets- og konsentrasjonsfordeling som benyttes i sonen med fullt etablert stråle, må tilfredsstillere grenseforholdene ved enden av sonen hvor strålen etableres. Abraham benyttet grenseforhold beskrevet tidligere av Albertson, ref. 3.

Abraham formulerte en serie differensiallikninger basert på impuls-, kontinuitet- og similaritetsfunksjoner av hastighet og konsentrasjon. Han løste likningene numerisk ved regnemaskin for sonen med fullt etablert stråle. Fortynning langs strålens senterlinje  $S_m$  er fremstilt på fig. 4. Senterlinjens form fremgår av fig. 5.

Cederwall, 1963, ref. 6.19.

Cederwall beskriver inntrengning av fortynningsvann på samme måte som Abraham. Han forenkler imidlertid likningene ved å anta at similaritetsprofilene for hastighets- og konsentrasjonsfordeling er identiske.

$$\frac{u}{u_m} = e^{-k(r/s)^2} \quad (16)$$

$$\frac{c}{c_m} = e^{-k(r/s)^2} \quad (17)$$

Likningene forenkles videre ved at han antar  $k$  konstant uavhengig av  $s$  og  $\beta$ . Cederwall valgte en midlere verdi for  $k = 80$ .

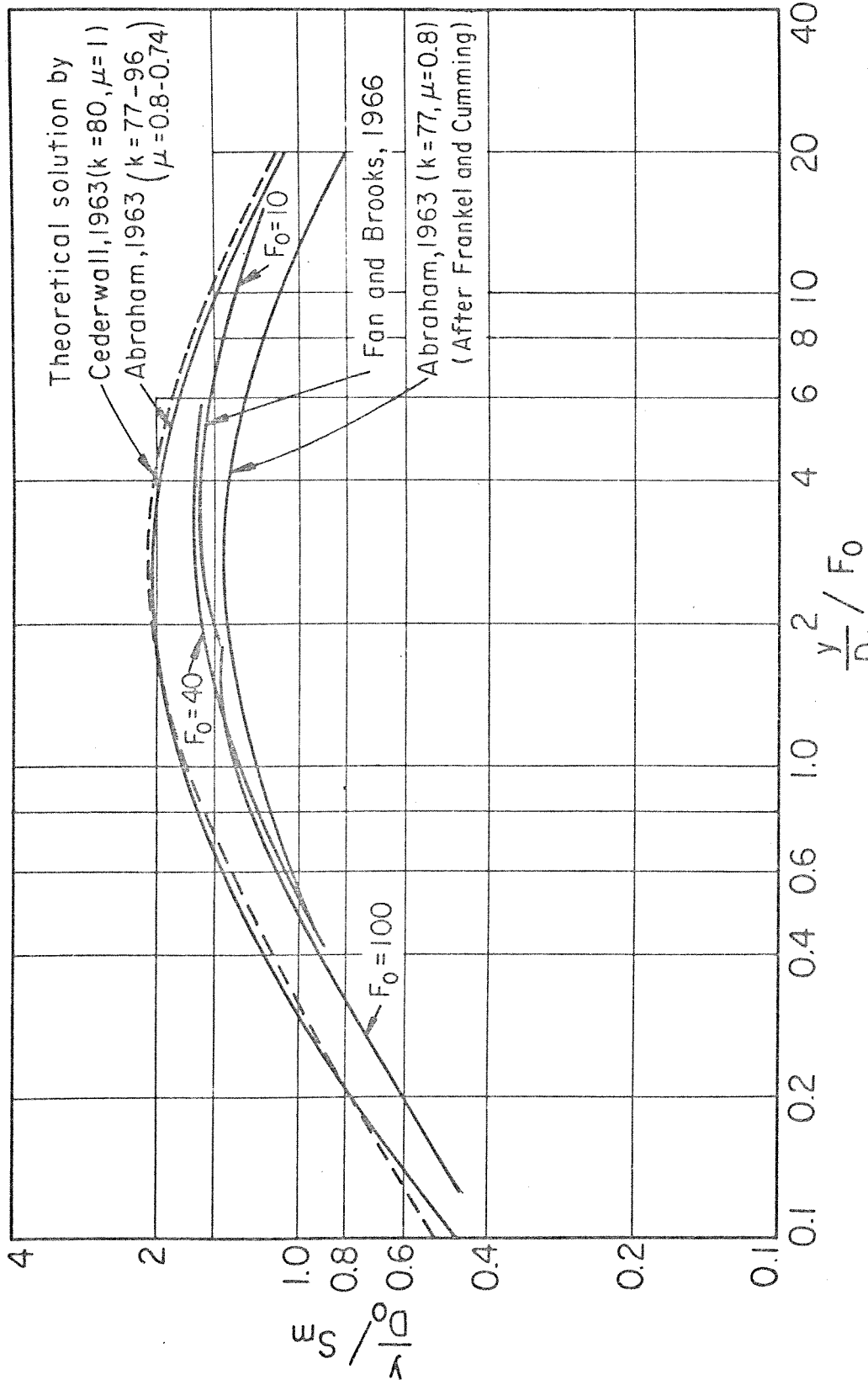


Fig. 4 Teoretiske resultater for fortynningen  $S_m$  ved horisontal avløpsstråle i tyngre tetthetshomogent vann



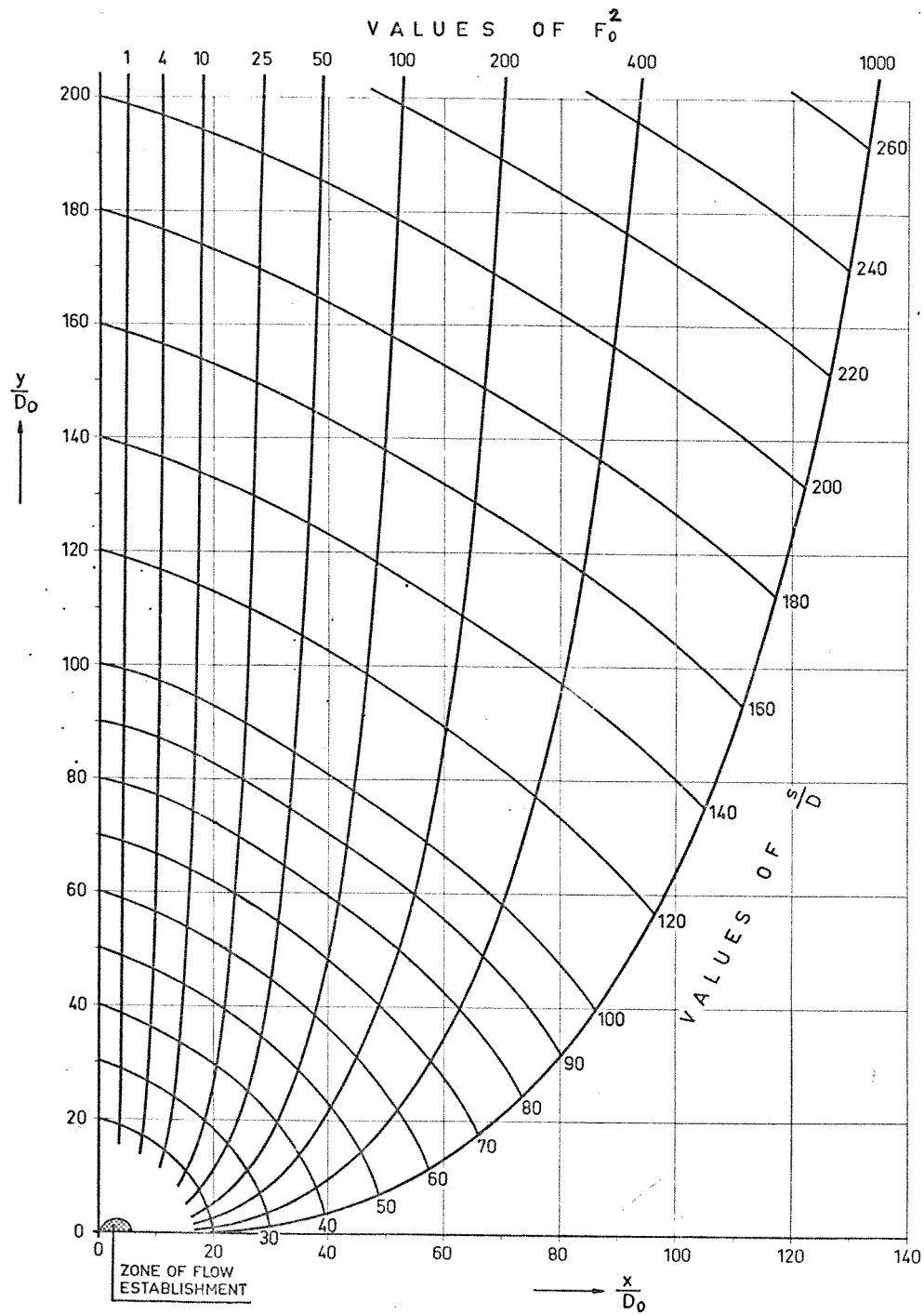


Fig. 5 Senterlinjens form ved utslipp av horisontal avløpsstråle i tyngre tetthetshomogent vann

I tillegg til å formulere impuls og kontinuitetslikninger, benyttet Cederwall en differensial likning utviklet tidligere av Bosanquet, Horn og Tring, 1961, ref. 5, for kombinert impuls- og oppdriftsstråle

$$\frac{d^2}{dx^2} \tan \beta = \alpha_B (1 + \tan^2 \beta)^{3/4} \quad (18)$$

hvor

$$\alpha_B = \frac{0.278}{D_o F_o}$$

Cederwall klarte å gi et eksplisitt uttrykk for fortynningen  $S_m$  og hastigheten  $u_m$  langs strålens senterlinje. Han neglisjerte sonen hvor strålen etableres og antok strålen i den fullt etablerte sonen til å ha opprinnelse i en punktkilde.

$$\frac{y}{D_o} < 0.5 F_o$$

$$S_m = 0.54 F_o \left( \frac{y}{D_o F_o} \right)^{7/16} \quad (19)$$

$$\frac{y}{D_o} > 0.5 F_o$$

$$S_m = 0.54 F_o \left( 0.38 \frac{y}{D_o F_o} + 0.68 \right)^{5/3} \quad (20)$$

$$\frac{u_o}{u_m} = 0.40 F_o \left( \frac{y}{D_o F_o} \right)^{2/11} \quad (21)$$

Fan og Brooks, 1966, ref. 10.11.

Fan og Brooks brukte antagelsene til Morton, Taylor og Turner, 1956, ref. 18, at inntrengende fortynningsvann  $Q_T$  er en funksjon av de lokale forhold i strålen. Som karakteristiske faktorer for de lokale forhold er hastighet  $u_m$  og den nominelle radius  $b = \sqrt{2} \sigma$  benyttet.  $\sigma$  er standard avvikelse i Gauss normalfordelingskurve.

$$Q_r = 2\pi\alpha \cdot b u_m$$

Hastighets- og konsentrasjonsfordeling er beskrevet ved

$$\frac{u}{u_m} = e^{-(r/b)^2}$$

$$\frac{c}{c_m} = e^{-(r/\lambda b)^2}$$

hvor

$\alpha$  = fortynningsvannets inntrengningskoeffisient.

$\lambda$  = dimensjonsløs spredningskoeffisient mellom hastighet og konsentrasjonsprofil.  $\lambda^2$  betegnes Schmidts tall.

Basert på tidligere observasjoner av Rouse, Yih og Humphreys, 1952, ref. 22 og Morton, Taylor og Turner, 1956, ref. 18, ble  $\alpha = 0.082$  og  $\lambda = 1.16$  valgt.

Fan og Brooks antok at grenseforholdene ved begynnelsen av sonen med fullt etablert stråle, kan beskrives ved Gauss normalfordelingskurve for hastighet og konsentrasjon bestemt av  $U_{o,m}$ ,  $c_{e,m}$  og  $b_e$ . De formulerte impuls- og kontinuitetslikninger og løste disse numerisk med skrittvis integrering langs strålen ved bruk av regnemaskin.

For å kunne anvende den numeriske løsning til en avløpsstråle, måtte sonen hvor strålen etableres beskrives. Ved å neglisjere gravitasjons-effekter og formulere kontinuitet i impuls og tracermengde, kunne forholdet mellom  $U_o$ ,  $C_o$  og  $D_o$  ved utslipp og  $U_{o,m}$ ,  $c_{e,m}$  og  $b_e$  bestemmes. De funne fortynningsverdier langs strålens senterlinje, er fremstillet på fig. 4.

### Diskusjon

Resultatene av de teoretiske beskrivelser for senterfortynningen langs avløpsstrålen er vist på fig. 4.

Cederwall og Abraham's teoretiske løsninger fremstår hver som en kurve.

Fan og Brook's løsning fremstår som en kurveskare, selv om kurvene som representerer forskjellige Froudes tall, faller sammen innen et smalt område for verdier av  $y/D_0$  og  $F_0$  av interesse for utslipp.

De teoretiske løsninger indikerer derfor at de i fig. 3 og 4 valgte parametre med tilstrekkelig nøyaktighet kan fremstille strålens fortynning som én kurve.

Det skal også huskes at de teoretiske løsninger ikke er bedre enn den nøyaktighet hvorved de forskjellige konstanter er bestemt eksperimentelt. Frankel og Cumming plottet Abraham's løsning for  $k = 77$  og  $\mu = 0.80$ , som passet bedre til deres eksperimentelle verdier, se fig. 4.

Fig. 6 viser de eksperimentelle og teoretiske resultater av avløpsstrålens fortynning fremstillet sammen. For praktisk bruk anbefales midlere verdier benyttet tilsvarende eksperimentelle verdier av Liseth, 1970.

For å få en grov tilnærming av den fortynning  $S_m$  som kan ventes, kan kurvene i fig. 6 erstattes med en horisontal linje for

$\frac{y}{D_0} / S_m = 1,5$  for intervallet av  $\frac{y}{D_0} / F_0$  fra 1 til 20, som vil dekke de fleste praktiske utslippsforhold

$$S_m = \frac{2}{3} \frac{y}{D_0} \quad (24)$$

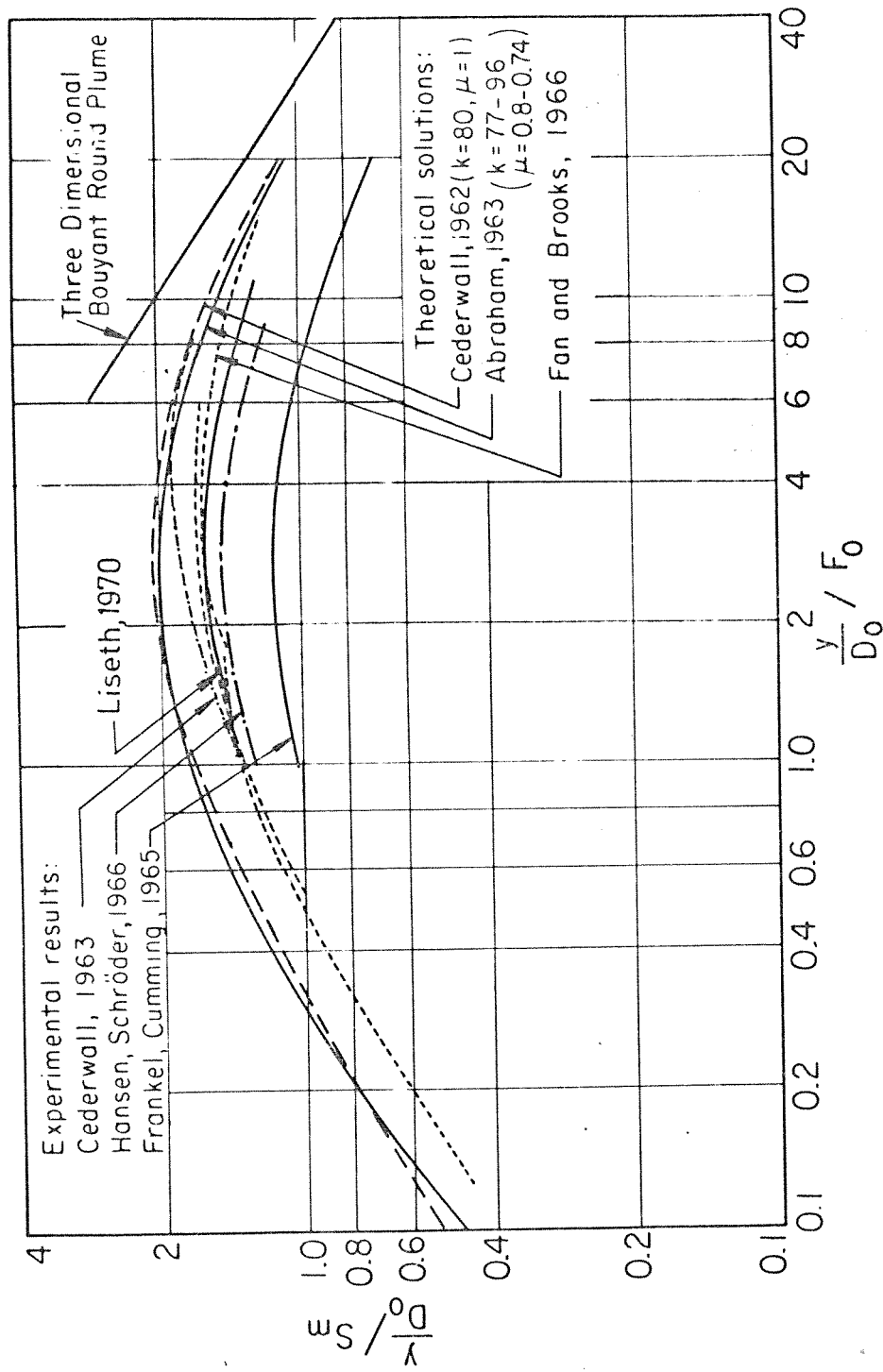


Fig. 6 Teoretiske og eksperimentelle resultater for fortynningen  $S_m$  for horisontal rettet avløpsstråle i tyngre tetthetshomogent vann uten strømbevegelse

## 2.2 Avløpsstrålen rettet vertikalt

Abraham, 1960, utførte teoretiske såvel som eksperimentelle studier av en vertikalt rettet avløpsstråle.

Ved bruk av impuls- og kontinuitetslikninger kombinert med fortynningsmålinger ved modellstudier, fremkom følgende likninger :

$$\frac{l}{S_m} \equiv \frac{c_m}{C_o} = 9.7 \cdot F_o^{2/3} \left(\frac{y}{D_o} + 2\right)^{-5/3} \quad (25)$$

$$\frac{u_m}{U_o} = 3.65 \cdot F_o^{-2/3} \left(\frac{y}{D_o} + 2\right)^{-1/3} \quad (26)$$

hvor

$u_m$  = hastighet langs avløpsstrålens senterlinje.

$U_o$  = avløpsstrålens hastighet ved utslipp.

Likningene 25 og 26 er grafisk fremstillet på fig. 7.

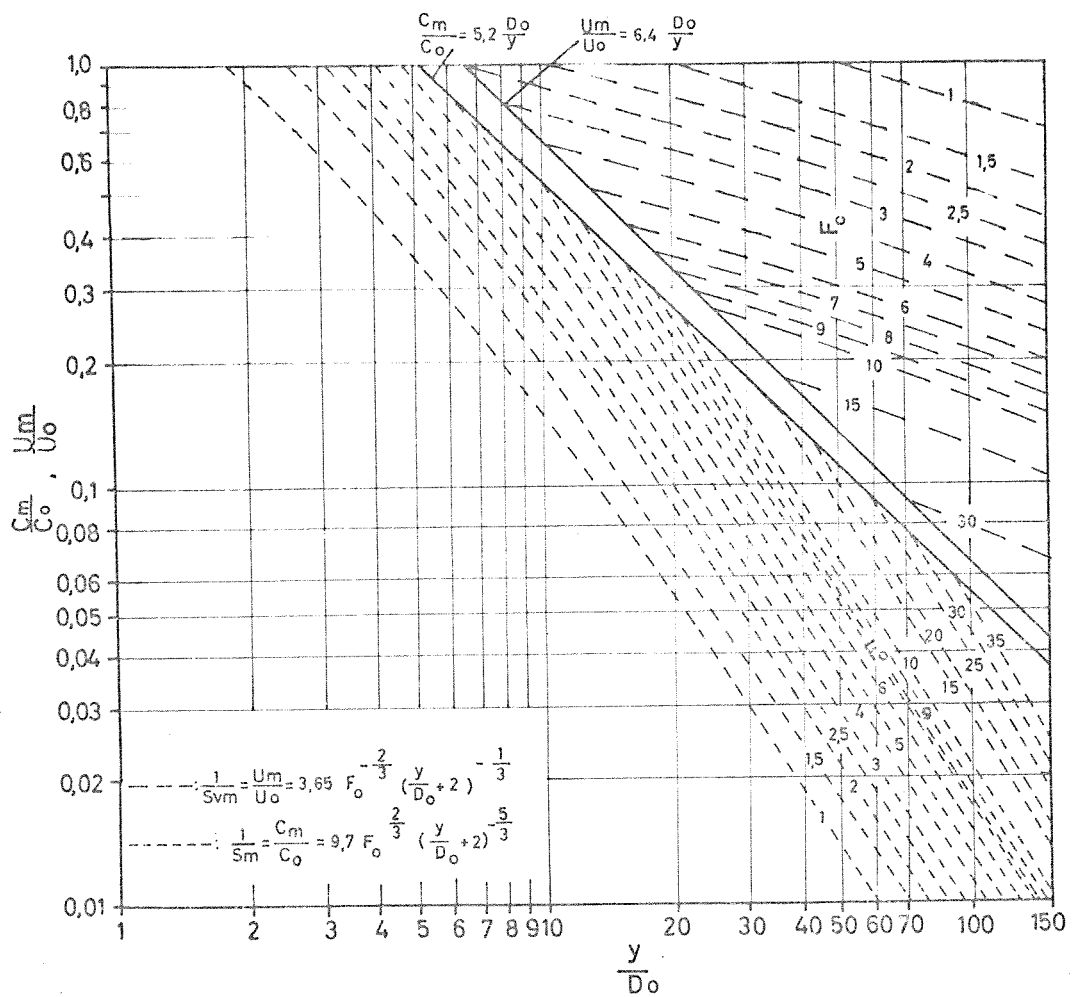


Fig. 7 Primærfortynning og hastighetsfordeling langs avløpsstrålens senterlinje ved vertikalrettet utslipp i tyngre tetthetshomogent vann uten strømbevegelse

### 3. RUND AVLØPSSTRÅLE MED OPPDRIFT I TETTHETSSJIKTET RESIPIENT

#### 3.1 Avløpsstråle rettet horisontalt inn i tyngre tetthetshomogent vann under et lettere brakkvannssjikt ved overflaten

Resipienter med markert tetthetssjiktning finner vi i estuarområder i mer eller mindre lukkede fjordsystemer. Ferskvannstilstrømningen danner her et lettere brakkvannssjikt ved overflaten. Under brakkvannssjiktet befinner det tyngre, ofte tilnærmet tetthetshomogene sjøvann seg. Overgangssonen, med en markert gradient i tetthet, betegnes sprangsjiktet eller pyknoklinen og representerer et relativt tynt lag av vannmassen, se fig. 8. I innlandsresipienten vil temperaturen forårsake tetthetssjiktning. Den markerte overgangen mellom lettere overflatevann og tyngre dypvann betegnes her termoklinen.

Ved utslipp av avløpsvann på et visst dyp under sprangsjiktet i det tyngre sjøvann, føres avløpsvannet av oppdriften under sterk turbulens opp mot sprangsjiktet. Med en effektiv innblanding av sjøvann vil avløpsvannet få en større tetthet når det når opp til sprangsjiktet enn det ovenfor liggende brakkvann. Dette tilsier en innlagring av det fortynnede avløpsvann i eller under sprangsjiktet.

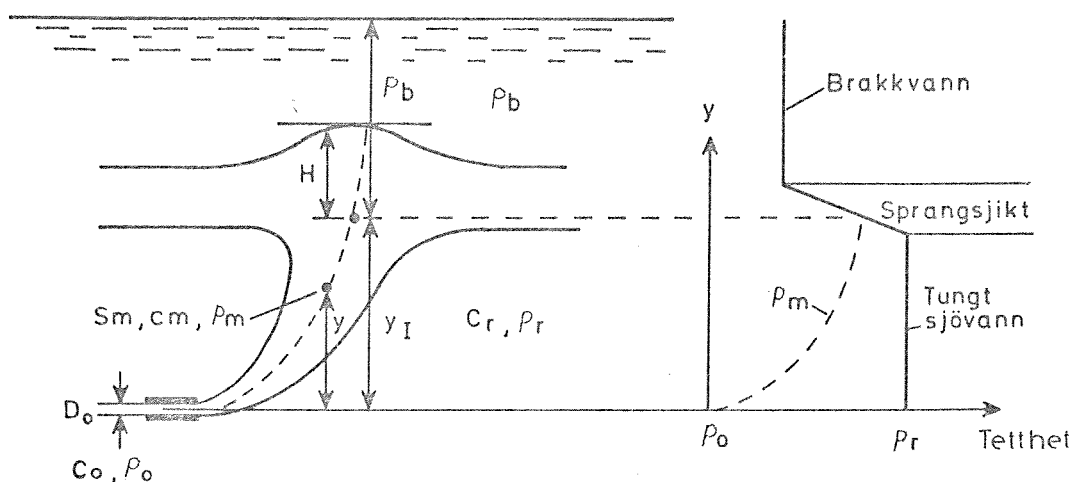


Fig. 8 Utslipp av avløpsvann i tyngre vann delt i to tetthetshomogene sjikt



Det teoretiske innlagringsdyp for avløpsvannet langs avløpsstrålens senterlinje, er det dyp hvor det fortynnede avløpsvann har samme tetthet som resipientens tetthet. Ved hjelp av beskrevne beregningsmetoder, under avsnitt 2.1, kan fortynningen  $S_m$  og tilsvarende tetthet  $\rho_m$  beregnes for flere verdier av  $y$  i det tetthetshomogene sjøvannsjikt.  $\rho_m$ -verdiene tegnes inn på samme diagram som resipientens tetthetsprofil. De to tetthetskurvers skjæringspunkt gir det teoretiske innlagringsdyp med den vertikale avstand  $y_I$  fra utslipp og med tetthet vekt  $\rho_{m,I}$ , se fig. 8.

Når avløpsvannet når opp til sprangsjiktet, kan avløpsvannet være i besittelse av en betydelig kinetisk energi. Dette kan igjen medføre at avløpsvannet trenger gjennom sprangsjiktet og når overflaten. Bedømmelse av gjennomtrengningsfaren kan gjøres ut fra en enkel energibetraktning.

Avløpsvannets kinetiske energi  $E_U$  pr. masseenheter i sentrum av avløpsstrålen ved inntrengning i sprangsjiktet er

$$E_U = \frac{1}{2} u_m^2$$

hvor  $u_m$  = hastigheten langs strålens senterlinje.

Opptrengningsarbeidet  $E_p$  pr. masseenheter ved varierende tetthet  $\rho_{b,y}$  i brakkvannsjiktet, kan under forutsetning av at primært fortynningen opphører ved inntrengning i sprangsjiktet, beregnes skrittvis på følgende måte

$$E_p = \sum_{y=y_I}^{y_I+H} \frac{\rho_{b,y} - \rho_{m,I}}{\rho_{m,I}} g \cdot \Delta y \quad (27)$$

Kan  $\rho_{b,y}$  tilnærmet settes konstant  $\rho_b$ , får vi

$$E_p = \frac{\rho_b - \rho_{m,I}}{\rho_{m,I}} g \cdot H \quad (28)$$

hvor  $H$  = største opptrengningshøyde over teoretiske innlagringsdyp.

Idet avløpsvannet når sitt høyeste nivå, kan likningen

$$E_p = E_U \text{ formuleres.}$$

Er brakkvannssjiktets tykkelse  $y_b$ , får vi gjennomtrengning når

$$H \approx y_b \quad (29)$$

### 3.2 Avløpsstråle rettet horisontalt inn i en gradvis tetthetssjiktet resipient

I en gradvis tetthetssjiktet resipient vil gravitasjonskreftene som virker på avløpsvannet bli mindre jo høyere strålen når i resipienten. Dette p.g.a. at oppdriften avtar med avtagende tetthet i høyere nivå over utslippet. Strålen er også blitt oppblandet med relativt tyngre resipientvann i lavere nivå.

Cederwall, 1968, ref. 8.

Cederwall presenterte en numerisk, trinnvis metode for beregning av fortynning langs strålens senterlinje. Strålefortynning kan i tetthetssjiktet resipientvann sies motsvare et fortynningsforløp i tetthetshomogent vann med et virtuelt utslipp i samme dyp som det reelle, men med utslippsegenskaper som tolkes forskjellig på ulike nivå i resipienten.

Fortynningen  $S_m$  er som nevnt i avsnitt 1 en funksjon av de to dimensjonsløse variable  $y/D_0$  og  $F_0$ . For å ta hensyn til tetthetsgradientens innvirkning på strålen og dens fortynning, er et modifisert Froudes tall  $F_i$  benyttet

$$F_i = \frac{u_0}{\sqrt{\sum_{i=1}^i \frac{(\rho_{ri} - \rho_0)}{i \cdot \rho_0} \cdot g \cdot D_0}} \quad (30)$$

hvor

- $u_0$  = avløpsvannets utslippshastighet
- $\rho_{ri}$  = resipientvannets tetthet på nivå tilsvarende trinn  $i$
- $\rho_0$  = avløpsvannets tetthet ved utslipp
- $i$  = antall trinn
- $g$  = tyngdens akselerasjon
- $D_0$  = effektiv diameter på strålen ved utslipp

$F_i$  må regnes ut for hvert nivå hvor en ønsker å beregne fortynningen. Fortynning og hastighet langs senterlinjen beregnes så etter følgende formler

$$S_{m,i} = 0.54 F_i (y_i/DF_i)^{7/10} \quad (31)$$

$$y_i/D < 0.5 F_i$$

$$S_{m,i} = 0.54 F_i (0.38 y_i/DF_i + 0.66)^{5/3} \quad (32)$$

$$y_i/D \geq 0.5 F_i$$

$$\frac{u_o}{u_{my,i}} = 0.40 F_i (y_i/DF_i)^{2/11} \frac{\left[1 + 1.17(y_i/DF_i)^{4/3}\right]^{1/2}}{1.08(y_i/DF_i)^{2/3}} \quad (33)$$

hvor

$u_{my,i}$  = vertikal hastighetskomponent i sentrum av strålen på nivå  $i$

$y_i$  = vertikal avstand fra utslipp til nivå  $i$

Beregningen av tettheten i den oppblandede strålen skjer ut fra fortynningsberegningene og vi skal definere en ny størrelse, den partielle fortynning  $\Delta S_{mi}$

$$\Delta S_{mi} = \frac{S_{mi}}{S_{m,i-1}} \quad (34)$$

Det er først og fremst av interesse å bestemme tettheten,  $\rho_{mi}$ , i strålens senterlinje

$$\rho_{m,0} = \rho_0 \quad (35)$$

$$\rho_{mi} = \frac{(\Delta S_{m,i} - 1) \rho_{ri} + \rho_{m,i-1}}{\Delta S_{m,i}}$$

Det teoretiske innlagringsnivå  $y_I$  er nådd når

$$\rho_{mi} = \rho_r \quad (36)$$

Bedømmelse av gjennomtrengningsfaren til overflaten beregnes som beskrevet under avsnitt 3.1.

### EDB-beregning av avløpsstrålens fortykning og bevegelse

Programmer for regnemaskiner, som beregner avløpsstrålens fortykning og bevegelse ved ulike utslippsretninger og ved vilkårlig tetthetsfordeling i resipienten, er blitt utviklet i de senere år. Ditmars, 1969, ref. 24, laget et program basert på tidligere arbeider av Fan og Brooks, 1969, ref. 11. Med dette som forbilde, har tilsvarende programmer blitt utviklet både ved VHL og NIVA.

Differensiallikningene oppstilt av Fan og Brooks for horisontal avløpsstråle i tetthetshomogent vann, er modifisert ved at utslippsretning  $\beta_0$  kan variere fra 0 til 90° og ved at  $\rho_r$  er en funksjon av  $y$ . Resipientvannets tetthet beregnes i programmet ved at temperatur og salinitet på ulike dyp listes i input. I det følgende gis en kort beskrivelse av computer program utviklet ved NIVA.

COMPUTER PROGRAM, JET MIXING, Bjerkeng og Lesjö, 1972, ref. 25.

#### Program

The computer program is written in the computer language FORTRAN V. and named JET MIXING.

The differential equations formulated by Fan and Brooks, ref. are solved step by step along the jet curve. Each step is calculated by the the Runge-Kutta method with given initial conditions.

The neutral depth, i.e. the depth where the density of the jet is equal to the density of the ambient medium, is calculated and interpreted as the equilibrium depth. Besides the maximum and minimum depths, the input constants can be solved on catalogued files.

#### Input Data

There are three kinds of input data:

- constants
- density profile in the receiving water (temperature, salinity)
- initial values of jet discharge

a) Constants:

DELTAS	Step length along the curve (m).
XLIM	Max. distance from discharge (m) for limitation of the calculations.
GRAV	Acceleration of gravity ( $m/s^2$ ).
ALPHA	Entrainment coefficient.
LAMBDA	Squareroot of turbulent Schmidt number.

b) Density profile data:

STATION	Name of station.
REG.TIME	Registration time (two items).
DENSWW	Density of waste water.
DEPTH	Depth (m).
TEMP	Temperature ( $^{\circ}C$ ).
SAL	Salinity (0/00).

c) Jet data:

OUTFALL SITE	Name of outfall site.
MANIFOLD NO.	Number identifying manifold.

Up to ten sets of the following:

N	Hole number
DEPTH (N)	Discharge depth (m).
DIST (N)	Discharge distance from shore (m).
DEFF (N)	Effective hole diameter (m).
THETA (N)	Discharge
U (N)	Initial velocity of jet (m/s).

Output data

Normal output from a normal set of data:

MANIFOLD NO.	As inputted (not used).
OUTFALL SITE	As inputted (not used).
DENSITY PROFILE NO.	Given by user.
DISCHARGE N	As inputted (not used).
DEPTH (N)	As inputted.
DIST (N)	As inputted.
DEFF (N)	As inputted.
THETA (N)	As inputted.
U (N)	As inputted.

DENSWW	As inputted.
DEPTH (j)	"y-coordinate" (m).
DIST (j)	"x-coordinate" from discharge (m).
WIDTH (j)	Width of jet (m).
DILUT (j)	Dilution of jet.
AMBDENS (j)	Ambient density
VEL (j)	Jet velocity (m/s).

Special lines printed have the following meaning:

DEPTH/MIN or DEPTH/MAX: Horizontal tangent to the curve.

The jet is passing an extremal point.

DEPTH/NEUTRAL: Equilibrium point.

The diagnostic and error message are explained in "User Manual".

#### Beregningseksempel

Kjølevann til en industri hentes på 10 m dyp i en innsjø og skal slippes ut igjen til innsjøen ved en diffusor beliggende mellom 500 m og 200 m fra land. Avløpsvannet varmes opp  $10^{\circ}\text{C}$  og i tillegg vil det være 0.5σ - enheter tyngre enn kjølevannet ved samme temperatur p.g.a. tilsatte stoffer. Avløpsmengden utgjør  $4 \text{ m}^3/\text{sek}$ .

Avløpsvannets tetthet og resipientvannets temperaturfordeling til ulike årstider, fremgår av fig. 9. Karakteristiske data for utløpsledningens og diffusorens hydraulikk er beregnet ut fra et eget EDB-program, Liseth, 1970, ref. 17, og vist på fig. 10. Fig. 11 viser avløpsvannets innlagring ved alternative utslippsretninger til ulike årstider.

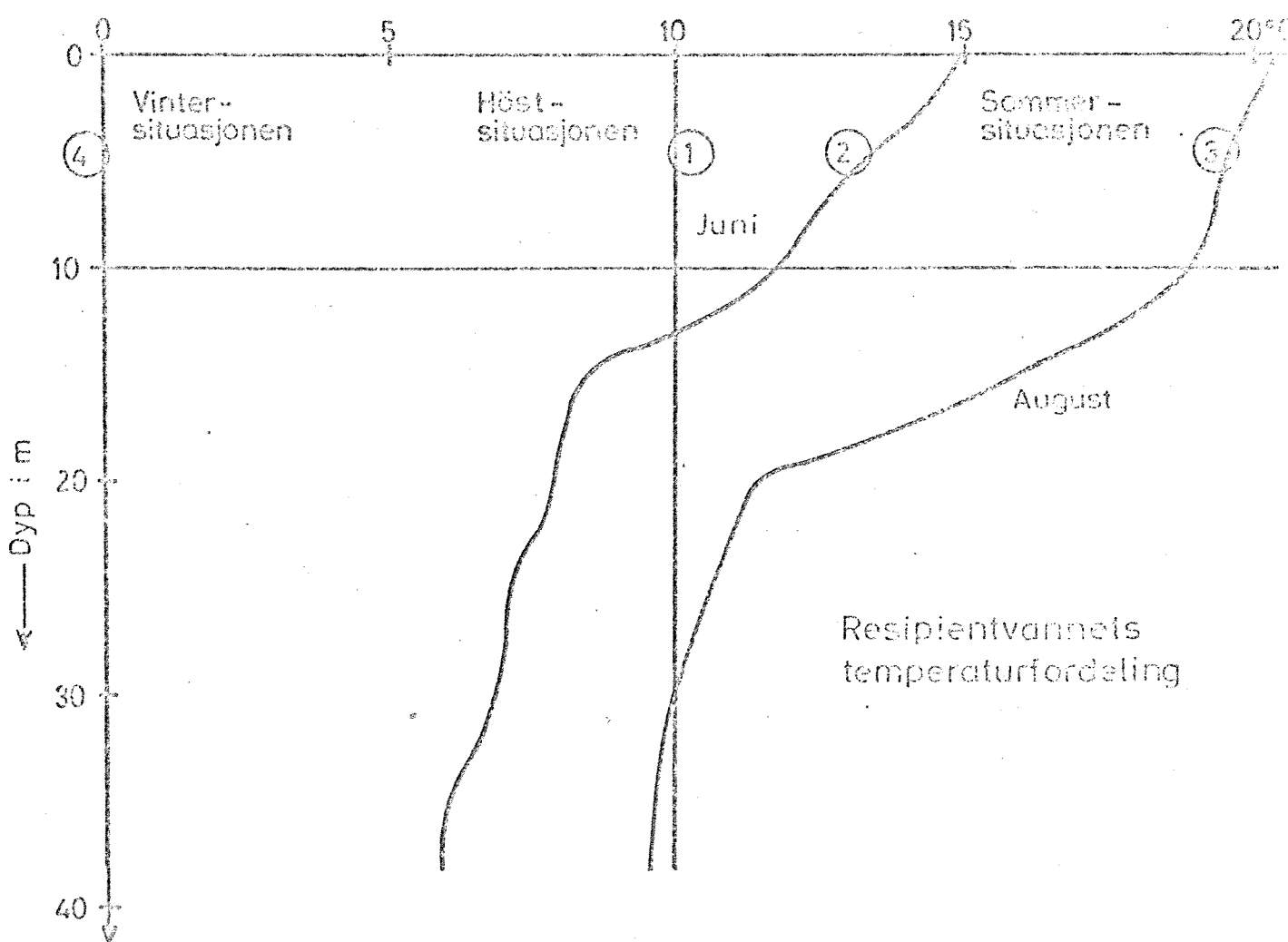
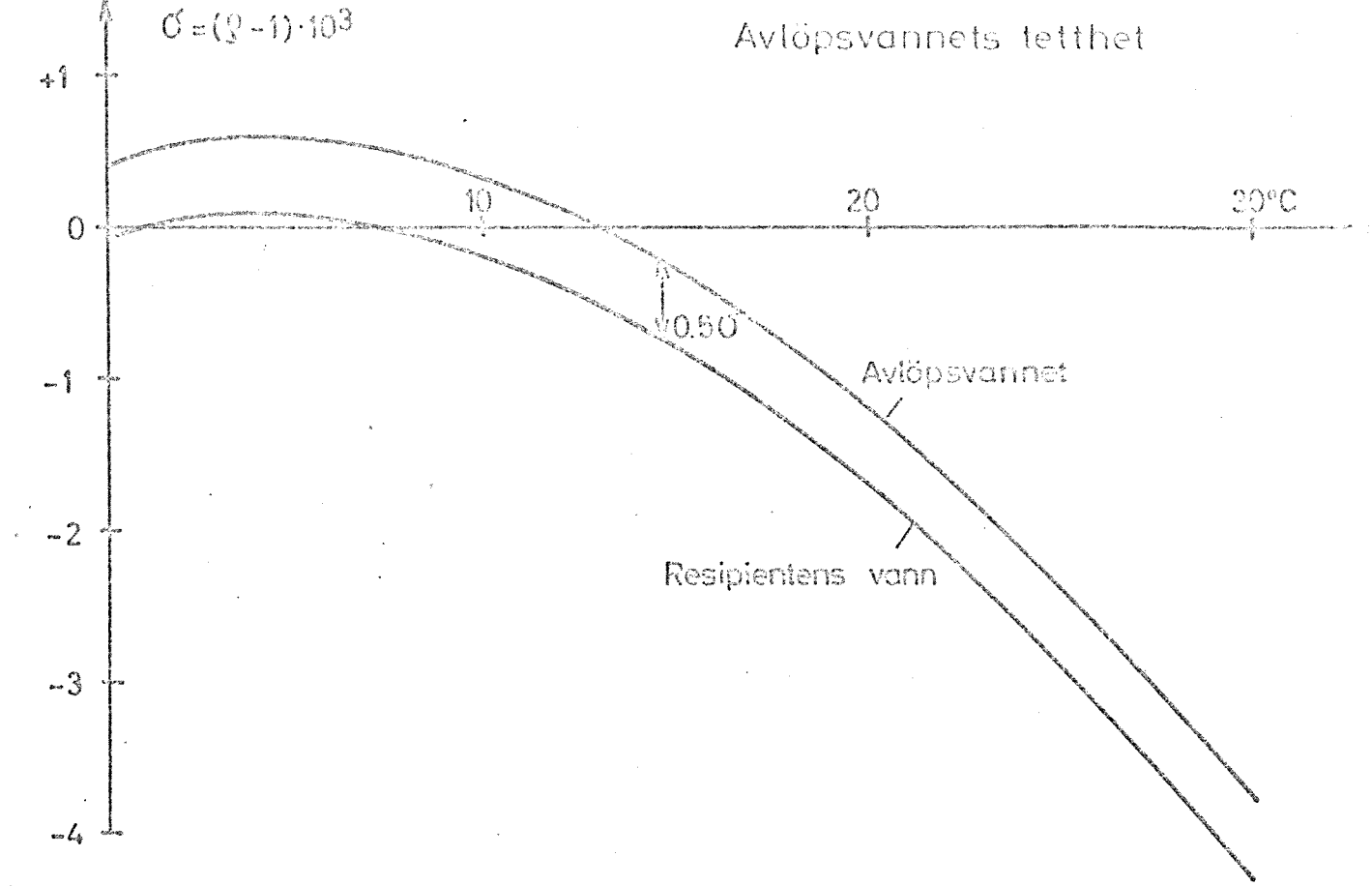


Fig. 9



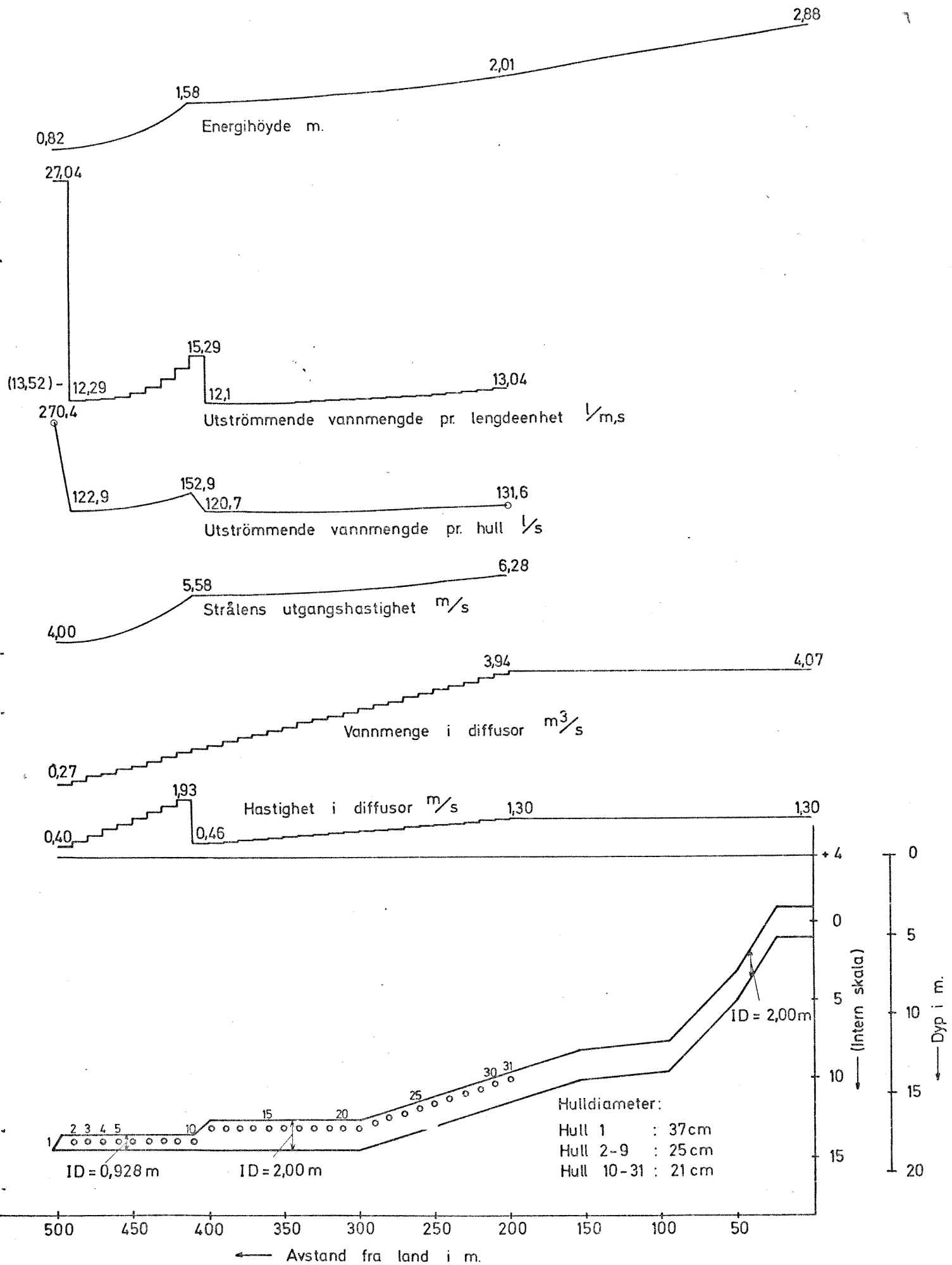


Fig. 10 Karakteristiske data for utløpsledningens- og diffusorens hydraulikk.  
 Diffusor 3. Utslippstrasè A. Avløpsmengde  $4,07 \text{ m}^3/\text{s}$ .



#### 4. UTSLIPP AV AVLØPSVANN I RESIPIENT MED VANN AV SAMME TETTHET

Kommunalt avløpsvann vil ha tilnærmet samme tetthet som ferskvann. Ved utslipp i innlandsresipienter, vil derved gravitasjonskrefter ofte kunne neglisjeres og utslippsretning er avgjørende for avløps- s vannets bevegelse under primærfortynningsfasen. Siden avløpsvannet og resipientens vann er av samme tetthet, vil Froudes tall  $F_o = \infty$  og fortynningen  $S_m$  er bare en funksjon av  $s/D_o$ , se likning (4).

$$S_m = f\left(\frac{s}{D_o}\right) \quad (37)$$

hvor

$s$  = karakteristisk avstand, settes lik avstand langs senter av avløpsstrålen fra utslipps- hullet.

Albertson, Dai, Jensen og Rouse, 1950, ref. 3, utførte grunnleggende teoretiske og eksperimentelle studier av avløpsvannets fortynning. De kom frem til følgende likning for den totale vannføring i avløps- strålen i forhold til avløpsmengden ved utslipp med gyldighetsområde  $a > \text{ca. } 6 D_o$

$$\frac{Q}{Q_o} = k_1 \frac{s}{D_o} \quad (38)$$

hvor

$Q$  = totale vannføring i avløpsstrålen lik summen av avløpsmengde ved utslipp og inntrengt for- tynningsvann fra resipienten.

$k_1$  = konstant, eksperimentelt bestemt til 0,32.

Fortynningen  $S_m$  langs senteret av avløpsstrålen kan bestemmes for  $s > \text{ca. } 6 D_o$  ved likningen

$$s_m = \frac{C_o}{C_m} = 2 k_2 \frac{s}{D_o} \quad (39)$$

$k_2$  er en konstant og har blitt målt ved eksperimentelle studier utført av en rekke forskere til 0,085 - 0,096.

5. RUNDE HORIZONTALRETTEDE AVLØPSSTRÅLER MED OPPDRIFT FRA  
EN DIFFUSOR I TETTHETSHOMOGENT VANN

Som det fremgår av likning 24 er fortynningen  $S_m$  for en avløpsstråle tilnærmet omvendt proporsjonal med avløpsstrålens diameter  $D_o$ . Ved å dele opp en avløpsstråle i flere mindre stråler, vil vi under forutsetning av at strålene ikke interfererer med hverandre, kunne oppnå større fortynning over samme dyp, eller klare oss med mindre dyp for å oppnå samme fortynning. Dette forhold utnyttes ved bruk av diffusor.

I det følgende skal primærfortynningsprosessen kort beskrives for horisontale avløpsstråler fra en diffusor bestående av et diffusorrør med runde hullåpninger langs begge sider. Hullene er plassert annen hver gang til hver side.

Er hullene langs diffusoren plassert i tilstrekkelig avstand fra hverandre, vil fortynningen for én avløpsstråle være uavhengig av de andre avløpsstrålene. Plasseres avløpsstrålene tett sammen, vil de blandes inn i hverandre med derav følgende reduksjon i effektiv fortynning.

I tillegg til de under avsnitt 1.2 nevnte variabler bestemmende for fortynningen  $S_m$  ved én avløpsstråle, må for en diffusor også avstanden  $L$  mellom avløpsstrålene innføres. Den minste fortynning  $S_m$  langs sentrum av strålene kan derved beskrives av følgende dimensjonsløse tall

$$\frac{s}{D_o}, \frac{s}{L}, F_o, R_o.$$

På samme måte som for én avløpsstråle, regnes fortynningen uavhengig av  $R_o$ , og  $S_m$  kan skrives som en funksjon av tre variabler

$$S_m = f \left( \frac{s}{D_o}, \frac{s}{L}, F_o \right)$$

Som karakteristisk avstand  $s$  velges den vertikale avstand over utslipp  $y$ , og likningen kan skrives

$$S_m = f \left( \frac{y}{D_o}, \frac{y}{L}, F_o \right) \quad (40)$$

Liseth, 1970, ref. 17, utførte hydrauliske modellstudier som simulerte primærfortynningsfasen av avløpsstråler fra en lang diffusor i en kanal som rommet 170 000 liter ferskvann. Diffusoren ble installert ca. 15 cm under vannoverflaten tvers over kanalen. De horisontalrettede huller langs begge sider av diffusoren hadde en innbyrdes avstand som ble variert fra  $L = 80$  cm ned til 7,5, 5,0, 2,5, 1,67 og 0,83 cm. Avløpsstrålenes diameter ved utslipp var 0,37 cm. Avløpsvannet besto av en saltløsning med tetthet fra  $1,0075 \text{ g/cm}^3$  til  $1,0374 \text{ g/cm}^3$  og avløpsstrålenes fortynningsbilde ble således studert opp ned. Fluoroserende fargestoff RHODAMINE WT ble tilsatt avløpsvannet, og ved å trekke ut vannprøver for registrering i et Fluorometer ble strålenes form og fortynning studert ved ulike grader av interferens.

Liseth fant at avløpsstrålene med oppdrift etter en viss avstand på hver side av diffusoren, blandes sammen til en tilnærmet todimensjonal stråle. Disse todimensjonale stråler, som avbøyes oppover, vil virke som "vegger" og lukke mellom seg et begrenset vannvolum over diffusoren. Inntrengning av fortynningsvann til avløpsstrålene fra dette begrensede volum vil være redusert betydelig i forhold til den ubegrensede inntrengning fra yttersidene. Denne mangel på balanse i inntrengning vil forårsake at avløpsstrålene fra begge sider av diffusoren trekkes sammen til en tilnærmet todimensjonal stråle over diffusoren. Fig.12 viser en skisse av hvordan avløpsstrålene fra en diffusor med hullene tett sammen interfererer og blandes sammen til én todimensjonal stråle.

For  $y/L = 0 - 5$  vil fortynningen  $S_m$  ikke påvirkes av de andre avløpsstråler, og kan beregnes som beskrevet i avsnitt 2.1. For  $y/L > 5$  blandes avløpsstrålene sammen og fortynningen  $S_m$  reduseres i forhold til tilsvarende avløpsstråle som ikke påvirkes av andre stråler. Denne reduksjonen vil for  $y/L = 80$  utgjøre 80 - 90%. Fig. 13 viser resultatene av eksperimentelle målinger av senterfortynningen  $S_m$ . Primærfortynningsprosessen er her beskrevet ved de dimensjonsløse parametre

$$\frac{y}{D_o} / S_m, \frac{y}{D_o} / F_o \text{ og } \frac{y}{L}.$$

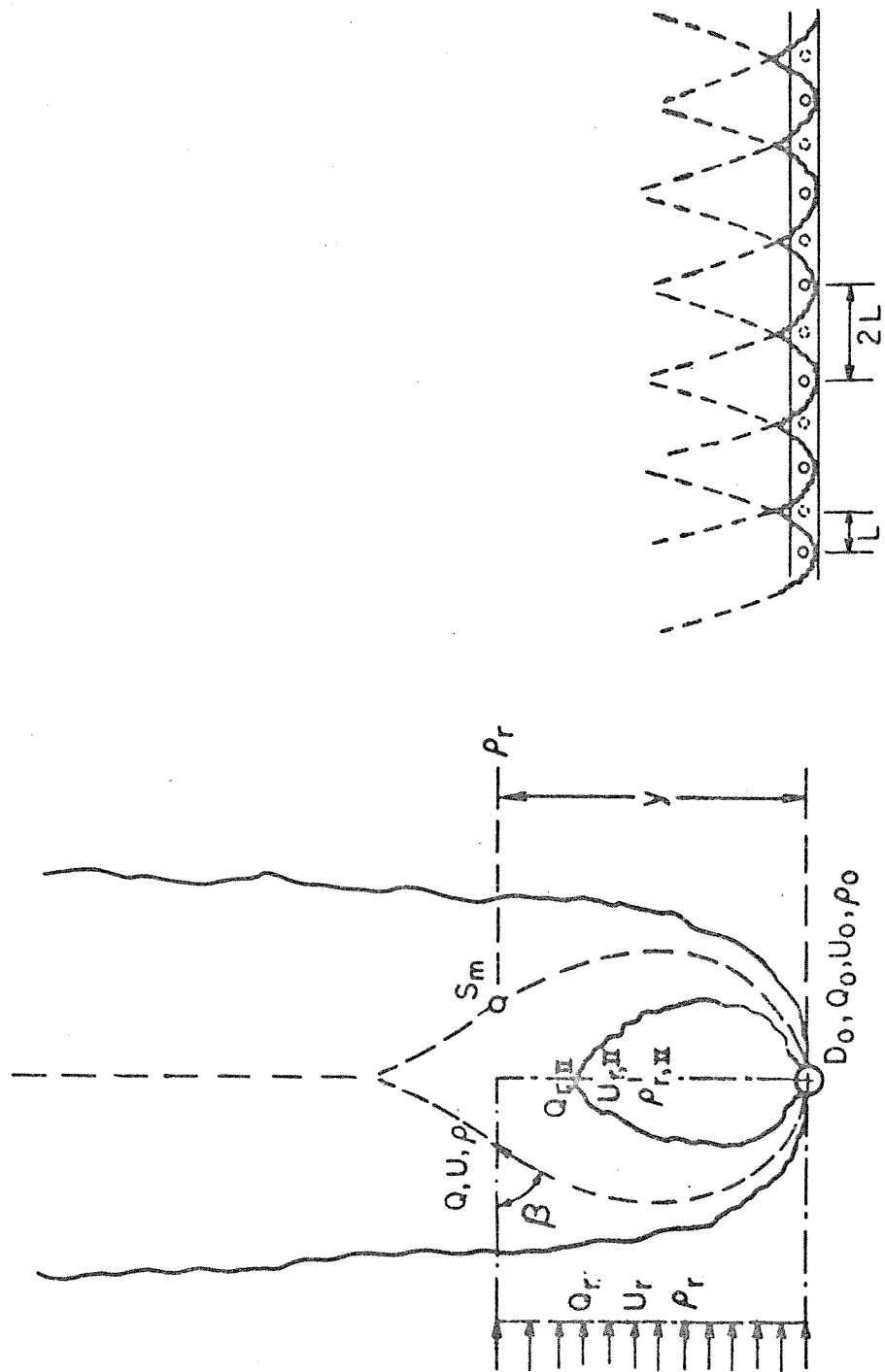


Fig.12 Interferens mellom avlöpsstrålen fra en diffusor

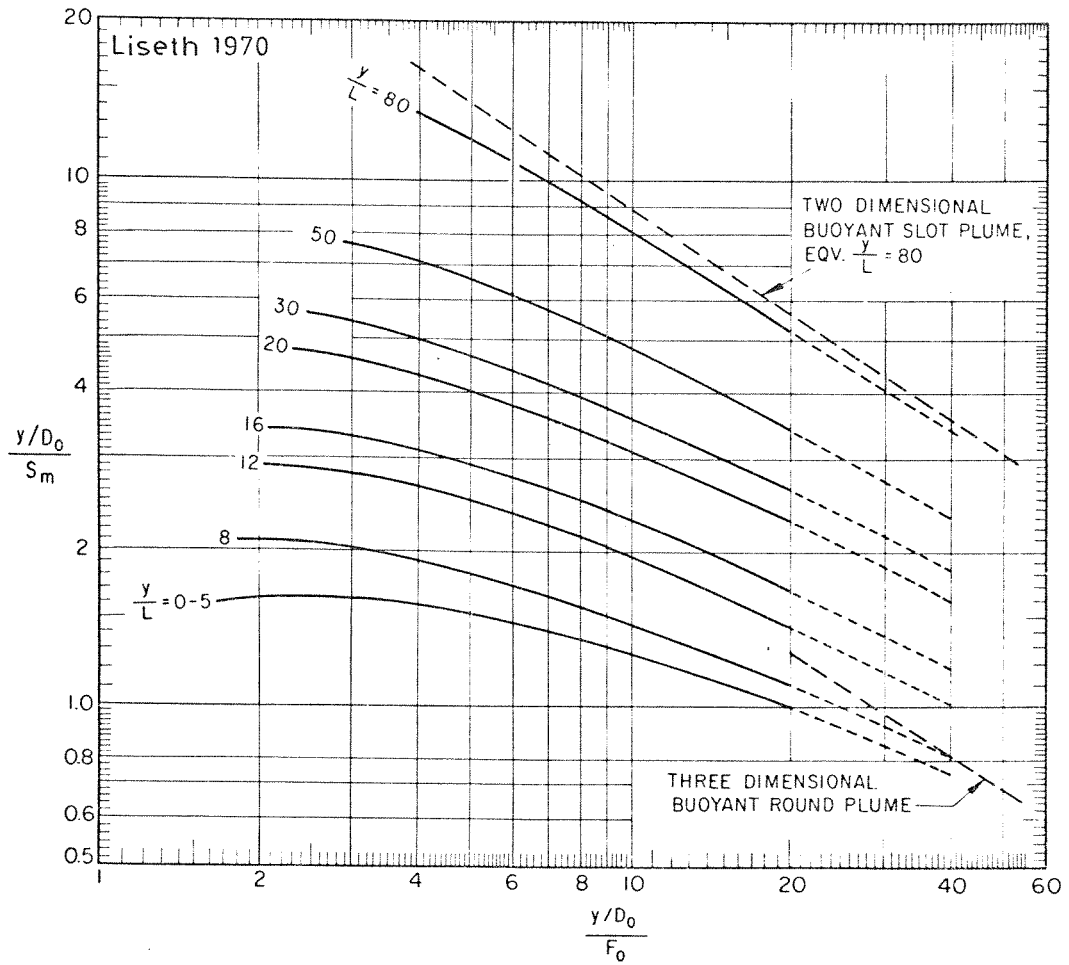


Fig. 13 Fortynningen  $S_m$  langs senter av sammenblandete avlpsstråler fra en diffusor i tyngre tetthetshomogent vann uten strømbevegelse.

6. BETYDNINGEN AV AVLØPSSTRÅLENE'S DIAMETER OG DERES INNBYRDES AVSTAND PÅ PRIMÆRFORTYNNING FRA EN DIFFUSOR I TYNGRE TETTHETSHOMOGENT VANN

For å oppnå innlagring av avløpsvannet på ønsket nivå og bevare vannets kvalitet i resipienten, er det ofte nødvendig å kreve en viss primærfortynning samt en viss fordeling av avløpsvannet over et område ved utslippet. Primærfortynningen er avgjørende for konsentrasjonen av løste og suspenderte stoffer i utslippsområdet. Fordeling av avløpsvann langs en diffusor er ikke bare av betydning for å oppnå en større grad av fortynning, men vil være avgjørende for fordeling av stoffer fra utslippet som vil nå overflaten som flyttestoffer eller nå bunnen som sedimenterbare stoffer.

Følgende fysiske parametre er bestemmende for avløpsvannets primærfortynning og fordeling

Resipienten :

- Tetthet  $\rho_r$
- Utslippsdyp (stighøyde)  $y$

Avløpsvannet :

- Mengde  $Q_o$
- Tetthet  $\rho_o$

Diffusor :

- Hullavstand  $L$
- Strålediameter  $D_o$
- Utslippshastighet  $U_o$

For bedre å kunne fastslå betydningen av avløpsstråle's diameter og deres innbyrdes avstand, ble de eksperimentelt bestemte fortynninger  $S_m$  fremstilt i fig. 13 plottet på nytt som funksjon av  $\frac{y}{L}$ ,  $\frac{y}{D_o}$  og  $F_o$ , se figurene 14-15-16-17.  $S_m$ -verdier fra 20 til 200 er plottet på hvert diagram med  $F_o$  henholdsvis 10, 20, 30 og 40.

Forholdet mellom utslipp av avløpsvann pr. lengdeenhet av diffusoren  $Q_L$  og relevante dimensjonsløse parametre  $\frac{y}{D_o}$ ,  $\frac{y}{L}$  og  $F_o$  kan fremstilles ved en enkel kontinuitetslikning



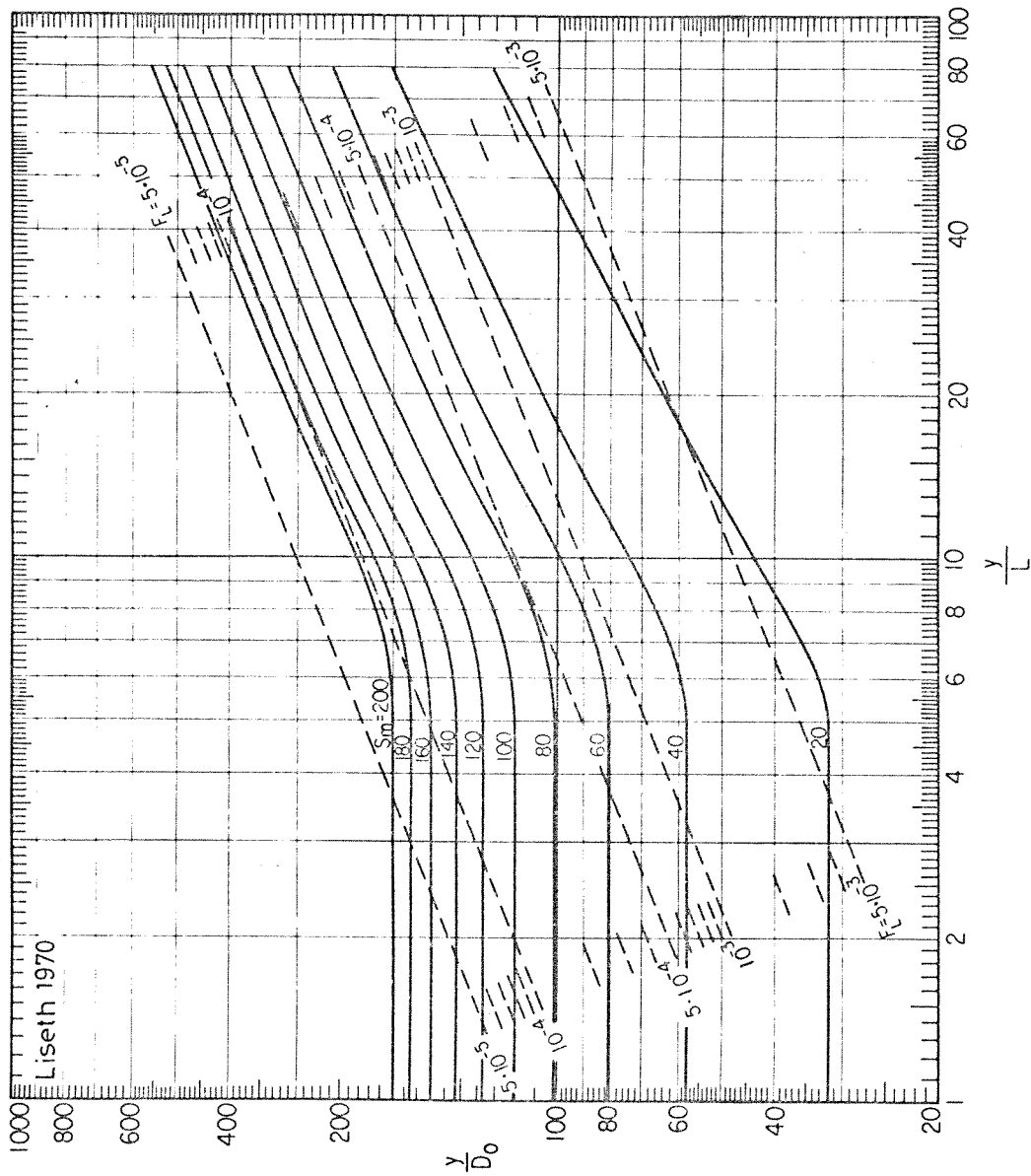


Fig. 14 Fortynningen  $S_m$  langs senter av sammenblandete avløpsstråler fra en diffusor i tyngre tetthetshomogent vann uten strømbevegelse,  $F_0 = 10$

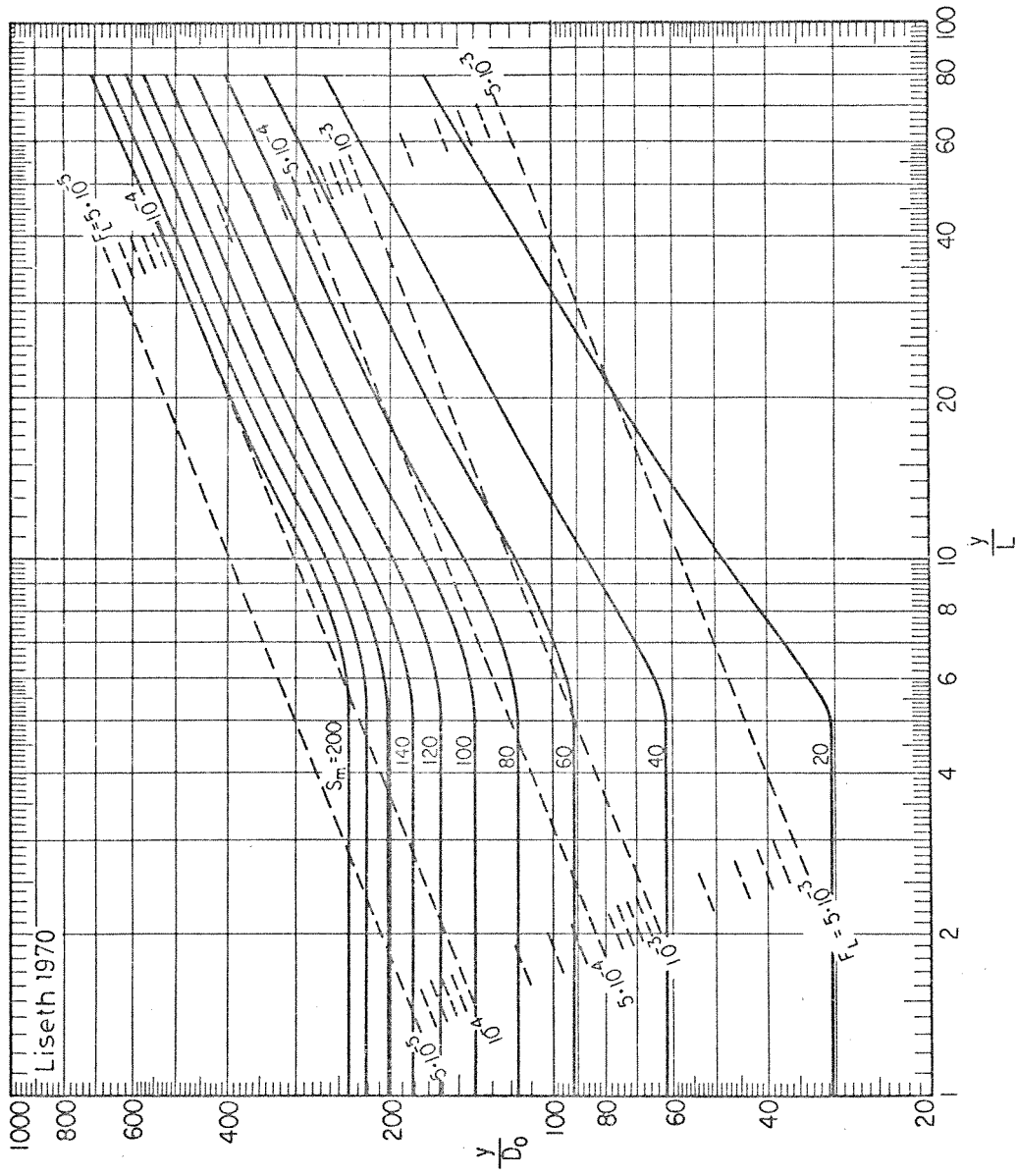


Fig. 15 Fortynningen  $S_m$  langs senter av sammenblandete avløpsstråler fra en diffusor i tyngre tetthetshomogent vann uten strømbevegelse,  $F_0 = 20$

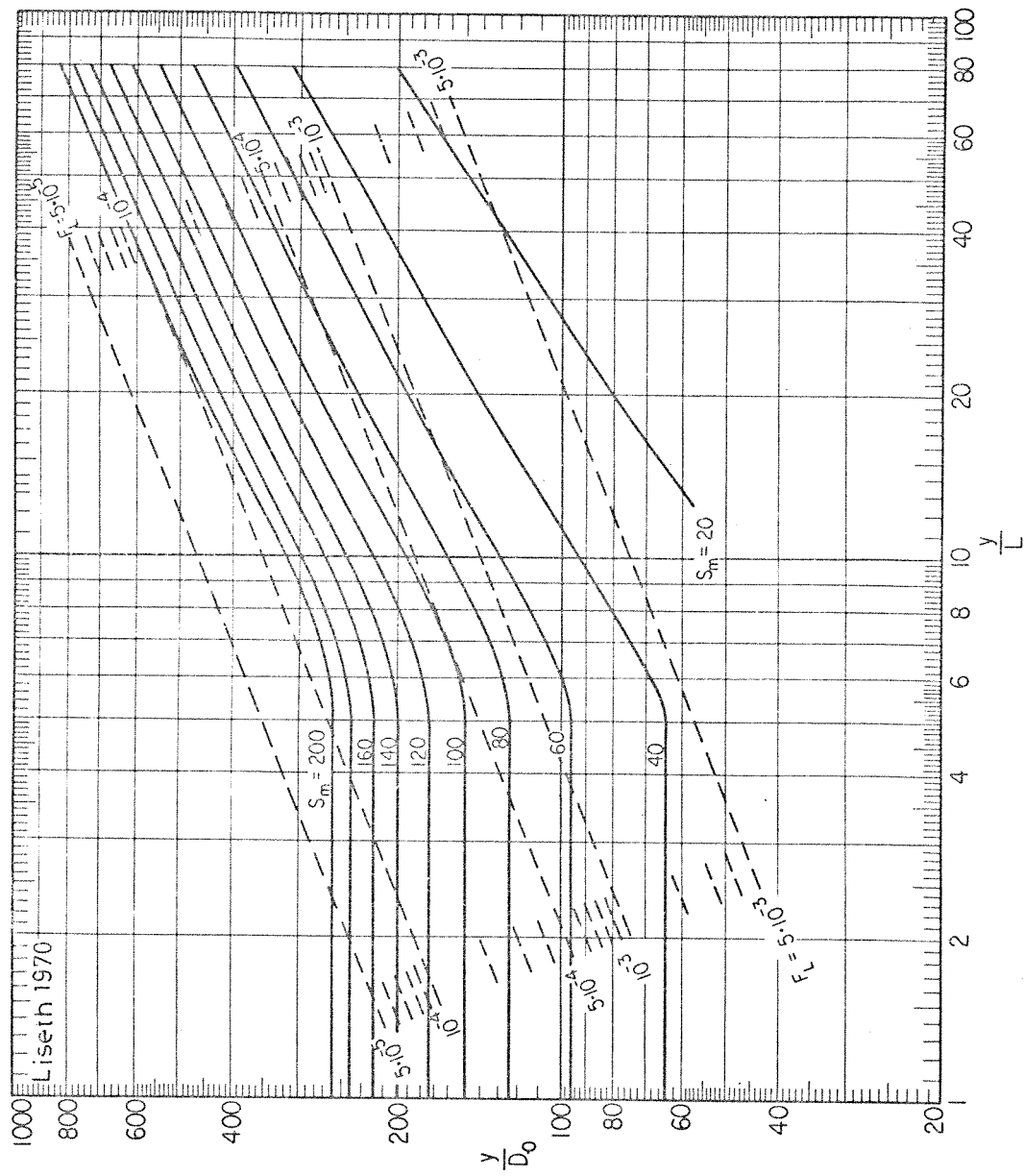


Fig. 16 Fortynningen  $S_m$  langs senter av sammen-  
 blandete avlpsstråler fra en diffusor i  
 tyngre tetthetshomogent vann uten  
 strømbevegelse,  $F_0 = 30$

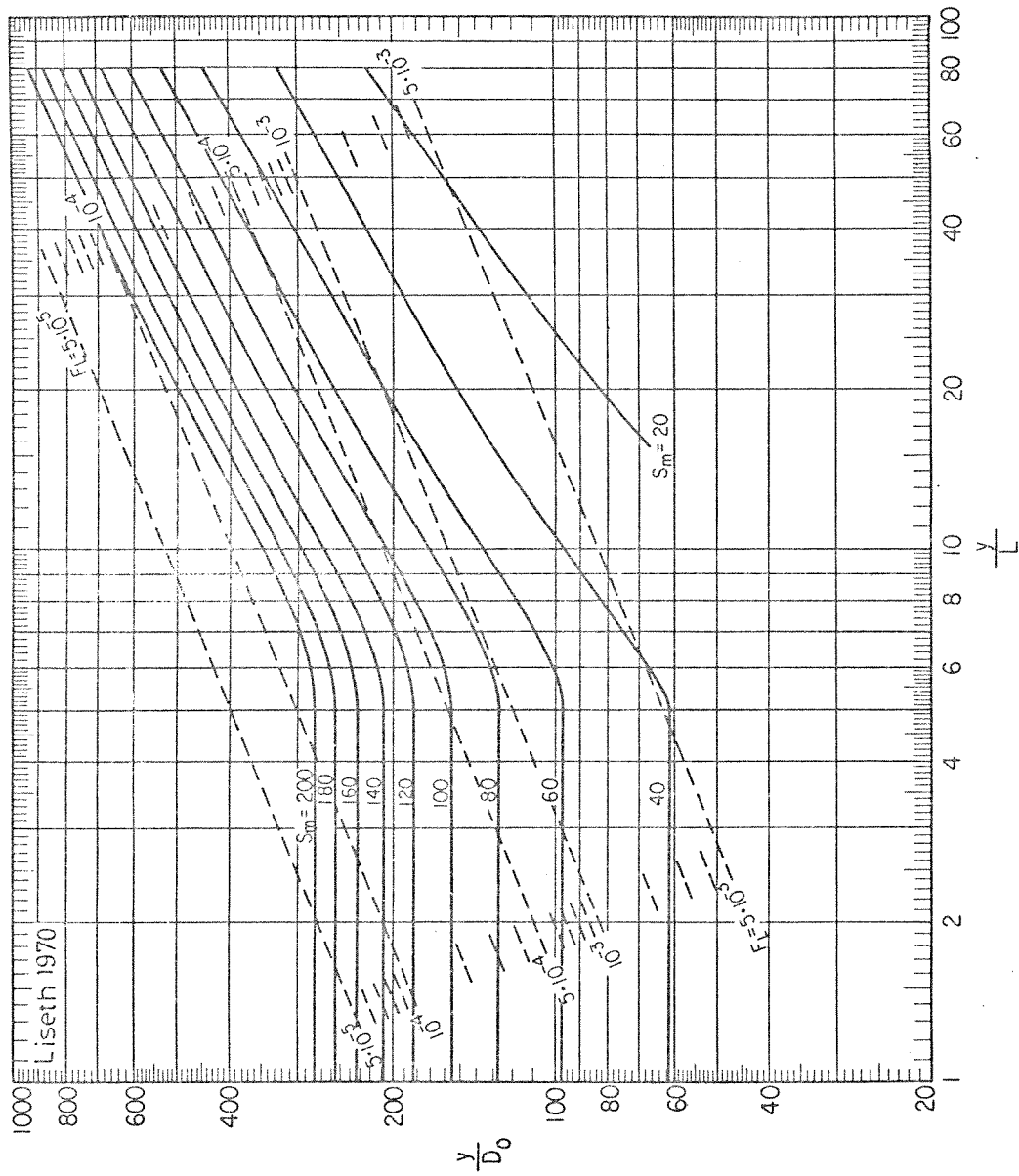


Fig. 17 Fortynningen  $S_m$  langs senter av sammen-  
 blandete avløpsstråler fra en diffusor i  
 tyngre tetthetshomogent vann uten  
 strømbevegelse,  $\bar{F}_0 = 40$

$$\frac{Q_0}{L} = Q_L = \frac{\pi}{4} \frac{D_0^2 U_0}{L} \quad (41)$$

$$\frac{\pi}{4} \left(\frac{D_0}{y}\right)^{5/2} \frac{y}{L} \frac{U_0}{\sqrt{\frac{\rho_r - \rho_0}{\rho_0} g \cdot D_0}} = \frac{Q_L}{y \sqrt{\frac{\rho_r - \rho_0}{\rho_0} g \cdot y}}$$

hvor

$$F_L = \frac{Q_L}{y \sqrt{\frac{\rho_r - \rho_0}{\rho_0} g \cdot y}} \quad (42)$$

$F_L$  = er et desimetrisk Froudes tall proporsjonal til avløpsvannets fordeling  $Q_L$ . Likningen (41) kan nå skrives

$$\frac{y}{L} = \frac{4}{\pi} \frac{F_L}{F_0} \left(\frac{y}{D_0}\right)^{5/2} \quad (43)$$

Likning (43) er også plottet inn som stiplede linjer på fig.14-15-16-17. Ved å spesifisere fortynningsgrad  $S_m$  og Froudes tall for avløpsvannets fordeling  $F_L$ , kan alle kombinasjoner av  $\frac{y}{D_0}$  og  $\frac{y}{L}$  for  $F_0 = 10, 20, 30$  og 40, som tilfredsstillere de spesifiserte verdier, leses ut av figurene. Generelt kan følgende konklusjoner trekkes

- 1) Interfererende avløpsstråler fra en diffusor forandrer avløpsstrålens fortynningsbilde betydelig i forhold til stråler som ikke interferer. Strålene vil gradvis med økende avstand over diffusoren falle sammen til en tilnærmet todimensjonal stråle.
- 2) Graden av interferens mellom strålene er bestemt av  $\frac{y}{L}$ .
- 3) For  $\frac{y}{L}$  mellom 0 og 5 vil strålene ikke interferere med hensyn til fortynning  $S_m$ .
- 4) For  $\frac{y}{L} > 5$  vil interferens resultere i redusert fortynning. For  $\frac{y}{L} = 80$  er fortynningen  $S_m$  bare ca. 10 - 20% av fortynning til tilsvarende stråler uten interferens.

- 5) Froudes tall for avløpsvannets fordeling langs diffusoren  $F_L$  er av avgjørende betydning for avløpsvannets primærfortynning.
- 6) For enhver verdi av  $F_O$  og  $F_L$  vil en hullavstand  $\frac{Y}{L}$  fra 5 til 10 gi den største fortynning  $S_m$ .
- 7) For enhver verdi av  $F_O$  og spesifisert verdi av  $S_m$  vil  $\frac{Y}{L}$  fra 5 - 10 gi den største verdi av  $F_L$ , eller maksimal avløpsbelastning langs diffusoren. For en gitt total avløpsmengde, gir således  $\frac{Y}{L}$  fra 5 - 10 den korteste diffusor.
- 8) For enhver verdi av  $F_L$  og  $\frac{Y}{L}$ , får vi større fortynning  $S_m$  ved større verdier av  $F_O$ .
- 9) For enhver verdi av  $\frac{Y}{L}$  med en spesifisert verdi av  $S_m$ , får vi for større verdier av  $F_O$  også større verdier av  $F_L$ .  
Dersom avløpsvannets fordeling pr. lengdeenhet av diffusoren  $Q_L$  er gitt, kan dypet (stigenøyden)  $y$  nødvendig for å oppnå en spesifisert verdi av  $S_m$ , bestemmes ut av tilhørende verdier for  $F_O$  og  $F_L$ .

Konklusjonene ovenfor er basert på eksperimentelle observasjoner hvor de relevante dimensjonsløse parametre varierte innen følgende intervaller

$$\frac{Y}{D_O} : 52 - 222$$

$$\frac{Y}{L} : 0 - 80$$

$$F_O : 10 - 61$$

$$\frac{Y}{D_O} / F_O : 2 - 20$$

$$F_L : 5 \times 10^{-5} - 5 \times 10^{-3}$$

R E F E R A N S E R

1. Abraham, G., Jet Diffusion in Stagnant Ambient Fluid, Delft Hyd. Lab. Pub. No. 29, 1963.
2. Abraham, G., "Horizontal Jets in Stagnant Fluid of Other Density," Proc. ASCE, J. Hyd. Div., 91, HY4, pp 138-54, July, 1965.  
Discussion, 93, HY1, pp 63-68, January 1967.
3. Albertson, M. L., Dai, Y. B., Jensen, R. A. and Rouse, H., "Diffusion of Submerged Jets," Trans. ASCE, 115, pp 639-97, 1950.
4. Anwar, H. O., "Experiment on an Effluent Discharging from a Slot into Stationary or Slow Moving Fluid of Greater Density," Journal of Hydraulic Research, No. 4, 1969.
5. Bosanquet, C. H., Horn, G., and Thring, M. W., "The Effects of Density Differences on Path of Jets," Proc. Roy. Soc. London, Ser. A., Vol. 263, Sept. 1961.
6. Cederwall, K., The Initial Mixing on Jet Disposal into a Recipient, (in Swedish), Chalmers Institute of Technology, Goteborg, Sweden, Division of Hydraulics, Pub. No. 14 and 15, 1963.
7. Cederwall, K., Jet Diffusion: Review of Model Testing and Comparison with Theory, Chalmers Institute of Technology, Goteborg, Sweden, Division of Hydraulics, February 1967.
8. Cederwall, K., Hydraulics of Marine Waste Water Disposal, Chalmers Institute of Technology, Goteborg, Sweden, Division of Hydraulics Pub. No. 42, 1968.
9. Fan, L.-N. Turbulent Buoyant Jets into Stratified or Flowing Ambient Fluids, California Institute of Technology, W. M. Keck Lab. of Hydraulics and Water Resources, Report No. KH-R-15, 1967.
10. Fan, L.-N., and Brooks, N. H., "Horizontal Jets in Stagnant Fluid of Other Density, Discussion," Proc. ASCE, J. of Hyd. Div., HY2, 1966.
11. Fan, L.-N., and Brooks, N. H., Numerical Solutions of Turbulent Buoyant Jet Problems, California Institute of Technology, W. M. Keck Lab. of Hydraulics and Water Resources, Report No. KH-R-18, 1969.
12. Forstall, W., and Gaylord, E. W., "Momentum and Mass Transfer in a Submerged Water Jet," Journal of Applied Mechanics, Vol. 2, No. 2 pp 161, 1955.

13. Frankel, R.J. og Cumming, J.D.: "Turbulent Mixing Phenomena of Ocean Outfalls", Proc. ASCE, J. of San Eng. Div. SA2, pp 33-59 April 1965.
14. Frankel, R.J. og Cumming, J.D.: "Horizontal Jets in Stagnant Fluid of Other Density, Discussion", Proc. ASCE, J. of Hyd.Div., Vol.92, September 1966.
15. Hansen, J. og Schroeder, H.: "Horizontal Jet Dilution Studies by Use of Radioactive Isotopes", Acta Polytechnica Scandinavia, No. 49, Copenhagen, 1968.
16. Lee, S.L. og Emmons, H.W.: "A Study of Natural Convection Above a Line of Fire", J. of Fluid Mech., 11, pp. 353-68, 1961.
17. Liseth, P.: "Mixing of Merging Buoyant Jets from a Manifold in Stagnant Receiving Water of Uniform Density", University of California, Berkeley, Hydraulic Engineering Laboratory. Report No. HEL 23-1, 1970.
18. Morton, B.R., Taylor, G.I. og Turner, J.S.: "Turbulent Gravitational Convection from Maintained and Instantaneous Sources", Proc. Roy. Soc. London, A234, pp 1-23, 1956.
19. Rawn, A.M. og Cederwall, K.: "Submarine Disposal of Sewage", IAHR, Leningrad, No. 2.17, 1965.
20. Rawn, A.M., Bowerman, F.R. og Brooks, N.H.: "Differences for Disposal of Sewage in Sea Water", Trans. ASCE, Vol. 126, Pt. III, pp 344-388, 1961.
21. Rawn, A.M. og Palmer, H.K.: "Pre-Determining the Extent of a Sewage Field in Sea Water", Trans. Asce, 94, pp 1034-1060, 1930.
22. Rouse, H., Yih, C.S. og Humphereys, H.W.: "Gravitational Convection from a Boundary Source", Tellus, 4, 1952.
23. Wiegel, R.L.: Oceanographical Engineering, Prentice Hall, 1964.
24. Ditmars, J.D.: "Computer Program for Round Buoyant Jets into Stratified Ambient Environments", California Institute of Technology, W.M. Keck Lab. of Hydraulics and Water Resources, Technical Memorandum 69-1, 1969.
25. Bjerken, B. og Lesjö, Aa.: "Calculation of the Jet Mixing by Submerged Waste Water Disposal by means of Digital Computer", Norsk institutt for vannforskning og Computas A/S, under fullførelse.
26. Den Norske Ingeniørforening - AVLØPSTEKNIKK.  
Liseth, P - kap. 13 : "Utslipp til resipient, Avløpsvannets utledning og fortynning. Tapir-Trykk 1971.