

# Spredning av avløpsvann i en resipient ved diffusor

Av sivilingeniør Paul Liseth

Paul Liseth er sivilingeniør ETH, Zürich, Master of Science og Doctor of Philosophy, Sanitary and Hydraulic Engineering UC Berkeley. Han er ansatt som avdelingsleder i I/S MILJØPLAN.

## INNLEDNING

Utleddning og spredning av avløpsvann til egnede resipientområder er et viktig og nødvendig tiltak for å redusere forurensningsvirkninger i resipienten. Avløpsvannet må føres vekk fra stredene og gruntvannsområder ut til åpnere, større vannområder hvor naturressurser og bruksinteresser i mindre grad påvirkes.

Konsentrering av avløpsvann i store utslipp setter strengere krav til valg av utslippssted og til en effektiv fortykning, fordeling og innlagring av avløpsvannet i utslippsområder. I de senere år har diffusor blitt tatt i bruk for å sprede avløpsvannet fra utløpsledningens ytre ende.

En diffusor slipper avløpsvannet ut over en lengre strekning ved en rekke mindre avløpsstråler. Dette sikrer en hurtigere fortykning av forurensningskomponentene og en bedre utnyttelse av tilgjengelig fortykningsvann i resipienten.

Den konstruktive utforming av en diffusor vil først og fremst være bestemt av bunnforholdene i resipienten. En enkel, men effektiv diffusor

som vanligvis egner seg godt for norske forhold er en rørledning ved bunnen med runde hullåpninger for horisontalrettede avløpsstråler langs begge sider. For å sikre en stabil fordeling av avløpsvannet til hullene og en størst mulig fortykning av avløpsvannet er hullåpningene rettet annen hver gang til hver side. Avløpsvannets fordeling til hullene i diffusoren kan beregnes etter metode av Rawn, Bowerman og Brooks, 1961 (1).

Ved dyputslipp vil avløpsstrålen ha en kinetisk energi 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 strålen. Gravitasjonskrefter virker i vertikal retning og påtvinger strålen en vertikal bevegelse til avløpsvannet innlagres ved overflaten eller i et sjikt neddykket i resipienten. Denne tvungne blanding av avløpsvannet betegnes med primærfortynning eller initialfortynning.

Primærfortynningen er ofte bestemmende for forurensningsforhold

dene i utslippsområdet. For å begrense konsentrasjoner av løste og suspenderte stoffer til et akseptabelt nivå og besørge avløpsvannet innlagret på de mest hensiktsmessige dyp i resipienten, må det settes krav til en minste primærfortynning. For å unngå oppsamlinger av forureningsstoffer på overflaten eller bunnen ved utslippet, må avløpsvannet fordeles over en lengre strekning i resipienten, og krav må settes til utslippsbelastning pr. lengde eller flate i utslippsområdet. En diffusor vil i betydelig grad øke avløpsvannets fortynning eller redusere nødvendige utslippsdyp. Likeledes vil en diffusor fordele avløpsvannet over hele sin lengde.

Avløpsvannets fortynning langs sentrum av én avløpsstråle  $S_m$  i tyngre tetthetshomogent resipientvann kan tilnærmet beregnes

$$S_m \cong \frac{2}{3} \frac{y}{D_o} \quad (1)$$

hvor  $y$  = fortynningsdyp og  $D_o$  = avløpsstrålens diameter ved utslipp.

Deles en avløpsstråle opp i  $n$  like avløpsstråler, er avløpsvannets fortynning  $S_m$  under forutsetning av at hver stråle fortynnes uavhengig av hverandre

$$S_m \cong \frac{2}{3} \frac{y}{D_o} \cdot \sqrt[n]{n} \quad (2)$$

For et gitt utslippsdyp øker avløpets fortynning med kvadratrotten av antall avløpsstråler. Ved en gitt minste fortynning reduseres likeledes

det nødvendige fortynningsdyp med kradratrotten av antall stråler.

Som eksempel viser fig. 1 nødvendig fortynningsdyp og diffusorlengde som funksjon av antall stråler  $n$ , for å gi en primærfortynning  $S_m$  på 100 ganger ved totalt utslipp på  $1 \text{ m}^3/\text{s}$ . Avløpsstrålene er rettet horisontalt med utslipphastighet  $4 \text{ m/s}$ . Avløpsvannets tetthet er  $1.000$  og resipientvannets tetthet er  $1.025$ . Det fremgår at et fortynningsdyp på ca.  $70$  meter er nødvendig ved én stor avløpsstråle, mens oppdelt i  $20$  mindre stråler kreves bare ca.  $15 \text{ m}$  dyp for å oppnå den samme primærfortynning. I det siste tilfelle er utslippet fordelt over en diffusor på  $70$  meters lengde.

I denne artikkel skal avløpsvannets primærfortynning, senere bare kalt fortynning, fra en diffusor i tilnærmet stagnerende og tyngre tetthetshomogent resipientvann beskrives. Spesielt skal diffusorens utforming med hensyn til valg av hullstørrelse og hullavstand for å oppnå en maksimal fortynning i utslippsområdet diskuteres.

Er avløpsstrålene langs en diffusor plassert med tilstrekkelig avstand mellom, vil fortynningen av avløpsstrålene være uavhengig av hverandre og kan beregnes for hver enkelt avløpsstråle. Få og store avløpsstråler spredt utover i resipienten gir imidlertid liten fortynning og dårlig utnyttelse av tilgjengelig fortynningsvann.

Plasseres avløpsstrålene tett, vil de blandes inn i hverandre. Mange små og tette avløpsstråler gir en bedre utnyttelse av fortynningsmulighetene

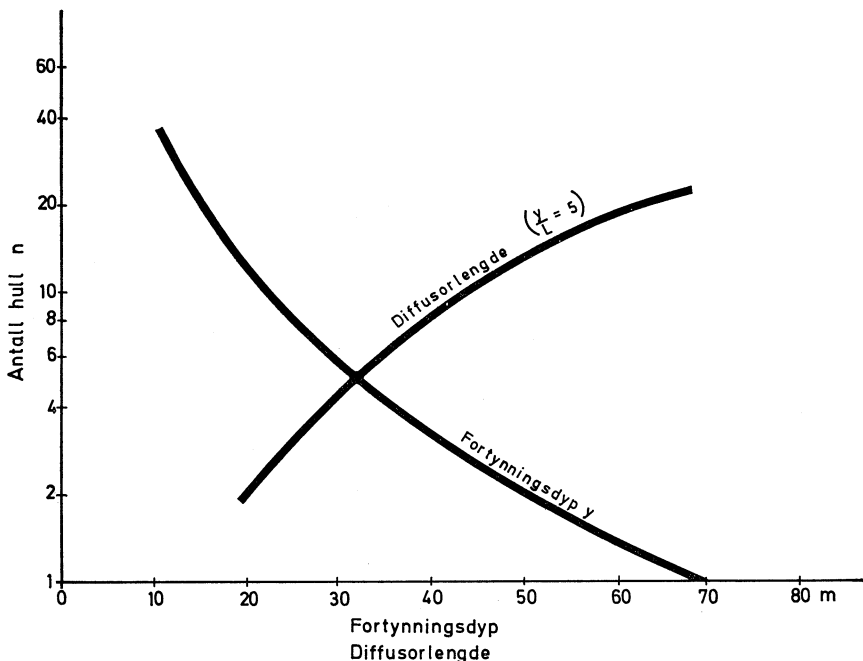


Fig. 1. Nødvendig fortynningsdyp for å oppnå en primærfortynning  $S_m = 100$  ved en total avløpsmengde på 1 m<sup>3</sup>/s.

i resipienten, men sammenblanding reduserer den effektive fortynning. Ved stor grad av sammenblanding vil avløpsstrålene fortynnes tilnærmet som en to-dimensjonal, gravitasjonsdrevne stråle fra en spalteåpning langs diffusoren.

Rund tre-dimensjonal stråle og to-dimensjonal, gravitasjonsdrevne stråle representerer de to grensetilfeller av fortynningsbildet fra en diffusor og skal kort beskrives.

**GRENSETILFELLER VED FORTYNNING FRA EN DIFFUSOR I TILNÆRMET STAGNERENDE, TYNGRE TETTHETSHOMOGENT VANN.**

**Avløpsstrålene fordelt med stor avstand fra hverandre — Rund, tre-dimensjonal, horisontalrettet stråle.**

Teoretiske studier av horisontalrettet avløpsstråle med oppdrift har i de senere år blitt publisert av Abra-

ham, 1963 (2), Cederwall, 1963 (3) og Fan og Brooks, 1966 (4). Cederwall presenterte sin analytiske løsning ved de dimensjonsløse parametre

$\frac{y}{D_o}$  og  $\frac{y}{F_o}$  som én kurve, se fig. 2, hvor

$$S_m = \frac{\rho_r - \rho_o}{\rho_r - \rho_m} \frac{c_r - C_o}{c_r - c_m} = \text{fortynning langs avløpsstrålens senterlinje.}$$

$\rho_r$  = resipientvannets tetthet.

$\rho_o$  = avløpsvannets tetthet.

$\rho_m$  = avløpsvannets tetthet langs senterlinjen etter fortynning.

$c_r$  = konsentrasjon av løste eller suspenderte stoffer i resipienten (bakgrunnens konsentrasjon).

$C_o$  = konsentrasjon i avløpsvannet.

$c_m$  = konsentrasjon langs senterlinjen etter fortynning.

$y$  = vertikal avstand over utslipp hvor avløpsstrålen fortynnes (fortynningsdyp).

$D_o$  = avløpsstrålens diameter ved utslipp.

$F_o = \frac{U_o}{\sqrt{g'D_o}}$ : densimetrik Froudes tall.

$g' = g \frac{\rho_r - \rho_o}{\rho_o} = \text{gravitasjonskonstant korrigert for oppdrift.}$

Også Abrahams analytiske løsning kan fremstilles som en kurve på fig. 2. Den analytiske løsning av Fan

og Brooks gir på fig. 2 en kurveskare som imidlertid med tilstrekkelig nøyaktighet for fortynningsberegninger kan tilnærmes med en kurve.

Eksperimentelle studier av horisontalrettet avløpsstråle med oppdrift har i de senere år vært utført av Cederwall, 1963 (3), Frankel og Cumming 1965 (5), Hansen og Schröder, 1968 (6) og Liseth, 1970 (7). De eksperimentelle data for senterfortynningen har også blitt plottet ved

de dimensjonsløse parametre  $\frac{y}{D_o}$

og  $\frac{y}{F_o}$ . For hver av de eksperimenterelle studier kan en kurve anpasses til måledataene. Disse kurver er vist på fig. 2. For avløpsstråler fra en diffusor som ikke interferer med hverandre eller enkelt utslipp, kan ved gitt fortynningsdyp  $y$ , avløpsstrålens diameter  $D_o$  og utslipphastighet  $U_o$  samt avløpsvannets og resipientvannets tetthet, fortynningen langs avløpsstrålens senterlinje beregnes ut fra fig. 2. For praktisk bruk anbefales de tilnærmet sammenfallende resultater fra studier av Hansen og Schröder, Liseth og Fan og Brooks.

For intervallet  $\frac{y}{D_o} / F_o$  fra 1—20

kan fortynningskurvene i fig. 2 tilnærmet erstattes med en horisontal

linje  $\frac{y}{D_o} / S_m = \frac{3}{2}$ , (likning 1) som

dekker de fleste praktiske utslippsforhold.

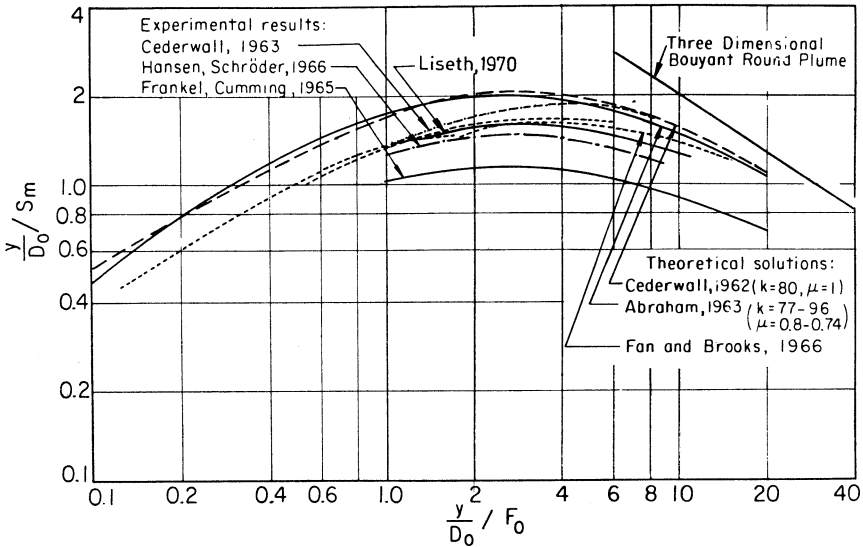


Fig. 2. Teoretiske og eksperimentelle resultater for fortynningen  $S_m$  for horisontal rettet avløpsstråle i tyngre tetthetshomogent vann uten strømbevegelse.

For  $F \rightarrow 0$  og  $\frac{y}{D_0} \rightarrow \infty$ , eller for store verdier av  $\frac{y}{D_0} / F_0$  vil avløps-

strålens fortykning asymptotisk nærme seg en ren gravitasjonsdrevne stråle.

Basert på teoretiske og eksperimentelle studier av Rouse, Yih og Humpreys, 1952 (8), kan senterfortynningen for en gravitasjonsdrevne stråle skrives

$$\frac{1}{S_m} = 9,35 F_0^{2/3} \left(\frac{y}{D_0}\right)^{-5/3} \quad (3)$$

Figur 2 viser likning (3) som en rett linje.

**Avløpsstrålene plassert tett sammen — Sammenhengende to-dimensjonal, gravitasjonsdrevne stråle.**

For stor grad av overlapping mellom avløpsstrålene fra en diffusor

med  $F_0 \rightarrow 0$  og  $\frac{y}{D_0} \rightarrow \infty$ , vil av-

løpsstrålenes fortykning tilnærmet kunne beskrives som en to-dimensjonal gravitasjonsdrevne stråle. Senterfortynningen av en slik stråle ble også studert av Rouse, Yih and Humpreys, 1952 (8), basert på deres arbeider kan følgende likning for strålens senterfortynning skrives

$$S_m = \frac{1}{2.6} \frac{1}{F_{SL}^{2/3}} \frac{y}{B_0} \quad (4)$$

hvor

$$F_{SL} = \frac{U_o}{\sqrt{g \cdot B_o \frac{\rho_r - \rho_o}{\rho_o}}}$$

densimetrisk Froudes tall for utslipp fra en spalt.

$B_o$  = avløpsstrålens bredde.

Innføres avstanden  $L$  fra senter til senter av hullene langs diffusoren med avløpsstrålens diameter  $D_o$ , kan en ekvivalent bredde  $B_o$  defineres som

$$B_o = \frac{\pi D_o^2}{4 L} \quad (5)$$

Antas utslippshastigheten  $U_o$  og den initielle impuls pr. lengdeenhet langs diffusoren å være lik, kan likning (4) skrives

$$\left(\frac{y}{D_o} / S_m\right)^{3/2} \left(\frac{y}{D_o} / F_o\right) = 3,29 \left(\frac{y}{L}\right) \quad (6)$$

$Y$  — er et karakteristisk dimensjons- $L$

løst tall for graden av interferens mellom strålene langs diffusoren og likning (6) kan for en gitt verdi av

$y$  — fremstilles som en rett linje på  $L$   
fig. 2.

#### OVERLAPPENDE AVLØPS-STRÅLER FRA EN DIFFUSOR

Liseth, 1970 (7) 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  $L = 0,83$  cm. Avløpsstrålens diameter ved utslipp var 0,37 cm. Avløpsvannet besto av en saltoppløsning med tetthet fra 1,0075 g/cm<sup>3</sup> til 1,0375 g/cm<sup>3</sup> og avløpsstrålens fortynningsbilde ble således studert opp ned. Fluorescerende fargestoff Rhodamine wt ble tilsatt avløpsvannet, og ved å trekke ut vannprøver for registrering i et Fluorometer ble strålens form og fortykning studert ved ulike grader av overlapping.

Avløpsstrålene vil etter en viss avstand på hver side av diffusoren, blandes sammen til en tilnærmet to-dimensjonal stråle. Disse to-dimensjonale stråler, som avbøyes oppover, vil virke som «vegger» og lukke mellom seg et begrenset vannvolum over diffusoren. Inntrengning av fortykningsvann til avløpsstrålene fra dette begrensede volum vil være redusert betydelig i forhold til den ubegrensede inntrengning fra yttersidene. Denne mangel på balanse i inntrengning forårsaker at avløpsstrålene fra begge sider av diffusoren trekkes sammen til én tilnærmet to-dimensjonal stråle over diffusoren. Sammenblanding av avløpsstråler over en diffusor er i prinsipp vist på fig. 3.

For en overlapping  $\frac{y}{L} = 0-5$

vil senter-fortynningen  $S_m$  ikke påvirkes av de andre avløpsstråler, og kan beregnes som for en enkel av-

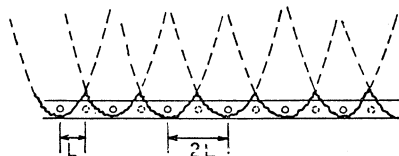
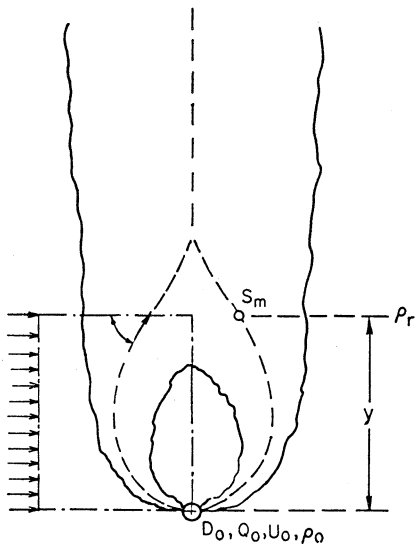


Fig. 3. Inteferens mellom avløpsstrålene fra en diffusor.

løpsstråle. For  $\frac{y}{L} > 5$  blandes av-

løpsstrålene sammen og fortynningen  $S_m$  reduseres i forhold til tilsvarende avløpsstråle som ikke påvirkes av andre stråler. Denne reduksjonen

vil for  $\frac{y}{L} = 80$  utgjøre 80—90 %.

Fig. 4 viser resultatene av eksperimentelle målinger av senterfortynningen  $S_m$ . Primærfortynningsprosessen er her beskrevet ved de dimensjonsløse parametre

$$\frac{y}{D_0} / S_m, \frac{y}{D_0} / F_0 \text{ og } \frac{y}{L}$$

For hver grad av overlapping  $\frac{y}{L}$  ble én kurve anpasset til måledataene med relativt stor nøyaktighet og tegnet inn på fig. 4 for  $\frac{y}{L}$  fra 0—80.

For  $\frac{y}{L} = 80$  er den ekvivalente

to-dimensjonale gravitasjonsdrevne stråle vist ved en rett stiplet linje.

Fig. 4 muliggjør en beregning av resulterende senterfortynning  $S_m$  fra

en enkel avløpsstråle  $\frac{y}{L} < 5$  til over-

lappende avløpsstråler med  $\frac{y}{L}$  opptil

80.

BETYDNINGEN AV AVLØPSSTRÅLENE'S DIAMETER OG DERES INNBYRDEDE AVSTAND PÅ AVLØPSVANNETS PRIMÆRFORTYNNING OG FORDELING FRA EN DIFFUSOR

Som nevnt innledningsvis må diffusorens utforming tilfredsstillende krav til avløpsvannets primærfortynning og fordeling i resipienten.

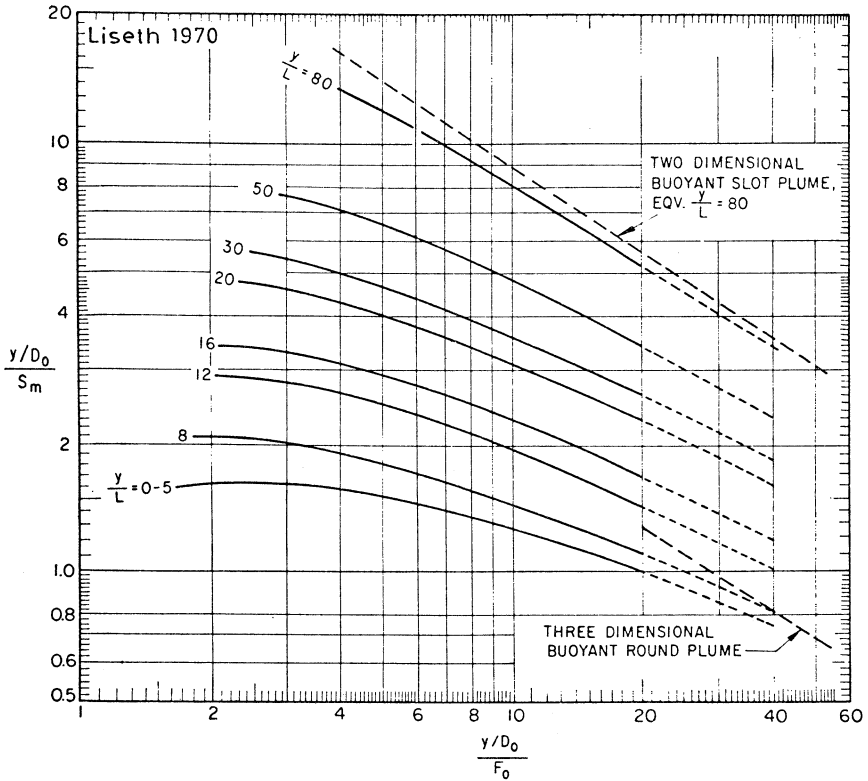


Fig. 4. Fortynningen  $S_m$  langs senter av sammenblandete avløpsstråler fra en diffusor i tyngre tetthetshomogent vann uten strømbevegelse.

For bedre å kunne fastslå betydningen av avløpsstrålernes diameter og deres innbyrdes avstand, ble de eksperimentelt bestemte fortynninger  $S_m$  fremstilt i fig. 4, plottet på nytt

som funksjon av  $\frac{y}{D_0}$  og  $F_0$ , se figurene

5, 6, 7 og 8,  $S_m$ -verdier fra 20 til 200 er plottet på hvert diagram med  $F_0$  henholdsvis 10, 20, 30 og 40.

Forholdet mellom utslipp av avløpsvann pr. lengdeenhet av diffusoren  $Q_L$  og de relevante dimensjons-

løse parametre  $\frac{y}{D_0}$ ,  $\frac{y}{L}$  og  $F_0$  kan

fremstilles ved en enkelt kontinuitetslikning

$$\frac{Q_0}{L} = Q_L = \frac{\pi}{4} \frac{D_0^2 U_0}{L} \quad (7)$$



$$\frac{\pi D_o}{4} \left(\frac{D_o}{y}\right)^{5/2} \frac{U_o}{L} = \frac{Q_L}{y \sqrt{\frac{\rho_r - \rho_o}{\rho_o} g D_o}}$$

hvor  $F_L = \frac{Q_L}{y \sqrt{\frac{\rho_r - \rho_o}{\rho_o} g y}}$  (8)

$F_L =$  er et desimetrisk Froudes tall proporsjonal til avløpsvannets fordeling  $Q_L$ . Likningen (7) kan nå skrives

$$\frac{y}{L} = \frac{4 F_L}{\pi F_o} \left(\frac{y}{D_o}\right)^{5/2} \quad (9)$$

Likning (7) er også plottet inn som stiplede linjer på figurene 5, 6, 7 og 8. Ved å spesifisere fortynningsgrad  $S_m$  og Froudes tall for avløpsvannets fordeling  $F_L$  kan alle kombinasjo-

ner av  $\frac{y}{D}$  og  $\frac{y}{L}$  for  $F_o = 10, 20, 30$

og 40, som tilfredsstill 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 interfare. 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 itnerferere med hensyn til fortykning  $S_m$ .

4) for  $\frac{y}{L} > 10$  vil interferens resultere i betydelig redusert fortykning.

For  $\frac{y}{L} = 80$  er fortykningen  $S_m$  bare ca. 10—20 % av fortykning til tilsvarende stråler uten interferens.

5) Froudes tall for avløpsvannets fordeling langs diffusoren  $F_L$  er av avgjørende betydning for avløpsvannets primærfortyning.

6) For enhver verdi av  $F_o$  og  $F_L$  med en spesifisert verdi av  $S_m$  vil  $\frac{y}{L}$  fra 5—10 gi den største fortykning  $S_m$ .

7) For enhver verdi av  $F_o$  og spesifisert verdi av  $S_m$  vil  $\frac{y}{L} = 10$  gi den største veri av  $F_L$ , eller maksimal avløpsbelastning langs diffusoren. For en gitt total avløpsmengde, gir således  $\frac{y}{L} = 10$  den korteste diffusor.

8) For enhver verdi av  $F_L$  og  $\frac{y}{L}$ , får vi større fortykning  $S_m$  ved større verdier av  $F_o$ .

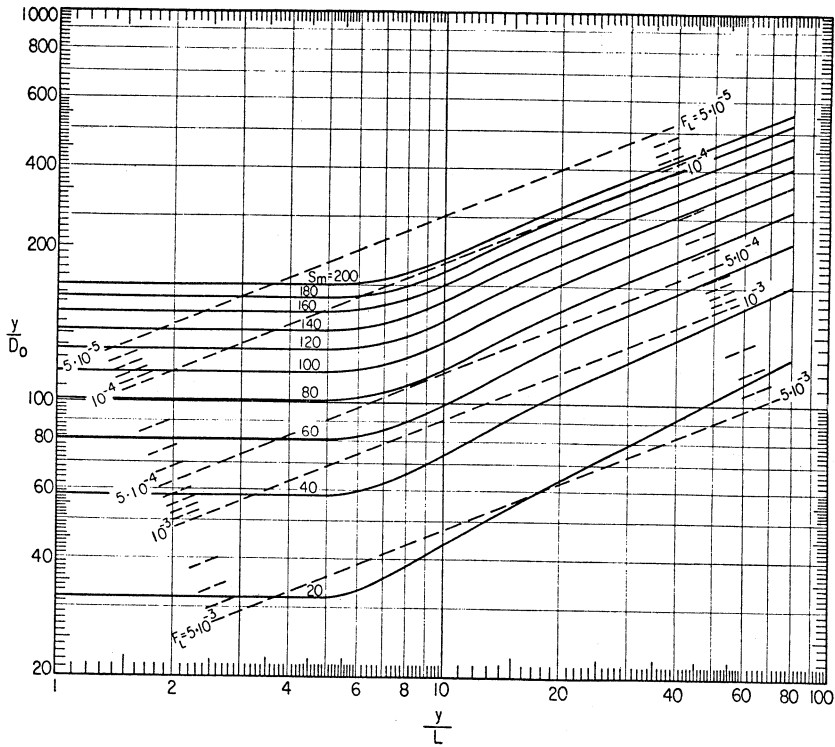


Fig. 5. Fortynningen  $S_m$  langs senter av sammenblandete avløpsstråler fra en diffusor i tyngre tetthetshomogent vann uten strømbevegelse,  $F_o = 10$ .

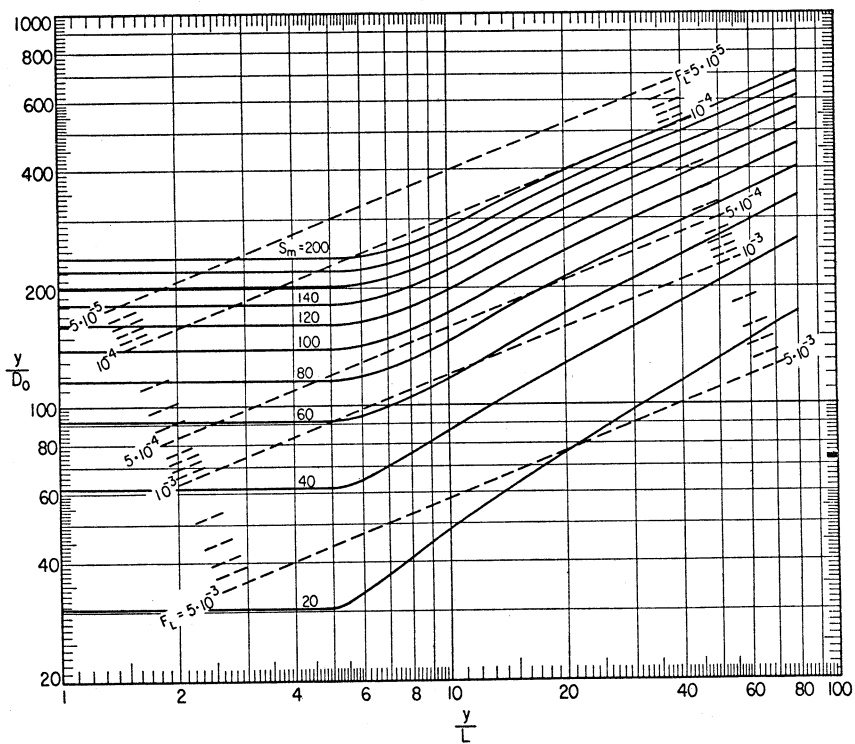


Fig. 6. Fortynningen  $S_m$  langs senter av sammenblandete avløpsstråler fra en diffusor i tyngre tetthetshomogent vann uten strømbevegelse,  $F_o = 20$ .

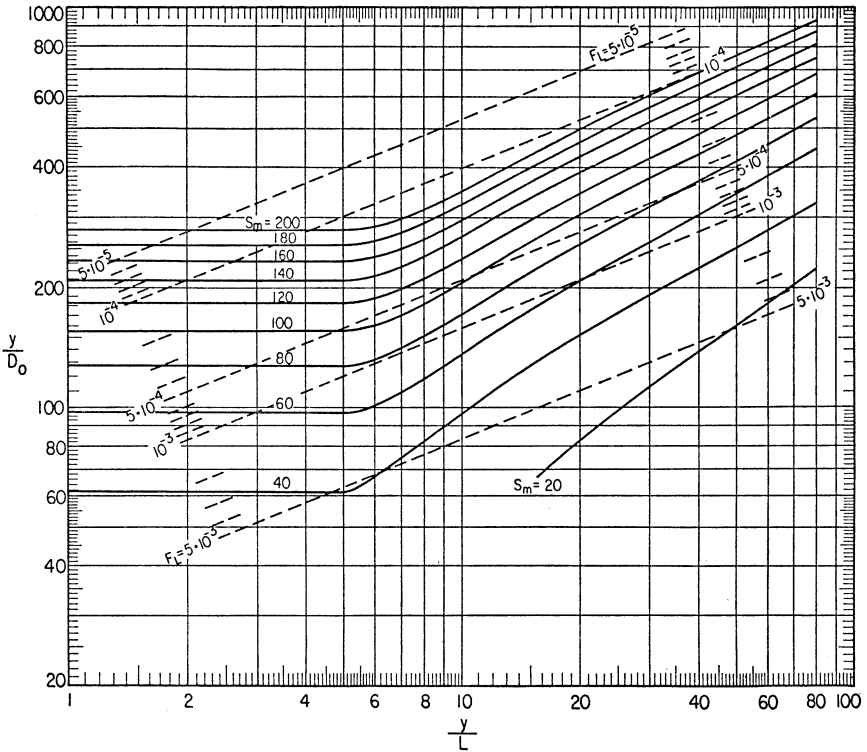


Fig. 7. Fortynningen  $S_m$  langs senter av sammenblandete avløpsstråler fra en diffusor i tynge tetthetshomogent vann uten strømbevegelse,  $F_0 = 30$ .



- 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  $F_L$ .
- 10) Dersom avløpsvannets fordeling pr. lengdeenhet av diffusoren  $Q_L$  er gitt, kan fortynningsdypet  $y$  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

$$\frac{y}{D_o} : 52 \text{ — } 222$$

$$\frac{y}{L} : 0 \text{ — } 80$$

$$F_o : 10 \text{ — } 61$$

$$-/F_o : 2 \text{ — } 20$$

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

## REFERANSER

1. Rawn, A. M., Bowerman, F. R. and Brooks, N. H., «Diffusors for Disposal of Sewage in Sea Water», *Trans. ASCE*, Vol. 126, Pt. III, pp 344—388, 1961.
2. Abraham, G., *Jet Diffusion in Stagnant Ambient Fluid*, Delft Hyd. Lab. Pub. No. 29, 1963.
3. 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.
4. Fan, L.-N., and Brooks, N. H., «Horizontal Jets in Stagnant Fluid of ther Density, Discussion», *Proc. ASCE, J. of Hyd. Div.*, Hy2, 1966.
5. Frankel, R. J., and Cumming, J. D., «Turbulent Mixing Phenomena of Ocean Outfalls», *Proc. OSCE, J. of San Eng. Div.*, SA2, pp 33—59, April 1965.
6. Hansen, J., and Schroeder, H., «Horizontal Jet Dilution Studies by Use of Radioactive Isotopes», *Acta Polytechnica Scandinavia*, No. 49, Copenhagen, 1968.
7. 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.
8. Rouse, H., Yih, C. S., and Humphreys, H. W., «Gravitational Convection from a Boundary Source», *Tellus*, 4, 1952.
9. 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.
10. 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.