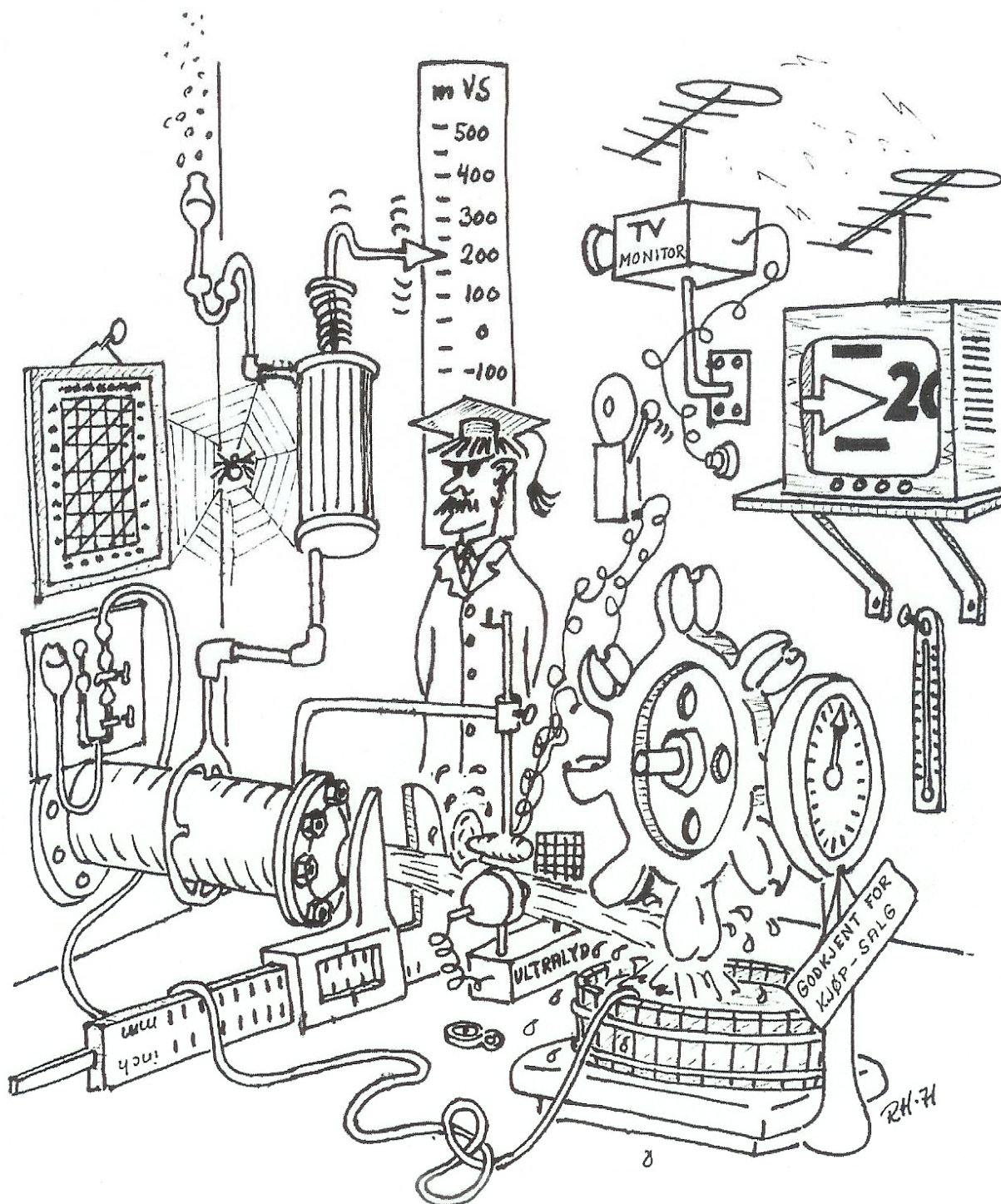


HYDRAULISK MÅLETEKNIKK

ARNE KJØLLE

2. UTGAVE



HYDRAULISK MÅLETEKNIKK

Grunnleggende prinsipper og målemetoder

av

Arne Kjølle
Professor

Trondheim 2003

FORORD

Fluid er og deres bevegelse gjennom systemer er forbundet med en rekke fysiske egenskaper som påvirkes i større eller mindre grad av varierte betingelser. På denne måten henger tilstandsforholdene i et fluid og fluidets oppførsel i et system nøye sammen med miljøet, systemstrukturen og energiomsetningen det gjennomgår.

Når fluidenergi utnyttes i mekaniske anvendelser, er målsetningen at fluidet gjennomløper tilstandsforhold så energiomsetningen i systemet skjer optimalt og at forholdene er lagt til rette for kontroll med at dette oppfylles. Denne målsetning krever en relativt omfattende måleteknikk der en mengde parametere er involvert, foruten arrangementer av utstyr og innretninger som i mange tilfelle må spesialfremstilles, for å få bestemt relevante størrelser med tilfredsstillende nøyaktighet.

Foreliggende bok omhandler ikke måleteknikk for fluids systemer generelt. Den avgrenser seg til det som her kalles hydraulisk måleteknikk, og den vil dreie seg om måleteknikk så vel i felt som i laboratorier. Måle- og undersøkelsesteknikkene henger sammen med strømmingen i rørsystemer og energiomsetningen i rotodynamiske strømningsmaskiner. Men foruten turbiner og pumper som er hovedområdet, er de prinsipper og metoder som behandles, like fullt gyldige for målinger på oljehydrauliske kraft- og styresystemer.

Boken har sin bakgrunn i at undertegnede utarbeidet et kompendium for sine forelesninger i faget ved NTH i 1968. Timetallet for forelesningene var imidlertid begrenset til 15 semestertimer. Å legge til rette passende lærestoff i passende mengde for denne tidsramme, var en evaluerings- og prioriteringsoppgave som resulterte i at mengden lærestoff ble vesentlig større enn det som kunne foreleses innen det gitte timetall. Likevel har det vært ansett nyttig å ha den samlede lærestoffmengde tilgjengelig som oppslagsmateriale.

I utarbeidelsen av lærestoffet er hovedvekten lagt på å gi innsikt i grunnleggende fysiske og kjemiske forhold ved elementene, som danner basis for prinsipper og metoder for måling av størrelsene. Dette er stoff som ligger rimelig fast og ikke trenger samme grad av oppdatering som redegjørelser for måleutstyr. Denne nye utgave av læreboken har derfor ikke gjennomgått særlige endringer fra den første utgaven. Det som er nytt, er at det er tatt inn et eget kapittel om relevante utsnitt fra SI-målesystemet, og at dette nå er brukt konsekvent i boken. Ellers er det tatt inn et avsnitt ekstra om elektromagnetiske volumstrømsmålere og innført symboler og betegnelser basert på International Standard IEC 60041. Det er videre tatt inn et avsnitt om gassometer, som er et apparat for kontinuerlig overvåking av oppløste gasser i vann.

Skrivearbeidet er utført i programspråket Word av Hanne Olaussen, og jeg retter en takk til henne for arbeidet.

Trondheim i mars 2003

Arne Kjølle

INNHold

	Side
FORORD	2
INNHoldSFORTEGNELSE	3
SYMBOLER	7
Indekser	9
1. INNLEDNING	11
2. MÅLESYSTEM	11
3. MÅLING AV NIVÅ OG VÆSKETRYKK	14
3.1 Utstyr for måling av væsknivå	14
3.2 Indirekte indikering av væsknivå	15
3.3 Måling av statistisk trykk	16
3.3.1 Valg av måleseksjon	16
3.3.2 Antall trykkuttak i måletverrsnittet	17
3.3.3 Trykkuttakene	18
3.3.4 Trykkuttaksledningene	18
3.3.5 Trykkmåleinstrumenter	18
3.3.6 Dempningsutstyr	21
3.3.7 Vakuummålinger	21
3.4 Modifikasjon av Bernoullis ligning på grunn av væskens kompressibilitet og virkningen av atmosfæren	22
3.4.1 Innledning	22
3.4.2 Atmosfærens innvirkning	22
3.4.3 Virkningen av kompressibiliteten	25
3.4.4 Resulterende modifikasjon av Bernoullis ligning	26
4. METODER FOR DIREKTE MÅLING AV VÆSKEFØRING	28
4.1 Innledning	28
4.2 Oversikt over målemetoder	28
4.3 Volumetriske målinger	28
4.4 Gravimetrisk metode	29
4.5 Andersons måleskjerm	30
4.6 Overfall	30
4.6.1 Overfall i laboratoriemålinger	31
4.6.2 Overfall i feltmålinger	31
4.7 Måling av væskevolumstrøm i lukkede rør med venturimetre og blender	34

	Side
4.7.1 Venturimetre	34
4.7.2 Blender	35
5. MÅLING AV VÆSKEHASTIGHET	38
5.1 Innledning	38
5.2 Pitotør	38
5.2.1 Om innflytelser på pitomålinger. Korreksjoner	40
5.2.2 Måling av hydrostatisk trykk	42
5.2.3 Måling av flukturende trykk	44
5.2.4 Måling av strømretning	44
5.2.5 Noen eksempler på typer og utførelser av pitoter	45
5.2.6 Vibrasjon av pitoter	47
5.3 Måling av flukturende hastigheter. Hetetrådsanemometer	48
5.3.1 Utførelser av hetetrådselementer	49
5.3.2 Måling av skjærspenning	51
5.4 Måling av væskehastighet med flygel	53
5.4.1 Flygel	53
5.4.2 Om innflytelser på flygemålinger	55
5.4.3 Innbygning av flygler i rør	58
5.5 Bestemmelse av volumstrømmer på basis av målte strømningshastigheter	59
6. SPESIELLE METODER FOR BESTEMMELSE AV VOLUMSTRØM	63
6.1 Innledning	63
6.2 Tre-kvart radius væskestrømsmåler	63
6.3 Gibsons målemetode	64
6.3.1 Måleapparat	66
6.3.2 Kalibrering	68
6.3.3 Detaljer om målinger på anlegg	68
6.3.4 Behandling av måleresultatene	69
6.3.5 Feilkilder	69
6.4 Allens salthastighetsmetode	71
6.4.1 Saltoppløsning	71
6.4.2 Injisering av saltoppløsning	72
6.4.3 Doseringsventilene	72
6.4.4 Elektroder	73
6.4.5 Ledninger	73

	Side
6.4.6 Amperemeter	74
6.4.7 Oscillograf	74
6.4.8 Tidsmarkering	74
6.4.9 Prøveseksjonen	74
6.4.10 Gjennomføring av prøver	75
6.4.11 Beregningsmetoder	76
6.4.12 Nøyaktigheten av salthastighetsmetoden	77
6.5 Saltoppløsningsmetoden	77
6.5.1 Prinsippet for saltoppløsningsmetoden	78
6.5.2 Kolorimeter	79
6.5.3 Måleteknikk	80
6.5.4 Målenøyaktighet	81
6.5.5 Betingelser for å anvende metoden	82
6.6 Winter-Kennedy metoden	82
6.6.1 Prøvebetingelser	83
6.6.2 Bestemmelse av sammenhengen volumstrøm– differensialtrykk	84
6.6.3 Fremstilling av $Q = f(\Delta h)$	85
6.6.4 Bestemmelse av koeffisientene i ligningen	85
6.6.5 Anvendelse av målemetoden på pumper	86
6.7 Måling av strømningshastighet og væskeføring med ultralyd	86
6.7.1 Prinsipper	86
6.7.2 Betingelser for bruk av den akustiske metode	89
6.7.3 Anvendelser av metoden i sirkulære rør	90
6.8 Elektromagnetisk volumstrømsmåler	91
6.8.1 Prinsipiell virkemåte	91
6.8.2 Betingelser for bruk av elektromagnetiske volumstrømsmålere	91
7 VIRKNINGSGRADSPRØVER AV HYDROMASKINER	93
7.1 Innledning	93
7.2 Turbinprøver	94
7.2.1 Definisjon av virkningsgrader	95
7.2.2 Måling av turbinvirkningsgrad	96
7.2.3 Bestemmelse av spesifikk energi og fallhøyde	97
7.2.4 Definisjon av fallhøyde	98
7.2.5 Kontroll av prøvebetingelser	102
7.2.6 Bearbeidelse av måledata	103
7.2.7 Vurdering av målenøyaktigheter	104
7.3 Pumpeprøver	106

	Side
7.3.1 Måling av pumpevirkningsgrad	106
7.3.2 Bearbeidelse av måledata	108
7.4 Termodynamisk måling av strømningstap	109
7.4.1 Teori	110
7.4.2 Måleutstyr	119
7.4.3 Målemetoder	121
8. MODELLPRØVER	124
8.1 Modellturbinprøver	125
8.2 Behandling av måledata. Virkningsdiagram	125
8.3 Krav til modellstørrelse og flateruhet	131
8.4 Nøyaktigheten av modellforsøk	133
8.5 Beregning av en storturbins virkningsgrad på basis av modellforsøk	133
8.6 Rusingsomløpstallet	135
9. KAVITASJONSPRØVER	136
9.1 Innledning	136
9.2 Sugehøyde	137
9.3 Kavitasjonsgrenser	138
9.4 Lovene for hydraulisk ensartet drift anvendt på strømning med kavitasjon	141
9.5 Sugefartstall	142
9.6 Måling av luftinnhold i vann	143
9.6.1 MERL's gassmåleapparat	144
9.6.2 Gassometer: Apparat for kontinuerlig overvåking av oppløste gasser i vann	146
10. RAPPORTUTARBEIDELSE	153
10.1 Rapportstruktur	153
10.2 Tegning av kurver	157
10.3 Stil	157
LITTERATURLISTE	159
STIKKORDLISTE	162

SYMBOLER

A	flate, tverrsnittareal.....	[m ²]
a	flate, tverrsnittareal	[m ²]
a	lydhastighet i væske	[m/s]
a	konstant i ligninger	
a	isotermisk faktor: $a = f(p,T)$, (tabell i IEC 60041).....	[m ³ /kg]
B	skovlbredde	[mm] eller [m]
B	magnetisk flukstetthet.....	[C/m ²]
b	bredde (f.eks. overfallskant).....	[m]
C	koeffisient for venturimetre og blender	
C	kapasitans.....	[F/m]
c	hastighet	[m/s]
c _p	spesifikk varme ved konstant trykk.....	[J/kg/K]
D	diameter.....	[mm] eller [m]
D _s	sugerør diameter	[mm] eller [m]
d	diameter	[mm] eller [m]
E	elektrisk spenning	[Volt]
E	spesifikk hydraulisk energi: $E = gH$	[m ² /s ²]
E _m	spesifikk mekanisk energi gjennom koblingen mellom løpehjul og aksel	[m ² /s ²]
F	Kraft	[N]
f	frekvens	[Hz]
f	koeffisienter i Simpsons formel	
G	vekt (tyngde).....	[kg]
g	tyngdens akselerasjon	[m/s ²]
H	fallhøyde, løftehøyde	[m]
Hg	kvikksølv	
h	høyde.....	[m]
h	hydrostatisk trykkehøyde, væsketrykkehøyde.....	[m]
I	strømstyrke	[Ampere]
I	spesifikk entalpi	[J/kg]
j	trykktapshøyde.....	[m]
K	grader Kelvin.....	[K]
K	Kalibreringskonstant	
k	vinkelkoeffisient,	
k	konsentrasjon i saltoppløsning	[mol/m ³]
L	lengde.....	[m]
l	lengde	[m]
M	arealforhold i venturimetre	
N _u	Nusselts tall	
NPSE	netto positiv sugeenergi	[m ² /s ²]
NPSH	netto positiv sugehøyde: $NPSH = \frac{NPSE}{g}$	[m]
n	omløpstall	[o/min]

n_s	spesifikt omløpstall: $n_s = \frac{n\sqrt{Q}}{H^{3/4}}$	
n_{ss}	spesifikt sugetrykksomløpstall: $n_{ss} = \frac{n\sqrt{Q}}{(NPSH)^{3/4}}$	
P	effekt	[W]
P_h	oppnåelig hydraulisk effekt.....	[W]
P_m	mekanisk effekt overført gjennom koblingen mellom løpehjul og aksel	[W]
p	hydrostatisk trykk, væsketrykk	[Pa]
Q	volumstrøm, fluidstrøm	[m ³ /s]
$\underline{Q}$	reduert volumstrøm: $\underline{Q} = \frac{Q}{\sqrt{2gH}}$	[m ²]
$\underline{Q}_s$	volumstrøm redusert m.h.p. NPSH: $\underline{Q}_s = \frac{Q}{\sqrt{2g(NPSH)}}$	[m ²]
q	spesifikk varmestrøm.....	[J/kg/K]
q	volumstrøm	[m ³ /s]
R	ohmsk motstand	[Ω]
R	rørradius.....	[mm] eller [m]
R_e	Reynolds tall	
r	radius	[mm] eller [m]
s	spesifikk entropi.....	[J/kg/K]
s	standardavvik (statistisk)	
T	dreiemoment.....	[Nm]
T	temperatur.....	[°C] eller [K]
T	tid.....	[s]
t	tid.....	[s]
u	periferihastighet.....	[m/s]
v	relativ hastighet.....	[m/s]
v	spesifikt volum: $v = \frac{1}{\rho}$	[m ³ /kg]
UV	undervannspeil	
u, v', w'	turbulente fluktuasjonshastigheter.....	[m/s]
x y } z	koordinataksler	
Z	differanse mellom nivåhøyder	[m]
z	kotehøyde, nivå.....	[m]
α	vinkel, ledeskovlvinkel.....	[°]
α	temperaturutvidelseskoeffisient.....	[mm/mm °C]
α	koeffisient for kompressibilitet og temperaturutvidelse av vann	

β	oppnåelighetskoeffisient (korreksj. i Bernoullis lign.)	
β	koeffisient for kompressibiliteten av vann	
β	proposjonalitetsfaktor	
ε	forringelsesfaktor for fargen i en oppløsning	
η	virkningsgrad	
η_h	hydraulisk virkningsgrad	
η_m	mekanisk virkningsgrad	
η_{gen}	generatorvirkningsgrad	
η_M	modellvirkningsgrad	
η_p	virkningsgrad for prototyp	
λ	strømningsfriksjonskoeffisient	
λ	lysbølgelengde	[m]
ξ	trykktapskoeffisient i rørledning (Gibsons metode)	
v	kinematisk seighet.....	[m ² /s]
ρ	tetthet.....	[kg/m ³]
σ	Thoma's kavitasjonskoeffisient $\sigma = \frac{NPSH}{H}$	
τ	skjærspenning.....	[Nm ²]
φ	pitotkoeffisient	
φ	vinkel, løpeskovlvinkel.....	[°]
$\underline{\Omega}$	fartstall : $\underline{\Omega} = \underline{\omega}\sqrt{Q}$	
$\underline{\Omega}_s$	sugefartstall $\underline{\Omega}_s = \underline{\omega}_s\sqrt{Q_s}$	
ω	vinkelhastighet.....	[rad/s]
$\underline{\omega}$	redusert vinkelhastighet: $\underline{\omega} = \frac{\omega}{\sqrt{2gH}}$	[m ⁻¹]
$\underline{\omega}_s$	vinkelhastighet redusert m.h.p. NPSH: $\underline{\omega}_s = \frac{\omega}{\sqrt{2g(NPSH)}}$	

Indekser:

1	posisjon, tverrsnitt – innløp turbin/pumpe
2	posisjon, tverrsnitt – utløp turbin/pumpe
1'	posisjon, tilstandspunkt
2'	posisjon, tilstandspunkt
2''	tilstandspunkt
2'''	tilstandspunkt
atm.	atmosfære
abs	absolutt
b	boring

Hg	kvikksølv
krit.	kritisk Verdi
l	luft
m	mekanisk (også motor)
M	modell
omg	omgivelse
P	prototyp
ref	referanse
st	stempel
th	termodynamisk
v	vann, væske

HYDRAULISK MÅLETEKNIKK

1 INNLEDNING

Målinger på hydrauliske systemer kan ha meget forskjellige siktemål. På tilsvarende måte vil måleoppgavene variere sterkt både i omfang og hyppighet.

Mest alminnelig er: trykkovertvåking, kontroll av væskestrøm, bestemmelse av :
strømningshastighet, strømningsstap og virkningsgrader for hydrauliske maskiner.

Når visse hydrauliske tilstandsforhold søkes klarlagt, vil de størrelser som er aktuelle å måle og fastlegge i hovedtrekk være følgende:

- | | |
|--|-------------------------------|
| - nivå (kote) | - kompressibilitet |
| - trykk | - viskositet |
| - temperatur | - overflatespenning |
| - spesifikk varme | - trykkforplantningshastighet |
| - temperatur-
utvidelseskoeffisient | - strømningshastighet |
| - damptrykk | - volumstrøm |
| - gassinhold | - massestrøm |
| - tetthet | - elektrisk ledningsevne |
| | - kjemisk renhet (fortynning) |

I dette kurs om hydraulisk måleteknikk er det ikke tatt sikte på å gjøre rede for målinger eller måleteknikk som dekker alle de størrelser som er regnet opp. For de målinger som behandles, er hensikten heller ikke å beskrive et bredt spektrum av aktuelle instrumenter. Hovedvekten vil bli lagt på å belyse de viktigste målemetoder og den teknikk som benyttes for å bestemme strømningshastigheter, volumstrømmer, trykk – og energibestemmelser og virkningsgrader for vannturbiner og pumper.

2 MÅLESYSTEM

Det offisielle målesystem i vårt land bygger på SI-enhetene som er gitt i Norsk Standard 1020. Fra tidligere har vi også andre målesystemer som fremdeles blir benyttet. Innen teknikken har vi hatt

det tekniske målesystem. Dette er nok sporadisk fortsatt i bruk i enkelte tekniske virksomheter fordi omleggingen til SI-enhetene er en prosess som krever tid.

I det følgende skal vi se på SI-enhetene og i tilknytning til dette også omregning til andre enheter som er aktuelle i praksis.

Grunnenhetene i SI-enhetene dannes av følgende sju størrelser:

<u>Størrelse</u>	<u>SI-enhet</u>	<u>Symbol</u>
lengde	meter	m
masse	kilogram	m
tid	sekund	s
strømstyrke (elektrisk)	ampere	A
temperatur	kelvin	K
stoffmengde	mol	mol
lysstyrke	candela	cd

Foruten størrelsene som danner grunnenhetene, har vi bruk for andre størrelser som er avledet av grunnenhetene i SI-enhetene for å gi et koherent eller samstemt system. Denne egenskap ved systemet skal forklares litt nærmere. Men først skal vi regne opp de avledede størrelser som er aktuelle.

<u>Størrelse</u>	<u>Symbol</u>	<u>SI-enhet</u>	<u>Definisjon</u>
vinkel	α, β, γ osv.	rad	buelengde/radius
vinkelhastighet, vinkelfart	ω	rad/s	
hastighet, fart	u, v, c	m/s	
akselerasjon	a	m/s ²	
tyngdeakselerasjon	g	m/s ²	
tetthet	ρ	kg/m ³	
kraft	F	N	kgm/s ²
vriment, torsjonsmoment	T	N · m	
trykk	p	Pa (Pascal)	N/m ²
arbeid	W	J (Joule)	N · m = kgm ² /s ²
energi	E	J	Joule = N · m
effekt	P	W (Watt)	J/s = kgm ² /s ³

For nå å utdype nærmere hva et koherent enhetssystem er, kan vi se på et eksempel. Fra fysikken vet vi at den kinetiske energi hos et punktformet legeme med masse m og hastighet v uttrykkes ved symbollikningen:

$$E = \frac{1}{2}mv^2$$

Antas for eksempel at $m = 5$ kg og $v = 4$ m/s og disse verdiene settes inn i symbollikningen, får vi:

$$40 \text{ J} = \frac{1}{2} \cdot 5 \text{ kg} \cdot 4^2 \text{ m}^2/\text{s}^2$$

Her ser vi at likningen mellom enhetene blir stående igjen etter at vi har dividert ut tallfaktorene i symbollikningen. Dette er altså definisjonen på at systemet er koherent.

Her kan det være på sin plass å se hvordan vi også kan regne om fra SI-enhetene til det tekniske målesystem eller omvendt. I følge det tekniske målesystemet er kraft en grunnenhet ved siden av størrelsene lengde og tid. Kraftenheten er 1 kilopond (1 kp), og den defineres som jordens tiltrekningskraft på 1 kg masse ved normal tyngdeakselerasjon $g_n = 9,80665 \text{ m/s}^2$. Denne kraft blir også kalt tyngde. I sammenheng med dette defineres spesifikk vekt som ρg = tyngden av volumenheten av massen. Fordi kraft er en grunnenhet, blir massen en avledet størrelse i det tekniske målesystemet, og masseenheten blir altså $1 \text{ kps}^2/\text{m} = 9,80665 \text{ kg}$.

Etter definisjonene foran blir enheten for arbeid i det tekniske målesystemet kilopondmeter [kpm] og effekt [kpm/s] eller den større enhet hestekrefter [hk] som er $1 \text{ hk} = 75 \text{ kpm/s}$. Et arbeid $W = 1 \text{ J}$ svarer altså til $\frac{1}{9,80665} = 0,10197 \text{ kpm}$ eller $W = 1 \text{ kpm}$ svarer til $9,80665 \text{ J}$. En effekt

$$P = 1000 \text{ W} \text{ svarer til } \frac{1000}{9,80665} = 102 \text{ kpm/s} = 1,36 \text{ hk} \text{ eller } 1 \text{ hk} = 9,80665 \cdot 75 \text{ W} = 735,5 \text{ W}.$$

Trykk er kraft pr. flateenhet. I det tekniske målesystem regnes trykk i kp/cm^2 . Et trykk $1 \text{ Pa} =$

$$\frac{10^{-4}}{9,80665} = 1,0197 \cdot 10^{-5} \text{ kp/cm}^2; \text{ eller } 1 \text{ kp/cm}^2 = 9,80665 \cdot 10^4 \text{ Pa}.$$

Andre trykkenheter som blir benyttet, er:

$$1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}.$$

$$1 \text{ atmosfære} = 1,0133 \cdot 10^5 \text{ Pa} = 1,0133 \text{ bar}.$$

Det er ofte praktisk å måle trykk i væskesøylehøyde. Når det måles med kvikksølvmanometer (Hg-monometer), benyttes gjerne enheten:

$$1 \text{ Torr} = 1 \text{ mm Hg-søyle ved } 0^\circ\text{C og } g = g_n.$$

Omregnet til pascal er $1 \text{ Torr} = 1,3332 \cdot 10^2 \text{ Pa}$.

Sammenhengen mellom væsketrykk målt i trykkenheter og væskesøyle h i m er: $h = \frac{p}{\rho g}$

Antas for eksempel at et søylemanometer på et vannførende rør har en søylehøyde $h = 1$ m, vannets tetthet $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$ og tyngdeakselerasjonen på stedet $g = 9,81 \text{ m/s}^2$, blir væsketrykket:

$$p = \rho g h = 1000 \cdot 9,81 \cdot 1 = 9810 \text{ Pa} = 0,0981 \text{ bar eller}$$

$p = 1$ bar tilsvarer:

$$h = \frac{p}{\rho g} = \frac{10^5}{1000 \cdot 9,81} = 10,19 \text{ m vannsøylehøyde.}$$

Desimale multipler av SI-nhetene kan også benyttes når det anses praktisk. De enkelte multipl størrelser angis med et prefiks til SI-enheten. Her nevnes:

<u>Prefikssymbol</u>	<u>Navn</u>	<u>Tallverdi</u>	<u>Eksempel</u>
M	mega	$10^6 = 1$ million	MW = 1 000 000 W
K	kilo	$10^3 = 1$ tusen	kW = 1000 W
m	milli	$10^{-3} = 1$ tusendel	mm = $\frac{1}{1000}$ m
μ	mikro	$10^{-6} = 1$ milliondel	$\mu\text{m} = \frac{1}{1000000}$ m

3 MÅLING AV NIVÅ OG VÆSKETRYKK

3.1 Utstyr for måling av væskenivå

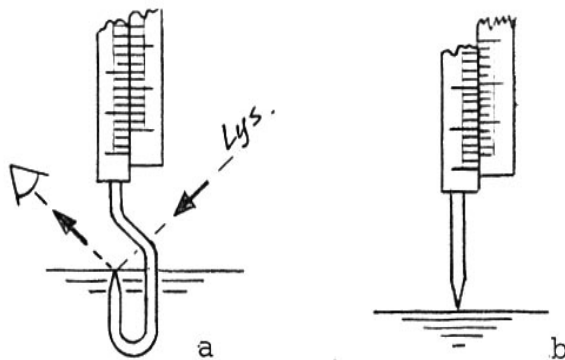


Fig. 3.1 Måling av væskenivå ved hjelp av:
a) Krok med spiss ende mot undersiden av væskespeilet
b) Stav med spiss ende mot oversiden av væskespeilet

Når væsken i et kar eller en kanal har en fri overflate mot atmosfæren, kan det være nødvendig å bruke visse hjelpemidler for å måle høyden av det frie væskespeil over et referanseplan. I det enkleste tilfelle kunne vi lese av en gradert skala på kanalveggen dersom denne er utstyrt med den slags. Hvis væskespeilet i kanalen er utsatt for bølgebevegelse eller skvalping, kan det være en

vesentlig fordel å rigge til en beholder ved siden av kanalen forbundet med denne gjennom et rør i

bunnpartiet. I denne beholderen kan vi oppnå et roligere væskespeil og på den måten bestemme nivået i kanalen nøyaktigere. For nøyaktige væskespeilmålinger så vel i stillestående væske som væske i bevegelse (innendørs), kan vi benytte en målestav med krok og spiss som vist i fig. 3.1.a) eller bare stav og spiss som vist i fig. 3.1 b). Med utstyr som dette er det mulig å bestemme nivået med et feilområde innenfor 0,2 mm. Det er da naturligvis en forutsetning at målestavene er utført med tilsvarende nøyaktige skalaer som kan avleses mot en nonius på samme måte som et skyvelære. Den eneste forskjell i måleteknisk henseende mellom kroken med spiss og den rette stav med spiss er at staven med spiss, fig. 3.1.b), bringes til berøring med væskespeilet ovenfra i motsetning til kroken, fig. 3.1.a), som berører speilet nedenfra. Hvis væsken strømmer, er derfor metoden fig. 3.1.b) bedre enn 3.1.a) fordi kroken vil skape forstyrrelser ved opprivning av væskeoverflaten.

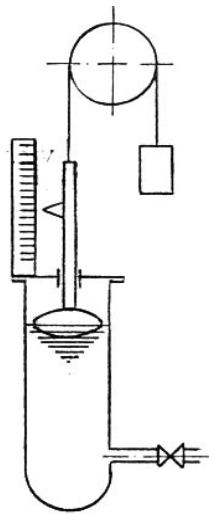


Fig. 3.2 Måling av væskespeilnivå med flottør

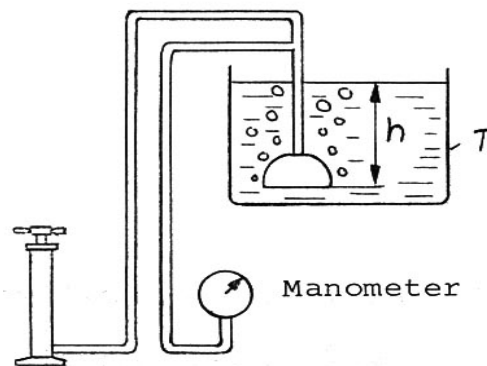


Fig. 3.3 Måling av væskespeilnivå ved hjelp av trykket i en dykket luftklokke

3.2 Indirekte indikering av væskespeilnivå

Når væskespeilnivået ikke er direkte tilgjengelig, kan vi benytte glassrørmanometre, flottørmåling, pneumatisk måling og elektrisk overføring av nivåindikasjonen.

I et glassrørmanometer koblet til det hydrauliske system i den ene ende og med den andre ende åpen mot atmosfæren, vil væskespeilnivået innstille seg på samme høyde som i systemet, forutsatt at det hersker atmosfæretrykk på væskeoverflaten også i systemet. Denne type nivåvisning kan imidlertid bli betydelig influert av overflatespenning eller kapillarkreftene når diameteren i glassrøret blir liten. Men for rørdiameter over 10 mm kan virkningen av overflatespenning for vann

anses for neglisjerbar. En nøyaktig og mye anvendt metode for indikering av væsknivå er bruk av flottør som vist fig. 3.2. Denne metode kan brukes både innen og utendørs, for eksempel til overvåking av nivået i vannmagasiner eller direkte måling av vannspeilet i målekanaler i hydrauliske laboratorier. Feilområdet for målingen vil være innenfor 0,2 mm. Flottøren lar vi vanligvis hvile på vannspeilet i en beholder som kommuniserer direkte med det hydrauliske system.

Som vist på fig. 3.3 kan vi bruke lufttrykk for å indikere væsknivået h i tanken T. Et rør fra en håndpumpe er koblet til en fast luftklokke som er montert nært bunnen av tanken. Videre forbinder et annet rør med liten diameter, dette luftledningssystemet med et visningsinstrument (manometer). Når vi pumper luft til den unnviker fra underkanten av luftklokken, vil vi ha et trykk i luftsystemet lik væskesøylen h , som kan avleses på manometeret. Andre typer nivåmålere basert på lufttrykkmåling trenger ikke tilførsel av trykkluft, men kan til gjengjeld være avhengig av deformasjonen av en membran som dekker åpningen av en dykket luftklokke. Disse målere har alle den fordel at vi kan overføre trykket til fjernavlesning på manometre, og at det ikke er noen bevegelige metalleder under væskeflaten.

Elektrisk nivåindikasjon kan skje på forskjellig basis. Mest alminnelig er å omsette en flottørbevegelse til et elektrisk signal som overføres til et fjerntliggende instrument.

3.3 Måling av statisk trykk

Som alternativ til direkte måling av det frie væsknivå, kan vi måle det statiske væsketrykk på hensiktsmessige steder og deretter regne om dette trykk til væskesøyle. Herunder kan væsketemperaturen – og variasjoner av denne – spille en betydelig rolle, slik at vi ved presisjonsmålinger samtidig bør registrere temperaturen. Dessuten får vi innvirkninger fra kompressibiliteten i væsken og den omgivende luft. Alt dette må en ta nærmere i betraktning når målt trykk skal konverteres i kotehøyder. I et senere avsnitt skal vi se på de korreksjonsledd som må innføres i Bernoullis ligning for å oppnå den grad av nøyaktighet som kreves i enkelte presisjonsmålinger.

3.3.1 Valg av måleseksjon

For å gjøre en riktig eller representativ måling av væsketrykket på et sted i et system når væsken er i bevegelse, er det viktig å velge målestedet med omtanke. Som eksempel kan vi betrakte vannstrømmen i et rør. Når vi skal lage trykkuttak i rørveggen for å måle trykket ved veggflaten, bør vi ta hensyn til følgende:

- det må være minst mulig forstyrrelser i strømmingen; seksjoner hvor hastighetsprofilen deformeres betydelig som for eksempel i bend, ventiler, og lignende bør unngås
- strømmingen må foregå så fritt for rotasjon som mulig, da dette kan forårsake betydelig feilmåling av trykket
- måletverrsnittet bør være slik at det er lett å måle arealet av dette for derved å få bestemt midlere hastighetshøyde korrekt.

3.3.2 Antall trykkuttak i måletverrsnittet

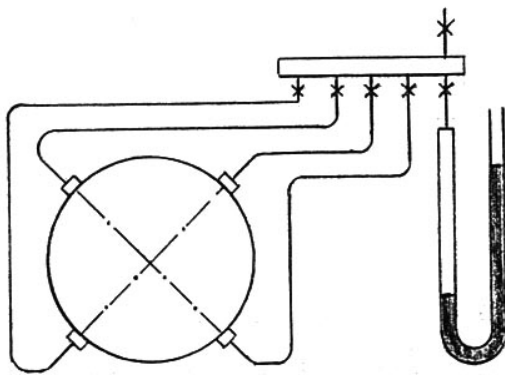


Fig. 3.4 Arrangement av trykkuttak i veggen av sirkulære rør

I rette rør med sirkulært tverrsnitt bør det i hvert måletverrsnitt være minimum 4 trykkuttak gjennom rørveggen. Disse uttakene bør da være arrangert slik at de befinner seg på to diametre stående vinkelrett på hverandre og i et plan vinkelrett på røraksen. I rektangulære strømmingstverrsnitt bør trykkuttakene plasseres i midtpunktet på de respektive sidekanter. Hvis det er mulig, bør trykkuttakene for det sirkulære tverrsnitt ikke plasseres slik at det ene av hullene kommer på

det høyeste punkt og hullet rett i mot på det laveste punkt i tverrsnittet, men arrangeres helst på en måte svarende til fig. 3.4. Dette skyldes at vi vil unngå luftlommer som ellers kan unngå inn i manometerledningene etc.. De respektive trykkuttak forbindes som vist i fig. 3.4, med et manometer gjennom et samlerør hvor alle uttakene kan stå i forbindelse med hverandre. Som referansenivå for målepunktet kan vi anta senteret av arealet for gruppen av uttak, hvilket skulle falle sammen med senteret i måletverrsnittet.

Hvis strømmingstilstanden er utsatt for forstyrrelser eller opptrer asymmetrisk, bør vi bruke mer enn fire hull. Dersom trykkene målt individuelt differerer mer enn 0,2 % av den totale trykkehøyde fra deres aritmetiske middelerverdi for en ellers rettlinjet strøm, må målingen karakteriseres som verdiløs eller ugyldig.

3.3.3 Trykkuttakene

Dimensjonen og utformingen av et trykkuttak er av avgjørende betydning for en korrekt

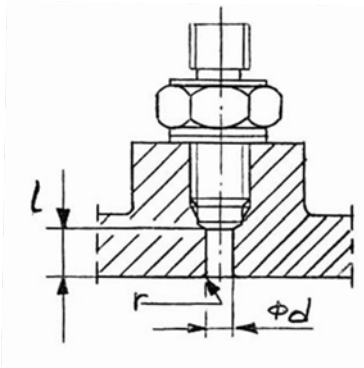


Fig. 3.5 Utforming av trykkuttak i rørvegg (23)

trykkmåling. For trykkuttak generelt og især i veggen av rør, er de størrelser som er av betydning, angitt på fig. 3.5. I de internasjonale regler for modellprøver av turbiner, IEC CODE 60193, er bl.a. angitt følgende:

$$d = 3-6\text{mm}$$

$$l \geq 2d \geq 6-12\text{mm}$$

$$r \leq d/4$$

Videre bør vi påse at flaten omkring trykkuttaket er jevn og glatt i en lengde minimum 100 mm fra hullet.

3.3.4 Trykkuttaksledningene

For å unngå luftansamlinger i manometerledningene, bør disse ha et stigende forløp i hele sin lengde. Hvis trykket tillater bruk av plastslanger, er det forøvrig lett å holde øye med om luftblærer samler seg ett eller annet sted. Slik luftopphopning bør vi tilrigge muligheter for å tømme ut på lettvint måte.

3.3.5 Trykkmåleinstrumenter

Væskesøylemanometre

Væskesøylemanometre enten de har en eller to søyler, passer godt til trykkmålinger opp til 5 atmosfærer absolutt trykk hvis kvikksølv kan anvendes som manometervæske. Rørene i søylene bør ha en konstant diameter i hele sin lengde, og for vannsøylemanometre må diameteren være minst 12 mm og for kvikksølv minst 8mm for å unngå innflytelser av betydning fra kapillarkreftene. Vanlige manometertyper er:

- U-rør** som vist i fig. 3.6. Høydene av væskesøylen i de to grener må leses av samtidig. Manometeroppstillingen på fig. 3.6 er den orientering som gjelder for et Hg-manometer, mens orienteringen på fig. 3.7 representerer et vanlig vannsøyledifferensialmanometer.

Andre væskekombinasjoner enn vann og kvikksølv er selvsagt også aktuelle, og manometerorienteringen blir tilsvarende avhengig av tettheten av de væsker som kombineres. Uansett hvilke væsker som brukes, må vi alltid sørge for at vi kjenner og bruker den korrekte verdi

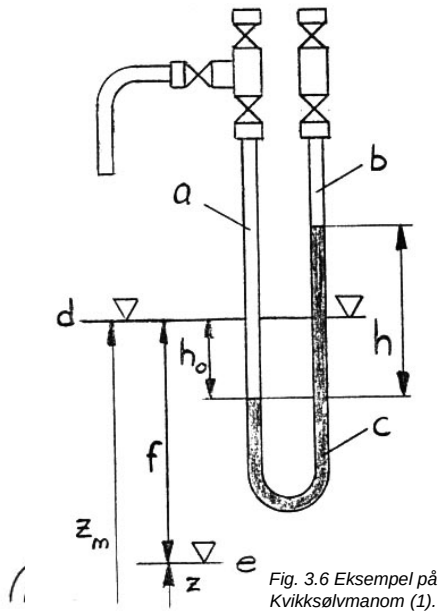


Fig. 3.6 Eksempel på kvikksølvmanom (1).

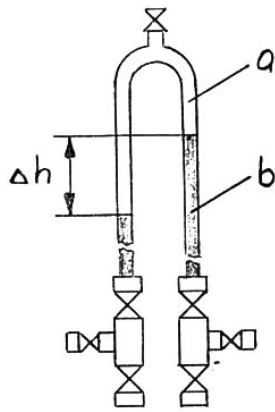


Fig. 3.7 Eksempel på vannsøylemanom (1).

av tettheten for differensialvæskesøylen. For eksempel i et vannsøylemanometer som i fig. 3.7 med luft som skillemedium, må vi huske på å korrigere for tyngden av luften, særlig hvis den er komprimert til et høyt overtrykk.

For Hg - manometeret fig. 3.6 kan vi i samsvar med betegnelse på figuren sette opp følgende ligning for trykket i nivået ved e:

$$p_e = g \left[\rho_v f + \left(\rho_{Hg} - \frac{\rho_v}{2} \right) h \right] \quad [\text{Pa}] \quad (3.1)$$

eller omregnet til vannsøyle i m (mVS):

$$h_e = \frac{p_e}{\rho_v g} = f + \left(\frac{\rho_{Hg}}{\rho_v} - \frac{1}{2} \right) h \quad [\text{mVS}]$$

Her er ρ_v er tetthet for vann [kg/m^3]

ρ_{Hg} er tetthet for kvikksølv [kg/m^3]

a er vann, b er luft (atm.), c er kvikksølv, d er nullpunkt og e er målepunktskote.

For vannsøylemanometeret fig. 3.7 finner vi differensialtrykket $p_{\Delta h}$ målt over referanstrykket idet a er luft og b er vann:

$$p_{\Delta h} = g(\rho_v - \rho_{luft}) \Delta h \quad [\text{Pa}] \quad (3.2)$$

eller

$$h_p = \frac{p_{\Delta h}}{\rho_v g} = \left(1 - \frac{\rho_{luft}}{\rho_v} \right) \Delta h \quad [\text{mVS}]$$

b) **Enkeltstående manometer**, fig. 3.8. I dette tilfelle trenger vi å lese av bare søylenivået og deretter korrigere for nivåendringen i reservoaret. Diameteren i reservoaret bør være minst 10 ganger diameteren i søylerøret. Med betegnelse som er gitt på fig. 3.8: a) er vann, b) er luft (atm.), c) er kvikksølv, d) er nullpkt., og e) er spyleventil. Trykket ved målenivået (utgangspkt. for f) blir: $p_f = (\rho_v f + \rho_{Hg} h) \quad [\text{Pa}] \quad (3.3)$

$$\text{eller } h_f = \frac{p_f}{\rho_v g} = f + \frac{\rho_{Hg}}{\rho_v} h \quad [\text{mVS}]$$

Vektmanometre

For trykkmålinger utover området for et kvikksølvmanometer er et vektmanometer passende.

Fig. 3.9 viser et manometer av denne type, som for øvrig er koblet i serie med et Hg-manometre

Generelt er det å foretrekke at et slikt manometer kalibreres mot et væskesøylemanometer for å bestemme dets effektive stempeldiameter over så stort trykkområde som mulig. Alternativt kan den effektive stempeldiameter d_e bestemmes som den aritmetiske middelværdi av den direkte målte stempeldiameter d_{st} og boringsdiameter d_b . Men for at trykkbestemmelsen på dette grunnlag skal kunne godtas uten videre kalibreringsprøver, må vi også ha tilfredsstilt kravet:

$$\frac{d_b - d_{st}}{d_b + d_{st}} \leq 0,001$$

Friksjonen mellom stempel og sylinder kan praktisk talt elimineres ved å rotere stempelet med en hastighet som ikke bør være mindre enn 30 °/min.

Som nevnt og vist på fig. 3.9, kan vi seriekoble vektmanometeret med et kvikksølvmanometer og derved danne et differensialmanometer som vil være velegnet for målinger av

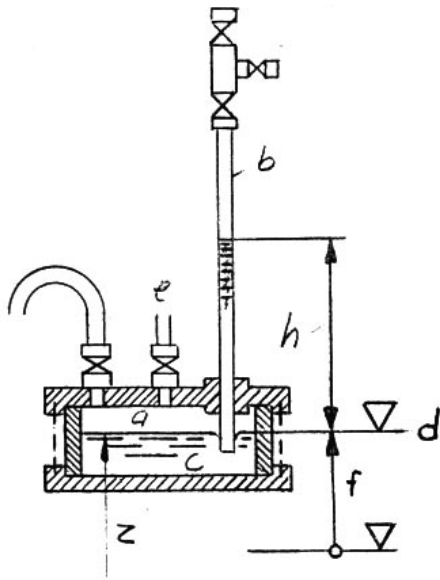


Fig. 3.8 Eksempel på enkelsøylemanometer (1)

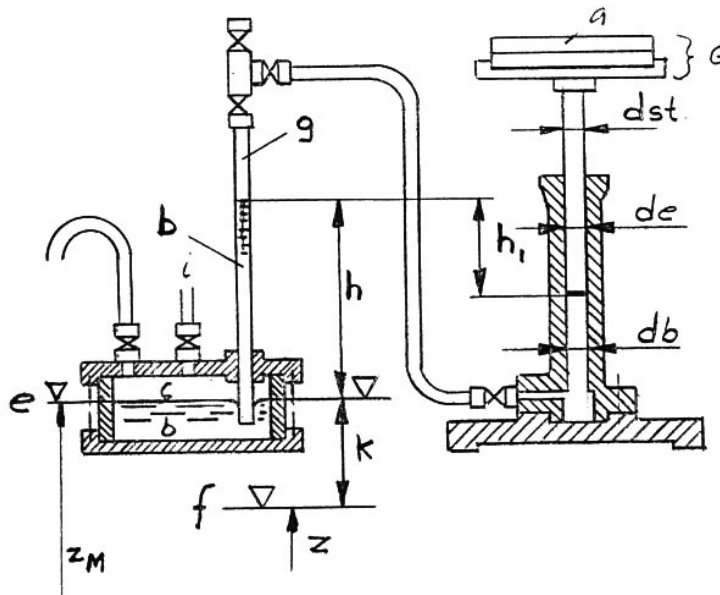


Fig. 3.9 Eksempel på seriekobling av et kvikksølvmanometer og et vektmanometer (1)

varierende trykk. Til det samme formål kan det naturligvis også benyttes manometre med andre væsker enn kvikksølv og kombinert med vektmanometer på tilsvarende måte:

I samsvar med angivelsene på fig. 3.9 :

a) er vektlodder, b) er kvikksølv, c) er vann, e) er nullpunkt, f) er målepunktnivå, g) er oljefylling i forbindelsen mellom kvikksølv søylen og vektmanometerstempelet, i) er spyleventil.

Ligningen for trykket i målepunktkote f:

$$p_f = g(\rho_v k + \rho_{Hg} h) + p_G - g\rho_{olje} h_1 \quad [\text{Pa}] \quad (3.4)$$

hvor G er tyngden av vektloddene

$$p_G = \frac{G}{\frac{\pi}{4} d_c^2} \quad [\text{Pa}]$$

Fjærmanometre

I denne type manometre indikeres trykket ved at et krumt rør med avflatet tverrsnitt retter seg ut i samsvar med trykkbelastningen. Slike manometre brukes først og fremst til kontroll og overvåking. Men de kan også brukes i presisjonsmålinger forutsatt at det er manometre av høyeste nøyaktighetsklasse og at vi kan foreta kalibreringsprøver før og etter målingene. Videre bør vi benytte disse manometre innenfor skalaområdet 60-100% av fullt utslag.

3.3.6 Dempningsutstyr

Når trykket pulserer, kan det være vanskelig å oppnå en korrekt manometeravlesning. For å gjøre målebetingelsene bedre, kan det innebygges dempningsutstyr. Dette må imidlertid virke slik at væskebevegelsen foregår med laminær strømningsmotstand i begge retninger for å sikre en lineær viskøs dempning. Slikt utstyr kan lages av kapillarrør eller spesialkonstruerte ventiler.

3.3.7 Vakuummålinger

Generelt for vakuummålinger kan vi bruke alle manometertyper som er nevnt foran, men det er visse hensyn som skal iaktas i tillegg til det som før er omtalt. Manometerledningene bør være gjennomskjennelige for å kunne observere søylenivåer enten det nå er for undertrykkmålinger i vann eller luft. Når ledningene er fylt med vann, må de dessuten kunne ristes eller skakes hyppig for å få luft som evakueres fra sin oppløste tilstand i vannet, til å unngå fra vannsøylen i manometeret. Alle rør og forbindelser må være fri for lekkasjer, og fleksible slanger må være stive nok til å motstå vridning og sammenklapping på grunn av det utvendige overtrykk.

3.4 Modifikasjon av Bernoullis ligning ^[15]

3.4.1 Innledning

Den vanlige og kjente form for Bernoullis ligning for stasjonær strømning er:

$$z + \frac{p}{\rho g} + \frac{c^2}{2g} = \text{konst.} \quad (3.5)$$

hvor z er stedshøyde, $\frac{p}{\rho g} = h$ = hydrostatisk trykkehøyde og $\frac{c^2}{2g}$ = hastighetshøyde. Skal vi være nøyaktig, er det imidlertid ikke nok at betingelsen stasjonær strømning er oppfylt for at lign. 3.5 skal være gyldig. Følgende tilleggsbetingelser må også være oppfylt:

- Strømningen må være rotasjonsfri.
- Væsken må være ikke-viskøs og inkompressibel.

Til tross for at de sistnevnte betingelser ikke kan oppfylles helt for noen væsker, viser resultatene av prøver tilnærmet bra overensstemmelse med ligningen.

Under prøvning av pumper og turbiner har vi imidlertid funnet at ytterligere nøyaktighet i resultatene kan oppnås ved å ta med i betraktningen virkningen av:

- den omgivende atmosfære
- væskens kompressibilitet.

Det er virkningen av disse to effekter i forhold til Bernoullis ligning som behandles i det følgende

3.4.2 Atmosfærens innvirkning

I hydraulisk prøveteknikk er det nokså vanlig å karakterisere virkningen fra atmosfæren med uttrykksmåten ”oppdrift i luft”. Denne karakteristikk er noe upresis og misvisende. For eks. i fig. 3.10 hvor en rørledning leder vann fra et reservoar til en turbin, er det uriktig å si at vannet i røret – som ikke står i kontakt med den ytre luft i det hele tatt – påvirkes av oppdrift i luft. Det er mer passende i dette tilfelle å karakterisere virkningen som en ”differensial U-rørmanometer-effekt”, fordi høyden H mellom

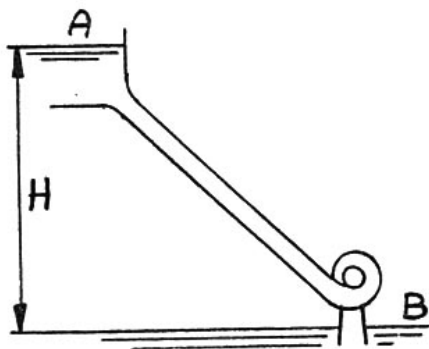


Fig. 3.10 Turbinanlegg med rørledning fra overvann A til undervann B (15)

vannspeilet ved A og vannspeilet ved B kan sies å representere den ene gren med luftstøyledifferensialet H , og vannet i ledningssystemet AB den andre grenen i U-manometeret.

Når vi skal ta atmosfærens innvirkning i betraktning i Bernoullis ligning, må trykkene regnes i absoluttrykk, dvs. at ligningen refererer seg til *total* mekanisk energi. Videre er det funnet hensiktsmessig å innføre begrepet ”oppnåelig energi”. Denne defineres som summen av oppnåelig stedsenergi, oppnåelig hydraulisk trykkenergi og hastighetsenergi. Den oppnåelige stedsenergi defineres som produktet av stedsenergi og en ”oppnåelighetskoeffisient” β . Den oppnåelige hydrauliske trykkenergien defineres som hydraulisk trykkenergi over atmosfæretrykket, dvs. trykkenergien basert på manometertrykket. Oppnåelig energi pr. vektenhet blir etter dette:

$$\beta z + \frac{p_{\text{abs}} - p_{\text{atm}}}{\rho_v g} + \frac{c^2}{2g} \quad (3.6)$$

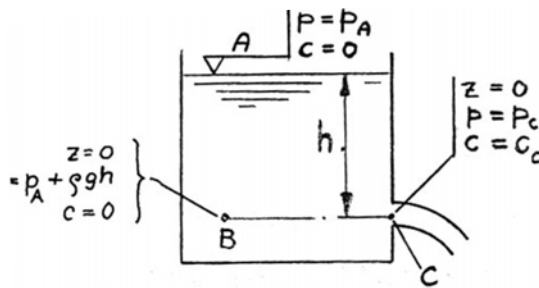


Fig. 3.11 Energifordelingen langs en strømlinje ved utstrømningen et kar med liten utstrømsåpning (15)

Det er her viktig å merke seg at p_{atm} ikke er en konstant, men en funksjon av stedshøyden z . En sammenligning av totale og oppnåelige energier for strømmingstilfellet, i fig. 3.11 er vist i etterfølgende tabell.

Posisjon	Total energi pr. vektenhet			Oppnåelig energi pr. Vektenhet		
	Steds-energi	Trykk-energi	Hastighets-energi	Sted-energi	Trykk-energi	Hastighets-Energi
A	h	$\frac{p_A}{\rho_v g}$	0	βh	0	0
B	0	$h + \frac{p_A}{\rho_v g}$	0	0	$h \left(1 - \frac{\rho_l}{\rho_v} \right)$	0
C	0	$\frac{p_C}{\rho_v g}$	$\frac{c_C^2}{2g}$	0	0	$\frac{c_C^2}{2g}$

Ved betraktningen av denne kan følgende punkter trekkes frem:

a) Den totale energi

Antas at tettheten for luft ρ_l er konstant (feilen ved en slik antagelse er neglisjerbar), finner vi at

$$p_c = p_A + \rho_l g h \quad (3.7)$$

Ved sammenligning av totale energier i B og C får vi av dette:

$$\frac{c_c^2}{2g} = h \left(1 - \frac{\rho_l}{\rho_v} \right) \quad (3.8)$$

b) Oppnåelig energi

I følge definisjonen er den oppnåelige stedsenergi i A lik βh , og den oppnåelige trykkenergi i B:

$$\frac{1}{\rho_v g} (p_A + \rho_v g h - p_c), \text{ som er lik } h \left(1 - \frac{\rho_l}{\rho_v} \right).$$

Ved å sammenligne den oppnåelige energi i tabellen med lign. (3.8) vil vi se at den oppnåelige energi er den samme i B og C. Den er også den samme i A hvis oppnåelighetskoeffisient β defineres som

$$\beta = \left(1 - \frac{\rho_l}{\rho_v} \right).$$

Innføringen av denne definisjon sammen med dem som er gitt før, gir som resultat at den oppnåelige energi er konstant gjennom systemet. Dette anses som hensiktsmessig og gjør det mulig å anvende en modifisert form av Bernoullis ligning som innbefatter korreksjon for innvirkning fra atmosfæren. Denne ligning kan skrives på følgende form og kalles Bernoullis ligning for oppnåelig energi:

$$\beta z + \frac{p_G}{\rho_v g} + \frac{c^2}{2g} = \text{konst.} \quad (3.9)$$

p_G er målt overtrykk.

3.4.3 Virkningen av kompressibiliteten

Som grunnlag for gjennomføring av resonnementet antas en væskesøyle av høyde h , kompressibilitetsmodul E_v , tetthet ρ og konstant væsketemperatur. E_v antas konstant innen det

trykkområdet som betraktes (den feil som gjøres ved denne antagelse er neglisjerbar). På grunn av Kompressibiliteten av væsken vil tettheten variere fra

$$\rho \text{ ved overflaten til } \rho \left(1 + \frac{\rho gh}{E_v} \right) \text{ ved foten av søylen.}$$

Trykket ved foten av søylen blir derfor :

$$\rho gh \left(1 + \frac{\rho gh}{2E_v} \right)$$

Den komprimerte væske ved foten av søylen har tilsvarende en kompresjonsenergi

$$\rho (gh)^2 / 2E_v \text{ pr. masseenh.},$$

som er et mål for arbeidet den er i stand til å utføre ved sin ekspansjon når trykket avlastes. I tabellen nedenfor er disse egenskapene for væsken i dybden h sammenstilt med de verdier som det normalt regnes med når kompressibiliteten neglisjeres.

Egenskaper	Korrekt verdi kompressibilitet medregnet	Vanlig verdi av kompressibilitet neglisjert
1. Tetthet	$\rho \left(1 + \frac{\rho gh}{E_v} \right)$	ρ
2. Trykk	$\rho gh \left(1 + \frac{\rho gh}{2E_v} \right)$	$\rho gh \left(1 + \frac{\rho gh}{2E_v} \right)$
3. Trykkenergi pr. masseenh. = (2) : (1)	$gh \left(1 - \frac{\rho gh}{2E_v} \right)$	$gh \left(1 + \frac{\rho gh}{2E_v} \right)$
4. Kompresjonsenergi/masseenh.	$\rho \frac{(gh)^2}{2E_v}$	0
5. Total energi/masseenh. = (3) + (4)	gh	$gh \left(1 + \frac{\rho gh}{2E_v} \right)$

Det mest interessante trekk ved denne sammenstilling er det at væskesøylehøyden i uttrykket for virkelig totalenergi pr. masseenh. (dvs. trykkenergi + kompresjonsenergi) er lik h.

Dette er selvsagt også den verdi som ingeniører flest ville vente, og det ser derfor i første øyekast ut til at det skulle være unødvendig å ta hensyn til kompressibiliteten. I praksis blir imidlertid h vanligvis ikke målt direkte, men blir bestemt på grunnlag av trykkmålinger med manometer.

Og da ser vi av tabellen ovenfor at vi ikke kan unngå å måtte ta kompressibiliteten med i betraktningene hvis vi skal få en riktig verdi av h. Målingene vil gi den sanne verdi av trykket på

stedet. Men vi ser av tabellen at om vi dividerer dette med enten den sanne tetthet eller med den tetthet som svarer til overflaten, så får vi ikke i noe tilfelle gh. På grunn av kompressibiliteten er det derfor nødvendig å gjøre ytterligere to modifikasjoner av Bernoullis ligning:

- I uttrykket for trykkenalderen må den sanne verdi av tettheten brukes
- Et ekstra ledd må legges til for å innbefatte kompresjonsenergien.

Ligningen blir derfor:

$$z + \frac{p_G}{\rho g \left(1 + \frac{p_G}{E_v}\right)} + \frac{p_G^2}{2\rho g E_v} + \frac{c^2}{2g} = \text{konst.}$$

Denne ligning kan videre reduseres til:

$$z + \frac{\alpha p_G}{\rho g} + \frac{c^2}{2g} = \text{konst.} \quad (3.10)$$

hvor altså ledd av høyere orden er sløffet fordi $\frac{p_G}{E_v}$ er en liten størrelse. I lign. (3.10) er:

$$\alpha = \text{korreksjonskoeffisient for kompressibilitet og definert lik } \left(1 - \frac{p_G}{2E_v}\right).$$

Dette resultatet kan også utledes analytisk fra den generelle form av Bernoullis ligning for kompressibel strømming.

3.4.4 Resulterende modifikasjon av Bernoullis ligning

De to modifiserte former for Bernoullis ligning, nemlig lign. (3.9) og (3.10) kan nå kombineres for å gi den resulterende modifiserte form:

$$\beta z + \frac{\alpha p_G}{\rho g} + \frac{c^2}{2g} = \text{konst.} \quad (3.11)$$

som altså gir oppnåelig energi målt i væskesøylehøyde. I tabellen på neste side er gitt verdier for kompressibilitetskoeffisient α avhengig av E_v -modulen og væsketrykket p_G , og koeffisient β er gitt avhengig av barometerstanden. I lign. (3.11) innsettes tettheten ρ ved atmosfæretrykk i avhengighet av temperaturen, altså $\rho = \rho(T)$.

Denne form for Bernoullis lign. bør brukes i alle beregninger hvor det kreves større nøyaktighet enn 1 %.

Trykk	Verdier for korreksjonskoeffisient α						Verdier for koeff. β	
	Adiabatisk kompressibilitetsmodul for væsker. MPa [10^6N/m^2]						Midlere barometer- stand mm Hg	β
Mpa [10^6N/m^2]	1030	1375	1715	2060	2450	2750		
0	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	800	0,9987
1,75	0,9992	0,9994	0,9995	0,9996	0,9997	0,9997		
3,45	0,9983	0,9988	0,9990	0,9992	0,9993	0,9994	750	0,9988
6,85	0,9967	0,9975	0,9980	0,9983	0,9986	0,9988		
10,5	0,9950	0,9962	0,9970	0,9975	0,9979	0,9981	700	0,9989
13,75	0,9933	0,9950	0,9960	0,9967	0,9971	0,9975		
20,6	0,9900	0,9925	0,9940	0,9950	0,9957	0,9963	650	0,9990
27,5	0,9866	0,9900	0,9920	0,9933	0,9943	0,9950		
34,5	0,9833	0,9875	0,9900	0,9917	0,9929	0,9938	600	0,9991

4 METODER FOR DIREKTE MÅLING AV VOLUMSTRØM

4.1 Innledning

Måling av volumstrøm foregår både i laboratorier og ute i terrenget. Av målemetoder finnes en hel rekke som kan benyttes, og da spesielt i laboratorier hvor målemulighetene kan varieres langt mer enn ute i felten. Prinsipielt skulle alle målemetoder kunne anvendes både uten og innendørs. Men i praksis er det blitt slik at noen av metodene spesielt anvendes ute i felten, mens andre anvendes i laboratorier. Naturlig nok er det likevel slik at mesteparten av de metoder vi kjenner, blir anvendt i laboratorier.

I det følgende skal vi ta for oss alle vanlige målemetoder i laboratorier, og deretter i kap. 6 se på de viktigste metoder som anvendes for måling av volumstrøm i turbin- og pumpekraftverker når maskinvirkningsgraden skal bestemmes.

4.2 Oversikt over målemetoder

Vi kan skille mellom:

- Primære metoder Basert på måling av lengde, tid og vekt; dvs. volumetriske og gravimetriske metoder og Anderssons skjermmåling.
- Sekundære metoder: Basert på bestemmelse av hastigheter med flygel og pitotør på den ene side og overfall, venturimetre, blender og lignende på den annen.

I vanlige laboratoriemålinger, f.eks. virkningsgradsprøver av modellturbiner, som skal foregå relativt hurtig, benyttes ofte de sekundære metoder basert på overfall, venturimetre etc.. Målinger med sistnevnte utstyr tilfredstiller fullt ut de krav som settes til nøyaktighet i vanlige laboratorieprøver. Men da må de være kalibrerte og dessuten anordnes slik at de kan rekalkuleres med visse mellomrom for å holde nøyaktigheten under kontroll. Kalibreringen må skje ved bruk av en av de primære metoder.

4.3 Volumetriske målinger

Nøyaktigheten av denne metode er en direkte funksjon av nøyaktighetsgraden som vi kjenner eller kan bestemme for volumet av reservoaret. Det finnes flere måter å kalibrere volumet på. Den mest presise måte er å veie vann som akkumuleres i en tank (reservoaret). For store reservoarer benyttes gjerne en oppsummering av volumer ved fylling gjennom en måletank. Denne måletanken som må være nøyaktig kalibrert, kan være sylinderformet, og fyllingsvolumet i denne bestemmes ved

nivåavlesninger. Når vi tømmer volumet fra måletanken over i hovedreservoaret, må vi være oppmerksom på at en del vann hefter til veggene i beholderen etter tømningen. Volumet av denne restvannmengde varierer både med tappetiden og temperaturen på vannet.

Videre kan vi bestemme volumet av reservoaret ved måling av de geometriske dimensjoner. Da er det imidlertid nødvendig å gjøre et stort antall målinger for å få tatt med alle ujevnheter av veggflatene i betraktningene.

En fast regel etter alle slike målinger er at vi må foreta en nøyaktighetsvurdering av disse, for derved å kunne angi den nøyaktighet vi kan regne med for resultatene.

Det er ellers viktig å merke seg om det må treffes visse forholdsregler mot feil som kan inntre, f.eks. ved absorpsjon av vann i malinger eller veggbelegg, deformasjon av vegger, lekkasjer og andre årsaker som tilførsel av vann fra uvedkommende kilder eller fordamping.

4.4 Gravimetrisk metode

Et alternativ til den volumetriske metode er å akkumulere væskestrømmen en tid i en beholder som kan veies før og etter fyllingen. Dette har den fordel at det skjer mer direkte enn ved den volumetriske metode. Det er også lettere å beholde en høy grad av nøyaktighet ved den gravimetrisk metode, men bruken av den er begrenset til volumstrømmer under $1 \text{ m}^3/\text{s}$ i normale installasjoner.

Beholderen eller samletanken må forøvrig være stor nok til at vann kan akkumuleres over et visst tidsrom for å oppnå tilfredstillende nøyaktighet. Dette skyldes de feil som kommer inn under tidsmålingen og selve til- og utkoblingen av vannstrømmen. Samletanken kan være anordnet utenfor selve måleinnetningen eller på toppen av denne.

Veieinnetningen må være av høyeste klasse og tilsvarende følsomhet og nøyaktighet.

Den må justeres over hele skalaen ved hjelp av presisjonslodder som er korrigert for oppdrift i luft. Hvis vi ikke har nok vektlodder for hele skalaen, kan vi ordne dette ved å ta vekk lodder og etterfylle tanken med vann til vekten igjen spiller. Deretter kan vi justere vekten over et nytt område ved loddene som ble frigjort ved vannfyllingen.

Veiingen anbefales det å gjennomføre på den måten at vi tar begynnelsesavlesningen W_1 – som representerer vekten av tanken pluss vannet i denne – deretter slippe inn vannstrømmen for et tidsrom T som må måles meget nøyaktig, og så ta sluttavlesningen W_2 . Den volumetrisk målte strøm blir da:

$$Q = \frac{1}{\rho g} \cdot \frac{W_2 - W_1}{T} \quad (4.1)$$

hvor ρ = tettheten som tas ut av tabeller satt opp i samsvar med internasjonale standarder. Påvirkes veiningen av oppdrift i luft, er det enkelt å korrigere for dette direkte i verdien for ρ .

4.5 Anderssons måleskjerm ^[1]

Denne metode rangerer blant de primære metoder på grunn av at vi måler vannvolumet som forskyves i en målekanal gjennom en viss periode. Dette volum begrenses av kanalveggene, begynnelses- og sluttverrsnittet for målestrekningen.

Det vi måler er:

L som er lengden av målestrekningen mellom to fastlagte punkter

A som er væskestrømtverrsnittet i kanalen

$t = T_2 - T_1$ som er total løpetid for skjermen mellom de to fastlagte punkter.

Volumstrømmen:

$$Q = \frac{L \cdot A}{t}$$

Målekanalen har som oftest rektangulært tverrsnitt.

Målekanalen må være horisontal, rettlinjert og nøyaktig kalibrert i hele sin lengde. Denne lengde må være så stor at den sikrer en jevn bevegelse av måleskjermen for hele strekningen mellom de to målepunkter.

Skjermen bæres som regel av en vogn med hjul som går på skinner langs kanalen. Den er (eller bør være) konstruert av lett materiale og montert på en tilsvarende lett vogn. Hjullagrene og hele konstruksjonen må være utformet slik at friksjonen kan holdes på et minimum.

Det er også av betydning at skjermen kjøres inn i kanalen slik at den ikke forstyrrer kanalstrømmen nevneverdig. Klaringen mellom skjermen og veggene må være så liten som mulig – ca. 2-5mm for et skjermareal på 1 m². Det må under alle omstendigheter forhindres at berøring kan oppstå mellom skjermen og kanalveggene.

4.6 Overfall

Måling av volumstrøm i såkalte overfall, kan gjøres både i laboratorier og i feltmålinger ved vannkraftverk og andre vannstrømsystemer. I feltmålinger som ikke gir anledning til kalibrering av overfallet, benyttes standardiserte overfall som bygges inn i kanaler etter spesifiserte retningslinjer

som er gitt i standarden. Etter gitte standarder er det bare rektangulære og trekantformede skarpkantede overfall som brukes.

I de følgende avsnitt omtales overfallsmålinger litt nærmere for laboratoriemålinger og feltmålinger hver for seg.

4.6.1 Overfall i laboratoriemålinger

Overfall er mulig å bruke i alle prøvelaboratorier hvor vi har en fri vannflate. Denne form for måleutstyr har høy følsomhet og høy stabilitet på grunn av den fri vannflate. På den annen side er overfallene også meget følsomme overfor forandringer i hastighetsfordelingen i tilløpet og

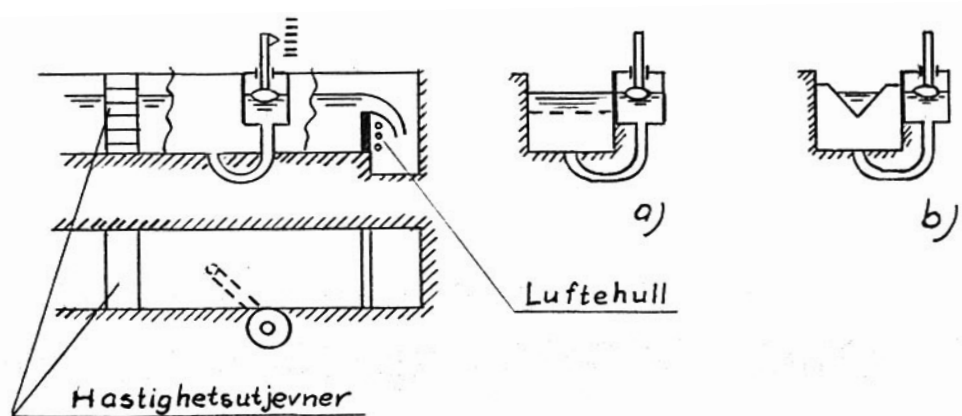


Fig.4.1 Kanal for måling av vannvolumstrøm med overfall ved enden av kanalen:
a) Rektangulært overfall uten sidekontraksjon
b) 90 grader V-overfall

utformingen av tilløpssiden av selve overfallet. Av denne grunn er det ønskelig i alle installasjoner å anordne muligheter for kalibrering. Flere typer overfall er vanlige.

Fig. 4.1 a) viser et rektangulært overfall uten sidekontraksjon. Dette må ha lufting på utløpssiden som vist. Fig. 4.1 b) viser et 90 ° V – overfall. Målekanalen foran overfallene må være rett og ha en lengde minst 5 ganger største overfallshøyde. Tilløpet til kanalen bør være slik at tilstrømmende vann føres inn under vannspeilet for å unngå unødige innblanding av luft. Videre i kanalen bør det være anordnet en hastighetsutjevner som antydnet på fig. 4.1 a) . Vannspeilets høyde over overfallskanten kan måles ved flottørvisning.

4.6.2 Overfall i feltmålinger

Prinsippet for måling

Vi går ut fra at vann strømmer med fri overflate i en kanal. Et tynnplate overfall benyttes, og

vannspeilets høyde over overfallskanten måles. Ved å utnytte de lovmessige relasjoner mellom volumstrømmen og høyden vannspeilet har over kanten av overfallet, beregnes volumstrømmen som funksjon av overfallshøyden. For å benytte oss av det best kjente relasjonforhold, bør vi bruke rektangulære skarpkantete overfall uten sidekontraksjon.

Basisformelen for beregning av volumstrømmen er gitt i følge Poleni og kan skrives som:

$$Q = \frac{2}{3} C b \sqrt{2gh^3}$$

- hvor
- Q er volumstrømmen
 - C er volumstrømkoeffisient
 - b er lengden av overfallskanten (vinkelrett på strømmen)
 - g er tyngdeakselerasjonen
 - h er målt oppstrøms høyde av vannspeilet over overfallskanten

For konstruksjon av overfall, deres istallasjon og betingelser for måling av overfallshøyder, referes til ISO-standard 1438.

Beskrivelse av måleutstyret

Overfallsplaten må være plan og glatt særlig på oppstrømssiden, og må ikke endres på noen måte under målingene.

Platen må fortrinnsvis være laget av metall som kan motstå erosjon og korrosjon. Den må være stiv, vanntett og stå vinkelrett på veggene og bunnen av kanalen.

Brystkanten i overfallet må være horisontal, skarpkantet og stå vinkelrett på platen på oppstrømssiden av denne og ellers være fri for grader og skår.

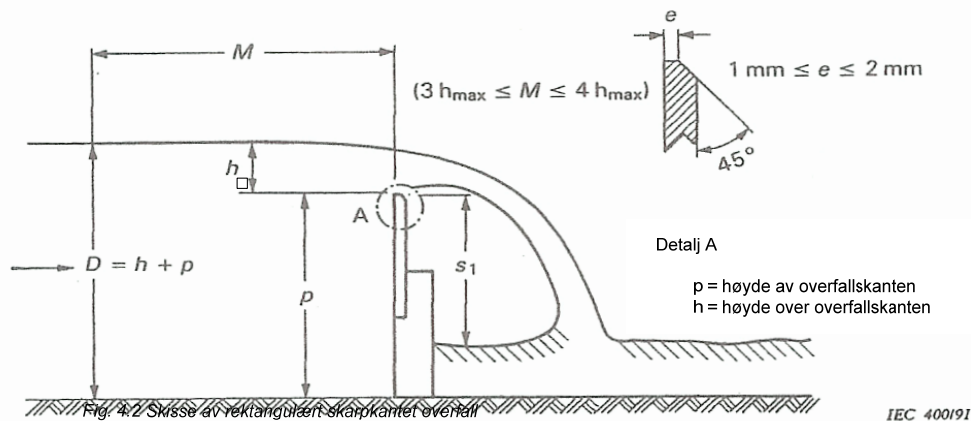


Fig. 4.2 Skisse av rektangulært skarpkantet overfall (22)

Bredden e fig. 4.1, kanten må være mellom 1 mm og 2 mm. Hvis overfallsplaten er tykkere enn tillatt kantbredde e, må kanten tynnes ut i 45° skråvinkel på nedstrømssiden av platen slik som vist på fig. 4.1.

Det må sørges for god lufting på nedstrømssiden av overfallsplaten slik at det blir nær atmosfæretrykk i rommet mellom platen og det utstrømmende vann.

Installasjonsbetingelser ^[22]

Overfallet blir vanligvis plassert på nedstømssiden av maskinen, og det må sørges for at strømmingen blir jevn, dvs. fri for virvler, forstyrrelser av overflaten og at luft ikke blandes inn. Det må heller ikke lekke vann ut eller tilføres vann mellom maskinen og overfallet.

Når overfallet er plassert på nedstrømssiden av maskinen som prøves, må det det være tilstrekkelig langt fra maskinen eller røret det tappes fra for å sikre at luftbobler får unnnvike før vannet når frem til overfallet. Nettverksgrinder også kalt hastighetsutjevnerne, må installeres i kanalen hvis det er nødvendig for å oppnå en uniform hastighetsfordeling over tverrsnittet.

Tilløpskanalen må være rettlinjet og ha uniformt tverrsnitt i en lengde som er minst 10 ganger lengden av brystkanten på overfallet. Hvis hastighetutjevnerne må brukes, må de plasseres i en avstand oppstrøms som er minst så lang som nevnt ovenfor. Langs denne strekningen må helningen av bunnen være svært liten ($< 0,005$). Et sandfang tilordnes dersom det er nødvendig, men det må ikke forstyrre strømmingen.

Sidene av kanalen ovenfor nivået av overfallskanten skal strekke seg uten diskontinuitet forbi overfallet en lengde minst $0,3 \cdot h_{\text{maks}}$ nedstrøms overfallsplanet.

Før prøvene begynner er det tilrådelig å sjekke hastighetsfordelingen i tilløpskanalen med et flygel.

Måling av overfallshøyden ^[22]

Høyden h over brystkanten av overfallet må måles oppstrøms i en avstand mellom tre og fire ganger maksimum høyde. For måling av h må målepunktene fordeles jevnt tvers over kanalen etter følgende anbefaling:

Lengden av brystkanten b	Antall målepunkter
For $b < 2 \text{ m}$	2
$2 \text{ m} \leq b \leq 6 \text{ m}$	3
$b > 6 \text{ m}$	minst 4

4.7 Måling av vækevolumstrøm i lukkede rør med venturimetre og blender

For måling av vækevolumstrøm i lukkede rør benyttes måleutstyr som er basert på måling av et differensialtrykk, som er en funksjon av volumstrømmen. Den slags måleutstyr er venturimetre, blender og dyser. Disse kan arrangeres i rørsystemer som må tilfredstille følgende krav:

Sikre en jevn, rotasjonsfri strømming frem til måleinnretningen for alle volumstrømmer. Det er da nødvendig å sette inn styreskovler, skovlgittere eller lignende på hensiktsmessige steder for å ensrette væskestrømmen og oppheve all rotasjon.

4.7.1 Venturimetre

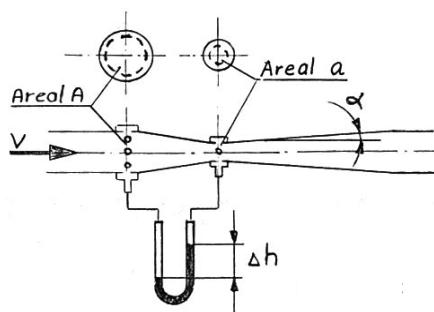


Fig. 4.3 Venturimeter. Eksempel med differensialmanometer: U-rør med kvikksølv

Fig. 4.3 viser en skjematisk skisse av et venturimeter. Med de angitte gjennomstrømningsarealer henholdsvis A og a ved trykkuttakene samt kontinuitetsligningen og Bernoullis ligning, kan vi sette opp følgende sammenheng mellom væskeføringen Q og trykkdifferensialet Δh :

$$v_A A = v_a a, \quad v_A = v_a \frac{a}{A} = v_a \cdot m \quad (4.1)$$

$$h_A + \frac{v_A^2}{2g} = h_a + \frac{v_a^2}{2g} + j \quad (4.2)$$

$$h_A - h_a - j = \frac{v_a^2}{2g} - \frac{v_A^2}{2g} = \frac{v_a^2}{2g} (1 - m^2) \quad (4.3)$$

$$\text{Innfører: } h_A - h_a = h = \frac{\rho_{Hg} - \rho_v}{\rho_v} \Delta h \quad \text{og} \quad h_A - h_a - j = C^2 h$$

Vækevolumstrømmen uttrykkes da ved:

$$Q = v_a \cdot a = a \cdot C \sqrt{2gh} \sqrt{\frac{1}{1 - m^2}} \quad (4.4)$$

hvor C er venturimeterkoeffisient

m er forholdet mellom tverrsnittsarealene a og A

Koeffisienten C som korrigerer for tapet i venturimeteret, oppnår verdier omkring $C = 0,975$ for hastigheter $v_a > 2,5 \text{ m/s}$.

Den type venturimeter som er vist fig. 4.3, har hatt en utbredt anvendelse. Trykkuttakene i tverrsnitt A befinner seg i den sylindriske del av innløpspartiet og kommuniserer med hverandre gjennom det utvendige ringkammer som fører resultanttrykket gjennom et uttak til manometeret. Ved trykkuttakene i det trangeste tverrsnitt – altså tverrsnitt a – har gjennomløpet også et parti som er sylindrisk, og trykkuttakene og deres fremføring til manometeret er anordnet på samme måte som i tverrsnitt A. Utløpskonusen er valgt med det for øye å oppnå at så mye som mulig av hastighetshøyden skal bli omsatt til trykkehøyde igjen.

Det finnes også en del modifiserte venturimetertyper som er noe billigere i utførelse enn typen som ble vist foran.

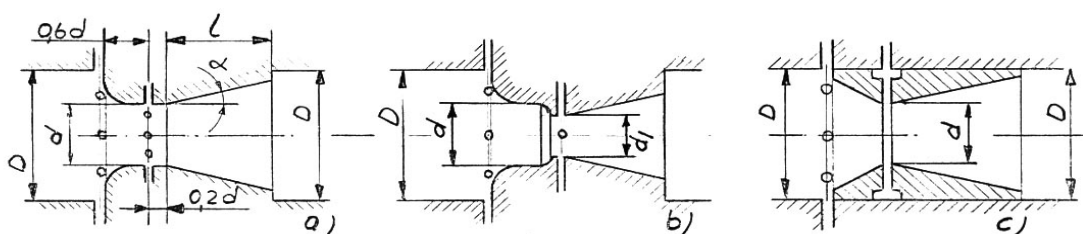


Fig. 4.4 Eksempler på typer av venturimetre

Fig. 4.4 a) viser en type som har kortere byggelengde enn i fig. 4.3 på grunn av det mer kompakte, dyseformede innløpsparti og et avkortet, noe sterkere konisk utløp. For et venturimeter med proporsjoner som i a) hvor $m = \frac{a}{A} < 0,5$, vil koeffisienten C være nær 0,975.

I fig. 4.4 b) er vist en type med dobbel innsnevring. Det dyseformede innløpsparti er utformet likt med a). Fra denne innsnevring i innløpet møter væskestrømmen ytterligere en innsnevring av gjennomløpstverrsnittet fra diameter d til diameter d_1 før den koniske utvidelsen mot utløpet begynner. Ved denne utførelse har en oppnådd et større differensialtrykk for en gitt hastighet enn for den klassiske typen i fig. 4.3. Men koeffisient C viser til gjengjeld mindre verdier, dvs. i området 0,69-0,72.

Fig. 4.4c) viser en såkalt Dall tube. Her er den konvergerende og den divergerende konus relativt kortere enn i fig. 4.3 og det er ikke noe sylindrisk parti mellom dem. Koeffisienten C har en verdi i nærheten av 0,7.

4.7.2 Blender

Dette er de enkleste av alle væskestrømmålere basert på tverrsnittsinnsnevring og derav følgende differensialtrykk. De består av en plan, sirkulær plate med konsentrisk gjennomløpsåpning. Det finnes standardiserte utforminger av blender og arrangement av trykkuttak. På fig. 4.5 er vist to

eksempler på dette. Fig a) representerer to eksempler med hensyn til arrangement av trykkuttakene,

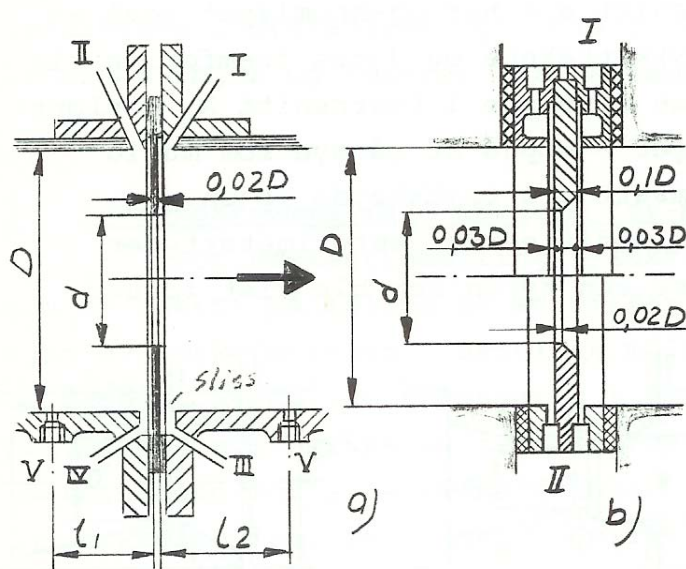


Fig. 4.5 Eksempler på blendetyper, utforming, trykkuttak og innbygning i rørledning

fig. 4.5a) at hensikten er å få plassert disse så nær blendeplaten som mulig. I fig. 4.5b) pos. (I) blir trykket ført ut gjennom spalter til ringkamrene i de to bærerengene som videre er innspent mellom flensene på røret. I eksempelet pos. (II) er blenden utført i ett stykke sammen med en ytterring på hver side. I disse ytterringene er trykkuttakene boret direkte og da helt inn til blendeplaten på begge sider av denne. Som vist i fig. 4.5a) kan det også være aktuelt å bruke trykkuttak i rørveggen, pos. (V), hvis vi bruker slike trykkuttak, er det av stor betydning å spesifisere avstandene l_1 og l_2 foran og etter blenden.

Da den geometriske form av blender er enkel og proporsjonene for øvrig ganske omfattende standardisert, skulle vi vente at blendekoeffisienten C i ligningen for væskevolumstrømmen:

$$Q = aC\sqrt{2gh}\sqrt{\frac{1}{1-m^2}}$$

følger en enkel lov. I virkeligheten kan nøyaktige resultater oppnås bare når et flertall faktorer tas med i betraktningene, dvs. at foruten blendediameter/ rørdiameter-forholdet

$$m = \left(\frac{d}{D}\right)^2,$$

må vi kjenne Reynolds tall:

$$R_e = \frac{v_a \cdot d}{\nu}$$

men én bestemt blendeutforming.

Blenden har en tykkelse $0,02 D$ og en skarpkantet, sylindrisk boring.

Avhengig av væsken kan materialet i blenden være bronse, messing, rustfritt stål eller monell metall. Blenden i fig. b) har også et sylindrisk parti i gjennomløpet. Det er viktig at innløpskanten på denne også er skarpkantet.

Med hensyn til trykkuttakene – som kobles til differensialmanometeret – ser vi av pos. (I), (II), (III) og (IV) i

og ruheten for veggene i røret. Sammenhengen mellom m , Re og C er vist i diagr. Fig. 4.6 for et rør med diameter $D = 225 \text{ mm}$. Reynolds tall refererer seg altså til blendeåpningen. Som vi ser av dette diagrammet, går C over til en konstant verdi når Re øker utover en bestemt verdi.

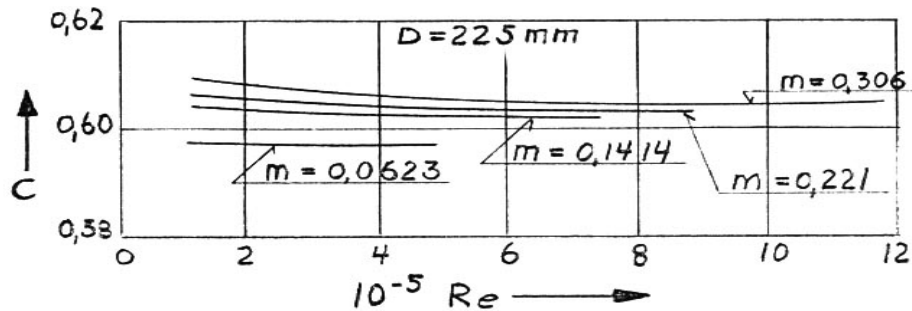


Fig. 4.6 Blendekoeffisient C som funksjon av Reynolds tall Re og arealforholdet m

Videre ser vi at C avtar med avtagende blendediameter/rørdiameter-forhold. Imidlertid er den absolutte variasjon av C ikke stor, i hvert fall ikke hvis en tilnærmet bestemmelse av væskevolumstrømmen er tilfredstillende. Vi kan si at for $0,1 < m < 0,3$ samt $v_d > 2,5 \text{ m/s}$ at $0,60 < C < 0,61$ forutsatt kaldt vann og trykkuttak helt inn til blendeplaten – ett på hver side – som vist på fig. 4.5.

Tap i diff.trykk væskestrømmålere:

Venturimeter	$j/h = 0,1$	
Kort venturimeter (fig. 4.4a).....	$j/h = 0,12$	$j = \text{tot. tapet,}$
Dobbel innsnevring (fig. 4.4b).....	$j/h = 0,15$	$h = \text{målt. diff. trykk}$
Dall tube (fig. 4.4c).....	$j/h = 0,08$	
Blende	$j/h = 0,60$	

5 MÅLING AV VÆSKEHASTIGHET

5.1 Innledning

Måling av strømningshastigheter kan skje på forskjellige måter. I praksis er det hovedsakelig tre prinsipper som blir anvendt:

- Oppstuvning og måling av hastighetshøyden ved hjelp av et pitotrør,
- Måling av omløpstallet for et flygel eller skovlanemometer.
- Måling av kjølevirkningen og motstandsendringen for et såkalt hetetrådsanemometer,

Etter alle disse prinsipper får vi måleverdier som er direkte funksjoner av strømningshastigheten ved vedkommende opptager- eller målelement.

Pitoter finnes fremstilt i et mangfold av utførelser og til forskjellige formål. I avsnitt 5.2 blir det redegjort for en del hovedtrekk ved pitottyper som er i bruk.

For bestemmelse av strømningshastigheter ved hjelp av et roterende instrument finnes to typer: skovlanemometre og flygeler. Skovlanemometrene anvendes hovedsakelig til måling av vindhastighet, mens flyglene anvendes til måling av hastigheter i væskestrøm. Her blir imidlertid bare flyglene behandlet nærmere, og det er gjort i avsnitt 5.4.

Måling av strømningshastigheter med hetetrådsanemometer forekommer stort sett bare i sammenheng med registrering og undersøkelse av fluktuerende hastigheter som i turbulensforskningen. De to øvrige prinsipper derimot forekommer i mangeartede målinger innen hydrodynamikken i sin alminnelighet.

5.2 Pitotrør

Vækehastigheten i et punkt i en væskestrøm kan finnes ved måling av det totale oppstuvningstrykk, det hydrostatiske trykk i punktet og anvendelse av Bernoullis ligning. Det totale trykk måles som trykket i oppstuvningspunktet på et hensiktsmessig formet legeme som vist for eksempel fig. 5.1, hvor altså oppstuvningen skjer i enden av et rør som ligger i strømreringen. Et slikt rør kalles Pitotrør etter oppfinneren. Det finnes imidlertid mange typer og utførelser av slike rør, som alle går under fellesbenevnelsen pitotrør. En del typer og anvendelsesområder vil bli behandlet i det følgende.

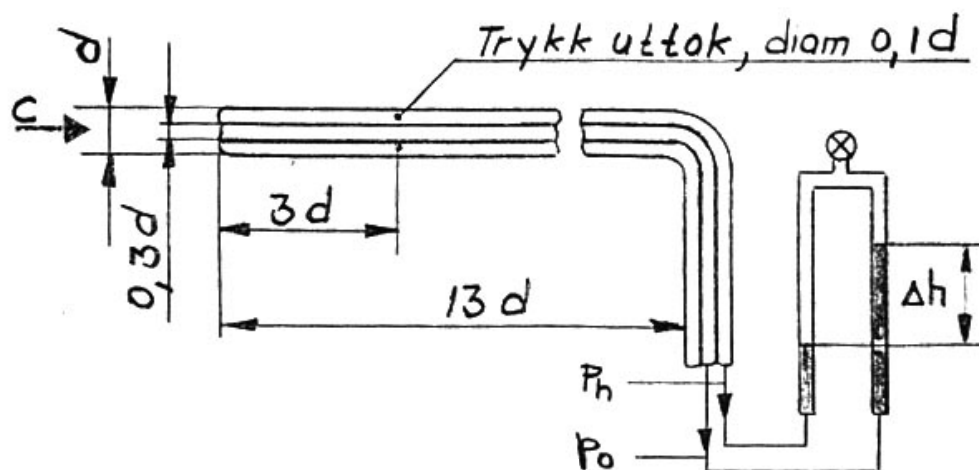


Fig.5.1 Pitot-rør, type Prandtlrør

Pitotrøret vist på fig. 5.1 kalles også et Prandtl-rør. Dette har foruten uttaket for oppstuvnings-trykket i enden, også uttak i vegg av røret. Hulldimensjon og plassering er også angitt på figuren. Når dette rør ligger i strømrørningen, blir ingen del av strømningshastigheten oppstuvet av trykkuttakene i vegg, og vi får altså gjennom disse tatt ut det hydrostatiske trykket p_h på stedet. Ved å forbinde oppstuvningstrykket p_0 og det hydrostatiske trykk p_h med hver sin gren av et differensialmanometer, får vi målt hastighetshøyden direkte ved søyledifferensialet Δh på manometeret. I henhold til Bernoullis ligning og betegnelsene på figuren får vi:

$$p_0 = p_h + \varphi \rho \frac{c^2}{2} \quad \text{eller} \quad \varphi \rho \frac{c^2}{2} = p_0 - p_h = \rho g \Delta h$$

$$\text{dvs.} \quad \varphi \frac{c^2}{2g} = \Delta h \quad (5.1)$$

hvor φ = pitotkoeffisient (som vanligvis varierer i området 0,98 – 1,00).

Det trykk som måles i oppstuvningspunktet, vil stemme overens med den korrekte verdi av totaltrykket med en nøyaktighet ca. 0,25 % av hastighetshøyden, forutsatt at følgende betingelser er oppfylt:

- Reynolds tall $Re > 100$ når Re er basert på pitotrørdiameteren.
- rørsens vinkelavvik $< 10^\circ$ fra strømrørningen.
- verdien av de turbulente fluktuasjonshastighetene mindre enn 5 % av midlere strømningshastighet .
- forandringen i totaltrykket mindre enn 1-2 % over pitotrørdiameteren.
- pitotrøret ikke for nær en fast vegg.

I praksis vil vi ikke finne mange tilfelle hvor alle disse betingelser blir oppfylt. Når det kreves nøyaktige og pålitelige målinger med pitot, er det derfor nødvendig å ha oversikt over korreksjoner som må gjøres, for innflytelser fra Reynolds tall, retningsavvik, høy turbulens, trykkgradienten på tvers av røret og avstanden fra veggplater.

5.2.1 Om innflytelser på pitotmålinger. Korreksjoner ^[8, 29]

Totaltrykkgradienten

Eksperimenter utført både i eldre og nyere tid har vist at oppstuvningstrykket i enden av en sylindripitot når den står i en skjærstrøm, ikke er lik totaltrykket i sentret av pitoten, men trykket i punktet 0,15 d utenfor sentrum i retning mot økende hastighet. En stor del av pitotmålingene som blir gjort, skjer for øvrig også i grensesjikt eller visse skjærstrømsjikt.

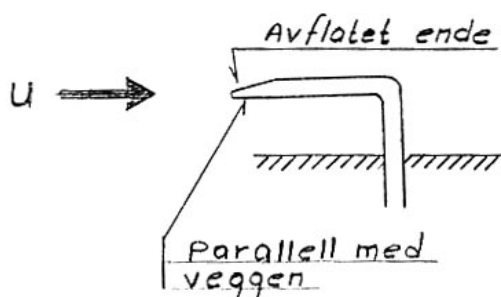


Fig. 5.2 Avflatet pitotrør for vækehastighetsmåling ved kanalvegg

For å redusere usikkerheten på grunn av skjev hastighetsprofil, er det nå blitt nokså vanlig å bruke avflatete pitotrør som vist på fig. 5.2. Slike rør har vært relativt lett å fremstille av kanylerør, som har blitt avflatet ned til en tykkelse av 0,15mm. Med slike dimensjoner kan korreksjoner på grunn av skjev hastighetsfordeling neglisjeres helt, fordi de i dette tilfellet anses av mindre

størrelse enn unøyaktigheten i posisjonsbestemmelsen av pitoten. Svært små runde, tilspissede pitotrør er også blitt fremstilt ved trekking av kvartsrør. Men de flate pitotrørene vil være mest fordelaktige på grunn av et større innløpsareal for en gitt effektiv høyde, slik at det derved blir mindre forsinkelse av volumforskyvninger i manometerledningene.

Det settes store krav til fremstillingen av slike pitoter fordi grader og andre ufullkommenheter i disse fine rørene kan bety mye for pitotkoeffisienten. Men det vil neppe lønne seg å drive presisjonen i fremstillingen så langt at vi skal kunne unngå kalibreringsprøver. En individuell kalibrering av pitotene er en relativt billig og enkel operasjon.

Avstanden fra vegg

Innflytelsen på pitotmålingene fra en fast vegg som er i nærheten av pitoten, er ikke så likefrem å korrigere for som en hastighetsgradient på tvers av den. Dette skyldes at feilen i dette tilfellet er uavhengig av den hele hastighetsprofil mellom pitotstillingen og vegg. Det er meget mulig at en suksessiv approksimasjonsmetode kunne utvikles til å utlede den virkelige hastighetsprofil fra den

målte. Men det ville i så fall kreves et stort eksperimentalarbeide å følge en slik fremgangsmåte. Som nevnt foran blir det i praksis brukt pitotrør av små dimensjoner for å unngå korreksjoner også når målinger skjer i tynne grensesjikt. Eksperimenter har vist at for et rundt pitotrør, er korreksjonen av den målte hastighet

$$\text{mindre enn svarende til } 0,25 \% \text{ av } \frac{c_2^2}{2g} \text{ (dvs. av } \Delta h)$$

dersom senterlinjen av pitotrøret er mer enn én diameter fra veggflaten. Korreksjon for en flat pitot må ventes å bli noe større, fordi virkningen fra veggen vil være slik at den hindrer strømlinjene i å bli avbøyd på samme måten som i den fri strøm under passasjen av pitoten. Den brede, flate pitoten vil derfor påvirke strømlinjebildet vesentlig mer enn den runde pitot.

Turbulensen

Hvor mye målingen av oppstyvningsuttrykket vil avvike fra den virkelige verdi av totaltrykket er avhengig av fordelingen av turbulensenergien i virvler av forskjellige størrelser i forhold til størrelsen av pitotrør-manometer-ledningssystemet. Hvis fluktuasjonene i den tilstrømmende væske er tilstrekkelig langsomme til at strømmingen like inntil pitotrøret ser ut til å forbli den samme i ethvert tidspunkt, sier vi gjerne at strømmingen er ”kvasi-stasjonær”.

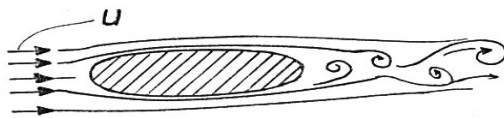


Fig. 5.3 Strømning rundt en stav med elliptisk form

For at strømmingen rundt en stav med for eksempel elliptisk tverrsnitt og aksen vinkelrett på strømrretningen som vist på fig. 5.3, skal være kvasistasjonær, må fluktasjonsfrekvensen i den tilstrømmende væske være vesentlig mindre enn den frekvens som virvlene skilles ut med i bakenvjen etter staven. Som eksempel på hvilke frekvenser

virvelutskillingen skjer med, har vi for en sylinder med sirkulært tverrsnitt og aksen vinkelrett på strømrretningen følgende relasjon mellom frekvensen f , sylinderdiam. d , fristrømhastighet u_∞ og Reynolds tall R_e :

$$\frac{fd}{u_\infty} = 0,198 \left(1 - \frac{19,7}{R_e} \right), \quad \text{dvs. } f \approx 0,2 \frac{u_\infty}{d}. \quad (5.2)$$

I dette tilfellet ville strømmingen være kvasistasjonær dersom frekvensen for fluktuasjonene er mindre enn for eksempel $0,02 \frac{u_\infty}{d}$.

Denne forestilling om kvasistasjonære tilstander er nyttig i mange problemstillinger som knytter seg til ikkestasjonær strømningsbevegelse i forhold til et fast legeme. I dette tilfellet er det mulig å beregne den virkelige middelverdi av totaltrykket på grunnlag av det målte oppstuvningstrykk hvis variasjonen av pitotkoeffisienten avhengig av skjevstrømsvinkelen er kjent. Antar vi at væskestrømmen er kvasistasjonær og sidekomponenten av turbulensintensiteten er liten nok til at skjevstrømsvinkelen kan neglisjeres, kan vi sette resultanthastigheten c lik vektorsummen av midlere fristrøms hastighet u_∞ og fluktuasjonskomponentene u' , v' og w' i Bernoullis ligning, og vi får:

$$p_h + \frac{1}{2}\rho c^2 = p_h + \frac{1}{2}\rho u_\infty^2 + \frac{1}{2}\rho(\bar{u}'^2 + \bar{v}'^2 + \bar{w}'^2) \quad (5.3)$$

som i mange tilfelle er en vanlig korreksjon å regne med.

Imidlertid, hvis det er tynne turbulente skjærstrømssjikt som betraktes, hvor virvelbølgelengdene kan bli mye mindre enn lengden l av pitotrøret, er det tvilsomt om denne forestilling om kvasistasjonære tilstander har noen gyldighet i det hele tatt. Den viten vi rår over om disse problemer er fremdeles nokså utilfredsstillende, spesielt når det gjelder bruk av pitotrør i stråler med høy turbulens. Men det ser forøvrig tvilsomt ut om det vil kunne gis noen enkle formler for korreksjon av målinger i turbulent strømning generelt uten meget omfattende data om selve turbulensen. For å skaffe data om denne ved målinger, vil det best kunne skje ved måling med hetetrådsanemometer, som blir omtalt senere.

Skjevstrømning

Virkningen av målingen av det totale oppstuvningstrykk av en tilstrømning som er skjev i forhold til pitotaksen, vil være liten for runde rørpitoter med plan ende så lenge skjevstrømsvinkelen er mindre enn 10° . Det er derimot større innflytelse å spore for halvkule- og ellipsoideformede pitotrørender; og avflatede pitoter viser seg enda mer følsomme i dette henseende enn noen av de forannevnte typer. For strømning som kan betraktes todimensjonal, vil vanligvis innfallsretningen kunne avgjøres med meget liten feilmargin, for eksempel et par grader. I det tredimensjonale tilfellet er strømrretningen noe mer komplisert å bestemme, slik at vi da helst må bruke pitoter med trykkuttak i flere retninger.

5.2.2 Måling av hydrostatisk trykk

Som nevnt under avsnitt 5.2 kan vi altså måle det hydrostatiske trykk gjennom uttak i veggen av et pitotrør som ligger i strømrretningen, slik som vist på fig. 5.1. Nå vil ikke det målte trykk bli nøyaktig lik det sanne trykk, med mindre pitotrøret er uendelig tynt og hullene for trykkuttakene er

uendelig små. Avvikelsen vil skyldes formen på pitotrøret og Reynolds tall (og Mach tall i gasstrøm), og vil beløpe seg til en viss del av hastighetshøyden. Trykkoeffisienten vil også være avhengig av skjevstrømsvinkelen og turbulensen i strømmen. Derimot vil virkningen av totaltrykkgradienten på tvers av pitoten være neglisjerbar.

For et pitotrør som vist fig. 5.1, viser erfaringer at pitotkoeffisienten kan settes lik null for målingene av det hydrostatiske trykk i inkompressibel væskestrøm ved de Reynolds tall som er i praksis. Det vil si at alle forstyrrelser av strømmingen ved nesepartiet av pitoten og ved understøttelsesrøret vinkelrett på pitotaksen ikke har noen innflytelse på trykket ved uttakene på pitotrørveggen. Med en pitotrørdiameter $d = 8\text{ mm}$ er det ingen virkninger å spore avhengig av Reynolds tall ved normale hastigheter. Men for mindre pitotrørdimensjoner brukt ved målinger i skjærstrømsjikt kan vi få en viss avhengighet av Reynolds tall, særlig da i strømningsmedium med lav tetthet. For å oppnå pålitelige måleresultater, er det mest betryggende alltid å foreta kalibrering av pitotrørene for alle aktuelle Reynolds tall.

Med hensyn til skjevstrømning er målingen av hydrostatisk trykk mer følsom enn det totale oppstuvningstrykk for denne. Pitotkoeffisienten for uttakene for hydrostatisk trykk i pitotrøret fig. 5.1 kan tilnærmet regnes:

$$\varphi = 2 (1 - \cos \alpha) \quad \text{hvor } \alpha \text{ er skjevstrømsvinkel.}$$

Definisjonen av φ er altså:

$$\varphi = \frac{p' - p_h}{p_0 - p_h}$$

hvor p' er målt hydrostatisk trykk for uttakene i veggen av pitotrøret

p_h er sann verdi for hydraulisk trykk og

p_0 er totaltrykket.

Videre undersøkelser har vist at målt hydrostatisk trykk i turbulent strøm tilnærmet er:

$$p' = p_h + \frac{\rho}{4} (\bar{v}^2 + \bar{w}^2)$$

I skjærstrømsjikt eller grensesjikt er det hydrostatiske trykk lik trykket på de to sidene av sjiktet, eller hvis det er turbulent strømning, er p_h lik målt trykk minus $\rho \bar{v}^2$. For grensesjikt er det mest hensiktsmessig å måle trykket på veggflaten. Hvis grensesjiktet har krumning (som for eksempel langs en vingprofil), kan det være mulig at det blir mest nøyaktig å beregne det hydrostatiske trykket på grunnlag av målt totalt oppstuvningstrykk og krumningsradiene for væskestrømsjiktet. Dette er imidlertid vesentlig mer arbeidsomt enn den direkte måling. Målingen av hydrostatisk

trykk med rørpitot blir selvsagt også influert av en krumlinjet strømning hvis ikke krumningsradien for strømlinjene er vesentlig meget lengre enn lengden av pitotrøret. Prandtlrøret fig.5.1 er ikke helt velegnet for detaljert strømningsundersøkelse og for bruk i trange passasjer, på grunn av at det totale oppstuvningstrykk og det hydrostatisk trykk måles på hvert sitt sted. Det kan det også være uheldig at utføringsledningene i pitotrøret for henholdsvis totaltrykket og det hydrostatisk trykk har så stor tverrsnittsforskjell at det blir for stor forskjell i innstillingstiden for de to trykk dersom pitotrøret skal lages med passende liten størrelse for formålet.

5.2.3 Måling av fluktuerende trykk ^[8]

Måling av fluktuerende totaltrykk er ikke av særlig interesse i andre tilfelle enn når trykket indikeres av et pitotrør i turbulent strøm. I prinsippet vil en trykk-signalgiver montert foran pitotrøret indikere det momentane totaltrykk, i hvert fall hvis strømningen rundt pitotrøret kan anses kvasistasjonær og skjevstrømningsvirkninger ikke eksisterer. På den annen side knytter det seg større interesse til målinger av fluktuerende hydrostatisk trykk, særlig i undersøkelser av støtpåvirkningene som legemer utsettes for, på grunn av separert strømning. Når det gjelder måling av fluktuerende overflatetrykk, finnes det – spesielt innen aerodynamisk forskning – mange praktiske løsninger for det ved bruk av trykksignalgivere montert i flaten eller på annen måte. Men måling av fluktuerende hydrostatisk trykk i det indre av en turbulent strøm anses fremdeles å være et uløst problem, fordi vi trenger trykkindikeringsutstyr som må være uavhengig av hastighetshøyden og ufølsomt for skjevstrømning inntil 15° fra strømrretningen.

5.2.4 Måling av strømrretning ^[8]

Trykkuttak plassert symmetrisk – ett på hver side av strømrlegemet – vil vise forskjellig trykk dersom legemet stilles skjevt i strømmen. Strømrretningen kan finnes enten ved kalibreringsmåling

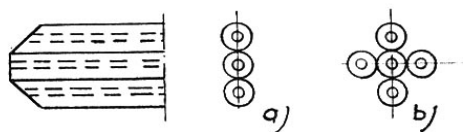


Fig. 5.4 Strømrretningspitot: a) For todimensjonal strømrretning, b) For tredimensjonal strømrretning (8)

for å finne pitotkoeffisienten avhengig av skjevstrømvinkelen, eller ved å dreie legemet til trykkdifferensen mellom uttakene er null. Vanligvis er den sistnevnte metode med nulldifferansevisning den mest nøyaktige. Men for at denne også skal være under kontroll, må det foretas en retningsjustering i en

væskestrøm hvor retningen er kjent.

Fig. 5.4 viser eksempel på et strømrretningen i form av en trykkdifferanse: eks. a) todimensjonal og i eks. b) tredimensjonal retningsindikering. Hvis pitotaksens vinkelavvik fra strømrretningen er avgrenset innen et visst område, vil likevel trykkuttaket i senteret vise det totale oppstuvningstrykk.

Midlere trykk fra uttakene på ”skråflatene” vil være like når skjevstrømsvinkelen er null. Av

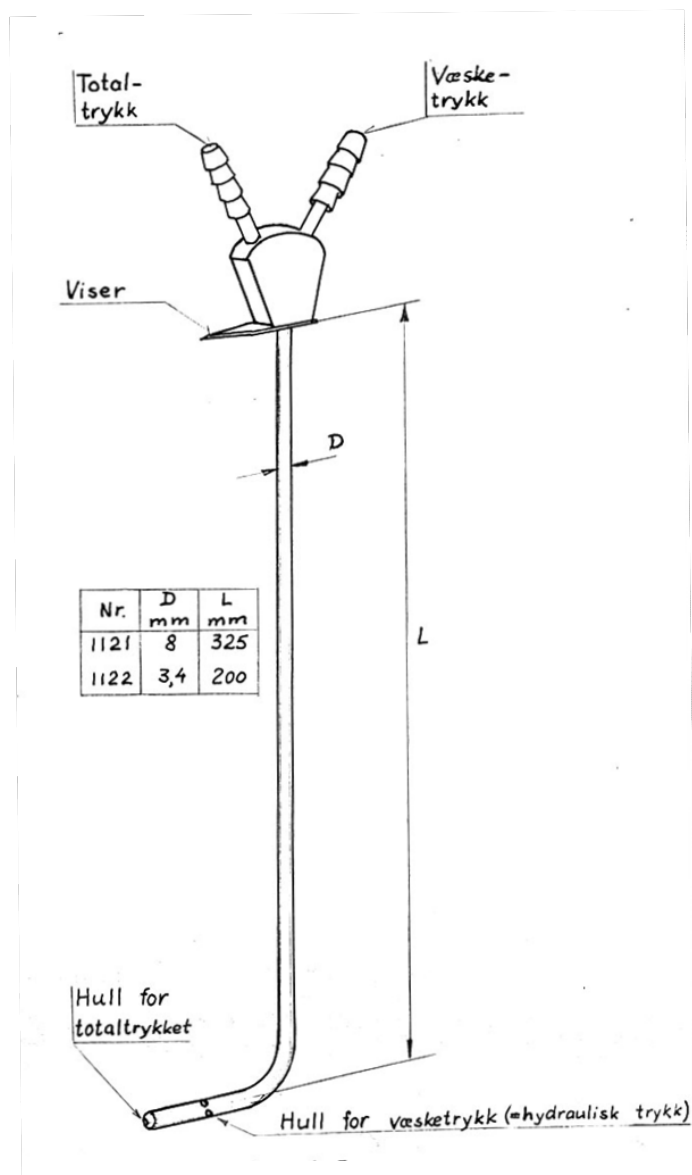


Fig. 5.5 Prandtl-rør, fabr. NEYRPIC

målingene for totaltrykket og middeltrykket på skråflatene av pitotrøret, kan derfor hastighetshøyden og hydrostatisk trykk bestemmes direkte også i dette tilfellet. Ved større skjevstrømsvinkler vil pitotkoeffisienten for skråflateuttakene avvike betydelig fra en lineær sammenheng med skjevstrømsvinkelen. Likeså vil målingen av totaltrykket influeres så sterkt at denne også må korrigeres. Det vil derfor være hensiktsmessig å stille pitotaksen i midlere strømretning før vi traverserer strømtverrsnittet, hvis vi ikke har en monteringsanordning som gjør det mulig å vri pitoten samtidig med traverseringen.

5.2.5 Eksempler på typer og utførelser av pitoter

I tillegg til de pitottyper som er vist i fig. 5.1 og 5.4, skal det i dette avsnittet vises noen eksemplarer av praktiske pitotutførelser. Fig. 5.5 viser en pitot av typen Prandtl-rør, fabrikkert av det franske firma NEYRPIC.

Som vist i tabellen, lages denne utførelse i to

dimensjoner. Disse pitotene kan anvendes for følgende hastighetsområde i væskestrøm:

- 8 mm diam.: $1 \text{ m/s} < c < 6 \text{ m/s}$
- 3,5 mm diam.: $1 \text{ m/s} < c < 2,5 \text{ m/s}$

Som nedre hastighetsgrense i gasstrøm er angitt $c > 2 \text{ m/s}$. Den øvre hastighetsgrense gis av oppstuvningstrykket og – enda viktigere – dens evne til å motstå vibrasjoner. Dette er igjen avhengig av hvor langt pitoten rager ut fra veggen av kanalen. Systematiske prøver av pitoten med 8 mm diameter har vist at pitotkoeffisienten ϕ avtar lineært fra 1 til 0,98 i vannstrøm, når

hastigheten øker fra 0 til 6 m/s. I denne forbindelse skal bemerkes at pitotrøret også opptar en del av strømmingstverrsnittet. Hvis dette fortrengningsarealet er av betydning, dvs. at det utgjør for eksempel inntil 5 % av det samlede væskestrømmingstverrsnittet, må pitotkoeffisienten reduseres til 0,96 for maksimal vannhastighet.

Fig. 5.6 viser en 3- hullspitot for samme formål som omtalt for pitoten i fig. 5.4. Også denne

pitotutførelse er av fabrikat NEYRPIC.

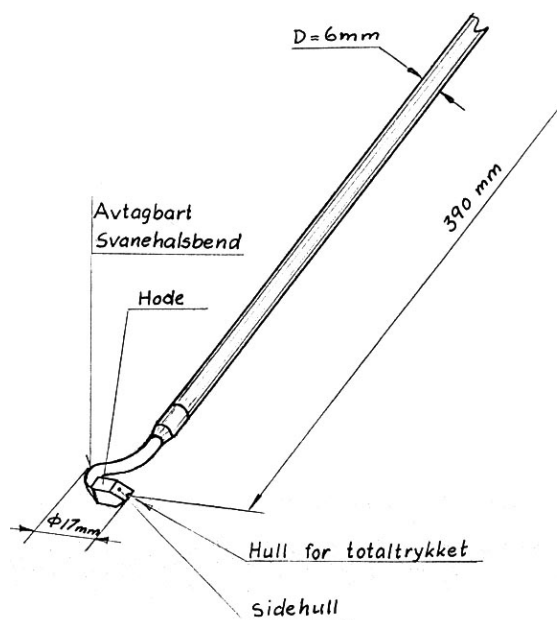


Fig. 5.6 Tre-hulls-pitot, fabr. NEYRPIC

En hendig pitotutførelse for måling av hydrostatisk trykk i en tredimensjonal strøm er vist fig. 5.7. Hullene – ett på hver side av den sirkulære skive – kan være sammenkoblet til et enkelt rør ført ut til et manometer, eller de kan være ført ut gjennom hver sin grenledning i pitotstammen og koblet til et differensialmanometer. For en pitot som denne, vil indikeringen av trykket være uavhengig av strømningsvinkelen i selve skiveplanet, hvis skiven forøvrig ikke danner større skjevinkel enn $\pm 5^\circ$ med strømrøtning målt i planet vinkelrett på skiven. For større skjevinkler enn dette, vil feilen i indikeringen øke raskt. Ved

skjevinkel omkring 0 vil pitotkoeffisienten være ca. 0,1. Det anbefales imidlertid for denne i

likhet med andre pitoter, å foreta en individuell kalibrering.

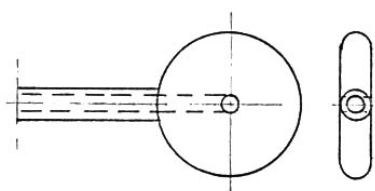


Fig. 5.7 Skivepitot for måling av hydrostatisk trykk (8)

Av andre pitottyper kan nevnes i fleng:

- Kulepitoter med 1 trykkuttak vinkelrett pitotakse.
- Kulepitoter med 2 trykkuttak som kan danne 90° eller 180° innbyrdes vinkelavstand målt i et plan vinkelrett pitotaksen.
- Kulepitoter med 3 trykkuttak med vinkeldeling 45° fra midtre hull til hullene på sidene målt i et plan vinkelrett pitotaksen.
- Kulepitoter med 5 trykkuttak hvor 4 av hullene er symmetrisk fordelt med lik deling i periferien og det femte hull i sentrum av en kulesektor med 90° romvinkel.
- Sylinderpitoter med 1 trykkuttak vinkelrett pitotaksen.

- Sylindripitoter med 2 trykkuttak med 90° vinkeldeling i plan vinkelrett pitotaksen.
- Sylindripitoter med 3 trykkuttak $2 \times 45^\circ$ vinkeldeling i plan vinkelrett pitotakse.

På fig. 5.8 er vist snitt gjennom en pitot som blir kalt venturipitot. Denne er blitt utviklet spesielt for å kunne måle mindre hastigheter enn med en vanlig oppstuvningspitot. For enkelte utførelser av

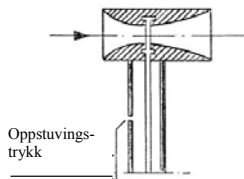


Fig. 5.8 Venturi-pitot

denne type er angitt et hastighetsområde $0,6 < c < 6$ m/s. Denne pitot er velegnet for hastighetsmåling i kanaler. Når det gjelder innbygging av pitoter i rørledninger og kanaler generelt, er det av stor betydning at dette skjer på steder med minst mulig forstyrrelser av strømmingen. For eksempel bend representerer forstyrrelser, og det anbefales som minstelengder fra disse til pitotinnføringen: 20 rørdiametre foran og 10 rørdiametre etter pitoten sett i

strømretningen.

5.2.6 Vibrasjon av pitoter ^[32]

For at pitotmålinger i det hele tatt skal være pålitelige, må det sørges for at det ikke forekommer vibrasjon av pitotene. Hvilken innflytelse vibrasjoner kan ha, skal vises i følgende eksempel. Det

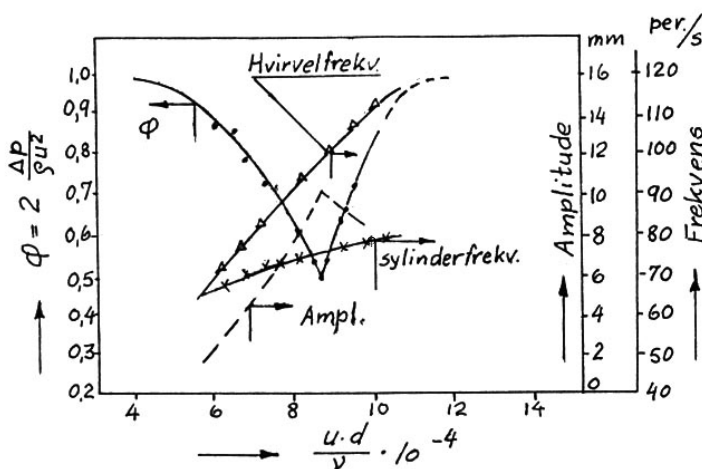


Fig. 5.9 Eksempel på endring av pitotkoeffisienten som funksjon av Reynolds tall når en pitot vibrerer (32)

er en undersøkelse av en 3-hulls sylindripitot gjennomført av dr. Winternitz og beskrevet i Engineer 1956, vol. 201. Pitoten var ført gjennom en tunnelvegg og raget 250 mm fritt ut fra denne. Diameteren på stedet var 300 mm og pitotdiameteren betegnet med d . Som det fremgår av fig. 5.9 øker vibrasjonene og amplitudene ved økende strømningshastighet, mens pitotkoeff. ϕ avtar fra ca. 1,0 til 0,5. det maksimale avvik for ϕ opptrer der amplitudene er størst. Slike feil som forårsakes av vibrasjoner, kan altså føre til helt gale resultater for målt hastighetsfordeling. Imidlertid har Winternitz formulert enkle metoder for å beregne for hvilke krav som må være oppfylt for at pitotmålingen skal bli pålitelig. Årsaken til vibrasjonene er avløsningsvirlene på nedstrømssiden av pitoten. Som fig. 5.9 viser, begynner

ikke vibrasjonene å gjøre seg særlig gjeldende før strømningshastigheten gir en virveldannelsesfrekvens som svarer til pitotens egenfrekvens.

5.3 Måling av fluktuerende hastigheter. Hetetrådsanemometer ^[8]

Som vi har sett, kan pitotrør for totaltrykk- og hydrostatisk trykkmåling anvendes med tilstrekkelig nøyaktighet kun til måling av *midlere hastighet* på et sted i et strømtverrsnitt. De egner seg altså ikke til måling av hastighetsfluktuasjoner. Nesten alle målinger som gjøres for å bestemme hastighetsfluktuasjoner skjer ved bruk av hetetrådsanemometre. Temperaturen som oppnås i et opphetet legeme er avhengig av hastigheten som mediet strømmer med forbi legemet. Derfor kan dette kalibreres for å indikere hastigheten i form av temperatur eller varmeoverføringshastighet. Dimensjonsanalyse viser at varmeoverføringskoeffisienten – også kalt Nusselts tall – er en funksjon av Reynolds tall hvis varmeoverføringen ved fri konveksjon er neglisjerbar.

Nusselts tall er:

$$Nu = \frac{\text{var meoverføringshastighet}}{k \times \text{temperaturgrad.} \times \text{flate}} \quad (5.4)$$

Hvor k er termisk ledningsevne.

Hvis vi betrakter den elektriske oppheten av en sylindrisk ledning som står vinkelrett på en væske- eller gasstrøm, finner vi:

$$Nu = \frac{I^2 R}{k(T - T_a) \left(\frac{l}{d} \right) \pi dl} = \frac{I^2 R R_a \alpha}{\pi l k (R - R_a)} \quad (5.5)$$

Hvor I er elektrisk strøm

R er omsk motstand

k er termisk ledningsevne

l er lengden av ledning

d er diameter av ledning

T er temperaturen (absolutt) av ledningen i Kelvin-grader

T_a er temperaturen absolutt i det omgivende medium

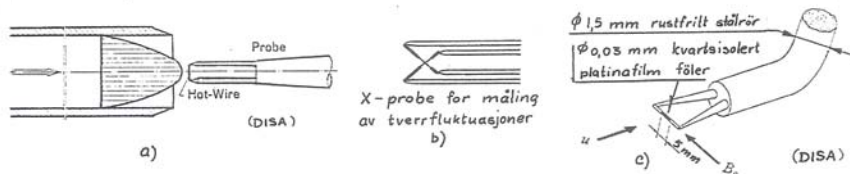
α er temperaturmotstandskoeffisienten som her er definert ved

$$R = R_a [1 + \alpha (T - T_a)]$$

Vi bruker her absolutt-temperaturen i mediet heller enn 0°C som referansetemperatur, og anvender videre midlere temperaturkoeffisient mellom væsketemperaturen og temperaturen i ledningen. Koeffisienten α kan variere lite, mens k kan variere betydelig med temperaturen. Det vanlige er imidlertid å sette inn en verdi for k svarende til $\frac{1}{2}(T - T_a)$.

5.3.1 Utførelser av hetetrådselementer

I praktiske utførelser av hetetrådsanemometre består disse av en ledning med diameter $d \leq 0,025$ mm og lengde $l = 5$ mm. Grenseverdien for lengden oppover settes av det minste romutsnitt vi ønsker, og diameteren begrenses av en passende elektrisk motstand og nødvendigheten av et hurtig svar på hurtige fluktuasjoner, i varmeoverføringen, dvs. hurtige variasjoner i hastigheten. Det vanlige materiale er platina eller platinalegeringer når påkjenningene er små, og Wolfram når det kreves større styrke.



Hetetrådsanemometre: a) Enkelt hetetrådselement, b) To hetetråder i kryss
c) Glasstav belagt med platinafilm

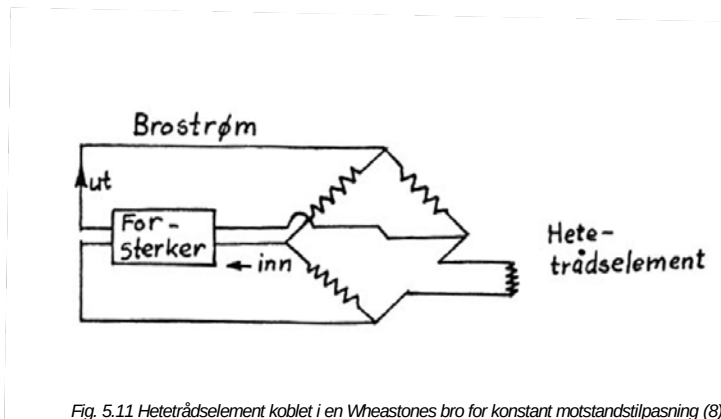


Fig. 5.11 Hetetrådselement koblet i en Wheatstones bro for konstant motstandstilpasning (8)

ene arm i en Wheatstones bro, fig. 5.11. bestemmelsen av Nusselts tall som funksjon av Reynolds tall kan da forenkles til å finne variasjonen av

$$\frac{R}{k(R - R_a)} \text{ eller } \frac{I^2}{k} \text{ med } \frac{u_\infty}{v} \text{ ved konstant strøm eller konstant temperatur, fordi de}$$

størrelser som er utelatt fra Reynolds tall og Nusselts tall er konstant for et gitt hetetrådselement.

Fig. 5.10 viser eksempler på tre typer av disse anemometre.

Hetetråden kan anvendes på to måter. Den ene er å holde den elektriske fødestrøm konstant ved å bruke et batteri med en stor seriemotstand, og den andre å holde motstanden konstant (dvs. konstant temperatur) som den

Intensiteten i hastighetsfluktuasjonene kan da avledes av spenningsvariasjonene ved å dividere disse med

$$I \frac{\partial R}{\partial u} \text{ eller } R \frac{\partial I}{\partial u}.$$

Temperaturforholdet $\frac{T}{T_a}$ som tilnærmet er lik $\frac{R}{R_a}$,

holdes over 1,3 – for å unngå feil som skyldes små forandringer i temperaturen i strømningsmediet – og under 2,0 for å unngå innflytelser fra store endringer av α og k . Temperaturforholdstallene ved bruk av anemometrene i vann eller andre væsker, må for øvrig være mye lavere for å unngå at bobler av oppløst gass samles på hetetrådselementet.

Et hetetrådselement som stilles skrått i forhold til strømrørningen, skulle vi vente indikerer størrelsen av den hastighetskomponenten som står vinkelrett på elementet. Dette er imidlertid ikke fullt ut tilfelle, fordi hetetrådselementet har en endelig lengde. Hvis elementet skal brukes til å måle komponentene v' og w' av hastighetsfluktuasjonene, er det derfor vanlig å kalibrere dette både med hensyn til skjevstrøm og variasjoner i strømningshastigheten.

Hetetrådselementene er følsomme for støv i luft og slam i vann, slik at de må recalibreres hyppig. Visse fordeler med hensyn til stabilitet og styrke kan oppnås ved å bruke en platinafilm i forkant av en glasstav satt inn som en understøttelsesbro for elementet, men slike elementer er mye vanskeligere å fremstille og har lavere responsfrekvens enn vanlige hetetrådselementer. Til måling av hastighetfluktuasjoner har hetetrådselementer hittil vært det desidert beste utstyr vi har hatt til rådighet. Men disse setter også grenser innen turbulensspekteret.

Selv om de tynneste hetetrådselementer vil følge hastighetsfluktuasjoner opp til flere hundre per/sek, så er denne frekvensrespons utilstrekkelig i fullt utviklet turbulens.

Grensen settes av den termiske treghet i elementet. Imidlertid kan det i den elektriske koblingskrets kompenseres for den termiske treghet. For nærmere informasjon om dette henvises til spesiallitteratur.

Som nevnt ovenfor kunne vi koble hetetrådselementet inn som ene armen i en Wheastones bro som vist fig. 5.11, når vi anvender prinsippet med konstant temperatur i elementet. Dette oppnås i dette tilfellet ved innkobling av en forsterker over broen som vist. Matestrømmen fra forsterkeren er avhengig av hvor mye temperaturen (dvs. motstanden) i hetetråden avviker fra den ønskede verdi. Ubalansen i broen blir med andre ord forsterket og ført tilbake til broen som forandring i brostrømmen for å gjenopprette motstanden i hetetråden til den verdi som balanserer broen. På den

måten kan den virkelige tidskonstant for hetetrådselementet reduseres direkte proporsjonalt med forsterkningen, og videre kompensasjon er i dette tilfellet unødvendig.

5.3.2 Måling av skjærspenning

Skjærspenningen i en laminær strøm er lik produktet av hastighetsgradienten

$$\frac{\partial u}{\partial y} \text{ og den dynamiske seighet } \eta, \text{ altså } \tau = \eta \frac{\partial u}{\partial y}$$

og kan finnes direkte ved traversering med et pitotrør eller et annet anemometer. I en turbulent strøm har vi i tillegg til den viskøse skjærspenning også den såkalte Reynolds skjærspenning $\rho \bar{u} \bar{v}$, som oppstår på grunn av selve turbulensen. Denne Reynolds skjærspenning kan også måles, men i praksis lar det seg bare gjøre ved bruk av hetetrådsanemometer.

Unntas den grunnforskning som omfatter selve turbulensproblemene, er imidlertid interessen vanligvis avgrenset til skjærspenningen ved veggflaten. Fordi intensiteten i hastighetsfluktuationene faller til null ved veggflaten, faller Reynolds skjærspenning til null der også slik at vi bare får den viskøse skjærspenning og dermed laminær strøm ved vegg.

Det fører til at den totale skjærspenning ved vegg forblir tilnærmet konstant. Dessverre er

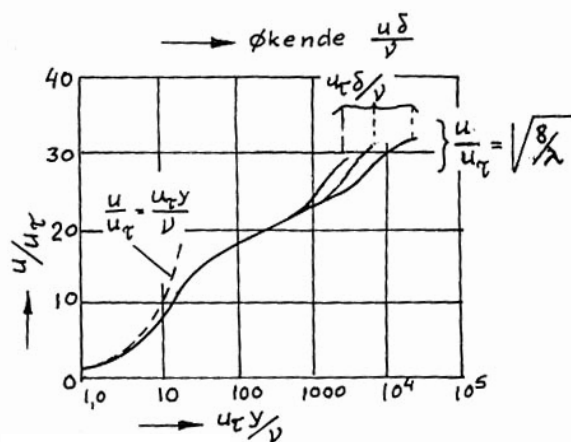


Fig. 5.12 "Indre lov" for turbulente grensesjikt (8)

Reynolds skjærspenning neglisjerbar bare i et ytterst tynt sjikt – noen få hundredels millimeter – helt inne ved veggflaten. Dette sjikt kalles også for det laminære undersjikt. Å måle hastighetsgradienten i dette sjikt nøyaktig med pitotrør, er meget vanskelig. Det samme er tilfelle også for hetetrådsanemometre på grunn av veggens innflytelse på varmebortledningen fra hetetråden.

Imidlertid hvis vi antar at strømmingen i et noe tykkere sjikt nær vegg i sin helhet bestemmes

av skjærspenningen ved vegg og væskeegenskapene, kan vi ved dimensjonsanalyse vise at vi får som hastighetsskala

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \text{ og som lengdeskala } \frac{\nu}{u_\tau}.$$

Variasjonen av hastigheten u i området nær vegg kan derfor uttrykkes ved:

$$\frac{u}{u_\tau} = f\left(\frac{u_\tau \cdot y}{\nu}\right)$$

Hvor f er en allmenngyldig funksjon for all turbulent strømning. I det laminære undersjikt er

$$u = \eta y \quad \text{eller} \quad \frac{u}{u_\tau} = \frac{u_\tau \cdot y}{\nu}$$

Forutsatt at:

$$\frac{u_\tau \cdot y}{\nu} < 10, \text{ se fig. 5.12.}$$

Antagelsen om at strømningen nær veggflaten er helt uavhengig av den ytre strøm er selvsagt ikke i overenstemmelse med virkeligheten, men antagelsen viser seg å gjelde med god tilnærming for bestemmelse av den midlere hastighetsprofil for

$$\frac{u_\tau \cdot y}{\nu} < 1000$$

(eller en mer eksakt grense for gyldigheten av f settes av $R_e = \frac{u\delta}{\nu}$)

Flere metoder for bestemmelse av skjærspenningen beror på den forutsetning av funksjonen f er allmenngyldig, men de er avhengige av en viss forhåndsbestemmelse av f i en strøm med kjent skjærspenning. Den kan for eksempel måles i et rør hvor veggskjærspenningen kan bestemmes på grunnlag av trykkfallet langs røret. Ved først å kartlegge hvilken type skjærstrømssjikt som skal undersøkes, kan virkningen av et mulig avvik fra allmenngyldigheten av f gjøres til et minimum. I det følgende skal nevnes et par metoder for målinger i grensesjiktet.

Stanton-røret er et avflatet pitotrør som blir plassert i det laminære undersjikt. I praksis er det vanskelig å lage røret så tynt at det i sin helhet vil befinne seg innenfor det laminære sjikt. Som regel vil det komme i berøring også med sjiktet utenfor (unntatt for strømning med store verdier av lengdeskalaen $\frac{\nu}{u_\tau}$)

Når det gjelder rørets registrerte oppstuvningstrykk som funksjon av veggskjærspenningen, skulle det ideelt sett være det samme om strømningen er laminær eller turbulent. Fordi Stanton-røret ikke bare står i det laminære undersjikt, men også delvis i det utenforliggende turbulente sjikt, har imidlertid erfaring vist at kalibreringen av røret bør skje i turbulent strøm.

En annen type pitot som er utviklet senere av professor Preston, er noe større enn Stanton-røret, og er altså dimensjonert for å strekke seg over både det laminære undersjikt og et sjikt utenfor. Dette

røret byr på fordeler fremfor Stanton-røret ved at det er mer robust, reproduserbarheten av kalibreringen er bedre, registrert trykkdifferanse blir større og påliteligheten av funksjonen f 's allmenngyldighet blir mer fullkommen.

Andre forskere har også benyttet en eller annen form for varmegjennomgangsundersøkelse til bestemmelse av veggskjærspenningen. Den mest nærliggende metode til bestemmelse av veggskjærspenningen ville være å måle kraften på et fritt opplagret element i veggplaten. Men ulempene med et slikt flytende element ville være vanskeligheter med det mekaniske arrangement og strømningsforstyrrelser på grunn av spalter omkring elementet. Disse forstyrrelser ville også ha en ukjent virkning.

5.4 Måling av væskehastighet med flygel

5.4.1 Flygel

Skru-propeller-flygelet ble oppfunnet av R. Woltmann i 1790. I de etterfølgende 150 år er flygelet blitt utviklet gradvis til å bli et meget nøyaktig og pålitelig instrument som brukes både i åpne kanaler og lukkede rør så vel ute i felten som i laboratorier.

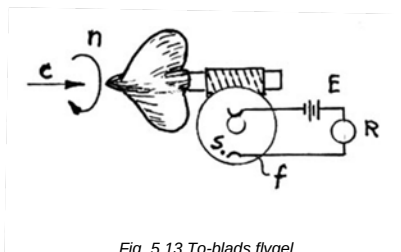


Fig. 5.13 To-blads flygel

Som vist på fig. 5.13 består flygelet av en to - eller flerbladet propell med aksel, lagre, lagerhus og en signalgiveranordning. Anordningen som avgir signal, slutter en elektrisk strømkrets hver gang propellen har rotert et bestemt antall omdreininger. Den mekaniske del av denne anordning kan være et snekkedrivverk i forbindelse med propellaksen som skjematisk

vist på fig.5.13. På den elektriske siden er det i den åpne strømkrets, seriekoblet forbindelse fra kontaktstiften s på snekkehjulet til kontaktfjæren f gjennom slepekontakten på snekkehjulsakselen, strømkilden E og indikeringsinnretningen R. Strømkretsen blir sluttet eller brutt hver gang stiften s går henholdsvis inn eller ut av kontakt med fjæren f. Indikeringsinnretningen er vanligvis en pulsskriver. Oversetningen fra flygelaksen til signalgiveren er gjerne regulerbar i følgende trinn: 10:1, 20:1 og 40:1. Selve flygeakselen løper i kulelagre som må smøres med spesiell olje. På grunn av innflytelse fra forurensninger og fare for rustangrep i lagre etc., kan ikke et flygel være i drift lenger enn 1-2 dager ad gangen før det må demonteres, renses og smøres på ny.

For målinger blir flygelet vanligvis montert på en stang som er dimensjonert og utformet både for å manøvrere og gi flygelet en fast understøttelse i fluidstrømmen. I målestilling rettes flygelpropellen

mot strømmen med akselen parallell strømrretningen. Flygelstangen står for øvrig vinkelrett på propellaksen og flygelkroppen festes til stangen på nedstrømssiden av propellen.

Propellen har skruflateformede vingeblad og blir drevet rundt av fluidstrømmen med en

omdreiningshastighet $u = r\omega$ avhengig av fluidhastigheten c .

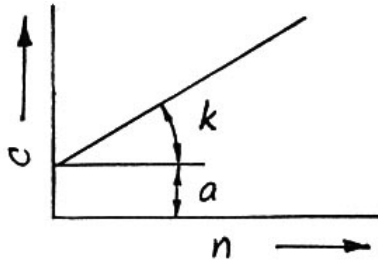


Fig. 5.14 Flygelkarakteristikk: Væskehastighet c som funksjon av flygelomløpstallet n

Denne avhengighet er vanligvis lineær for størstedelen av hastighetsområdet. Bare ved hastigheter i nærheten av $c = 0$ er sammenhengen mellom c og omløpstallet n ulineær; dette skyldes hovedsakelig innflytelsen av den mekaniske friksjon i flygellagrene.

Som vist på fig.5.14, kan vi for det lineære området sette opp følgende ligning for væskehastigheten c som funksjon av omløpstallet n :

$$c = kn + a \quad (5.6)$$

hvor k og a er konstanter. Disse konstanter blir bestemt ved justeringsprøver som kan utføres for eksempel i en modelltank.

Flygler fremstilles av et flertall fabrikanter og i forskjellige dimensjoner og utførelser. I etterfølgende tabell er de vanlige propelldimensjoner, stigninger og hastighetsområder sammenstilt. Minstedimensjoner på strømningsstverrsnittet hvor de minste flyglene, nemlig miniflyglene, kan anvendes, settes til 50 x 50mm eller rørdiameter $d = 80$ mm.

Flygelnavn/type	Propelldiameter mm	Propell stign. mm	Hastighetsområde m/s
Normal type	100	250	0,2 - 4,0
	100	500	0,5 - 6,0
3-bladet propell	100	100	0,1 - 1,6
Stor type	200	200	0,03 - 1,0
Komponent-flygel (DUMAS-NEYRPIC)	125	125	0,1 - 3,0
Miniflygel	35	80	0,01 - 1,20
	35	200	0,05 - 2,00

Hvis vi er henvist til å måle strømningshastighet med flygel i situasjoner hvor flygelaksen står skjevt i forhold til strømrretningen, ville det i kalibreringsøyemed ha vært en fordel om den hastighetskomponent vi målte, fulgte loven $c_n = c \cos \alpha$ der c = strømningshastigheten og α = vinkelen mellom flygelaksen og strømrretningen.

Med normale flygler oppfylles ikke dette med tilfredstillende nøyaktighet over nevneverdig vinkelområde. Derimot fremstilles en type flygler – kalt komponentflygler – som følger cosinus-loven meget nøyaktig for skjevstrømsvinkler opptil 30°- 45°. Grunnlaget for fremstillingen av komponentflygler er rent empirisk. Formen på flygelvingen for et komponentflygel er for øvrig lite forskjellig fra den for et normalflygel, men generelt kan vi si at komponentflygelvingen har en mer rektangulær projeksjon enn normalflygelvingen. Virkningen av skjevstrømning blir nærmere behandlet i neste avsnitt.

I motsetning til de fleste andre hastighetsmålere, har flyglene evne til å integrere ut pulsasjoner i strømningshastigheten på et sted over vilkårlige tidsrom. Det vil si at vi får målt middelhastigheten over disse tidsintervaller. Imidlertid tar flygelmålingene over et strømningsstverrsnitt relativt lang tid. Under målinger for eksempel i elveløp, kan dette være en betydelig ulempe hvis volumstrømmen i elven endres i løpet av måletiden.

Flygler er relativt kostbare instrumenter, og de er ømfintlige og kan lett bli skadet ved uforsiktig behandling og av drivgjenstander hvis dette forekommer i vannstrømmen. Men brukt på korrekt måte kan det oppnås nøyaktigheter i hastighetsmålinger bedre enn $\pm 0,5 \%$ av virkelige hastigheter.

5.4.2 Om innflytelser på flygelmålinger ^[28, 35]

Det er en rekke faktorer som kan virke inn på hastighetsbestemmelser med flygler. De viktigste er skjevstrømning og rotasjon. Dessuten har avstanden fra en nærliggende vegg og avstanden mellom flygler innbyrdes, en viss betydning. Det er også tegn til virkning på flygelligningen fra viskositetsforandringer i lageroljen ved de aktuelle temperaturvariasjoner fra ett sted til et annet. I det følgende skal refereres noen resultater fra undersøkelser av disse virkninger.

For flygler utsatt for skjevstrømning er beskrevet en del forsøk i litteraturen. Som et typisk eksempel på sammenhengen mellom registrert flygelomløpstall n_r ved skjevstrømvinkel α og flygelomløpstallet n ved $\alpha = 0$, dvs. ren aksialstrøm, er vist i fig. 5.15, hvor

$$\frac{n_r}{n} = f_1(\alpha) \text{ for et vanlig flygel og } \frac{n_\alpha}{n} = f_2(\alpha) = \cos \alpha \text{ for et komponentflygel opptegnet.}$$

I tillegg til skjevstrømning forekommer også rotasjon. Hvordan denne kan virke inn på flygelmålingene er blitt undersøkt i et eksamensarbeide ved Vannkraftlaboratoriet. Forsøkene ble gjennomført i Skipsmodelltanken NTH ^[35], hvor vi simulerte det spesialtilfellet at vannet roterer som et fast legeme. Med stillestående vann i modelltanken kunne vi realisere dette ved å montere

flygler på armer som roterte om en akse parallelt med flygelaksen, samtidig som flyglene fikk en translasjon langs tanken. I forsøkene inngikk også undersøkelser av ren skjevstrømning.

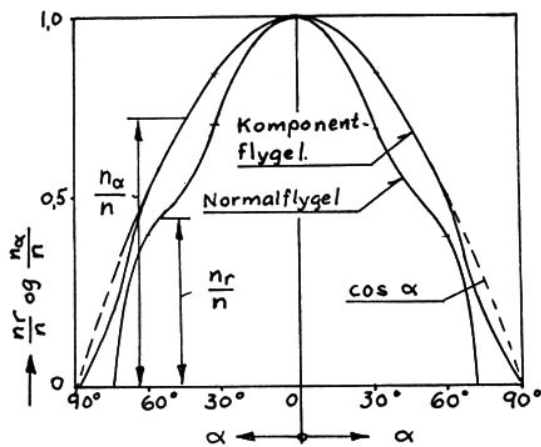


Fig. 5.15 Omløpstallsforholdet n_r/n for et vanlig flygel og n_α/n for et komponentflygel som funksjon av skjevstrømsvinkelen

Strømningsbildet for flygelet i disse tilfellene er skissert i fig. 5.16, hvor ren skjevstrøm er skissert til venstre og strømning med rotasjon til høyre. Vi ser av dette at for en rotasjon av den simulerte type, kan komponenten u på tvers av flygelaksen deles i to:

- en jevnt fordelt hastighet svarende til ren skjevstrømning
- en rotasjonskomponent som vokser fra sin største negative verdi i det punkt propellperiferien er nærmest

rotasjonssenteret til en like stor motsatt verdi i punkt hvor propellperiferien er lengst fra rotasjonssenteret.

Virkningen av skjevstrøm og rotasjon kan vi mest naturlig vurdere på basis av ligningen for et ideelt komponentflygel:

$$c_n = c \cos \alpha = a' + kn \cos \alpha$$

hvor n = flygelomløpstallet ved $\alpha = 0$.

Skjevstrømvinkel α og hastighetskomponentene er definert på fig. 5.16. Fortsatt brukes $n_\alpha =$

flygelomløpstallet ved vinkel α for et ideelt komponentflygel og n_r = målt flygelomløpstall ved vinkel α .

Resultatene av de rene skjevstrømsundersøkelsene viser at $n_r = n \cos b\alpha$, der $b = 1,33$ for de anvendte flygler. Av dette finner vi videre :

$$\frac{n_r - n_\alpha}{n_\alpha} = \frac{\Delta n_s}{n_\alpha} = - \left(1 - \frac{\cos b\alpha}{\cos \alpha} \right)$$

for $-20^\circ < \alpha < 20^\circ$

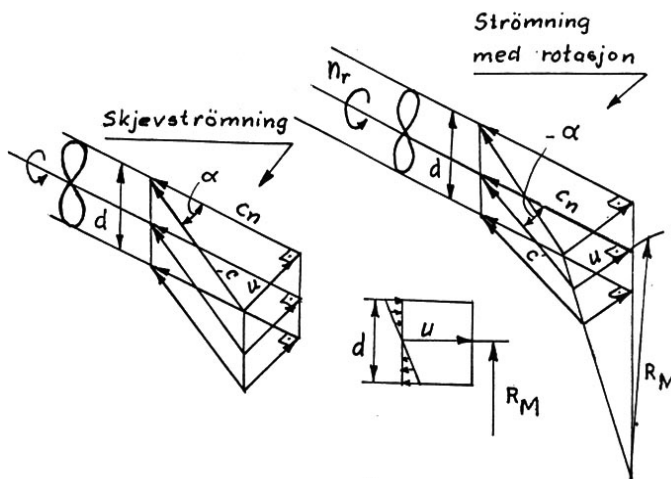


Fig. 5.16 Hastighetsdiagrammer for et flygel i en skjevstrøm (vist til venstre) og i en rotrende strøm (vist til høyre) (35)

Rotasjonsundersøkelsene viste at selve rotasjonskomponenten gir:

$$\frac{\Delta n_{\text{rot}}}{n_{\alpha}} \approx \frac{C \cdot \alpha}{R_M \cos \alpha} \quad \text{for } -20^\circ < \alpha < 20^\circ,$$

altså et avvik prop. α og omvendt prop. R_M for $\alpha > 0^\circ$ og $C \approx 8 \cdot 10^{-4}$ for $\alpha < 0^\circ$ når α innsettes i grader og R_M i meter. Samlet rotasjonsvirkning (dvs. skjevstrømskomponent + rotasjonskomponent) ble:

$$\frac{\Delta n_{\text{tot}}}{n_{\alpha}} = \frac{\Delta n_s + \Delta n_{\text{rot}}}{n_{\alpha}} = - \left(1 - \frac{\cos b\alpha}{\cos \alpha} \pm \frac{C(\alpha)\alpha}{R_M \cos \alpha} \right) \quad \text{eller}$$

$$\frac{\Delta n_{\text{tot}}}{n} = -\cos \alpha \left(1 - \frac{\cos b\alpha}{\cos \alpha} \pm \frac{C(\alpha)\alpha}{R_M \cos \alpha} \right) = - \left(\cos \alpha - \cos b\alpha \pm \frac{C(\alpha)\alpha}{R_M} \right)$$

Disse resultater er skissert kvalitativt i fig. 5.17.

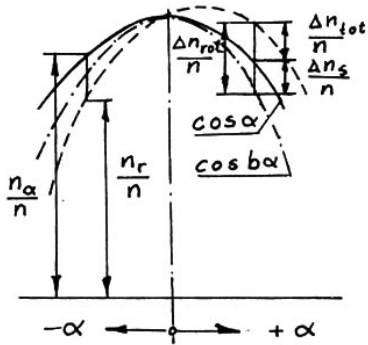


Fig. 5.17 Omløpstallsforholdet n_r/n for et vanlig flygel og n_{α}/n for et komponentflygel avhengig av skjevstrømsvinkelen og rot. væskestrøm

Om undersøkelser av andre innflytelser enn skjevstrømning og rotasjon skal bemerkes:

Ifølge forsøk utført av prof. Benini vil vi ikke få merkbar innflytelse fra en vegg hvis avstanden fra denne til flygelaksen er minst $0,75 \times$ propelldiameteren. Flyglene influerer heller ikke på hverandre innbyrdes hvis avstanden mellom periferiene er minst 30mm.

Angående eventuelle innflytelser på flygelligningen fra en variabel viskositet i oljen i flygellagrene, er meningene noe

delte. Men her skal refereres resultater som den franske ingeniør Coffin^[12] mener å ha funnet. Han har gjort en undersøkelse av 13 stk. Nerpic-Dumas-flygler, og for disse satt opp variasjonen av konstanten a i flygelligningen $c = kn + a$ som funksjon av oljeviskositeten. Av dette fant han følgende middelform for de nevnte flygler:

$$c = 0,2368n + 0,033 - \frac{t^\circ \text{C}}{1125^\circ \text{C}} \text{ m/s},$$

som altså kan tyde på en viss innflytelse fra viskositeten som her uttrykkes ved temperaturen t .

Undersøkelser av hvor vidt kalibreringen veksler fra én anstalt til en annen, er også gjennomført ved å la et flygel i tur og orden gjennomgå ordinær kalibreringsprøve ved i alt 8 modelltanker i Europa, deriblant Skipsmodelltanken ved NTH. Etter at flygelet hadde gjennomløpt en runde ved

alle 8 modelltanker, ble en niende prøve foretatt som avslutning ved den modelltank hvor prøvene begynte. Prøvene ved de respektive anstalter ble forseglet straks de var gjennomført og videre holdt hemmelig til alle 9 prøveserier var avsluttet. Resultatene viser at spredningen omkring middelveiden ble henimot $\pm 0,5 \%$ for strømningshastigheter større enn 2 m/s. For lavere hastigheter ble spredningen større.

5.4.3 Innbygning av flygler i rør

Innbygningen av flygler i rør har foregått på flere måter gjennom tidene, og praksisen i dag kan

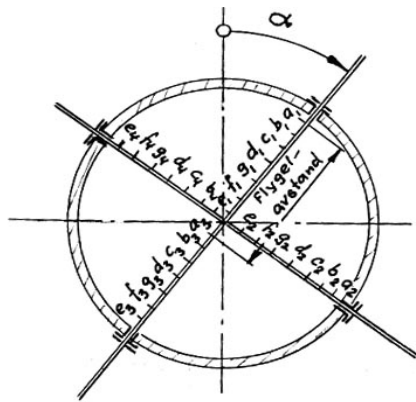


Fig. 5.18 Innbygning av flygelstenger i rørtverrsnitt.
Prinsipp benyttet av Kværner Brug

også være noe forskjellig. I et tidlig eksempel på flygelmåling i et lukket rør ble brukt ett flygel som var festet på fri ende av en stang. Denne stangen var ført gjennom et mannlokk på rørledningen, og selve gjennomføringen var laget slik at stangen både kunne føres ut og inn langs en diameter og stilles i forskjellige skråvinkler i planet vinkelrett røraksen. Dermed kunne vi måle hastigheten i punkter praktisk talt over hele tverrsnittet. Mange arrangementer er også blitt konstruert for å kunne forstille flygelposisjonen fra målepunkt til

målepunkt i konsentriske sirkler. Men disse forsøk er i stor utstrekning blitt forlatt på grunn av vibrasjoner av stengene.

Et arrangement som har vært i bruk i målinger gjennomført av Kværner Brug, er vist på fig. 5.18. De har anvendt 2 stk. flygelstenger i måletverrsnittet og anordnet disse langs rørdiameter vinkelrett på hverandre. Stengene akseforskyves i forhold til hverandre, så de kan føres tvers igjennom røret med en tetningsboks i hver gjennomføring. Stengene er så lange at de utkragede ender på hver side av røret skulle rekke til full traversering av hele diameteren i tverrsnittet. På hver enkelt stang monteres 2 flygler med innbyrdes avstand som angitt på fig. 5.18. Mellom begrensingsanslagene svarende til punktene a og e foregår målingene i rekkefølgen: a,b,c,d,e,f, og g som vist på figuren.

Av andre innmonteringsanordninger skal nevnes den som anvendes mest i Mellom-Europa. Et flygelstangkryss monteres fast i måletverrsnittet i røret, og på stengene festes et visst antall flygler avhengig av rørdiameteren. Ifølge ny tysk standard anvendes følgende tallrekke for antall flygler: 13,17,21,25,29,33 osv. Det største antall flygler anvendt i kjente installasjoner hittil, var under virkningsgradmålingene i kraftverket Genissiat i Frankrike. Der ble anvendt 61 flygler i et rørtverrsnitt med diameter $d = 5,75 \text{ m}$.

5.5 Bestemmelse av volumstrømmer på basis av målte strømningshastigheter.

Vi har foran sett hvordan hastigheten kan måles punktvis i et strømningsstverrsnitt ved bruk av forskjellig slags utstyr. På grunnlag av slike målinger kan vi finne væskeføringen gjennom strømningsstverrsnittet i henhold til ligningen

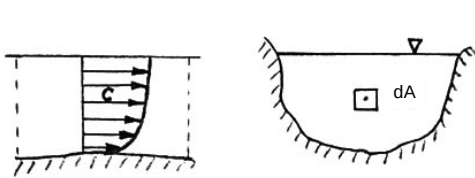


Fig. 5.19 Hastighetsprofil og markering av hastighetsvektor c i en elementflate dA i et kanaltverrsnitt

$$Q = \int_A c dA \quad (5.7)$$

hvor c = strømningshastigheten i midtpunktet av elementflaten dA , som vist på fig. 5.19.

I det følgende skal vi se på noen metoder for beregning av volumstrøm ut fra målte

hastighetsprofiler. Disse metoder vil dreie seg om målinger i lukkede rør med flygler, men prinsippene som anvendes her, kan anses mer allmenngyldige, og er derfor anvendelige også i forbindelse med annet måleutstyr og andre kanalformer.

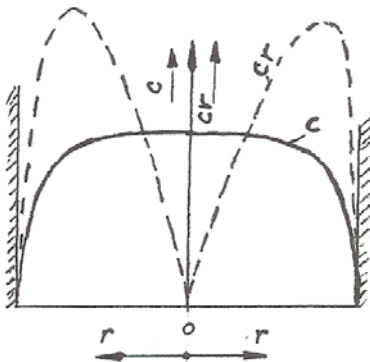


Fig. 5.20 Vannhastighetsprofil c og produktet cr som funksjon av rørradien r

Det er i hovedsaken 3 metoder for korrekt bestemmelse av volumstrømmen på basis av målte hastighetsprofiler i rør. Som vist fig. 5.20 er metode 1 basert på opptegning av $cr = f(r)$. Arealet mellom cr -kurven og r -aksen finnes ved planimetrering, og dette arealet multiplisert med 2π gir volumstrømmen.

Etter metode 2 tegnes hastighetene opp uavhengig av r^2 som vist fig. 5.21. Arealet mellom c -kurven og r^2 -aksen multiplisert med π gir volumstrømmen.

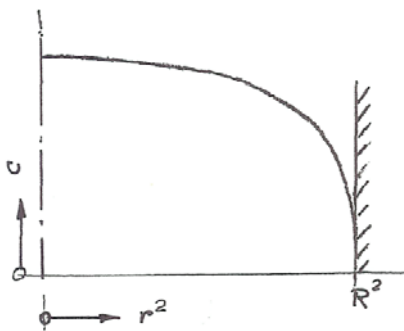


Fig. 5.21 Vannhastigheten c i tverrsnitt satt opp avhengig av kvadratet av rørradien

Den tredje metoden er i grunnen den samme som metode 2, men vi bestemmer $\int c d(r^2)$ ved anvendelse av

Simpsons formel istedenfor ved planimetrering. Denne beregningsmetode er utarbeidet av professor K. Alming^[2],

og den blir gjennomgått i det beregningsmetode er følgende.

Vi går ut fra at hastighetsmålinger er foretatt over to diametre vinkelrett på hverandre.

Fremgangsmåten i behandlingen av disse måledata blir da først å tegne opp hastighetsfordelingen over de to diametre (fire radier) . Den midlere volumstrømmen i røret kan deretter bestemmes ved

å integrere over 4 kvadranter hver for seg, idet vi går ut fra at hastighetsfordelingen langs de fire radier representerer middelhastigheten for hver sin kvadrant:

$$Q = \frac{\pi}{2} \left(\int_0^R c_I r dr + \int_0^R c_{II} r dr + \int_0^R c_{III} r dr + \int_0^R c_{IV} r dr \right) \quad (5.8)$$

Denne ligning kan omformes ved å innføre r^2 i stedet for r og blir da:

$$Q = \frac{\pi}{4} \left[\int_0^R c_I d(r^2) + \int_0^R c_{II} d(r^2) + \int_0^R c_{III} d(r^2) + \int_0^R c_{IV} d(r^2) \right] \quad (5.9)$$

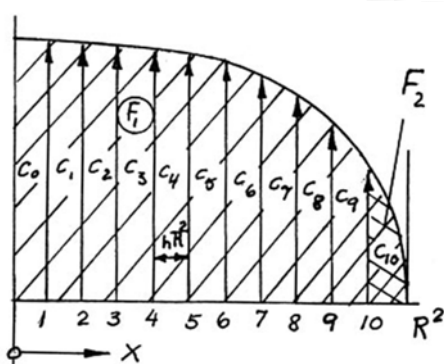


Fig. 5.22 Vannhastigheten c i en rørkvadrant satt opp avhengig av kvadratet av radien r med angivelse av hastighetsvektorene for hver delta x fra $x = 0$ til 10 ganger delta $x = 0,9$ ganger R kvadrat

Dette svarer helt til metode 2 ovenfor. Men for bruk av Simpsons formel bestemmes hastigheten i punkter med like stor avstand langs radiens kvadrat i de fire kvadrantene. I fig. 5.22 er et slikt tilfelle tegnet. Her velges å inndeile avstanden mellom $x = 0$ og $x = 0,9R^2$ i 10 like store deler. Hver del blir da $hR^2 = 0,09R^2$. Ifølge Simpsons formel blir arealet A_1 , dvs. arealet av den enkelskraverte flate:

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{h}{3} (c_0 + 4c_1 + 2c_2 + 4c_3 + 2c_4 + 4c_5 + 2c_6 + 4c_7 + 2c_8 + 4c_9 + c_{10}) R^2 \\ &= \left(\frac{h}{3} \sum_{n=0}^{n=10} f_n \cdot c_n \right) R^2, \text{ hvor } f_0 = 1, f_1 = 4, f_2 = 2, \text{ osv.} \end{aligned} \quad (5.10)$$

Volumstrømmen i en kvadrant av røret mellom $r = 0$ og $r = 0,94868R$ blir derfor:

$$Q_{A_1} = \left(\frac{\pi h}{12} \sum_{n=0}^{n=10} f_n c_n \right) R^2 = \left(0,023562 \sum_{n=0}^{n=10} f_n c_n \right) R^2 \quad (5.11)$$

hvor $h = 0,09$.

Imidlertid står vi igjen med et sjikt mellom $0,9R^2$ og rørvæggen. Dette er betegnet med A_2 på fig. 5.22. Hastighetsfordelingen der kan ikke måles med flygel, fordi vi ikke kan komme nærmere rørvæggen med flygelet enn ca. $\frac{3}{4}$ propelldiameter fra flygelaksen. Mellom dette punkt og rørvæggen er det derfor vanlig å fastlegge hastighetsprofilen etter en potenslov. Vi kan således sette:

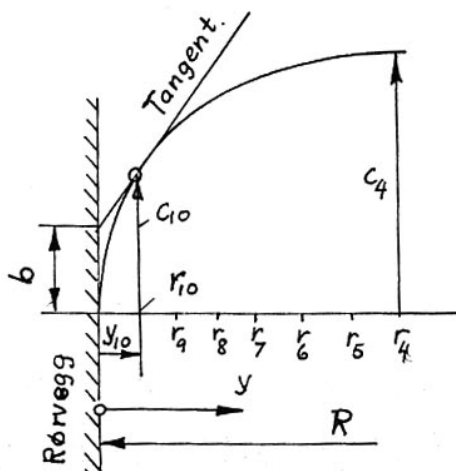


Fig. 5.23 Prinsipp for å bestemme hastighetsfordelingen i sjiktet ved rørveggen basert på tangenthelningen til hastighetsprofilen ved $c = c_{10}$

$$c = ky^{\frac{1}{n}} \quad (5.12)$$

hvor y er avstanden fra rørveggen,

k og n er konstanter som skal bestemmes.

I samsvar med betegnelsene på fig. 5.23 kan k og n bestemmes ved hjelp av den kjente hastighet i pkt. 10, dvs. c_{10} samt tangenthelningen i dette pkt. og størrelsen b . Vi skal her se hvordan dette kan gjøres.

Ligning (5.12) deriveres med hensyn på y :

$$\frac{dc}{dy} = \frac{k}{n} y^{\frac{1-n}{n}} \quad (5.13)$$

Av lign. (5.12) får vi:

$$k = \frac{c}{y^{\frac{1}{n}}} \quad \text{som innsatt i (5.13) gir:}$$

$$\frac{dc}{dy} = \frac{c}{n \cdot y}.$$

Ved $y = y_{10}$ finner vi :

$$\frac{dc_{10}}{dy_{10}} = \frac{c_{10} - b}{y_{10}} = \frac{c_{10}}{n \cdot y_{10}}.$$

Herav finnes:

$$\frac{1}{n} = \frac{c_{10} - b}{c_{10}} \quad \text{og} \quad k = \frac{c_{10}}{y_{10} \cdot \frac{c_{10} - b}{c_{10}}}$$

som innsatt i lign. (5.12) gir:

$$c = c_{10} \left(\frac{y}{y_{10}} \right)^{\frac{c_{10} - b}{c_{10}}} \quad (5.14)$$

Volumstrømmen imellom y_{10} og rørveggen kan nå beregnes (én kvadrant) :

$$Q_{A_2} = \frac{\pi}{2} \int_0^{y_{10}} (R - y) c dy = \frac{\pi}{2} c_{10} y_{10} \left(\frac{R}{2 - b/c_{10}} - \frac{y_{10}}{3 - b/c_{10}} \right) \quad (5.15)$$

Lign. (5.15) omformes videre til:

$$\begin{aligned}
Q_{A_2} &= \frac{\pi}{2} c_{10} R^2 \left(\frac{y_{10}}{R} \right) \left(\frac{1}{2-b/c_{10}} - \frac{y_{10}/R}{3-b/c_{10}} \right) \\
&= \frac{\pi h}{12} \cdot \frac{6}{h} \left(\frac{y_{10}}{R} \right) \left(\frac{1}{2-b/c_{10}} - \frac{y_{10}/R}{3-b/c_{10}} \right) c_{10} \cdot R^2 \\
&= \left(\frac{\pi h}{12} \cdot f \cdot c_{10} \right) R^2
\end{aligned} \tag{5.16}$$

Med dette har vi oppnådd en formel for Q_{A_2} av samme form som for Q_{A_1} , og den totale volumstrøm i én kvadrant av rørtverrsnittet kan derfor skrives:

$$Q = \left(\frac{\pi h}{12} \sum_{n=0}^{n=10} f_n c_n \right) R^2 \tag{5.17}$$

$$\text{I lign. (5.17) er : } f_{10} = 1 + f = 1 + \frac{6}{h} \left(\frac{y_{10}}{R} \right) \left[\frac{1}{2-b/c_{10}} - \frac{y_{10}/R}{3-b/c_{10}} \right] \tag{5.18}$$

Hvor $h = 0,09$ og $y_{10} = (1 - 0,94868)R = 0,05132R$ som gir:

$$f_{10} = 1 + 3,42133 \left(\frac{1}{2-b/c_{10}} - \frac{0,05132}{3-b/c_{10}} \right) \tag{5.19}$$

Her er oppnådd å få f_{10} som funksjon av b/c_{10} alene. Forholdstallet b/c_{10} vil være i området $0 < b/c_{10} < 1$. Ved å sette opp i diagram f_{10} avhengig av b/c_{10} innen dette området, kan vi lett finne verdien av f_{10} straks b/c_{10} er bestemt av den opptegnede hastighetsfordelingen.

Den totale volumstrøm i rørtverrsnittet bestemmes endelig ved å gjennomføre beregningen etter lign. (5.17) på grunnlag av de opptegnede hastighetsfordelinger for hver enkelt av de fire kvadrantene og til slutt summere opp.

6 SPEIELLE METODER FOR BESTEMMELSE AV VOLUMSTRØM

6.1 Innledning

Måling og bestemmelse av virkningsgraden for hydromaskiner kan skje på flere forskjellige måter. I nesten alle metoder er det imidlertid slik at volumstrømmen må måles eller bestemmes. For turbiner i vannkraftverk kan dette by på betydelige vanskeligheter og er ofte ikke mulig å gjennomføre bare med de hjelpemidler som er behandlet foran. Derfor er det blitt utviklet en rekke spesielle metoder for bestemmelse av volumstrømmen i vannkraftverk.

Enkelte av disse metoder egner seg naturlig nok ikke til alle typer av anlegg. Men samlet gir de god dekning av kravene til bestemmelse av volumstrømmen for alle anleggsutførelser.

I de følgende avsnitt blir det gjort nærmere rede for forskjellige metoder som er blitt anvendt – til dels i stor utstrekning – verden over.

6.2 Tre-kvart radius volumstrømsmåler ^[31]

Tre-kvart radius volumstrømsmåleren er basert på at middelhastigheten $c_m = \frac{Q}{A}$ i turbulent rørstrøm opptrer nær $\frac{3}{4}$ radius i tverrsnittet A. Et pitotrør plassert ved denne radius og forbundet gjennom et differensialmanometer med et trykkuttak i rørveggen, vil da vise et trykkdifferensial meget nær lik $c_m^2 / 2g$.

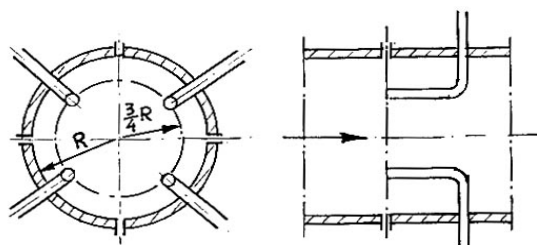


Fig. 6.1 $\frac{3}{4}$ -radius volumstrømsmåler

Som vist på fig. 6.1 bør vi installere ikke bare én men helst opptil 4 pitoter med den viste fordeling rundt omkretsen, for å gjøre feil minst mulig på grunn av ujevne forhold omkring i tverrsnittet.

En beskrivelse av metoden sammen med kalibreringsprøver er utført av Preston og Gregory, og finnes i Engineer, London 1950.

Kalibreringen ble funnet å være praktisk talt uavhengig av Reynolds tall når bare pitotene var ført inn i rørtverrsnittet i en avstand minst 10 rørdiametre fra slike forstyrrelser som bend og lignende på oppstrømssiden av pitoten.

Fordeler ved denne volumstrømsmåler:

- kalibrering praktisk talt uavhengig av Reynolds tall
- tillater kompressibilitetseffekter.
- små strømningsstap
- kan kalibreres direkte i anlegget hvor den er installert
- kan brukes ganske nær forstyrrelser
- $\frac{3}{4}$ radius er ganske nær fullt utviklet hastighetsprofil, slik at avvik fra normal hastighetsfordeling ikke fører til grove feil.

Denne måte å måle volumstrøm på kan anvendes både i vannkraftanlegg og pumpestasjoner. Men fordi rør med store diametre som vi har i slike anlegg, vanligvis har en relativt ru veggflate, anses det mindre gunstig med pitot og trykkuttak i rørveggen som vist på fig. 6.1, enn å bruke Prandtlrør-pitot, hvor vi altså tar ut både totaltrykket og hydrostatisk trykk fra selve pitotrøret. For kalibrering på anlegget bør pitoten monteres med mulighet for traversering av rørtverrsnittet, hvis vi ikke baserer kalibreringen på andre målinger av volumstrømmen.

Etter de undersøkelser som er gjort ^[31], er det for fullt utviklet hastighetsprofil i glatte rør funnet at kalibreringsfaktoren for midlere hastighet ved $\frac{3}{4}$ radius varierer fra 0,990 ved $R_e = 4 \cdot 10^4$ til 1,000 ved $R_e = 10^7$ og høyere. Feil i målingen av middelhastigheten på grunn av turbulensen ved $R_e = 4 \cdot 10^4$ vil være ca. 0,0035 for et pitot-trykkuttak som i prinsipp er på vist i fig. 6.1, og ca. 0,0055 for et Prandtlrør. Feilen reduseres ved økende verdier av R_e . En rotasjon i tilstrømsvannet svarende til en skjevstrømvinkel 10° , gir en maksimal feil i hastigheten på ca. 1 %.

6.3 Gibsons målemetode ^[3, 10]

En av målemetodene for bestemmelse av volumstrømmen i vannkraftverk er basert på trykkstigningen som oppstår i en rørledning når vannstrømmen retarderes. Denne metode er utviklet av den amerikanske ingeniør N.R Gibson, og har altså sitt navn etter ham.

Vannstrømmen i en rørledning retarderes når et avstengningsorgan i røret blir beveget i lukkeretningen. Den trykkstigning som herved oppstår på tilløpssiden av lukkeorganet, vil hovedsakelig være bestemt av lukkehastigheten, rørlengden, fallhøyden og vannhastigheten når lukkingen begynner.

På fig. 6.2 er skjematisk vist en turbin med rørledning. Et differensialmanometer er koblet til uttak med innbyrdes avstand L på røret. Tenker vi oss at turbinens pådragsorgan beveges i lukkeretning, kan vi på differensialmanometeret lese av en trykkdifferanse Δh , som i diagrammet fig. 6.3 er

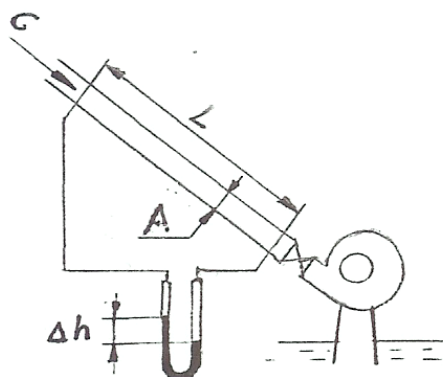


Fig. 6.2 Turbin med rørledning forberedt for måling av volumstrømmen ved hjelp av Gibsons metode

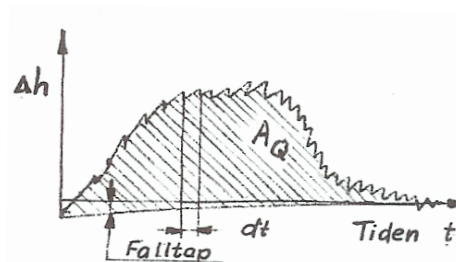


Fig. 6.3 Trykddifferensial delta h som funksjon av tiden t ved lukking av turbinpådraget

tegnet opp avhengig av tiden lukkingen foregår. Dette differensialtrykk-tidsdiagram skal vi nå se er et mål for volumstrømmen.

Likevektbetingelsene for de retarderte vannmasser i røret settes opp i samsvar med kraftloven. Betrakter et element dA av rørtverrsnittet A og får:

$$\rho g \Delta h dA = -\rho L dA \frac{dc}{dt} \quad (6.1)$$

Ved ordning og videre regning får vi:

$$\int_{t=0}^{t=t_1} \Delta h dt = -\frac{L}{g} \int_c^{c=0} dc = -\frac{L}{gA} \int_Q^{Q=0} dQ \quad (6.2)$$

(t_1 = tidspkt. for hel lukking)

Det skraverte areal A_Q i diagrammet fig. 6.3 ser vi er:

$$A_Q = \int_{t=0}^{t=t_1} (\Delta h + \xi) dt \quad (6.3)$$

hvor ξ er trykktapet som skyldes friksjonen mellom måletverrsnittene i rørledningen.

Volumstrømmen i rørledningen da lukkingen av turbinen begynte, finnes nå ved

$$Q = A_{c_0} = \frac{gA}{L} \int_{t=0}^{t=t_1} (\Delta h + \xi) dt + A_{c_t} \quad (6.4)$$

hvor A_{c_t} er volumstrømmen etter at avstengningsorganet (dvs. ledeapparatet på turbinen) er stengt, og omfatter altså volumstrømmen som lekker forbi ledeapparatet.

Av det som er nevnt foran, er det klart at målemetoden kan anvendes bare på strømning i lukkede rør. Dessuten må målelengden L være minst 9 m eller to ganger rørdiameteren hvis dette produkt skulle være større enn 9 m. Ved gode måleforhold og tilsvarende godt utførte målinger, kan

volumstrømmen bestemmes med en nøyaktighet $\pm 1\%$. I det følgende skal vi se på måleutstyr og en del måletekniske detaljer for å kunne oppnå nevnte nøyaktighet.

6.3.1 Måleapparatur ^[3]

For registrering av trykkforløpet i retardasjonsperioden brukte Gibson kvikksølv søylemanometer. Denne registreringsmåte er imidlertid blitt ansett for mindre heldig på grunn av massetregheten i kvikksølv søylene. Etter at professor G. Sundby hadde introdusert målemetoden i Norge i 1945, begynte han å utvikle nytt registreringsutstyr som kunne følge trykksvingningene opp til en vesentlig høyere frekvens enn kvikksølv søylemanometeret. Den apparatur man etter hvert kom frem til, består av en mekanisk differensialtrykkindikator og en registreringsenhet i form av en fotografisk skriver. Dette registreringssystem har fått betegnelsen Manograf, og vi skal se nærmere på hoveddetaljene i denne.

Den mekaniske differensialtrykkindikator er utviklet ved Vannkraftlaboratoriet, NTH. Som vist fig. 6.4 og 6.5 ^[3], består den av en membran bygget inn i et hus med tetning mellom de to membransidene. Differensialtrykket for målestrekningen indikeres ved å koble trykkuttakene på rørledningen til inntakene i indikatorhuset på hver sin side av membranen.

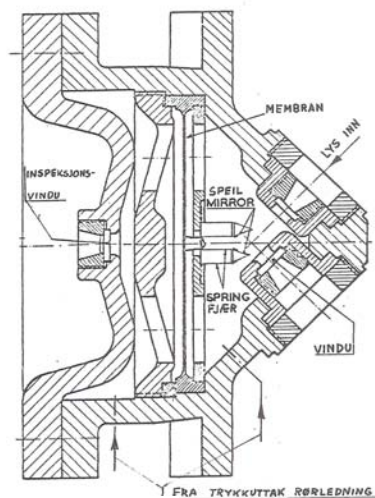


Fig. 6.4 Differensialtrykkboks med membran innsatt mellom de to atskilte kamre

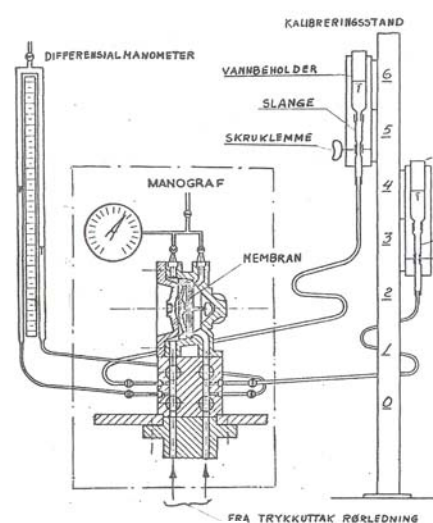


Fig. 6.5 Differensialtrykkboks montert sammen med ventil-blokk, differensialmanometer og kalibreringsstand

Selve membranen har en diameter 100mm og er fremstilt av stål i ett stykke sammen med en utvendig ring. Den egentlige membran befinner seg midt på høyden av ringen, og er altså fast innspent i denne. Membrantykkelsen er avhengig av de aktuelle differansetrykk. Med den diameter som er valgt, har vi tykkelser fra 0,6 til 1,5 mm. Dessuten må membranen være forspent slik at deformasjonene kan måles likt i begge retninger fra en nøytralstilling. Dette blir gjort ved

oppvarming av selve membranen til rødgledende mens ringen holdes kald. Etter nedkjølingen blir membranen strammet på grunn av krympingen. Membranens egenfrekvens må også være kjent og forøvrig ligge langt fra egensvingetall i det tilknyttede hydrauliske system. Dette er oppfylt for de egenfrekvenser som er målt i luft for membranene, nemlig 500 per/sek.

Membrandeformasjonene er små, og dette krever spesielle hensyn for å måle og forstørre dem. Dette er løst på den måten at en stålfjær er montert på den ene side av membranen, som vist fig. 6.4. På denne fjæren er festet to skråstilte speil som angitt. Når membranen får en utbøyning, vil speilene svinges en tilsvarende vinkel i forhold til hverandre. I membranhusveggen foran speilene er det to åpninger med glassvinduer. En lysstråle fra en kilde utenfor slippes inn gjennom det ene vindu og blir reflektert fra de to speil, og passerer deretter det andre vindu og går videre inn på skriveren, hvor den blir registrert på den fotografiske film. Fig. 6.6 ^[3] viser lysstrålegangen. Membrandeformasjonene blir på denne måten forstørret, slik at vi ved å velge en membran som passer for differensialtrykket, får utnyttet hele papirbredden (filmbredden) på 120mm på skriveren.

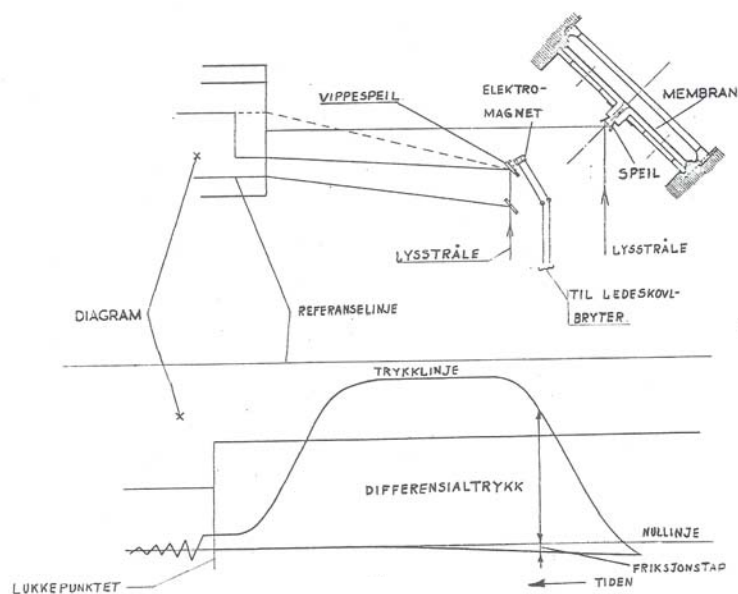


Fig. 6.6 Øvre del av figuren viser strålegangen fra lyskilden via speilene på membranen til fotografisk skriver. Nedre del viser tidsdiagram for differensialtrykket Δh ved en kontrollert stenging av turbinpådraget

For å sikre en pålitelig registrering også om skriverpapiret skulle få en sideforskyvning, blir en spesiell referanselinje skrevet av en separat lysstråle samtidig med differensialtrykkregistreringen. Den samme lysstråle skriver ved hjelp av et vippespeil en tredje linje, som indikerer lukkepunktet for avstengningsorganet (ledeskovlene). En nøyaktig mikrobryter som betjenes fra bevegelsen av avstengningsorganet, sørger for strømtilførsel til en elektromagnet som igjen beveger vippespeilet. Videre har vi en tidsmarkering som skjer ved at et kronometer ad elektrisk vei virker på en elektromagnet som videre åpner en sliss for lysgjennomgang for eksempel hvert sek.

Differensialtrykkindikatoren holdes fylt med white spirit under målinger for å unngå rustangrep på speilfjær og membran.

6.3.2 Kalibrering

Med en registreringsmåte som nevnt foran, har vi fått opptegnet trykkforløpet sammen med de nødvendige kontrollinjer, men trykket mangler skala. Den må skaffes til veie ved kalibrering på anlegget i hvert enkelt tilfelle. Kalibrering er vist på fig. 6.5. Denne stand består av en sentral søyle av 2" rør, og to små vannbeholdere av glass som kan festes på søylen i huller med 100 mm innbyrdes avstand. Hver av vannbeholderne har markeringslinjer for en nøyaktig nivåavlesning. Vannbeholderne er koblet til hver sin membranside, og den ønskede trykkdifferanse kan da registreres etter en tilsvarende forstilling av vannbeholderne i forhold til hverandre.

6.3.3 Detaljer om måling på anlegg

Det er en rekke detaljer som må tilrettelegges, inspiseres og kontrolleres når målinger skal gjøres på et anlegg. For eksempel må trykkuttakene på rørledningen være forarbeidet etter nærmere angitte regler, luft må kunne unnvike fra alle forbindelsesledninger i systemet, den registrerende apparaturen må plasseres på et mest mulig vibrasjonsfritt sted. Vi skal ikke komme nærmere inn på flere av disse detaljer her, bortsett fra én, og det er lekkasjen som finner sted etter at ledeapparatet på turbinen er stengt. Denne lekkasjen er avhengig av trykkfallet over ledeapparatet og hvor tett det er. Trykkfallet er selv avhengig av turbinens omløpstall dvs. pumpemottrykket som løpehjulet gir.

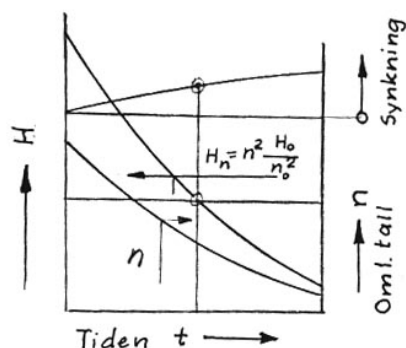


Fig. 6.7 Fallhøyden H , omløpstallet n og lekkasjen (synkn.) gjennom stengt ledeapparat som funksjon av tiden t når turbinaggregatet er frakoblet nettet

For å måle lekkasjevolumstrømmen kan vi innrette oss på følgende måte. Med ledeskovlene i stengt stilling kjøres turbinen fortsatt med generatoren tilkoblet nettet. Tilløpet til rørledningen avstenges og lekkasjen derfra dreneres bort. Deretter tappes rørledningen ned til vannspeilet, blir stående i en seksjon hvor rørtverrsnittet er kjent. Vi måler trykket svarende til den nedtappede høyde. Med ledeskovlene fortsatt stengt blir så generatoren koblet fra nettet og omløpstallet registrert avhengig av tiden samtidig som trykket H , og

nivåsynkningen i røret registreres. Av omløpstallskurven beregnes den nettofallhøyde H_n som

svarer til omløpstallet n til enhver tid i henhold til ligningen for dynamisk likhet $H_n = n^2 \frac{H_0}{n_0^2}$ hvor

H_0 er turbinens normale fallhøyde og n_0 er normalt omløpstall. I det tidspunktet H_n -kurven skjærer H-kurven (som er fallhøyden målt foran turbinen mens omløpstallet løper ut), har vi funnet punktet for vurderingen og bestemmelsen av lekkasjevolumstrømmen som vist fig. 6.7.

Synkningen pr. tidsenhet, dvs. lekkasjevolumstrømmen, i dette punkt bestemmes og oppvurderes til normal fallhøyde H_0 . På denne måten har vi oppnådd en riktig korreksjon for pumpehøyden fra turbinen.

6.3.4 Behandling av måleresultatene

Basis for bestemmelse av volumstrømmen er de registrerte differensialtrykk-tid-diagrammene. På fig. 6.8 er gjengitt et slikt diagram. Den eksakte beliggenhet av nullinjen finnes av de dempede svingninger som opptrer etter at ledeskovlene er stengt.

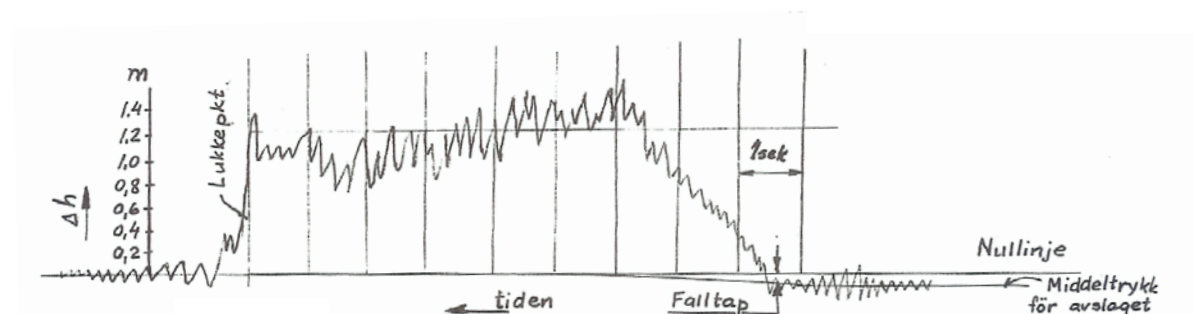


Fig. 6.8 Eksempel på et registrert differensialtrykk – tid - diagram

Dette kan gjøres på forskjellige måter. En måte er å finne middellinjen av svingningene ved hjelp av planimeter. Ut fra nullinjen bestemmes middeltrykklinjen før avslaget på grunnlag av trykkmålingene med differensialmanometeret fig. 6.5. Beliggenheten av denne linje blir så kontrollert av trykksvingningene før avslaget på samme måte som for nullinjen. Falltapskurven tegnes opp under den forutsetning at falltapedet er proporsjonalt Q^2 .

Enden av diagrammet er bestemt av det registrerte lukkepunkt for ledeskovlene. Trykkskalaen bestemmes ved kalibrering som nevnt foran. Registreringspapiret kontrolleres for å se om det er blitt utsatt for ujevn strekking, og diagrammet planimetreres snarest mulig etter at registreringen ble gjort.

6.3.5 Feilkilder

Det er en rekke feilkilder som kan virke inn på resultatene.

De viktigste er:

Eventuelle falltap i trykkuttaksledningene, bestemmelse av rørdimensjonene for målestrekningen, hastighetsprofil og rotasjon, falltapslinjen og trykcpulsasjonene.

Små trykkuttak og trykkuttaksledninger med små tverrsnitt kan forårsake trykktap som influerer på målingene. Med så rikelige dimensjoner som det er blitt anvendt i målinger hittil, nemlig 2" diameter, anses denne feilkilde å være av liten betydning fordi volumendringen i selve trykkindikatoren ikke blir større enn ca. 1 cm³.

Når det gjelder rørdiametrene på målestrekningen, må disse bestemmes meget nøye, da det er vannmassen mellom de to tverrsnitt hvor trykkuttakene er plassert, som utvirker Δh - tid - diagrammet. For rette rørledninger med konstant diameter, er forholdene lettest i så måte, og målestrekningen blir fortrinnsvis anlagt slik at vi oppnår dette. Men dette til tross så kreves det meget omhyggelig måling om vi skal kunne greie å bestemme total lengde og tverrsnittene med større nøyaktighet enn 0,1 %.

Hastighetsprofil og rotasjon for strømmingen i rørledninger anlagt i fjell, finnes det vanligvis ingen måte å få bestemt på verken ved måling eller beregning.

Det som kan skape forstyrrelser i dette henseende er bend og korte rettstrekninger av røret foran trykkuttakene. For å gjøre innflytelser av denne art minst mulig, er det en betingelse at trykkuttakene plasseres på steder med avstand minst 10 x rørdiameteren fra bend etc.

Falltapslinjen legges som nevnt inn mellom lukkepunktet og avslagets begynnelse etter en parabel $j = kQ^2$. Dette er en sannhet med modifikasjoner, fordi hastighetsprofilen ved retardert rørstrøm er ganske forskjellig fra en stasjonær strømmingstilstand. Men feilen vi gjør ved dette, er forholdsvis ubetydelig hvis falltapene er små.

De trykkpulsasjoner som kan oppstå under retardering av volumstrømmen, kan bli ganske betydelige. Når disse blir svært store, er det nødvendig å innføre demping ved strupning i tilslutningsledningene til huset på differensialtrykkindikatoren. Men dette må gjøres med den største omhu. På grunn av svingningenes stokastiske karakter må dempingen så vidt mulig, skje laminært, fordi turbulent strupning vil kunne føre til at middelveiden av svingningene forskyves i forhold til middelveiden av de virkelige svingninger.

Vi kan også spørre i hvilken retning resultatene for målinger med Gibson-metoden trekker i forhold til en absolutt eller volumetrisk måling. Undersøkelser av dette har også vært gjennomført i laboratorieskala av dr. N.C Calvert og J. Drabble. Resultatene av undersøkelsen viser at Gibson - målinger tenderer mot lavere verdier enn den absolutte måling og desto sterkere jo lavere Reynolds tall er.

6.4 Allens salthastighetsmetode ^[18]

Salthastighetsmetoden ble utviklet av professor C.M Allen ved Worcester Polytechnic Institute i 1919-1923. Den er basert på at saltoppløsning øker den elektriske ledningsevne for vann. Dessuten mister ikke en saltsky i en vannstrøm sin identitet. Derfor er det mulig å måle passeringstiden for en slik saltsky mellom to elektrodestasjoner i en rørledning. Den sanne volumstrøm finnes ved å dividere rørledningsvolumet mellom elektrodene med middelverdien av tidsintervallet som skyen trenger for å tilbakelegge strekingen mellom elektrodene.

På fig. 6.9 er vist skjematisk et arrangement for bruk av metoden. Oppløsning av koksalt befinner seg i beholderen A. Denne oppløsning står under så høyt trykk at så snart den hurtigvirkende ventil B blir åpnet, presses en passende dose av saltoppløsningen inn i turbinrørledningen gjennom den fjærbelastede ventil C. Den injiserte dose vil videre bli ført langs rørledningen med samme hastighet som hovedvannstrømmen, men den vil hurtig bli mer fortynnet, og dens utstrekning i strømretningen blir stadig større på grunn av større hastighet i den sentrale del enn ved veggene i rørtverrsnittene.

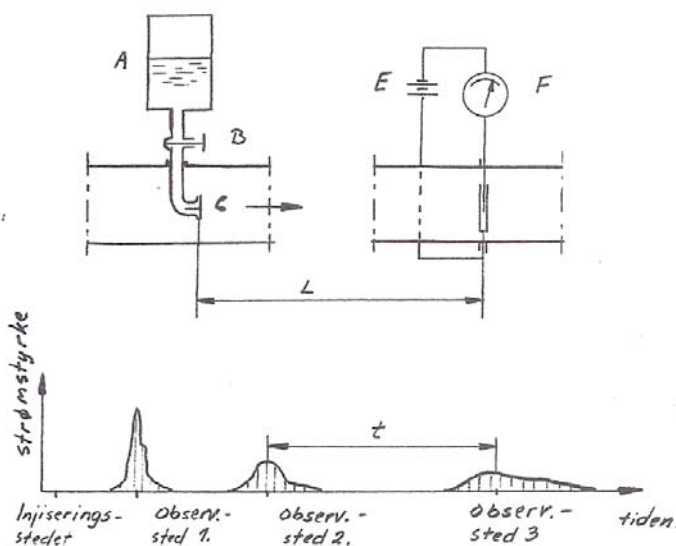


Fig. 6.9 Skjematisert skisse av Allens apparatur for salthastighetsmetoden og registrerte strømstyrke – tid – diagrammer ved observasjonsstedene

For å observere passasjen av saltoppløsningen nedover rørledningen, velges ut en eller flere målelengder på rørledningen nedenfor injiseringsstedet. I rørtverrsnittene ved endene av de respektive målelengder innsettes elektroder som skjematisk vist i figuren. Kobles en elektrisk spenning over elektrodene i serie med en elektrisk skriver F og batteriet E, vil skriveren registrere en

strømgjennomgang avhengig av vannets ledningsevne, slik som vist i diagrammet på fig. 6.9 ^[18].

6.4.1 Saltoppløsning

Saltoppløsningen blir fremstilt i en åpen tank og vanligvis holdt i bevegelse ved bruk av pressluft. Et nettingfilter blir satt inn i utløpet av tanken for å hindre uoppløst salt eller fremmedlegemer i å

entre injeksjonssystemet. Saltkonsentrasjonen kan varieres i samsvar med registreringsutstyret. Ved bruk av galvanometre som er relativt lite følsomme, trengs en konsentrasjon ca. 120 gram/l mens vi ved bruk av moderne oscillografer med forsterkere kan nøye oss med konsentrasjoner omkring 3 gram/l.

6.4.2 Injisering av saltoppløsning

Saltoppløsningen kan injiseres i rørtverrsnittet gjennom flere kanaler fra trykktanken. Injiseringskvantumet styres av en hurtigvirkende ventil i hver av disse kanaler. Trykket i tanken bør være 250 kPa høyere enn trykket i røret.

6.4.3 Doseringsventilene

Doseringsventilene for saltoppløsningen er konstruert slik at dosen avgis mot en flat plate vinkelrett på røraksen. En ventilutførelse som er funnet bra i praksis, er vist på fig. 6.10 ^[18].

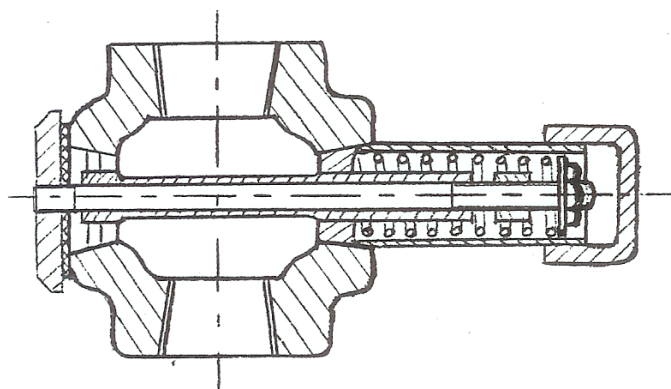


Fig. 6.10 Eksempel på en doseringsventil for injeksjon av saltoppløsning i vannstrømmen

I hovedsak består den av en flat, bevegelig skive som tetter mot et gummisete. Fjæren utøver et tilbakeføringstrykk på 35 kPa, som er passende for å holde ventilen lukket normalt. Bevegelsen av skiven er begrenset av en innstillbar stoppring, så ventilen kan innstilles på en ønsket og lik åpning for alle ventilene.

Når målingene skjer mellom elektrodestasjoner, er det ikke spesielt nøye med hvordan stasjonen hvor doseringsventilene monteres, er utformet forutsatt at avstanden fra injiseringsstedet til første elektrodestasjon er tilstrekkelig til å få jevn blanding over tverrsnittet. Som holdepunkt kan vi her regne med at det for et rør med diameter 2 m trengs en blandingslengde på minst 10 rørdiameter når det anvendes 2 doseringsventiler – hver i en avstand $0,63 \times$ rørrad. fra senterlinjen. For kortere blandingslengder (ned til 4 rørdiameter) bør brukes 4 doseringsventiler. For større diameter og for rektangulære tverrsnitt – slik som i inntak – bør doseringsventilene arrangeres med mest mulig jevn fordeling over tverrsnittet.

Injeksjonssystemet bør ettersees nøye for å sikre at dette virker tilfredsstillende. Alle rør bør gjøres så korte som mulig og monteres slik at luftlommer unngås. Doseringsventilene bør utstyres med en

fjær som er så sterk at ventilen under enhver omstendighet holder tett mellom injeksjonene. Dette er viktig for å sikre at skriveren får en stabil begynnelsesstrøm ved at saltoppløsning ikke kan komme i berøring med elektrodene før injiseringen begynner.

6.4.4 Elektroder

Utgangspunktet for utformingen av elektrodene er å få delt ledningsevnen i like store deler og i samme antall som de like store deler rørtverrsnittet er oppdelt i. Både i sirkulære og rektangulære tverrsnitt kan dette gjøres ved å dele opp tverrsnittet i striper med innbyrdes like areal og videre plassere en elektrode i tyngdepunktet av hver stripe. For sirkulære tverrsnitt er det også mulig å installere elektroder som traverserer tverrsnittet langs to diametre vinkelrett på hverandre som vist

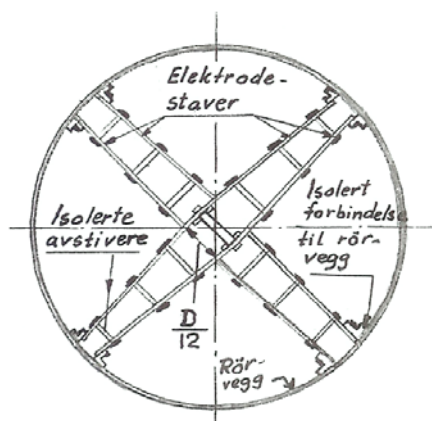


Fig. 6.11 Kryss av elektroder i sirkulære rør

fig. 6.11 ^[18]. I dette tilfellet er avstanden mellom elektrodene variert slik at det tilnærmet blir lik ledningsevne for ringer med likt areal i røret. Denne elektrodeutforming er fordelaktig fordi den gir en styrkemessig god oppbygging og høy stivhet.

Det første krav til en elektrode er at den må ha stor nok stivhet til å motstå vibrasjoner som forårsakes av avløsningsvirvlene på nedstrømssiden. Disse virvler virker sterkt spesielt ved stor vannhastighet. Dessuten anses det fordelaktig å feste elektroderammen også med

en bardun som kan holde den på plass om den skulle løsne.

Det må legges stor vekt på å få isolert elektrodestavene fra hverandre og fra røret. Denne isolasjonen må være så tykk at den ikke brytes ned mekanisk under vibrasjon.

Alle overflater som ikke skal tjene som aktive elektrodeflater, bør males med en isolerende maling. Dette bør også skje på forkant og bakkant av elektrodene, endestøttene, bardunen og rørveggen i en lengde 1m til hver side av elektrodeendene.

6.4.5 Ledninger

Ledningene må være godt understøttet i hele sin lengde i røret for å unngå at de brekkes. Hvis ledningene kan føres direkte gjennom rørveggen ved endene av elektrodene, bør ledningene beskyttes ved å legge dem for eksempel i plastrør.

6.4.6 Amperemeter.

Strømkretsen for et amperemeter A er vist fig. 6.12 ^[18]. Som vi kan se, er elektrodene vanligvis

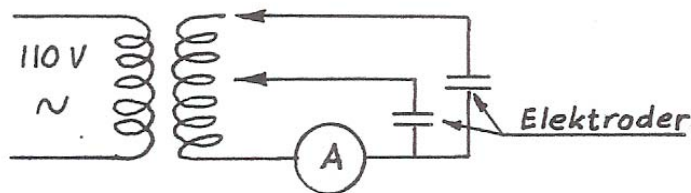


Fig. 6.12 Strømkrets for indikering av saltskyer som passerer elektrodene ved bruk av salthastighetsmetoden

koblet i parallell, og amperemeteret er i regelen koblet inn i fellesledningen. Vekselstrøm – som er å foretrekke – blir vanligvis tilført gjennom en tospole transformator som er isolert fra jord og har varierbar spenning.

6.4.7 Oscillograf

Som antydnet før, har en oscillograf med forsterker den fordel at den har vesentlig høyere følsomhet og stabilitet enn amperemetre, og det vil si at det kan benyttes lavere saltkonsentrasjon. Dessuten har den vesentlig høyere egenfrekvens og en lineær registrering. En oscillograf kan være enten

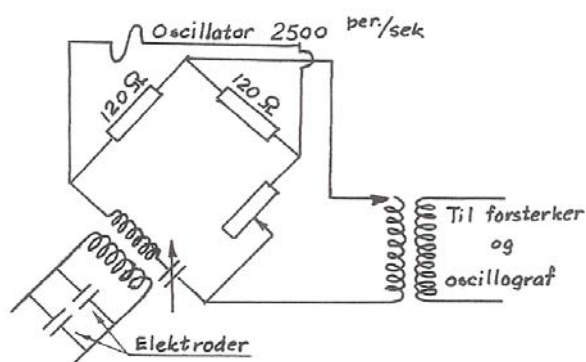


Fig. 6.13 Brokobling med oscillograf for indikering av saltskyer som passerer elektrodene ved bruk av salthastighetsmetoden

optisk eller direkte skrivende. Den sistnevnte er mest hensiktsmessig.

En type brokretser er vist i fig. 6.13 ^[18].

Motstandene i broarmene er 120 ohm for strekklappmålinger. Elektrode-motstanden kan variere i området 10-50 ohm avhengig av konstruksjon, rørdimensjon og det rene vanns ledningsevne. Dette gjør det ønskelig med en transformator for tilpasning av impedansen

som antydnet. Denne strømkrets er det også ønskelig å holde isolert fra jord.

6.4.8 Tidsmarkering

En tidsregistrering tillempes ved en markeringspenn som ved hjelp av en timer eller tidsmåler kan bli kontinuerlig kalibrert under prøven. En vekt driven pendelklokke utstyrt med kvikksølvkontakt eller en fotocelle, er funnet meget tilfredstillende. En batteridreven likestrømsmotor som reguleres ved balansejul og fjær har også vist seg pålitelig.

6.4.9 Prøveseksjonen

Prøveseksjonen bør være rett eller konvergerende. I det første tilfelle oppnås en normal

hastighetsfordeling. En konvergerende seksjon resulterer i en mer uniform hastighetsfordeling og derfor en mer kompakt saltskykurve ved elektrodene. Dette kan forbedre nøyaktigheten av målingene. En rørutvidelse bør i alle tilfelle unngås ved valget av prøveseksjonen. I ekstreme tilfelle kan denne føre til at vi får tilbakestrømning ved rørveggen med det resultat at det sanne eller aktive volum av prøveseksjonen ikke kan bestemmes. I tilfelle som ikke er fullt så ekstreme, blir likevel hastighetsvariasjonen over tverrsnittene i en divergerende rørstrøm betydelig; og dette fører til en betydelig forlengelse av den registrerte ”saltsky”-kurve og tilsvarende mindre nøyaktighet.

Det bør være en avstand på minst 4 rørdiametre fra injeksjonsstedet til den første elektrodestand for å få tilstrekkelig blanding over tverrsnittet før ”saltskyen” når frem til elektrodene. Dessuten bør det være minst 4 rørdiametre mellom elektrodestandene for at ”saltskyen” skal ha passert den ene stand før den når den andre.

Hvor det er lengre prøveseksjoner til disposisjon, vil vi velge ikke bare lengre avstand mellom elektrodestasjonene, men også lengre blandestrekning. Som regel vil det være passende å velge forholdet mellom blandelengden og elektrodeavstanden omtrent lik i alle tilfelle.

Volumet av prøveseksjonen bestemmes omhyggelig ved målinger i felten på tilsvarende måte som nevnt under Gibson-metoden.

6.4.10 Gjennomføring av prøver

Elektroder, doseringsventiler, blandetank og trykktank bør monteres samtidig. Dette er praktisk av hensyn til å få vasket ut alle ledninger med vann før ventilskivene settes på plass i doseringsventilene. Deretter kan ventilskivene monteres og innstilles på bestemt åpning og bestemt trykk. Videre er det en fordel å gjøre et par prøvedoseringer for å se om ventilene åpner samtidig og om de ”avskjærer” dosen brått etter at den hurtigvirkende ventil er lukket. En ”opphakket” dosering tyder på at det er luft i ledningene mellom doseringsventilene og hurtigventilene eller at doseringsventilene direkte lekker. Dette må i så fall utbedres før hovedprøvene. Etter at elektrodene er installert, bør motstanden mellom hver elektrode og jord kontrolleres. Dessuten må en kontrollere at det ikke er kortslutning mellom noen av elektrodestavene. Når dette er i orden, kan rørledningen fylles med vann.

Før tilkobling av registreringsutstyret finner sted, anbefales å måle motstanden mellom elektrodestavene og mellom hver av disse og jord for å sikre at begge elektrodeinstallasjonene opererer likt. Dessuten bør det gjøres noen prøvemålinger for å finne frem til passende saltkonsentrasjon og instrumentinnstillinger.

Når alle disse forholdsregler er tatt, kan prøvene begynne. Det gjennomføres 5-10 doseringsprøver for hvert driftspunkt på turbinen. Vannføringen bestemmes som middelverdien av resultatene fra disse doseringsprøver.

6.4.11 Beregningsmetoder

Det har vært brukt forskjellige metoder for beregning av passeringstiden for saltoppløsningen. I følge Allen prøvde han først å bestemme passeringstiden som tidsintervallet mellom toppverdiene på registreringskurvene. Dette er tilstrekkelig nøyaktig for lange måleseksjoner fordi de registrerte kurver da blir nokså symmetriske. I det følgende skal beskrives tre andre metoder som brukes.

Middel-areal-metoden

I denne metoden setter en tidspunktet svarende til halvering av kurvearealet, som basis for bestemmelse av passeringstiden. Dette gjennomføres ad grafisk vei.

Det skal her presiseres at spredingen i prøveresultatene blir relativt større for denne metoden enn for noen av de andre.

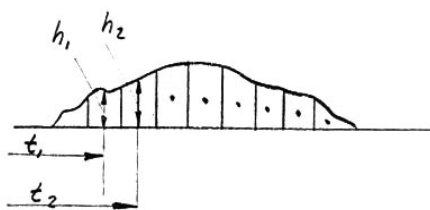


Fig. 6.14 En registrert saltskykurve inndelt med vertikale striper. Ordinaten h_i gjennom midtpunktet og passeringstiden t_i i hver stripe bestemmes

Middel-hastighets-metoden

Som vist på fig. 6.14 går vi i denne metoden frem på den måten at arealet av registreringskurven først inndeles i vertikale striper. Ordinaten gjennom midtpunktet for hver stripe multipliseres så med passeringstiden fra doseringsventilen frem til

midtpunktet av stripen. Deretter bestemmes midlere hastighet etter følgende ligning:

$$c_m = \frac{\sum_{i=1}^n L_i}{\sum_{i=1}^n h_i} \quad (6.5)$$

Denne metode gir den minste feil i passeringstiden mellom doseringsventilen og den enkelte elektrode. Derimot reduseres ikke feilen tilsvarende for differansetiden mellom de to elektroder, fordi det er vanskelig å bestemme et passende punkt i den første elektrodekurven som basis for beregning av senteret i den andre elektrodekurven.

Tyngdepunktsmetoden

I sitt arbeide med salthastighetsmetoden benyttet prof. Allen tyngdepunktsmetoden for

bestemmelse av passeringstiden mellom to elektrodestasjoner. Senere erfaringer har vist at denne måten er god og for øvrig funnet mest nøyaktig. Med denne metoden bestemmes altså midlere passeringstid mellom to elektrodestasjoner på grunnlag av tidsdifferansen mellom tyngdepunktene i de to elektrode-kurvene. Som antydnet på fig. 6.9 er det slik at disse kurvene deformeres fra den ene stasjon til den andre. Og dette forløper på den måten at kurvens utstrekning vokser langs tidsaksen mens ordinatene blir mindre jo lengre avstanden fra injeksjonsstedet blir. Men undersøkelser har vist at til tross for en slik deformasjon og vilkårlig kurveform vil det ikke av denne grunn oppstå tyngdepunktsforskyvning som skaper uttallatelig feil. Vi får for øvrig en reduksjon av disse feil ved at vi tar differansen mellom to elektrodestasjoner.

Tyngdepunksbestemmelsen kan gjennomføres ved å tegne ut elektrodekurven og så klippe ut denne tegning og avveie den for eksempel på en nålespiss.

6.4.12 Nøyaktigheten av salthastighetsmetoden

Nøyaktigheten av salthastighetsmetoden kan influeres av systematiske og tilfeldige feil. De systematiske feil er i alminnelighet knyttet til målingen av volumet av målestrekningen og kalibreringen av tidsskalaen. En vurdering av de sistnevnte feilkilder viser at det ikke skulle by på særlige vanskeligheter å holde den feil disse forårsaker, under 0,2 %.

Når det gjelder de tilfeldige feil, dvs. spredningen i observasjonene, kan usikkerheten reduseres ved økning av antall doseringsprøver. Middelverdien av doseringsprøvene

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \text{ og standardavviket } s = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$$

beregnes for hvert driftspunkt. Hvis maksimalt avvik viser seg å bli henimot 2 %, anses 5 doseringsprøver å være et minimum. Ofte økes antallet da opp til 10.

Ut fra en helhetsvurdering av Allens salthastighetsmetode er det alminnelig godtatt at vi kan måle volumstrømmen med en nøyaktighet innen ± 1 % med denne metoden, forutsatt at installasjonene og målingene utføres omhyggelig.

6.5 Saltoppløsningsmetoden ^[17]

Denne metode blir gjerne kalt for den kjemiske metode. Den inkorporerer Mohr's prosedyre for titrering av klorider ved hjelp av sølvnitrat.

Metoden har vært brukt siden slutten av 1950-årene av Electricité de France for måling av vannføringen i fjellelver. Men resultatene som er oppnådd for metoden, har vist en

nøyaktighetsutvikling som har ledet til tanken på å bruke metoden også ved virkningsgradsprøver av turbiner.

6.5.1 Prinsippet for saltoppløsningsmetoden

Saltoppløsningsmetoden er prinsipielt forskjellig fra salthastighetsmetoden som er beskrevet foran i avsnitt 6.4. Ved strømming i rør eller åpen kanal som vist fig. 6.15, velges ut to tverrsnitt I og II, med en viss innbyrdes avstand i kanalen.

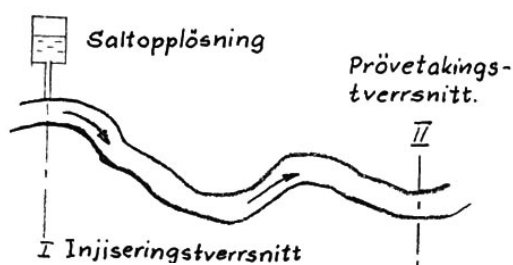


Fig. 6.15 Prinsippet for saltoppløsningsmetoden

I tverrsnitt I blir en konstant strøm av homogen, relativt sterkt konsentrert oppløsning av natrium dikromat innført i punkter jevnt fordelt over tverrsnittet.

Den videre vannstrøm nedover kanalen vil for øvrig selv bli en saltoppløsning med en konsentrasjon avhengig av forholdet mellom volumstrømmen og den mengde saltoppløsning som tilføres pr. tidsenhet. I tverrsnitt II tas det ut prøver på flere steder i tverrsnittet for å måle fortynningen eller saltkonsentrasjonen der.

For bestemmelse av volumstrømmen i kanalen gjennomføres det i praksis tre prøver av saltkonsentrasjonen, nemlig av det rene vannet ovenfor innføringsstedet I, av selve saltoppløsningen og av fortynningen som tas ut av tverrsnitt II. På grunnlag av disse målingene kan volumstrømmen bestemmes. Følgende betegnelser innføres:

- k_0 er vekt av salt pr. volumenhet "rent" vann
- k_1 er vekt av salt pr. volumenhet saltoppløsning
- k_2 er vekt av salt pr. volumenhet fortynning
- q er innført volumstrøm av saltoppløsning
- Q er volumstrømmen i kanalen

Forutsatt permanent strømmingstilstand må den totale vekt av salt som strømmer fra tverrsnittet I være lik den som passerer tverrsnitt II. Vi kan derfor sette opp følgende likning:

$$Qk_0 + qk_1 = (Q + q) k_2 \quad (6.6)$$

Av dette finnes:

$$Q = q \frac{k_1 - k_2}{k_2 - k_0} \quad (6.7)$$

Bestemmelsen av de angitte saltkonsentrasjoner skjer på følgende måte. En serie av oppløsninger

med kjent fortynning blir laget for sammenligning. Konsentrert innføringsoppløsning blir fortynnet ved å bruke flasker og kalibrerte pipetter. Disse prøveoppløsningene blir målt i et såkalt kolorimeter. De oppnådde avlesninger settes opp i et diagram som funksjon av fortynningen. De forskjellige prøveuttak fra tverrsnitt II trenger derfor bare å bli målt i kolorimeteret. Med referanse i den nevnte kalibreringskurve, kan fortynningen da finnes direkte.

Saltet som brukes for disse prøver, er natrium dikromat. Dette gir en svak farging av vannet når det er blandet med difenylkarbacid, og det kan indikeres av kolorimeteret for så små konsentrasjoner som 1 mg/l, dvs. relativ konsentrasjon 10^{-6} .

6.5.2 Kolorimeter

Et kolorimeter er et optisk instrument som lager en tilnærmet monokromatisk lysstrålebunt. I denne lysstrålen plasseres den væsken som skal undersøkes og er da fylt opp i en gjennomsiktig beholder med planparallelle vegger. I stedet for eller også sammen med denne beholderen, kan vi sette et absorpsjonsfilter. Dette absorpsjonsfilter er laget slik at justeringsparameteren som regulerer lysgjennomgangen, blir proporsjonal med den optiske tetthet, dvs. logaritmen til forholdet mellom lysintensiteten før og etter absorpsjonen.

For målemetoden som behandles her, er det blitt utviklet et spesielt apparat for arbeidet med å sammenligne natrium dikromat-konsentrasjoner med hensyn til lysabsorpsjonen i oppløsningen. Dette virker på den måten at den optiske tetthet av en oppløsning registreres elektrisk ved strømmen fra en fotocelle, som oppfanger det gjennomfallende lys når oppløsningen plasseres i den optiske veibane. Etter at registreringen er gjort, tas oppløsningen vekk, og vi stiller absorpsjonsfilteret gradvis inn til vi igjen registrerer samme lysintensitet på fotocellen som da oppløsningen var inne.

Av absorpsjonsfilterinnstillingen bestemmes så den søkte konsentrasjon. Det hevdes at følsomheten av apparaturen er god (størrelsesorden $\pm 0,2$ %). Dette gjelder spesielt ved bruk av høypresisjonsgalvanometer.

Det faktum at det samme lys og den samme fotocelle brukes for de to registreringer ved målingen av den optiske tetthet i oppløsningen, eliminerer unøyaktigheter med hensyn til cellen og lampen forutsatt at strømforskyvningen er den samme for begge registreringer. Nøyaktigheten av apparaturen avhenger dermed av stabiliteten av forholdet mellom konsentrasjonen og den optiske tetthet.

For en sterkt fortynnet oppløsning (som svarer til Beer's prinsipp) har vi følgende definisjonsligning for den optiske tetthet:

$$D = \log \frac{I_0}{I} = \varepsilon \cdot l \cdot k \quad (6.8)$$

hvor I_0 er lysintensiteten inn på oppløsningen
 I er lysintensiteten etter absorpsjon i oppløsningen
 l er lysveilengden gjennom oppløsningen
 k er konsentrasjonen av oppløsningen
 ε er proporsjonal faktor vanligvis kalt forringelsesfaktor

som avhenger bare av oppløst substans. Når det brukes natrium-dikromat, får ε et maksimum ved lysbølgelengden $\lambda = 540 \text{ m}\mu$. Optisk tetthet varierer også med temperaturen, men relativ variasjon blir ikke over 0,1 % ved en temperaturvariasjon på 1° C .

6.5.3 Måleteknikk

Apparatet for injisering av konsentrert natrium dikromat består i hovedsaken av en sylindrisk, kalibrert beholder og flere pumper som ved hjelp av en serie ledninger og ventiler gjør det mulig å oppnå en homogen dikromat-oppløsning ved blandingen etter innføringen av oppløsningen (med konst. hastighet) i innløpet av vannledningen. En presisjonsmålestift for måling av væsknivået i beholderen gjør det mulig å registrere og bestemme innføringshastigheten.

Ved kraftverk med steil tilløpsledning hvor det hevdes at saltoppløsningsmetoden anses mest passende, blir innføringen vanligvis gjort i ventilkammeret foran trykkjakten. På denne måten oppnås vanligvis en trykkrørlengde på minst 200 ganger rørdiameteren, slik at vi derved oppnår en homogen fordeling av oppløsningen ved hjelp av den naturlige turbulens. Vi trenger da strengt tatt ikke noen spesiell tilrigning for innføringen utenom et rør gjennom rørveggen. Ellers kreves det at innblandingen skjer gjennom flere punkter i det aktuelle innføringstverrsnittet.

Innføringen av natrium-dikromat må strekke seg over lengre tid enn vannet bruker på å tilbakelegge strekningen mellom innføringsstedet og stedet hvor prøvetakingen skjer. Det anbefales forøvrig å la innføringen pågå i minst 20 minutter.

Prøvetakingen av fortynningen kan skje enten ved innløpet til eller avløpet fra turbinen. Prøvene tas ut i to eller fire punkter i tverrsnittet. For å unngå raske fluktuasjoner i konsentrasjonen, må tiden for prøvetakingen gjøres så kortvarig som mulig og innen ett til to minutter. Minst fem prøver tas ad gangen og prosessen gjentas 10-20 ganger for å kunne kontrollere homogeniteten av blandingen og permanensen i konsentrasjonen.

6.5.4 Målenøyaktighet

Den feil en opererer med for innføringshastigheten kan gjøres så liten som $\pm 0,1$ til $\pm 0,2$ %. Nøyaktigheten for målemetoden vil derfor hovedsakelig være avhengig av usikkerheten i bestemmelsen av konsentrasjonen i fortynningen. Denne usikkerhet har i det vesentligste innflytelse fra kilder som skal betraktes i det følgende.

Feil på grunn av kolorimeteret:

Når det anvendes fremgangsmåter som kompenserer mulige innflytelser i størst mulig utstrekning, kan vi si at den eneste feil som skyldes kolorimeteret, er knyttet til måling av fortynninger i prøver for kalibreringsoppløsninger fortynnet i laboratoriet. Denne kalibreringen utføres for minst 5 prøver og spredning i resultatene hevdes da å ligge innenfor $\pm 0,5$ % omkring middelverdien.

Feil i fortynningen:

Når det brukes presisjonsinstrumenter, kan feilen i kalibreringen av fortynninger 100.000 bli opp til $\pm 0,5$ %. Denne kan reduseres ved bruk av flere serier av pipetter og graderte flasker. Det er også en fordel å ha to operatører som arbeider uavhengig av hverandre.

Feil i prøvetakingen:

Når det foretas prøvetakinger hvor vi fyller hver av de 5 til 10 flasker i løpet av 1/10 av den totale prøvetakingstid, vil fluktuasjoner i konsentrasjonen ikke resultere i noen feil i den midlere fortynning på prøvetakingsstedet.

Feil på grunn av innhomogen oppløsning på prøvetakingsstedet:

Målingene av fortynningen etter turbinen kan bli korrekt bare hvis konsentrasjonen er helt jevn over tverrsnittet og at det er stabile driftsbetingelser. Undersøkelser gjennomført i rør med 50 og 250mm diameter for $Re = 15\ 000$ til $250\ 000$ har vist at det opptrer fluktuasjoner ett eller annet sted når det brukes normale injeksjonsapparater. Det har vært mulig å finne frekvensen i fluktuasjonene og videre beregne hvordan disse avtar med avstanden fra injeksjonsstedet. Men på dette felt drives det fremdeles mye undersøkelser.

Feil på grunn av forandring av tynne oppløsninger:

Tidligere undersøkelser har vist at prøver av svært tynne oppløsninger ikke kan beholdes stabile, men vil forandre seg på en bestemt måte. Vanligvis vil den optiske tetthet avta. Med dette følger

for øvrig en tilsvarende reduksjon av dikromat. Denne reduksjonen har vist økning ved innfallende lys.

Feil på grunn av forskjellige metoder:

Selv om alle forsiktighetsregler overholdes ved fortynning av prøver av konsentrert saltoppløsning med vann tatt fra rørledningen ovenfor injeksjonsstedet samtidig med turbinprøvene, kan selve fortynningsmåten likevel ha innflytelse på den kolorimetriske måling.

På anlegg har det også vært drevet undersøkelse av virkningen av rørveggen. En har utført prøver med rør beskyttet med bituminøs maling og rør uten noen form for beskyttende maling. Prøvene har ikke vist noen virkning av rørveggen med det beskyttende dekket, mens det for den ubeskyttede vegg ble funnet en differanse i jernjonekonsentrasjonen mellom injeksjons- og prøvetakingsstedet svarende til et vekttap i røret ca. 1 kg pr. time.

Hvis vannet inneholder suspensjoner som bunnfeller, må vannet avklares omhyggelig før den kolorimetriske analyse. Muligheter er til stede for at dikromat kanskje kan feste seg til stoffet som bunnfeller. Av denne grunn er det best å unngå driftsbetingelser som fører til grums i vannet.

6.5.5 Betingelser for å anvende metoden

Saltoppløsningsmetoden gir få feil av systematisk natur, særlig hvis blandebetingelsene er tilfredsstillende og vannet ganske fritt for grums. Anvendelsen av metoden krever enkelt utstyr, og det er strengt tatt ikke nødvendig å stoppe anlegget på noe stadium i prøveforberedelsene. Men den er noe sen når vi må analysere prøvene på stedet under målingene. For blandingen av natrium-dikromat-oppløsningen med volumstrømmen er det fordelaktig at rørledningen er steil og at strømningshastigheten er relativt lav.

Det aktuelle anvendelsesområdet er ofte det samme som for den termodynamiske målemetode. Inngående undersøkelser har vist at metoden kan gi nøyaktigheter bedre enn $\pm 1,5 \%$ i bestemmelsen av volumstrømmen ved anlegg med fallhøyder 50 til 100 m. Metoden er også egnet til supplerende målinger hvor andre målemetoder har skapt tvil.

6.6 Winter-Kennedy metoden ^[9]

Måling av volumstrøm i trykkrørledninger ved hjelp av differensialtrykkmålinger krever oftest spesielle installasjoner for å oppnå et tilstrekkelig høyt differensial. Slikt utstyr forårsaker på sin side ekstra tap. Men i noen tilfelle vil det være mulig for eksempel i bend, albuer og konuser å

oppnå høye trykkdifferensialer likevel på grunn av hastighetsforskjellen over tverrsnittene og innbyrdes mellom tverrsnittene.

På vannturbiner med spiraltromme er det analogt med bend, mulig å måle volumstrømmen ved å benytte differensialtrykket mellom hensiktsmessige punkter på spiraltrommen som skjematisk vist fig. 6.16. Denne metoden kalles Winter-Kennedy etter oppfinnerne og er kommet mer og mer i bruk i det senere. Dens praktiske betydning ligger først og fremst i følgende muligheter for:

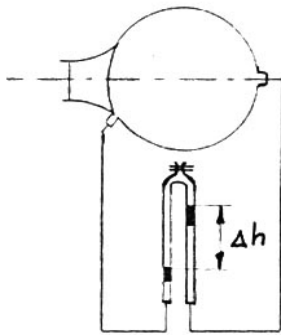


Fig. 6.16 Prinsipp for bruk av Winter-Kennedy-metoden til måling av volumstrømmen i en turbin med spiraltromme

- kontinuerlig registrering av volumstrømmen. Dette kan tjene til å gjennomføre en mest mulig økonomisk regulering av turbinene.
- tillempling av best mulige forhold mellom skovlstillingene i løpehjul og ledeapparat for kaplanturbinene.

6.6.1 Prøvebetingelser

Når det gjelder prøvebetingelsene må følgende krav til differensialtrykket være oppfylt:

- Forholdet mellom volumstrømmen Q og differensialtrykket Δh må være entydig, dvs. at det for en bestemt volumstrøm må være ett bestemt differensialtrykk.
- Kontinuerlig, tilnærmet parabolisk sammenheng mellom Q og Δh .

Trykket må heller ikke fluktuere utover en viss verdi; og luftinneslutninger og tilsmussing av trykkuttakene må unngås.

Trykkuttakene:

Den beste lokaliseringen av trykkuttakene kan sies å være følgende (i henhold til undersøkelser) :

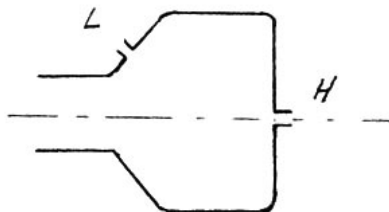


Fig. 6.17 Plassering av trykkuttak på en spiraltromme med trapesformet tverrsnitt for bruk av Winter-Kennedy-metoden

- a) For spiraltrommer med trapesformet tverrsnitt, fig. 6.17:

- høytrykkuttaket H på ytre spiralvegg
- lavtrykkuttaket L på det koniske parti av spiralen.

Posisjonen i vertikalplanet er viktig for størrelsen av differensialtrykket, og trykkuttaket må fastlegges under

nøye hensyntagen til at stagskovlene ikke skal øve innflytelse av betydning.

- b) For spiraltrummer med sirkulært tverrsnitt plasseres høytrykksuttaket så langt ut fra turbinsenter som mulig, mens lavtrykksuttaket plasseres nær inntil stagringen ut fra de samme hensyn som nevnt under a).

I betongspiraler bør vi for trykkuttakene støpe inn en plate – firkantet eller sirkulær – med dimensjon 150-200mm diam.

I selve trykkuttaket anbefales å utføre diameteren 10 mm. Denne dimensjon er blitt bestemt på grunnlag av detaljerte forsøk ved Hydrodynamisches Laboratorium ved den tekniske høyskole i Wien. Ved noen kraftverk har det vært benyttet 5 stk. uttaksåpninger hver med 5 mm diameter. Men det hevdes at de små åpningene er tvilsomme på grunn av tilstopping eller skade på annen måte. I spiraltrummer av stål eller støpejern er det mulig å bore hull direkte i veggen forutsatt at flaten på vannsiden er ren og jevn. Innenfor en radius på 100-150 mm omkring hullene må trommeveggen beskyttes mot rust eller andre uheldige tildannelser ved en passende behandling.

Ledningene fra trykkuttakene frem til differensialmanometeret bør ha en diameter helst så stor som 20 mm og bør være oppmontert med kontinuerlig helning.

6.6.2 Bestemmelse av sammenhengen volumstrøm – differensialtrykk

Når sammenhengen mellom volumstrømmen Q og trykkdifferensialet Δh skal fastlegges, må volumstrømmen måles med en absolutt metode, for eksempel flygelmålinger. Dette kan skje i forbindelse med overtagelsesprøven eller en virkningsgradsprøve for aggregatet.

For målingen av differensialtrykket kan vi ved lavtrykkanlegg bruke vanlig vannsøyledifferensialmanometer med glassrørsøyler eller plastslanger. Et slikt manometer kan vi få i handelen og med større eller mindre grad av utrustning i betjeningsøyemed. Men det er også lett å rigge til den slags manometre selv med svært enkle midler.

Ved meget lave fallhøyder kan vi også få undertrykk, særlig i lavtrykksgrenen i manometeret. I slike tilfelle kan vi benytte en hevertordning (som kan tilrigges på enkel måte) for å evakuere trykk fra manometeret og derved suge opp søylene.

Ved anlegg med store fallhøyder kan et vanlig vannsøyledifferensialmanometer ofte være utilstrekkelig på grunn av stort trykkdifferensial. I slike tilfelle kan vi koble inn andre typer manometre som også tar trykkdifferensial. Det enkleste i denne sammenheng er kvikksølvmanometer. For øvrig må vi være oppmerksom på trykknivået manometeret tilkobles slik at vi kan forvise oss om at glassrørene i manometeret vil tåle trykket.

6.6.3 Fremstilling av $Q = f(\Delta h)$

I henhold til Winters formodning vil ligningen for sammenhengen mellom volumstrøm Q og trykkdifferensialet Δh alltid skrives på formen

$$Q = a(\Delta h)^n \quad (6.9)$$

hvor Δh er differensialet mellom søylene H_1 og H_2 på manometeret, a og n er konstanter.

Verdiene av n vil i alminnelighet være $0,48 < n < 0,52$.

I noen amerikanske avhandlinger har det vært hevdet at avvikelser fra kvadratroten (dvs. $n=0,5$) ville være umulig og at disse måtte kunne føres tilbake til eksperimentelle feil. Men uansett dette så er ligning (6.9) mulig bare hvis begge trykkene H_1 og H_2 referert til samme nivå, følger samme lov:

$$H_{\text{ref.}} - H_1 = k_1 Q^{\frac{1}{n_1}} \quad (6.10)$$

$$H_{\text{ref.}} - H_2 = k_2 Q^{\frac{1}{n_2}} \quad (6.11)$$

Og at $n_1 = n_2$. Da strømningsstilstanden ved det ytre uttak kan anses uavhengig av tilstanden ved indre uttak, kan vi imidlertid ikke anta at $n_1 = n_2$. I tillegg til dette er det tvilsomt om trykket ved ett eller begge uttak følger den eksponensielle lov i det hele tatt. Men på grunnlag av mange sammenlignbare prøver har den østeriske ingeniør Bøhm-Raffay kunnet gjøre følgende observasjoner:

- trykkforløpet for enkelte trykkuttak følger bare tilnærmet den eksponensielle lov. Det vil si at lign. (6.9) bare tilnærmet beskriver sammenhengen mellom volumstrømmen og trykkdifferensialet.
- I overbelastningsområdet vil det være en betydelig avvikelse fra den angitte potenslov på grunn av de endrede strømningsstilstander i spiraltrømmen. I dette området vil vi dessuten få et vendepunkt i den første deriverte.

Bøhm-Raffay har i sitt videre arbeid forsøkt å beskrive sammenhengen mellom Q og Δh i en matematisk formulering noe nøyaktigere enn lign. (6.9) gjør, men det er ikke kjent hva dette har resultert i. Ligningen (6.9) er derfor den formuleringen som fremdeles blir brukt.

6.6.4. Bestemmelse av koeffisientene i ligningen

Koeffisientene i ligningen kan bestemmes ved aritmetisk eller grafisk metode. Ved den aritmetiske

metoden kan vi eliminere den variasjon som skyldes den menneskelige innflytelse på sammenknyttingen av prøvepunktene. Vi vil herunder måtte benytte minste kvadraters metode.

I den grafiske metoden har det vært vanlig å avsette prøvepunktene på logaritmisk papir. Disse punkter forbindes med en rett linje, og denne fremstilling gir:

$$\log Q = \log a + n \log \Delta h \quad (6.12)$$

Koeffisientene a og n kan så bestemmes. Mot denne fremstilling kan det imidlertid innvendes at mellomliggende verdier i et logaritmisk diagram ikke kan bli bestemt så nøyaktig som i lineære skalaer, og spredningen av punktene vil derfor komme i et misforhold over diagrammets utstrekning.

En annen fremstilling som også er meget vanlig, er nemlig å omforme lign. (6.9) og fremstille den ved:

$$x = f(Q) = \frac{Q}{\sqrt{\Delta h}} \quad (6.13)$$

Denne fremstilling kan gjøres så nøyaktig det skulle kreves forutsatt at det velges en høvelig skala i diagrammet. En endring av verdien av x er i virkeligheten en avvikelse fra kvadratroten, nemlig $Q = a\sqrt{\Delta h}$. En ulempe ved denne fremstilling sammenlignet med lign. (6.12) er at i tilfelle $n \neq 0,5$ blir middelkurven for prøvepunktene ikke en rett linje.

6.6.5. Anvendelse av målemetoden på pumper

På grunn av den retarderte strømming vi har i pumper, er anvendelsen av metoden på denne type maskiner mer komplisert. Avvikelsen fra den nevnte kvadratlov er vesentlig større enn for turbiner. I mange tilfeller må sammenhengen mellom Q og Δh fastlegges eksperimentelt punkt for punkt.

6.7 Måling av strømningshastighet og volumstrøm med ultralyd ^[13, 15, 27]

Blant de mange metoder for måling av volumstrømmen i rør, elver og åpne kanaler, er i de senere år også ultralydmålinger blitt anvendt for å bestemme volumstrømmen. Det anvendes mange forskjellige fremgangsmåter som har vist seg brukbare, og det er hovedsakelig i USA at disse er blitt utviklet og anvendt.

6.7.1 Prinsipper

Trykksignal med liten amplitude (akustisk signal) forplanter seg gjennom en væske med en hastighet lik *lydhastigheten* relativt til væsken. Dersom væsken selv har en hastighet, blir den

absolutte hastighet av trykksignalet den vektorielle sum av trykkbølgens forplantningshastighet og væskehastigheten. Dette betyr at et akustisk signal (generelt ultralyd) som sendes motstrøms, beveger seg med lavere hastighet enn et signal medstrøms væskebevegelsen.

Betegnelsen ultralyd henger sammen med at trykksignal (trykkforstyrrelser) vanligvis er korte pulser av sinussvingninger med frekvenser som ligger over det hørbare nivå for menneskeøret.

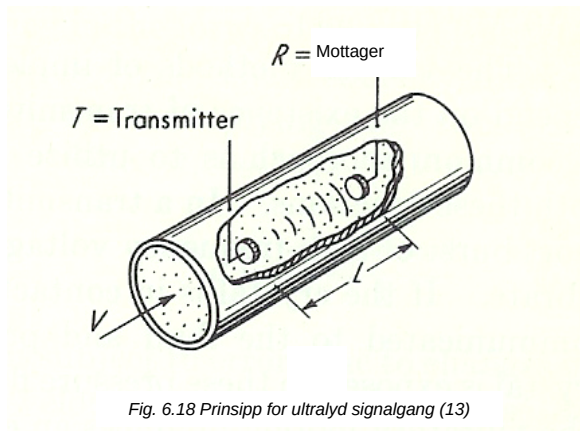
I alle de forskjellige metoder som er basert på utnyttelse av det ovennevnte fenomen, blir det anvendt sendere og mottagere for akustisk energi. Det mest vanlige er å bruke piezo-elektriske krystallgivere til begge funksjoner. I en sender for elektrisk energi i form av korte pulser, blir høyfrekvent spenning påtrykket en krystall som derved settes i vibrasjon. Hvis krystallen er i kontakt med væsken, vil vibrasjonen bli overført til væsken og forplantet gjennom denne.

Mottagerkrystallen blir påtrykket av disse trykkfluktuasjoner og svarer med å vibrere. Den vibrerende bevegelse danner et elektrisk strømsignal svarende til bevegelsen av den piezoelektriske giveren.

Figur 6.18 viser den mest direkte anvendelse av disse prinsipper. Med null væskehastighet blir passeringstiden t_0 for pulser fra senderen til mottageren

$$t_0 = \frac{L}{a} \quad (6.14)$$

hvor L er avstanden fra senderen til mottageren



a er lydhastigheten i væsken.

Størrelsesorden av denne hastighet er 1400 m/s.

Hvis væsken beveger seg med en hastighet c , blir passeringstiden

$$t = \frac{L}{a+c} = L \left(\frac{1}{a} - \frac{c}{a^2} + \frac{c^2}{a^3} - \dots \right) \approx \frac{L}{a} \left(1 - \frac{c}{a} \right) \quad (6.15)$$

$$\text{Defineres } \Delta t = t_0 - t, \quad (6.16)$$

$$\text{blir } \Delta t \approx \frac{Lc}{a} \quad (6.17)$$

Hvis L er kjent, kan måling av Δt på denne måten gi grunnlag for å beregne c . Men selv om L kan betraktes som konstant, varierer a både med temperaturen og trykket. Dette kan forårsake betydelige feil fordi de inngår i a^2 . Dessuten er Δt et lite tidsintervall fordi c er liten i forhold til a .

Fordi det ikke er arrangert for direkte måling av t_0 i fig. 6.18, innføres en modifikasjon som vist på fig. 6.19. Hvis t_1 er passeringstiden medstrøms og t_2 passeringstiden motstrøms, blir

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{2Lc}{a^2 - c^2} \approx \frac{2Lc}{a^2} \quad (6.18)$$

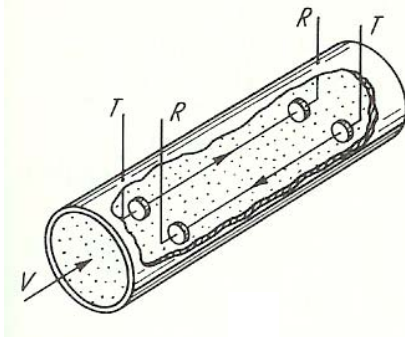


Fig. 6.19 Lydsignal sendt med og mot strømretningen (13)

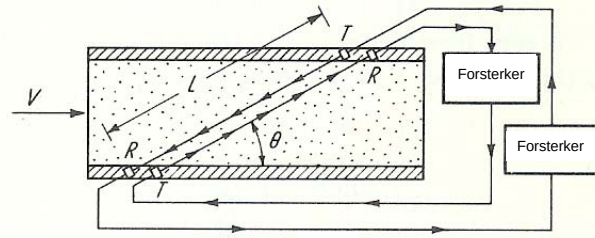


Fig. 6.20 To selveksiterende oscillerte system (13)

Denne Δt er dobbelt så stor som før og er et tidsintervall som kan måles direkte. Men fortsatt er avhengigheten av a^2 en ulempe.

I fig. 6.20 er to selveksiterte oscillerende systemer dannet på følgende måte. En puls tenkes sendt medstrøms i skråvinkel ϕ med volumstrømmen. Denne kommer til mottageren etter tiden t_1 , blir deretter forsterket og straks sendt tilbake til senderen for reutsending. En puls blir derfor sendt hvert t_1 sekund, dvs. et pulstog med frekvens

$$f_1 = \frac{1}{t_1} = \frac{a + c \cos \phi}{L} \quad (6.19)$$

Et pulstog blir sendt på tilsvarende måte motstrøms for det andre paret av sendere/mottagere. Frekvensen i den retningen blir da

$$f_2 = \frac{1}{t_2} = \frac{a - c \cos \phi}{L} \quad (6.20)$$

Frekvensdifferansen $\Delta f = 1/t_1 - 1/t_2$

$$\Delta f = \frac{2c \cos \phi}{L} \quad (6.21)$$

som er uavhengig av a . Vi kaller dette måleprinsipp for det oscillerende sløyfesystem.

Fordi de piezoelektriske signalgivere generelt kan brukes både som sendere og mottagere, kan differansen mellom passeringstidene t_1 og t_2 bestemmes med samme giverpar. Disse tidene må bestemmes ved at måledataene justeres for forsinkelser i elektriske og elektroniske kretser samt eventuelle passasjer gjennom vegger og død vannsoner.

Forutsatt at kravene til anvendelse av metoden er tilfredsstillt, kan den benyttes for praktisk talt hvilken som helst væske og dens trykk og temperatur.

Stabile strømningsbetingelser er viktig for å oppnå god målenøyaktighet. Kjennskap til hastighetsprofilen er avgjørende for å sikre nøyaktig volumstrømsevaluering.

6.7.2 Betingelser for bruk av den akustiske metode

- Den akustiske metode må ikke benyttes hvis forplantningen av akustiske bølger forstyrres av luftbobler eller innblanding av andre suspensjoner i væskestrømmen.
- Måling av volumstrømhastigheter lavere enn 1,5 m/s eller i rør med mindre diameter enn 250 mm bør unngås.
- for å oppnå best mulig nøyaktighet, må vinkelen mellom signalplan og røraksen ligge mellom 45° og 75° .

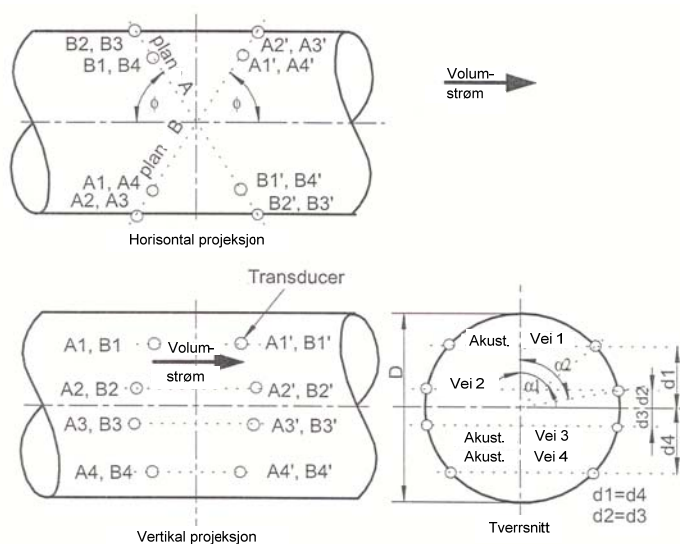


Fig. 6.21 Typisk arrangement av sender/mottagere i et sirkulært rør

Hvis fire-veis signalplan benyttes, som vist i figur 6.21 ^[25], må måleseksjonen velges slik at den ligger tilstrekkelig langt fra enhver forstyrrelse, f.eks. bend, som kan skape asymmetri i hastighetsfeltet, virvler eller turbulens. Det anbefales å ha en rett rørstrekning på minst 10 rørdiameter mellom måletverrsnittet og en eventuell kilde til forstyrrelse oppstrøms. Likeledes er det nødvendig å ha en rettstrekning på minst 3 rørdiameter mellom måletverrsnittet og en forstyrrelse nedstrøms. Disse verdier bør økes til det dobbelte hvis bare ett enkelt måleplan benyttes.

6.7.3 Anvendelse av metoden i sirkulære rør

Hvis hastighetsfordelingen er fullt ut aksesymmetrisk, kan den midlere hastighet målt langs en enkelt signalvei i et aksialplan antas å være proporsjonal med midlere hastighet i røret.

I praksis er det imidlertid nødvendig å installere flere par av signalgivere i endepunktene av flere signalveier beliggende i et plan som danner en vinkel ϕ med røraksen og symmetrisk fordelt om denne aksen. Dette må gjøres for at måledataene skal representere hastighetsfordelingen i rørtverrsnittet. For en passende evaluering av volumstrømmen, er det nødvendig å bruke fire signalveier som vist i figur 6.21 ^[25].

For videre å redusere virkningen av systematisk usikkerhet som skyldes tverrstrømskomponenter, anbefales det å bruke to symmetriske signalplan som danner en vinkel $+\phi$ og $-\phi$ med røraksen.

Ut fra hastighetene som er målt for hver signalvei, evalueres volumstrømmen ved integrasjon. Blant mange mulige integrasjonsmetoder, er Gauss-Legendre og Gauss-Jakobi de mest passende. Nærmere spesifikasjoner for disse metoder er gitt i tabellen nedenfor. Andre evalueringsmetoder kan brukes forutsatt at deres teoretiske bakgrunn er klarlagt og usikkerheter ved bruk av selve metodene er spesifisert.

Avstander fra senterlinjen til akustisk signalvei

	Gauss-Legendre metode		Gauss-Jacobi metode	
	Signalvei 1 og 4	Signalvei 2 og 3	Signalvei 1 og 4	Signalvei 2 og 3
$d/(D/2)$	$\pm 0,861136$	$\pm 0,339981$	$\pm 0,809017$	$\pm 0,309017$

Andre metoder enn fire signalveier i to plan kan anvendes når den akustiske metode brukes ved bestemmelse av volumstrømmen i småturbiner.

I samsvar med IEC Publication 60041, kan en enkel signalvei, toplans enkel signalvei og toplan doble signalveier benyttes.

Imidlertid foretrekkes å kalibrere disse typer signalgiver-arrangement på basis av primærmeter for måling av volumstrøm. Generelt er det ønskelig at kalibreringsbetingelsene reproducerer forholdene på stedet i anlegget der målingene skal utføres.

Erfaringer med de akustiske metoder for volumstrømsmåling er begrenset og oppnådd nøyaktighet er omkring $\pm 2\%$.

6.7 Elektromagnetisk volumstrømsmåler

6.8.1 Prinsipiell virkemåte

Når en elektrisk leder beveges gjennom et magnetfelt, induseres en elektrisk spenning i lederen, og denne spenning er direkte proporsjonal med begelseshastigheten av lederen. Hvis den elektriske

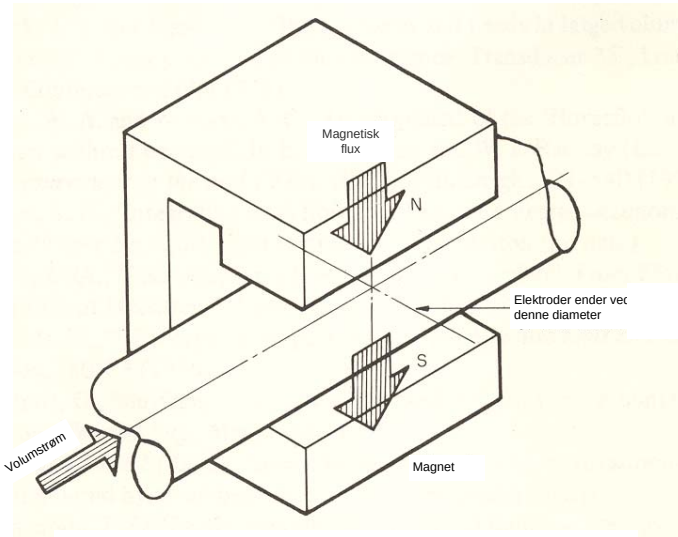


Fig. 6.22 Prinsipp for elektromagnetisk volumstrømsmåler (15)

leder er en elektrisk ledende væske som strømmer i et ikke-elektrisk ledende rør gjennom et magnetisk felt, og elektroder plassert i rørveggen som vist på figur 6.23 [15], blir den induserte spenning U mellom elektrodene proporsjonal med volumstrømmen Q_v .

Videre er spenningen proporsjonal med magnetisk flukstetthet og rørdiameteren. Forutsatt at magnetfeltet er fullstendig uniformt for en passende strekning av røret,

og at hastighetsprofilen er symmetrisk, kan volumstrømmen uttrykkes ved formelen $Q_v = K\bar{v}B$

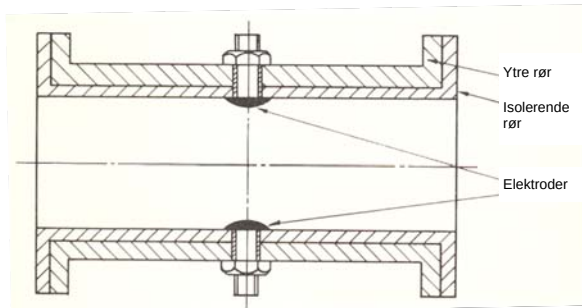


Fig. 6.23 Tverrsnitt gjennom en generell utforming av elektromagnetiske volumstrømsmålere

hvor Q_v er volumstrøm
 K er kalibreringskonstant
 B er magnetisk flukstetthet
 $\bar{v}$ er midlere strømningshastighet

I virkeligheten er magnetfeltet ikke fullstendig uniformt og hastighetsprofilen fullt ut symmetrisk. Derfor er en eksakt matematisk analyse av praktiske elektromagnetiske

volumstrømsmålere meget vanskelig. For å oppnå høy nøyaktighet, må slike målere kalibreres i likhet med andre målere.

6.8.2 Betingelser for bruk av elektromagnetiske volumstrømsmålere

Elektromagnetiske volumstrømsmålere må ikke benyttes uten at de blir kalibrert på forhånd. Det er generelt anbefalt å kalibrere de ved betingelser som mest mulig svarer til betingelsene som gjelder for stedet der de skal brukes. Dersom de skal installeres permanent på en prøverigg, må det være mulig periodisk å etterprøve kalibreringen av dem.

For de fleste elektromagnetiske volumstrømsmålere anbefales at enhver kilde til strømningsforstyrrelse, f. eks. bend, må ligge minst ti rørdiametre oppstrøms elektrodene i måleren. Hvis det ellers er mistanke om virvler i strømmingen, er det god praksis å sette inn en eller annen type strømmretter oppstrøms måleren. Visse typer strømmrettere er beskrevet i ISO 7194.

7 VIRKNINGSGRADSPRØVER AV HYDROMASKINER

7.1 Innledning

Et viktig felt for hydrauliske målinger er bestemmelse av virkningsgrader og driftskarakteristikker for strømningsmaskiner. Slike målinger er nødvendige for å kontrollere at maskinene tilfredsstiller spesifiserte krav og drives økonomisk. For en nærmere klarlegging av dette, kan nevnes prøver som foretas av vannturbiner. Mellom leverandøren og kjøperen av en turbin opprettes det vanligvis en kontrakt. Denne omfatter blant annet garanterte verdier av virkningsgraden for visse belastningstrinn samt en garantert toppytelse fra turbinen. Disse garantier blir i alminnelighet etterprøvd når turbinen settes i drift og avleveres, ved en såkalt avleveringsprøve. Etter hvert som turbinens driftstid øker, oppstår også slitasjer med synkende virkningsgrad til følge. Virkningsgradsprøver kan således komme på tale gjentagne ganger for en turbin, når den driftsøkonomiske kontroll også omfatter tidsplanlegging for vedlikehold med reparasjon og utskiftning av slitte deler.

Strømningsmaskinene kan i hovedsaken inndeles i to hovedgrupper. Det er turbiner og sentrifugalpumper. Hovedtyngden av disse maskiner arbeider med vann som strømningsmedium. For disse maskingrupper har utviklingen ført til opprettelse av internasjonale regler for bestemmelsen av maskinenes virkningsgrad. Dette har vært nødvendig for å skape større ensartethet i grunnlaget for vurdering av sammenlignbare maskiner fra forskjellig fabrikanter. Det er spesielt for vannturbiner at disse regler er utarbeidet. For videre detaljert studium av disse, henvises til

1. International Code for the Field tests of Hydraulic Turbines, IEC.
Recommendation, publication 60041
2. International Code for Model Acceptance tests of Hydraulic Turbines, IEC.
Recommendation Publication 60193

Virkningsgraden for en strømningsmaskin kan defineres ved følgende uttrykksmåter:

$$\eta = \frac{P}{P_h} \text{ for en turbin} \quad (7.1)$$

og

$$\eta = \frac{P_h}{P} \text{ for en pumpe} \quad (7.2)$$

hvor P er mekanisk effekt levert av løpehjulet til akselen i en turbin eller

mekanisk effekt overført fra akselen til løpehjulet i en pumpe

P_h er oppnåelig hydraulisk effekt som tilføres en turbin eller hydraulisk effekt som overføres til vannet i en pumpe

I det følgende skal målegrunnlag og bestemmelse av virkningsgraden for både pumper og turbiner behandles. Herunder blir det ikke gjort detaljert rede for de forannevnte måleregler. Derimot blir målingene og bearbeidelsen av resultatene gjennomgått i samsvar med disse regler.

7.2 Turbinprøver

Tilført effekt til en turbin uttrykkes:

$$\begin{aligned} P_h &= \rho Q g H & [\text{W}] \\ &= \rho Q g H \cdot 10^{-6} & [\text{MW}] \end{aligned} \quad (7.3)$$

hvor ρQ er massestrømmen

gH oppnåelig (effektiv) spesifikk energi målt ved turbininnløpet.

Denne effekt tilstrebes omsatt mest mulig økonomisk ved drift av turbinen ved høyest mulig virkningsgrad. I praksis er belastningen variabel, og effekten må da reguleres tilsvarende.

Denne regulering skjer ved forandring av åpningen i turbinens pådragsorgan. Alle turbintyper har denne reguleringsmulighet. Kaplan- og rørturbinene har vanligvis i tillegg til dette også regulerbare løpehjulsskovler.

En turbins virkningsgrad er avhengig av driftstilstanden. Den er karakterisert ved parametrene volumstrøm Q , fallhøyde H og omløpstallet n . Ved belastningsendring og regulering av effekten forandres en eller flere av disse parametre og dermed driftstilstanden.

Hvordan turbinvirkningsgraden varierer innen de aktuelle parameterområder, kan besvares bare ved måling av effektforholdene i samsvar med ligning (7.1). Programmet for slike prøver er avhengig av mulighetene for regulering av driftsbetingelsene og belastningen. For kraftverksturbiner er muligheten i dette henseende langt mer begrenset enn for modellturbiner som prøves i et laboratorium.

I dette avsnittet konsentreres imidlertid behandlingen om kraftverksturbinene. Disse er bundet av nettverksfrekvensen og må derfor drives med konstant omløpstall uavhengig av belastningen. Dermed er effektreguleringen avgrenset til primært å forandre volumstrømmen. Men samtidig og i avhengighet av volumstrømmen forandres også den oppnåelige (effektive)

fallhøyde. Betydningen av dette er avhengig av anleggsforholdene og kan veksle betydelig fra anlegg til anlegg.

Med disse muligheter for forandring av driftsforholdene, vil programmet for prøvene av en kraftverksturbin bestå i å bestemme virkningsgraden ved synkront omløpstall og trinnvis valgte belastninger. En alminnelig virkningsgradsprøve vil omfatte 7 til 9 driftspunkter jevnt fordelt over området mellom en viss minstebelastning (for eksempel ¼ fullast) og fullast. For kontrollens skyld gjennomføres til slutt en repetisjon av målingene ved det første driftspunkt. Skulle den repeterte måling vise større avvik fra den opprinnelige enn vurdert og beregnet måletoleranse tilsier, bør måleprogrammet utvides for å oppklare avviket. De videre målinger kan da skje blant annet ved repetisjon av målinger for flere driftspunkter.

7.2.1 Definisjon av virkningsgrader

Virkningsgraden for hydromaskiner inndeles i to kategorier:

- hydraulisk virkningsgrad
- mekanisk virkningsgrad.

Hydraulisk virkningsgrad for

$$\begin{aligned} \text{- turbin } \eta_h &= \frac{P_m}{P_h} = \frac{E_m}{E \pm \frac{\Delta P_h}{P_m} E_m} \\ \text{- pumpe } \eta_h &= \frac{P_h}{P_m} = \frac{E \pm \frac{\Delta P_h}{P_m} E_m}{E_m} \end{aligned}$$

hvor E er oppnåelig spesifikk hydraulisk energi mellom referansetvernittene på henholdsvis høytrykks- og lavtrykkssiden av maskinen

E_m Mekanisk energi overført gjennom koblingen mellom løpehjul og aksel
dividert med massestrømmen: $E_m = \frac{P_m}{\rho Q}$

P er mekanisk effekt levert av turbinløpehjulet til akselen i en turbin eller overført til akselen i en pumpe

P_h er oppnåelig hydraulisk effekt som tilføres en turbin eller hydraulisk effekt som tilføres vannet i en pumpe

P_m er mekanisk effekt overført gjennom koblingen mellom løpehjulet og akselen

ΔP_h Korleksjon som må evalueres etter en analyse svarende til kontraktsbestemte definisjoner og lokale betingelser.

Mekanisk virkningsgrad for en:

$$\begin{aligned} - \text{ turbin } \eta_m &= \frac{P}{P_m} \\ - \text{ pumpe } \eta_m &= \frac{P_m}{P} \end{aligned}$$

Total virkningsgrad for en:

$$\begin{aligned} - \text{ turbin } \eta_T &= \frac{P}{P_h} = \eta_h \eta_m \\ - \text{ pumpe } \eta_p &= \frac{P_h}{P} = \eta_h \eta_m \end{aligned}$$

7.2.2 Måling av turbinvirkningsgrad

Virkningsgraden gitt i lign. (7.1), kan imidlertid måles og defineres ved to uttrykksmåter:

$$\begin{aligned} 1. \quad \eta &= \frac{P}{P_h}, \text{ og} \\ 2. \quad \eta &= \frac{P_h - \sum \Delta P_{\text{tap}}}{P_h} = 1 - \frac{\sum \Delta P_{\text{tap}}}{P_h} \end{aligned} \quad (7.1a)$$

I uttrykket punkt 1, måles

P = avgitt mekanisk effekt fra turbinakselen

P_h = tilført hydraulisk effekt til turbinen = natureffekten.

I uttrykket punkt 2, måles:

$\sum \Delta P_{\text{tap}}$ = summen av effekttapene i maskinen

P_h = tilført hydraulisk effekt til turbinen = natureffekten.

I det følgende skal målegrunnlag og bestemmelse av virkningsgrader behandles i følge lign. (7.1) og (7.1a) både for turbiner og pumper. Men målinger basert på lign. (7.1a), blir ikke behandlet før i avsnittet om termodynamiske målinger.

Akseleffekten P

Hvordan akseleffekten bestemmes, er avhengig av turbinstørrelsen og hva energiproduksjonen brukes til. Moderne kraftverksturbiner må imidlertid uten unntak belastes med generatoren. For å bestemme akseleffekten, blir oppgaven da å måle generatorens avgitte

elektriske effekt P_G og deretter regne tilbake til turbinakseffekten gjennom generatorvirkningsgraden η_{gen} dvs.:

$$P = \frac{P_{\text{gen}}}{\eta_{\text{gen}}} \quad (7.4)$$

De elektriske målinger av generatoreffekten må således også bringe generatorvirkningsgraden på det rene. Disse målinger må naturlig nok gjennomføres av elektromaskinkyndig personell.

Natureffekten P_h

$$P_h = \rho Q g H \quad [\text{W}], \text{ eller } P_h = \rho Q g H \cdot 10^{-6} \quad [\text{MW}] \quad (7.5)$$

I dette uttrykk er det volumstrømmen Q og den effektive fallhøyde H som i alminnelighet måles, mens tettheten settes $\rho = 1000 \text{ kg/m}^3$. (Målinger med relativt stor nøyaktighet krever også kontroll av ρ).

Videre må vi være oppmerksom på forskjellen i luftøylens tyngde mellom overvann OV og undervann UV. Tyngdens akselerasjon g kan bestemmes etter tabeller, diagrammer eller formler avhengig av breddegrad og høyde over havet.

En av måleoppgavene ved bestemmelsen av P_h blir altså å måle volumstrømmen Q . Og da benyttes en eller flere av de metoder som er behandlet i kapitlene 5 og 6 foran.

Målingene av netto (effektiv) fallhøyde H består i å finne totaltrykket foran turbinen målt over undervannsspeilet ved utløpstverrsnittet i sugerøret for en fullturbin, eller over midlere stråleinnløp på skovlene i en fristråleturbin. Totaltrykket sammensetter seg av væsketrykket og hastighetshøyden i det tverrsnitt A hvor væsketrykket måles umiddelbart foran turbinen.

For hastighetshøyden er det vanlig å regne direkte med middelhastighetshøyden $\frac{c_m^2}{2} = \frac{Q^2}{2gA^2}$

hvis ikke spesielle forhold skulle betinge at den bør korrigeres i henhold til hastighetsprofilen. Væsketrykket bestemmes ved måling av rørveggtrykket i tverrsnittet A gjennom uttak i rørveggen, som forklart i avsnittene 3.3.2 og 3.3.3.

7.2.3 Bestemmelse av spesifikk energi og fallhøyde

For målingen av netto fallhøyde H og spesifikk hydraulisk energi E følges de internasjonale standarder for prøver av vannturbiner.

På basis av IEC Recommendation, Publication 60041: uttrykkes den spesifikke energi E generelt ved ligning

$$E = gH = \frac{p_{abs1} - p_{abs2}}{\rho} + \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + g(z_1 - z_2) \quad (7.6)$$

Avhengig av opplegget av målingene for å bestemme E og fallhøyden H , refereres i det følgende, måleprinsipper og metoder fra IEC 60041.

7.2.4 Definisjon av netto fallhøyde H

Generelt er det tre forskjellige seksjoner i et turbinarrangement:

- Oppstrøms vannledningsløp
- Turbinens garantiområde (mellom høytrykkssiden, referansetverrsnitt 1 og lavtrykkssiden, referansetverrsnitt 2)
- Nedstrøms vannledningsløp

Tapene i oppstrøms og nedstrøms vannledning skyldes ikke turbinen. Likevel har de innflytelse på de hydrauliske betingelsene i garantiområdet, og derfor også på turbinvirkningsgraden.

Den definisjon som er gitt av netto fallhøyde H er likevel ikke tilstrekkelig til å gi ensartet bestemmelse av den i praksis. Dette henger sammen med at middelhastighetshøyden i sugerørsavløpet ikke belastes turbinen som tap. I samsvar med dette er det satt opp regler i IEC 60041, for H - bestemmelsen ved de forskjellige anleggstyper. Her referes de ordinære hovedtyper av turbinanlegg.

Lavtrykksmaskiner – Bestemmelse av spesifikk hydraulisk energi

På Kaplanturbinen i fig. 7.1 og aksialpumpen i fig. 7.2 ^[22], er vannsøylemanometre anvist

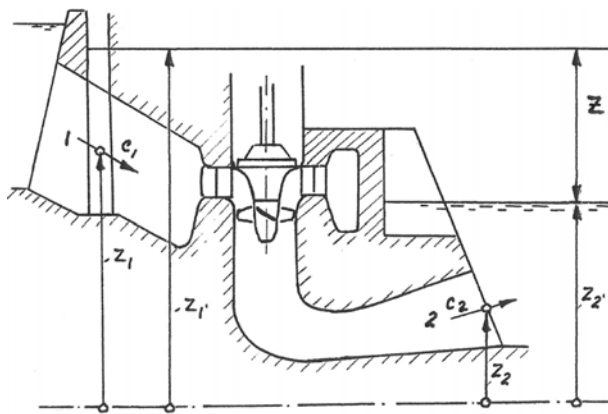


Fig. 7.1 Kaplan-turbin

som trykkmålere i tverrsnittene 1 og 2. Den spesifikke hydrauliske energi for disse maskiner er

$$E = \bar{g}H = \frac{(p_{abs1} - p_{abs2})}{\bar{\rho}} + \frac{(c_1^2 - c_2^2)}{2} + \bar{g}(z_1 - z_2)$$

$$\text{og} \quad H = \frac{E}{\bar{g}}$$

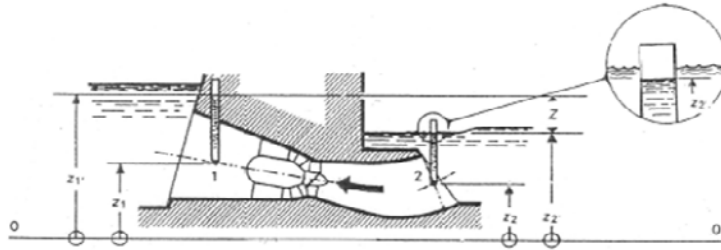


Fig. 7.2 Aksialpumpe

Kompressibiliteten av vannet neglisjeres fordi differansen mellom trykkene i tverrsnittene 1 og 2 er liten. Derfor er

$$\rho_1 = \rho_2 = \bar{\rho}$$

og $p_{abs_1} = \bar{\rho} \cdot \bar{g}(z_{1'} - z_1) + p_{omg_1'}$

$$p_{abs_2} = \bar{\rho} \cdot \bar{g}(z_{2'} - z_2) + p_{omg_2'}$$

$$p_{omg_1'} - p_{omg_2'} = -\rho_a \cdot \bar{g}(z_{1'} - z_{2'})$$

hvor $\bar{g} = \frac{g_1 + g_2}{2}$

ρ_a er tettheten av luftsøylen

$p_{omg_1'}$ er omgivelsestrykket svarende til nivå $z_{1'}$,

$p_{omg_2'}$ er omgivelsestrykket svarende til nivå $z_{2'}$.

Den forenklede formel for spesifikk hydraulisk energi blir da

$$E = \bar{g}(z_{1'} - z_{2'}) \left(1 - \frac{\rho_a}{\bar{\rho}} \right) + \frac{(c_1^2 - c_2^2)}{2} = \bar{g}Z \left(1 - \frac{\rho_a}{\bar{\rho}} \right) + \frac{(c_1^2 - c_2^2)}{2} \quad (7.7)$$

Midlere trykk og høytrykksmaskiner – Bestemmelse av hydraulisk spesifikk energi

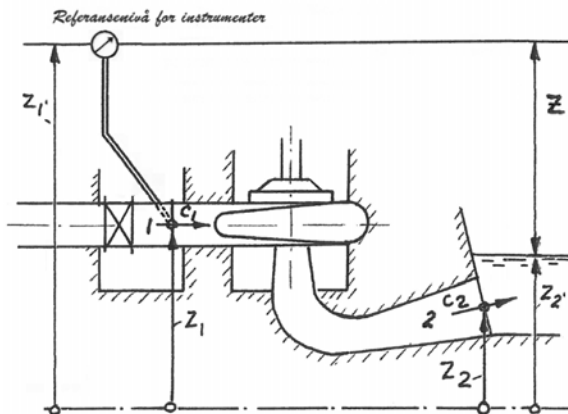


Fig. 7.3 Francisturbin – vertikal aksel

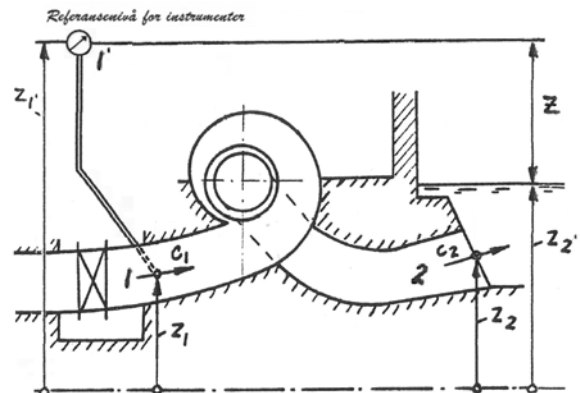


Fig. 7.4 Francisturbin – horisontal aksel

På Francisturbinene i henholdsvis fig. 7.3 og fig. 7.4, er trykkmålere tilknyttet maskinene i tverrsnittene 1 og 2. Den spesifikke hydrauliske energi for disse maskiner uttrykkes ved

$$E = \bar{g}H = \frac{(p_{abs_1} - p_{abs_2})}{\bar{\rho}} + \frac{(c_1^2 - c_2^2)}{2} + \bar{g}(z_1 - z_2)$$

Differansen i omgivelsestrykket mellom 1' og 2' neglisjeres fordi Z er liten i forhold til H. Derfor er

$$p_{omg_{1'}} = p_{omg_{2'}} = p_{omg}$$

Fordi både Z_1 og Z_2 er små i forhold til H, antas at

$$Z_1 \cdot \frac{\rho_1}{\bar{\rho}} = Z_1 \quad \text{og} \quad Z_2 \cdot \frac{\rho_2}{\bar{\rho}} = Z_2$$

På basis av dette blir:

$$p_{abs_1} = p_{1'} + Z_1 \rho_1 \bar{g} + p_{omg} \quad \text{hvor } p_{1'} \text{ er manometertrykket målt i punkt 1'}$$

$$p_{abs_2} = p_{2'} + Z_2 \rho_2 \bar{g} + p_{omg} \quad \text{hvor } p_{2'} \text{ er manometertrykket målt i punkt 2'}$$

Den forenklede formel blir derfor

$$E = \frac{(p_{1'} - p_{2'})}{\bar{\rho}} + \bar{g}(z_{1'} - z_{2'}) + \frac{(c_1^2 - c_2^2)}{2} = \frac{(p_{1'} - p_{2'})}{\bar{\rho}} + \bar{g}Z + \frac{(c_1^2 - c_2^2)}{2} \quad (7.8)$$

Peltonturbiner – Bestemmelse av spesifikk hydraulisk energi

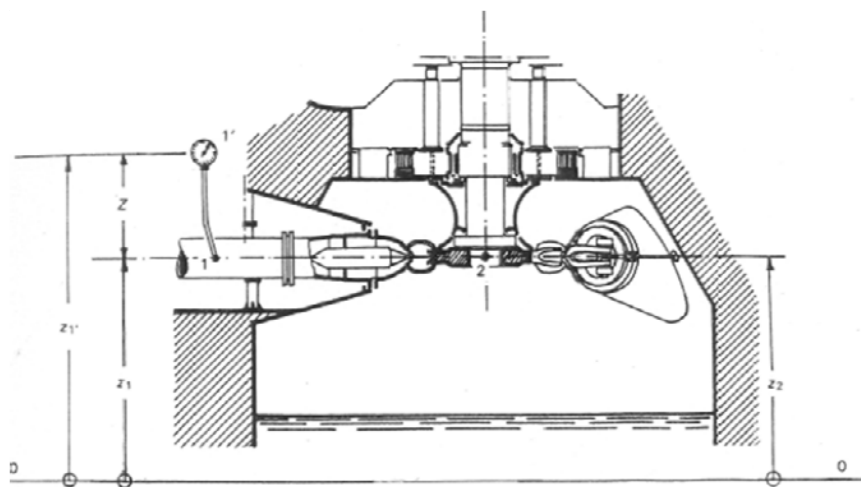


Fig. 7.5 Peltonturbin – vertikal aksel (22)

Konvensjonelt antas at referanseseksjonen på lavtrykkssiden svarer til nivåkote z_2 på fig. 7.5, og at trykket i utløpskammeret er likt med atmosfæretrykket. Uttrykket for spesifikk hydraulisk energi blir da

$$E = \bar{g}H = \frac{(p_{abs_1} - p_{abs_2})}{\bar{\rho}} + \frac{(c_1^2 - c_2^2)}{2} + \bar{g}(z_1 - z_2)$$

Differansen i omgivelsestrykket mellom 1' og 2 negliseres fordi Z er liten i forhold til H. På basis av dette er

$$p_{omg_{1'}} = p_{omg_2} = p_{omg}$$

Av samme grunn antas at

$$Z \cdot \frac{\rho_1}{\rho} = Z.$$

Derfor er $p_{abs_1} = p_{1'} + Z\rho_1\bar{g} + p_{omg}$ hvor $p_{1'}$ er trykket målt ved nivå 1'

$$p_{abs_2} = p_{omg}$$

Da $z_1 = z_2$ og vi dessuten antar $c_2 = 0$, blir den forenklede formel

$$E = \frac{p_{1'}}{\bar{\rho}} + \bar{g}(z_{1'} - z_2) + \frac{c_1^2}{2} = \frac{p_{1'}}{\bar{\rho}} + \bar{g}Z + \frac{c_1^2}{2} \quad (7.9)$$

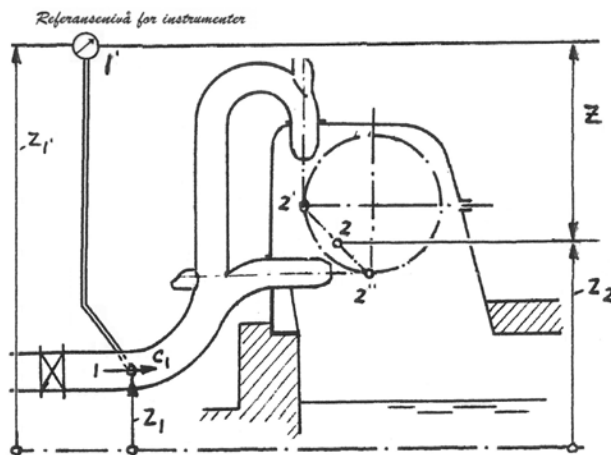


Fig. 7.6 Peltonturbin – horisontal aksel

Når turbinhuset ikke er satt under trykk, antas at trykket der er likt med atmosfæretrykket.

Den spesifikke hydrauliske energi blir da:

$$E = \bar{g}H = \frac{(p_{abs_1} - p_{abs_2})}{\bar{\rho}} + \frac{(c_1^2 - c_2^2)}{2} + \bar{g}(z_1 - z_2)$$

Differansen i omgivelsestrykket mellom 1' og 2 neglisjeres fordi Z er liten i forhold til H, og da er

$$p_{\text{omg}_1} = p_{\text{omg}_2} = p_{\text{omg}} .$$

Videre er $p_{\text{abs}_1} = p_{1'} + \rho_1 \bar{g}(z_{1'} - z_1) + p_{\text{omg}}$ hvor $p_{1'}$ er manometertrykket ved nivå 1'

$$p_{\text{abs}_2} = p_{\text{omg}} .$$

Antas $c_2 = 0$, blir den forenklete formel

$$E = \frac{p_{1'}}{\bar{\rho}} + \bar{g}(z_{1'} - z_2) + \frac{c_1^2}{2} = \frac{p_{1'}}{\bar{\rho}} + \bar{g}Z + \frac{c_1^2}{2} . \quad (7.10)$$

7.2.5 Kontroll av prøvebetingelser

Ved de fleste kraftverk varierer fallhøyden en del. Fører dette til avvik utover visse grenser fra den spesifiserte fallhøyden, kan vi ikke regne med å få sikre eller representative prøveresultater for den aktuelle turbin. I de internasjonale prøveregler er det derfor satt opp visse grenseverdier for de variasjoner som kan tillates. Nedenfor skal noen av disse verdier gjengis.

For de enkelte prøvepunkter kreves at:

- den aktuelle fallhøyden ikke må avvike mer enn $\pm 3 \%$ av den spesifiserte verdi
- belastningen ikke varierer mer enn $\pm 1,5\%$ av midlere verdi
- fallhøyden varierer mindre enn $\pm 1,0 \%$ av midlere verdi
- omløpstallet varierer mindre enn 0.5% av midlere verdi.

Undervannet må for fullturbiner ikke synke under den maksimale, kontraktsbestemte sugehøyde. For fristråleturbiner derimot, må ikke undervannet stige over det kontraktsbestemte nivå.

I forbindelse med virkningsgradsprøver (både før og etter disse) er det også påkrevd å foreta visse inspeksjoner på turbinanlegget. Disse vil som regel måtte omfatte:

- Ettersyn av maskineriet for å kontrollere at alt stemmer med spesifikasjonene.
- Kontroll av at skalaene på ledeapparatet, nålåpning og skovlvinkler stemmer overens med målinger.
- Kontroll av at passasjekanalene ikke er innsnevret av fremmedlegemer.
- At det ikke er oppstått slitasje av vitale deler.
- Kontroll av at alle trykkuttak, rør og forbindelser er åpne og klargjort på tilfredsstillende måte.

7.2.6 Bearbeidelse av måledata

På grunnlag av måledataene fra en virkningsgradsprøve beregnes virkningsgraden direkte for hvert enkelt prøvepunkt. For videre teoretisk og praktisk utnyttelse av resultatene, fremstilles disse i diagrammer. Vi benytter da gjerne følgende funksjonsfremstillinger:

$$\eta = f(P_o) \text{ hvor } P_o = P \text{ ved } H = \text{konstant}$$

$$\eta = f(Q_o) \text{ hvor } Q_o = Q \text{ ved } H = \text{konstant}$$

$$\eta, Q_o \text{ og } P_o = f(\kappa), \text{ slik som vist i fig. 7.7}$$

Andre fremstillinger vil være naturlige i mer spesielle undersøkelser.

Disse funksjoner kan vi vanligvis ikke fremstille direkte i et todimensjonalt diagram fordi ikke bare volumstrømmen, men også fallhøyden varierer fra ett prøvepunkt til et annet. De målte og beregnede verdier for volumstrømmen Q og effekten P må derfor omregnes til samme verdi av H . Og denne verdi vil naturlig nok være den nominelle fallhøyde, som ligger til grunn for turbinkonstruksjonen.

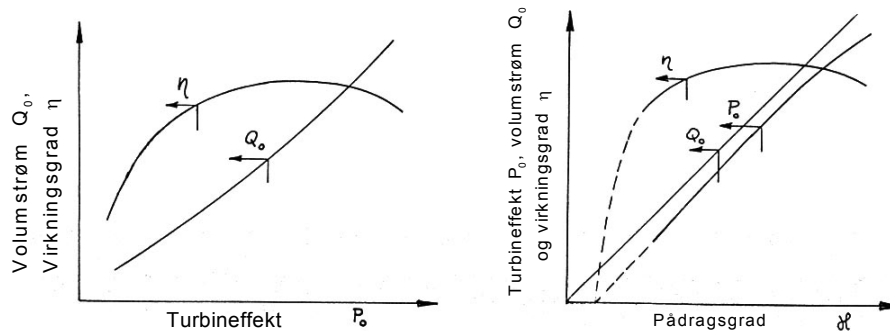


Fig. 7.7 Virkningsgrad η og volumstrøm Q_o som funksjon av P_o ved $H = \text{konst.}$ og η, Q_o og P_o som funksjon av pådragsgrad κ

For omregningen benyttes lovene som gjelder for hydraulisk ensartet drift. Vi går da ut fra at virkningsgraden er den samme i alle driftstilstander som har like kinematiske og hydrodynamiske strømningsforhold. For en turbin som arbeider under forskjellige fallhøyder, men ellers i hydraulisk ensartet drift er:

$$\frac{\omega}{\sqrt{H}} = \text{konst.}, \text{ for } H = H_o \text{ blir da } \omega_o = \omega \sqrt{\frac{H_o}{H}} \quad (7.11)$$

$$\frac{Q}{\sqrt{H}} = \text{konst.}, \text{ for } H = H_o \text{ blir da } Q_o = Q \sqrt{\frac{H_o}{H}} \quad (7.12)$$

$$\frac{P}{H\sqrt{H}} = \text{konst.}, \text{ for } H = H_o \text{ blir da } P_o = P \sqrt{\left(\frac{H_o}{H}\right)^3} \quad (7.13)$$

7.2.7 Vurdering av målenøyaktigheter

Alle målestørrelser som inngår i bestemmelsen av en turbins virkningsgrad er beheftet med visse usikkerheter. Og det område som den sanne verdi av en målestørrelse ligger innenfor, defineres som *usikkerheten for målingen*. Dette usikkerhetsområde blir i standardene basert på et nivå for sannsynlighet på 95 %.

Typene av feil som opptrer, inndeles i tre kategorier:

- feil som skyldes upålitelighet
- tilfeldige feil
- systematiske feil

Upålitelighetsfeil, kan være menneskelige feil eller feilfunksjon hos instrumenter som gjør målingen verdiløs.

Tilfeldige feil forårsakes av tallrike, små, uavhengige innflytelser som hindrer at et sett måleverdier for et system med uforandret inngangsverdi ikke gir samme avlesning for målestørrelsen. Dette arter seg slik at målingene avviker fra en middelvei i samsvar med lovene for sannsynlighet slik at fordelingen vanligvis tilnærmer seg en normalfordeling ettersom antall målinger økes. Tilfeldige feil influeres av den omhu som målingene utføres med, antall målinger og driftsbetingelsene. Usikkerhetsområdet for de tilfeldige feil estimeres på basis av statistiske metoder, og betegnes med $\Delta\eta_r$ for målinger av virkningsgrad.

Systematiske feil er feil som ikke kan reduseres ved å øke antall målinger, dersom utstyret og betingelsene for målingene er uforandret. Disse feil avhenger av resterende feil ved instrumentet eller målesystemet ved starten av prøvene. Riktignok skal alle feil som kan elimineres, være fjernet ved dette tidspunkt, ved kalibrering, omhyggelig måling av dimensjoner, korrekt installering etc.. Men likevel vil det alltid finnes gjenværende feil selv om de er små, og disse kalles systematiske feil.

Estimering av usikkerheten forbundet med systematiske feil, kan ikke vurderes eksperimentelt uten å bytte utstyret eller å forandre betingelsene for målingene. Og kan ikke en vurdering gjøres med bakgrunn i dette, er alternativet å gjøre subjektive bedømmelser på basis av erfaringer og betraktning av utstyret som er benyttet. Første trinn i en estimering av usikkerheten, er å få identifisert kildene som kan ha påvirket måleverdiene. Neste trinn er å tilordne grenser for usikkerheten som vi kan regne med for hver enkelt innflytelse. Likevel så har de mulige verdier av systematiske komponenter i det vesentlige en gaussisk fordeling, slik

at den systematiske usikkerhet beregnes etter metoden med kvadratroten av summen av kvadratene av de enkelte systematiske usikkerheter.

Målingene her som er forbundet med systematiske feil, er størrelsen av volumstrømmen, vannnivå, trykk og avgitt effekt. Vi har tidligere i kap. 5 og 6 berørt hvilke usikkerheter vi kan regne med for de forskjellige metoder for måling av volumstrømmen. Nøyaktigheten av nivåmålinger er avhengig av måleutstyret og høydedifferansen h i m mellom vannnivåene. Men vi kan regne med usikkerheter $\frac{1}{h}\% < \Delta\eta_h < \frac{5}{h}\%$ som sannsynlig. Ved trykkmålinger er

sannsynlig usikkerhet $\Delta\eta_p = \pm 0,1\%$ for vektmanometer, $\pm \frac{0,1}{h}\%$ for kvikksølvmanometer (h i m) og $\pm 0,5\%$ for fjærmanometer. Sannsynlig usikkerhet for avgitt generatoreffekt kan regnes

$$\Delta\eta_p = \pm 1,0\% .$$

Feilområdet for spesifikk hydrauliske energi $E = gH$ kan med god tilnærming beregnes på følgende måte

$$\Delta\eta_E = \frac{\Delta\eta_h \cdot h + \Delta\eta_p \cdot \frac{p}{\rho g}}{h + \frac{p}{\rho g}} \quad (7.14)$$

Feilområdet $\Delta\eta_s$ for virkningsgraden på basis av systematiske feil, er det vanlig å beregne på basis av de enkelte usikkerheter ved å sette

$$\Delta\eta_s = \pm \sqrt{\Delta\eta_Q^2 + \Delta\eta_E^2 + \Delta\eta_p^2} \quad (7.15)$$

Ved omhyggelige målinger og normale prøvebetingelser skulle en nøyaktighet

$$\Delta\eta_s = \pm 1,0\% \text{ til } \Delta\eta_s = \pm 2,0\% \text{ være oppnåelig.}$$

Total usikkerhet $\Delta\eta_t$ for målingene oppnås ved å kombinere systematisk usikkerhet $\Delta\eta_s$ og usikkerheten $\Delta\eta_r$ på grunn av tilfeldige feil. Sammen definerer disse usikkerheter området hvor det er 95 % sannsynlighet for at den sanne verdi av målingen ligger. Forutsatt at både systematiske og tilfeldige feil har samme type sannsynlige fordeling, kombineres disse ved å beregne kvadratroten av summen av kvadratene for de to usikkerhetene

$$\Delta\eta_t = \pm \sqrt{\Delta\eta_s^2 + \Delta\eta_r^2} . \quad (7.16)$$

7.3 Pumpeprøver

For sentrifugalpumpe er det i praksis viktig å kjenne karakteristikene, dvs. sammenhengen mellom volumstrømmen Q , og løftehøyden H og virkningsgraden η ved de aktuelle driftsforhold. På grunnlag av prøver kan disse størrelser sammenfattes i en eneste diagramfremstilling, som kalles et virkningsdiagram. I dette kan vi således lese av alle sammenhørende verdier av Q , H , η og omløpstallet n for alle mulige driftstilstander.

For å tilveiebringe prøvematerialet for et slikt virkningsdiagram, må det være mulig å drive pumpen med fritt valgbare omløpstall fra en nedre verdi til det maksimale for løpehjulet. Dette oppnås enkelt når pumpen kan drives med en likestrømsmotor, en frekvensregulert asynkronmotor eller en oljemotor med regulerbart fortregningsvolum. Videre må pumpens avløpstverrsnitt kunne reguleres. Dette skjer i alminnelighet ved hjelp av en ventil. De fri variable under pumpeprøver blir på denne måten omløpstallet og åpningsgraden av avstegningsorganet i pumpens avløp.

Fremgangsmåten ved gjennomføringen av prøveprogrammet for en sentrifugalpumpe er vanligvis å bestemme pumpens virkningsgrad i en rekke driftspunkter. Driftspunktene fordeles systematisk i måleserier hvor omløpstallet holdes konstant innenfor den enkelte måleserie, mens avstegningsorganets åpningsgrad varierer trinnvis.

7.3.1 Måling av pumpevirkningsgrad

På samme måten som nevnt for turbinene, kan en pumpes virkningsgrad bestemmes på to målegrunnlag:

1. $\eta = \frac{P_h}{P_m}$ hvor P_h er avgitt pumpeeffekt
 P_m er tilført motoreffekt
2. $\eta = 1 - \frac{\sum \Delta P_{\text{tap}}}{P_m}$ hvor $\sum \Delta P_{\text{tap}}$ er summen av effekttapene i pumpen

Vi skal i dette avsnitt behandle målinger basert på det første målegrunnlag, mens det andre behandles i avsnittet om termodynamiske målinger.

Avgitt pumpeeffekt P

Den avgitte pumpeeffekt er:

$$P_h = \rho Q g H \quad [\text{W}] = \rho Q g H \cdot 10^{-3} \quad [\text{kW}] \quad (7.17)$$

De størrelser som måles her er først og fremst volumstrømmen Q og løftehøyden H . Tettheten settes $\rho = 1000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ (med de samme forbehold som nevnt under turbinprøver).

Volumstrømmen Q måles ved bruk av en (eller flere) av de metoder som er nevnt foran i kap. 3-5. Løftehøyden $H = \frac{E}{g}$ bestemmes i samsvar med betegnelsene på fig. 7.8

$$E = gH = \frac{p_{\text{abs}_2} - p_{\text{abs}_1}}{\bar{\rho}} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + \bar{g}(z_2 - z_1) \quad (7.18)$$

$$c_1 = \frac{Q}{A_1} \text{ hvor } A_1 = \text{tverrsn. i } ①$$

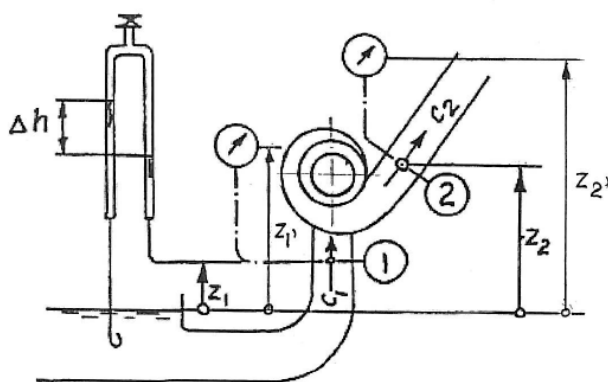


Fig. 7.8 Sentrifugalpumpe for prøving og målinger

$$c_2 = \frac{Q}{A_2} \text{ hvor } A_2 = \text{tverrsn. i } ②$$

Her er:

$$p_{\text{abs}_2} = p_{\text{man}_2} + \rho_2 \bar{g}(z_2' - z_2) + p_{\text{omg}_2}$$

$$p_{\text{abs}_1} = p_{\text{man}_1} + \rho_1 \bar{g}(z_1' - z_1) + p_{\text{omg}_1} = \rho_1 \bar{g}(\Delta h - z_1) + p_{\text{omg}_1}$$

Regnes videre med at omgivelses-trykkene $p_{\text{omg}_2} = p_{\text{omg}_1} = p_{\text{omg}}$ og

$$\bar{\rho} = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}, \text{ blir spesifikk}$$

energi levert av pumpen:

$$E = gH = \frac{p_{\text{man}_2}}{\bar{\rho}} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} + \bar{g}(z_2' - \Delta h) \quad (7.19)$$

Tilført effekt P_m

Tilført effekt til pumpeakselen kan bestemmes på to måter. Den ene er å måle inngående effekt til driftsmotoren, og den andre å måle utgående motormoment og omløpstallet. Hvem av disse metoder vi skal velge, er avhengig av aggregatstørrelsen og de muligheter vi har til rådighet. Den førstnevnte metoden vil for så vidt alltid kunne benyttes, men er også den mest usikre på grunn av usikkerheten ved driftsmotorens virkningsgrad. Måling av motormomentet og omløpstallet er den fremgangsmåten som gir de beste muligheter for nøyaktig bestemmelse av effekten på pumpeakselen. Men denne metode vil i praksis bli anvendt bare i prøvelaboratorier, og det vil igjen si relativt små effekter – størrelsesorden ordinært opp til 50 kW, men i noen få tilfelle også opp til 500 kW.

Måles momentet T og omløpstallet n på pumpeakselen, blir tilført effekt

$$P_m = \omega T = \frac{\pi n}{30} T \quad [\text{W}], \text{ eller } P_m = \frac{\pi n}{30} T \cdot 10^{-3} \quad [\text{kW}] \quad (7.20)$$

Her innsettes altså T i $[\text{Nm}]$ og n i o/min .

Måles tilført effekt til driftsmotoren som her antas å være en elektromotor, blir effekten på pumpeakselen

$$P_m = \eta_M \frac{IE}{1000} \quad [\text{kW}] \text{ for likestrøm} \quad (7.21)$$

Hvor I er strømstyrke i ampere

E er spenning i volt

η_M er motorvirkningsgrad

Pumpevirkningsgraden i følge lign. (7.17) og (7.20):

$$\eta = \frac{P}{P_m} = \frac{\rho Q g H}{\frac{\pi n}{30} T} = 30 \frac{\rho Q g H}{\pi n T} \quad (7.22)$$

og ifølge lign. (7.17) og (7.21):

$$\eta = \frac{P}{P_m} = \frac{\rho Q g H}{\eta_M I E} \quad (7.23)$$

7.3.2 Bearbeidelse av måledata

Driftspunktene i pumpeprøvene vil vanligvis ligge noe spredd omkring de omløpstall som er valgt for $Q - H$ - karakteristikkene. De observerte størrelser må derfor omregnes til de respektive konstante omløpstall. Grunnlaget for denne omregning finnes av lovmessighetene for de hydrauliske tilstandsforhold i pumpen. Betraktes driftstilstander som har innbyrdes følgende likhetsrelasjoner

$$\text{Kinematisk:} \quad \frac{c}{u} = \text{konst.} \quad (7.24)$$

$$\text{Hydrodynamisk:} \quad \frac{u^2}{2gH} = \text{konst. og } \frac{c^2}{2gH} = \text{konst.} \quad (7.25)$$

vet vi at disse driftstilstander har samme hydrauliske virkningsgrad η_h . På grunn av dette og ved hjelp av kontinuitetsligningen og pumpenes hovedligning, kan vi sette opp følgende relasjoner:

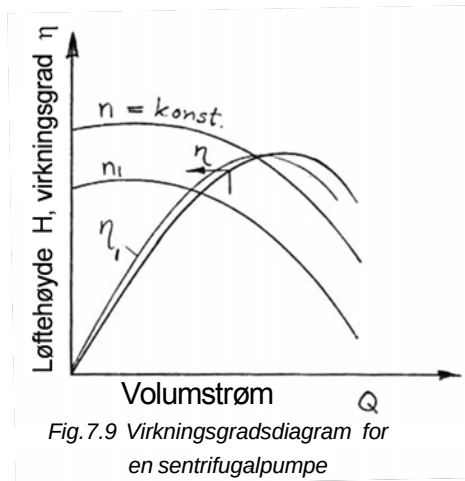
$$Q = \frac{n}{n_1} Q_1 = \sqrt{\frac{H}{H_1}} Q_1 \quad (7.26)$$

$$H = \left(\frac{n}{n_1} \right)^2 H_1 = \left(\frac{Q}{Q_1} \right)^2 H_1 \quad (7.27)$$

$$P = \left(\frac{n}{n_1} \right)^3 P_1 = \left(\frac{Q}{Q_1} \right)^3 P_1 = \sqrt{\left(\frac{H}{H_1} \right)^3} P_1 \quad (7.28)$$

I disse ligninger representerer Q , H , P og n altså en vilkårlig driftstilstand som er hydraulisk likedannet med en gitt driftstilstand betegnet med indeks 1.

De observerte og bearbejdede data sette opp i diagrammer. De vanlige funksjonsfremstillinger som vist på fig.7.9



$$H = f_1(Q, n)$$

$$\eta = f_2(Q, n)$$

7.4 Termodynamisk måling av strømningsstap

I tillegg til de andre metoder kan virkningsgraden av hydromaskiner bestemmes ved måling av strømningsstapene. Dette skjer ved termodynamiske målinger.

Metoden for disse målinger ble utviklet til høy presisjon og praktisk anvendelse på turbiner av Willm og Campas^[34], ved Electricité de France i 1954. Siden har metoden fått bred anvendelse både på turbiner og pumper. Men ut fra de vanlige krav til nøyaktighet, anbefales den helst for fallhøyder over 150 m.

Den fysikalske bakgrunn for metoden er at strømningsstapene i et system går over til varme i vannstrømmen gjennom systemet. Volumstrømmen får således øket sin temperatur under gjennomløpet. Ved bruk av den termodynamiske målemetode på en hydromaskin, måles derfor vanntemperaturen i maskinens tilløp og avløp. Differansen mellom disse temperaturer kan vi betegne Δt . Ser vi i første omgang bort fra virkningene av vannets kompressibilitet og

temperaturutvidelse og betegner spesifikk varme ved konstant trykk c_p [Nm/kg°C] , kan vi beregne de spesifikke strømningsstapene.

$$E_{\text{tap}} = c_p \Delta t \quad [\text{m}^2/\text{s}^2] \quad (7.29)$$

Sagt på en annen måte, representerer de spesifikke strømningsstapene et fallhøydetap

$$\Delta H_{\text{tap}} = \frac{E_{\text{tap}}}{g} = \frac{c_p}{g} \Delta t \quad [\text{m}] \quad (7.30)$$

Ved samtidig å måle det oppnåelige trykkfall H over maskinen og dessuten utelate mekaniske tap (og eventuelt avgrenset lekkasjevann fra løpehjulet) i beregningene, kan vi uttrykke hydraulisk virkningsgrad:

$$\text{For turbiner} \quad \eta_h = \frac{P_m}{P_h} = \frac{P_h - \sum \Delta P_{\text{tap}}}{P_h} = \frac{H - \Delta H_{\text{tap}}}{H} = 1 - \frac{\Delta H_{\text{tap}}}{H} \quad (7.31)$$

$$\text{For pumper} \quad \eta_h = \frac{P_h}{P_m} = \frac{P_m - \sum \Delta P_{\text{tap}}}{P_m} = \frac{H}{H + \Delta H_{\text{tap}}} = 1 - \frac{\Delta H_{\text{tap}}}{H + \Delta H_{\text{tap}}} \quad (7.32)$$

Hvilke temperaturforskjeller Δt det her dreier seg om, kan en lett vurdere når vi ser at

$\frac{c_p}{g}$ rundt regnet er 427 m/°C. For en turbin med for eksempel $H = 427$ m og $\eta = 90$ %, får vi

altså $\Delta t = 0,1^\circ \text{C}$. Da målemetoden kan anvendes ved fallhøyder ned til $H = 150$ m, og vi dessuten tar i betraktning at de fleste turbiner over en stor del av pådragsområdet oppnår høyere virkningsgrad enn i det nevnte eksempel, ser vi at Δt kan bli ned i $0,02^\circ \text{C}$.

Som allerede nevnt, spiller vannets kompressibilitet og temperaturutvidelse en viss rolle og må tas med i betraktningene for å få tilfredstillende nøyaktighet. Dette skal behandles i det følgende.

7.4.1 Teori ^[34]

Vi vil betrakte sammenhengen mellom vannets entalpi i , tilført varme q og det mekaniske arbeide vp og tar da utgangspunkt i varmelærens 1. og 2. hovedsetning

$$di = dq + vdp = Tds + vdp \quad (7.33)$$

$$\text{eller} \quad di = T \left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T dp + T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p dT + vdp \quad (7.34)$$

hvor i er spesifikk entalpi [J/kg]
 p er absolutt trykk med perfekt vakuum som referanse [Pa]
 q er spesifikk varmestrøm [J/kg]
 s er spesifikk entropi [J/kg]
 T er termodynamisk temperatur [K (Kelvingrader)]
 $v = 1/\rho$ er spesifikt volum [m^3/kg]
 ρ tettheten av vann [kg/m^3]

Vi vil her videre representere entropien s ved andre elementære tilstandsstørrelser. Ved $p =$ konstant får vi derfor

$$(dq)_p = T(ds)_p = c_p(dT)_p, \text{ dvs. } c_p = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p, \quad (7.35)$$

dvs. c_p er spesifikk varmekapasitet ved konstant trykk.

Fra termodynamikken har vi

$$\left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T = - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \quad (7.36)$$

Settes dette inn i lign. (7.33) får vi

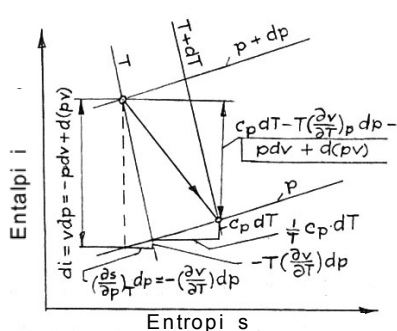


Fig. 7.10 Entalpi - entropi - diagram

$$di = c_p dT - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp + v dp \quad (7.37)$$

eller ved å innføre

$$v dp = -p dv + d(pv), \text{ blir}$$

$$di = c_p dT - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp - p dv + d(pv) \quad (7.38)$$

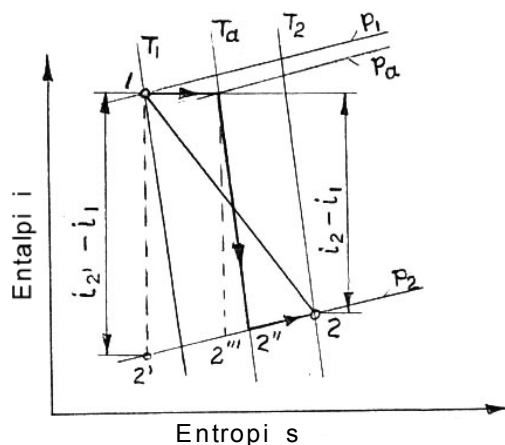


Fig. 7.11 Eksempel på en prosessgang ved konstant entalpi, konstant temperatur og konstant trykk i et i - s -diagram fra tilstand 1 til tilstand 2

De enkelte ledd i lign. (7.37) eller (7.38) er vist i i - s -diagram fig. 7.10.

Energitilstandene for vannstrømmen gjennom en turbin vil vi beregne med indeks 1 ved turbinløpet og indeks 2 ved avløpet. Vi betrakter igjen entalpifallene i i - s -diagram som vist på fig. 7.11. Ved isentropisk entalpifall (dvs. adiabatisk eller fullkommen energiavgivelse) fra 1 (ved p_1, T_1) til p_2 , ville tilstanden ved utløpet av turbinen bli $2'$. Det

virkelige entalpifall derimot foregår til tilstandspunkt 2. Entalpifallforskjellen blir da $(i_2' - i_1)$ for det ideelle forløp, og $(i_2 - i_1)$ for det virkelige forløp. Turbinens termodynamiske virkningsgrad når vi ikke tar med forskjeller verken i hastighetsenergi eller stedsenergi, blir da:

$$\eta_{th} = \frac{i_2 - i_1}{i_2' - i_1} \quad (7.39)$$

For vannstrømmen gjennom en pumpe skjer det på tilsvarende måte en entalpiøkning fra innløp til avløp. Tilstandene betegnes med indeks 1 ved innløpet og indeks 2 ved avløpet fra pumpen. Prosessen forløper i i-s-diagrammet som vist fig. 7.12. Med de valgte betegnelser og indekser får vi i dette tilfelle

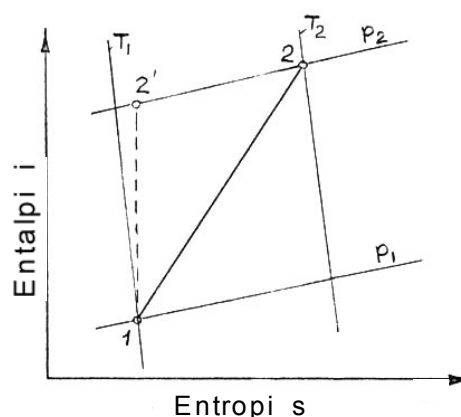


Fig. 7.12 Polytropisk prosess i et i-s-diagram fra tilstand 1 til tilstand 2

$$\eta_{th} = \frac{i_2' - i_1}{i_2 - i_1} \quad (7.40)$$

På basis av den benyttede fremstillingsmåte, blir altså uttrykket

for pumpe termodynamiske virkningsgrad det inverse av det tilsvarende uttrykk for turbiner.

Dessuten blir entalpifallforskjellen positive for pumper og negative for turbiner.

I betraktningene foran er det forutsatt at varmeveksling mellom hydromaskinen og

omgivelsene er uten betydning. Dessuten er stedsenergien og hastighetsenergien i måletvernsnittene ikke innbefattet i entalpiene. Derfor må disse energileddene føyes til i uttrykket for η_{th} før det endelige uttrykk for maskinvirkningsgraden fremkommer. Dette skal gjennomføres senere i dette avsnittet.

Fremstillingen i i-s-diagrammene foran er benyttet for å anskueliggjøre vannets tilstandsforandringer gjennom hydromaskiner. Videre bruk av i-s-diagram for den virkelige bestemmelse av virkningsgraden for hydromaskiner vil i praksis være lite hensiktsmessig fordi et tilstrekkelig nøyaktig i-s-diagram for vann ville få ulagelig store dimensjoner. Derfor vil det være gunstigst å beregne entalpiene av de elementære uttrykk (7.33 – (7.38)).

Isentropisk entalpiforandring $i_2' - i_1$

Isentropisk entalpiforandring for vannstrømmen gjennom en hydromaskin betyr tapsfri overføring av mekanisk energi til eller fra vannstrømmen. Med andre ord er det en adiabatisk

prosess og da produseres ingen varme i forbindelse med energioverføringen. I lign. (7.33) får vi derfor $q = 0$ og det gir

$$di = vdp \quad \text{eller} \quad di = -pdv + d(pv)$$

Dette uttrykk integreres fra 1 til 2'

$$i_{2'} - i_1 = \int_1^{2'} vdp \quad \text{eller} \quad (7.41)$$

$$i_{2'} - i_1 = p_2 v_{2'} - p_1 v_1 - \int_1^{2'} p dv$$

Virkelig entalpiforandring $i_2 - i_1$

Den virkelige entalpiforandring for vannstrømmen gjennom en hydromaskin får vi ved å integrere lign. (7.37) eller (7.38) fra 1 til 2. Integralet er uavhengig av integrasjonssveien. Betraktes forløpet gjennom en turbin og en slik integrasjonssvei som angitt på fig. 7.11, svarer dette tilfelle til en praktisk måling utført på følgende måte. En liten vannstrøm av tilstand 1 tappes fra turbintilløpet og strupes – uten energiutveksling med omgivelsene – gjennom en strupeventil til tilstand a. Vi har da $(i_a - i_1) = 0$ og kan måle tilstanden i a istedenfor i 1. Vi kan da uttrykke entalpiforandringen ved følgende oppdeling:

$$i_2 - i_1 = (i_2 - i_{2''}) + (i_{2''} - i_a) \quad (7.42)$$

Integrasjonen langs isothermen T_a fra a til 2'' blir ifølge lign. (7.37)

$$i_{2''} - i_a = - \int_{p_a}^{p_2} \left[T_a \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right] dp \quad (7.43)$$

eller ifølge lign. (7.38):

$$i_{2''} - i_a = - \int_{p_a}^{p_2} T_a \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp - \int_a^{2''} p dv + p_2 v_{2''} - p_a v_a \quad (7.44)$$

$$\text{Nå er } p dv = p \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T dp + p \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dT \quad (7.45)$$

og da blir:

$$\int_a^{2''} p dv = \int_{p_a}^{p_2} p \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T dp + \int_{2''}^{2''} p_2 \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{p_2} dT$$

Integrasjonen langs isobaren p_2 fra $2''$ til 2:

$$i_2 - i_{2''} = \int_{T_a}^{T_2} c_{p_2} dT \quad (7.46)$$

For entalpidifferansen ($i_2 - i_1$) får vi da:

$$i_2 - i_1 = \int_{T_a}^{T_2} c_{p_2} dT - \int_{T_a}^{T_{2''}} p_2 \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{p_2} dT - \int_{p_a}^{p_2} \left[T_a \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p + p \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_{T_a} \right] dp + p_2 v_2 - p_a v_a \quad (7.47)$$

i det $v_{2''} = v_2$ med god tilnærmelse er innført.

Vurdering av leddet

$$I = \int_{T_a}^{T_{2''}} p_2 \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{p_2} dT$$

Trykket p_2 antas lik atmosfæretrykket, dvs. 10^5 [N/m²].

Nå er $\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p < 5 \cdot 10^{-7}$ [m³/(kg K)]; dvs. $p_2 \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \leq 5 \cdot 10^{-2}$ [J/(kg K)]

Videre er $c_{p_2} \approx 4 \cdot 10^3$ [J/(kg K)] og

$$T_{2''} - T_a = \frac{1}{c_{p_2}} \int_{p_a}^{p_2} T_a \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp \leq 1,25 \cdot 10^{-10} \cdot T_a (p_2 - p_a)$$

Av dette finnes:

$$I = \int_{T_a}^{T_{2''}} p_2 \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{p_2} dT \leq 5 \cdot 10^{-2} \cdot 1,25 \cdot 10^{-10} T_a (p_2 - p_a)$$

Nå er $i_{2''} - i_1 \approx 10^{-3} (p_2 - p_a)$.

Antas $T_a = 300$ K finnes

$$\frac{I}{i_{2''} - i_1} \leq \frac{6,25 \cdot 10^{-12} \cdot 300}{10^{-3}} \leq 2 \cdot 10^{-6},$$

og integralet I kan med god tilnærmelse sløyfes. Vi får da følgende entalpidifferanse:

$$i_2 - i_1 = \int_{T_a}^{T_2} c_{p_2} dT - \int_{p_a}^{p_2} \left[T_a \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p + p \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_{T_a} \right] dp + p_2 v_2 - p_a v_a \quad (7.48)$$

Den form ligningene for entalpidifferansene har, er lite egnet for direkte praktisk bruk. Men det er mulig å omforme uttrykkene slik at det blir en relativ enkelt regneoperasjon å bruke dem. Dette kan skje ved å innføre korreksjonskoeffisienter eller hjelpestørrelser for

$$\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T = f_1(p, T) \quad \text{og} \quad \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = f_2(p, T)$$

og det skal her vises hvordan dette har vært vanlig å gjøre.

Den isentropiske entalpidifferanse har vi valgt å uttrykke ved trykkene p_1 og p_2 og det spesifikke volum v_0 ved 0°C og atmosfæretrykk:

$$i_2 - i_1 = (p_2 - p_1)v_0(1 - \beta) = -\int_1^{2'} p dv + \int_1^{2'} d(pv) \quad (7.49)$$

hvor den innførte korreksjon $(1 - \beta)$ er dimensjonsløs og nær lik 1. På grunnlag av ligningene (7.41) og (7.49) finnes uttrykket for β

$$\beta = \frac{v_0 - v_1}{v_0} - \frac{p_2(v_2 - v_1)}{v_0(p_2 - p_1)} + \frac{1}{v_0(p_2 - p_1)} \int_{p_1}^{p_2} p \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T dp \quad (7.50)$$

På tilsvarende måte omformes den virkelige entalpidifferanse:

$$i_2 - i_1 = \int_{T_a}^{T_2} c_{p_2} dT + (p_2 - p_a)v_0(1 - \alpha) \quad (7.51)$$

hvor korreksjonskoeffisient α finnes av lign. (7.48) og (7.51)

$$\alpha = \frac{v_0 - v_a}{v_0} - \frac{p_2(v_2 - v_a)}{v_0(p_2 - p_a)} + \frac{1}{v_0(p_2 - p_a)} \int_{p_a}^{p_2} \left[T_a \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p + p \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_{T_a} \right] dp \quad (7.52)$$

Som det fremgår av lign. (7.50) representerer β vannets kompressibilitet og α ifølge lign. (7.52) både kompressibilitet og temperaturutvidelse. Begge koeffisienter finnes fremstilt i diagramform:

$$\beta = f_3(p, T) \quad \text{og} \quad \alpha = f_4(p, T)$$

Fig. 7.13 viser disse korreksjonskoeffisienter i grove trekk avhengig av trykket i meter vannsøyle (mVS) og temperaturen T i $^\circ \text{C}$. Referanse for bestemmelsen av α , β , og c_p er atmosfæretrykket.

Som nevnt tidligere, må det i uttrykkene for termodynamisk virkningsgrad tilføyes ledd for forskjeller i hastighetsenergi og stedsenergi før vi får de endelige uttrykk for termodynamiske virkningsgrader.

Termodynamiske virkningsgrader η_{th} .

Med referanse i fig. 7.14 får vi for en turbin:

$$\eta_{th} = \frac{P_m}{P_{th}} = \frac{(\rho Q)_1 E_m}{(\rho Q)_1 E} = \frac{E_m}{E} \quad (7.53)$$

$$\text{hvor } E_m = (p_{abs_1} - p_{abs_2})v_0(1 - \alpha) + \bar{c}_{p_2}(T_a - T_2) + \frac{1}{2}(c_a^2 - c_2^2) + \bar{g}(z_a - z_2) \quad (7.54)$$

$$E = (p_{abs_1} - p_{abs_2})v_0(1 - \beta) + \frac{1}{2}(c_1^2 - c_2^2) + \bar{g}(z_1 - z_2) \quad \text{og} \quad (7.55)$$

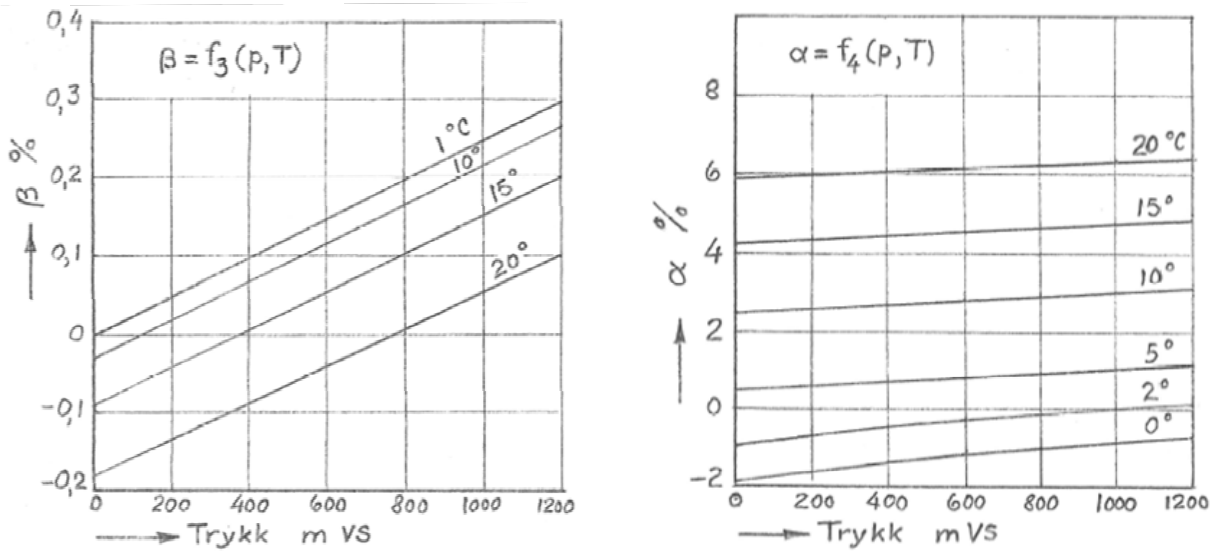
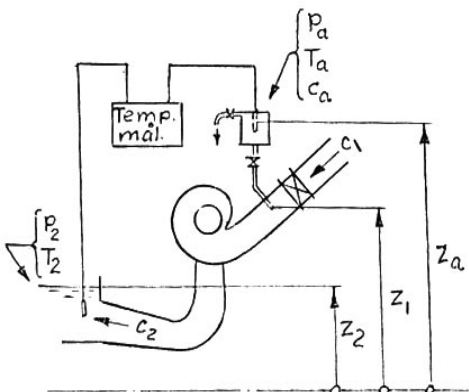


Fig. 7.13 Korreksjonskoeffisient β og korreksjonskoeffisient α som funksjon av trykk p og temperatur T

For en pumpe blir:

Turbin



Pumpe

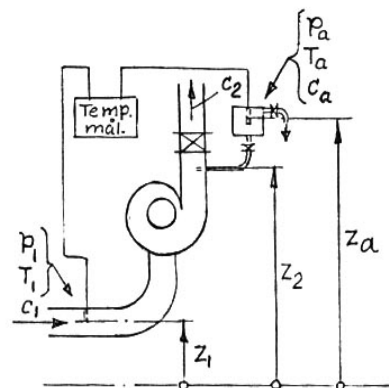


Fig. 7.14 En turbin og en sentrifugalpumpe oppstilt for måling av virkningsgrad ved hjelp av den termodynamiske metode

$$\eta_{th} = \frac{P_{th}}{P_m} = \frac{(\rho Q)_1 E}{(\rho Q)_1 E_m} = \frac{E}{E_m} \quad (7.56)$$

$$\text{hvor} \quad E = (p_{abs_2} - p_{abs_1}) v_0 (1 - \beta) + \frac{1}{2} (c_2^2 - c_1^2) + \bar{g}(z_2 - z_1) \quad \text{og} \quad (7.57)$$

$$E_m = (p_{abs_a} - p_{abs_1}) v_0 (1 - \alpha) + \bar{c}_{p_1} (T_a - T_1) + \frac{1}{2} (c_a^2 - c_1^2) + \bar{g}(z_a - z_1) \quad (7.58)$$

I disse uttrykkene regnes $\bar{c}_{p_2}$ = midlere verdi av c_p mellom T_a og T_2 ved trykk $p_{abs_2} \approx \text{atm. trykk}$ og tilsvarende $\bar{c}_{p_1}$ = midlere c_p mellom T_1 og T_a ved $p_{abs_1} \approx \text{atm. trykk}$.

I stedet for å bruke koeffisientene i følge ligningene (7.50) og (7.52) for henholdsvis β og α , kan vi benytte en såkalt isothermisk faktor a som igjen kan avledes av lign. (7.35). Leddet

$$\left(\frac{\partial s}{\partial p} \right)_T = - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = - \left(\frac{\partial(1/\rho)}{\partial T} \right)_p$$

og spesifikk varmekapasitet ved konstant trykk $c_p = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p$

Derfor kan entalpidifferensialet di i lign. (7.34) overføres til

$$di = c_p dT + \left[\frac{1}{\rho} - T \left(\frac{\partial(1/\rho)}{\partial T} \right)_p \right] dp$$

og den isothermiske faktor for vann blir da:

$$a = \frac{1}{\rho} - T \left(\frac{\partial(1/\rho)}{\partial T} \right)_p \quad (7.59)$$

Denne faktor a [m^3/kg] er tabellert i International Standard IEC 60041 ^[24] for vann avhengig av trykk og temperatur, og den varierer fra $a = 1,0184 \cdot 10^{-3}$ ved temperatur 0°C og absolutt trykk $p = 1 \text{ bar}$, til $a = 0,8790 \cdot 10^{-3}$ ved temperatur 40°C ved absolutt trykk $p = 151 \text{ bar}$.

Ved å bruke isothermfaktoren a med verdier fra tabeller i IEC 60041, blir uttrykket E_m for

$$\text{turbiner:} \quad E_m = \bar{a}(p_{abs_1} - p_{abs_2}) + \bar{c}_p (T_1 - T_2) + \frac{(c_1^2 - c_2^2)}{2} + \bar{g}(z_1 - z_2) \quad \text{og for} \quad (7.60)$$

$$\text{pumper:} \quad E_m = \bar{a}(p_{abs_2} - p_{abs_1}) + \bar{c}_p (T_2 - T_1) + \frac{(c_2^2 - c_1^2)}{2} + \bar{g}(z_2 - z_1) \quad (7.61)$$

Den oppnåelige spesifikke energi E for turbiner er gitt ved lign. (7.6) og for pumper ved lign. (7.18). De midlere verdier av a og c_p svarer til:

$$\frac{p_{abs_1} + p_{abs_2}}{2} \quad \text{og} \quad \frac{T_1 + T_2}{2}$$

I praksis blir målingene utført i andre posisjoner enn de som svarer til indeksene i ligningene ovenfor. Derfor må nye indekser innføres i ligningene svarende til de virkelige måleposisjoner i systemet. Eksempel på dette vil bli vist i måleoppstillingen for termodynamiske målinger på en Francisturbin i følgende avsnitt. Før dette gjøres, skal uttrykkene for hydraulisk virkningsgrad η_h , mekanisk virkningsgrad η_m og totalvirkningsgraden η klargjøres nærmere.

Før en turbin har vi:

Oppnåelig effekt $P_h = (\rho Q)_1 E \pm \Delta P_h$

Mekanisk effekt $P_m = (\rho Q)_1 E_m$

Hydraulisk virkningsgrad
$$\eta_h = \frac{P_m}{P_h} = \frac{(\rho Q)_1 E_m}{(\rho Q)_1 E \pm \Delta P_h} = \frac{\eta_{th}}{1 \pm \frac{\Delta P_h}{P_h}}$$

hvor ΔP_h er hydraulisk effektkorreksjon som evalueres etter analyser i samsvar med lokale betingelser som for eksempel avtapning av spaltvann.

Fortegnet for ΔP_h blir pluss når en massestrøm ρq tappes ut mellom målested 1 ved innløp og målested 2 ved utløp av turbinen, og minus når massestrømmen tilføres mellom disse målestedene. Massestrømmen ρq representerer for eksempel spaltvannet Q_{sp} [m³/s] som tappes ut fra turbinen. I dette tilfelle blir:

$$\Delta P_h = \rho Q_{sp} [E_m + \bar{c}_{p_2} \Delta t_{\text{friksj.}}]$$

hvor $\bar{c}_{p_2} \Delta t_{\text{friksj.}}$ er det spesifikke energitapet på grunn av oppvarmingen av spaltvannet fra

kransfriksjonen, dvs. $\Delta t_{\text{friksj.}} = (T_{sp} - T_2)$

Hydraulisk virkningsgrad blir da:

$$\eta_h = \frac{E_m}{E + \rho Q_{sp} [E_m + \bar{c}_{p_2} \Delta t_{\text{friksj.}}]} = \frac{\eta_{th}}{1 + \frac{\rho Q_{sp}}{P_h} [E_m + \bar{c}_{p_2} \Delta t_{\text{friksj.}}]} \quad (7.61)$$

Mekaniske tap i styrelagre, aksiallagre, akseltetninger, gear etc. representeres i den mekaniske

virkningsgrad for turbinen:
$$\eta_m = \frac{P}{P_m} \quad (7.62)$$

Turbinens totalvirkningsgrad:
$$\eta = \frac{P}{P_h} = \frac{P_m}{P_h} \cdot \frac{P}{P_m} = \eta_h \cdot \eta_m \quad (7.63)$$

Før en pumpe har vi:

Avgitt pumpeeffekt $P_h = (\rho Q)_2 E \pm \Delta P_h$

Tilført motoreffekt $P_m = (\rho Q)_2 E_m$

Hydraulisk virkningsgrad
$$\eta_h = \frac{(\rho Q)_2 E \pm \Delta P_h}{(\rho Q)_2 E_m} = \eta_{th} (1 \pm \frac{\Delta P_h}{P_h})$$

Fortegnet for ΔP_h blir pluss når en massestrøm ρQ tappes ut mellom målested 1 ved innløp og målested 2 ved utløp fra pumpen, og minus når en massestrøm tilføres mellom disse målestedene.

De mekaniske tapene i lagre, akseltetninger etc. bestemmer den mekaniske virkningsgrad:

$$\eta_m = \frac{P_m}{P}$$

Pumpens totale virkningsgrad:
$$\eta = \frac{P_h}{P_m} \cdot \frac{P_m}{P} = \eta_h \cdot \eta_m$$

7.4.2 Måleutstyr

Måleutstyret for termodynamiske virkningsgradsmålinger av en hydromaskin består av:

- elementer for temperaturmåling
- apparatur for avtapning av vann fra trykkrørledning
- manometer for presisjonsmåling av vanntrykk.

Som nevnt tidligere, kan de temperaturdifferanser som er aktuelle å måle, være nede i 0,02 °C.

Ved så små differanser kan ikke kvikksølvtermometre – ikke en gang de mest følsomme – gi tilfredsstillende nøyaktig temperaturbestemmelse.

Måleteknikken på dette området er derfor basert på vesentlig mer temperaturfølsomt utstyr. Det som har vist seg godt i praksis, er elektriske motstandstermometre av platinatråd innstøpt i pyrexglass.

Motstandstermometrene blir koblet inn i en Wheatstones bro som skjematisk vist på fig. 7.15 hvor termometrene er kalt S_1 og S_2 og hvor R_1 og R_2 er faste motstander. Vanlig verdi for motstandstermometrene er rundt regnet 100Ω. I løpet

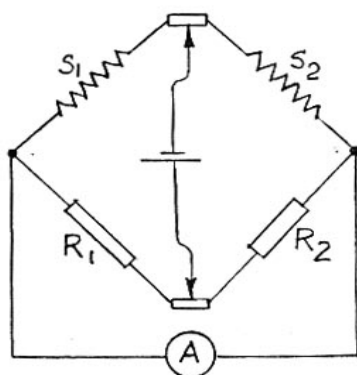


Fig. 7.15 Temperaturløpere S_1 og S_2 koblet i Wheatstones bro

av den tiden målemetoden har vært i bruk, er det etter hvert blitt flere slags apparatutførelser for avtapning og forskjellige muligheter for temperaturmålinger. Her skal vi imidlertid nøye oss med å se på et skjematisert eksempel fra utviklingsarbeider på området ved Vannkraftlaboratoriet, NTNU.

Fig. 7.16 viser prinsippskjema både for måleutstyret og dets tilslutning til en vannturbin. I den elektriske del finner vi de to motstandstermometrene S_1 og S_2 oppkoblet i bro på samme

måten som vist i fig. 7.15. Motstandstermometer S_1 er plassert i et sentralt kobberør i avtapningssonden på turbinens tilløpsside og S_2 i undervannet. Avtapningssonden er montert på turbinrøret like ved turbininnløpet. Inntaksåpningen på sonden står rettet mot vannstrømmen i en posisjon ca $1/8$ av rørdiameter D fra rørvæggen. Avtapningsvannet passerer først en dyse (utskiftbar) før det fordeler seg til to ringkammere omkring lommen for temperaturføleren. Den videre vannstrøm går ut gjennom en stuss med to valgbare utløp. Det ene av løpene går gjennom regulerings- og avstengningsventil R og det andre løpet går gjennom reguleringsventil R_k til kalorimeteret K før utløp i atmosfæren.

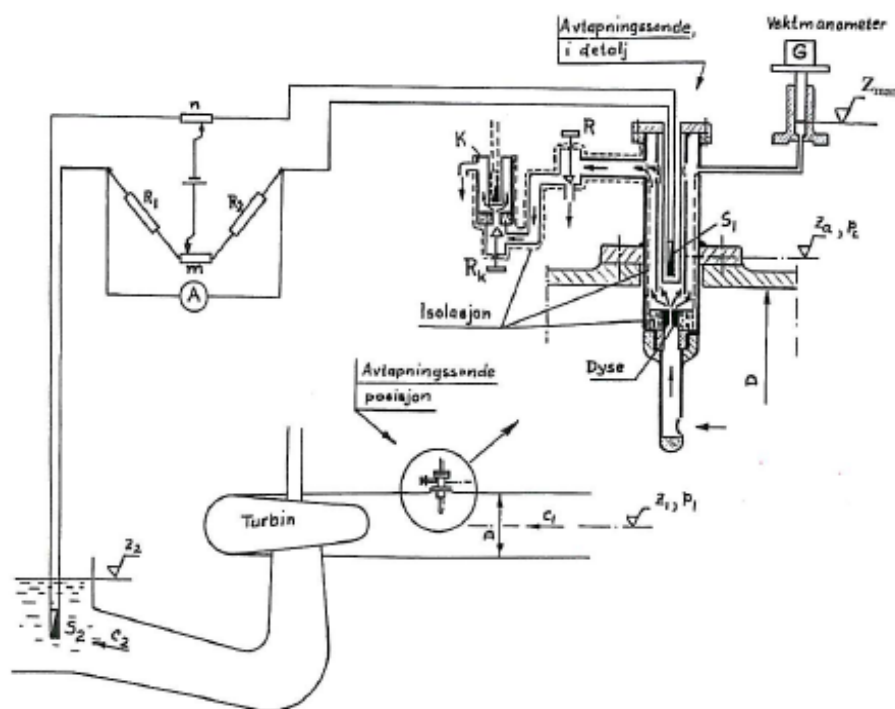


Fig. 7.16 Eksempel på virkningsgradsmålinger av en Francis-turbin ved anvendelse av den termodynamiske metode

Partiet omkring dysen, innervæggen av sondens ytterør samt avtapningsstussen med reguleringsventiler og kalorimeter, er bekledd med varmeisolerende materiale. Denne isolasjon og fordeling av vannstrømmen gjennom to ringkammere i sonden gir fullkommen sikring mot varmeutveksling mellom omgivelsene og vannet som omspyler temperaturfølerlommen. Målinger har vist at varmeutvekslingen mellom omgivelsene og den videre strøm ut gjennom kalorimeteret også er neglisjerbar ved tappinger på $0,1 - 0,2$ l/s som brukes i praksis. Denne sondekonstruksjon har derfor gjort det mulig å måle korrekte temperaturer både for partielle og full nedstrupning av vanntrykket. Ved partiell strupning

måles altså med motstandstermometret plassert i lommen på sonden, og ved full nedstrupning i kalorimetert K. Nedstrupningstrykket reguleres ved å variere tappingen med reguleringsventilene R og R_k .

I tillegg til det som skissen fig. 7.16 viser, skal nevnes at avtapningssonden er blitt ytterligere forbedret med hensyn til tappingen. Sondeinsatsen og dysepartiet er omkonstruert slik at vi ved et utvendig håndtak kan vri hele innsatsen sammen med en sylindrisk fordelingsleide og derved velge forskjellige dyseåpninger.

Foruten temperaturer måles også trykk. Fig. 7.16 viser avgrensningen av et trykkuttak fra sonden, og trykket måles med vektmanometer. Når ventilene R og R_k er stengt, måles altså totaltrykket. Og når tapping foregår, måles et nedstrupningstrykk avhengig av dyseåpningen og tappingen.

Gjennomløpstverrsnittene i sonden er så rikelige at hastighetsenergien $c_a^2/2$ i ligningene (7.53) og (7.56) med god tilnærmelse kan settes ca. $c_a^2/2 = 0$ ved alle aktuelle tappinger. Ved målinger på turbinanlegg foregår temperaturmålingen i utløpskanalen som vist på fig. 7.16. Også der er hastighetsenergien så liten at vi generelt kan regne $c_2^2/2 = 0$. Uttrykket i henhold til ligningene (7.53) til (7.55) blir termodynamisk virkningsgrad da for en turbin:

$$\eta_{th} = \frac{(p_{abs_a} - p_{abs_2})v_0(1 - \alpha) + \bar{c}_{p_2}(T_a - T_2) + \bar{g}(z_a - z_2)}{(p_{abs_1} - p_{abs_2})v_0(1 - \beta) + \bar{g}(z_1 - z_2)} \quad (7.62)$$

7.4.3 Målemetoder

Som ligningene (7.54) og (7.58) og det omtalte måleutstyr viser, har vi mulighet til å

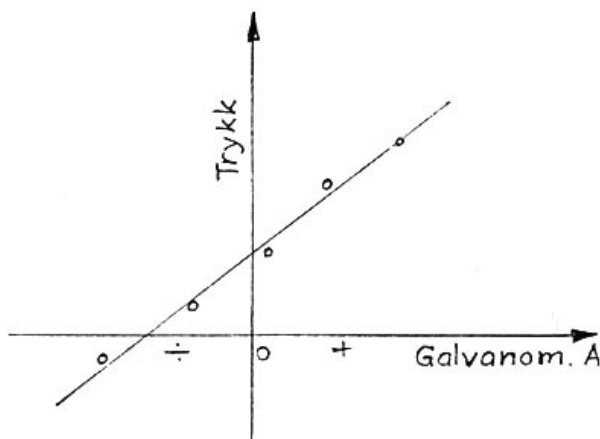


Fig. 7.17 Nedstrupet trykk og tilsvarende galvanometerutslag A

gjennomføre virkningsgradsmåling av hydromaskiner på forskjellige måter. Dette skal ikke behandles detaljert her, men en angivelse blir gitt av vanlige fremgangsmåter.

I turbiner faller vannets entalpi fra innløp til avløp. Det er da enkelt å innrette målingene slik at vi kan oppnå $T_a = T_2$ ved en tilsvarende partiell nedstrupning i

avtapningssonden. Dette indikeres ved null utslag på galvanometeret A i brokoblingen fig. 7.15 og fig 7.16. Uttrykket for termodynamisk virkningsgrad blir da (når vi fortsatt anser $c_a \approx 0$ og $c_2 \approx 0$)

$$\eta_{th} = \frac{(p_{abs_a} - p_{abs_2})v_0(1 - \alpha) + \bar{g}(z_a - z_2)}{(p_{abs_1} - p_{abs_2})v_0 + \bar{g}(z_1 - z_2)}$$

For å finne den mest korrekte verdi av $(p_{abs_a} - p_{abs_2})v_0$ for $T_a = T_2$ gjennomføres målingene slik at vi foretar nedstrupning trinnvis og leser av galvanom. A og trykket for hvert trinn. Verdiene settes opp i et diagram som vist på fig. 7.17, og en rett linje trekkes gjennom punktrekken. Skjæringspunktet mellom denne linje og ordinaten for galvanometerutslag A = 0 gir den søkte verdi av trykket.

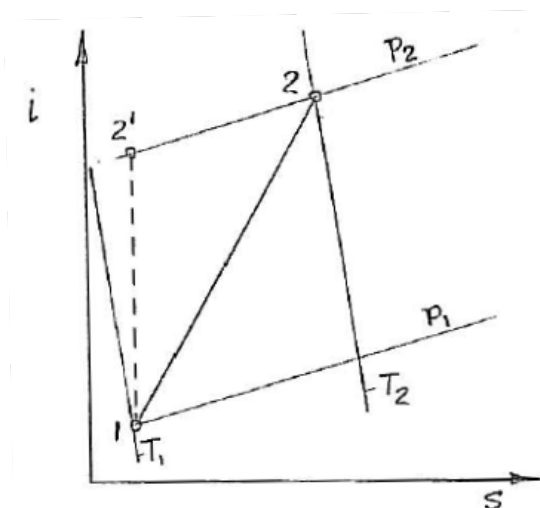


Fig. 7.18 Entalpi – entropi – diagram for en pumpeprosess ved måling av temperatur og trykk uten struping tappevannstrømmen

Metoden med partiell nedstruping for å oppnå null temperaturdifferanse mellom målestedene, kan anvendes bare på turbiner. Ved pumpeprøver må vi derfor måle etter andre prinsipper. Hvis sondekonstruksjonen gir mulighet for direkte måling av T_2 – dvs. null nedstrupning i tappevanntrykket foran temperaturføleren – kan vi altså finne virkningsgraden ved direkte måling av T_1 , T_2 og trykkene p_{abs1} og p_{abs2} . Forutsettes igjen $c_2 \sim c_1 \sim c_a$ får vi samsvar med angivelsene på fig. 7.18 følgende uttrykk

for pumpevirkningsgraden:

$$\eta_{th} = \frac{(p_{abs_2} - p_{abs_1})v_0(1 - \beta) + \bar{g}(z_2 - z_1)}{\bar{c}_{p1}(T_2 - T_1) + (p_{abs_2} - p_{abs_1})v_0(1 - \alpha) + \bar{g}(z_2 - z_1)}$$

Er direkte måling av T_2 ikke mulig, kan vi strupe ned trykket p_2 til et lavere trykk p_a som vist på fig. 7.19 og vi får da

$$\eta_{th} = \frac{(p_{abs_2} - p_{abs_1})v_0(1 - \beta) + \bar{g}(z_2 - z_1)}{\bar{c}_{p1}(T_a - T_1) + (p_{abs_a} - p_{abs_1})v_0(1 - \alpha) + \bar{g}(z_a - z_1)}$$

Ved nedstrupning til atmosfæretrykket ^[4], har vi også mulighet for å bestemme pumpens termodynamiske virkningsgrad ved bare å gjøre temperaturmålinger. Den isentropiske entalpiøkning: $i_2 - i_1 = (p_{abs_2} - p_{abs_1}) v_0 (1 - \beta)$.

Den virkelige entalpiøkning, jfr. fig. 7.19

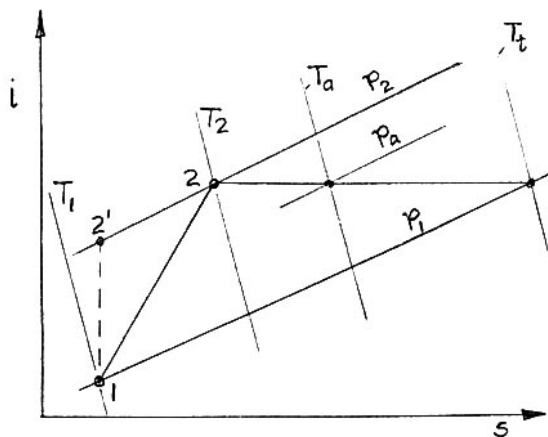


Fig. 7.19 Entalpi-entropi-diagram for en pumpeprosess ved måling av trykk p_1 , temperatur T_1 og T_a ved strupning av tappevannstrykket fra p_2 til p_a

$$i_2 - i_1 = \bar{c}_{p1} (T_t - T_1) = (p_{abs_2} - p_{abs_1}) v_0 (1 - \alpha) + \int_{T_1}^{T_2} c_{p1} dT.$$

Av dette får vi:

$$(p_{abs_2} - p_{abs_1}) v_0 = \frac{\bar{c}_{p1} (T_t - T_2)}{1 - \alpha} \quad \text{og uttrykket for pumpens termodynamiske}$$

virkningsgrad blir da:

$$\eta_{th} = \frac{i_2 - i_1 + \bar{g}(z_2 - z_1)}{i_2 - i_1 + \bar{g}(z_a - z_1)} = \frac{\bar{c}_{p1} (T_t - T_2) \cdot \frac{1 - \beta}{1 - \alpha} + \bar{g}(z_2 - z_1)}{\bar{c}_{p1} (T_t - T_1) + \bar{g}(z_a - z_1)}$$

Ved termodynamiske målinger er det viktig å holde kontroll med at "fremmed" vann (for eksempel kjølevann fra generator og andre kilder) ikke kommer inn i turbinvannføringen mellom målestedene. Dette kan virke meget forstyrrende eller være helt ødeleggende for temperaturmålingene. Feilområdet av virkningsgradsbestemmelser etter den termodynamiske metoden anses godt innenfor $\pm 1,5\%$ for fallhøyder over 150m.

8 MODELLPRØVER

Vannturbiner i kraftverk og sentrifugalpumper i pumpekraftverk kan ikke gjennomprøves funksjonsmessig direkte i et laboratorium på tilsvarende måte som store maskiner av andre kategorier, for eksempel dampturbiner. Ofte er det vanskelig og kostbart å få gjort omfattende prøver av disse maskiner også på anleggene. Derfor har en avansert modellteknikk kommet i bruk på dette området. Betraktningene her vil bli avgrenset til modellprøver av turbiner, men det skal nevnes at en helt analog modellteknikk benyttes også for større sentrifugalpumper.

Ved å gjennomføre målingene med den nødvendige omhu kan karakteristikkene for en modellturbine bestemmes nøyaktigere enn for en storturbine. Eksempelvis kan virkningsgraden for en modellturbine bestemmes med en maksimal feil $\pm 0,5 \%$ mens det for en storturbine kan være vanskelig å måle den nøyaktigere enn $\pm 2,0\%$. Av disse grunner har det vært en stigende interesse for modellprøver for å:

- sammenligne forskjellige maskiner innbyrdes,
- avlevere større turbiner på modellbasis i det virkningsgraden av storturbiner beregnes ved bruk av oppvurderingsformler på grunnlag av modellforsøk.

Utgangspunktet ved bruk av modeller er at det mellom modell og prototyp eksisterer bestemte lover. For at disse lover skal gjelde, må modellen og prototypen være geometrisk likedannet i alle viktige dimensjoner. Dessuten må modellen være tilstrekkelig stor for å få like hydrauliske forhold i modell og prototyp. Likevel er det en sannhet med modifikasjoner at vi får disse forutsetninger tilfredsstillende samtidig. Det er nemlig ikke mulig å oppfylle betingelsene fullstendig for geometrisk og hydraulisk likedannethet på en gang. Skalaforholdene utøver derfor en virkning som i omfang utgjør hovedandelen i oppvurderingen av resultatene fra modellen til prototypen. Denne skalaeffekten er det vanskelig å beregne nøyaktig på grunn av for lite eksakt viten om den egentlige natur. Dette har derfor i høy grad bidratt til å gjøre usikkerheten av oppvurderingen noe diffus. Men etter hvert er det blitt bygget så mange like maskiner som det foreligger nøyaktig modell- og avleveringsprøver for, at vi likevel etterhånden har fått et pålitelig erfaringsmateriale å bygge oppvurderingsformlene på.

Utviklingen har også ført til at det er blitt utarbeidet internasjonale måleregler for modellprøver av vannturbiner. Disse regler finnes i IEC RECOMMENDATION Publication 60193. Fra disse regler skal det redegjøres nærmere i det følgende om krav til modellstørrelse

og formler for den foran nevnte oppvurderingen. Men først blir selve modellprøvene behandlet.

8.1 Modellturbinprøver

Vi skal her se på forsøksmetodikken som anvendes for å kartlegge virkningsgraden for en turbin i alle mulige driftstilstander. I prøvene som danner grunnlaget for denne kartlegging, er det minst to fri variable størrelser, og i tilfelle det er to, vil disse være omløpstallet og pådragsstillingen. Disse to størrelser alene er de vanlige fri variable i prøver av turbiner med fast orientering av skovlene i løpehjulet slik som i Pelton-, Francis- og enkelte propellerturbiner. I Kaplan-turbiner derimot, hvor løpeskovlene er dreibare, får vi dreiningsvinkelen for løpeskovlene i tillegg som en tredje fri variabel.

Et program for virkningsgradsprøver av modellturbiner baseres således på trinnvis variasjon av løpeskovlvinkelen. Fremgangsmåten ved gjennomføringen av prøveprogrammet er som regel den at pådraget først innstilles på en fast verdi og virkningsgradsmålinger utføres for trinnvis valgte omløpstall mellom fastbremsing og rusing. Etter en slik serie målinger innstilles en ny verdi av pådraget, og virkningsgradsmålinger gjennomføres på nytt for trinnvis valgte omløpstall mellom de samme grenser. Ved avsluttet måleprogram for en modellturbin med fast løpeskovlorientering, har vi således samme antall måleserier som trinn i pådragsstillingen. Vi kan kalle dette et målesett, og for å betrakte prøver ved Kaplan-modeller, representerer et slikt målesett en bestemt løpeskovlstilling. For denne modelltype må det derfor gjennomføres like mange målesett som det valgte antall løpeskovlstillinger for prøvene.

8.2 Behandling av måledata. Virkningsdiagram ^[26]

De måledata som foreligger etter virkningsgradprøvene av en modellturbin, må bearbeides i flere trinn før vi oppnår det resultat vi ønsker. Først beregnes virkningsgraden i de respektive forsøkspunkter direkte av målte verdier for volumstrøm, effektiv fallhøyde og avgitt akseleffekt. Deretter settes som mål å finne den driftstilstand hvor turbinen har sin maksimale virkningsgrad. For å oppnå det, må vi på grunnlag av målingene sette opp i diagram virkningsgraden og volumstrømmen i avhengighet av omløpstallet og pådragsstillingen. Dette kan vanligvis ikke gjøres for måleverdiene direkte, fordi også fallhøyden varierer fra ett målepunkt til et annet. Forutsatt hydraulisk ensartet drift ved et bestemt pådrag, vet vi at både omløpstallet og volumstrømmen er avhengig av fallhøyden. Vi må derfor regne om

måleverdiene for disse størrelser til en konstant fallhøyde før de nevnte diagrammer kan settes opp. Denne omregning skjer altså etter de lover vi tidligere har sett for hydraulisk ensartede driftstilstander for en turbin under forskjellige fallhøyder.

I den videre behandling tenker vi oss nå at omløpstall og volumstrøm er omregnet til samme fallhøyde, og vi skal se på den diagrammessige fremstilling av målingene. Som eksempel betrakter vi fig. 8.1 ^[26] hvor vi i det øverste diagram har virkningsgraden η langs ordinataksen og

Fig. 8.1 Eksempel på fremstilling av virkningsdiagram for en turbin på basis av modellprøver

omløpstallet n langs abscisseaksen. De målte verdier for virkningsgraden settes av som punkter i dette diagram, og en glatt kurve tegnes gjennom hver serie punkter som hører til samme pådragsstilling angitt med κ . For ikke å komplisere fremstillingen, er dette vist for bare fire κ -verdier angitt med indekser 1-4. På tilsvarende måte som for virkningsgraden η er det i nederste diagram tegnet kurver for volumstrømmen Q ved de fire stillinger av pådraget og med omløpstallet n langs abscisseaksen.

Etter opptegningen av kurven over måleverdiene kan vi i η - n-diagrammet merke av maksimumspunktet på hver av kurvene og forbinde disse punkter med hverandre som vist ved den stiplede kurve. Likeledes kan vi på κ - kurvene i Q-n-diagrammet avmerke de koordinatpunkter som svarer til toppunktene for de respektive η - kurver. Disse punkter i Q-n-diagrammet er også vist forbundet med hverandre gjennom stippet kurve.

Nå er den videre oppgave å finne hvor turbinen har sin maksimale virkningsgrad. Hvordan dette kan gjøres, er vist i sideprojeksjonen til Q-n-diagrammet. Der er med Q-aksen som basis de funne toppverdier på de 4 viste virkningsgradskurver satt opp for de tilhørende verdier av Q. På grunnlag av disse verdier er den glatte η -kurve tegnet, og i toppunktet på denne har vi altså $\eta = \eta_{\text{maks}}$. Turbinens volumstrøm og omløpstall i beste driftstilstand finnes nå ved å projisere η -punktet parallelt med n-aksen inn på den stiplede kurve i Q-n-diagrammet.

Koordinatene for dette punkt er betegnet henholdsvis $Q = Q^*$ og $n = n^*$

Som neste skritt kan vi i Q-n-diagrammet tegne inn kurver for $\eta = \text{konst}$. I η - diagrammet trekkes først parallelt med abscisseaksen for et utvalg av η - verdier, på fig. 8.1 betegnet med indekser 1-4. Fra skjæringspunktene mellom disse paralleller og η - kurvene trekker vi paralleller med ordinataksen til skjæring med κ - kurvene i det nedre diagram og merker av skjæringspunktene for samsvarende κ - verdier i de to diagrammer. Etter dette kan vi nå forbinde alle punkter med like η - verdier i Q-n-diagrammet gjennom glatt optrukne kurver. Vi er dermed kommet fram til et kotekart av virkningsgrader i Q-n-diagrammet, og dette representerer et eksempel på et såkalt virkningsdiagram. Som vi skal se senere, blir det i praksis gjennomført prøver for mange flere pådrag enn i det viste eksempel, som i dette henseende er noe forenklet, slik at vi lettere kan se gangen i fremstillingen av diagrammet.

Ved å utarbeide virkningsdiagram for en turbin slik som vist, har vi oppnådd å samle opplysningene om turbinens virkningsgrad for alle mulige driftstilstander i ett eneste diagram. Vi er således ved målet for arbeidet med prøvedataene for en enkelt turbin.

Men nå kan vi også utnytte de lovmessigheter som gjelder for geometrisk likedannede turbiner. Vi vet at dersom vi overfører volumstrøm og omløpstall til reduserte verdier, nemlig

$$\frac{Q}{\sqrt{2gH}} \text{ og } \frac{n}{\sqrt{2gH}},$$

vil det virkningsdiagram vi har fremstilt, også gjelde for alle turbiner geometrisk likedannet med prøveturbinen. Dette er et meget viktig resultat, fordi vi videre kan regne om skalaene for

koordinataksene i virkningsdiagrammet til å gjelde for den likedannede enhetsturbinen.

Dermed blir også skalaene dimensjonsløse. Vi skal se nærmere på dette ved regning.

Foran har vi funnet verdiene for omløpstallet n og volumstrømmen Q i beste driftstilstand for prøveturbinen. Av dette kan vi finne:

$$\text{Turbinens kapasitet:} \quad \underline{Q} = \frac{\omega^* Q}{\sqrt{2gH}} \quad [\text{m}^3/\text{s}]$$

$$\text{Redusert vinkelhastighet:} \quad \underline{\omega} = \frac{\pi n}{\sqrt{2gH}} \quad [\text{s}^{-1}]$$

$$\text{Fartstall:} \quad \underline{\Omega} = \underline{\omega} \sqrt{\underline{Q}}$$

hvor $\underline{\Omega}$ er den reduserte vinkelhastighet for den geometriske likedannede enhetsturbin i beste driftstilstand. Betrakter vi videre en vilkårlig driftstilstand for prøveturbinen og dividerer den reduserte volumstrøm $\underline{Q}$ med kapasiteten $\underline{Q}^*$, får vi:

$$\underline{Q}_E = \frac{\underline{Q}}{\underline{Q}^*}$$

som er enhetsturbinens reduserte volumstrøm i samme driftstilstand. I virkningsdiagrammet

kan vi nå i stedet for Q innføre skala for $\frac{Q}{Q^*}$ langs ordinataksen. Langs abscisseaksen skulle vi

på tilsvarende måte ha innført skala for enhetsturbinens vinkelhastighet, men i stedet for denne, er det mer hensiktsmessig å innføre forholdet mellom enhetsturbinens reduserte vinkelhastighet og fartstallet, nemlig

$$\frac{\underline{\Omega} \sqrt{\underline{Q}_E}}{\underline{\Omega}^* \cdot 1} = \frac{\underline{\omega} \sqrt{\underline{Q}}}{\underline{\omega}^* \sqrt{\underline{Q}^*}}, \text{ dvs. } \frac{\underline{\Omega}}{\underline{\Omega}^*} = \frac{\underline{\omega}}{\underline{\omega}^*}$$

Dermed har vi fått en fremstilling av virkningsdiagrammet som altså gjelder for alle turbiner geometrisk likedannet med den enhetsturbin dette er satt opp for. Når det gjelder virkningsgradskotene i diagrammet, har de av grunner nevnt i innledningen, noe høyere verdi for store enn for små turbiner, mens formen av kotekartet derimot vil være meget nær den samme.

For å gjøre diagrammet enda mer generelt, er det derfor naturlig å innføre forholdstall også for virkningsgradskotene, i det vi dividerer verdiene av η - kurven med verdiene for η_{maks} , og

får altså isteden $\frac{\eta}{\eta_{\text{maks}}}$ - kurver. Eksempler på virkningsdiagrammer fremstilt på denne måte

ser vi på fig.8.2.

Fig. 8.2 Eksempel på virkningsdiagrammer for vannturbiner

Fremstillingen av virkningsdiagrammet for Kaplan-turbinen slik som i fig. 8.2 ^[26], skal kommenteres litt nærmere. Diagrammet er naturligvis basert på at løpeskovlstillingen blir regulert automatisk i forhold til ledeskovlstillingen. Og dette vil være innrettet slik at turbinen arbeider med optimal virkningsgrad under alle driftsforhold.

Vi skal da videre se på gangen i bearbeidelsen av målesettene for å komme frem til et slikt diagram. For ikke å komplisere fremstillingen unødig, betraktes bare tre målesett, dvs. for løpeskovlstillingene φ_1 , φ_2 og φ_3 og tre ledeskovlstillinger a_1 , a_2 og a_3 i hvert målesett. I fig. 8.3 er disse målesettene fremstilt i diagrammene merket henholdsvis $\boxed{\varphi_1}$, $\boxed{\varphi_2}$ og $\boxed{\varphi_3}$.

Volumstrømmen Q og virkningsgraden η er opptegnet avhengig av omløpstallet n med stiplede kurver og merket med romertallene I, II og III for de nevnte ledeskovlstillingene. På grunnlag av disse virkningskurvene er tegnet en omhyllingskurve som altså representerer den

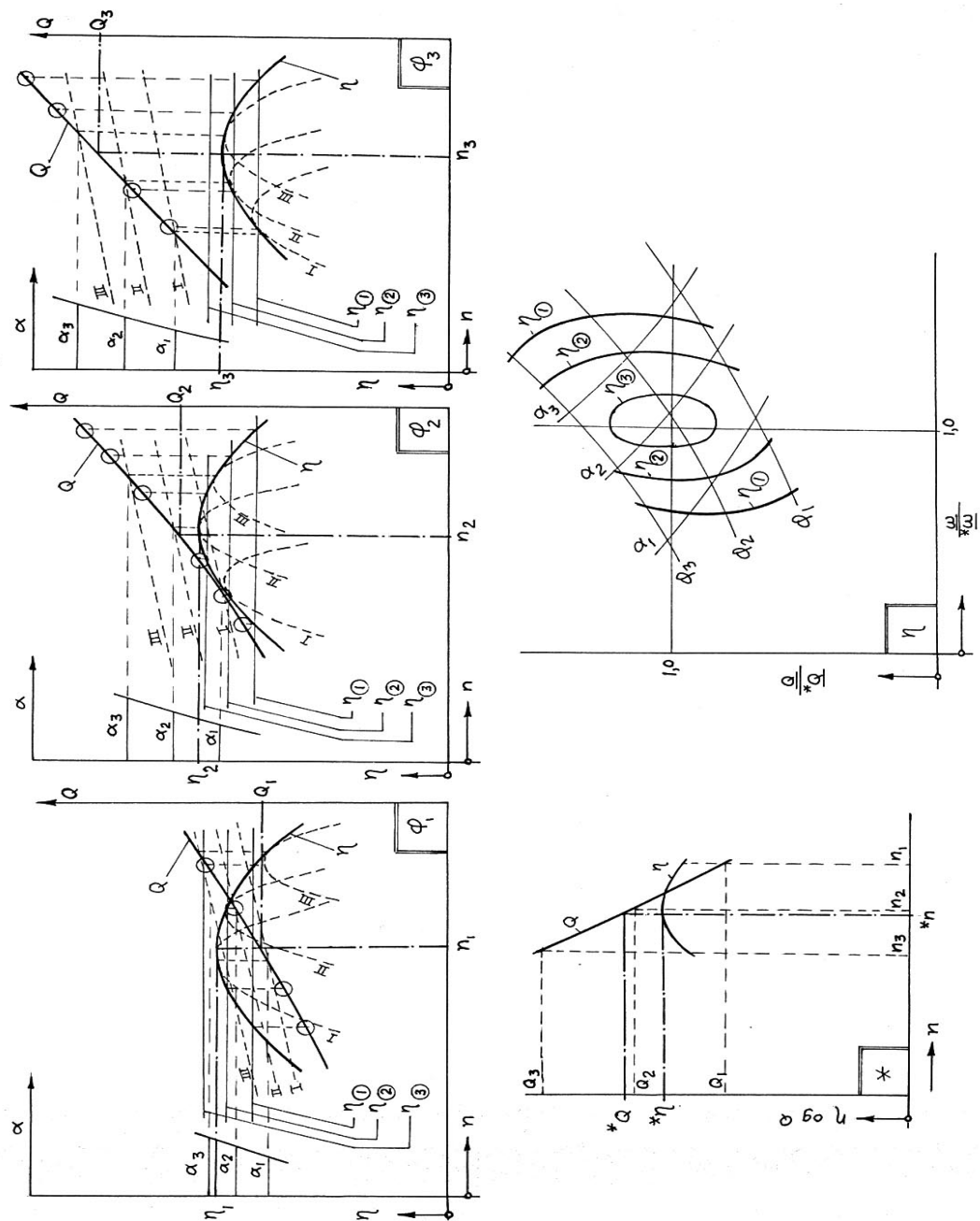


Fig. 8.3 Eksempel på fremstilling av virkningsdiagram for en Kaplanturbin på basis av målinger

resulterende optimale virkningsgradskurve for hvert enkelt målesett. Denne kurve er heltrukket og betegnet η i hvert av målesettene. Videre er abscissen til tangeringspunktene på den omhyllende η - kurve projisert inn på volumstrømskurven for de enkelte α -verdier. Gjennom disse projeksjonspunkter på volumstrømskurven er tegnet en heltrukket kurve som er betegnet Q . Dette er gjort likt for hvert av målesettene. Omløpstall og volumstrøm svarende

til toppunktet på den omhyllende η - kurve, er avmerket som vist med strekpunkterte linjer i diagrammene. Til venstre i diagrammene for målesettene er inntegnet en kurve for ledeskovlvinkelen α . Denne kurve svarer altså til den heltrukne Q-kurven.

For å finne hvor turbinen har sitt beste driftspunkt, er verdiene av Q og η svarende til η_{maks} for hvert målesett avsatt i et nytt diagram avhengig av de tilhørende omløpstall. Dette er vist i diagrammet merket $\square$ (n-aksen har ikke 0-punkt i origo). Maksimumspunktet på η - kurven i dette diagram representerer turbinens beste driftspunkt og de tilsvarende verdier av volumstrøm og omløpstall er betegnet henholdsvis $*Q$ og $*n$.

Etter dette er alt klart til opptegningen av selve virkningsdiagrammet. Volumstrøm og omløpstall er omregnet til forholdstall på vanlig måte og deretter tegnet opp med

koordinataksene $\frac{Q}{*Q} = f\left(\frac{\omega}{*\omega}\right)$ som vist i diagrammet merket $\square$. Fra $\square$ - diagrammene, er

først de heltrukne Q-kurvene overført til virkningsdiagrammet, dvs. kurvene merket henholdsvis φ_1 , φ_2 og φ_3 . På disse kurvene er de ledeskovlvinkler vi har betraktet, a_1 , a_2 og a_3 , avmerket og kurver for $\alpha = \text{konst.}$ trukket opp som vist. Neste trinn i opptegningen av virkningsdiagrammet er opptegningen av virkningsgradskoter. Fremgangsmåten for dette er også antydnet i figuren. I diagrammene for $\square = \text{konst.}$ er innlagt virkningsgradskotene $\eta_{(1)}$, $\eta_{(2)}$ og $\eta_{(3)}$. For skjæringspunktene mellom disse koter og de omhyllende η - kurver er avmerket (ved små sirkler) de tilsvarende Q-verdier på de heltrukne Q-kurver. Disse punkter er deretter overført til virkningsdiagrammet og de tilsvarende kotene inntegnet.

8.3 Krav til modellstørrelse og flateruhet ^[23]

Et viktig spørsmål i modellprøvingen er hvilken minimal størrelse en modell kan ha når det fremdeles kreves pålitelige måleresultater for senere vurdering av den tilsvarende storturbin. I alminnelighet vil dette avhenge av Reynolds tall ved forsøkene og ruheten av de flater som berøres av vannstrømmen. Men forutsatt at modellene er fremstilt med hydraulisk glatte overflater, er det hovedsakelig Reynolds tall som danner kriteriet for dimensjoneringen av modellene. Og det foreligger omfattende forsøk som bekrefter dette.

I praksis betyr dette at vi må sette en nedre grense for Reynolds tall i modellforsøkene hvis måleresultatene skal nyttes til oppvurdering med tilfredsstillende sikkerhet. Før det angis noen slike grenser, kan det være nyttig å se litt nærmere på innflytelsen av Reynolds tall.

Som kjent avhenger utbredelsen av den laminære og turbulente strømning over løpehjulsskovlene i turbomaskiner blant annet av Reynolds tall. For vingeprofilskovler virker dette forhold inn ikke bare på grensesjiktet, men også på strømretningen i utløpet fra løpehjulet samt stabilitetsforholdene. Forsøk har vist at det opptrer en entydig kritisk verdi av Reynolds tall $R_{e \text{ krit.}}$ der strømningen på de to sidene av denne verdi er fullstendig forskjellig. En sannsynlig forklaring på dette er laminært grensesjikt under og turbulent over $R_{e \text{ krit.}}$. Forsøkene viser videre at overgangen fra turbulent til laminært grensesjikt også fører til en rask reduksjon av virkningsgraden og en tilsvarende rask endring av utstrømsvinkelen ved avtagende Reynolds tall. Dette kan også virke inn på kavitasjonsforholdene etter løpehjulet.

Sammenligninger av forskjellige kilder som bekrefter disse forhold viser imidlertid noe avvikende verdier for $R_{e \text{ krit.}}$. Likevel er det på grunnlag av undersøkelsene blitt fastlagt minsteverdier for R_e som anses sikre. Tilsvarende undersøkelser er gjort for Francis- og Pelton-turbiner. I IEC-Publication 60193 er satt opp de $R_{e \text{ min.}}$ - verdier som er vedtatt i de internasjonale måleregler. Disse verdier er referert i tabellen nedenfor.

Type	Kaplan/Propeller	Francis	Pelton
$R_{e \text{ min}}$	$2 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^6$	$3,5 \cdot 10^6$
	Hvor $R_e = D_s \frac{\sqrt{2gH}}{\nu}$		$R_e = B \frac{\sqrt{2gH}}{\nu}$
$D_{s \text{ min}}$	250mm	250mm	B_{min} 80mm (skovlbredde)
H_{min}	1 m	2 m	H_{min} 40 m

Foruten nedre grenser for modellstørrelsen, er det i disse måleregler også satt opp følgende krav til geometrisk likedannethet. Hvis ikke annet er avtalebestemt, må modellturbinen i alle hydrauliske detaljer fra innløp til avløp være geometrisk likedannet med prototypen. En modellturbin som også skal tjene til avleveringsprøver, må foruten turbinen selv også spiraltromme og sugerør omfattes av likedannethetskravene. Likeledes kan dette kreves også for bend, grennrør, ventil og lignende ved turbininnløpet hvis det er sannsynlig at disse detaljer vil virke inn på resultatene. Bare for tetningen rundt akselen kreves ikke direkte geometrisk likhet mellom modell og prototyp.

De hydraulisk effektive flater i modellen skal ha samme relative overflateruhet som prototyp.

Retningslinjer for å tilse at det er geometrisk likedannethet mellom modell og prototyp samt hvilke avvikelser som er tillatt i dette henseende, er gitt i IEC-publication 60193, og det henvises til denne for nærmere redegjørelse og oversikt over dette.

8.4 Nøyaktigheten av modellforsøk ^[21]

Enhver måling er forbundet med uunngåelige unøyaktigheter selv om metoder, instrumenter og beregninger oppfyller de strengeste krav i de internasjonale måleregler. Ved presentasjonen av måleresultatene må disse unøyaktigheter tas i betraktning på en høvelig måte.

De totale unøyaktigheter innbefatter både tilfeldige og systematiske feil. Den sannsynlige feil for målingene av et driftspunkt kan bestemmes statistisk ved innføring av feilen som er evaluert, for hver enkelt målestørrelse, eksempelvis på følgende måte:

$$\Delta\eta = \pm\sqrt{\Delta\eta_{\rho}^2 + \Delta\eta_Q^2 + \Delta\eta_H^2 + \Delta\eta_T^2 + \Delta\eta_n^2} \quad (8.1)$$

Her er $\Delta\eta$ feilområdet for virkningsgraden og $\Delta\eta_{\rho}, \Delta\eta_Q, \Delta\eta_H, \Delta\eta_T$ og $\Delta\eta_n$ er de tilsvarende feil for vannets tetthet, volumstrømmen, fallhøyden, momentet og omløpstallet. Er for eksempel alle individuelle feil av samme størrelsesorden og $-0,5\% \leq \Delta\eta \leq 0,5\%$, må hver enkelt av størrelsene måles nøyaktigere enn $\pm 0,225\%$. Denne betingelse er i praksis ikke lett å oppfylle. Selv med de beste målemetoder er det vanskelig å komme under følgende verdier:

$$\begin{aligned} \Delta\eta_Q &= \pm 0,25\%, \quad \Delta\eta_H = \pm 0,2\%, \quad \Delta\eta_T = \pm 0,2\% \\ \Delta\eta_n &= \pm 0,1\%, \quad \Delta\eta_{\rho} = \pm 0,1\% \end{aligned}$$

Med disse verdier blir sannsynlig feil i virkningsgraden $\Delta\eta = \pm 0,4\%$. Det er altså vanskelig selv ved de beste betingelser å oppnå en modellvirkningsgrad med større nøyaktighet enn $0,4\%$. Dette er for øvrig den absolutte nøyaktighet, dvs. at både systematiske og tilfeldige feil er inkludert. For modellprøver som utføres i samme prøvestand, er imidlertid de systematiske feil de samme fra prøve til prøve og kan således sjaltes ut ved innbyrdes sammenligning av slike prøver. Vi får da en bedre, men relativ nøyaktighet å sammenligne prøvene innenfor, og denne kan rundt regnet være $\frac{3}{4}$ av den absolutte nøyaktighet.

8.5 Beregning av en storturbins virkningsgrad på basis av modellforsøk

Når resultatene fra modellforsøk skal benyttes i stedet for avleveringsprøver i kraftverk, for beregning av forholdene ved storturbinen, må ikke bare modellturbinen med tilløp og avløp være lik prototypen. De spesielle modellover for omregning av modellvirkningsgraden til

storutførelsen må også være kjent. Disse modellover eller omregningsformler kreves for å:

- beregne virkningsgraden for så vel konstruksjonsdriftstilstanden som del- og overlast
- beregne kavitasjonsforholdene som for øvrig har betydning for rusningsomløpestallet.

For kaplanturbiner må vi dessuten ha et erfaringsmateriale å bygge på ved korrigering av styrekurven på prototypen, slik at denne alltid oppnår gunstigste sammenheng mellom ledeskovl- og løpeskovlstillingene.

Virkningsgraden η_p for prototypen kan uttrykkes ved modellvirkningsgraden η_M på følgende måte:

$$\eta_p = \eta_M + \Delta\eta_o \quad (8.2)$$

hvor $\Delta\eta_o$ = økning av virkningsgraden fra modell til prototyp (oppvurdert andel)

I litteraturen finnes det en rekke formler som er foreslått for oppvurderingsandelen $\Delta\eta_o$, men i alminnelighet er det bare noen få som har fått anvendelse. Her skal gjengis bare det som er tatt inn i de internasjonale måleregler. Oppvurderingsandelen $\Delta\eta_o$ i virkningsgraden uttrykkes ved:

$$\Delta\eta_o = (1 - \eta_M) \left(1 - \frac{1 - \eta_p}{1 - \eta_M} \right) \quad (8.3)$$

hvor $\frac{1 - \eta_p}{1 - \eta_M}$ er gitt av den oppvurderingsformel som er vedtatt. Hvis ingen bestemt formel er

avtalt på forhånd, brukes følgende:

- for Kaplan og propeller turbiner, Huttons ^[21] formel:

$$\frac{1 - \eta_p}{1 - \eta_M} = 0,3 + 0,7 \left[\frac{D_M \nu_p}{D_p \nu_M} \cdot \left(\frac{H_M}{H_p} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{5}} \quad (8.4)$$

- for Francis-turbiner, Moody's formel:

$$\frac{1 - \eta_p}{1 - \eta_M} = \left(\frac{D_M}{D_p} \right)^{\frac{1}{5}} \quad (8.5)$$

- for Peltonturbiner antas $\eta_p = \eta_M$ (8.6)

I ligningene (8.4) og 8.5) betegner altså:

D_M = diameter i modellen

D_p = diameter i prototypen

ν_M = kinematisk seighet i vannet for modellen

ν_p = kinematisk seighet i vannet for prototypen

H_M = modellfallhøyden

H_p = fallhøyden for prototypen

8.6 Rusningsomløpstallet

Rusningsomløpstallet for prototypen beregnes av rusningsomløpstallet for modellen ved å ta med tapene i bærelageret, styrelageret og generatorens ventilasjonstap i betraktningene.

9. KAVITASJONSPRØVER

9.1 Innledning

Kavitasjon er et hydraulisk og termodynamisk fenomen. Det opptrer når trykket i en væske senkes så lavt at fordampning opptrer i det indre av væsken ved dannelsen av dampblærer. Dette kan skje lokalt eller mer utbredt avhengig av trykknivået og de dynamiske forhold.

I hydromaskiner kan det under visse driftsforhold oppstå kavitasjon. Imidlertid vil dampblærene som dannes, bestå bare så lenge trykknivået er lavt nok. Straks trykknivået øker over damptrykket, kollapser blærene, dvs. de kondenserer til væskefase. Dette skjer ganske momentant.

Hvis kavitasjon har inntrådt i en hydromaskin, vil det være slik at dampboblene føres med vannstrømmen videre inn i soner med høyere trykk slik at boblene kollapser. Skjer kollapsene på veggflater i maskinen, kan tæring eller skade skje på veggflaten fordi kollapsene skjer lavineaktig og utøver så stort flatetrykk at materialfastheten overskrides. Denne form for tæring kalles for *kavitasjonserosjon*.

Flater som utsettes for kavitasjonstæring, får etter hvert et karakteristisk utseende. I den begynnende fase av angrepet ser de ut som hamret, men senere hen når kavitasjonstæringen er langt fremskredet, opptrer typiske kratere etter utstøtte materialpartikler.

Mulighetene for kavitasjon i hydromaskiner kan oppstå i de lokale undertrykksoner. Ved omforming og overføring av energien i løpehjulet dannes slike soner ved løpehjulets utløp i turbiner med sugerør. Trykknivået i disse soner bestemmes av volumstrømmen og maskinens nivå i forhold til undervannet. Er maskinen plassert høyt i forhold til undervannet og volumstrømmen økes over en viss verdi, kan altså trykket på sugesiden synke under damptrykket. Der dannes da dampblærer og en etterfølgende region av slike pulserende blærer. Dampblærene vokser først i størrelse, blir drevet inn i et område med høyere trykk og klapper sammen med momentan kondensasjon. På denne måten støter omgivelsesvannet for dampblærene sammen innbyrdes eller mot de tilgrensende veggflater. Disse støt er uelastiske og medfører en knitrende lyd eller hard støy.

Kavitasjon bør generelt unngås i hydromaskiner. For å klarlegge kavitasjons-forholdene og hindre at kavitasjonsskader oppstår i hydromaskinene, benyttes en måle- og undersøkelsesteknikk som kan deles i to hovedretninger:

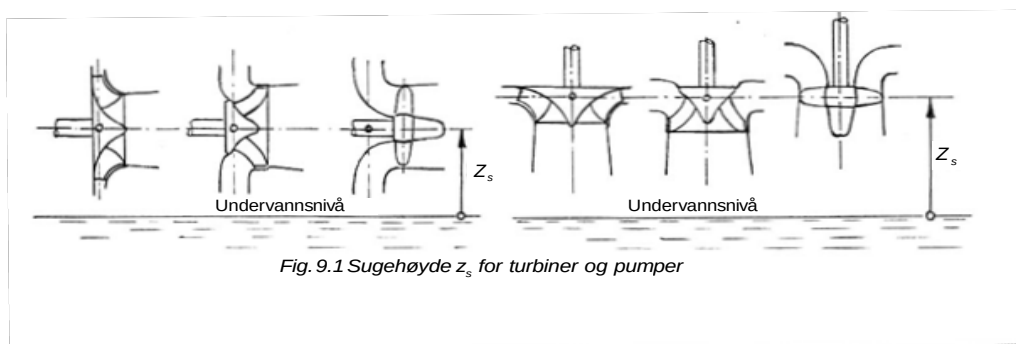
- Prøving av materialers motstandsevne mot kavitasjonserosjon.
- Undersøkelse av de hydrauliske og termodynamiske forhold ved selve kavitasjonen, og for hvilke driftsforhold kavitasjon finner sted.

I den førstnevnte kategori av undersøkelser utsettes prøvestykker av forskjellige materialer for kavitasjon for derved å få et mål for hvordan de uttæres under de rådende kavitasjonsbetingelser. Denne art av undersøkelser blir ikke behandlet videre her. Det blir i hovedsaken redegjort bare for målinger og undersøkelser som gjøres for å fastlegge de driftsforhold som kan føre til kavitasjon ved hydromaskinene. Ved prøver av turbiner kommer kavitasjonsforholdene til syne i effekt- og virkningsgradskurvene. Det samme er tilfelle også for sentrifugalpumper. Ved fullt utviklet kavitasjon synker virkningsgraden og effekten, og for pumpene får vi en reduksjon både av løftehøyden og leveringen.

9.2 Sugehøyde ^[22]

Kavitasjon kan oppstå på lavtrykksiden av skovlene i turbinløpehjul. For en gitt volumstrøm og vannhastighet er en eventuell kavitasjonsaktivitet en funksjon av sugehøyden eller trykkehøyden på lavtrykksiden. I den internasjonale standard IEC 60041 er det gitt regler for hvordan sugehøyden skal bestemmes.

Fig 9.1 viser de mest aktuelle tilfelle. Sugehøyden Z_s defineres altså positiv i retning oppover og negativ retning nedover fra undervannsspeilet. Denne sugehøyden bestemmer imidlertid ikke trykket og dermed kavitasjonsforholdene alene, men sammen med hastighetshøyden, atmosfæretrykket, damptrykket for væsken og falltapet i sugerøret.



I forbindelse med kavitasjonsbetingelsene for hydromaskiner defineres *resttrykket* over damptrykket NPSH, som betyr NETTO POSITIV SUGEHØYDE. I stedet for NPSH benyttes i de internasjonale normer NPSE som er $g \cdot \text{NPSH}$ og betegnes netto positiv sugetrykkenergi.

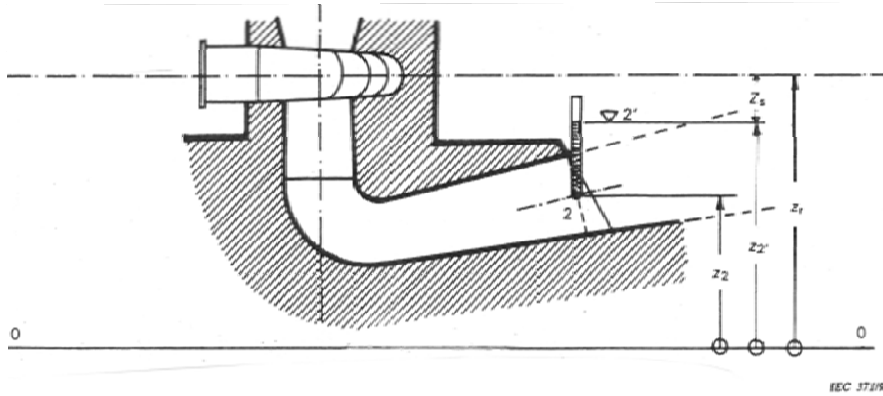


Fig. 9.2 Netto positiv sugetrykkenergi, NPSE, og netto positiv sugehøyde, NPSH

I følge angivelsene i fig.9.2. blir ligningen for

$$NPSE = \frac{p_{abs2} - p_{va}}{\rho_2} + \frac{c_2^2}{2} - g_2(z_r - z_2) \quad (9.1)$$

Med $p_{abs2} = \rho_2 g_2(z_2' - z_2) + p_{omg2}$,

$$\text{blir } NPSE = \frac{p_{omg2} - p_{va}}{\rho_2} + \frac{c_2^2}{2} - g_2(z_r - z_2) = \frac{p_{abs2} - p_{va}}{\rho_2} + \frac{c_2^2}{2} - g_2 Z_s \quad (9.2)$$

Sugehøyden er positiv dersom nivået z_2' er lavere enn z_r som er koten for turbinsenteret.

Hvor p_{omg2} er omgivelsestrykket ved z_2' ,
 p_{va} er damptrykket

Netto positiv sugehøyde:

$$NPSH = NPSE/g$$

9.3 Kavitasjonsgrenser ^[33]

Hvordan en maskin oppfører seg med hensyn til kavitasjon kan undersøkes eksperimentelt på flere måter. Avhengig av hvilken fysikalske fenomen som undersøkelsen baseres på, kan vi regne opp følgende metoder for å oppdage kavitasjon:

- Ved observasjon av forandringer i de hydrauliske karakteristikkene på maskiner uttrykt ved høyde, volumstrøm, effekt og virkningsgrad.
- Ved visuell eller fotografisk observasjon av dampblærer i løpehjulskanaler.
- Ved observasjon og måling av støy og vibrasjoner som følge av maskinens driftstilstand.

Av disse metoder er det den førstnevnte som har gitt de påliteligste resultater i praksis. Men heller ikke en forandring av karakteristikkene er en tilstrekkelig pålitelig indikasjon på at

kavitasjon er inntrådt med denne forandring. Det hender også at heftig støy og andre indikasjoner på kavitasjon kan observeres uten at dette kommer til syne i karakteristikene. Derfor bør vi gi akt på alle de nevnte metodene. I tillegg til dette bør nevnes som en fjerde metode (hvor den er mulig) å gjennomføre langtidsprøver og derav følgende kavitasjonserosjon.

Prøver for å bestemme kavitasjon ved hydromaskiner på grunnlag av karakteristikene, gjennomføres på to forskjellige måter.

Den ene måte er å redusere netto positiv sugehøyde gradvis under ellers konstante

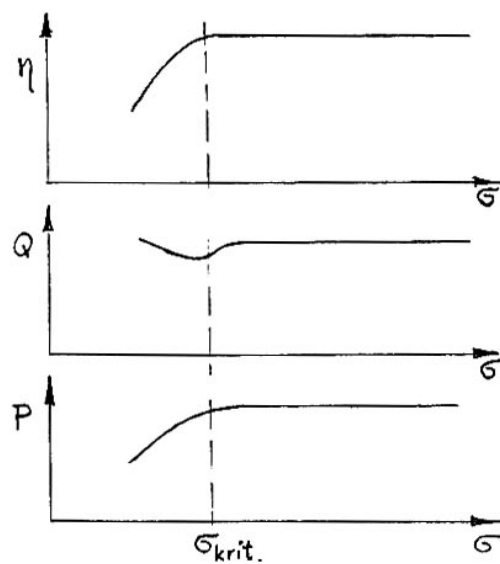


Fig. 9.3 Kavitasjonsprøve-resultater for en turbin

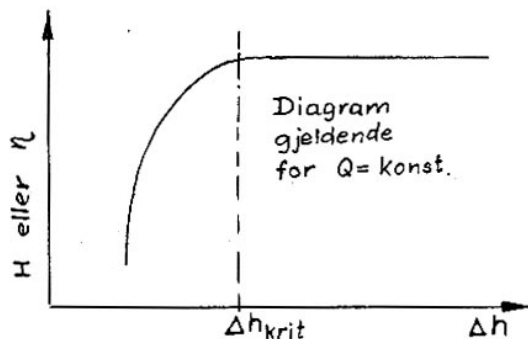


Fig. 9.4 Kavitasjonsgrenser for sugehøyden av en sentrifugalpumpe

driftsbetingelser. En resulterende endring av høyden, effekten, volumstrømmen eller virkningsgraden skyldes da kavitasjon. Dette følger av at forandringene i sugehøyden eller det generelle trykknivå som maskinen arbeider under, ikke kan ha noen annen markert virkning på strømningsbetingelsene. Ved prøver av turbiner finnes at for NPSH over viss verdi forblir virkningsgraden, volumstrømmen og effekten konstante størrelser.

Dette er vist i diagramfremstillingen på fig. 9.3. Der er som absisse innført Thomas koeffisient

$$\sigma = \frac{\text{NPSH}}{H} \quad (9.3)$$

hvor H er fallhøyden.

Fig 9.4 viser et diagram av løftehøyden eller virkningsgraden for en pumpe avhengig av NPSH. Når de nevnte størrelser er konstante for alle NPSH over en viss verdi, betyr det at vi ikke har noen innvirkning fra kavitasjonen i dette området. I det punkt hvor denne

virkingen begynner, er NPSH kommet i det kritiske området. Og vi har valgt å betegne denne verdi for $\text{NPSH}_{\text{krit}}$, selv om vi vet at fullstendig kavitasjonsfrihet heller ikke er tilfelle

for verdier over denne. Ved avtagende verdier av $NPSH$ under $NPSH_{krit.}$, blir kavitasjonsaktiviteten stadig sterkere. Og når karakteristikkene faller bratt av, er maskinen kommet inn i driftsområdet hvor kavitasjonen vil være fullt utviklet. Det vil si at kavitasjon opptrer over hele strømtverrsnittet og kan føre til at vannstrengen brister.

Den andre metoden for å bestemme kavitasjonstilstanden på grunnlag av karakteristikkene, er

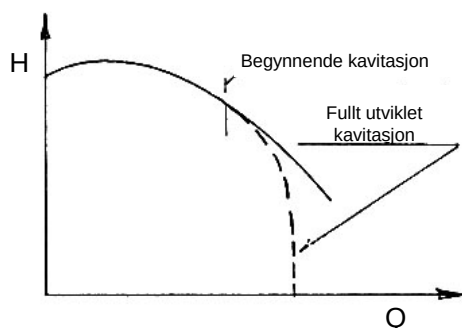


Fig. 9.5 Kavitasjonsgrenser for volumstrømmen fra en sentrifugalpumpe

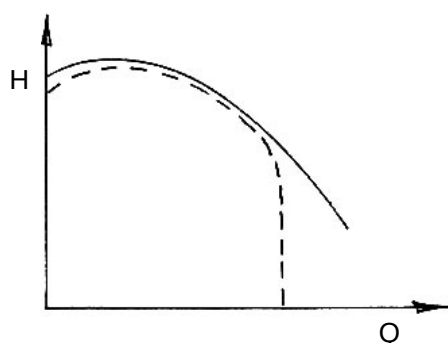


Fig. 9.6 Sentrifugalpumpe-karakteristikker for to forskjellige sugehøyder

den som brukes spesielt ved sentrifugalpumper. Det er den konvensjonelle typen av Q-H-prøver for forskjellige prøver av $NPSH$, men hvor vi holder $NPSH = \text{konst.}$ i den enkelte prøve. Her opptrer kavitasjonsgrensene som en øvre grense for levering ved en gitt sugehøyde. Sammenligning av karakteristikkene ved stor sugehøyde med de tilsvarende ved så lav sugehøyde at kavitasjonsfri drift er sikret, vil vise at det kan skilles mellom to grenser.

Det vil si en øvre grense hvor karakteristikkene begynner å avvike fra hverandre og en nedre der karakteristikken stuper bratt ned slik som vist i fig. 9.5

For bestemmelse av begynnende

kavitasjon er det blitt hevdet at den førstnevnte metoden er noe bedre enn den andre.

Nøyaktige prøver har nemlig vist at hele Q-H-karakteristikken senkes noe når $NPSH$ minskes.

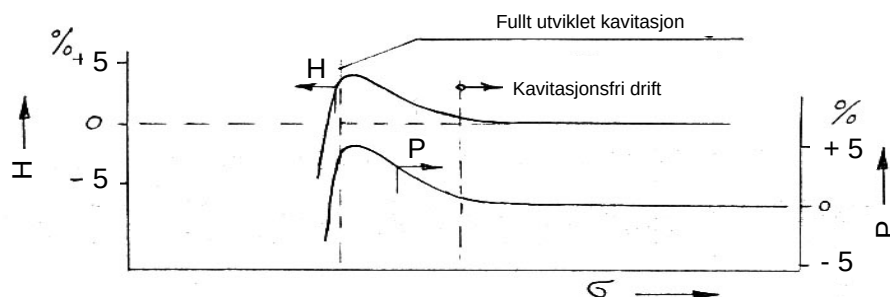


Fig. 9.7 Kurver for kavitasjonsprøver av en aksialpumpe

Dette er vist kvalitativt på fig. 9.6. For propeller-pumper og turbiner er det ikke uten videre slik at pumpehøyden og effekten reduseres med en gang kavitasjonen begynner. Som fig. 9.7

viser, oppnås gjerne en liten økning av de nevnte størrelser ved begynnende kavitasjon. Men denne utvikling kulminerer raskt, og karakteristikene stuper bratt ned så snart kavitasjonen nærmer seg fullt utviklet stadium.

9.4 Lovene for hydraulisk ensartet drift anvendt på strømning med kavitasjon

Skal hydraulisk ensartet strømning opprettholdes under kavitasjonsbetingede forhold, må utstrekningen av kavitasjonssonen i forhold til strømningskanalene forbli uforandret. Under forutsetning av at dette er tilfelle, går vi ut fra at lovene for hydraulisk ensartet drift gjelder for strømning med kavitasjon.

For hydraulisk ensartede strømningsforhold har vi:

$$\text{Kinematisk likhet} \quad \frac{c}{u} = \text{konstant} \quad (9.4)$$

$$\begin{aligned} \text{Dynamisk likhet:} \quad H &= \text{konstant} \frac{c^2}{2g} \text{ eller} \\ H &= \text{konstant} \frac{u^2}{2g} \end{aligned} \quad (9.5)$$

Størrelsen H i lign. (9.5) må ikke nødvendigvis være maskinens fall- eller løftehøyde. Ettersom NPSH representerer differansen mellom det absolutte trykk i et punkt og trykket i kavitasjonsområdet (damptrykket), skulle det herske hydraulisk ensartede forhold også hvis NPSH oppfyller lign. (9.5) på samme måte som H . Dette uttrykkes ved Thomas lov

$$\sigma = \frac{\text{NPSH}}{H} = \text{konst.} \quad (9.6)$$

som altså gjelder for hydrauliske ensartede kavitasjonsforhold i pumper og turbiner.

Prøveresultater for kavitasjonskarakteristikkene ved en bestemt omløpshastighet kan ved hjelp av denne lov overføres til en annen hastighet. Dette skjer ved å forandre verdien av NPSH i samsvar med kvadratet av forholdet mellom omløpstallene på samme måte som for H forutsatt at volumstrømmen endres i forholdet mellom omløpstallene i første potens. Av dette

kan vi se at $\sigma = \frac{\text{NPSH}}{H}$ blir uavhengig av omløpstallet, dvs. at prøveresultatene blir

uavhengig av omløpstallet når de fremstilles som funksjon av σ .

9.5 Sugefartstall ^[33]

Ved anvendelse av likhetsrelasjonene for hydraulisk ensartet drift også på strømming med kavitasjon under ellers ensartede strømningsforhold, kom vi frem til Thomas lov. Ved en videre betraktning av disse likhetsrelasjonene for geometrisk likedannede maskiner, kan vi finne ytterligere en parameter i tillegg til Thomas-parameteren for klassifikasjon av kavitasjonsforholdene. I den hydrodynamiske likhetsrelasjonen innføres fortsatt NPSH istedenfor H. Da kavitasjon opptrer i lavtrykkssoner, dvs. ved innløpet til pumpeløpehjul (avløpet fra turbinløpehjul), er det naturlig å legge diameteren D_s i trangeste tverrsnitt til grunn i likhetsrelasjonene. Den kinematiske likedannethet blir da:

$$\frac{c_z}{u} = k \frac{Q}{D^3 n} = \text{konst.} = k' \frac{Q_s}{\omega_s D_s^3} \quad (9.7)$$

Hvor k og k' er konstanter og

$$\underline{Q}_s = \frac{Q}{\sqrt{2g \cdot \text{NPSH}}} \quad \underline{\omega}_s = \frac{\omega}{\sqrt{2g \cdot \text{NPSH}}}$$

For den dynamiske likhet får vi :

$$\frac{\text{NPSH} \cdot D_s^4}{Q^2} = \text{konst.} \quad) : \frac{Q_s^2}{D_s^4} = \text{konst.} \quad (9.8)$$

$$\frac{\text{NPSH}}{n^2 D_s^2} = \text{konst.} \quad) : \frac{1}{\omega_s^2 D_s^2} = \text{konst.} \quad (9.9)$$

Ved å eliminere D_s av disse ligninger, får vi spesifikt omløpstall for sugesiden:

$$n_{ss} = \frac{n \sqrt{Q}}{(\text{NPSH})^{3/4}} = \text{konst.} \quad (9.10)$$

eller fartstallet

$$\Omega_s = \underline{\omega}_s \sqrt{\underline{Q}_s} = \text{konst.} \quad (9.11)$$

Sammenheng mellom n_{ss} og Ω_s blir:

$$n_{ss} \propto 89 \Omega_s \quad (9.12)$$

Sugefartstallet $\Omega_s = \text{konst.}$ definerer altså kombinasjoner av sugebetingelser som gir hydraulisk ensartet strømming innbefattet kavitasjon i geometrisk likedannede maskiner. På

grunn av den lokale betydning av NPSH er det tilstrekkelig å ha geometrisk likedannethet bare på sugesiden.

Sugefartstallet gir en klassifikasjon av strømningsforholdene på samme måte som Thoma-parameteren, men med den forskjell at en konstant σ vil gi hydraulisk ensartet strømming med kavitasjon bare hvis samtidig $\Omega_s = \text{konst.}$, mens $\Omega_s = \text{konst.}$ tilfredsstiller denne betingelsen alene. Derfor kan sugefartstallet betraktes som et klassifikasjonskriterium praktisk talt uavhengig av maskinens fartstall.

Av lign. (9.10), lign. (9.11) og maskinens spesifikke omløpstall

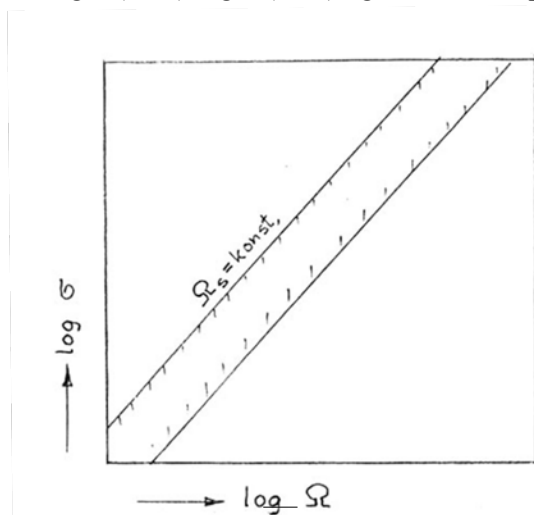


Fig. 9.8 Kavitasjonsgrenser for sentrifugal- og propellerpumper
Prinsippdiagram $\sigma = f(\Omega)$

$$n_s = \frac{n\sqrt{Q}}{H^{3/4}} \text{ eller fartstall } \Omega = \frac{\omega\sqrt{Q}}{(2gH)^{3/4}}$$

kan vi finne følgende uttrykk for sammenheng mellom σ og Ω_s :

$$\sigma = \left(\frac{n_s}{n_{ss}} \right)^{\frac{4}{3}} = \left(\frac{\Omega}{\Omega_s} \right)^{\frac{4}{3}} \quad (9.13)$$

Ved å sette

$$\sigma = f(\Omega) = \text{konst.} \Omega^{\frac{4}{3}},$$

får vi en diagramfremstilling som vist i fig.9.8. I dette diagram kan vi på

grunnlag av erfaringer og vurderinger avgrense området for de Ω_s -verdier som vi vil bruke i praksis. Når en maskins fartstall er kjent, finnes hvilken σ -verdi som passer for maskinens nominelle data ved direkte avlesning i diagrammet.

9.6 Måling av luftinnhold i vann

Når kavitasjonsforsøk utføres på modellturbiner med lav fallhøyde, er trykket på sugesiden av løpehjulet så lavt at oppløst luft i vann unnviker og danner store mengder luftblærer som fyller opp kanaltverrsnittene. For å kunne iaktta kavitasjonen på en skikkelig måte og gjennomføre pålitelige hydrauliske målinger, er det nødvendig å få drevet ut disse luftblærene. Men når det har skjedd, har også luftinnholdet i vannet inntatt en ny likevekt som svarer til det laveste trykk i det lukkede kretsløp. Mens naturlig ellevann har ca. to volumprosent oppløst luft, har vannet i det lukkede modellkretsløp under disse betingelser

bare ca. 1/5 eller 0,4 volumprosent luftinnhold. Det betyr at vannet som modellturbinen prøves med, ikke har de samme egenskaper som det naturlige vann. Forsøk med skipspropeller har også vist at luftinnholdet i vann har betydelig innflytelse på de kritiske verdier av Thoma-parameteren σ . Det er funnet korreksjoner på 10 til 20 % for å bringe resultatene fra forsøksstanden i overensstemmelse med forholdene i sjøfart. Ved forsøk med Kaplan-modellturbiner med løpehjulsdiameter 400mm (eller større) og fallhøyde 2 – 8 m er det også vist (spesielt ved de laveste fallene) at det totale luftinnhold har meget sterk innflytelse.

I forbindelse med kavitasjonsforsøk, er det derfor viktig å vite luftinnholdet i vannet. Det må utføres målinger for å bestemme dette, og det kan skje etter flere metoder. Her kan nevnes

- van Slyke's metode
- Winkler's metode
- MERL's metode

Av disse vil vi se nærmere bare på MERL's metode da denne har vist de nøyaktigste resultater.

9.6.1 MERL's gassmåleapparat ^[30].

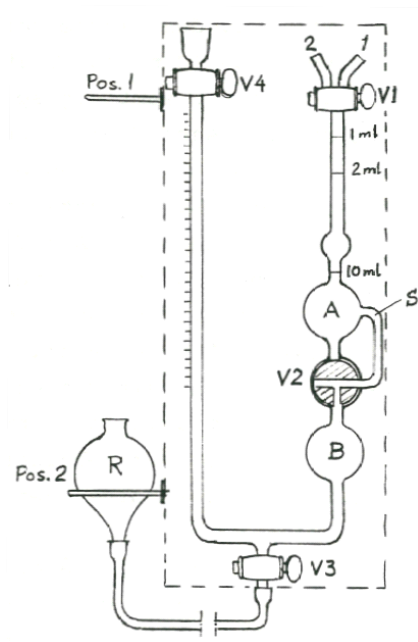


Fig. 9.9 Prinsippskisse av MERL's gassmåleapparat

MERL's metode er utviklet ved National Engineering Laboratory i Skottland og finnes beskrevet i NEL-Report No 41. Den går ut på å måle innholdet av oppløst gass i vann ved å isolere et bestemt vannvolum i et apparat hvor dette vannkvantum gjentagne ganger sprutes inn i et vakuumkammer gjennom en dyse for derved å få fullstendig utgassing. Deretter kan det utgassede volum måles.

Måleprosessen skjer i et apparat som vist på fig.9.9. Ifølge angivelsen på figuren er V1 en treveis ventil hvor vannprøven kan tas gjennom innløp 1 eller tømmes ut gjennom 2. Alternativt kan vannet strøme over fra 1 til 2 direkte. Ventil V2 har en T-boring og blir brukt til å føre vannet gjennom røret s som har en fin åpning fra kammer B til A. Vannet sprutes da inn i kammer A. Ventil V3 har en liten og en stor boring. Den lille boring brukes vanligvis til

finjustering av vannivået når vi foretar gasstrykksavlesninger. Den største boringen brukes når vannprøven forflyttes ved heving eller senking av kvikksølvbeholder R. Venstre gren av apparatet er et manometer. Ventil V4 åpnes bare når eventuell innlekket luft i manometeret skal tømmes ut.

Før en vannprøve tas inn i apparatet for å undersøke luftinnholdet, er det viktig å sørge for at apparatet er luftfritt. Vi går da frem på følgende måte. Med ventil V1 og V4 stengt og V3 åpnet til den største boring, senkes kvikksølvbeholderen R inntil kvikksølvet kommer inn i kammer B. Beholderen bringes deretter hurtig opp, og eventuell luft som er til stede, vil komme til toppen av kvikksølv søylene og kan drives ut ved åpningen av ventilen V4 og V1 til rør 2. For å få indikasjon på at all luft er drevet ut, kan vi senke beholderen R litt nedover igjen og deretter heve den hurtig. Vi vil da høre et skarpt klikk når kvikksølvet møter toppen av pipetten hvis apparatet er luftfritt.

Når en vannprøve skal tas inn i apparatet, plasseres kvikksølvbeholderen i pos. 2, ventil V3 stenges og ventil V1 åpnes først for gjennomstrømming av vann fra rør 1 og 2 noen minutter. Samtidig måles vanntemperaturen. Deretter dreies ventil V1 slik at den forbinder rør 1 med apparatet. Ventil V2 skal da stå direkte åpen mellom kamrene A og B. Så åpnes ventil V3 forsiktig, og den minste boring benyttes ved innsugingen av vannet. Et volum på 10 ml suges inn og ventil V1 stenges. Under vanninnsugingen må det samtidig sørges for at luft ikke trekkes inn. Ved neste manipulasjon dreies ventil V3 over til den største åpning, og kvikksølvbeholderen R senkes samtidig inntil alt vannet er kommet ned i kammer B. Deretter dreies ventil V2 en kvart omdreining for å forbinde kamrene B og A med hverandre gjennom grenrøret s (dvs. den stilling som er vist på fig. 9.9), Beholder R heves hurtig, og vannet blir på den måten sprutet inn i kammer A. Deretter dreies ventil V2 tilbake til opprinnelig stilling, mens beholder R senkes på nytt til alt vannet er falt ned i kammer B igjen. Prosessen med innspruting av vannet i beholder A gjentas på samme måte ca. 15 ganger. Når beholder R løftes for siste gang, stenges ventil V3 etter at kvikksølvet nesten har fylt kammer A.

Målingen av gassinholdet kan nå skje på følgende måte. Beholder R plasseres i pos.1. Med den minste boring i ventil V3 bringes vannet opp til 1 ml merket på den høyre gren. Vi leser da av trykket i mm Hg på manometeret. Deretter åpnes ventil V3 og vannet heves til toppen av røret. Med ventil V3 fortsatt åpen og beholder i pos. 1, åpnes ventil V1 forsiktig mot rør 2 for derved å slippe luften ut av pipetten, men samtidig uten å slippe ut mer vann enn absolutt nødvendig. Ventil V1 stenges og beholder R senkes igjen til vannivået kommer under 1 ml merket. Deretter justeres nivået som før, nøyaktig til 1 ml merket, og den andre trykk-

avlesingen foretas på manometeret. Differansen mellom disse to avlesningene gir partialtrykket for gassen som er unnveket fra vannet. Til slutt ved åpning av ventil V3 og V1 kan vannprøven dreneres ut av apparatet gjennom rør 2 med beholder R i pos. 1.

Det oppløste gassinhold kan nå beregnes som angitt nedenfor. Vi betegner:

- V er målt volum av gass ved det herskende trykk og temperatur, dvs. 1 ml
 h_g er partialtrykket for unnveket gass i mm Hg-søyle
 T er vanntemperatur i $^{\circ}\text{C}$

Ifølge gassligningen:

$$\frac{h_g \cdot V}{273 + t} = \frac{760 \cdot V^*}{273} \quad (9.14)$$

hvor V^* er volum V ved normalt atmosfæretrykk og $t = 0^{\circ}\text{C}$

$$V^* = \frac{273 \cdot h_g}{(273 + t) \cdot 760} \quad \text{ml gass/10 ml vann}$$

som ved videre ordning blir:

$$V^* = \frac{35,92 \cdot h_g}{273 + t} \quad \text{ml gass/1 vann} \quad (9.15)$$

Målingene tenderer i retning av å gi for små verdier av luftinnholdet i vann. Dette gjelder alle de metoder som er nevnt her, men MERL-metoden har gitt de desidert nøyaktigste resultater med oppgitt maks. feil -3%

9.6.2 Gassometer: Apparat for kontinuerlig overvåking av oppløste gasser i vann ^[5, 7]

Med MERL's gassmåleapparat har vi et instrument for en absolutt måling av oppløst luftinnhold i vann. Måleprosessen med dette apparat er manuell og gjennomføres på uttak av vannprøver fra det vannførende system. Manøvreringene av vannprøvene i apparatet foregår ved bruk av en betydelig mengde kvikksølv til heving og senkning av trykket for prosesseringen ved utgassing av vannprøven.

I forhold til behovene for hurtighet og kontinuerlige målinger som kreves i moderne prøvelaboratorier for modellturbiner, er MERL's apparat lite hensiktsmessig for praktisk bruk. Dessuten skal bruk av kvikksølv unngås med mindre det er sørget for fullkommen sikring mot å slippe kvikksølv ut i omgivelsene ved et eventuelt uhell med apparaturen. Slik sikring er vanskelig å oppfylle samtidig med at god og hensiktsmessig betjening skal bibeholdes.

Virkemåte

Virkemåten er slik at gassmolekylene som er oppløst i vannet, diffunderer gjennom veggen inn i Silastic-slangen inntil trykket i denne er lik summen av trykkene av alle gassene som er oppløst i vannet. Det viste differensialtrykk Δp på søylemanometeret fig. 9.10, er altså differansen mellom totalt gasstrykk i vannet og atmosfæren, og representerer oppnåelig trykk for bobledannelse.

En nøyaktig måling av Δp er avhengig av at trykklikevekt oppnås mellom gassene oppløst i vannet og gassene inne i Silastic-slangen. Men dannelse av bobler på overflaten av Silastic-slangen kan føre til ganske betydelige feil i målingen. Dette problem er løst ved at vannet strømmer og omspyler Silastic-slangen ved den nevnte pumpingen under trykk gjennom gassometeret.

Bouck's gassometeret er utviklet konstruktivt også ut fra synspunkter om en optimal utformning. Og da har responstiden for et bestemt gasstrykk Δp avhengig av lengden av Silastic-slangen, vært en hovedparameter. Undersøkelsene av dette har resultert i at det er valgt en lengde av Silastic-slangen $L = 7,6$ m. Responstiden er riktignok avhengig av vanntemperaturen. Men med denne slangelengde og for et gasstrykk $\Delta p = 250$ mmHg, oppnås gasstrykklikevekt etter 10 – 15 minutter for vann ved 35 °C og 20 – 25 minutter for vann ved 0,5 °C når volumstrømmen gjennom gassometeret er 8 l/min. Silastic-slangen er viklet opp på en stav med 2,5 mm avstand mellom vindingene og limt fast til staven. Staven er plassert i senter av huset. Beregnet indre volum i Silastic-slangen er 0,56 cm³ og overflaten 146 cm².

Som gasstrykkmåler kan brukes et Hg-manometer slik som vist på fig. 9.10 med gasstette plastslanger med diam. 0,8 mm innvendig og 1,6 mm utvendig. Tilslutningene må også være gasstette. Andre typer trykkmålere som helst bør være kalibrert i mm Hg, kan benyttes. Likeledes må atmosfæretrykket måles med et presisjonsbarometer. I tillegg til disse målinger, må temperaturen i vannstrømmen gjennom apparaturen måles.

Både oksygenmåleinstrumentet og gassometeret må gjennomgå regelmessig vedlikehold. For oksygenmåleinstrumentet betyr det at følerenheten må tas ut for rensing og tørring av membranen. Dette må gjerne skje et par ganger i året. Etter en slik prosess må instrumentet kalibreres på nytt.

Når det gjelder gassometeret, er rensing nødvendig etter en tids gjennomstrømning. Forøvrig kan det være nødvendig å skifte ut Silastic-slangen etter 8 – 10 års bruk. I tillegg til dette er det et absolutt krav at vannstrømmen filtreres før den sendes inn på gassometeret. Derfor er et

filter plassert ved innløpet til gassometeret, og innsatsen i dette må rutinemessig inspiseres og skiftes ut.

Bestemmelse av gassinholdet i vannet

På basis av de målingene som er gjort av det totale trykk Δp av de oppløste gassene i vannet, atmosfæretrykket, oksygeninnholdet og vanntemperaturen, må det videre utføres en regneprosess for å bestemme den totale masse eller volum av oppløst gass. Til dette trengs en base av data for oppløseligheten i vann av oksygen, nitrogen, argon og karbondioksyd som funksjon av temperaturen ved atmosfæretrykk. Detaljerte tabeller over disse og andre data er gitt i følgende publikasjon. American Fisheries Society Special Publication 14: Computation of Dissolved Gas Concentrations in Water as Functions of Temperature, Salinity, and Pressure, 1984.

Før vi går nærmere inn på fremgangsmåten i beregningene, skal noen flere bakgrunnsforhold klarlegges. Oppløseligheten av gasser uttrykkes på to måter: ved Bunsen koeffisienten, β , og luftoppløselighetstallet, C^* , hvor

- β er volumet av gass ved standard atmosfære (temperatur $t = 0^\circ\text{C}$ og trykk 760 mmHg) absorbert pr. volumenhet av væsken ved gitt temperatur og saltgehalt når partialtrykket for gassen er en standard atmosfære.
- C^* massen av gass absorbert pr. volumenhet av væsken ved gitt temperatur og saltgehalt når det totale lufttrykk er en atmosfære.

Bunsen koeffisienten kan brukes til å beregne oppløseligheten av en vilkårlig blanding av gass. Luftoppløselighetstallet C^* , er basert på at den aktuelle gass er luft (20,946 % O_2 , 78,084 % N_2 , 0,934 % Ar og 0,032 % CO_2) og at luften er mettet med vanndamp, dvs. relativ fuktighet = 100 %.

I ovennevnte publikasjon er verdier av luftoppløseligheten for O_2 , N_2 , Ar og CO_2 beregnet i [mg/l] og tabellert for temperaturintervaller på 0,1 $^\circ\text{C}$ for området 0 – 40 $^\circ\text{C}$. Disse tabeller er basert på at gassen er luft av normal sammensetning ved atmosfæretrykk 760 mm Hg og at luften er mettet av vanndamp.

Luftoppløselighetstallet for andre barometertrykk enn 760 mm Hg kan beregnes av følgende ligning:

$$C^* = C_{760}^* \frac{p_b - p_v}{760,0 - p_v} \quad (9.16)$$

hvor C_{760}^* er verdien av luftoppløselighetstallet ved barometertrykk $p_{b^*} = 760$ mm Hg

- p_b er barometertrykk i mm Hg
 p_{b*} er barometertrykket som betegnes standard atmosfæretrykk 760 mm Hg
 p_v er vanndamptrykket i mm Hg

Vanndamptrykket er også tabellert i ovennevnte publikasjon for temperaturintervaller 0,1 °C fra 0 til 40 °C. Likeledes for samme temperaturområde og intervaller er verdier tabellert for luftoppløselighetstallet C^* , i [ml/l]. Relasjonen mellom oppløseligheten for gasser i [ml/l] og [mg/l] er:

$$\text{mg/l} = K_i \cdot (\text{ml/l}) \quad (9.17)$$

$$\begin{aligned}
 K_i\text{-verdier:} \quad K_{O_2} &= 1,42903 \text{ [mg/ml]} & K_{N_2} &= 1,25043 \text{ [mg/ml]} \\
 K_{Ar} &= 1,78419 \text{ [mg/ml]} & K_{CO_2} &= 1,97681 \text{ [mg/ml]}
 \end{aligned}$$

Bunsen koeffisienter for O_2 , N_2 , Ar og CO_2 er også beregnet og tabellert for temperaturintervaller 0,1 °C for området 0 – 40 °C. Bunsen koeffisient β representerer oppløseligheten for en reell gass i liter gass ved standard atmosfæretrykk (atm) pr. liter vann når partialtrykket i gassfasen er lik en standard atmosfære eller 760 mm Hg. Bunsen koeffisienten kan uttrykkes i [ml/l·atm]:

$$\beta_{\text{ml/l·atm}} = 1000\beta \quad (9.18)$$

$$\beta_{\text{mg/l·atm}} = 1000K_i\beta \quad (9.19)$$

Oppløseligheten av en gass er lik Bunsen-koeffisienten multiplisert med partialtrykket i atmosfærer:

$$\text{oppløselighet} = \beta \cdot (\text{partialtrykket}) \quad (9.20)$$

Partialtrykket av en gass i en blanding er lik:

$$\text{partialtrykket} = X_i \frac{p_b - p_v}{760,0} \quad (9.21)$$

- hvor p_b er barometertrykket i mm Hg
 p_v er vanndamptrykket i mm Hg
 X_i er molfraksjonen av den aktuelle gassen

X_i -verdier:

$$X_{O_2} = 0,20946 \quad X_{N_2} = 0,78084 \quad X_{Ar} = 0,00934 \quad X_{CO_2} = 0,000320$$

Ved å kombinere ligningene (9.18) eller (9.19) og ligningene (9.20) og (9.21) får vi

$$C_i \text{ [ml/l]} = 1000\beta_i X_i \frac{p_b - p_v}{760,0} \quad (9.22)$$

$$C_i \text{ [mg/l]} = 1000K_i\beta_i X_i \frac{p_b - p_v}{760,0} \quad (9.23)$$

Eksempel på beregninger fra ref. [7]

Gitt følgende data for en antatt vannprøve for undersøkelse av trykket av oppløst gass, total oppløst gassmetning, oksygentrykk, oksygen metning, vannets damptrykk, nitrogentrykk og nitrogen metning:

Data: Differensialtrykk $\Delta p = 75 \text{ mm Hg}$
 Barometertrykk $p_b = 762 \text{ mm Hg}$
 Vanntemperatur $t = 13 \text{ }^\circ\text{C}$
 Oppløst oksygen $= 10,2 \text{ mg/l}$
 Bunsen oppløselighetskoeffisient for oksygen $\beta = 0,03570$ ved $13 \text{ }^\circ\text{C}$
 Vann damptrykk ved $13 \text{ }^\circ\text{C}$ og 0 saltgehalt $p_v = 11,23 \text{ mm Hg}$
 Saltgehalten er antatt null.

Totalt trykk for oppløst gass: $p = \Delta p + p_b = 75 + 762 = 837 \text{ mm Hg}$

Metningsgrad for total oppløst gass

$$= \frac{100(\Delta p + p_b)}{p_b} = \frac{(75 + 762)[\text{mm Hg}]}{762[\text{mm Hg}]} \cdot 100 = 109,8\%$$

$$\text{Oksygen tryk } p_{O_2} = \frac{O_2[\text{mg/l}] \frac{0,7[\text{ml/l}]}{[\text{mg/l}]}}{\beta_i 1000[\text{ml/l}]} \cdot 760[\text{mm Hg}] = \frac{10,2 \cdot 0,7 \cdot 760}{0,03570 \cdot 1000} = 152,0 \text{ mm Hg}$$

$$\begin{aligned} \text{Oksygen \% metning} \quad O_2 \% &= \frac{\text{oksygentrykk i vann}}{\text{oksygentrykk i luft}} \cdot 100 = \frac{p_{O_2} \cdot 100}{(p_b - p_v) O_2 \text{ molfraksjon i tørrluft}} \\ &= \frac{152,0 [\text{mm Hg}] \cdot 100}{(762 - 11,23) [\text{mm Hg}] \cdot 0,2095} = 96,6 \% \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Trykket av "edelgasser" pluss CO}_2 : p_1 &= p - p_{O_2} - p_v = (837 - 152 - 11,23) [\text{mm Hg}] \\ &= 674 \text{ mm Hg} \end{aligned}$$

Nitrogentrykket $p_{N_2} = 0,9877 \cdot p_1 = 666 \text{ mm Hg}$. (N_2 er 98,77 % av "oksygenfritt" trykk tørr luft).

$$\text{Nitrogen metning: } N_2 \% = \frac{p_{N_2} \cdot 100}{(N_2 \text{ molfraksjon i tørr luft})(p_b - p_v)} = 113,6 \%$$

Argons metningsgrad er den samme som for nitrogen. Nitrogen er antatt som edelgass i disse beregninger. Derfor er den prosentvise metning for nitrogen den samme som for de andre edelgassene.

10 RAPPORTBEARBEIDELSE

Eksperimentalarbeider er virksomhet med mangeartet innhold og utspring i ulike forhold. De kan veksle fra arbeider omgitt med den strengeste diskresjon (for eksempel militære hemmeligheter) på den ene siden, til arbeider med krav på bredest mulig publisitet på den annen. På basis av dette vil det naturlig nok være forskjellige krav til hvordan forsøk og forsøksresultater skal berettes eller rapporteres. Her skal imidlertid betraktningene av informasjonsformidlingen avgrenses til virksomhet som ikke er belagt med diskresjon.

Redegjørelse for et eksperiment eller undersøkelse skjer vanligvis ved en skriftlig rapport. Oppbygningen av dens innhold må baseres på de forutsetninger som foreligger. Er arbeidet en fortsettelse av et tidligere arbeid, er det kanskje ikke nødvendig å gjøre rede for apparaturen, eksperiment utførselen og hensikten med forsøkene. Eller hvis en rapport skal være et internt dokument – så bare noen få personer med kjennskap både til eksperimentene og forskeren skal se den – kan det være unødvendig med drøfting og avgrensning av resultatene.

Imidlertid er det ikke sjelden at interne rapporter får en langt videre sirkulasjon enn opprinnelig antatt. Av denne grunn gjør vi rett i å regne med at ukjente lesere får hånd om dem. Rapportoppsettet må da kunne utformes etter de forestillinger vi gjør oss om den ukjente leser. Slike forestillinger kan naturligvis i stor utstrekning bare bygge på subjektive vurderinger og vil derfor kunne bli ganske forskjellige. Likevel faller det naturlig å tenke seg visse faste grunntrekk i oppfatningene. Og det er at vedkommende leser både vil og kan vurdere det som presenteres, at han/hun er kunnskapsrik og gjerne mistenksom av natur. Derimot bør vi regne med at han/hun ikke er særlig kjent med bakgrunnen for eksperimentene.

I det følgende skal noen synspunkter på rapportering presenteres. Det er synspunkter som kan være nyttig å ha for øye når rapporter skrives for fri publikasjon.

10.1 Rapportstruktur

Oppbygningen og inndelingen av rapporter har ikke noen basis i landsnormaler eller lignende. Det er derfor et stort spillerom for hvordan et rapportarbeide kan fremstilles. Den omtale dette får her, er av denne grunn bare veiledende. Likevel har erfaringer og vanlig praksis vist at en rapport stort sett dekker de krav som stilles til den, når framstillingen har et innhold som kan grupperes under følgende avsnittsoverskrifter:

- Innledning.
- Det eksperimentelle arrangement.
- Redegjørelse for observasjonsdataene.
- Bearbeidelse av forsøksmateriale.
- Sammenligninger og vurderinger.
- Sammenfatninger og/eller konklusjoner.

Vi skal videre se litt nærmere på hva de enkelte avsnitt bør inneholde.

Innledningen

I dette avsnittet redegjøres for:

- Grunnene til undersøkelsen.
- Den viten vi har om vedkommende emner i oversiktsmessig form.
- Noen angivelser av nøkkelreferanser av tidligere arbeid. Herunder kan anføres som en generell regel at det ikke er nødvendig å beskrive hele historien om emnet. Det er heller ikke god skikk å oppgi referanser som man selv ikke har lest. Noen arbeider krever ofte mer enn det som er nevnt ovenfor av utvikling og klargjøring av den teoretiske bakgrunn for undersøkelse. Det bør da vurderes i de enkelte tilfeller om det kan være nødvendig med et eget avsnitt for teorigrunnlaget.

Det eksperimentelle arrangement

Det eksperimentelle arrangement må beskrives tilstrekkelig detaljert til at vår hypotetiske leser kan finne frem til hva som er gjort. Det som i alminnelighet kreves i dette henseende er:

- en klar skisse av modellen eller eksperimentalløst objekt og prøvearrangementet med angivelse av dimensjoner, tverrsnitt og eventuelt formlidimensjoner hvor det er nødvendig
- systemet som eksperimentalløst objekt plasseres i, bør spesifiseres med dimensjoner, kalibreringer og lignende
- Reynolds tall eller et annet dimensjonsløst tall bør oppgis og fortrinnsvis da med tilstrekkelig dimensjonsdata for vedkommende objekt til å kunne beregnes på nytt av leseren
- det må redegjøres ved tekst og skisser for hvor de forskjellige størrelser måles
- alt målestyret må angis med så mange spesifikasjoner som det er nødvendig å kjenne i forbindelse med vedkommende målestørrelser. En beskrivelse av det mekaniske arrangement eller konstruksjon av vanlig målestyr er ikke nødvendig med mindre det er noe nytt ved dette. Likevel må dimensjoner av pitorør, uttak for trykk eller mindre prober alltid oppgis på grunn av at de representerer forstyrrelser av strømmingen. I tillegg til dette påvirkes deres egne karakteristikk av de omgivende forhold.

Redegjørelse for observasjonsdataene

Foruten den beskrivelse som er nevnt foran av forsøksarrangement og målestedene, er det en fordel å gi en særskilt, samlet oversikt over alle størrelser som observeres. Samtidig gis da opplysning om hva størrelsen måles med, om enheter og andre spesifikasjoner som kan anses av betydning. Selve observasjonsdataene føres vanligvis i tabeller. I redegjørelsen for vedkommende størrelser, er det derfor nødvendig også med henvisninger til de respektive observasjonstabeller. Utkastene til tabellene kan være forskjellig. Men det må alltid være en entydig tittel på tabellbladet og alle observasjonsskolonner eller rekker utstyrt med tilstrekkelig tekst eller koding til at det ikke oppstår tvil om hva dataene gjelder.

I tillegg til målestørrelsene som er spesifikke for undersøkelsen, registreres også dato og klokketiden når observasjonene tas. I noen tilfeller bør det også gjøres rede for hvilken rekkefølge observasjonene er tatt. Dette kan være av betydning når samtidige observasjoner på alle målesteder var det ønskelige, men som i praksis ikke lar seg gjennomføre. For å bringe klarhet i enkelte prøveforhold som observasjonsdataene ikke direkte gir kunnskap om, kan det ofte være påkrevd å gi en oversiktsmessig beretning med visse kommentarer om programmets forløp. En regel som bør følges i denne sammenheng, er at observasjonstabellen utføres med en kolonne for anmerkninger.

Bearbeidelse av forsøksdataene

Observasjonene må bearbeides og beregnes til de resultatstørrelser som er planlagt og forespeilet i innledningen eller i det spesielle avsnitt for teorigrunnlaget. Arbeidet med forsøksdataene vil da i alminnelighet gå ut på først å redegjøre for beregningsgrunnlaget. I sammenheng med dette må det henvises til de steder i rapporten hvor selve beregningen er utført, hvis dette er gjort på et annet sted. Bearbeidelsen vil ellers kunne skje etter følgende retningslinjer:

- beregningsdataene for de respektive størrelser føres i tabell (i hvert fall for likeartede observasjonsrekker)
- resultatene presenteres i diagrammer som bør planlegges med omhu og utstyres med så mange påskrifter, skalaer og angivelser at de forklarer seg selv for leseren. En god diagramfremstilling er ofte den raskeste og beste måte å bringe leseren informasjon på
- nøyaktigheten av målestørrelsene må vurderes. Herunder skiller vi mellom systematiske og tilfeldige feil. Når mange feilkilder inngår i en resultatstørrelse, må disse sammenfattes i en resulterende usikkerhetsbestemmelse for vedkommende størrelse. Dette kan tenkes gjort på flere måter. Det er derfor

nødvendig å gjøre rede for flere måter. Det er derfor nødvendig å gjøre rede for hvordan den komplekse usikkerhet er sammensatt.

Sammenligninger og vurderinger

Etter bearbeidelsen av måledataene og fremstillingen av resultatstørrelsene, er forsøksmateriellet brakt frem til sammenligning og vurderingsmessig behandling. I denne fasen av arbeidet vil mulighetene variere sterkt, avhengig av forsøkets egenart og den eksperimenterendes forutsetninger og erfaringer. Men det kan eksempelvis dreie seg om:

- å påvirke en oppsatt teori
- sammenligning av oppnådde resultater med arbeider av andre forskere eller tidligere egne arbeider
- å gjøre erfaringer til videre undersøkelser etc.

For undersøkelser generelt gjelder det at de fremkomne resultater omtales særskilt. Herunder bør det legges vinn på å fremheve, presisere eller forklare hvilke årsaksforhold som har gitt de oppnådde resultater. Samtidig er det viktig å understreke de begrensninger som måtte eksistere, for gyldigheten av det vi har påvist.

Konklusjoner

Etter at en undersøkelse er gjennomført og bearbeidet i rapportform, er det vanlig til slutt å summere opp i korte, konsise formuleringer de konklusjoner eller lærdommer som er trukket ut av undersøkelsen. Dette er en viktig del av rapporten fordi den tjener flere formål:

- de lesere som rapporten har liten interesse for, kan få kjennskap til problemstillingene og hva undersøkelsen har ført til uten å måtte lese hele rapporten
- lesere som vil gjøre mer inngående bruk av rapporten kan i noen tilfelle tilegne seg den raskere ved først å lese gjennom konklusjonene
- viktigst ved en sammenfatning av undersøkelsen og konklusjonene er at den gir oversikt og klarhet over utredningene som – på grunn av omfattende detaljer og forklaringer – ellers kan fortone seg vidløftig og kanskje ubalansert.

Sammendrag

Foruten den avsluttende oppsummering med konklusjoner, er det ganske vanlig at rapportene også inneholder sammendrag i begynnelsen av rapporten. Dette sammendraget bør i svært kortfattet form inneholde:

- hva eksperimentene gikk ut på
- omfanget av eksperimentene

- hvilke variabler som ble undersøkt
- de viktigste målrettede resultater

Symbolliste

Enhver rapport bør inneholde en liste over symboler og funksjoner som benyttes i rapporten.

10.2 Tegning av kurver

Opptegning av glatte kurver gjennom en rekke av spredte forsøkspunkter er alltid forbundet med tvil om hvor korrekt kurven blir. Men som en generell regel bør vi alltid tegne forsøkspunktene med tydelig markering i diagrammene. Dette vil hjelpe leserne til å trekke kurvene på nytt etter hans/hennes eget skjønn. Markering av forsøkspunktene gir også holdepunkter for spredningen.

Tyder resultatene på en lineær sammenheng mellom de undersøkte variable, kan metoden med minste kvadraters sum benyttes for å finne k og a i ligningen $y = kx + a$. Denne fremgangsmåte kan også benyttes på polynomer. Er ikke nøyaktigheten av de inntegnede variable like god over hele området, er det vanligvis best å trekke kurvene på skjønn. Punkter beliggende et stykke unna den kurve som er mest sannsynlig på grunnlag av den øvrige punktmengde, kan utelates fra opptegningen hvis vi ikke kjenner bestemte grunner som taler imot. Ifølge visse antagelser og vurderinger kan det nemlig være slik at et enkelt avvikende punkt har en mer sannsynlig verdi enn de øvrige punkter. Dette kan skape tvil om riktigheten av de øvrige punktene og bør dermed føre til nærmere undersøkelser for å finne feil blant annet ved å repetere målinger.

Det moralske ansvar for nøyaktigheten av resultatene hviler på den som utfører eksperimentene. Og de krav han/hun må stille til sitt arbeid er at det ikke må herske tvil om at de resultater han/hun vil presentere, er korrekt inntil oppgitte feilgrenser. Resultater som betviles, bør aldri publiseres. Men standarden for kvalifisert tvil kan variere betydelig.

10.3 Stil

I rapporter er høyeste grad av litterær stil nødvendig. Det som først og fremst kreves, er en enkel stil som ikke må virke påtrengende, og den må være såpass fri for grammatikalske feil og ordfeil at dette ikke forstyrrer leseren unødigg. En raffinert stil slik som i essays er upassende fordi synonymbruken da ofte kan skape forvirring.

Den stilform som kan passe bra som mønster, er den som benyttes i nyhetsberetningene i de mest kultiverte aviser og periodika. Denne stil er slik at den fenger og leder leseren gjennom nyhetsstoff på en logisk måte. Samtidig vil det også være slik at den travle leser som bare ønsker å få tak i det grøvste av innholdet gis muligheter til å avansere gjennom stoffet i et raskere tempo om han ønsker det.

En vitenskaplig rapport bør være lettfattelig fremstilt for å tjene som en rask informasjon til personer som rapporten i hovedsaken har liten interesse for. Men den skal for øvrig være en detaljert, sammenhengende og logisk oppbygget beretning om det som er undersøkt, med tanke på videre nytte for spesialister på området. Det må her presiseres at det er viktig å skille mellom fakta og antagelser.

Det lønner seg å gjøre stilen lettlest med ikke alt for lange setninger. I mange tilfelle kan det likevel være å foretrekke bruken også av lengre setninger for å gjøre den samlede fremstilling kortere.

Det er ikke tilrådelig å flette inn koselig humor eller å gi uttrykk for sine personlige følelser i en rapporttekst.

LITTERATURLISTE

Kompendiet er utarbeidet med støtte i følgende litteratur:

- | | |
|---------------------------------------|---|
| [1] ADDISON,
HERBERT: | A treatise on applied hydraulics.
Fifth Edition 1964 |
| [2] ALMING, KNUT: | Utregning av vannføringen I sylindriske rør ved hjelp av
Simpsons formel. 1952. |
| [3] ALMING, KNUT: | Some problems related to and experiences gained from the use of
the Gibson methode for flow measurements.
Proc. Inst. NEL 1960 vol. 2 paper F-1 |
| [4] ALMING, K og
TEKLE, T: | Termodynamisk virkningsgradmåling av vannturbiner.
Elektronisk tidsskrift nr.14, 1967 |
| [5] AMERICAN
FISHERIES
SOCIETY: | Special Publication No. 14. AFS 5410 Grosvenor Lane, Suite 110
Bethesda, Maryland 210445, USA, 1982. |
| [6] BENINI, GUISEPPE: | Researches on mutal interference and wall proximity effects on
current meter readings.
Proc. Inst. NEL 1960, vol.1, Paper A-2 |
| [7] BOUCK, GERALD, R: | Gasometer: An Inexpensive Device for Continous Monitoring of
dissolved gases and Supersaturation. Transactions of the
American Fishery Society, 111:505, 1982 |
| [8] BRADSHAW, P: | Experimental fluid mechanics.
Pergamon Press 1964 |
| [9] BØHM-RAFFAY, H: | Winter-Kennedy method of flow measurement. |
| [10] CALVERT, N. G. and | Small scale experiences on the Gibson method.
Proc. Inst. NEL 1960, vol. 2. Paper F-2 |
| [11] DRABBLE, LEAN
M.: | Proc. Inst. NEL 1960, vol. 1, Paper D-4 |
| [12] COFFIN, J: | First results concerning the effects of water temperature in
calibration tank.
Proc. Inst. NEL 1960, vol. 1, Paper A-3 |
| [13] DOEBELIN,
ERNEST. O.: | MEASUREMENT SYSTEMS. Application and Design.
McGRAW-HILL International Editions. Mechanical Engineering
Series. Fourth Edition. 1990. |
| [14] FISCHERBACHER,
R. E. : | Measurement of liquid flow by ultrasonics.
Water Power, June 1959. |

- [15] HAYWARD, A . T. J. : Bernoulli's equation modified to allow for liquid compression and the effect of the atmosphere.
NEL Report no. 19 1962
- [16] HAYWARD, A.T. J: FLOWMETERS. A basic guide and source-book for users.
The MacMillan Press Ltd. 1979.
- [17] HERMANT, C: Application of flow measurement by the comparative salt dilution method to the atmosphere.
Proc. Inst. NEL 1960, vol. 2, Paper E-2.
- [18] HOOPER, L. J. : Discharge measurement by the Allen salt velocity method.
Proc. Inst. NEL 1960, vol 2, Paper E-1.
- [19] HUGHES and BRIGTHON: Theory and problems of FLUID DYNAMISCS.
Schaum Publishing Co. New York 1967
- [20] HUTTON, S. P. : The National Engineering Laboratory, Fluid Mechanics Division.
East Kilbirde, Scotland.
- [21] HUTTON, S. P. : Über die Voraussage des Verhaltens von Wasserturbinen auf Grund von Modellversuchen. Sonderbuch aus dem Bulletin des Schweizerischen Electrotechnischen Vereins, 1959, nr.10 und 13.
- [22] International Electrotechnical Commission (IEC) 1.International code for the field acceptance tests of hydraulic turbines.
Publication 41, 1991-11
- [23] IEC 193 2.International code for model acceptance test of hydraulic turbines.
Publication 193, 1965 Bureau Central de la Commission Electrotechnique Internationale, Geneve, Suisse.
- [24] IEC 60041 3. International Code for the field acceptance tests of hydraulic turbines.
- [25] IEC 62006 4. Hydraulic machines – acceptance tests of Small Hydro Electric Installations. 2005
- [26] KJØLLE, A: Vannkraftmaskiner. Universitetsforlaget 1980.
- [27] KNAPP, C. : Geschwindigkeits- und Mengenmessung stromender Flüssigkeiten mittels Ultraschalls.
Voith Forschung und Konstruktion, nr. 3 1958
- [28] KOLUPAILA, S.: Significance of a component runner for the current meter method of flow measurement in closed conduits.
Proc. Inst. NEL 1960, vol. 1, Paper A-1.
- [29] MASSEY, B.: Fluid Mechanics. 1968.

- [30] McNULTY, P.J.: The MERL Gas Content Apparatus.
NEL Report No. 41.
- [31] PRESTON, J. H. and NORBURY, J.R.: The three-quarter radius flowmeter.
:Proc. Inst. NEL 1960, vol. 1, Paper A-5.
- [32] WINTERNITZ, Dr. Vibrating pitot tube.
Engineering 1956, vol. 201
- [33] WISLICENUS, G.F.: Fluid Mechanics of Turbomachinery.
Dover Publication, New York 1965.
- [34] WHILLM, G and CAMPAS, P.: Mesure du rendement des turbines hydraulique par la méthode
termometrique Poirson.
La Huille Blance 1959, s. 449-460 og 592-607.
- [35] AANSTAD, O.: Undersøkelse over innflytelse av skjevstrømning og rotasjon på
flygelmålinger.
Det store eksamensarbeid ved NTH, høsten 1963.

STIKKORDLISTE

Absorpsjonsfilter 79
Aggregatstørrelse 107
Akseleffekt 96
Aksesymmetrisk 90
Akustisk metode 89
Akustisk signalvei 90
Aperemeter 74
Andersens måleskjerm 33
Asynkronmotor 106
Avgitt pumpeeffekt 106, 118
Avløsningsvirvler 73
Bernoullis ligning 16, 22, 26
Betongspiral 84
Bituminøs maling 82
Blender 35, 36
Brokrets 74
Dall tube 35, 37
Demping 70
Differensialmanometer 19, 64
Differensialtrykkboks 66
Differensialtrykkindikator 66, 68
Differensialtrykk-tid-diagram 69
Doseringsventil 72, 75
Effekttap 96
Effektiv netto fallhøyde 97, 98
Egenfrekvens 67
Eksponensiell lov 85
Elektroder 71, 73, 75
Elektrodestasjoner 71, 72, 75
Elektrodestaver 75
Elektromagnetisk volumstrømsmåler 91
Enhetsturbin 127, 128
Fallhøyde 94
Fartstall 128
Flateruhet 131
Fluktuerende trykk 44
Flygel 53, 54
Forandring av tynn oppløsning 81
Forplantningshastighet 87
Fotocelle 79
Foringelsesfaktor 80
Fortrengningsvolum 106
Fortynning 78, 79, 80, 81
Francisturbiner 99, 125
Frekvens 88
Frekvensdifferanse 89
Følsomhet 74
Galvanometer 72

Gassometer 146, 147, 148
 Gauss-Jacobi 90
 Gauss-Legendre 90
 Geometrisk likedannet 124
 Gibsons målemetode 64
 Gravimetrisk metode 29
 Grensesjikt 132
 Hastighetsprofil 70
 Hastighetsutjevner 33
 Hetetrådsanemometer 48, 49
 Hydraulisk effekt 95, 118, 119
 Hydraulisk ensartet drift 103
 Hydraulisk ensartet drift på strømning med kavitasjon 141
 Hydraulisk virkningsgrad 95
 Impedans 74
 Indirekte indikering av væsknivå 15
 Induksjon av elektrisk spenning 91
 Inhomogen oppløsning 81
 Injeksjonssystem 72
 Innbygning av flygler i rør 58
 Integrasjon 90
 International Code for Field Tests 93
 International Code for Model Acceptance 93
 I – s –diagram 111, 112, 122, 123
 Isentropisk entalpiendring 112
 Jernjonekonsentrasjon 82
 Kapillarkrefter 16
 Kaplanturbiner 99, 125
 Kavitasjon 136
 Kavitasjonsprøver 136
 Kavitasjonserosjon 136
 Kavitasjonsgrenser 138, 139, 140
 Kilopond 13
 Kinetisk energi 13
 Kjemisk metode 77
 Klorider 77
 Koherent 12, 13
 Kolorimeter 79, 81
 Kolorimetrisk måling 82
 Kompressibilitet 25, 27
 Kompressibilitetskoeffisient α 26, 27
 Kondensasjon 136
 Kronometer 67
 Kvikksølvmanometer 20, 66
 Laminær demping 70
 Laminært grensesjikt 132
 Lavtrykksmaskiner 98
 Ledapparat 102
 Ledningsevne 74
 Lekkasjevolumstrøm i ledeapparat 68

Likestrømsmotor 106
 Logaritmisk papir 86
 Luftinnhold i vann 143, 144, 146
 Luftklokke 15,16
 Lydhastighet 86
 Lysbølgelengde 80
 Lysstyrke 12
 Løftehøyde 106
 Magnetisk flukstetthet 91
 Manograf 66
 Mekanisk effekt 93, 95, 118, 119
 Mekanisk energi 95, 118
 Mekanisk virkningsgrad 95
 Membran 66, 67
 Merl's gassmåleapparat 144, 145
 Middel-areal-metode 76
 Middelhastighetshøyde 97
 Middelhastighets-metode 76
 Midlere trykks- og høytrykksmaskiner 99
 Minste kvadraters metode 86
 Modellprøver 124
 Modellstørrelse 131, 132
 Modellturbiner 125
 Monokromatisk lys 79
 Motorvirkningsgrad 108
 Motstandstermometer 119
 Multipelstørrelser 14
 Måleusikkerhet 104
 Måling av gassinnhold i vann 149, 150, 151
 Natrium dikromat 79, 80, 82
 Natureffekt 96, 97
 Nettfrekvens 94
 NPSE = netto positiv sugeenergi 138
 NPSH = netto positiv sugehøyde 137
 Nøyaktighet av modellforsøk 133
 Nåløpning 102
 Oljemotor 106
 Omløpstall 94
 Oppvurdering av modellforsøk 133
 Oppvurdering fra modell til prototyp 134
 Optisk tetthet 80
 Oscillograf 74
 Overfall 30, 31, 32
 Oppnåelighetskoeffisient β 23, 24, 27
 Peltonturbiner 100, 101, 125
 Piezo-elektriske krystallgivere 87, 88
 Pipetter 79, 81
 Pitotrør 38, 39 40
 Prandtlrør 39, 45, 64
 Preston pitotrør 52, 64

Primære metoder 28
Propellerturbiner 125
Prototyp 124
Prøvedosering 75, 76
Prøvetakingstid 81
Pulstog 88
Pumpeprøver 106
Pumpevirkningsgrad 106
Rapport 153
Rapportstruktur 153, 154, 155, 156
Redusert vinkelhastighet 128
Retardert strømning 86
Reynolds tall 36, 39, 131
Reynolds tall $R_{e,krit.}$ 132
Reynolds skjærspenning 51, 64
Salthastighetsmetode 71
Saltkonsentrasjon 78
Saltoppløsning 71
Saltoppløsningsmetode 77, 78
Saltsky 75
Saltskykurve 75
Sandfang 33
Sekundære metoder 28
Selveksitert oscillasjon 88
Sentrifugalpumper 106
SI – enheter NS 1020 11
Signalplan 89
Signalvei 90
Simpsons formel 59
Skalaeffekt 124
Skivepitot 46
Skjevstrømning 42
Skjæspenningsmåling 51
Skovlåsning 102
Skrupropeller-flygel 53
Spenning 108
Spesifikk energi 95, 99, 100, 101, 102, 107
Spesifikk entalpi 111
Spesifikk entropi 111
Spesifikke strømningstap 110
Spesifikk varmestrøm 111
Spesifikt omløpstall sugeside 142
Spiraltrommer 84
Standardavvik 77
Stantonrør 52
Strømstyrke 108
Sugefartstall 142
Sugehøyde 137
Suspensjon 82
Sølvnitrat 77

Termodynamiske målinger 96, 109
Termodynamisk temperatur 111
Termodynamisk virkningsgrad 115, 122, 123
Thomas koeffisient 139
Tilbakestrømning 75
Tilfeldige feil 104
Tilført effekt 94, 107, 118
Titrering 77
Torr 14
Total usikkerhet 105
Total virkningsgrad 96, 108, 118, 119
Tre-hulls pitot 46
Tre-kvart radius volumstømsmåler 63
Trykkpulsasjoner 70
Trykkuttak 83, 102
Trykkuttak i rørvegg 17, 18
Turbinkapasitet 128
Turbulens 41
Turbulent grensesjikt 132
Turbulent struping 70
Tyngdepunktsmetode 76
Ultralyd 86, 87
Upålitelighetsfeil 104
U-rørmanometer 18, 23
Vannsøylemanometer 98
Varmelærens 1. og 2. hovedsetning 110
Vektmanometer 20
Venturimeter 34, 35
Venturikoeffisient 34
Venturipitot 47
Vibrasjoner 73
Virkelig entalpiendring 113
Virkningsdiagram 125, 126, 129, 130
Virkningsgrader 93, 95
Volumetriske målinger 28, 29
Volumstrøm 94
Væsknivå 14
Væskesøylemanometer 18, 19
Væsketrykk 14
Wheastones bro 119