



FFI-RAPPORT

16/01500

Undervannsdetonasjoner

en kort innføring

—
Jo Hagness Kiran

Undervannsdetonasjoner en kort innføring

Jo Hagness Kiran

Emneord

Undervannssprengning
Detonasjon
Eksplosiver
Trykkbølger

FFI-rapport

FFI-RAPPORT 16/01500

Prosjektnummer

1325

ISBN

P: ISBN 978-82-464-2840-6

E: ISBN 978-82-464-2841-3

Godkjent av

Morten Huseby, *forskningsleder*

Jon E. Skjervold, *avdelingssjef*

Sammen drag

Detonasjon av eksplosiver under vann har mange likheter med detonasjoner i luft. En diskontinuerlig trykkøkning, sjokkfronten, brer seg ut i mediet. Bak sjokkfronten synker trykket gradvis og man kan få en periode med negativt trykk relativt til omgivelsene. Forskjellen mellom trykkutbredelsen i luft og vann oppstår i de senere fasene. På grunn av at vann i liten grad er kompressibelt, og fordi tettheten er høyere, vil gassene fra detonasjonen nå et punkt der trykket er mindre enn trykker i vannet omkring. Dette medfører at gassboblen slutter å ekspandere og kollapser. Deretter vil boblen ekspandere igjen, og denne prosessen kan skje flere ganger.

I denne rapporten gir vi en kortfattet innføring i de viktigste fenomenene som skiller undervannsdetonasjon fra detonasjoner i luft. Rapporten er et resultat av undervisningsmateriell produsert av FFI for Minedykkerkommandoen og baserer seg på den sentrale litteraturen i fagfeltet. Det som gjengis her, er ikke et resultat av egen forskning, og vi har ikke vurdert grunnlaget for påstander eller utledninger som er gjort. Vi har valgt å fokusere på kvalitative beskrivelser, da det matematiske grunnlaget er meget komplisert og ville vært langt utenfor ambisjonen for dette arbeidet.

Vi beskriver hvordan gassboblen vil oppføre seg ved forskjellige detonasjonsdybder, hvordan boblen vil bevege seg i nærheten av forskjellige overflater og hva som skjer når gassboblen bryter vannoverflaten.

I kapittel 4 beskriver vi enkle skademodeller på strukturer, mennesker og marint liv, samt hvordan man kan beskytte seg mot skade ved undervannsdetonasjoner.

Til slutt har vi inkludert et vedlegg som gir en oversikt over formler som kan benyttes for å bestemme viktige karakteristika ved detonasjoner under vann.

Summary

Underwater detonations share a lot of similarities with detonations in air. The sudden increase in pressure, called the shock front, propagates through a medium. Behind the shock front the pressure gradually drops, and there might be a period of negative pressure relative to the environment. The difference in pressure propagation between air and water arise mainly in the late stages. Because water is largely incompressible, and due to the higher density, the detonation products will at a stage reach a pressure below that of the surrounding water. The bubble will stop its expansion and collapse. Afterwards the bubble will expand once more, and this process may repeat several times.

In this report we give a short introduction to the major differences between detonations in air and in water. We have chosen to give qualitative descriptions rather than a rigid mathematical approach, due to the complex math. Such an approach would be far beyond the scope of this work.

We will describe how the gas bubble behaves at different detonation depths, how the bubble moves in the proximity of different surfaces, and what happens when the bubble breaks the surface of the water.

In chapter 4 we describe some simple damage models for physical structures, humans and marine animals, and give a short description of protective measures.

In the appendix we give an overview of simple handbook formulas to determine the most important properties of underwater explosions.

Innhold

Sammendrag	3
Summary	4
1 Bakgrunn	7
2 Eksplosiver og detonasjoner	8
2.1 Detonasjon og sjokkbølger	8
2.2 Detonasjon i luft og i vann	10
3 Gassboblen	13
3.1 Boblens oscillasjonsperiode og radius	14
3.2 Bevegelse av en fri gassboble	15
3.3 Bevegelse nær overflater	17
3.3.1 Rigid overflate	17
3.3.2 Fri overflate	18
3.4 Overflateeffekter	18
4 Skader fra undervannsdetonasjoner	23
4.1 Fragmenter	23
4.2 Trykkskader	24
4.2.1 Iso-skademodell (Skade på fartøy)	24
4.2.2 Skade på mennesker	26
4.2.3 Skade på marint liv	27
4.3 Skadereduserende tiltak	29
5 Oppsummering	31
Vedlegg A Formeloversikt	32
A.1 Sjokkbølgen	32
A.2 Dype TNT eksplosjoner	33
A.3 Gassboblen	34
A.4 Vannsøylen	35
Referanser	36



1 Bakgrunn

Forsvaret og FFI har siden 2007 brukt ressurser innenfor Counter Improvised Explosive Devices (C-IED). Virkningen fra nedgravde ladninger er en særlig komplisert situasjon å analysere, der det må tas hensyn til vekselvirkningen mellom sprengstoff, bøsning, sand/jord, luft, beskyttelsesmaterialer og til slutt menneskekroppen. I prosjekt 1325 inngår studier av nedgravde ladninger og sjokkdemping som arbeidspakke A1. Som del av denne arbeidspakken har også undervannsdetonasjoner blitt studert. Detonasjoner under vann deler på mange måter mange av de samme problemstillingene som nedgravde ladninger. Vekselvirkningen mellom sprengstoff og vann kan i forenklete tilfeller føre til innsikt som kan bidra til forståelsen av nedgravde ladninger. Det påpekes også at bruken av improviserte bomber mot sjømål, slik som skip i havn eller rørledninger, kan være en fremtidig problemstilling for Forsvaret.

Dette notatet presenterer de viktigste karakteristika og fenomener ved undervannsdetonasjoner. Vi beskriver detonasjonsforløp, trykkutbredelse og andre effekter på et hovedsakelig kvalitativt nivå. For en mer matematisk og vitenskapelig tilnærming henvises til litteraturen. Der teorien ikke er altfor komplisert eller resultatene kan presenteres enkelt, er det gjengitt enkle formler for beregning av sentrale størrelser. Enkelte mer avanserte eller perifere temaer, slik som bølgerrefleksjoner og kjernefysiske detonasjoner, er utelatt i et forsøk på å holde rapporten kort og konsis.

Arbeidet er i stor grad et litteraturstudium basert på boken “Underwater explosions” av Robert H. Cole [1]. Til tross for at boken snart er 70 år gammel, er den hovedreferansen for det meste innenfor detonasjoner under vann. Vi har ikke gått i dybden, verken i gjengivelsen av materialet eller i den faglige bakgrunnen for de fenomener eller utledninger som presenteres her. En slik behandling av temaet ligger langt utenfor omfanget av denne rapporten. Mye av innholdet i dette notatet inngår også i forelesninger for minedykkerkurs holdt av FFI.

2 Eksplosiver og detonasjoner

2.1 Detonasjon og sjokkbølger

Et eksplosivt materiale kjennetegnes ved at det inneholder en stor mengde potensiell energi som kan frigjøres i form av varme, trykk, lyd eller stråling. Når vi snakker om eksplosiver, mener vi som oftest kjemiske eksplosiver der den potensielle energien skyldes de kjemiske bindingene mellom molekylene. Materialet kan gjennomgå en spontan kjemisk prosess der bindingene brytes, hvilket produserer store mengder reaksjonsprodukter (gasser) i en kraftig eksoterm prosess (produserer varme). Et kjemisk eksplosiv inneholder ofte nitratgrupper med mye oksygen, som reagerer og danner blant annet karbondioksid, karbonmonoksid og nitrogengass.

Den kjemiske energien i et eksplosiv er, kanskje noe overraskende, lavere enn den kjemiske energien i f.eks. bensin eller trevirke¹. Det som skiller et eksplosiv fra andre energetiske materialer er den meget hurtige frigjøringen av denne energien. Et materiale som klassifiseres som høyeksplosiv² kan frigjøre energien ved en detonasjonsprosess. En detonasjon er en kjemisk forbrenningsprosess der reaksjonssonen beveger seg supersonisk, altså raskere enn lydhastigheten, gjennom materialet. Denne meget hurtige eksoterme prosessen frigjør energien så raskt at det dannes en sjokkbølge med meget høyt trykk som beveger seg raskere enn lyden.

En sjokkbølge er en trykkforplantning i et medium som beveger seg raskere enn lydhastigheten i det gitte mediet. En sjokkbølge som beveger seg inn i et uforstyrret medium kjennetegnes av en meget hurtig, nesten diskontinuerlig, økning i trykk, temperatur og tetthet. Bak sjokkfronten synker trykket, og det kan også oppstå en fase med negativt trykk i forhold til omgivelsene. Etter hvert som sjokkfronten brer seg utover vil amplituden synke på grunn av geometrisk demping³. Siden forplantningshastigheten avhenger av amplituden, vil hastigheten forandre seg bak sjokkfronten, hvilket medfører at sjokkbølgen ikke bevarer sin form men strekkes ut. Energi vil bli tapt med utbredelsen, og til slutt går sjokkbølgen over til en lydbølge. Et typisk forløp for en sjokkbølge er vist i figur 2.1.

Trykkendringene i et medium (luft eller vann) er gitt ved bevegelsesligningene [1]:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{c^2}{\rho} \text{grad } \rho \quad (2.1)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \text{div } \vec{v} \quad (2.2)$$

¹ Høyeksplosiv: ~ 5 MJ/kg, trevirke: ~ 16 MJ/kg, bensin: ~ 45 MJ/kg.

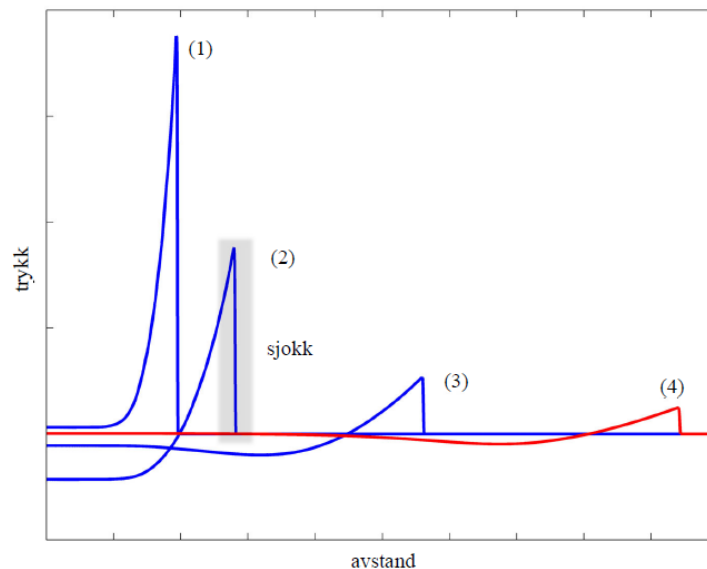
² Videre i dette notatet vil vi benytte betegnelsen eksplosiv eller sprengstoff i betydningen høyeksplosivt materiale.

³ Energien fordeles over en større overflate.

$$c^2 = \left(\frac{dP}{d\rho} \right)_s \quad (2.3)$$

$$E - E_0 = \frac{1}{2}(P + P_0) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) \quad (2.4)$$

Disse ligningene lar oss i regne ut trykkforløpet i tid og rom forutsatt at vi kjenner mediets tilstandsligning. En viktig egenskap ved disse ligningene er at de er uavhengige av geometrisk skalering. Hvis man erstatter avstander r med en skalert avstand $k*r$, og tiden t med en skalert tid $k*t$, og setter dette inn i ligningene, vil man få samme resultat. Skaleringsfaktoren k faller ut. Denne geometriske uavhengigheten kalles similaritetsprinsippet eller prinsippet om skalering og ble først omtalt av Hilliar [2]. Skaleringsprinsippet gjelder for en rekke størrelser, slik som impuls, dybde (undervann), bobleradius (undervann) etc. Prinsippet er kun gyldig når det ikke virker eksterne krefter som ikke skalerer geometrisk. I alle tilfeller vil tyngdekraften virke, hvilket ikke skalerer. Men på grunn av tidsskalaen påvirker effekten av tyngdekraften først forløpet ved senere stadium. Andre forhold som gjør at skalering ikke er gyldig er viskositet og kjemiske reaksjoner. I eksplosjoner der etterbrenning forekommer vil derfor trykket ikke skalere korrekt. I området rundt sjokkfronten vil viskositeten ha en effekt og skaleringen vil heller ikke her være gyldig. I veldig mange tilfeller vil derimot skalering være gyldig, og man definerer derfor ofte en størrelse kalt skalert avstand, $Z = R/Q^{1/3}$. Trykk og andre verdier ved en gitt avstand oppgis ofte ved skalerte avstander.

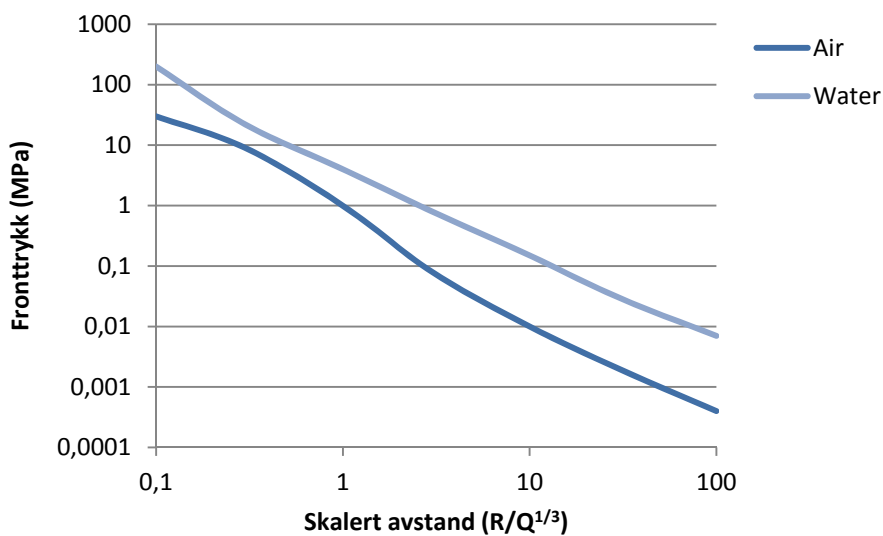


Figur 2.1 Illustrasjon av sjokkbølgens utbredelse [3].

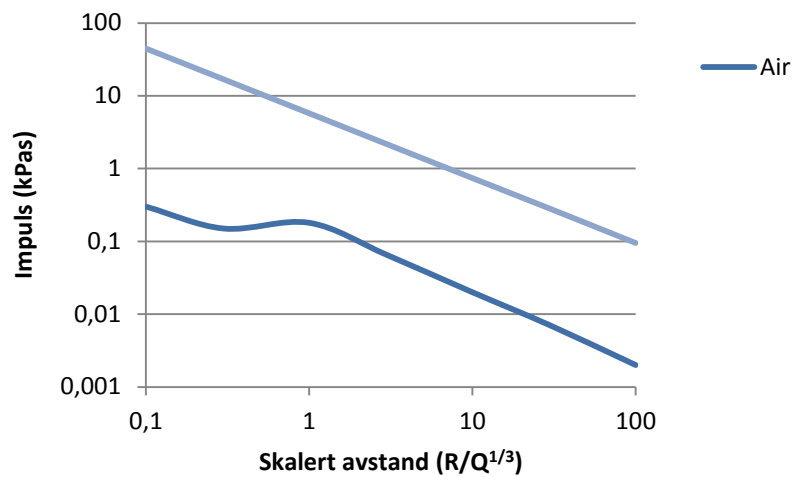
2.2 Detonasjon i luft og i vann

Som nevnt tidligere illustrerer figur 2.1 trykkforløpet til en sjokkbølge i luft. Når avstanden øker, synker trykket i sjokkfronten. Figur 2.2 og figur 2.3 viser sammenhengen mellom henholdsvis frontrykk og impuls, og skalert avstand. Figurene viser også forskjellen mellom trykkutbredelsen i luft og i vann. Som vi ser så ligger kurvene for vann over kurvene for luft. Trykket kan være opp til 10 - 20 ganger høyere i vann enn i luft for en gitt avstand, mens impulsen er minst 40 ganger høyere. Dette skyldes forskjellene mellom luft og vann som medium for sjokkbølgen.

Tabell 2.1 oppsummerer de viktigste forskjellene i materialegenskaper for luft og vann.



Figur 2.2 Fronttrykk vs. skalert avstand. Data for luft fra [4], data for vann fra [1].



Figur 2.3 Impuls vs. skalert avstand. Data for luft fra [4], data for vann fra [1].

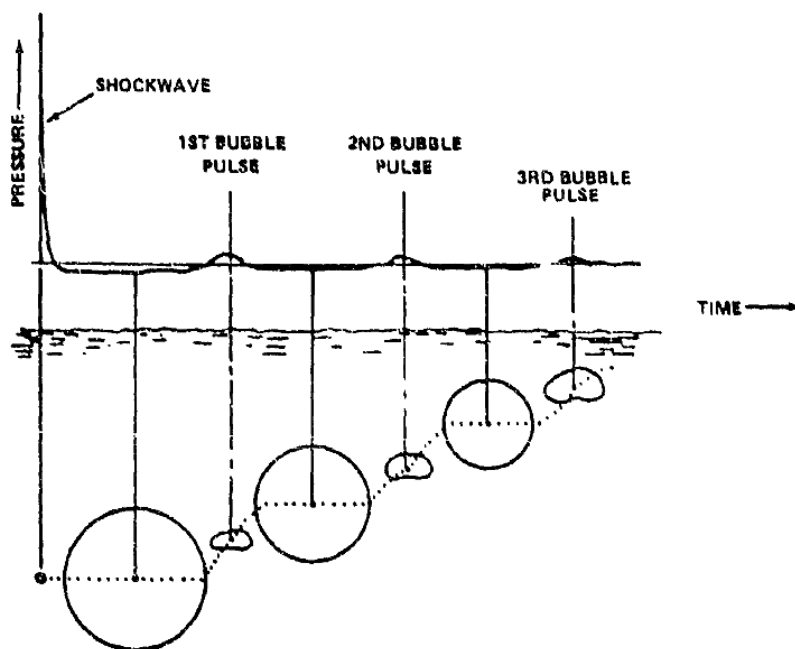
Tabell 2.1 Forskjeller mellom luft og vann

	Luft	Vann
Tetthet	1,2 kg/m ³	1025 kg/m ³
Lydhastighet	340 m/s	1500 m/s
Kompressjon	Komprimerbar	Ikke-kompressibel
Ekspansjon	Kan ekspandere	Kan ikke ekspandere
Atmosfære	Tilnærmet konstant atmosfærisk trykk	Trykk øker med 10 kPa per meter

Disse forskjellene i materialeegenskaper fører til at trykkbølgen oppfører seg annerledes i vann enn forløpet vist i figur 2.1 for luft. Forutsatt at eksplosivet detonerer på tilstrekkelig dybde at hverken bunn eller vannoverflate påvirker trykket, er følgende en kvalitativ beskrivelse av trykkforløpet:

- Sjøkkbølgen brer seg tilnærmet sfærisk utover og vil ankomme et gitt målepunkt. Trykket avtar raskt etter sjokkfronten, ikke veldig ulikt forløpet i luft.
- Detonasjonen produserer store mengder gass som utvider seg i en gassboble. Denne ekspanderer til trykket er likt vannet omkring gassboblen. På grunn av gassens treghet vil boblens ekspansjon fortsette litt etter dette.
- Gassboblens ekspansjon reverseres og denne kollapser. Trykket øker inntil kompresjonen stopper. Dette resulterer i en ny trykkbølge som forplanter seg radielt utover.
- Trykket er nå så høyt at gassboblen begynner å ekspandere igjen, og prosessen gjentar seg flere ganger⁴.

Dette forløpet resulterer i en trykkbølge som er illustrert i figur 2.4.

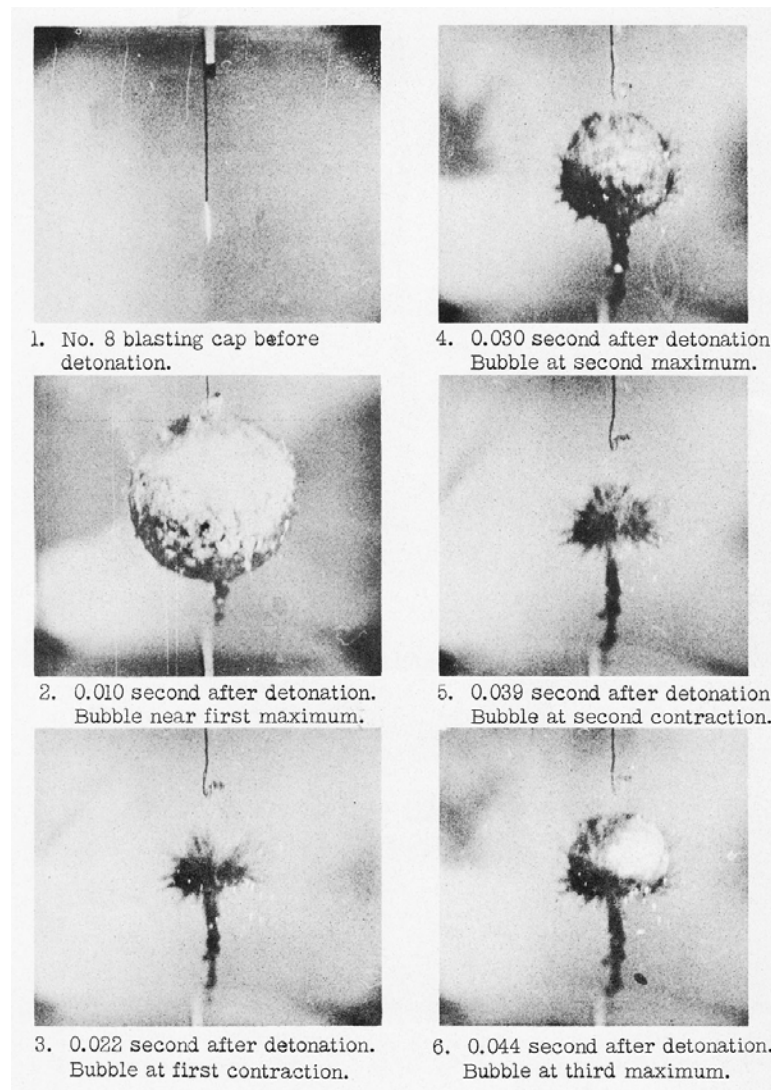


Figur 2.4 Sammenheng mellom gassboblens oscillasjon og trykkbølgen.

⁴ Oscillasjoner på 10 sykler eller mere har blitt observert.

3 Gassboblen

Den første sjokkbølgen fra en detonasjon under vann er ikke veldig ulik den som oppstår ved en detonasjon i luft. Amplituden er noe større, og tidsforløpet avviker litt, men de generelle trekkene er så å si identiske. Der detonasjoner under vann skiller seg fra detonasjoner i luft, er det videre trykkforløpet etter den første sjokkbølgen. I luft oppstår det en fase med undertrykk, der vindhastigheten reverseres, før trykket når en likevekt med det atmosfæriske trykket. I vann får man derimot en serie trykkpulser som stammer fra kollapsen av gassboblen. På grunn av gassboblens oscillasjon forplanter det som kalles boblepulser seg i vannet over mye lengre tid enn undertrykksfasen i luft. Vi vil i dette kapitlet beskrive gassboblens oppførsel i noe mer detalj, med særlig fokus på de fenomener som bidrar til skade på objekter.



Figur 3.1 Eksempel på pulserende gassboble.

3.1 Boblens oscillasjonsperiode og radius

Figur 3.1 viser bilder av gassboblen ved forskjellige tidspunkter etter detonasjon av en vanlig detonator i vann. Bilde nr. 2, 4 og 6 viser boblens tre første maksimum, mens bilde nr. 3 og 5 viser første og andre minimum. Tidsdifferansen mellom første og andre maksimum, bilde nr. 2 og 4, kalles den initiale oscillasjonsperiode. Ved å ta utgangspunkt i bevegelses- og bevaringsligningene⁵, kan man ved å anta perfekt radiell flyt av vannet, dvs. se bort fra tyngdekraft og trykkvariasjon ved forskjellige dybder, utlede et enkelt uttrykk for perioden:

$$T = K \frac{Q^{1/3}}{(d + 10)^{5/6}}. \quad (3.1)$$

T er oscillasjonens periode i sekunder, Q er ladningsmassen i kg, d er detonasjonsdybden i meter, og K er en konstant som avhenger av sprengstofftypen, se tabell 3.1. Dette uttrykket gjelder kun for eksplosjoner der vannoverflaten eller sjøbunnen ikke påvirker boblen.

Ved å se på bildene i figur 3.1 ser vi at tiden mellom første og andre maksimum er på 20 ms, mens tiden mellom andre og tredje er på 14 ms. Det at oscillasjonsperioden blir kortere for suksessive oscillasjoner av gassboblen skyldes at energi går tapt i boblens pulseringer og at gassboblens ekspansjon dermed reduseres. I utledningen av ligning (3.1) kommer det fram at $KQ^{1/3}$ beskriver sprengstoffets energi. Om man antar at r_n representerer den gjenværende andelen av energi i den n-te utvidelsen av boblen får man:

$$T_n = K \frac{(r_n Q)^{1/3}}{(d_n + 10)^{5/6}}, \quad (3.2)$$

der T_n er perioden for den n-te oscillasjonen, og d_n er boblens dybde. Antar man at boblen ikke beveger seg mye mellom pulsene er d_n konstant og man får:

$$r_2 = r_1 \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^3 \quad (3.3)$$

for forholdet mellom første og andre puls. Forsøk med TNT⁶ har vist at ca. 59 % av den opprinnelige energi går tapt i sjokkbølgen, slik at kun 41 % av den opprinnelige energien driver den første boblen (r_1). Etter den første boblen er det kun 14 % av den opprinnelige energien igjen (r_2) og bare 7,6 % etter den andre boblen (r_3). Det er også vist at perioden blir lengre hvis detonasjonen foregår nær overflaten og kortere nær sjøbunnen.

⁵ Se ligning (2.1) - (2.4).

⁶ 200 lbs på dybder fra 900 – 3000 fot. Forholdet i ligning (3.3) er gyldig for dybder større enn 320 fot.

I utledningen av ligning (3.1) utleder man også boblens maksimale radius. Denne er gitt ved:

$$r_{\max} = J \frac{Q^{1/3}}{(d+10)^{1/3}}, \quad (3.4)$$

der J er gitt i tabell 3.1.

Tabell 3.1 Konstant for oscillasjonsperiode og radius for forskjellige sprengstoff.

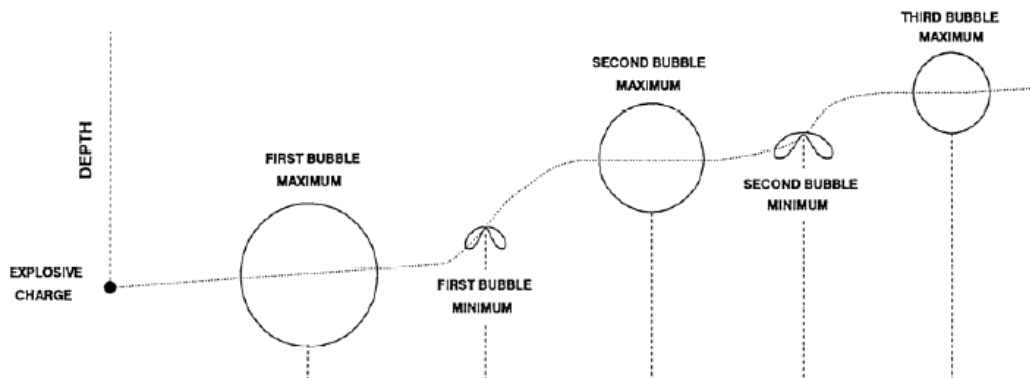
	TNT	Pentolite	HBX-1	HBX-3	H-6
K [s m ^{5/6} kg ^{-1/3}]	2,11	2,11	2,41	2,63	2,62
J [m ^{4/3} kg ^{-1/3}]	3,50	3,52	3,96	4,27	4,09

3.2 Bevegelse av en fri gassboble

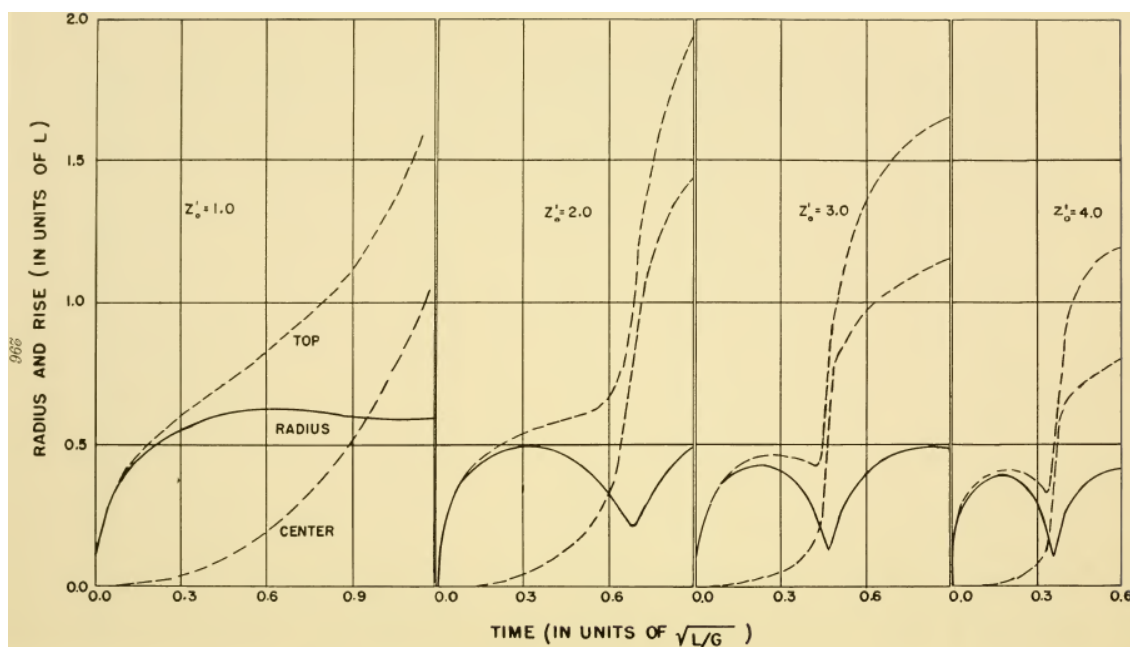
I det foregående kapittelet antok vi at gassboblens var upåvirket av både tyngdekraft og forandring i det hydrostatiske trykket omkring gassboblens. Videre antok vi at gassboblens heller ikke opplevde noen form for oppdrift. Dette er alle åpenbare forenklinger, men når disse effektene inkluderes blir matematikken fort veldig komplisert.

Kvalitativt kan boblens bevegelse beskrives som følger:

- Gassboblens har oppdrift på grunn av den lavere tettheten i forhold til vannet rundt. Dette gir en kraft som virker oppover.
- På grunn at gassboblens utstrekning vil den også oppleve motstand når den beveger seg oppover siden den må fortrenge vannet. Dette gir en kraft som virker i motsatt retning av bevegelse, altså nedover.
- Netto effekt er at gassboblens beveger seg raskt oppover når den er liten, og sakte når den er stor, se figur 3.2.



Figur 3.2 Sammenheng mellom boblestørrelse og vertikal bevegelse.



Figur 3.3 Illustrasjon av boblebevegelse ved forskjellige dybder. Detonasjonsdybde øker fra venstre mot høyre. Tatt fra [1].

Denne beskrivelsen tar kun utgangspunkt i at oppdriften driver boblen oppover, og er kun gyldig så lenge det boblen er langt unna overflaten eller sjøbunnen. Det faktum at det hydrostatiske trykket rundt gassboblen ikke er uniformt, men øker med økende dybde, bidrar også til en netto bevegelse oppover. Dette skyldes at trykket under boblen er større enn over. Dette medfører at vannet under boblen får en større radiell hastighet når gassboblen er ved sitt maksimum og begynner sin kollaps. Figur 3.2 viser formen boblen vil ha ved sine minima. Denne formen, som kan ligne på en nyre, skyldes vannets bevegelse. Den samme effekten medfører at den påfølgende ekspansjonen ikke blir sfærisk, da utvidelsen vil bli større i retningen med lavest trykk, altså oppover.

Figur 3.3 viser hvordan bevegelsen for gassboblens sentrum, topp og radius blir ved forskjellige detonasjonsdybder. Kurvene er basert på teori som tar også høyde for tyngdekraften. En utledning av denne teorien er for omfattende for denne rapporten og det henvises til [1].

3.3 Bevegelse nær overflater

I forrige kapittel beskrev vi gassboblens bevegelse under forutsetningen at bevegelsen fant sted i et “uendelig” medium, altså at flyten av væske ikke påvirkes av noen hindringer. Dette gjorde at man kunne anta radiell ekspansjon av gassboblen med en tilsvarende radiell flyt av væske. I virkeligheten vil det alltid være grenseflater som påvirker flyten, enten overgangen mellom vann og luft, sjøbunnen eller andre rigide strukturer som skipsskrog eller fysiske hindringer. De to enkleste tilfellene er:

1. Rigid overflate (vegg, sjøbunn etc): Her kreves det at væskens bevegelse er parallell nær flaten.
2. Fri overflate (vannoverflaten): Her må trykket være det samme langs hele grenseflaten. Eventuelle trykkforandringen utlignes øyeblikkelig av grenseflatens bevegelse.

Vi vil i de to neste underkapitlene beskrive de generelle trekkene ved disse to tilfellene. Matematikken nødvendig for å beregne gassboblens bevegelsesligning er komplisert, og krever blant annet bruk av potensialteori, Lagrange-funksjoner og avansert rekkeutvikling. En matematisk behandling av temaet vil ikke bli gjort her, og resultatet av utledningene er heller ikke tilstrekkelig enkle til å ha grunnleggende praktisk applikasjon og vil derfor ikke bli presentert.

3.3.1 Rigid overflate

I begynnelsen av gassboblens ekspansjon, når trykket er høyere enn det hydrostatiske trykket rundt boblen, vil væske rundt boblen søke å bevege seg vekk fra boblen. Hvis det er en fast overflate i nærheten av boblen, vil væsken nær overflaten være vanskeligere å “dytte” unna enn på den “frie” siden. Dette medfører at boblen dyttes vekk fra overflaten. Men denne fasen av gassboblens oscillasjon er meget kortvarig, og i tillegg er boblen nær sin minste utstrekning, hvilket gjør at vannmassene som dytter er små, og bevegelsen blir liten.

Når gassboblen så har ekspandert til det punkt at trykket er mindre enn det hydrostatiske trykket, vil væsken rundt presse og bevege seg mot gassboblens overflate. Igjen er det på grunn av væskens treghet vanskeligere å bevege væsken nær den rigide overflaten. Væsken på den “frie” siden kan lettere bevege seg mot gassboblen hvilket dytter boblen mot veggen. Siden dette skjer når boblen er stor, er det en stor mengde væske som dytter på boblen og effekten blir stor.

Når disse to effektene summeres, blir den netto effekten av gassboblen beveger seg mot den faste overflaten.

Detonasjon nær rigide overflater kan også medføre såkalt “jetting” der boblen pulserer mot flaten og kan medføre kraftig skade på strukturen⁷.

3.3.2 Fri overflate

I motsetning til situasjonen med en fast overflate, vil en gassboble i nærheten av en fri overflate (f.eks. vannoverflaten) oppleve en frastøtning fra overflaten. Mekanismen er meget lik den for den faste flaten, men med motsatt fortegn.

Når gassboblen ekspanderer er trykket høyere enn det hydrostatiske trykket. Dette medfører at væsken rundt skyves utover. Når den frie flaten kan væsken lett forskyves, hvilket gjør at gassboblen beveger seg mot overflaten. Når boblen så ekspanderer til det punkt at trykket er lavere enn det hydrostatiske, vil væske bevege seg mot boblen. Igjen skjer dette lett nær overflaten, hvilket dytter gassboblen vekk fra overflaten. I likhet med den forrige situasjonen er effekten større når gassboblen er stor, hvilket resulterer i en netto bevegelse vekk fra overflaten.

Denne noe ikke-intuitive oppførselen er vist i figur 3.4, som viser stillbilder fra en høyhastighetsvideo av en detonasjon nær vannoverflaten.

3.4 Overflateeffekter

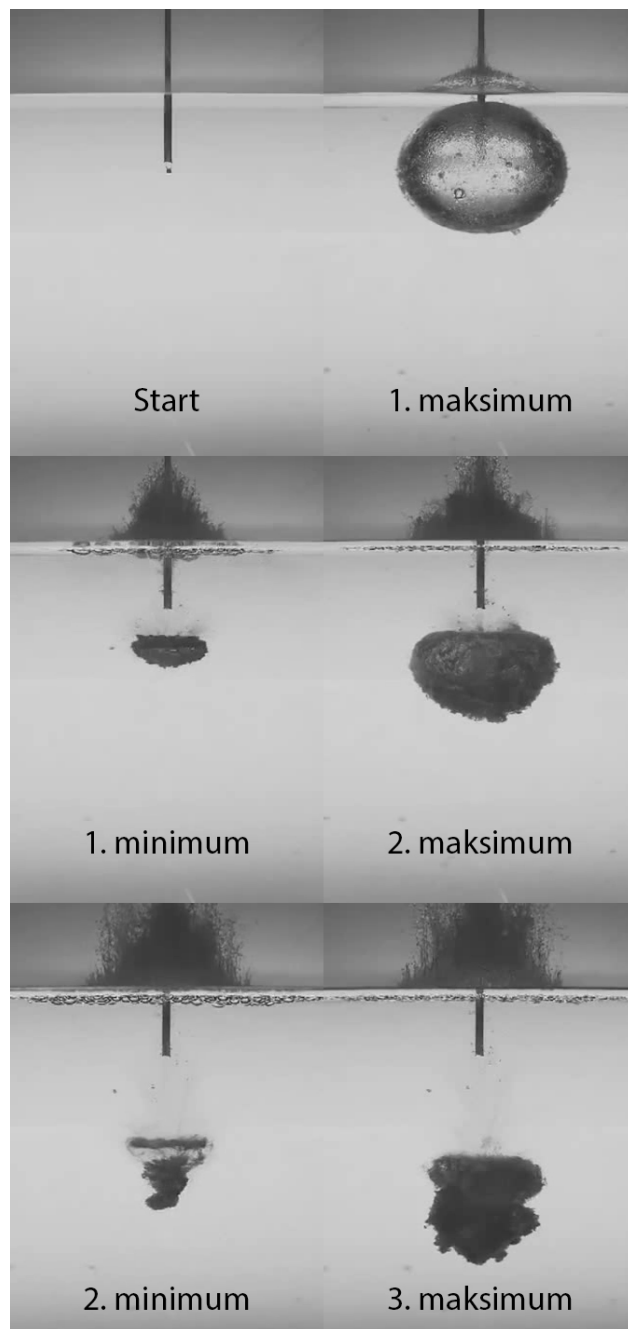
På et eller annet tidspunkt vil en eksplosjon i dypet ha en eller annen form for påvirkning på overflaten. Dette kan enten være forstyrrelser fra sjokkbølgen eller en kombinasjon av sjokkbølgen og gassboblens vekselvirkning med overflaten.

Når en trykkbølge treffer en fri overflate slik som vannoverflaten, vil det reflekteres en trykkbølge med negativt trykk. Dette skyldes grensebetingelsen at trykket må være kontinuerlig på overflaten. Denne trykkbølgen vil så vekselvirke med den innkommende sjokkbølgen. For stort sett alle tilfeller der eksplosiver detonerer vil resultatet av vekselvirkningen mellom de to bølgene være et negativt absolutt trykk. Vann kan i visse tilfeller være i slike tilstander av strekk, men sjeldent for verdier høyere enn et atmosfæres trykk. Dette medfører at vannet “rives” fra hverandre, og det oppstår hulrom⁸ rett under overflaten, se figur 3.5.

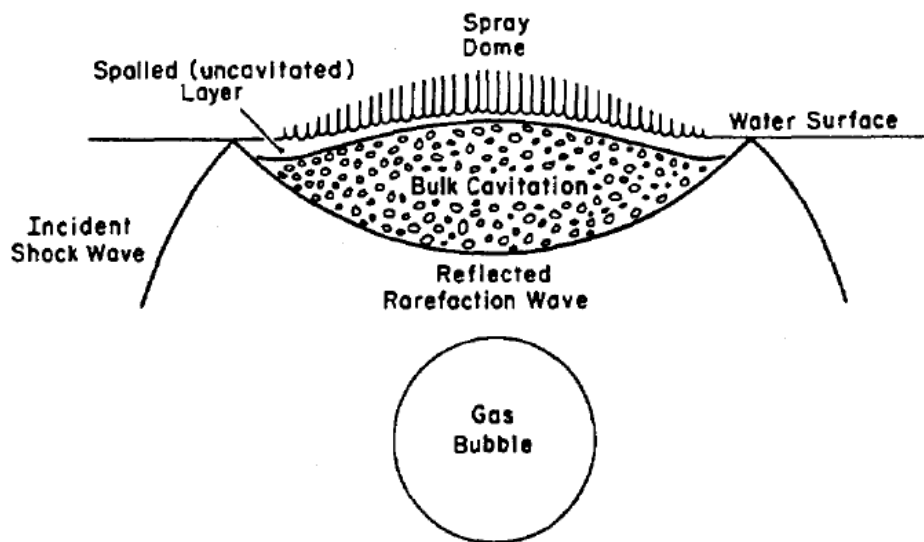
Hvis detonasjonen foregår på tilstrekkelig grunt vann vil gassboblen til slutt bryte overflaten. Avhengig av ladningsmengde og detonasjonsdybde vil gassboblen bryte overflaten i løpet av den første oscillasjonen. Dette kalles en grunn detonasjon. Foregår detonasjonen tilstrekkelig dypt, eller ladningsmengden er liten i forhold til dybden, kan detonasjonen sies å være dyp. Disse to grensene, samt området mellom er illustrert i figur 3.6. I mellomsjiktet vil gassboblen oscillere ett visst antall ganger før den bryter vannoverflaten. Figur 3.7 viser sammenhengen mellom skalert detonasjonsdybde og antall oscillasjoner.

⁷ Jetting er en meget kompleks hydrodynamisk prosess og avhenger av en rekke faktorer som trykkfordelingen og væskeflyten. Jet-hastigheter på opp til 1000 m/s har blitt observert, og kan i slike tilfeller være i stand til å perforere skipsskrog.

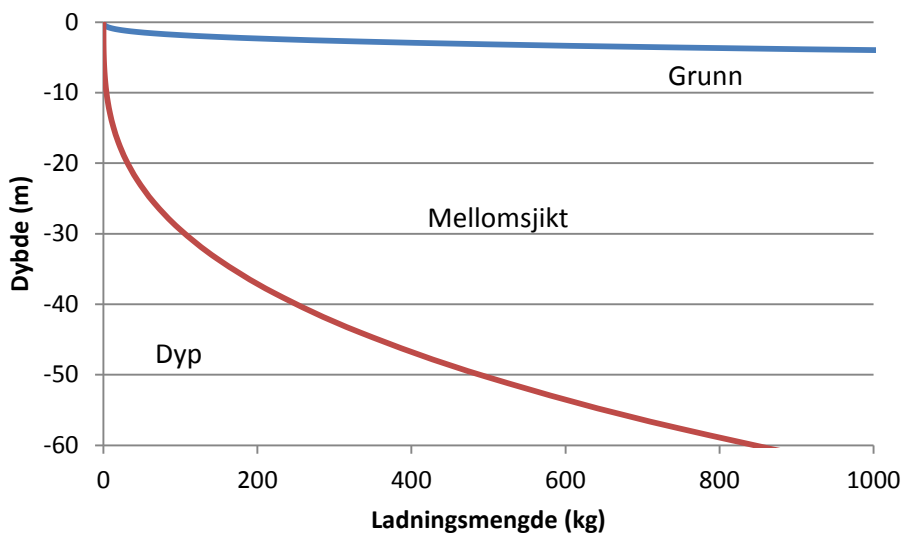
⁸ Engelsk: cavitation



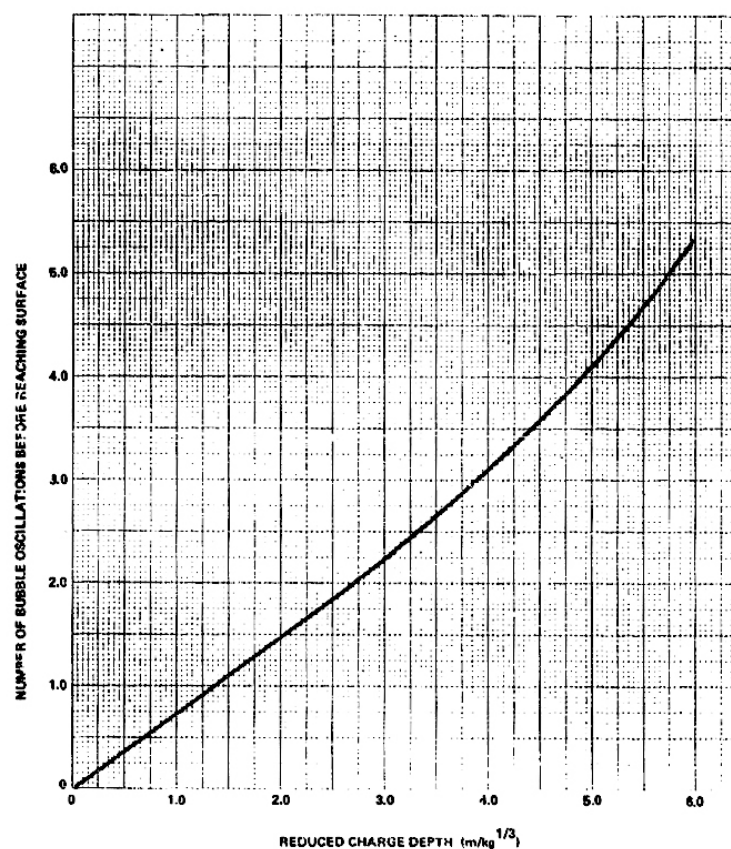
Figur 3.4 Stillbilder fra video av detonasjon nær vannoverflaten.



Figur 3.5 Illustrasjon av hulrom fra reflektert sjokkbølge.



Figur 3.6 Forholdet mellom ladningsmengde og detonasjonsdybde avgjør om detonasjonen klassifiseres som grunn eller dyp.



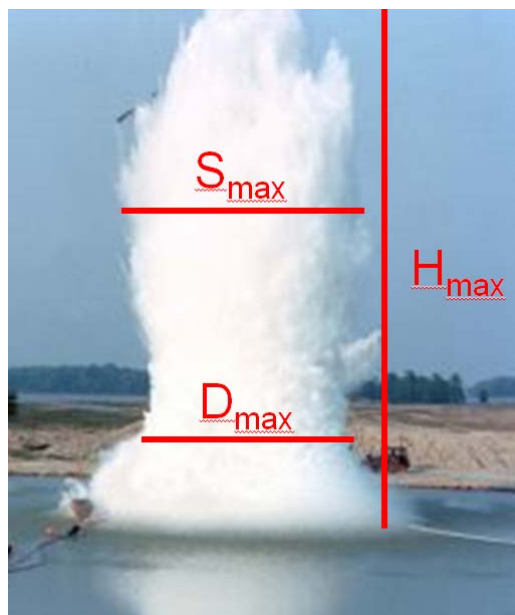
Figur 3.7 Antall ganger gassboblen oscillerer før den bryter vannoverflaten.

Ved tilstrekkelig grunne detonasjoner vil gassboblen ved et tidspunkt bryte overflaten. Dette medfører at vann kastes ut og oppover. Formen på denne vannsøylen avhenger av detonasjonsdybden. Er detonasjonen grunn, vil den vertikale hastighetskomponenten være større enn den horisontale og det dannes en høy vertikal vannsøyle. Etter hvert som detonasjonsdybden øker vil den horisontale komponenten bli større mens den vertikale blir mindre, slik at vannutkastet blir mer radielt. Det er særlig tidspunktet i gassboblens oscillasjon som avgjør om vannsøylen blir høy eller mer radiell.

For grunne detonasjoner kan vannsøylens form tilnærmes med følgende formler:

Tabell 3.2 Formler for beregning av vannsøylens form. Se figur 3.8 for definisjon av parameterne.

Parameter	Formel	Gyldighetsområde
Maksimal høyde	$\frac{H_{max}}{Q^{1/3}} = 32,4 \left(\frac{d}{Q^{1/4}} \right)^{0,1}$	$0,0037 < \frac{d}{Q^{1/4}} < 0,74$
	$\frac{H_{max}}{Q^{1/3}} = 21,7 \left(\frac{d}{Q^{1/4}} \right)^{-1,24}$	$0,74 < \frac{d}{Q^{1/4}} < 1,56$
Maksimal nedre bredde	$\frac{D_{max}}{Q^{1/3}} = 3,71 \left(\frac{d}{Q^{1/3}} \right)^{0,166}$	$0,08 < \frac{d}{Q^{1/3}} < 0,88$
Maksimal øvre bredde	$\frac{S_{max}}{Q^{1/3}} = 9$	$0,04 < \frac{d}{Q^{1/3}} < 0,24$



Figur 3.8 Vannsøylens parametre.

4 Skader fra undervannsdetonasjoner

4.1 Fragmenter

I de aller fleste militære applikasjoner av sprengstoff er skademekanismen fra en detonasjon todelt. Sjøkkbølgen og det påfølgende trykkforløpet er en mekanisme, mens den andre er fragmenter. Når en ladning omsluttet av metall, i f.eks. et stridshode eller håndgranat, vil sjokkbølgen og detonasjonsgassene akselerere metallet utover. Etter hvert kan ikke metallet utvide seg lenger, det sprekker opp og danner fragmenter. Disse fragmentene er akselerert til høye hastigheter, og kan medføre skade på personer og strukturer på lang avstand. Ved en detonasjon i luft vil skadevirkningene fra trykkbølgen være dominerende på korte avstander, mens på lengre avstander er ofte fragmentene mer farlige.

Som vi har vært inne på tidligere er det store forskjeller mellom vann og luft. Særlig er det forskjellen i tetthet som er avgjørende for skadevirkningen av fragmenter. Når fragmentene kastes ut fra detonasjonspunktet vil de oppleve en oppbremsende kraft i form av luftmotstanden. Dette medfører at hastigheten synker og etter hvert mister fragmentene sin radielle hastighet og faller til bakken. Denne luftmotstanden avhenger blant annet av tettheten til mediet fragmentene beveger seg i. Siden vannets tetthet er ca. 1000 ganger høyere enn tettheten til luft, opplever fragmentene en veldig stor oppbremsende kraft i vann sammenlignet med i luft. Fragmentene bremses meget effektivt opp, og avstanden de er farlige på blir meget kort. I luft vil en 10 g kule miste halvparten av sin hastighet etter ca. 84 m. I vann vil den samme kulen miste halvparten av hastigheten allerede etter 10 cm. Det er åpenbart at fragmenter utgjør liten fare så lenge de beveger seg under vann.

De tilfellene der fragmenter kan utgjøre en fare er hvis detonasjonen skjer på tilstrekkelig grunt nok vann til at gassboblen bryter overflaten. Da vil fragmentene bevege seg i luft med den hastighet de har når de forlater vannoverflaten, og de kan igjen være skadelige på lange avstander. Om man benytter ligning (3.4) til å beregne gassboblens radius, kan man finne de detonasjonsdybder hvor en gitt ladning vil kunne gi farlige fragmenter over vann. Tabell 4.1 viser noen eksempler på ladningsmengder, gassboblens største radius og den minste detonasjonsdybde som vil gjøre at fragmenter ikke er farlige over vann.

Tabell 4.1 Gassboblens radius og omtrentlig minste detonasjonsdybde som ikke gir farlige fragmenter over vann.

Ladning (kg)	Gassboblens radius (m)	Detonasjonsdybde (m)
5	2,5	3
10	3,1	4
20	3,8	5
50	5,1	6
100	6,3	7

4.2 Trykkskader

Beregning av skade som følge av trykkbølger er meget komplisert. I alt unntatt de aller enkleste tilfellene må vi ty til numeriske beregninger og simuleringer. Beregningene avhenger naturlig nok av trykkbølgens form, som kan være meget komplisert på grunn av refleksjoner og vekselvirkninger med andre objekter, og av strukturens konstruksjon, deriblant geometri og materialer. Det er derfor meget vanskelig å utvikle generelle beregningsmetoder, formler eller kurver som beskriver skade på vilkårlige strukturer med høy presisjon. De beste generelle metodene må i beste fall ansees som rådgivende og indikerer, fremfor å forutsi, skadenivå.

I de følgende avsnittene beskriver vi enkelte generelle trekk ved noen skademodeller, både for mennesker og strukturer. De viktigste momentene er skademekanismene og hvilke trekk ved trykkbølgen som dominerer eller bidrar til skadebildet.

4.2.1 Iso-skademodell (Skade på fartøy)

Figur 2.2 og figur 2.3 viser henholdsvis trykk og impuls som funksjon av skalert avstand, $R/Q^{1/3}$, for detonasjon i luft og i vann. For et bredt område av verdier ser vi at forholdet er tilnærmet lineært. Vi kan med andre ord tilnærme de empiriske dataene med enkle formler:

$$P_{\max}^{\text{luft}} = A^{\text{luft}} \left(\frac{Q^{1/3}}{R} \right)^2 = A^{\text{luft}} \frac{Q^{2/3}}{R^2} \quad (4.1)$$

$$I_+^{\text{luft}} = B^{\text{luft}} \frac{Q^{2/3}}{R}, \quad (4.2)$$

$$P_{\max}^{\text{vann}} = A^{\text{vann}} \left(\frac{Q^{1/3}}{R} \right)^{1,13} \quad (4.3)$$

$$I_+^{\text{vann}} = B^{\text{vann}} Q^{1/3} \left(\frac{Q^{1/3}}{R} \right)^{0,89} \quad (4.4)$$

der P_{\max} er trykket i sjokkbølgen, I_+ er impulsen til den positive fasen og A og B er konstanter⁹. Ligning (4.1) og (4.2) gjelder for luft, mens ligning (4.3) og (4.4) gjelder for vann.

Hva som forårsaker skade på en struktur avhenger som sagt av utformingen og responsen til strukturen. I visse av kombinasjoner av trykkbølgen og strukturens utforming vil det maksimale trykket i sjokkbølgen være styrende for skaden, altså ligning (4.1) eller ligning (4.3). I andre tilfeller vil impulsen være en viktigere faktor i å bedømme skade, ligning (4.2) eller (4.4). I veldig mange tilfeller er det en kombinasjon av de to størrelsene som avgjør skaden. Derfor er det ofte vanlig å snakke om såkalte iso-skademodeller¹⁰. Dette er modeller som kombinerer trykk og impuls, og definerer nivåer av skade ved hjelp av såkalte skadenummer, DN :

$$DN = (P - P_{cr})(I_+ - I_{cr}). \quad (4.5)$$

Ofte forenkles denne ved å neglisjere grenseverdiene P_{cr} og I_{cr} . Setter vi ligningene (4.1) - (4.4) inn i ligningen over får vi:

$$DN = A^{\text{luft}} B^{\text{luft}} \frac{Q^{4/3}}{R^3} \quad (4.6)$$

$$DN = A^{\text{vann}} B^{\text{vann}} \frac{Q^{3,02/3}}{R^{2,02}} \quad (4.7)$$

Begge disse kan skrives som uttrykk for avstander som gir ett visst nivå av skade, altså ved at DN settes konstant:

$$R_{DN}^{\text{luft}} = \left(\frac{A^{\text{luft}} B^{\text{luft}}}{DN} \right)^{1/3} Q^{4/9} \approx K_{\text{luft}} \sqrt{Q} \quad (4.8)$$

⁹ Konstantene A og B kan bestemmes ut fra empiriske data. I [5] presenteres øvre og nedre grenser for konstantene, for både luft og vann, som skal enten sikre skade eller hindre skade på en struktur. Disse konstantene må bestemmes for den aktuelle struktur som studeres.

¹⁰ PI-diagrammer er eksempler på slike modeller.

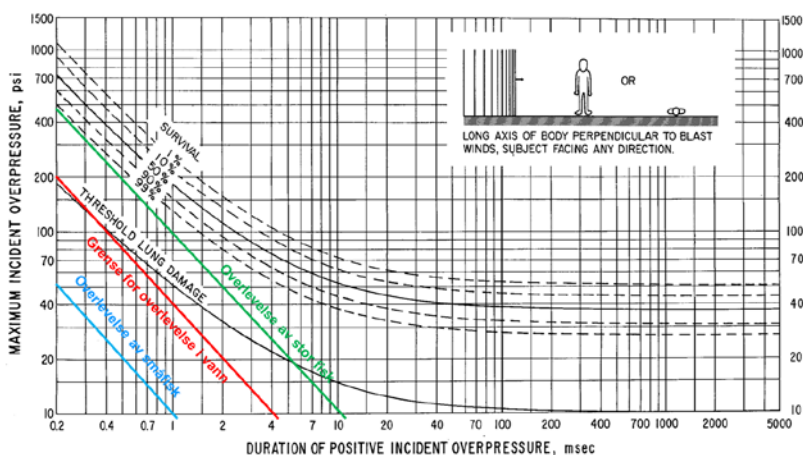
$$R_{DN}^{vann} = \left(\frac{A^{vann} B^{vann}}{DN} \right)^{0,495} Q^{0,498} \approx K_{vann} \sqrt{Q}, \quad (4.9)$$

der konstantene K beskriver skadenivå. Denne relativt enkle sammenhengen mellom ladningsstørrelse og avstand som gir en viss skade er blant annet også implementert i “Reglement for eksplosivrydding under vann” [6]. Der oppgis K_{vann} til å være 12 for fartøy og 24 for bygninger, konstruksjoner og eiendom nært vann.

4.2.2 Skade på mennesker

Selv om skade på strukturer som fartøy og lignende er vanskelig å kvantifisere, er skade på mennesker enda mer komplisert å tallfeste. Mennesker og andre livsformer er sammensatte objekter med en rekke organer som er sårbare for trykkendringer:

- Øre (trommehinne)
- Bihulene
- Strupehode (stemmebånd)
- Luftrør
- Spiserør
- Lungene
- Fordøyelsessystemet (innvollene)



Figur 4.1 Bowen kurver for mennesker. Grønn, rød og blå linje representerer grenseverdier i vann.

Etter andre verdenskrig, og særlig på grunn av utviklingen av kjernefysiske våpen, ble skader som følge av trykkbølger systematisk studert. I løpet av 60-tallet ble det gjennomført en rekke dyreforsøk som siden har blitt analysert og resultatene relatert til skade på mennesker. Dette resulterte i Bowen kurvene, se figur 4.1. Disse kurvene representerer skadenivåer, gjerne 1 %, 50 % og 99 % dødelighet, for kombinasjoner av trykk og varighet. Siden varighet til en viss grad er relatert til impuls, er Bowen kurvene på mange måter tilsvarende iso-skademodellen beskrevet i det foregående kapittelet.

Bowen kurvene er empiriske og baserer seg som sagt på forsøksdata. Disse forsøkene ble gjennomført i luft og er naturlig nok ikke direkte overførbart til situasjoner i vann. Skademekanismene er allikevel i mange tilfeller de samme, men det er så vidt vi kjenner til ikke gjort sammenlignende studier. Det er også få studier som har studert skader fra undervannsekspløsjoner direkte.

Enkelte verdier for skade i vann er å finne i litteraturen. US Field Manual 20-11 sier at et trykk på 3,5 MPa kan medføre alvorlige skader, og at et trykk på 14 MPa er dødelig. Manualen oppgir også sikkerhetsavstander for dykkere gitt ved:

$$R = 103\sqrt[3]{Q} . \quad (4.10)$$

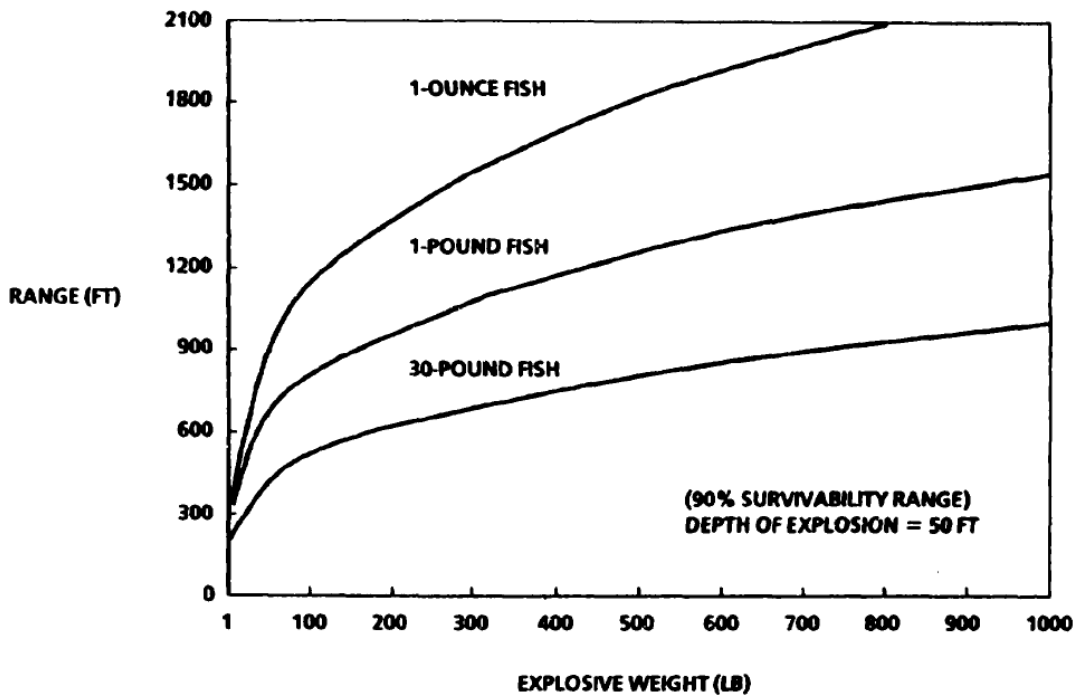
Denne formelen kan utledes fra ligning (4.3), om man antar at eksponenten er tilnærmet lik 1, et terskeltrykk på 350 kPa (som oppgitt i manualen) og konstanten A satt til $3,5 \cdot 10^5$. Det norske reglementet [6] opererer med en avstand hvor dykkere/svømmere ikke vil bli påvirket gitt ved:

$$R = 270\sqrt[3]{Q} , \quad (4.11)$$

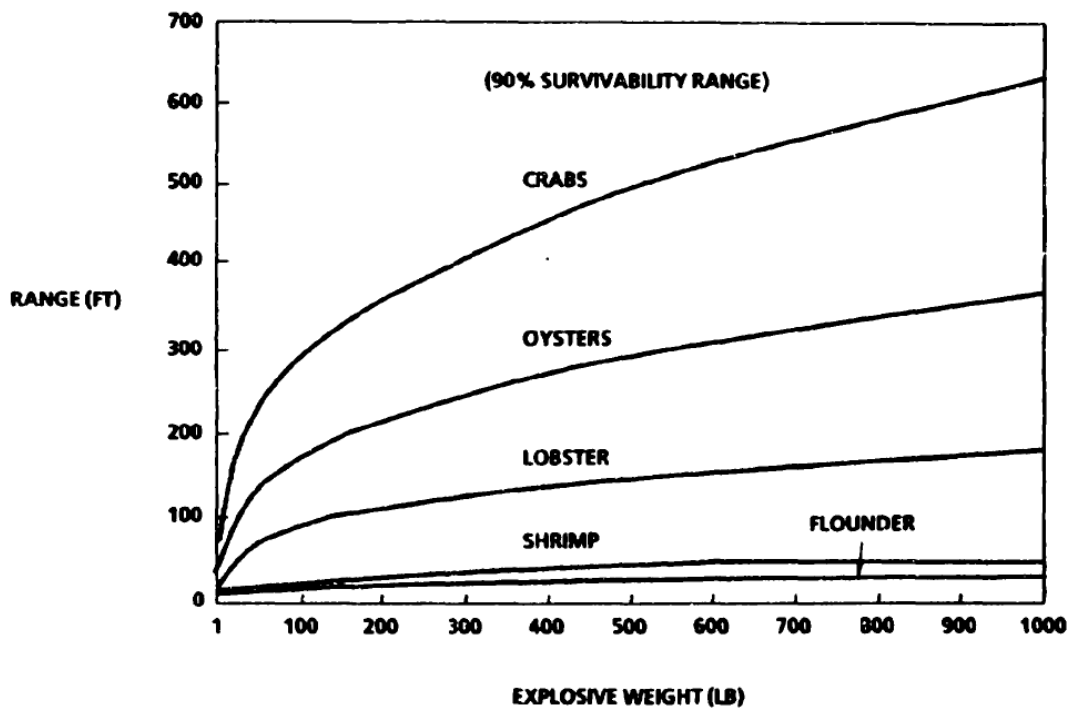
altså et noe mer konservativt anslag enn de amerikanske verdiene.

4.2.3 Skade på marint liv

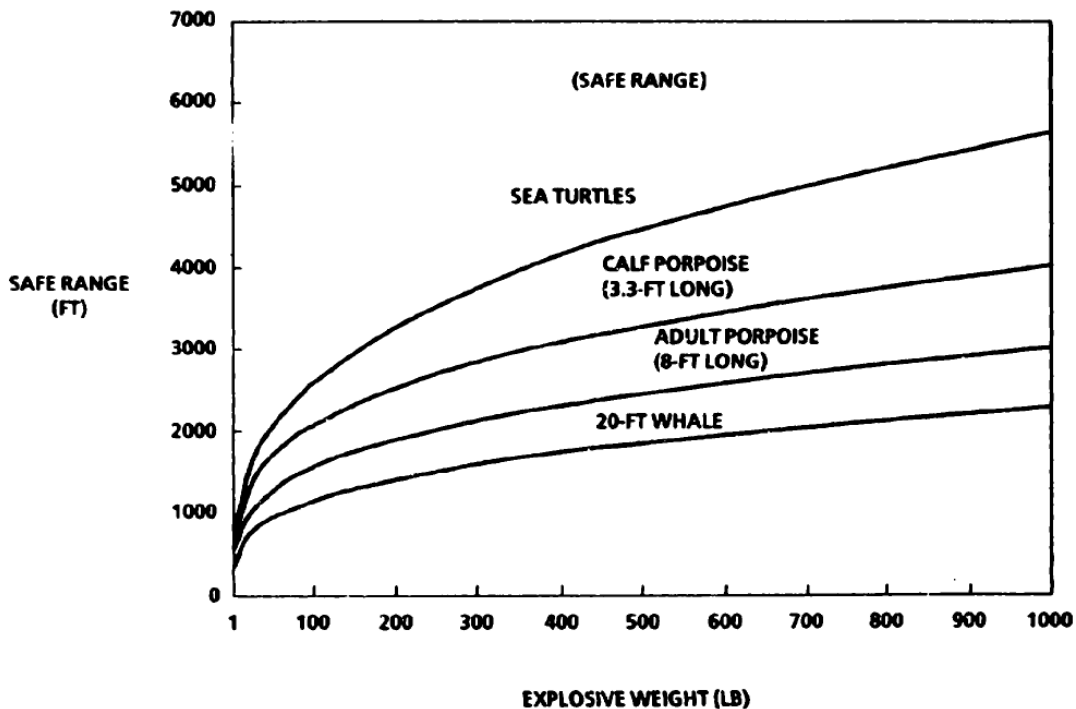
Marint liv er på mange måter mer tilpasset et liv under høyt trykk. Mange typer fisk er allikevel meget sårbare for hurtige trykkendringer. Det er spesielt fiskens svømmeblære som er sårbar [7;8]. Enkelte fiskearter, slik som haier, røkter og flyndrer har ikke svømmeblære, og er således mindre utsatt for sjokkbølger. Det samme gjelder virvelløse sjødyr. Små fisk er også mer utsatt enn store fisk. Figur 4.2 til figur 4.4 viser overlevelsesavstander for en rekke sjødyr som funksjon av ladningsmengde ved en detonasjon på 50 fot (ca. 15 meter).



Figur 4.2 90 % overlevelse for fisk med svømmeblære. Tatt fra [8].



Figur 4.3 90 % overlevelse for sjødyr uten svømmeblære. Tatt fra [8].



Figur 4.4 Trygg avstand for sjøpattedyr. Tatt fra [8].

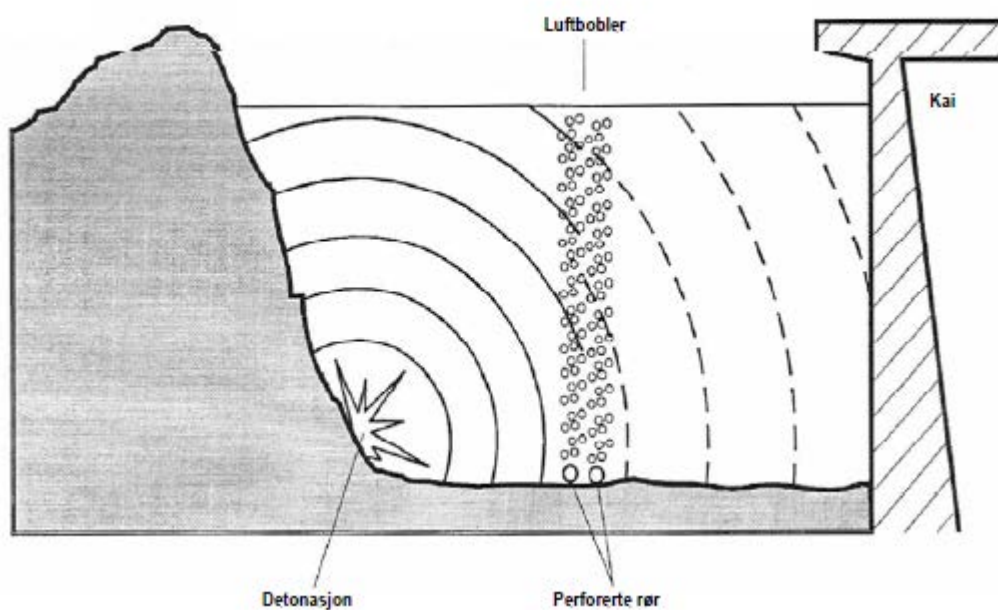
4.3 Skadereduserende tiltak

I likhet med detonasjoner på land er det mulig å redusere trykkvirkningen på et objekt ved en detonasjon i vann. Det mest brukte tiltaket er å plassere barrierer mellom detonasjonen og den sårbare strukturen. På denne måten reflekteres og avbøyes sjokkbølgen, noe som kan redusere effekten ved det gitte objektet. Dette kan være barrierer av stål, aluminium, betong eller annet egnet materiale. Effekten av barrieren må evalueres fra tilfelle til tilfelle, men generelt vil en slik barriere ha mindre effekt under vann enn på landjorden.

Bunnforholdene vil også påvirke forplantningen av sjokkbølgen. Vi har ikke tidligere beskrevet hvordan forskjellige bunnforhold fører til forskjellig kraterdannelse, og hvordan dette kan påvirke sjokkbølgens videre utbredelse. Om sjøbunnen er løs eller gjørmete vil store deler av energien i detonasjonen absorberes. Dette medfører en reduksjon av energien tilgjengelig i sjokkbølgen, og virkningen mot strukturer vil bli redusert. Er sjøbunnen derimot hard, f.eks. grunnfjell eller lignende, kan effekten av ladningen øke sammenlignet med en detonasjon i en fri vannmasse. Dette skyldes såkalte speiling, en effekt som også er kjent fra detonasjoner i luft, der sjokkbølgen fra en ladning som detonerer på en hard overflate reflekteres og vekselvirker med seg selv. Dette kan medføre opp til en dobling av den effektive ladningsmengden.

Et tiltak som reduserer virkningen av en detonasjon under vann, som ikke har en klar parallell til detonasjoner over vann, er boblegardin. En boblegardin er forsøkt illustrert i figur 4.5. En

boblegardin kan lages ved at det sendes komprimert luft gjennom perforerte rør langs sjøbunnen. Boblene stiger mot overflaten og danner en “barriere” mot sjokkbølgen. Virkemåten er komplisert, men prinsippet er at energi absorberes og sjokkbølgen spres i de mange overgangene mellom vann og luft. Konstruksjonen og utplasseringen av boblegardinene må vurderes nøye. For det første må gardinene plasseres utenfor detonasjonens forventede gassboble. Dette kan gjøres ved å benytte f.eks. ligning (3.4). Videre må boblenes størrelse tilpasses detonasjonen. Luftboblenes størrelse bestemmer hvilke frekvenser i trykkbølgen som vil dempes. Store bobler vil dempe lave frekvenser, mens små bobler vil dempe høye frekvenser.



Figur 4.5 Illustrasjon av boblegardin.

5 Oppsummering

Det er mange likhetstrekk mellom detonasjoner i luft og i vann. Prinsipielt er det lite forskjell. Et sprengstoff som detonerer gjennomgår en hurtig kjemisk reaksjon som frigjør energi. Denne energien omsettes til det omkringliggende mediet, vann eller luft, hovedsakelig som en sjokkbølge. Senere vil de ekspanderende detonasjonsgassene forskyve mediet utover, noe som skaper en vedvarende trykkbølge. På et tidspunkt ekspanderer ikke gassene lenger og de vil begynne å trekke seg sammen.

Forskjellen mellom luft og vann ligger hovedsakelig i forskjellen i tetthet. Dette medfører at lyd hastigheten i mediene er forskjellig, noe som også påvirker trykkbølgens forplantning. Den høyere lyd hastigheten og tettheten bidrar til at trykket faller noe saktere i vann enn i luft. Den største forskjellen ligger nok i oppførselen til de ekspanderende gassene. I vann vil gassboblen pulsere mange ganger før den dør ut. Dette medfører en serie trykkpulser i vannet rundt detonasjonen. En rekke effekter knyttet til denne gassboblen er beskrevet i kapittel 3.

Skademekanismene er omtrent de samme i luft og i vann. Det er trykk, impuls eller kombinasjonen av disse som bidrar til å påføre skade på strukturer eller biologisk liv. Grenseverdier kan være noe forskjellig i luft og i vann, men det er særlig ved beregning av sikkerhetsavstander at det kan være forskjeller. Dette skyldes igjen den noe svakere reduksjonen av trykk og impuls med avstand i vann sammenlignet med i luft.

Dette notatet er ment som en innføring i de dominerende effektene ved undervannsdetonasjoner. Der det har vært nødvendig er det gjengitt formler for å hjelpe beskrivelsen av forskjellige fenomener. Disse formlene er i stor grad forenklinger av teoretiske uttrykk og må også derfor behandles med varsomhet. De vil ikke gi nøyaktige svar, men må heller vurderes som veiledende nå man ønsker å beregne f.eks. trykk for en gitt ladning. Vi har heller ikke hatt anledning til å ettergå de utledninger og antagelser som er gjort i referansene for å komme fram til de resultater som er gjengitt her. Dette ville ha krevd en mye mer omfattende behandling av temaet. Det er forsøkt å beskrive fenomenene på et kvalitativt nivå. Den teori og matematikk som ligger bak blir for alt annet enn de aller enkleste tilfellene meget komplisert, og spesielt interesserte henvises til litteraturen om en mer rigid og teoretisk gjennomgang ønskes.

Vedlegg A Formeloversikt

Her gjengis de formler som er relevant for estimering av sentrale størrelser for undervannseksplisjoner. Det presiseres at disse er tilnærminger, enten på grunn av forenklet teori eller fordi de er basert på empiri. De må således anvendes med varsomhet. Mange av formlene er hentet fra [9].

A.1 Sjokkbølgen

$$Parameter = K \left(\frac{Q^{1/3}}{R} \right)^\alpha \quad (A.5.1)$$

Eksplosiv	P_m		$t/Q^{1/3}$		$I/Q^{1/3}$		Gyldighetsområde (MPa)
	K	α	K	α	K	α	
TNT	52,4	1,13	0,084	-0,23	5,76	0,89	3,4 – 138
Pentolitt	56,5	1,14	0,084	-0,23	5,73	0,91	3,4 – 138
H-6	59,2	1,19	0,088	-0,28	6,56	0,91	10,3 – 138
HBX-1	56,7	1,15	0,083	-0,29	6,42	0,85	3,4 – 60
HBX-1	56,1	1,37	0,088	-0,36	6,15	0,95	60 – 500
HBX-3	50,3	1,14	0,091	-0,218	5,33	0,90	3,4 – 60
HBX-3	54,3	1,18	0,091	-0,218	6,70	0,80	60 - 350

P_m Maksimum fronttrykk (MPa)

$t/Q^{1/3}$ Redusert tidskonstant (ms/kg^{1/3}), eksponentiell kurve

$I/Q^{1/3}$ Redusert impuls (kPa s /kg^{1/3})

Q Ladningsmengde (kg)

A.2 Dype TNT eksplosjoner

$$Parameter = kZ_0^\alpha \left(\frac{R}{Q^{1/3}} \right)^\beta \quad (A.2)$$

Parameter	k	α	β	Gyldighetsområde
P_{PP}	50,4	0	-1,13	$5500 > R/Q^{1/3} > 79$
P_B	9,03	0	-1,00	$1219 > Z_0 > 152$
P_B	2,917	1/6	-1,00	$4572 > Z_0 > 1219$
P_{min}	-312,94	1/3	-1,00	$4267 > Z_0 > 1372$
P_{min}	-28,967	2/3	-1,00	$1372 > Z_0 > 152$
$I_{pp}/Q^{1/3}$	36,2	-1/3	-0,97	$5500 > R/Q^{1/3} > 198$
$I_B/Q^{1/3}$	86,2	-2/5	-1,00	$3174 > R/Q^{1/3} > 198$
$t_{pp}/Q^{1/3}$	0,268	-5/6	0	$1372 > Z_0 > 152$
$t_{pp}/Q^{1/3}$	0,0117	-2/5	0	$6706 > Z_0 > 1372$
$t_{np}/Q^{1/3}$	1,499	-5/6	0	$4267 > Z_0 > 198$
$t_{bpp}/Q^{1/3}$	0,099	-3/5	0	$6706 > Z_0 > 1372$
$T_1/Q^{1/3}$	2,098	-5/6	0	$4267 > Z_0 > 198$

P_{PP} Maksimum trykk i første positive fase (MPa)

P_B Maksimum trykk i første boblepuls (MPa)

P_{min} Minimum trykk i første boblens negative fase (MPa)

I_{pp} Impuls i første positive fase (kPa s)

I_B Impuls i først boblepuls (kPa s)

t_{pp}	Varighet positiv fase (s)
t_{np}	Varighet negativ fase (s)
t_{bpp}	Varighet først boblefase (s)
T_1	Første boble periode (s)
Z_0	Detonasjonsdybde + 10 (m)
Q	Ladningsmengde (kg)

A.3 Gassboblen

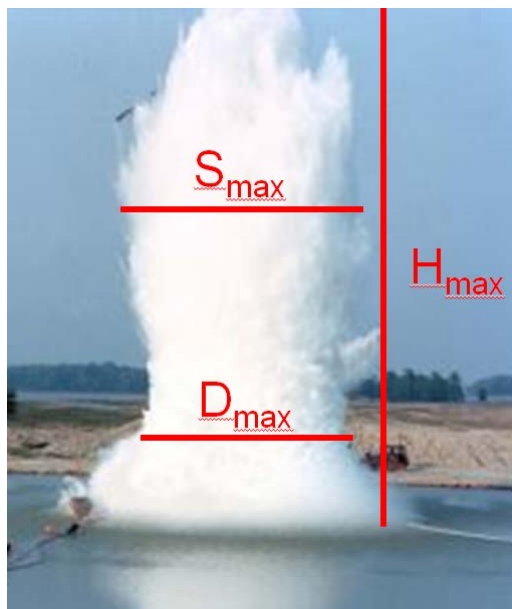
$$T = K \frac{Q^{1/3}}{(d+10)^{5/6}} \quad (\text{A.3})$$

$$r_{\max} = J \frac{Q^{1/3}}{(d+10)^{1/3}}, \quad (\text{A.4})$$

	TNT	Pentolite	HBX-1	HBX-3	H-6
$K [s m^{5/6} kg^{-1/3}]$	2,11	2,11	2,41	2,63	2,62
$J [m^{4/3} kg^{-1/3}]$	3,50	3,52	3,96	4,27	4,09

T	Første bobleperiode (s)
r_{\max}	Maksimum bobleradius (m)
d	Detonasjonsdybde (m)
Q	Ladningsmengde (kg)

A.4 Vannsøylen



Parameter	Formel	Gyldighetsområde
Maksimal høyde	$\frac{H_{max}}{Q^{1/3}} = 32,4 \left(\frac{d}{Q^{1/4}} \right)^{0,1}$	$0,0037 < \frac{d}{Q^{1/4}} < 0,74$
	$\frac{H_{max}}{Q^{1/3}} = 21,7 \left(\frac{d}{Q^{1/4}} \right)^{-1,24}$	$0,74 < \frac{d}{Q^{1/4}} < 1,56$
Maksimal nedre bredde	$\frac{D_{max}}{Q^{1/3}} = 3,71 \left(\frac{d}{Q^{1/3}} \right)^{0,166}$	$0,08 < \frac{d}{Q^{1/3}} < 0,88$
Maksimal øvre bredde	$\frac{S_{max}}{Q^{1/3}} = 9$	$0,04 < \frac{d}{Q^{1/3}} < 0,24$

Referanser

- [1] Robert H.Cole, *Underwater explosions* Princeton University Press, 1948.
- [2] H.W.Hilliar, Departement of Scientific Research and Experiment, Report RE142/19, 1919.
- [3] Forsvarsbygg, Forsvarets Forskningsinstitutt, and Direktoratet for samfunnssikkerhet og beredskap, "Håndbok i Våpenvirkninger ," 2003.
- [4] US Army, "Fundamentals of protective design for conventional weapons," US Army Technical Manual TM 5-855-1, 1986.
- [5] M. Held, "Similarities of Shock Wave Damage in Air and in Water," *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, vol. 15, pp. 149-156, 1990.
- [6] Generalinspektøren for Sjøforsvaret, "Reglement for eksplosivrydding under vann," Jan.2012.
- [7] Ermine A.Christian, "The effects of underwater explosions on swimbladder fish," Naval Ordnance Lab, NOL TR-73-103, 1973.
- [8] John F.Goertner, "Dynamic model for explosion injury to fish," Naval Surface Weapons Center, NSWC TR-76-155, 1978.
- [9] M. Mellor, "Blasting and blast effects in cold regions - Part II: Underwater explosions," Special Report 86-16, July 1986.

About FFI

The Norwegian Defence Research Establishment (FFI) was founded 11th of April 1946. It is organised as an administrative agency subordinate to the Ministry of Defence.

FFI's MISSION

FFI is the prime institution responsible for defence related research in Norway. Its principal mission is to carry out research and development to meet the requirements of the Armed Forces. FFI has the role of chief adviser to the political and military leadership. In particular, the institute shall focus on aspects of the development in science and technology that can influence our security policy or defence planning.

FFI's VISION

FFI turns knowledge and ideas into an efficient defence.

FFI's CHARACTERISTICS

Creative, daring, broad-minded and responsible.

Om FFI

Forsvarets forskningsinstitutt ble etablert 11. april 1946. Instituttet er organisert som et forvaltningsorgan med særskilte fullmakter underlagt Forsvarsdepartementet.

FFIs FORMÅL

Forsvarets forskningsinstitutt er Forsvarets sentrale forskningsinstitusjon og har som formål å drive forskning og utvikling for Forsvarets behov. Videre er FFI rådgiver overfor Forsvarets strategiske ledelse. Spesielt skal instituttet følge opp trekk ved vitenskapelig og militærteknisk utvikling som kan påvirke forutsetningene for sikkerhetspolitikken eller forsvarsplanleggingen.

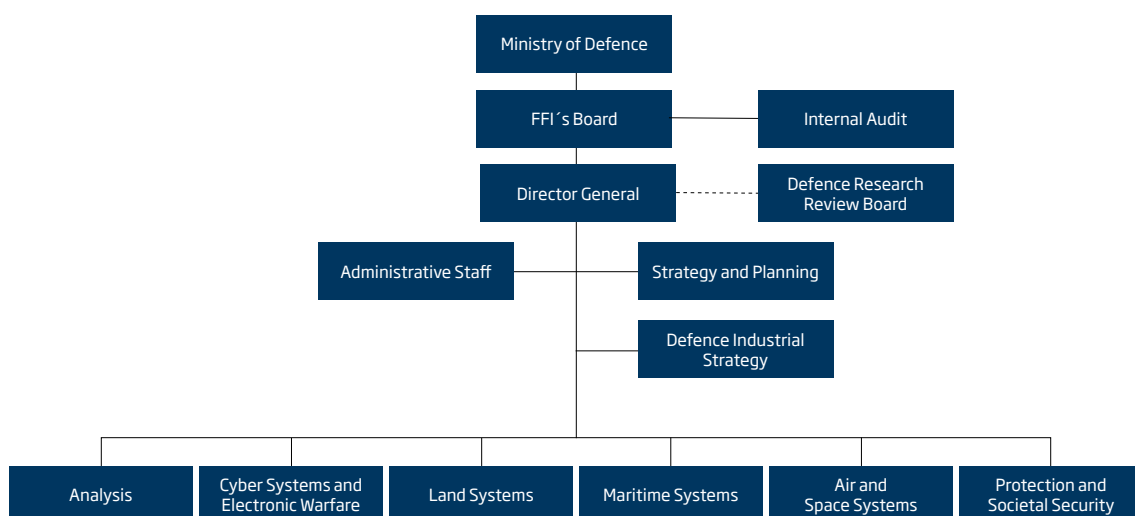
FFIs VISJON

FFI gjør kunnskap og ideer til et effektivt forsvar.

FFIs VERDIER

Skapende, drivende, vidsynt og ansvarlig.

FFI's organisation



Forsvarets forskningsinstitutt
Postboks 25
2027 Kjeller

Besøksadresse:
Instituttveien 20
2007 Kjeller

Telefon: 63 80 70 00
Telefaks: 63 80 71 15
Epost: ffi@ffi.no

Norwegian Defence Research Establishment (FFI)
P.O. Box 25
NO-2027 Kjeller

Office address:
Instituttveien 20
N-2007 Kjeller

Telephone: +47 63 80 70 00
Telefax: +47 63 80 71 15
Email: ffi@ffi.no