

# **FFI RAPPORT**

## **EN SAMMENLIGNING AV BEREGNET OG MÅLT LYDTRYKK NÆR LETTE VÅPEN**

HUSEBY Morten, RAHIMI Reza, TELAND Jan Arild, WAS-  
BERG Carl Erik

**FFI/RAPPORT-2006/00261**



FFI-V/1034

**EN SAMMENLIGNING AV BEREGNET OG MÅLT  
LYDTRYKK NÆR LETTE VÅPEN**

HUSEBY Morten, RAHIMI Reza, TELAND Jan Arild,  
WASBERG Carl Erik

FFI/RAPPORT-2006/00261

**FORSVARETS FORSKNINGSINSTITUTT**  
**Norwegian Defence Research Establishment**  
Postboks 25, 2027 Kjeller, Norge







**INNHOOLD**

	<b>Side</b>	
1	BAKGRUNN	7
2	INNLEDNING	8
3	VÅPEN OG AMMUNISJON	9
4	INDREBALLISTISKE BEREGNINGER AV AKTUELLE VÅPEN	9
4.1	Inngangsdata til IBHVG II	10
5	FFIFOFT - PARAMETRISK MODELL FOR TRYKKET	11
5.1	Beskrivelse av FOFT-modellen	11
5.1.1	Baker	11
5.1.2	Reed	12
5.2	Beskrivelse av FFIFOFT-modellen	12
5.2.1	Frigjort energi fra et våpen	13
5.2.2	Direktivitet	13
5.2.3	Estimat av direktiviteitsfunksjon	14
5.2.4	Sammenligning med målinger	15
6	AUTODYN	20
6.1	Initialbetingelser og randverdier	20
6.2	Forskjellige effekters betydning	21
6.2.1	Komprimert luft i løpet foran projektilet	21
6.2.2	Uten prosjektil	21
6.2.3	Med luft i stedet for kruttgass	22
6.2.4	Effekten av for ning av griddet	22
6.2.5	Effekten av hastighetsfordeling i løpet	24
7	FLUENT	24
7.1	Beskrivelse av kjøringen	25
7.2	Sammenligning av trykket beregnet med Fluent og Autodyn	26
8	SAMMENLIGNING MELLOM AUTODYN OG MÅLINGER	27
9	EFFEKTEN AV SIGNATURDEMPER	35

9.1	Målinger av effekten av signaturdemper	35
9.2	Effekten av å rotere signaturdemperen	39
9.3	Signaturdemper og ankomsttid for munningssmellet	41
10	KONKLUSJONER	42
	Litteratur	42

## APPENDIKS

A	BESKRIVELSE AV IBHVG II	45
A.1	Termodynamikkens 1.lov	45
A.2	Brennhastighet til drivladningen	46
A.3	Beregning av trykkgradienter	47
A.4	Arbeid og energitap	49
A.5	Parametere til drivladning og våpengeometri	50
B	VALG AV DIREKTIVITETSFUNKSJON	51
B.1	Akustisk kildeenergi	51
B.2	Sfærisk kilde	51
B.3	Direktivitetens avhengighet av avstand til kilden	52
	Fordelingsliste	53



## EN SAMMENLIGNING AV BEREGNET OG MÅLT LYDTRYKK NÆR LETTE VÅPEN

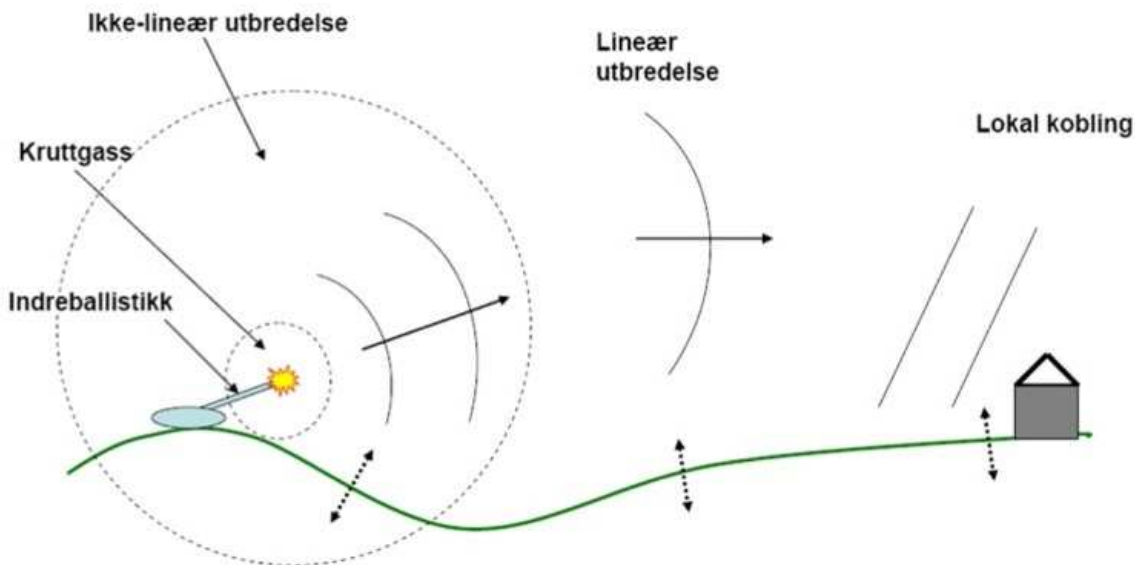
### 1 BAKGRUNN

Denne rapporten er en del av et pågående arbeid ved Forsvarets forskningsinstitutt (FFI) for å forbedre Forsvarsbygg (FB) sin evne til å estimere støynivået rundt Forsvarets skytefelt (Huseby, Rahimi, Teland & Dyrdal 2005, Huseby 2005, Huseby, Dyrdal, Fykse & Hugsted 2005, Huseby, Rahimi & Teland 2006, Huseby, Hugsted, Dyrdal, Fykse & Jordet 2006, Huseby, Hugsted & Wiencke 2006). Dette er viktig for å kunne holde et så begrenset som mulig støynivå hos naboene i nærheten av skytefelt. Det er også viktig i forhold til å maksimere Forsvarets muligheter for trening innenfor de rammer for støy som er gitt i konsesjonene for skytefeltene. FFI sitt arbeid er en del av et samarbeidsprosjekt med FB som oppdragsgiver, der prosjektgruppen består av FFI, SINTEF og NGI (Norges Geotekniske Institutt).

For å estimere støynivået benytter FB seg av programmet MILSTØY II. Som inngangsdata benytter MILSTØY II en kildedatabase for lydtrykket forholdsvis nær det valgte våpenet, omtrent 10 m for et håndvåpen eller 250 m for en kanon. Det er ønskelig å utvide og forbedre denne databasen. Som et ledd i dette har FFI satt i gang forskning på å benytte beregningsprogrammer til å generere kilde data til MILSTØY II.

Vi har delt opp den veien støy går fra kilde til mottaker i fire soner (Figur 1.1).

1. Indreballistisk sone: Inne i løpet, der kruttet antennes og kruttgassen forbrenner under meget høyt trykk. Prosjektilet akselereres av trykket i kruttgassen. Forbrenningen av kruttgassen er avhengig av prosjektillets akselerasjon.
2. Gassekspansjonssone: Prosjektilet forlater munningen på løpet. Nå har vi en kruttgass som ekspanderer hurtig. Til å begynne med vil gassbobla ekspandere raskere enn den lokale lyd hastigheten. Det vil dermed ikke være mulig for noen lyd å slippe unna gassbobla. Vi har dermed på dette tidspunktet et volum med kruttgass omgitt av et volum med luft der vi ikke har noen lyd.
3. Ikke-lineær sone: Etter en stund vil gassbobla ekspandere saktere enn den lokale lyd hastigheten. Da vil det genereres en trykkpuls i lufta rundt gassbobla. En kan tenke seg at det er på dette tidspunktet lyden blir til. Gassbobla vil til slutt slutte å ekspandere og trekke seg noe sammen, og kruttgassen vil bli værende ganske nær våpenet. Lyden (trykkpulsen) vil derimot forplante seg videre utover i lufta. Lydtrykket vil her fortsatt være svært høyt.
4. Lineær sone: Etter hvert som sjokkfronten i lufta beveger seg lenger bort fra våpenet vil trykkpulsen få mindre amplitude og også bli mindre skarp. Innen akustikk er det vanlig å si at den lineære sonen starter når trykket (her peak-trykket) kommer ned i 1 kPa (noen ganger også 0.1 kPa). En del effekter vil likevel kunne beregnes ved lineær teori for trykk opp mot 10 kPa. Perturbasjonsparameteren (overtrykket/atmosfæretrykket) vil da være 0.1.



Figur 1.1 Oversiktsbilde over de forskjellige sonene for lydutbredelse rundt et våpen.

Trykkforløpet skal beregnes fra inne i løpet og ut til starten av det lineære området der MILSTØY II tar sine inngangsdata. Først benyttes IBHVG II (Interior Ballistics of High Velocity Guns) i den indreballistiske sonen til å beregne trykk og hastighets-feltet inne i løpet før prosjektilet kommer ut av munningen.

Deretter har vi benyttet tre forskjellige beregningsmetoder i gassekspansjonssonen, innenfor 80 cm fra munningen for et håndvåpen. Alle disse tre metodene benytter inngangsdata fra IBHVG II. Hydrokoden Autodyn beregner trykkfeltet videre utover til lydbølgen forplanter seg bort fra den ekspanderende kruttgassen. CFD-koden (Computational Fluid Dynamics) Fluent, er benyttet i det samme området for å validere resultatene fra Autodyn. Vi viser i tillegg et eksempel på en enkel semi-empirisk beregningsmodell, som vi har kalt FFIFOFT-modellen. Dette er et eksempel på hvordan man kan benytte måleresultater til å definere en direktivitetsfunksjon som kan brukes til å estimere trykkfeltet rundt et våpen.

Det arbeides videre på FFI med å regne seg gjennom den ikke-lineære sonen frem til starten av den lineære sonen, og en rapport om dette arbeidet vil bli utgitt senere.

Denne rapporten inneholder beskrivelse av metodene som er benyttet for å beregne lydtrykket fram til inngangen til den ikke-lineære sonen. For å verifisere resultatene av disse beregningene sammenligner vi med målinger av trykket 80 cm fra munningen ved avfiring av forskjellige våpen (Huseby, Hugsted, Dyrdal, Fykse & Jordet 2006, Huseby, Dyrdal, Fykse & Hugsted 2005).

## 2 INNLEDNING

I Kapittel 3 beskrives kort våpnene som det er gjort beregninger for til denne rapporten. Kapittel 4 og Appendiks A beskriver modelleringen av kruttgassen inne i løpet med IBHVG II, og i Kapittel 5 beskriver vi FFIFOFT-modellen, og sammenligner den med et utvalg målinger. Kapittel 6 beskriver modelleringen som er gjort med Autodyn av gassekspansjonssonen utenfor munningen.

Parameter\Ammo	NM60	NM231	NM229	skarp		
Kaliber (mm)	7.62 x 51	7.62 x 51	5.56 x 45	9 x 19	4.6 x 30	5.7 x 28
Prosjektilmasse (g)	9.45	8.95	3.99	7.45	1.6	2.02
Kruttmasse (g)	2.79	2.78	1.70	0.42	0.60	0.44
Hylsevolum (mm <sup>3</sup> )	3151	3516	1555	633	659	565

Tabell 3.1 Parametre for ammunisjon.

Beregningene med Fluent beskrives i Kapittel 7. Disse beregningene er gjort for enkelte valg av våpen og parametre, for å validere beregningene som er gjort med Autodyn. I Kapittel 8 sammenligner vi beregninger fra Autodyn med målinger. Vi har sett at signaturredemperene til våpnene har mye å si for direktiviteten til lyden. Dette behandles i Kapittel 9.

### 3 VÅPEN OG AMMUNISJON

Det er gjort beregninger for 14 kombinasjoner av ammunisjon og våpen (Tabell 3.1 og 3.2). De viktigste parameterne er kaliber, kruttmasse og løpslengde. De fleste av våpnene har også signaturredemper av forskjellige utforminger montert på munningen (Figur 9.1). Disse har primært som hensikt å dempe flammer og lyd fra våpenet. Direktiviteten til et våpen regnes vanligvis i et plan gjennom løpet.

Bilder av alle våpnene kan sees i Huseby, Hugsted, Dyrdal, Fykse & Jordet (2006).



Figur 3.1 FN MAG med to forskjellige løp. Det er coax-løpet som er montert på våpenet.

### 4 INDREBALLISTISKE BEREGNINGER AV AKTUELLE VÅPEN

For beregning av indreballistikken, altså forløpet fra avfiring og frem til prosjektilet forlater løpet, har vi benyttet koden IBHVG II (*Interior Ballistics of High Velocity Guns*). Denne er utviklet ved

Våpen	Ammo	Løpslengde mm	$V_0$ m/s	Weapon number
P80 Pistol	9 x 19 mm	186	350	8
MP5 Maskinpistol	9 x 19 mm	225	400	9
MP7 PFV	4.6 x 30 mm	180	725	6
P90 PFV	5.7 x 28 mm	263	715	7
G36 Rifle	NM229 5.56 x 45 mm	480	920 (?)	4
G36C Rifle	NM229 5.56 x 45 mm	228	800 (?)	3
C8 Rifle	NM229 5.56 x 45 mm	368	895	5
AUG Rifle	NM229 5.56 x 45 mm	508 (?)	900 (?)	10
AG3 Rifle	NM60 7.62 x 51 mm	450	820	1
AG3 Rifle	NM231 7.62 x 51 mm	450	830	2
NM149 Skarpskytterifle	NM231 7.62 x 51 mm	598	880	11
MG3 Maskingevær	NM231 7.62 x 51 mm	568	840 (?)	12
FN MAG Maskingevær (coax. løp)	NM231 7.62 x 51 mm	545 (?)	820 (?)	13
FN MAG Maskingevær (mitr. løp)	NM231 7.62 x 51 mm	545 (?)	820 (?)	14

*Tabell 3.2 Munningshastighet for de forskjellige våpen/ammunisjons-kombinasjoner er usikker. Oppgitte verdier er tildels målte gjennomsnittsverdier, verdier oppgitt fra produsent (stor usikkerhet på grunn av ukjent ammunisjon), eller beste estimat. Verdier markert med spørsmålstegn er særlig usikre.*

Ballistic Research Lab (BRL), Aberdeen, USA, og kan beregne forskjellige viktige variable som utgangshastighet, trykk og energi i løpet ut fra egenskapene til krutt, våpen og prosjektil.

Parametere som gasstrykk, prosjektilens posisjon og hastighet beregnes som funksjoner av tid. Programmet beregner også detaljert energiomsetning fra forbrenning av kruttet starter til prosjektilet forlater løpet.

IBHVG II løser en såkalt lumped-parameter modell, som er 1-dimensjonal i aksialretningen. Tettheten antas uniform i løpet til enhver tid og varierer kun som funksjon av tid. Et sett av ordinære differensiallikninger beskriver da hele prosessen.

Programmet kjøres fra en PC. Inngangsverdiene er detaljerte krutt- og våpendata i en inputfil. Det kan defineres flere målepunkter langs løpet for å få bedre oversikt over parametere som trykk og temperatur.

For en detaljert beskrivelse av IBHVG II, henvises det til Appendiks A. Alle de andre beregningsmetodene som omtales i denne rapporten (Autodyn, Fluent, FFIFOFT) benytter inngangsdata som er beregnet med IBHVG II.

#### 4.1 Inngangsdata til IBHVG II

Parametrene for kruttet som er benyttet som inngangsdata er listet opp i FFI-notatet Huseby, Fykse & Rahimi (2007) (gradert). For enkelte våpen er det vanskelig å få tak i parametere for kruttet. For NM60 har vi fått tilgang til kruttdata fra produsenten gjennom FLO AMM. For

NM231, NM229 og 9 mm har vi fått kruttdata fra Bofors i Sverige. For 4.6 og 5.7 mm har det vært vanskelig å få tak i kruttdata, da denne ammunisjonen enda ikke er tatt i utstrakt bruk i det norske forsvaret. Størrelsene på brennhastighetsparameterne  $\alpha$  og  $\beta$  for alle krutttyper bortsett fra NM60 er funnet i Cooper & Kurowski (1996). En del geometriske data for AG3 (for eksempel riflingen i løpet) er oppgitt i Strandli (2004).

Parametrene vi benytter som inngangsdata er: Brennhastighetsparameterne  $\alpha$  og  $\beta$ , kruttforce,  $\gamma$  (specific-heat ratio), kruttets kovolum, eksplosjonstemperatur, kruttetthet, kruttmasse, hylsevolum, prosjektilmasse, samt en del geometriske data for våpenet.

## 5 FFIFOFT - PARAMETRISK MODELL FOR TRYKKET

Ved Forsvarets Forskningstjeneste i Danmark (FOFT) har man benyttet en parametrisk formel for trykkbølgen fra en sprengning (Madsen, Andersen & Andersen 1997). Her kaller vi denne FOFT-modellen. Denne modellen gjelder for sfærisk sprengning av en gitt mengde eksplosiver.

Ved FFI har vi utvidet denne modellen til å gjelde for skyting med våpen. Vi har lagt til to effekter. I FFIFOFT-modellen beregner vi energien som er igjen i kruttgassen etter at prosjektilet er akselerert i løpet. Vi tar også med direktiviteten til våpenet, for å modellere at støyen fra et våpen er langt høyere foran enn bak.

### 5.1 Beskrivelse av FOFT-modellen

FOFT-modellen baserer seg på en kombinasjon av to arbeider. Inngangsdata i modellen er avstanden til kilden og energien til sprengstoffet. Modellen beregner tidsserien til trykket. Vi gjengir her kort modellen som beskrevet i Madsen et al. (1997).

#### 5.1.1 Baker

I Baker (1973) er det gitt kurver for målt peak-trykk som funksjon av avstand og mengde sprengstoff. Alle data gjort dimensjonsløse ved hjelp av "Sachs-skalering". Parametrene er avstanden til sprengningen,  $r$ , massen til sprengstoffet,  $M$ , varighet av den positive trykkfasen,  $t_p$  og peak-trykket,  $p_p$ . Energitettheten i sprengstoffet (per masseenheter),  $E$ , er for den del av energien som går til sjokkbølgeutbredelse. Man opererer her med et standardtall for TNT på  $E = 3.87 \cdot 10^6$  J/kg. Disse 5 parametrene kombineres til 3 dimensjonsløse størrelser for avstand,  $\bar{r}$ , trykk,  $\bar{p}_p$  og tid,  $\bar{t}_p$ .

$$\begin{aligned}\bar{r} &= \frac{r p_{\text{atm}}^{1/3}}{(EM)^{1/3}}, \\ \bar{p}_p &= \frac{p_p}{p_{\text{atm}}}, \\ \bar{t}_p &= \frac{t_p c p_{\text{atm}}^{1/3}}{(EM)^{1/3}},\end{aligned}\tag{5.1}$$

der  $c$  er lyd hastigheten og  $p_{\text{atm}} = 1.01325 \cdot 10^5$  Pa er atmosfæretrykket. Bakers data er funnet ved temperaturen 15 grader celsius.

I Baker (1973) er det gjort en rekke målinger av sprengninger der man kan se en sammenheng mellom peak-trykk og avstand. Disse målingene har man i FOFT-modellen brukt til å tilpasse en funksjon mellom målepunktene. Funksjonen benytter egne parametere for 5 forskjellige områder i økende avstand fra sprengningen.

$$\bar{p}_p(\bar{r}) = \begin{cases} 3.3616\bar{r}^{-1.2963}, & 0.014 \leq \bar{r} \leq 0.15, \\ 0.4503\bar{r}^{-2.3231}, & 0.15 \leq \bar{r} \leq 1.25, \\ 0.419\bar{r}^{-1.3702}, & 1.25 \leq \bar{r} \leq 8, \\ 0.2816\bar{r}^{-1.1551}, & 8 \leq \bar{r} \leq 115.3, \\ 0.1153\bar{r}^{-1}, & 115.3 \leq \bar{r} \leq 10000. \end{cases} \quad (5.2)$$

Det gis også en formel for varigheten av den positive trykkfasen.

$$\bar{t}_p(\bar{r}) = \begin{cases} 0.1484 \ln(\bar{r}) + 0.2623, & 0.6 \leq \bar{r} \leq 2.5, \\ 0.1571 \ln(\bar{r}) + 0.2124, & 2.5 \leq \bar{r} \leq 1000. \end{cases} \quad (5.3)$$

### 5.1.2 Reed

I Reed (1977) gis det en tilnærmet formel for trykket som funksjon av tid. Eneste inngangsdata til denne formelen er peak-trykket og varigheten av den positive trykkfasen.

$$p(t) = p_p \left(1 - \frac{t}{t_p}\right) \left(1 - \frac{t}{\tau}\right) \left[1 - \left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right], \quad (5.4)$$

der  $\tau$  er den totale varighet av trykkpulsen. Det er oppgitt i Reed (1977) at det gjøres lite feil ved å benytte  $\tau = 1.375t_p/0.375$ .

## 5.2 Beskrivelse av FFIFOFT-modellen

FFI har tilpasset denne modellen til også å gjelde for våpen. De to tilleggene som gjør at FFIFOFT-modellen kan benyttes for våpen er:

1. Vi inkluderer beregninger med IBHVG II i modellen, for å finne ut hvor mye energi som blir frigjort. For et våpen er det en del andre forhold man må ta hensyn til enn ved en sprengning. For eksempel vil en del av energien som er tilstede i kruttet gå med til å akselerere prosjektilet. Vi bruker altså IBHVG II til å beregne hvor mye av energien som er igjen i kruttgassen som ekspanderer ut fra munningen.
2. For en sprengning er lyden like høy i alle retninger. For et våpen vil vi ha en direktivitet, der vi kan ha opp til 20 dB lavere lyd bak våpenet enn foran. Vi tar med direktiviteten i beregningene ved å benytte metoder tilsvarende de i ISO/DIS 17201-2 (2004).

### 5.2.1 Frigjort energi fra et våpen

Når man forbrenner krutt inne i et våpen får man et tap av energi i forhold til energien som frigis ved sprengning av samme kruttmengde i friluft. Mesteparten av den tapte energien går med til å akselerere prosjektilet og til å varme opp løpet. Det er også andre svakere tapsmekanismer. Totalt er dette tapet mellom 30 og 70 % for lette våpen, avhengig av våpen og ammunisjonstyper. Ved FFI bruker vi programmet IBHVG II til å beregne blant annet den frigjorte energien i kruttgassen,  $Q$ , (Kapittel 4). I praksis vil det si at vi bruker IBHVG II til å beregne energien  $EM$  i (5.1).

### 5.2.2 Direktivitet

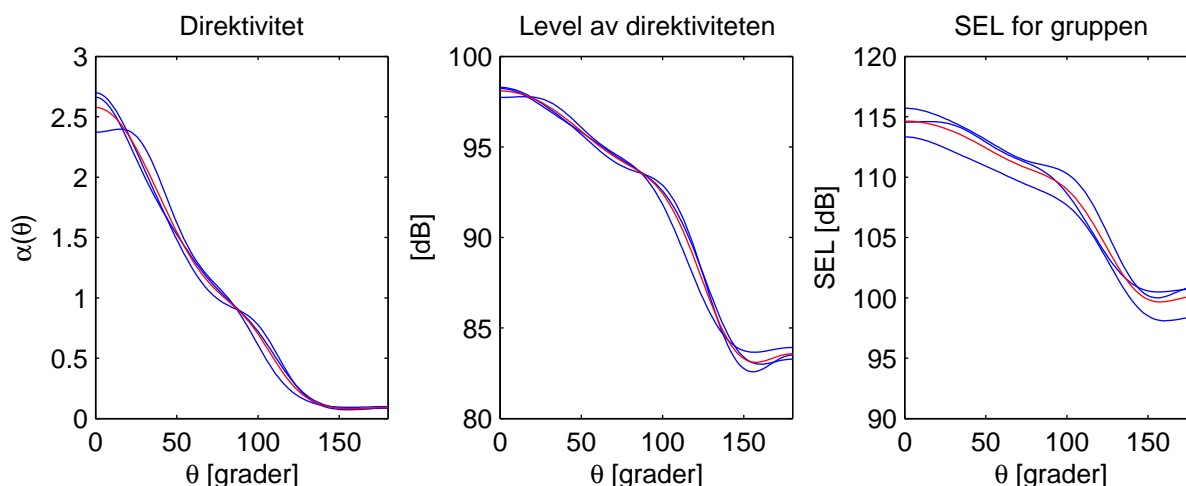
En sprengning sprer seg likt i alle retninger. I et våpen vil vi ha vesentlig mer energi i visse retninger. I FFIFOFT-modellen er direktiviteten modellert ved at energitettheten gjøres retningsavhengig. Vi definerer den direkte kildeenergien

$$Q_d(\theta) = \alpha(\theta)Q, \quad (5.5)$$

der  $\alpha(\theta)$  er direktiviteetsfunksjonen og  $\theta$  er vinkelen mellom beregningsretningen og skuddretningen. For at den totale energien (som er funnet med IBHVG II) skal være bevart må

$$(1/\pi) \int_0^\pi \alpha(\theta) d\theta = 1. \quad (5.6)$$

Figur 5.1 viser et eksempel på en slik funksjon. Det venstre plottet viser  $\alpha$ . Det midterste plottet viser  $\alpha$  i  $(\theta, \text{SEL})$ -planet, der energisnittet er 94 dB (1 Pa). Det høyre plottet viser SEL for de tre våpnene og SEL for hele gruppen funnet fra  $\alpha$  og middelveien av kildeenergien til de tre.



Figur 5.1 Direktiviteten  $\alpha(\theta)$  til gruppen av våpen med signatordemper og 5.56 mm ammo. Den røde kurven er beregnet middelveien for våpengruppen. De blå kurvene er for de enkelte våpnene, C8, G36 og AUG.

Ved å bruke  $Q_d(\theta)$  som inngangsdata i FOFT-modellen har vi gjort modellen direktiv, slik at den kan benyttes for våpen.

Et naturlig valg av direktivitetsfunksjon er

$$\alpha(\theta) = \frac{SE(\theta)}{\frac{1}{\pi} \int_0^\pi SE(\theta) d\theta}. \quad (5.7)$$

I Appendiks B er det gitt en motivasjon for dette valget. Begrepene SE (Sound Exposure) og SEL (Sound Exposure Level) er forklart blant annet i Appendiks A og B i Huseby, Hugsted, Dyrdal, Fykse & Jordet (2006) og ANSI S1.1 (1994). SE er definert i (B.1).

### 5.2.3 Estimat av direktivitetsfunksjon

FFIFOFT-modellen er en semi-empirisk modell. På samme måte som modellen beskrevet i ISO/DIS 17201-2 (2004) baserer den seg på verdier av målte konstanter. Disse konstantene vil gjelde for en gruppe våpen. Jo bedre modellen er, jo flere våpen vil en slik gruppe omfatte. I verste fall kan man tenke seg at en slik modell er så dårlig at man må ha et sett med konstanter for hvert våpen. Det ville i så fall si at modellen ikke inneholder noe generelt, men kun reproducerer det målte trykket.

Disse konstantene kan beregnes (for eksempel med Autodyn), men vil oftest være målt. Her vil vi benytte sett på 7 konstanter. Vi benytter måledata for  $SEL(\theta)$  på 10 m til å estimere  $\alpha(\theta)$ . Disse er gitt i Appendiks K i Huseby, Hugsted, Dyrdal, Fykse & Jordet (2006), og kan uttrykkes ved en cosinusrekke.

$$SEL(\theta) = \sum_{n=0}^6 \bar{a}_n \cos(n\theta), \quad (5.8)$$

der koeffisientene er oppgitt for 14 forskjellige våpen. Fra  $SEL(\theta)$  kan vi finne  $SE(\theta)$ , ved at

$$SE(\theta) = p_0^2 s 10^{0.1 SEL(\theta)}, \quad (5.9)$$

der  $p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$  Pa, og  $s$  er enheten sekund. Vi kan da, i 7 målepunkter (per våpen), beregne direktivitetsfunksjonen fra (5.7). Vi tilpasser så koeffisientene  $a_n$  til disse 7 målepunktene slik at  $\alpha(\theta)$  er gitt ved funksjonen

$$\alpha(\theta) = (p_0^2 / \text{Pa}^2) 10^{(0.1 \sum_{n=0}^6 a_n \cos(n\theta))}, \quad (5.10)$$

der  $a_0$  er avhengig av de andre konstantene og er gitt ved (5.6). Cosinusrekka representerer altså  $SEL(\theta)$  til våpengruppen, bortsett fra at  $a_0$  er justert slik at  $\alpha(\theta)$  i gjennomsnitt er lik 1. Man kan se på  $\alpha(\theta)$  som en dimensjonsløs  $SE(\theta)$  med gjennomsnittlig lydstyrke på 94 dB (1 Pa).

I Tabell 5.1 viser vi noen eksempler på koeffisienter for  $\alpha(\theta)$  for grupper av våpen som kan sies å være ganske like hverandre. Vi har funnet disse parametrene ved å bruke minste kvadraters metode til å finne en cosinusrekke i  $(\theta, SEL)$ -planet, mellom data for våpnene i gruppen. Vi har altså funnet  $a_n$  i (5.10). Koeffisientene er uansett overslag, så man kan bruke hvilken som helst metode så lenge den resulterende direktivitetskurven minner om de den representerer.

Våpengruppene er her også valgt ut ganske tilfeldig, da man uansett har for få våpen i hver gruppe (i flere grupper bare ett våpen). Meningen er her først og fremst å eksemplifisere en metode.

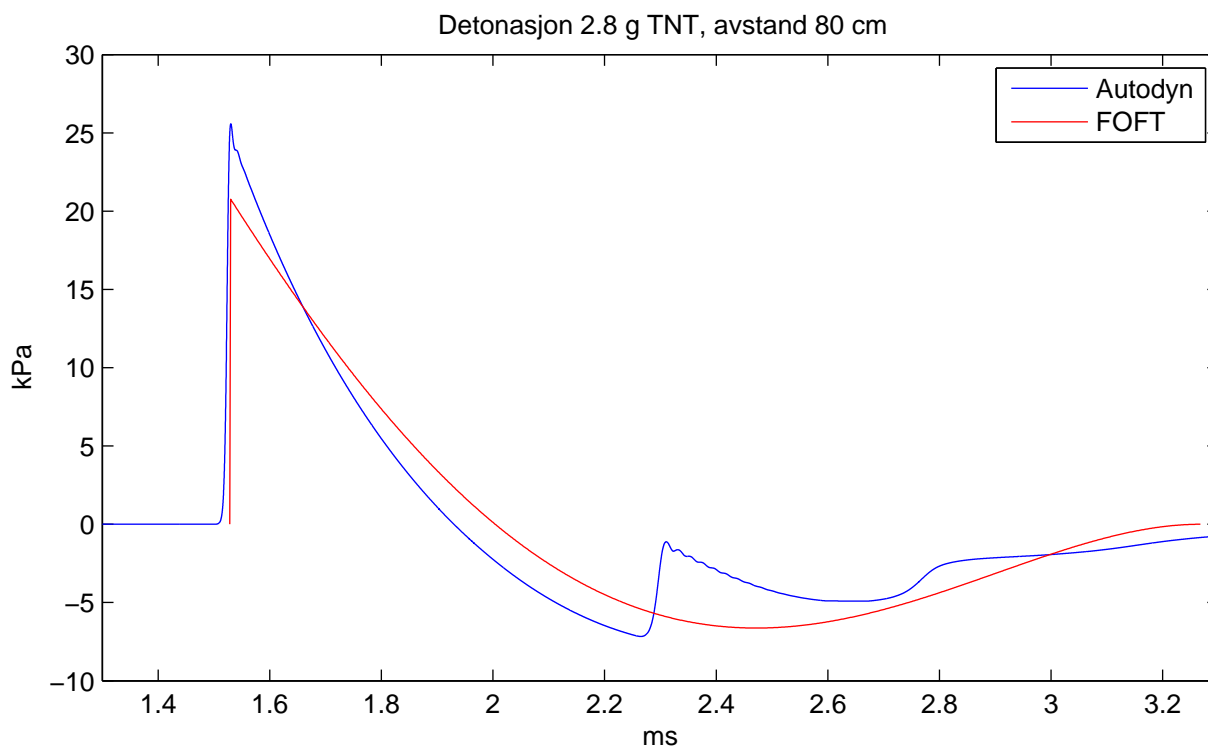


Våpentype	$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$	$a_6$
7.62 mm med signaturdemper	91.51	7.36	-1.30	0.09	0.54	-0.52	0.07
7.62 mm uten signaturdemper	90.29	8.55	0.27	0.48	0.69	-0.57	-0.30
5.56 mm med signaturdemper	91.43	7.51	-1.40	0.28	0.67	-0.53	0.13
5.56 mm karabin	91.31	7.65	-1.21	0.44	0.71	-0.65	0.27
5.7 mm med signaturdemper	89.34	10.32	-0.86	0.89	0.77	-1.07	0.04
4.6 mm med signaturdemper	90.56	8.89	-1.38	0.52	0.47	-0.70	0.13
9 mm pistol	91.27	7.73	-1.39	0.73	0.37	-0.67	-0.10
9 mm med signaturdemper	89.61	10.30	-1.42	0.41	-0.41	-0.54	-0.01

Tabell 5.1 Direktivitet for forskjellige våpentyper

#### 5.2.4 Sammenligning med målinger

I Figur 5.2 ser vi først en sammenligning av FOFT og Autodyn for beregning av en sfærisk sprengning. For sfærisk sprengning er FFIFOFT og FOFT identiske. FOFT-modellen kommer fra kurvetilpassing av målte data. Autodyn beregner trykket fra de gjeldende fluidmekaniske ligningene. Tatt i betraktning de fullstendig forskjellige fremgangsmåtene må overensstemmelsen sies å være god. Overensstemmelsen vil variere noe for forskjellige verdier av energimengde og avstand til kilden.

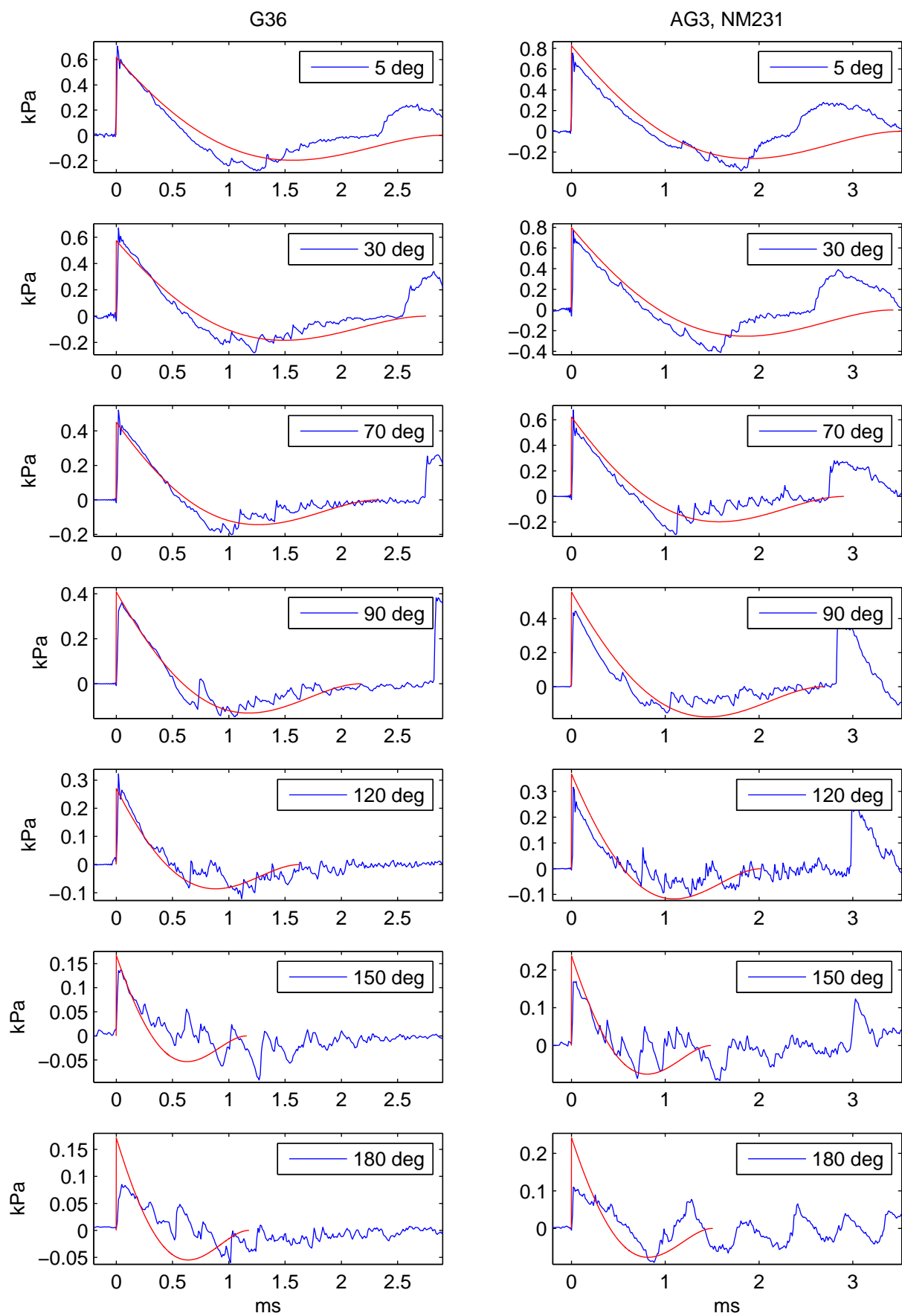


Figur 5.2 Sammenligning mellom FOFT og Autodyn for beregning av sfærisk sprengning av 2.8 g TNT. Energitettheten er antatt å være  $3.87 \cdot 10^6$  J/kg. Beregningspunktet er 80 cm fra kilden.

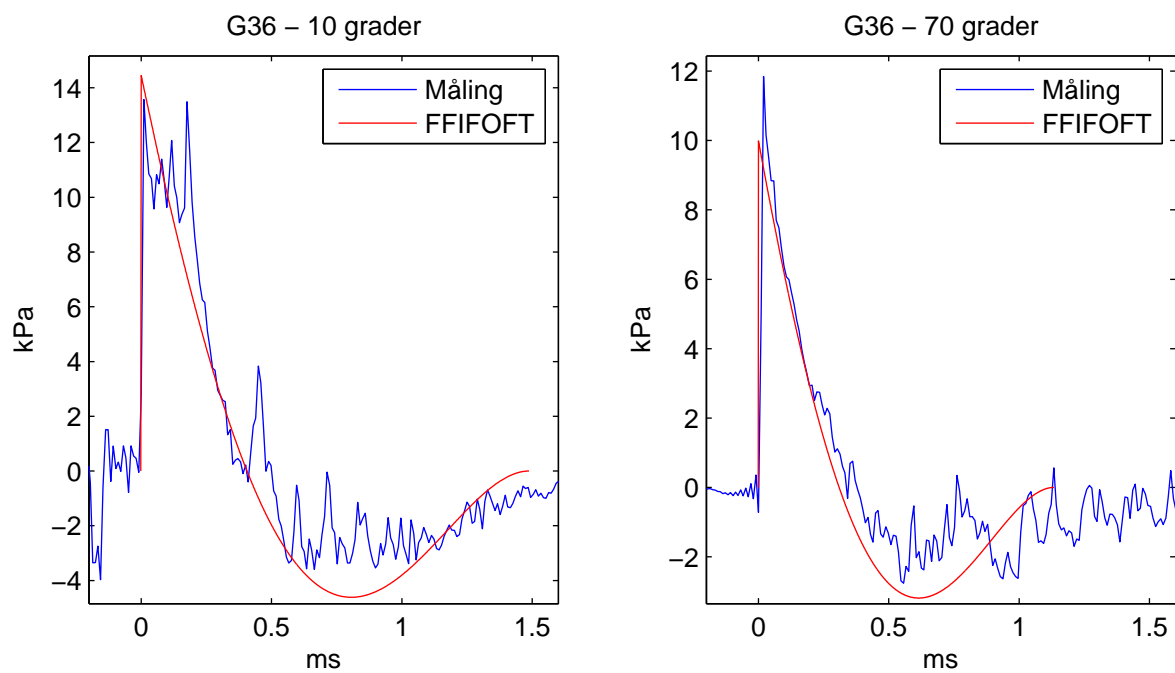
I Figur 5.3 ser vi en sammenligning på 10 m, mellom beregnede tidsserier med FFIFOFT og

målinger fra Huseby, Hugsted, Dyrdal, Fykse & Jordet (2006). Vi har brukt data på denne avstanden til å kalibrere konstantene i direktivitetsfunksjonen. Dette forklarer den svært gode direkte overensstemmelsen. Energienivået, og dermed nivået på trykket er imidlertid funnet direkte fra beregninger med IBHVG II. Totalnivået til våpenet er dermed helt upåvirket av den empiriske direktivitetsfunksjonen. Vi ser at dette totalnivået generelt stemmer svært godt med de målte verdiene. Den generelle kurveformen fra Reed er også godt brukbar her, spesielt foran våpenet. At overensstemmelsen her er best rett frem kan ha å gjøre med at vi der har en renere målt puls der det er enklere å beregne representative verdier for direktivitet. Målingene rett bak skytteren vil også ha en usikkerhet i seg, da vi ikke har fri sikt mellom våpenet og sensoren.

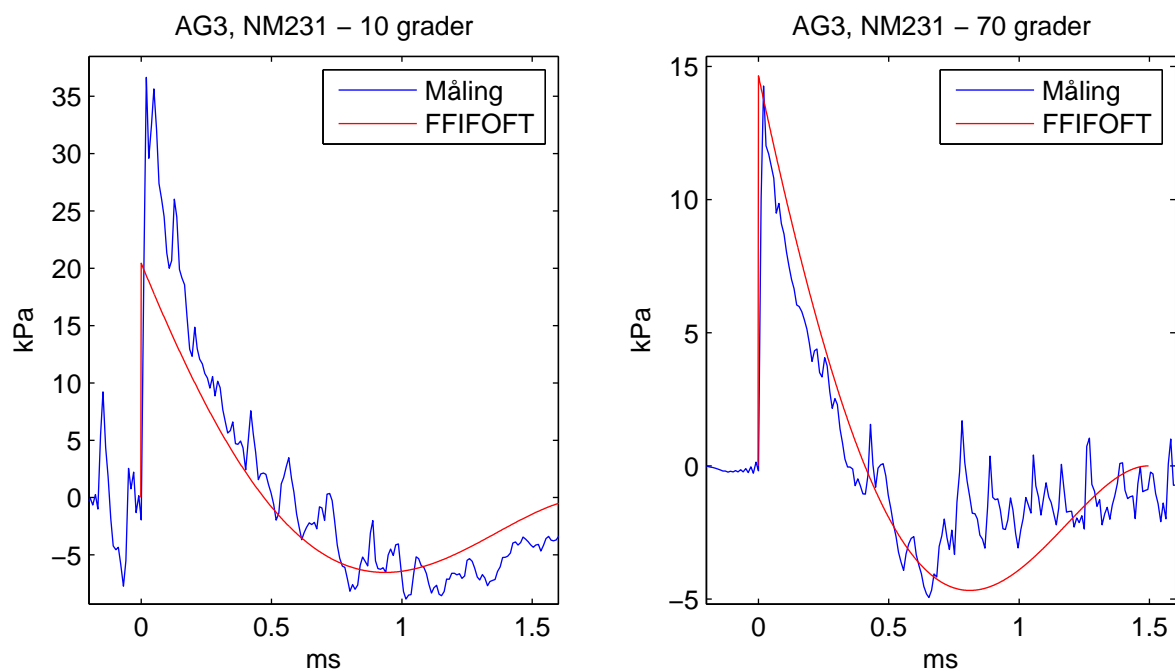
I Figurene 5.4–5.7 ser vi en sammenligning på 80 cm, mellom beregnede tidsserier med FFIFOFT og målinger. Det er godt samsvar, spesielt i retningen 70 grader. Ikke overraskende har FFIFOFT-modellen noen problemer med å beregne den sterke direktiviteten vi har så nær våpenet. Dette skyldes delvis at direktivitetsparametrene er tatt fra 10 m fra munningen, der vi har en svakere direktivitet. I tillegg er selvfølgelig denne modellen for enkel i forhold til det kompliserte strømningsbildet vi har så nær munningen. Et godt eksempel på dette ser vi i Figurene 5.6 og 5.7, der vi ser beregnet og målt trykk for samme våpen (FN MAG) med to forskjellige løp, et med og et uten signatordemper. Det ene løpet støter kruttgassen ut rett forover, mens det andre støter den ut i en vinkel anslagsvis rundt 120 grader. Forskjellen i målt trykk på 10 grader er stor. Med fremgangsmåten som beskrevet her er dette ikke så godt fanget opp. Vi vil da trenge en mer avansert modell som for eksempel Autodyn, og en mer detaljert beskrivelse av munningen til våpenet for å modellere direktiviteten bedre. Vi går mer inn i dette i Kapittel 9. Generelt fungerer FFIFOFT-modellen, som en metode til å gjøre enkle overslag, overraskende godt i forhold til sin svært enkle implementasjon.



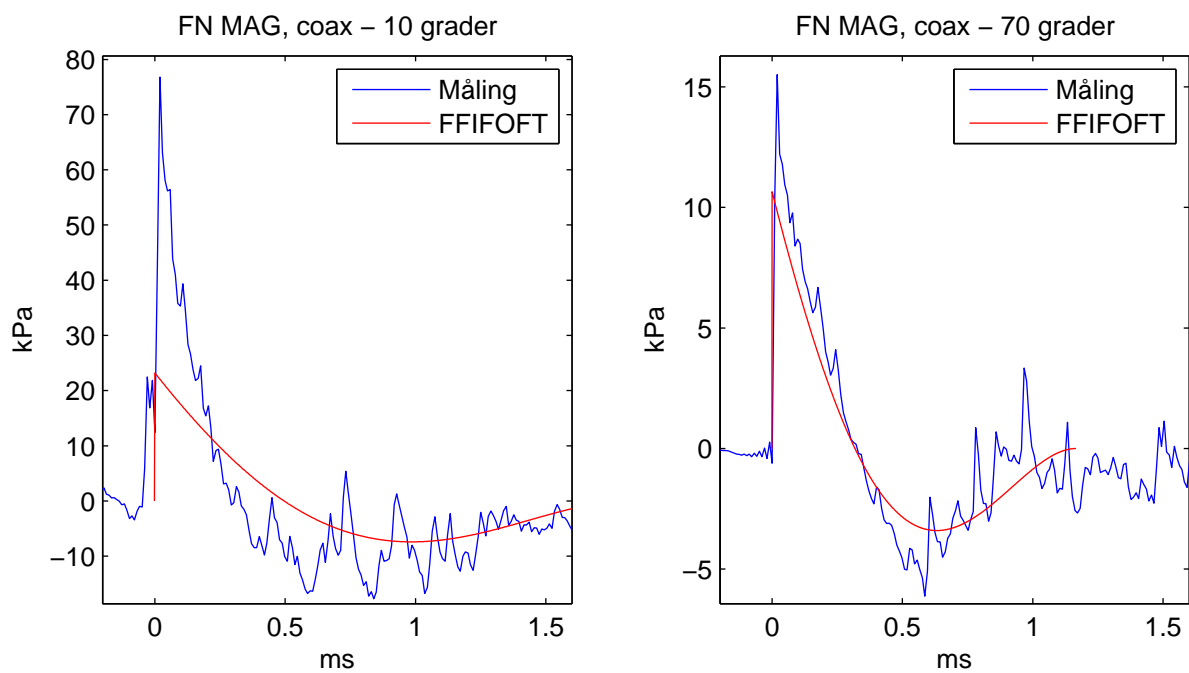
Figur 5.3 Sammenligning mellom beregning med FFIFOFT (rød kurve) og målinger (blå kurve). Våpnene er AG3 (NM231) og G36.



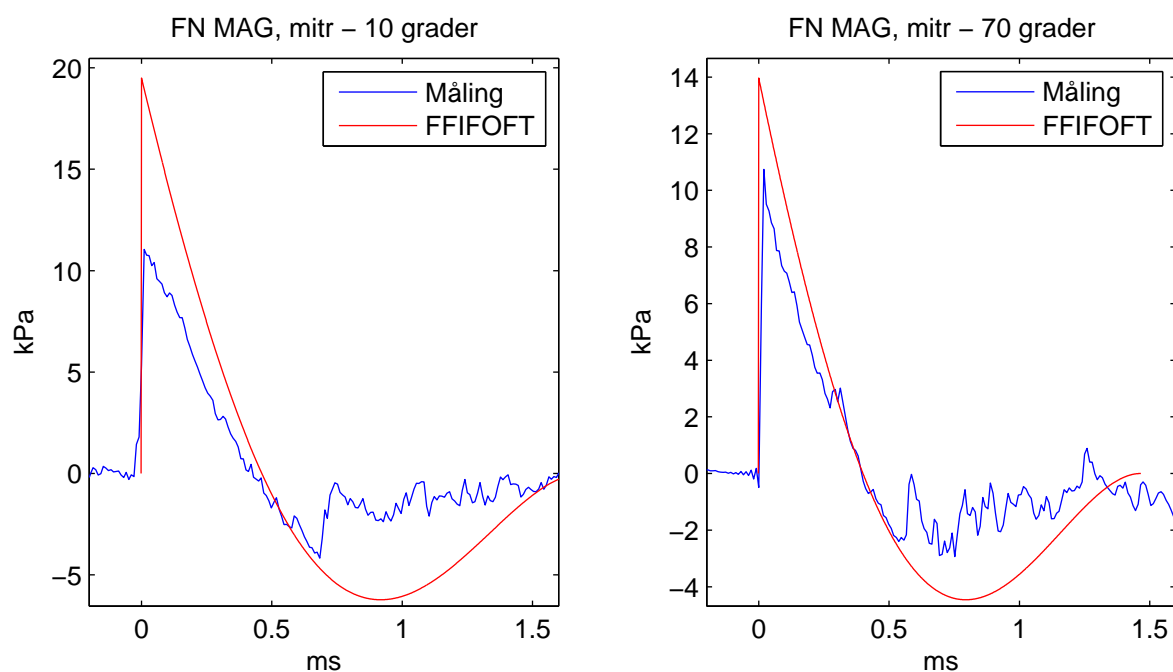
Figur 5.4 G36: Sammenligning mellom beregning med FFIFOFT (rød kurve) og målinger (blå kurve).



Figur 5.5 AG3, NM231: Sammenligning mellom beregning med FFIFOFT (rød kurve) og målinger (blå kurve).



Figur 5.6 FN MAG coax løp: Sammenligning mellom beregning med FFIFOFT (rød kurve) og målinger (blå kurve).

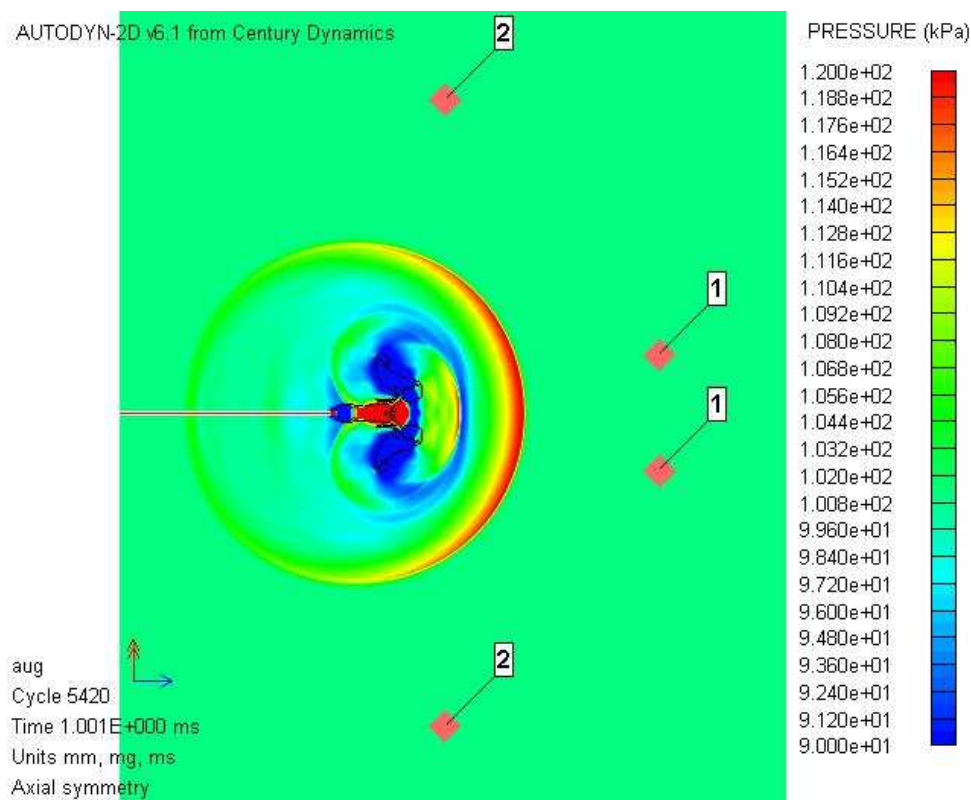


Figur 5.7 FN MAG mitr løp: Sammenligning mellom beregning med FFIFOFT (rød kurve) og målinger (blå kurve).

## 6 AUTODYN

Autodyn er en kommersiell hydrokode for beregning av hurtige ikke-lineære prosesser. Et fysisk system deles opp i små elementer, tiden diskretiseres og de fysiske lovene anvendes på hvert av disse elementene for hvert tidssteg. Flere detaljer er gitt i (Huseby, Rahimi, Teland & Dyrdal 2005). Alle simuleringene kjøres i 2D med sylindersymmetri, hvilket betyr at eventuelle 3D-effekter på løpet (rekyldemper) ikke kan tas hensyn til. Betydningen av dette kommer vi tilbake til i diskusjonen av resultatene.

I Autodyn beregnes tidsserien til både trykk- og hastighets-feltet (Figur 6.1). I denne rapporten har vi imidlertid valgt å ta ut beregninger i to punkter 80 cm fra munningen, i 10 og 70 graders vinkel til skyteretningen. Dette er gjort for at vi skal kunne sammenligne med det målte trykket i disse to punktene fra Huseby, Hugsted, Dyrdal, Fykse & Jordet (2006).



Figur 6.1 Eksempel på en beregning av trykkfeltet ved et valgt tidspunkt, rundt en rifle av typen Steyr AUG. Målepunktene (1) og (2) er plassert 80 cm fra munningen i henholdsvis 10 og 70 grader fra skuddretningen.

### 6.1 Initialbetingelser og randverdier

I motsetning til fremgangsmåten i (Huseby, Rahimi, Teland & Dyrdal 2005) modelleres ikke prosjektillets akselerasjon i løpet. I stedet bruker man slutttilstanden fra IBHVG II som initialtilstand for Autodyn-simuleringene.

Output fra IBHVG II er energien og trykket på forskjellige målepunkter i løpet. For å kunne legge

inn verdier for trykket i hele løpet er det antatt at trykket kan interpoleres lineært mellom målepunktene. Videre antas det at kruttet er jevnt fordelt i hele løpet, dvs. at tettheten er konstant slik som i IBHVG II, og at hastigheten øker lineært fra null helt bak i løpet til prosjektilhastigheten ved munningen.

For å tilnærme en lineær endring av trykket og hastigheten i Autodyn ville det vært nødvendig å gi materialet i hver celle forskjellig hastighet, noe som er svært tidkrevende å legge inn manuelt. Derfor ble løpet delt inn i 11 soner, hver med konstant hastighet. Som vist under hadde dette minimal betydning for sluttresultatene.

## 6.2 Forskjellige effekters betydning

Ved gjennomføring av simuleringer er det selvsagt ønskelig å beskrive problemet så nøyaktig som mulig. Imidlertid må dette veies opp mot behovet for kortere beregningstid. Det vil derfor være ønskelig å gjøre forenklinger som reduserer beregningstiden samtidig som resultatene for munningsmellet påvirkes i minst mulig grad. For eksempel vet vi at prosjektilet ikke vil bli deformert som følge av munningsmellet, så prosjektilet kan betraktes som et stivt legeme hvor det er helt unødvendig å modellere prosjektilets indre i detalj. Slik vil simuleringer gjennomføres betydelig raskere, eller eventuelt kunne kjøres med finere gridoppløsning.

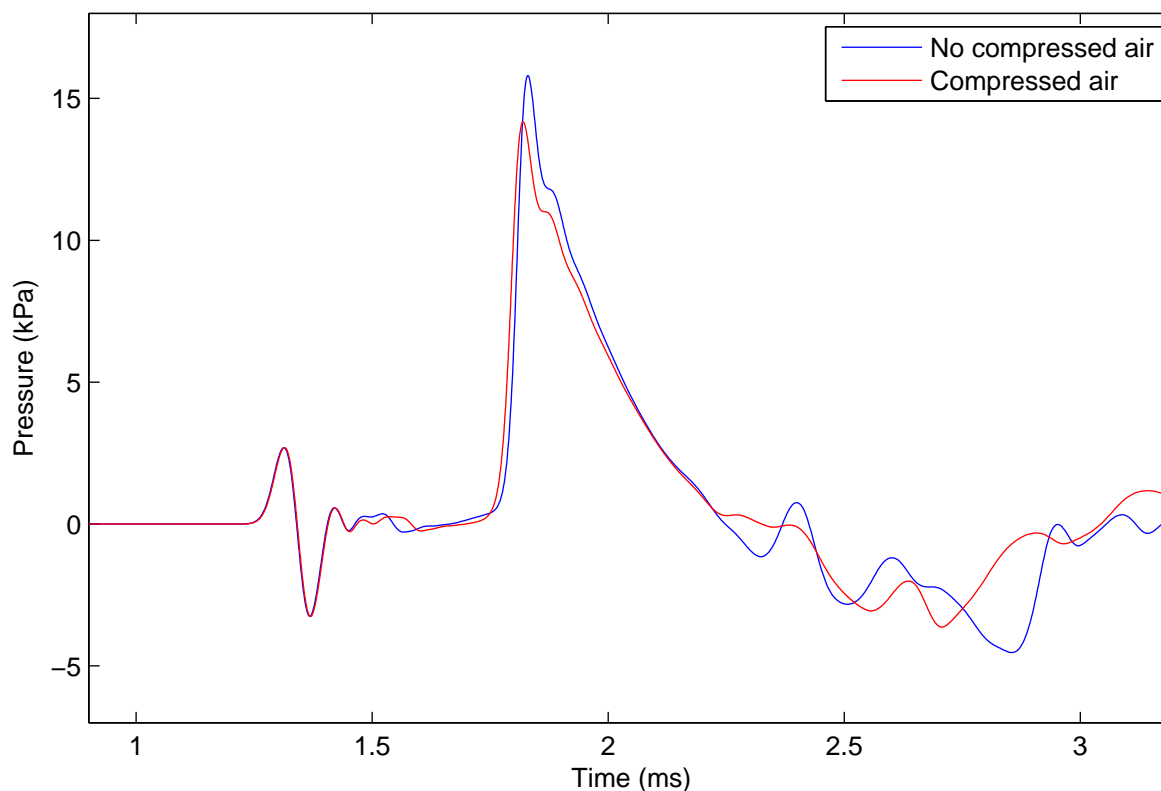
For å kjøre simuleringene hurtigst mulig og samtidig opprettholde presisjon i resultatene er det derfor av stor interesse å kartlegge hvilke effekter som har reell betydning for munningsmellet. I dette kapitlet ser vi nærmere på forskjellige effekters betydning for tilfellet AG3 med NM231 ammunisjon.

### 6.2.1 Komprimert luft i løpet foran prosjektilet

Når prosjektilet akselereres i løpet vil luften foran komprimeres og det vil dannes en sjokkbølge som vil løpe foran prosjektilet ut av løpet. Dersom simuleringen startes når prosjektilet forlater løpet, får vi ikke tatt hensyn til denne effekten. For å studere betydningen av denne ekstra sjokkbølgen, har vi gjennomført en simulering hvor vi først har fylt løpet med luft og lagt på en hastighetsrandbetingelse på prosjektilet slik at det får samme akselerasjon som beregnet med IBHVG II. Etter at prosjektilet når utgangen av løpet har vi fjernet randbetingelsen og fylt løpet med krutt på vanlig måte. I Figur 6.2 har vi sammenlignet denne simuleringen med en simulering hvor den komprimerte luften ikke tas hensyn til i det hele tatt. Litt overraskende er amplituden på munningsmellet på 80 cm noe mindre når den komprimerte luften tas hensyn til, men som en totalvurdering må det sies at denne effekten har minimal betydning for resultatene. Vi kan følgelig trygt se bort fra denne effekten, noe som gjør simuleringene enklere å gjennomføre.

### 6.2.2 Uten prosjektil

Som nevnt er det ikke nødvendig å modellere innmaten i prosjektilet. Man kan imidlertid spørre seg om det er nødvendig å modellere prosjektilet etter at det forlater munningen, eller om munningsmellet vil bli omtrent det samme uten dette. I Figur 6.3 har vi undersøkt betydningen av prosjektilet for måleresultatene på 80 cm. I den ene simuleringen har vi fjernet prosjektilet og



Figur 6.2 Med og uten komprimert luft

latt kruttgassen ekspandere uhindret. Vi ser at dette også har minimal betydning for resultatene, bortsett fra at vi naturlig nok ikke får med prosjektilsmellet i målingen på 10 grader. Siden simuleringene av tekniske årsaker går 4-5 ganger raskere uten prosjektil, har vi valgt å kjøre alle sammenligningene uten prosjektil da forskjellen i resultatene er minimal.

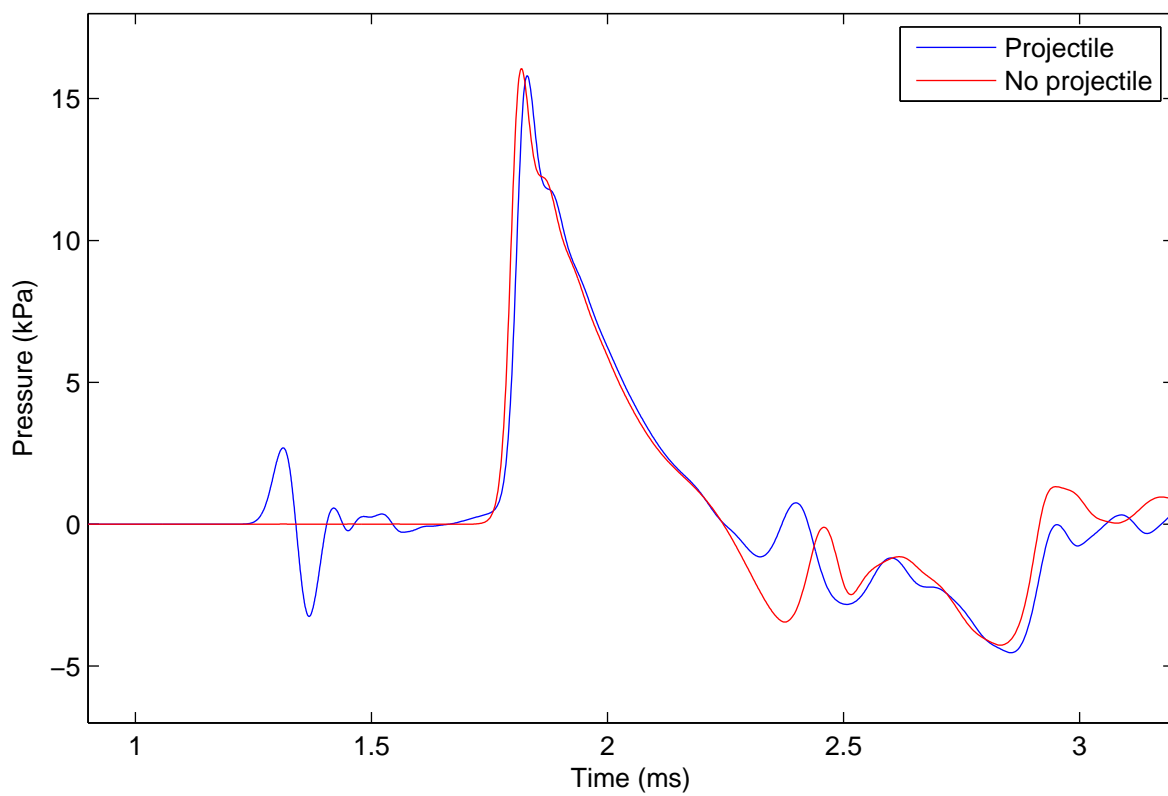
### 6.2.3 Med luft i stedet for kruttgass

I dette tilfellet har vi gjort beregningen uten prosjektil men lagt inn komprimert luft istedenfor kruttgass. Dette har mest akademisk interesse da det ikke er noen beregningsmessige fordeler for Autodyn ved å gjøre det på denne måten. Imidlertid finnes det koder som ikke kan gjøre simuleringer med to forskjellige gasser, så det kan derfor være av interesse for eventuelle sammenligninger. Vi ser av Figur 6.4 at simuleringene med luft gir noe høyere amplitude enn simuleringene med kruttgass.

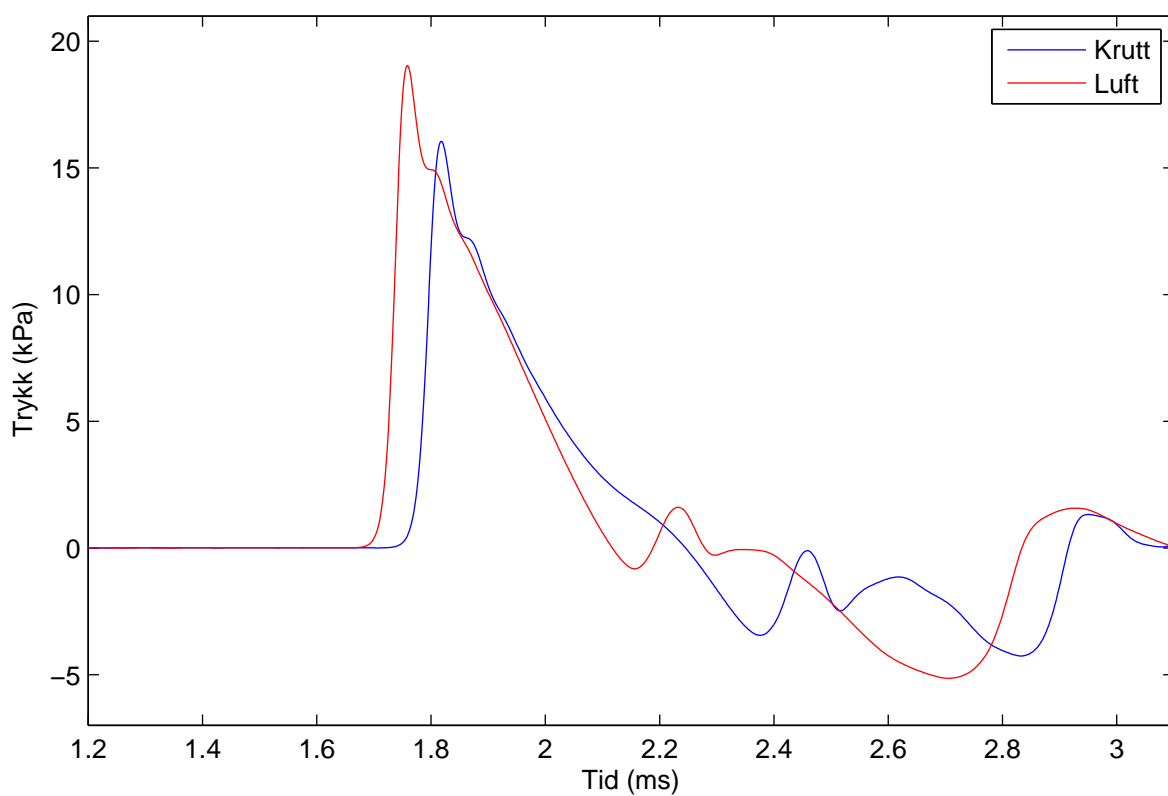
### 6.2.4 Effekten av for ning av griddet

Her har vi gjort beregningen med forskjellige gridstørrelser for å sjekke at resultatene konvergerer og finne det optimale kompromisset mellom nøyaktighet og beregningstid. I dette tilfellet har vi gjort beregningen med oppløsning på 0.9025 mm, 1.905 mm og 3.81 mm. Sammenligningen er vist i Figur 6.5. Vi ser at for amplituden på pulsen så har ikke oppløsningen så veldig mye å si, men for 3.81 mm er pulsen betydelig mindre skarp. De største forskjellene er i fasen bak pulsen.



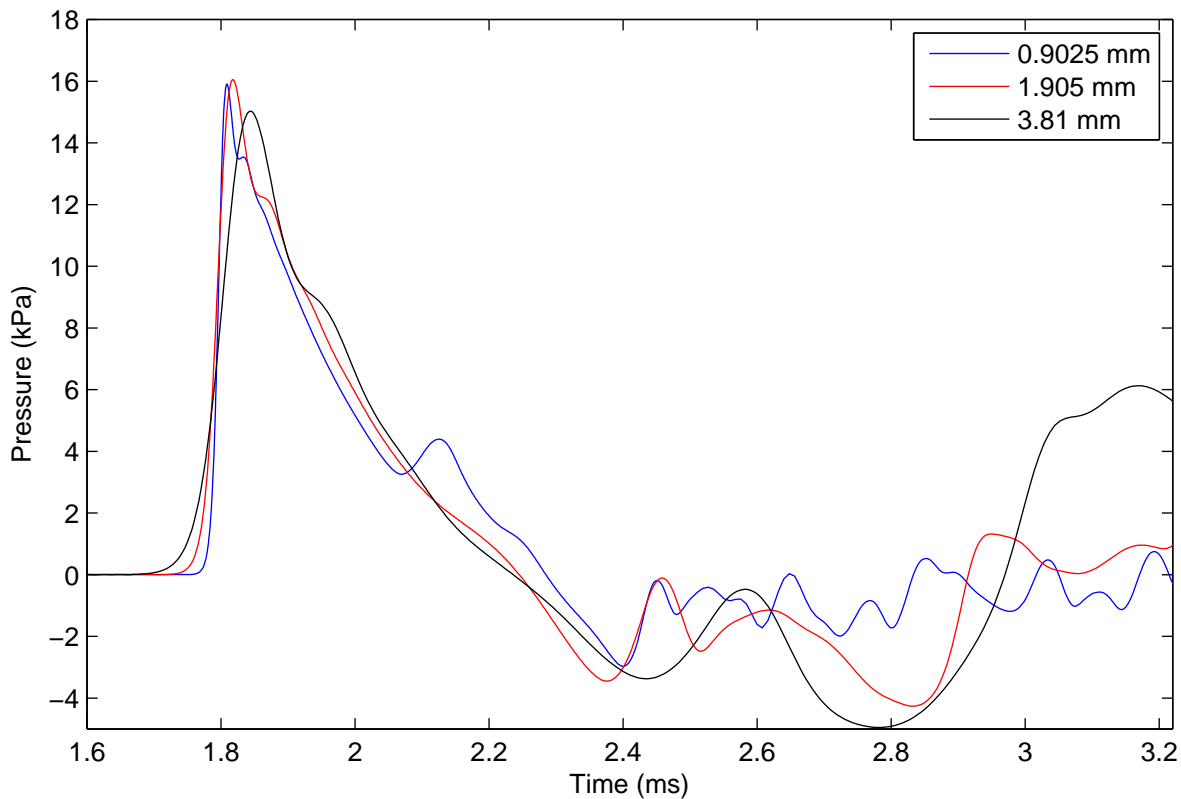


Figur 6.3 Med og uten prosjektil



Figur 6.4 Luft istedenfor kruttgass

På bakgrunn av disse resultatene vurderte vi 1.905 mm til å være optimal oppløsning. Simuleringen med 0.9025 mm tok nærmere 3 uker å kjøre ferdig, noe som er lite praktisk.



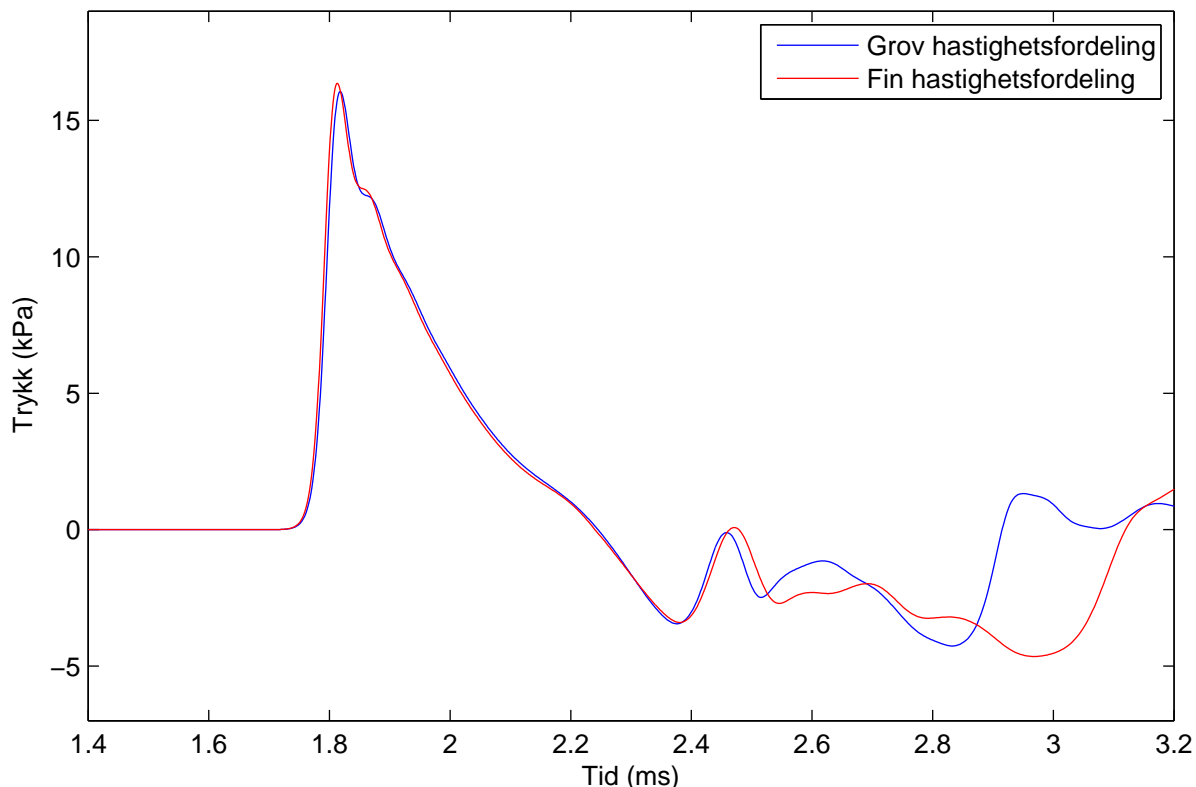
Figur 6.5 Betydningen av gridoppløsning

### 6.2.5 Effekten av hastighetsfordeling i løpet

Her har vi undersøkt om det har noen innvirkning på resultatene å dele løpet inn i 11 soner som har sprangvis forskjellig hastighet, i stedet for å bruke en jevn lineær hastighetsfordeling i løpet. For å teste dette gjorde vi en simulering med 22 soner, dvs. med en finere hastighetsfordeling. Som det kommer frem av Figur 6.6 hadde dette minimal betydning, så vi har derfor brukt 11 soner i simuleringene.

## 7 FLUENT

For å validere beregningene med Autodyn har vi også gjort en simulering med Fluent for AG3, NM231. Fluent er en kommersiell CFD-kode som kan brukes til en bredt spekter av strømningsberegninger. Koden bruker en Euler-formulering av ligningene, og en endelig volum-metode for å løse dem. Beregningsgridet kan være strukturert eller ustrukturert, og bestå av trekant- eller firkant-baserte celler.



Figur 6.6 *Initiell hastighetsfordeling i løpet*

## 7.1 Beskrivelse av kjøringen

I Fluent-kjøringen er det ikke tatt hensyn til at det er kruttgass til stede, hele volumet behandles som luft. Prosjektilet er heller ikke med i simuleringen.

Vi løser Euler-ligningene for et to-dimensjonalt område, der den ene grenseflaten er en symmetriakse gjennom senteret av geværløpet. I bakkant av løpet er grenseflaten en fast vegg. Langs de andre grenseflatene er det satt en “Pressure outflow”-randbetingelse, som er velegnet for luftstrøm ut gjennom en grenseflate, men som gir uønskede refleksjoner for en trykkbølge som det er snakk om her. Simuleringen er derfor stoppet før de reflekterte bølgene kommer tilbake til målepunktene.

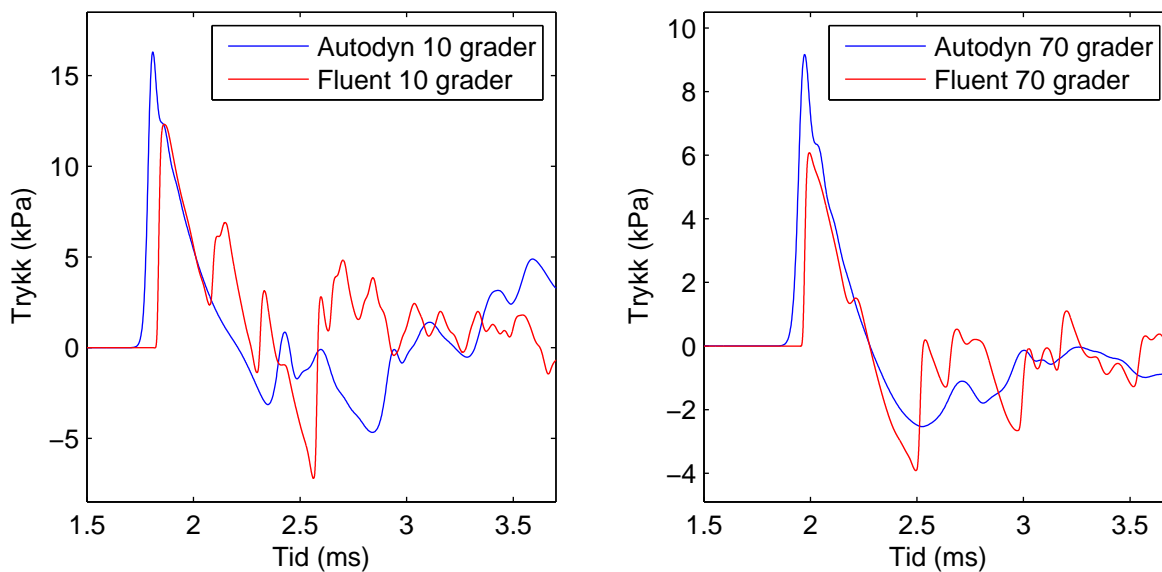
Som initialbetingelse er det gitt en trykk-, temperatur- og hastighetsfordeling i geværløpet. Hastigheten vokser lineært fra 0 til 827 m/s ved munningen, mens trykk og temperatur er stykkevis konstante funksjoner i løpet. Overtrykkverdiene avtar fra 50.2 MPa innerst i løpet til 44.3 MPa ved munningen, og temperaturen er gitt ved  $T = p/136 \cdot 400$ .

Beregningsområdet er  $[-0.45 : 2] \times [0 : 2]$  (m), med senteret av munningen i origo. Gridet har fire celler på tvers inne i løpet (fra symmetriaksen og ut), dvs 0.95 mm. Ellers går gridstørrelsen fra 1 mm til 6 mm lengst borte fra munningen. Dette gir 1.55 millioner celler. Simuleringen bruker ca 24 timer pr millisekund på 12 prosessorer på en SGI Altix (noe lengre tid i startfasen), og er kjørt frem til  $t = 3.75$  ms.

Trykket er lagret i to punkter 80 cm ut fra munningen, i 10 og 70 graders vinkel fra symmetriaksen.

## 7.2 Sammenligning av trykket beregnet med Fluent og Autodyn

I Figur 7.1 ser vi en sammenligning av beregnet trykk med Fluent og Autodyn. Til å være to helt forskjellige beregningsprogrammer med forskjellige beregningsgrid, finner vi overensstemmelsen overbevisende innenfor den usikkerhetsmarginen vi opererer med når det gjelder akustikk. Det største avviket i peak-trykk har vi på 70 grader. Det er opp mot 50 %, noe som svarer til 3.5 dB. Dette er av omtrent samme størrelsesorden som usikkerheten ved måling av kildestyrken til et våpen.



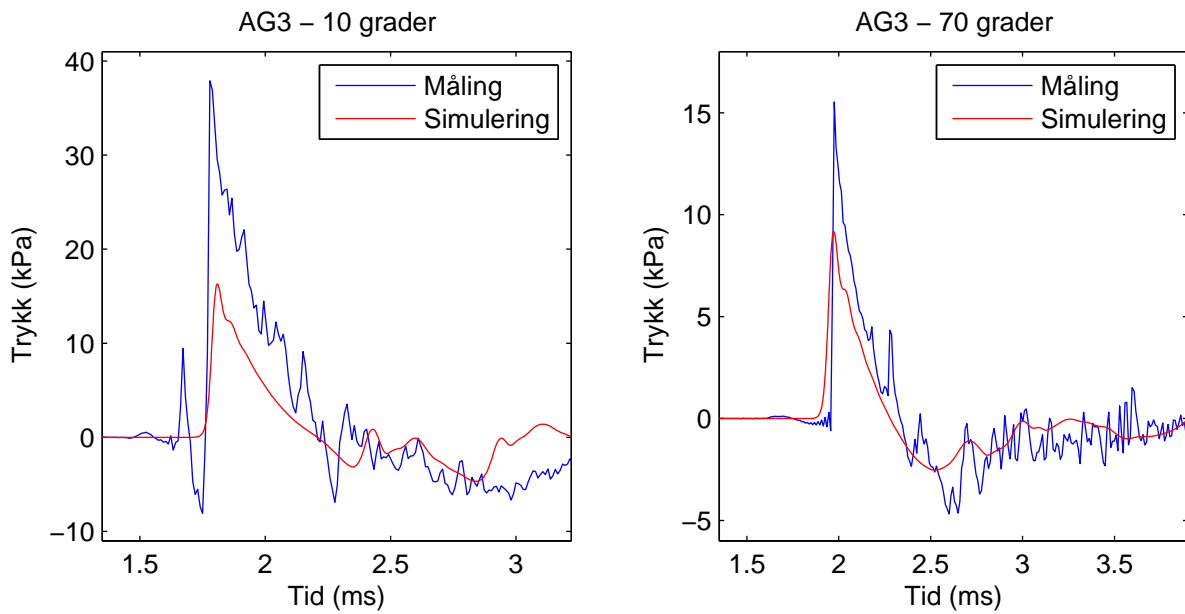
Figur 7.1 *Fluent og Autodyn 10 grader*

## 8 SAMMENLIGNING MELLOM AUTODYN OG MÅLINGER

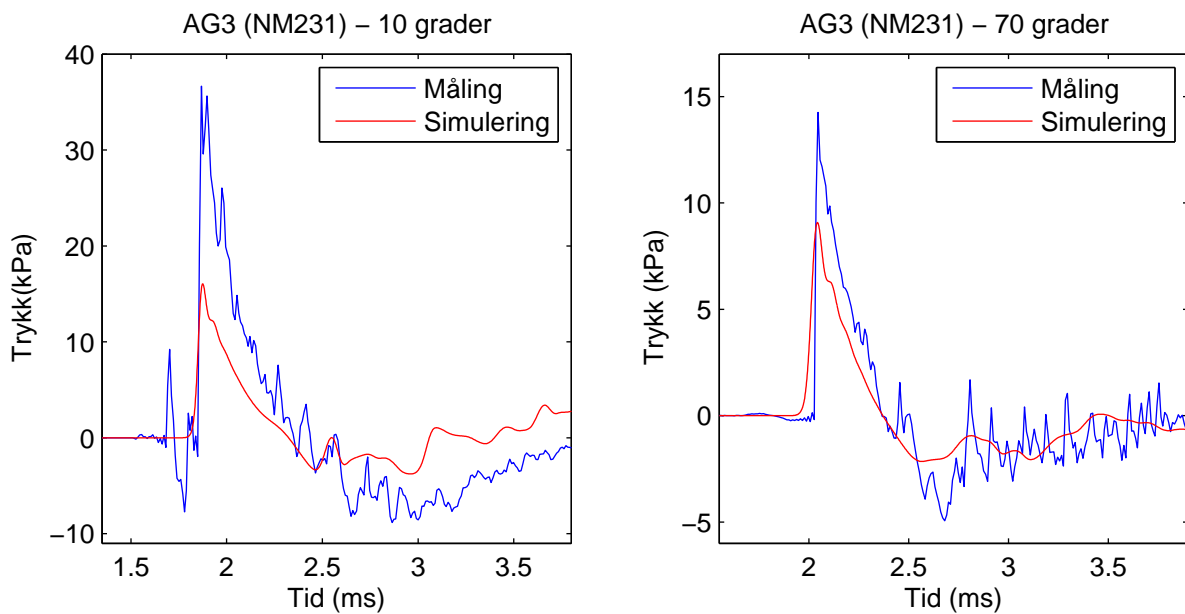
I dette kapitlet sammenligner vi simuleringene med resultater fra målinger på Terningmoen (Huseby, Hugsted, Dyrdal, Fykse & Jordet 2006). Simuleringene er kjørt i 2D med sylinder-symmetri og Euler-Multimaterial prosessoren i Autodyn. Oppløsningen er løpsdiameter/4, dvs. 1.905 mm for 7.62 mm våpen. Oppløsningen er uniform i hele gridet. Simuleringene er kjørt med kruttgass i løpet basert på beregninger gjort med IBHVG II. Hastigheten er (av praktiske årsaker) ikke lineært stigende, men sprangvis delt inn i 11 soner, hver med konstant utgangshastighet. Prosjektilet er ikke tatt med i simuleringene. Beregningstiden er typisk 3-4 dager på en prosessor, men dette er noe avhengig av våpengeometrien (som styrer oppløsningen). Gaugepunkter for å lagre trykket er lagt inn på avstand 80 cm med vinklene 10 og 70 grader fra munningen. Det er ikke noen referansetid for målingene, så tidsaksen er forskjøvet slik at munningsmellet kommer fram på likt både for måling og simulering.

I Figurene 8.1–8.14 ser vi sammenligninger mellom de målte tidsseriene til trykket og beregningene gjort med Autodyn. Generelt gjelder det at de beregnede verdiene er noe mindre enn de målte. Forskjellen er størst for beregningene på 10 grader. På 70 grader er det bedre overensstemmelse. Vi ser at tidsforløpet til den beregnede pulsen generelt stemmer ganske bra, spesielt på 70 grader.

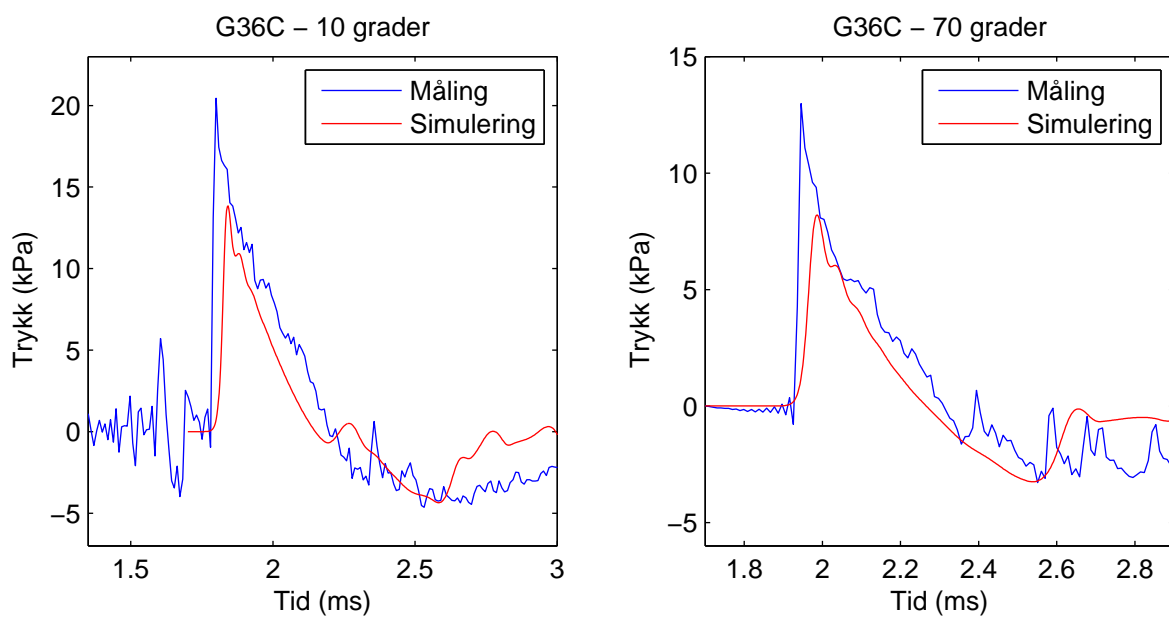
Siden simuleringene gjøres i 2D uten at selve utformingen av signaturdemperen er tatt med, blir det ingen forskjell mellom FN MAG med coax- og mitraljøsøløp. Målingene gir imidlertid svært forskjellige resultater, som det fremgår av Figurene 8.13 og 8.14. FN MAG med coaxløp vil ofte være plassert på et kjøretøy, og kan være rettet i samme retning som kjøretøyets hovedvåpen. Det vil dermed trenge hverken siktemidler eller signaturdemper. I skrivende stund har vi ikke våpenet tilgjengelig, og kan derfor ikke beskrive geometrien inne i våpenet, like ved munningen. Mens FN MAG med mitraljøsøløp og signaturdemper vil støte mye av kruttgassen ut i 120 graders retning på skyteretningen, kan det synes som om coaxløpet konsentrerer kruttgassen rett fram. På 10 m kan vi se denne effekten i tabellene på side 123 og 124 i Huseby, Hugsted, Dyrdal, Fykse & Jordet (2006). Vi går mer inn i betydningen av signaturdemperen i Kapittel 9.



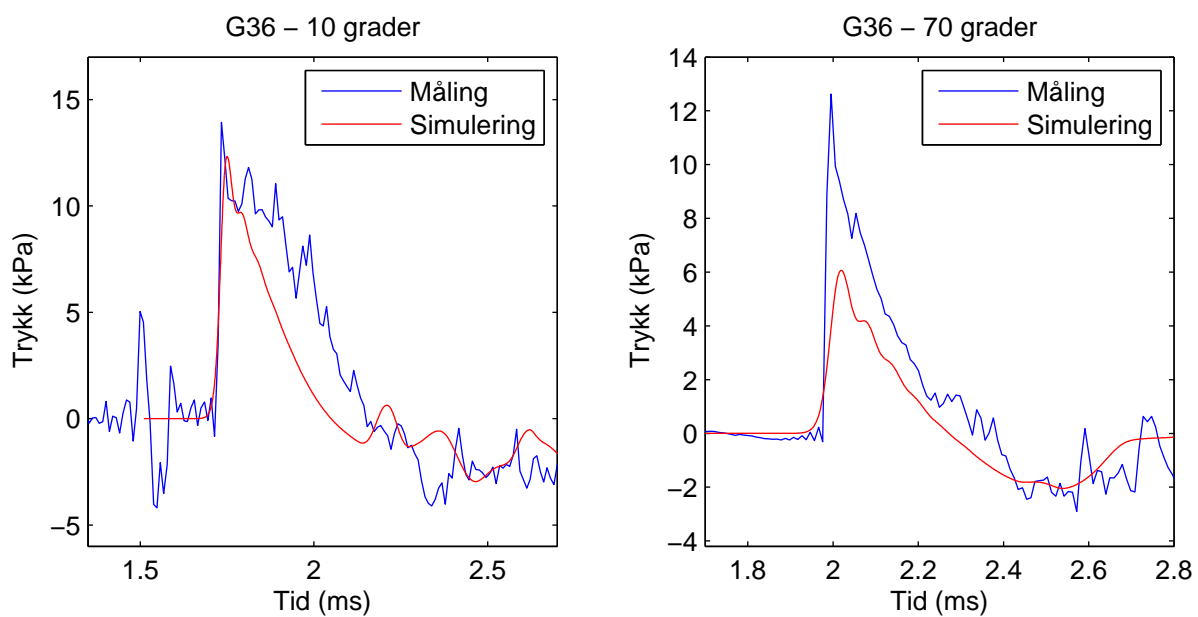
Figur 8.1 AG3, NM60: Sammenligning mellom Autodyn og målinger.



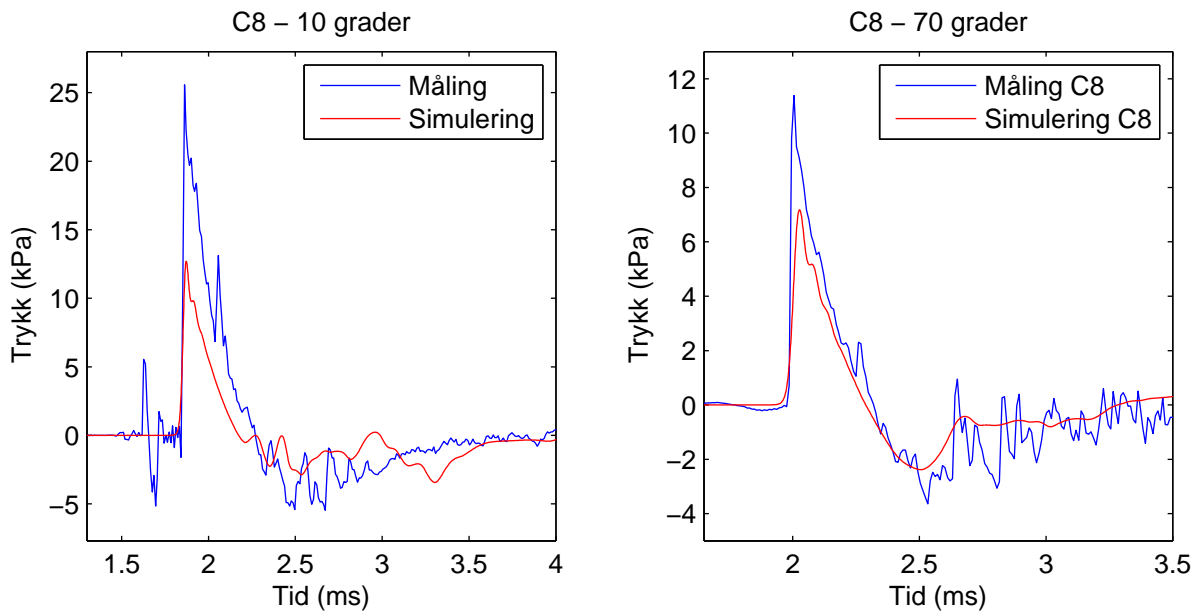
Figur 8.2 AG3, NM231: Sammenligning mellom Autodyn og målinger.



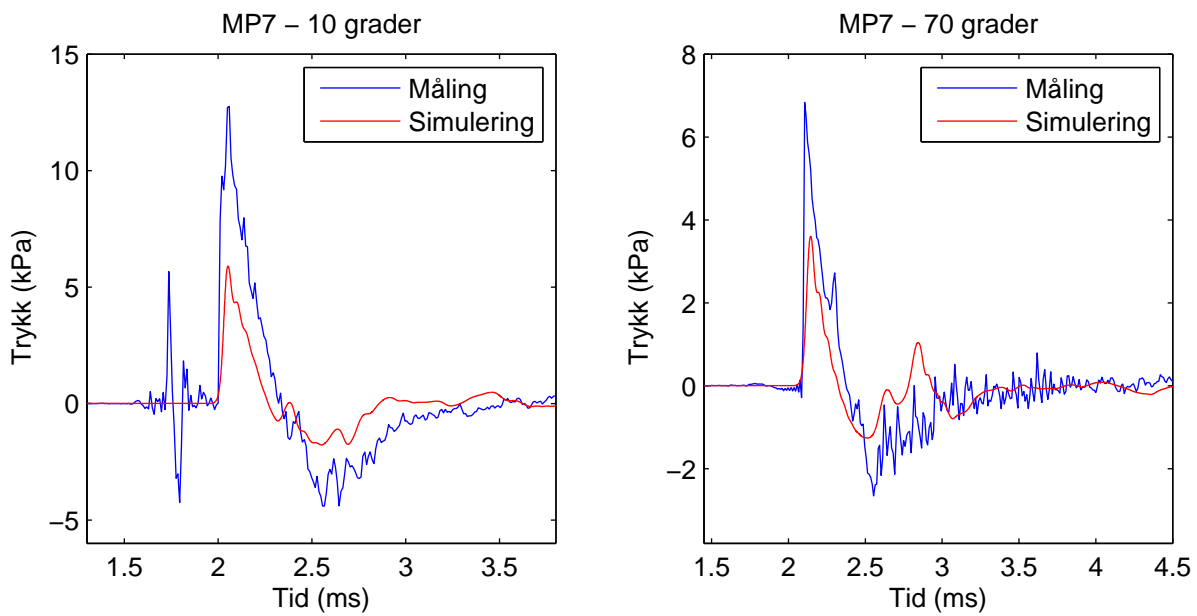
Figur 8.3 G36C: Sammenligning mellom Autodyn og målinger.



Figur 8.4 G36: Sammenligning mellom Autodyn og målinger.

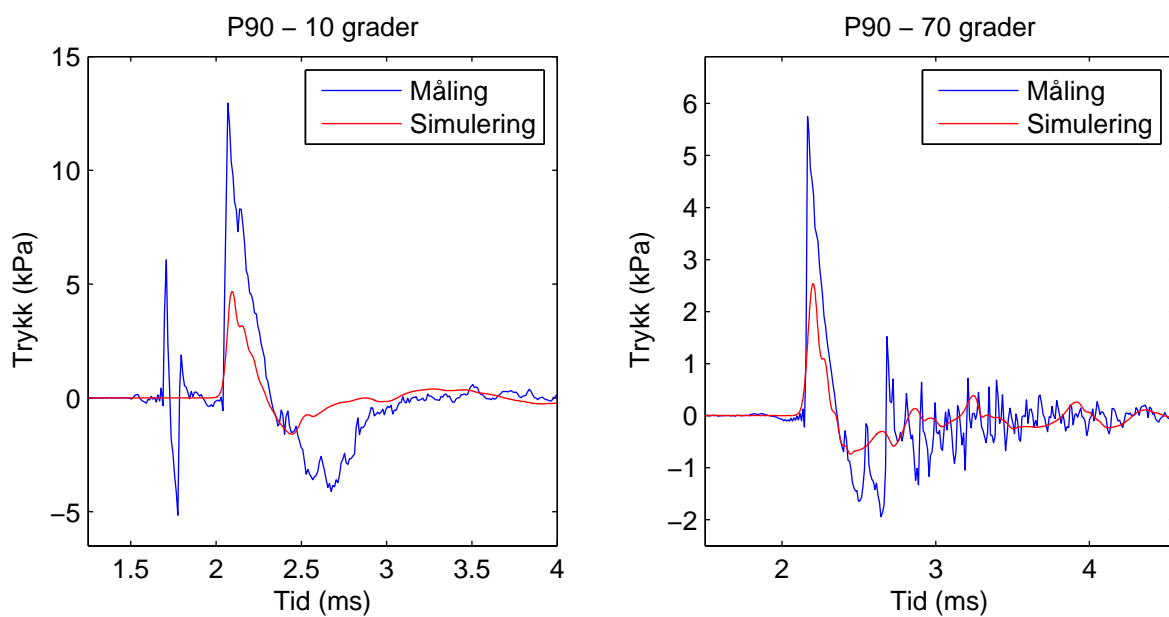


Figur 8.5 C8: Sammenligning mellom Autodyn og målinger.

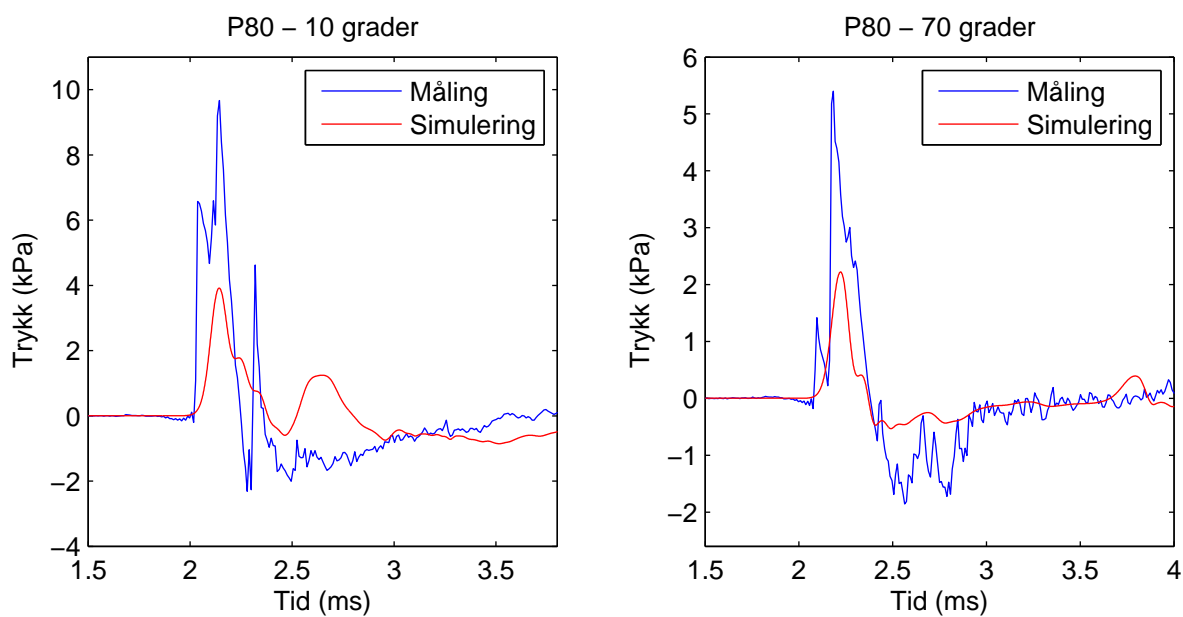


Figur 8.6 MP7: Sammenligning mellom Autodyn og målinger.

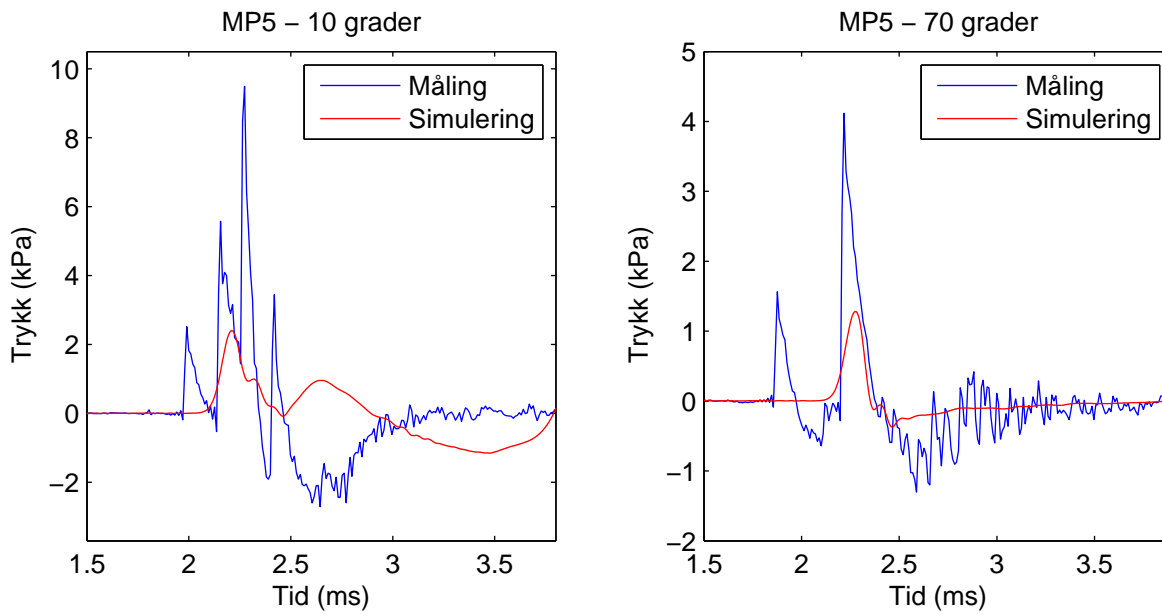




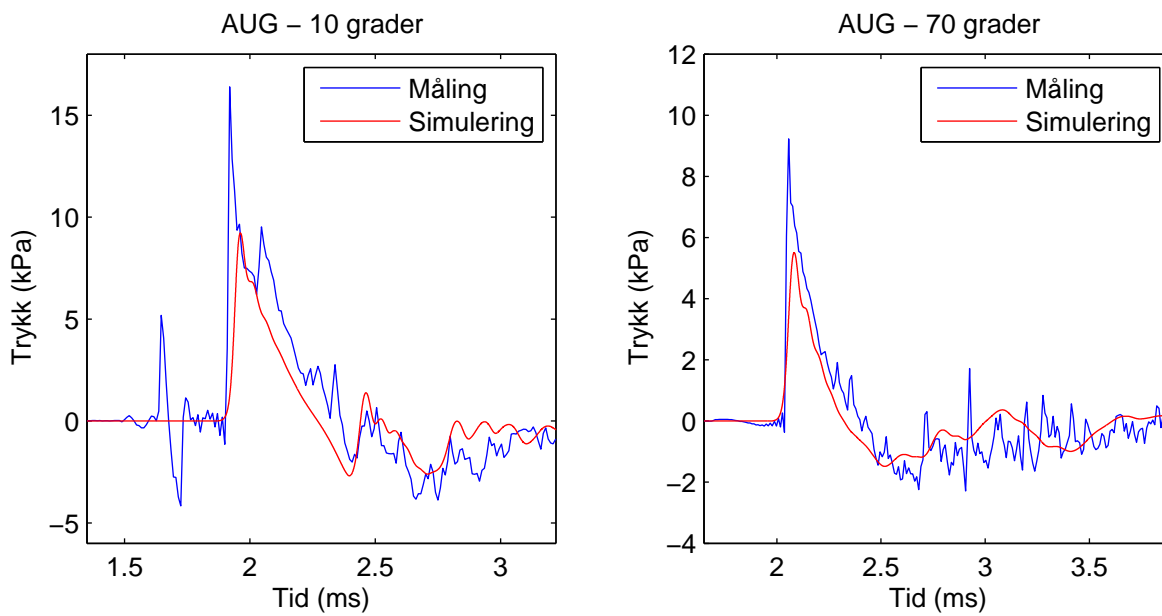
Figur 8.7 P90: Sammenligning mellom Autodyn og målinger.



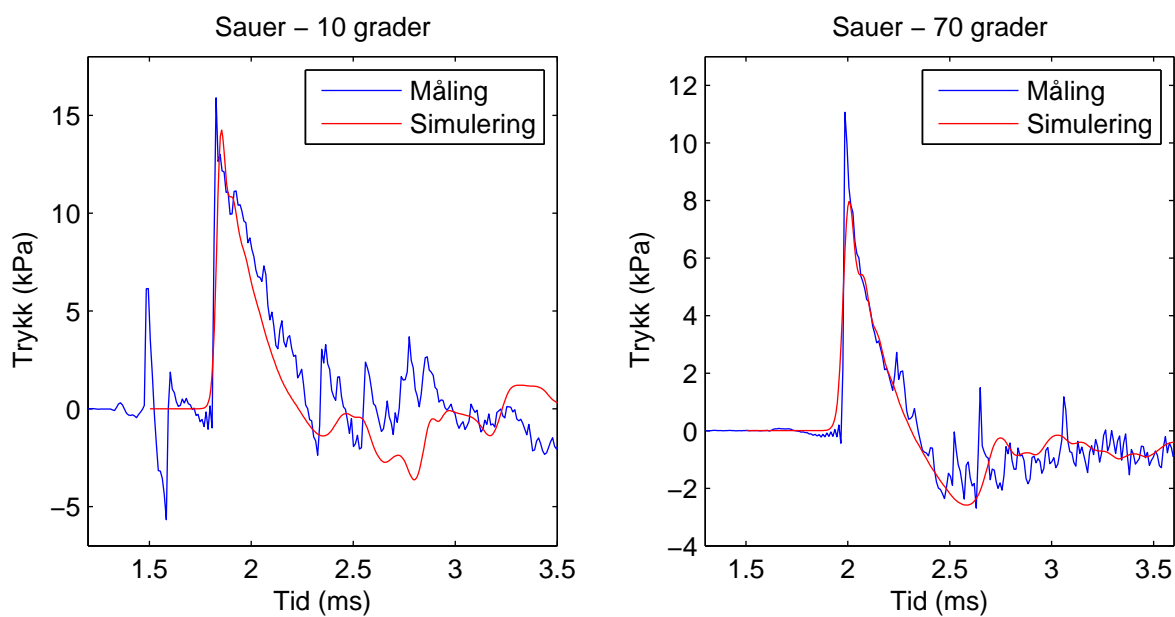
Figur 8.8 P80: Sammenligning mellom Autodyn og målinger.



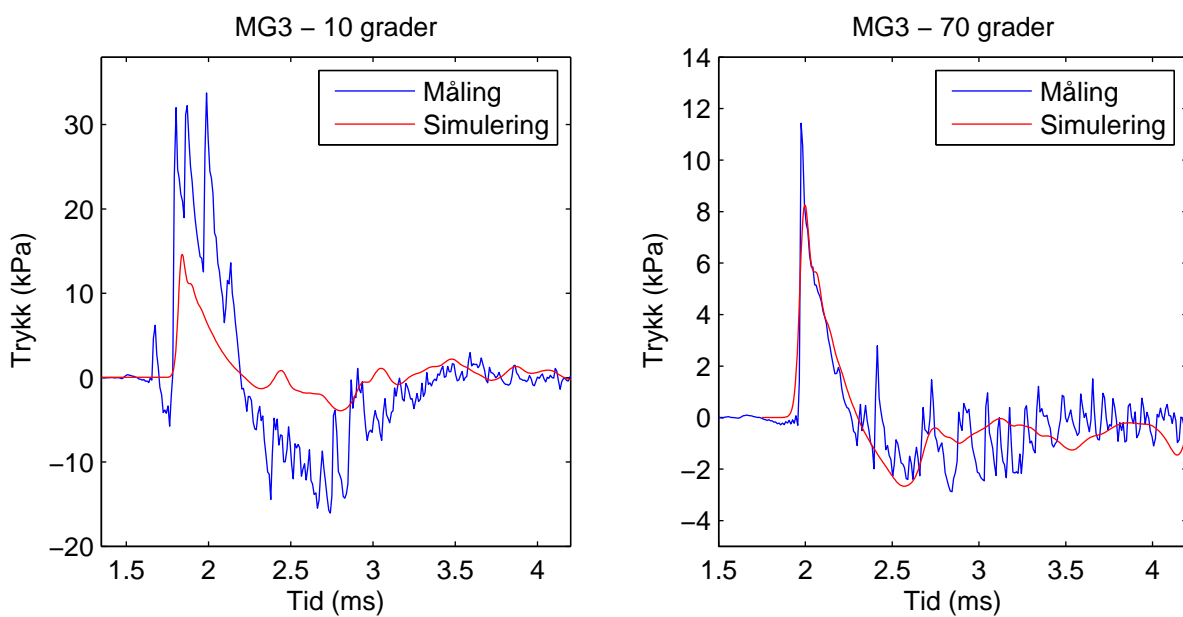
Figur 8.9 MP5: Sammenligning mellom Autodyn og målinger.



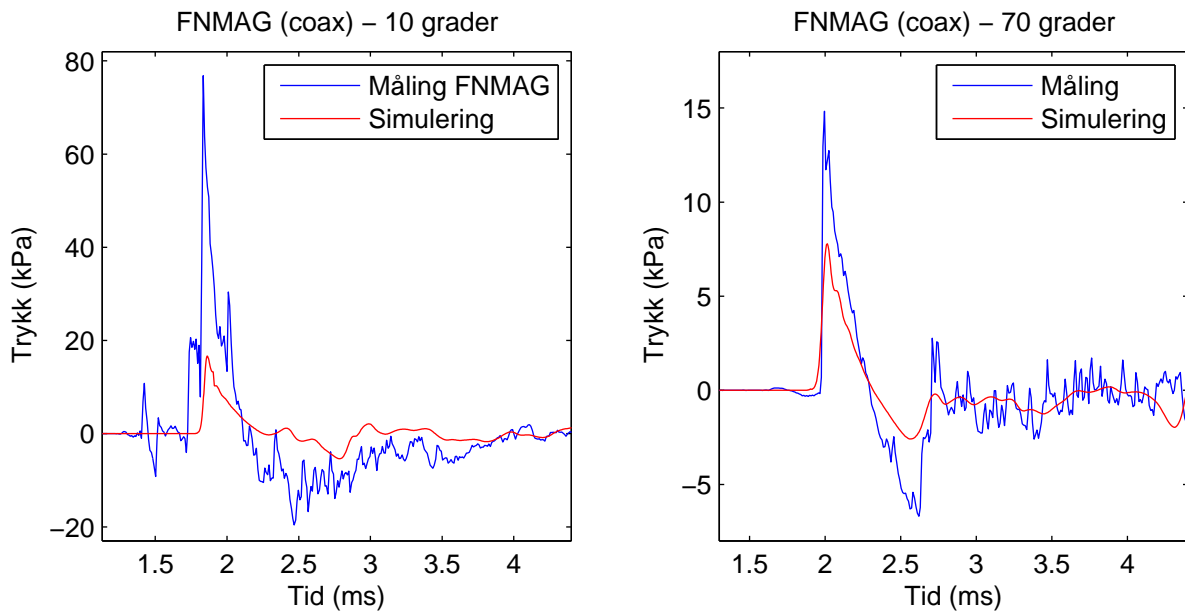
Figur 8.10 AUG: Sammenligning mellom Autodyn og målinger.



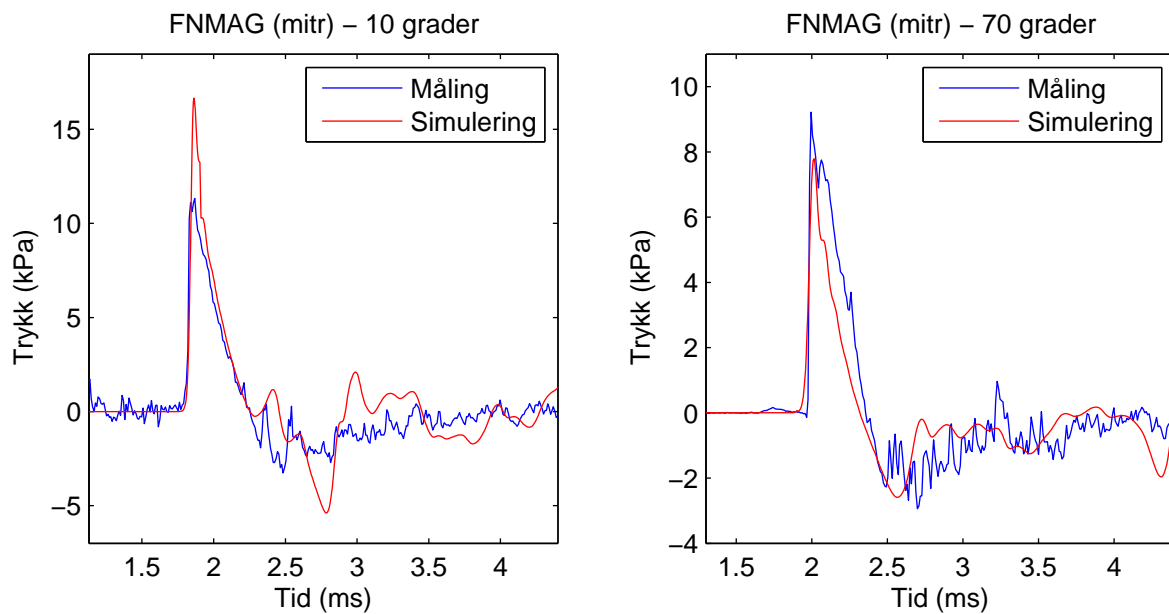
Figur 8.11 Sauer: Sammenligning mellom Autodyn og målinger.



Figur 8.12 MG3: Sammenligning mellom Autodyn og målinger.



Figur 8.13 FN MAG (coax): Sammenligning mellom Autodyn og målinger.



Figur 8.14 FN MAG (mitr): Sammenligning mellom Autodyn og målinger.

## 9 EFFEKTEN AV SIGNATURDEMPER

Som vi har sett i Kapittel 8 ligger det målte lydtrykket fra våpenet ofte noe over det simulerte. Dette er generelt tydeligere 10 grader ut fra skyteretningen enn ved 70 grader. Det er også en del forskjeller mellom våpnene. Dette gjør at man kan mistenke at de dominerende effektene kunne vært modellert enda bedre.

Et spesielt tilfelle er for Sauer (NM149), Figur 8.11. Denne skarpskytterrifla har et løp uten signaturdemper, se for eksempel Figur 3.10 i Huseby, Hugsted, Dyrdal, Fykse & Jordet (2006). Løpet er helt sylindrisk (bortsett fra riflingen). Vi ser i Figur 8.11 at dette våpenet er det hvor simuleringen og målingen stemmer best overens. I simuleringene er løpet på alle våpnene beskrevet som et sylindrisk løp. Dette ble gjort fordi vi har antatt at formen på signaturdemperen ikke ville ha avgjørende betydning. Etter å ha sett sammenligningene i Kapittel 8 og at simuleringene stemmer svært godt for Sauer, ble vi motivert til å gå ut og gjøre noen nye målinger for å undersøke effekten av signaturdemperen.

### 9.1 Målinger av effekten av signaturdemper

Vi har hatt AG3 (NM231 ammo) som et referansevåpen gjennom arbeidet. Vi valgte derfor å ta for oss en AG3 (Figur 9.1) og skru av signaturdemperen (Figur 9.2). I Figurene 9.3 og 9.4 ser vi nærbilder av signaturdemperen til AG3. Den består av 6 spalter der kruttgassen presses ut. I Figur 9.4 kan vi også så vidt se at innsiden av signaturdemperen er konisk og åpner seg utover.



Figur 9.1 Løpet på AG3 med signaturdemper.



Figur 9.2 Løpet på AG3 med signaturdemperen skrudd av.

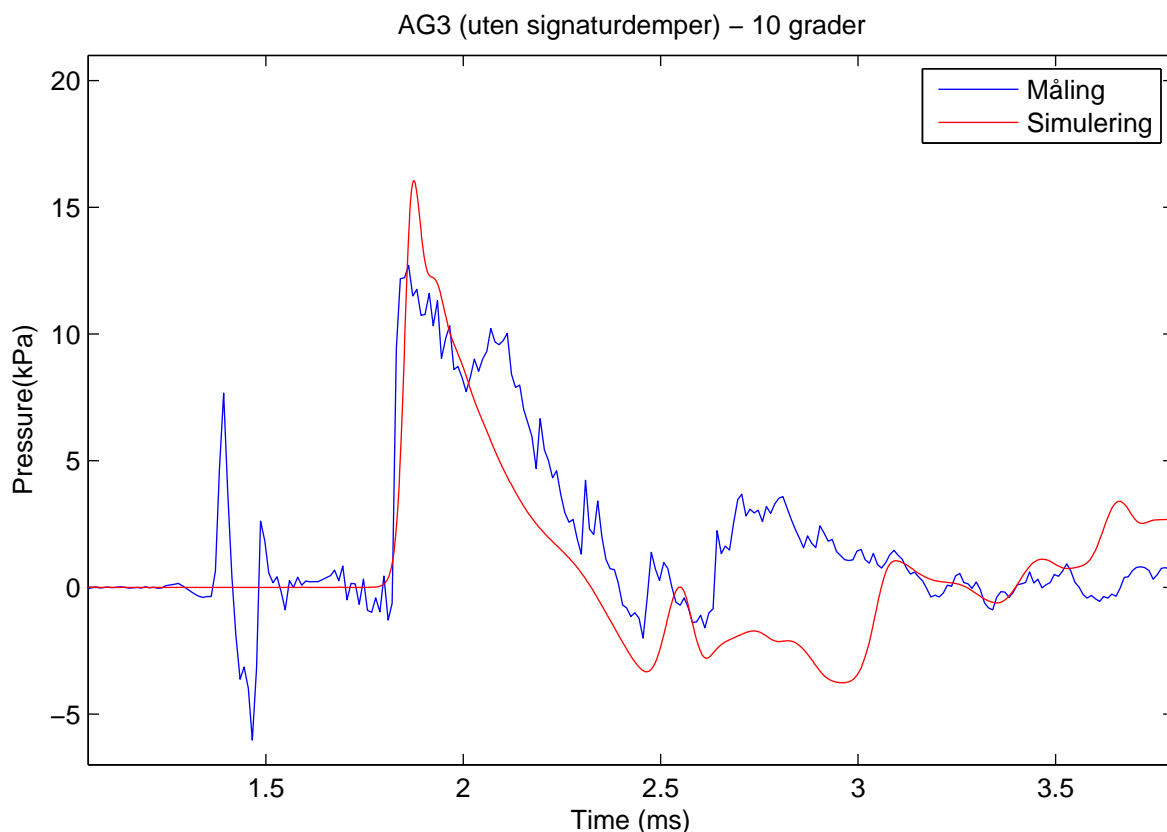


*Figur 9.3 Signaturdemper AG3.*



*Figur 9.4 Signaturdemper AG3.*

Målingene ble gjort i Dompa på FFI 21/8-2006. Oppsettet på målingene var tilsvarende det som er beskrevet i Huseby, Dyrdal, Fykse & Hugsted (2005). Resultat av målingene kan sees i Figurene 9.5 og 9.6. Vi ser at vi som for Sauer nå har svært god overensstemmelse. Tilsvarende sammenligning der målingen er med signaturdemper ser vi i Figur 8.2. I Figur 9.7 ser vi målingene med og uten signaturdemper plottet sammen.

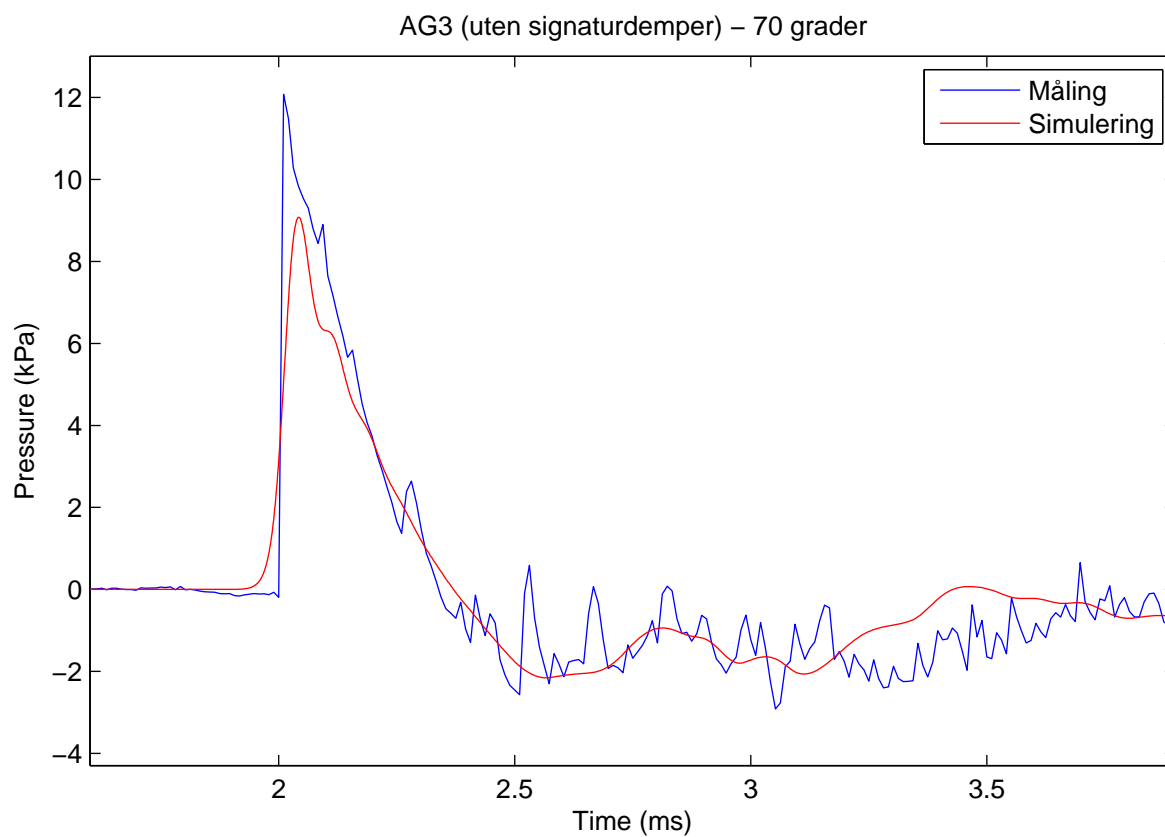


Figur 9.5 AG3, NM231, uten signaturdemper, 10 grader.

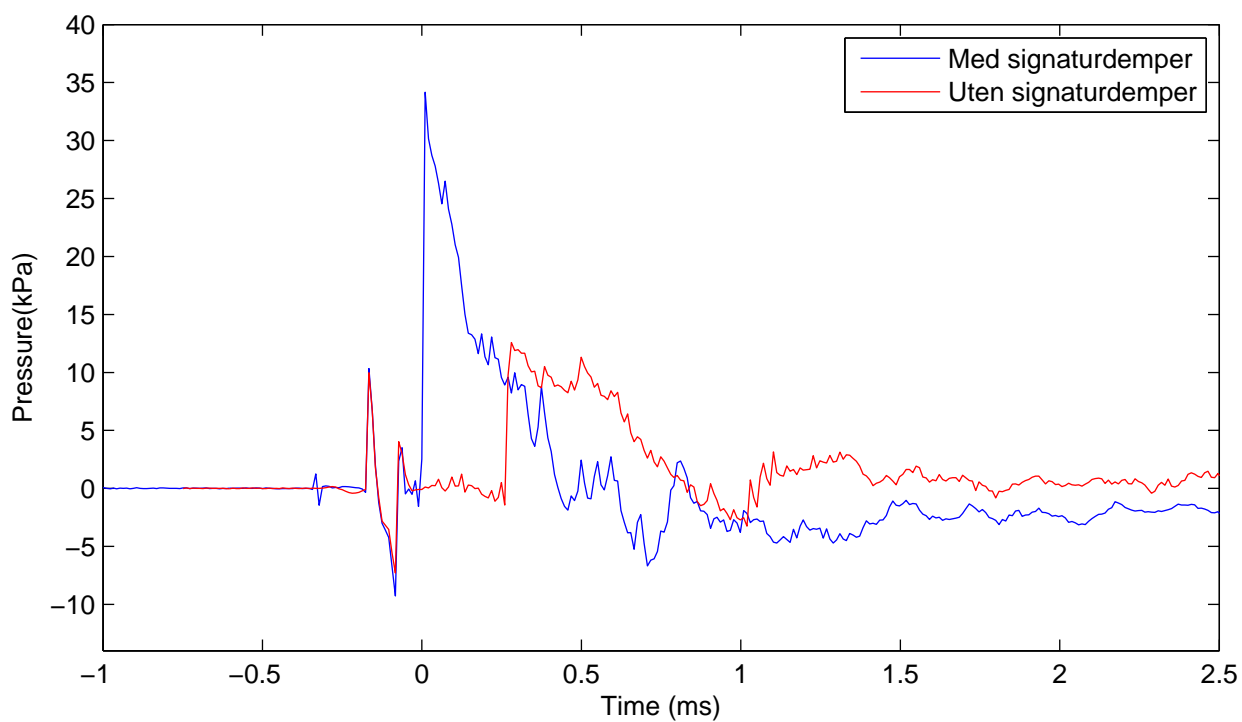
På 10 grader er det stor forskjell mellom trykket med og uten signaturdemper. Vi ser at vi her får et lavere trykk når vi skrur av signaturdemperen, noe som er overraskende. Det kan være nødvendig å gjøre ytterligere beregninger med Autodyn for å forstå denne mekanismen.

Vi ser altså at vi, i enkelte tilfeller, har forholdsvis store direkte effekter som resultat av utformingen av munningen på våpnene, spesielt formen på en eventuell signaturdemper. Det er her to effekter. Den ene er at signaturdemperen (uavhengig av spaltene) har en form som er mer eller mindre konisk. Dette er en effekt som kan beskrives med aksesymmetri i 2D, men som krever en mer detaljert geometribeskrivelse av signaturdemperen. Den andre effekten er at signaturdemperen har en form som må modelleres i 3D dersom man skal kunne beskrive strømmingen ut gjennom spaltene i siden. Vi vil derfor gå videre ved å se om det er mulig å benytte en nøyaktig beskrivelse av signaturdemperen og utføre 3D-beregninger i Autodyn, svært nær våpenet. Deretter kan man benytte resultatene fra disse 3D-beregningene som inngangsdata til 2D-beregninger av typen som er beskrevet i denne rapporten.

Vi har et ganske komplisert strømningsbilde rett foran våpnet, der kruttgassen virvler utover. For visse utforminger av signaturdemperer kan det her tenkes at man vil ha markant forskjellig trykk



Figur 9.6 AG3, NM231, uten signaturdemper, 70 grader.



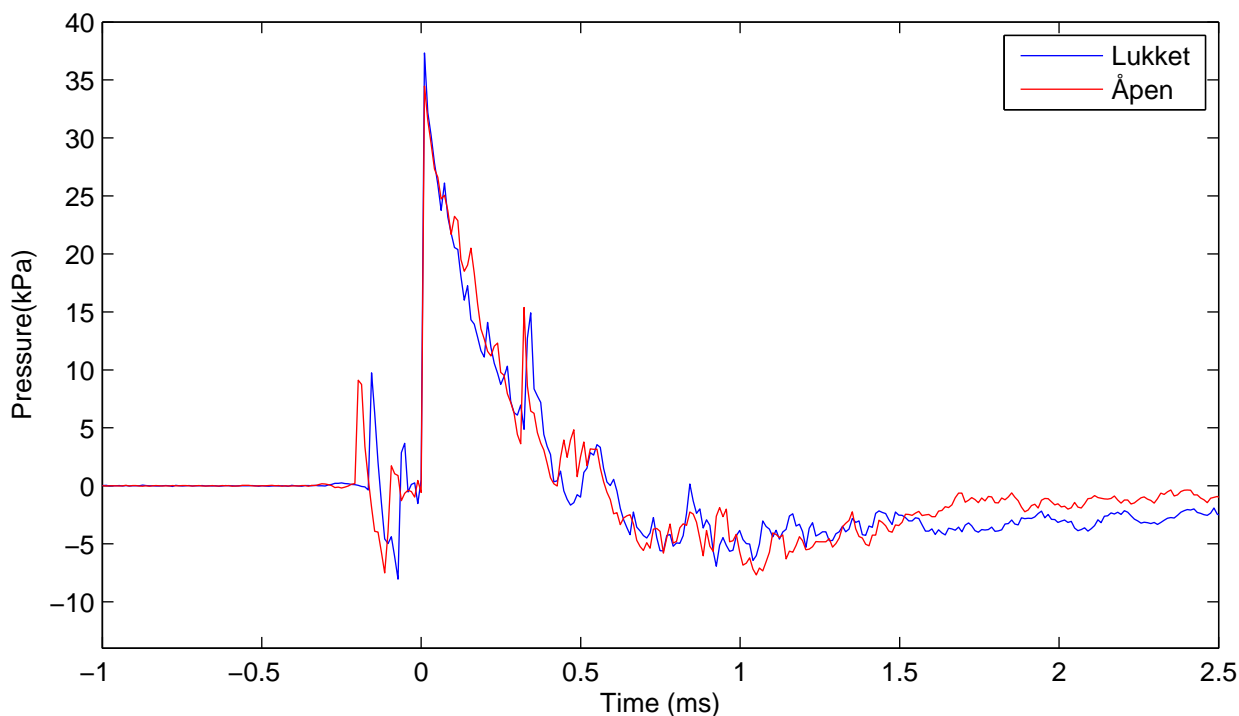
Figur 9.7 Måling AG3, NM231, 10 grader, 80 cm. Den blå kurven er med signaturdemper, den røde uten.



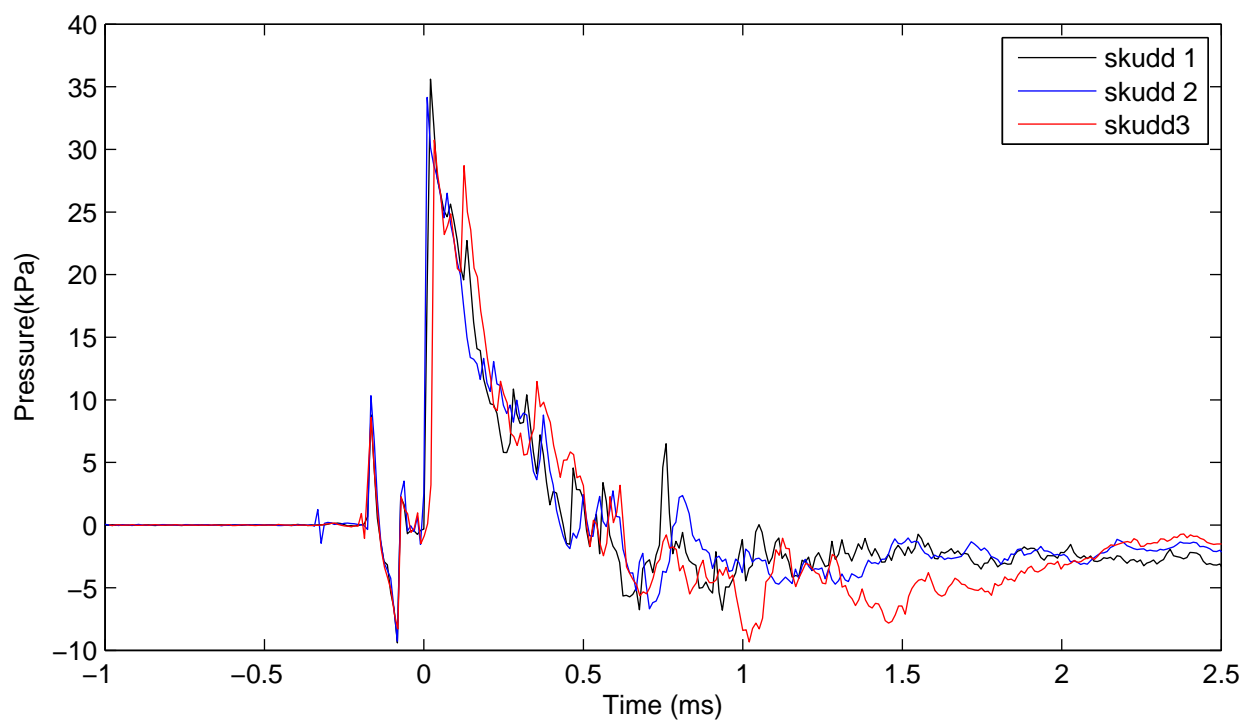
på for eksempel 5 og 10 grader. Derfor kan det være en fordel å ha langt flere målepunkter på 80 cm enn vi har hatt til nå. Dette er en av tingene vi vil se på i det videre arbeidet.

## 9.2 Effekten av å rotere signaturdemperen

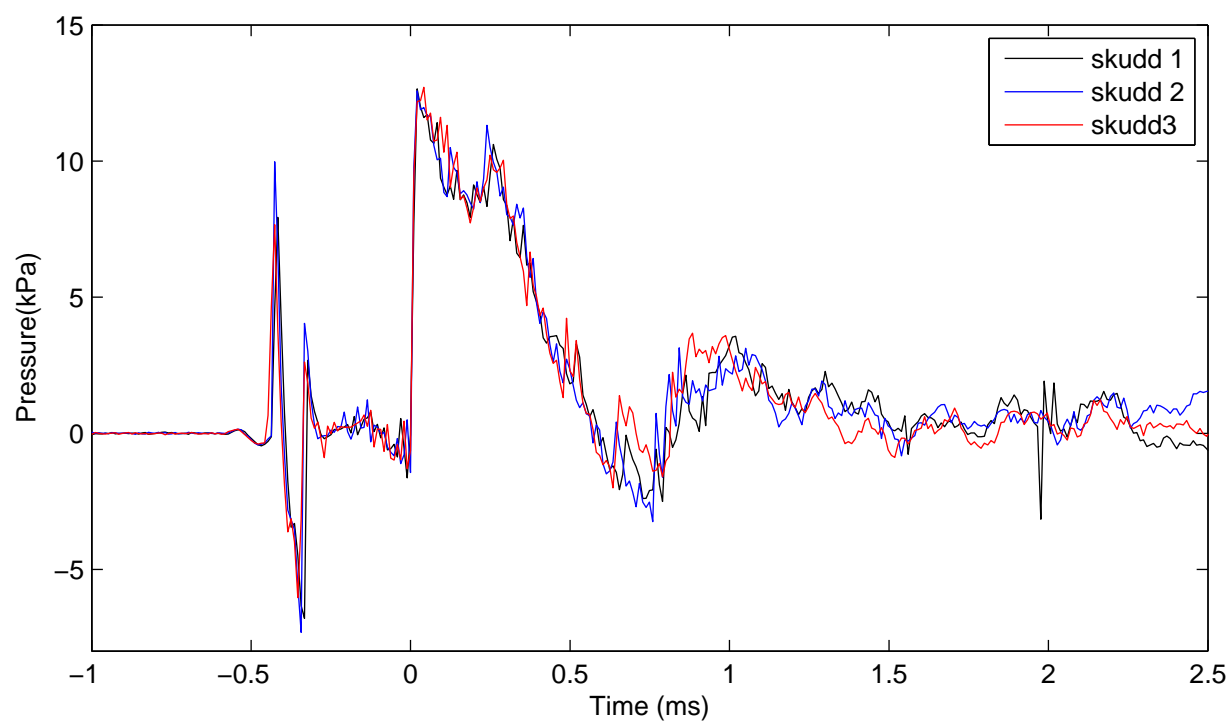
Direktiviteten til et våpen regnes vanligvis i et (vilkårlig) plan gjennom løpet (aksesymmetri). Når våpenet vil imidlertid signaturdemperen kunne gi en direktivitet også i et plan 90 grader på skyteretningen. Signaturdemperen består av en del spalter (seks på AG3) som kruttgassen strømmer ut gjennom. Når man monterer en signaturdemper skrur man den på. Det er dermed vilkårlig i hvilket plan spaltene blir liggende. Man kan da ha en situasjon, 80 cm fra munningen, der vi ikke vet om sensoren ligger i en strøm fra en spalte i signaturdemperen. Dette kunne tenkes å gi variasjoner fra våpen til våpen. Vi utførte derfor målinger der vi roterte signaturdemperen til flere posisjoner. I Figur 9.8 ser vi målinger av to forskjellige skudd. I det ene skuddet ligger spalten i signaturdemperen i samme plan som sensoren. I det andre skuddet ligger planet gjennom løpsaksen og sensoren midt mellom to spalter. Som vi ser av figuren kunne vi ikke se noen forskjeller i de målte trykkurve. Som et middel til å bedømme variasjonen i Figur 9.8, tar vi også med et par plot som viser repeterbarheten til målingene. Figurene 9.9 og 9.10 viser 3 skudd rett etter hverandre for AG3 både med og uten signaturdemper. Det ser altså ut til at vi ikke har noen direktivitet i planet 90 grader på skyteretningen.



Figur 9.8 Måling, AG3, NM231, med signaturdemper, 10 grader. I det ene skuddet ligger spalten i signaturdemperen i plan med sensoren, i det andre ikke.



Figur 9.9 Måling, AG3, NM231, med signaturdemper, 10 grader. Tre skudd skutt rett etter hverandre.



Figur 9.10 Måling, AG3, NM231, uten signaturdemper, 10 grader. Tre skudd skutt rett etter hverandre.

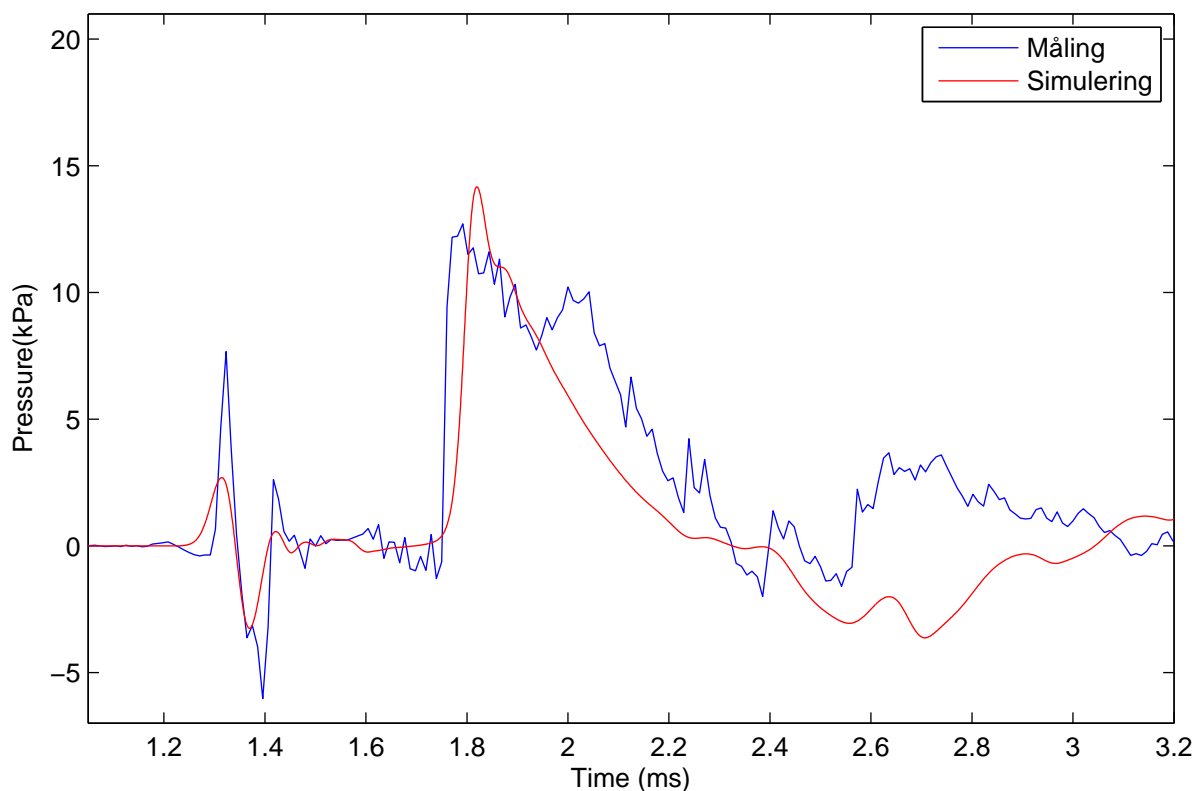
### 9.3 Signaturdemper og ankomsttid for munningsmellet

Hovedanliggendet i denne rapporten er støyen fra munningsmellet. For å spare tid i simuleringene modellerer vi derfor ikke prosjektilsmellet, som beskrevet i Kapittel 6.2.2. Vi har vist at prosjektilet har liten innvirkning på munningsmellet.

Likevel er det interessant å legge merke til den effekten signaturdemperen har på ankomsttiden til munningsmellet. I Figur 9.11 ser vi en beregning for AG3 uten signaturdemper, med prosjektilsmellet. Vi ser at målingen stemmer med forskjellen i ankomsttid mellom prosjektilsmellet og munningsmellet som er simulert med Autodyn. Munningsmellet ankommer her omtrent 0.5 ms etter prosjektilsmellet. Prosjektilet som når sensoren har forlatt prosjektilet etter at prosjektilet forlot signaturdemperen. Signaturdemperen kan dermed ikke påvirke formen eller ankomsttiden til prosjektilsmellet. Vi har derfor her justert tidsaksen slik at prosjektilsmellet ankommer på likt i simulering og måling.

Vi ser at størrelsen på prosjektilsmellet er her en del feil, men dette er uvesentlig da det kommer av at den er avhengig av formen på prosjektilet (ISO/DIS 17201-4 2004). Vi har i beregningene med Autodyn benyttet en forenklet geometri på prosjektilet, siden det er munningsmellet som er viktig for støy fra skytefelt.

Når vi ser på målingen av AG3 med signaturdemper i Figur 9.7 ser vi at munningsmellet kommer fram kun 0.2 ms etter prosjektilsmellet. Når man setter signaturdemperen på en AG3 kommer altså munningsmellet fram 0.3 ms tidligere og er høyere. Dette er en sammenheng som virker rimelig, siden en puls med høyere amplitude vil forplante seg fortere.



Figur 9.11 AG3, NM231, uten signaturdemper, 10 grader, prosjektilet med i beregningen.

## 10 KONKLUSJONER

Ved hjelp av IBHVG II er trykk- og hastighets-feltet estimert i det prosjektilet forlater våpenet. Trykkfeltet ut til starten av den ikke-lineære sonen er beregnet ved hjelp av beregningsprogrammene Autodyn og Fluent. Dette tilsvarer for håndvåpen, omtrent ut til 80 cm fra munningen. Samme metode kan benyttes for eksempel for en kanon, og ville da tilsvare trykket ut til 20 m fra munningen. Det er presentert en semi-empirisk metode kalt FFIFOFT for å gjøre enklere overslag.

Beregningene er sammenlignet med målinger, og det er funnet forholdsvis god overenstemmelse innenfor den usikkerhetsmarginen vi har innen akustikk. Det kan likevel være ønskelig å minske usikkerheten ytterligere, for å kunne beregne gode kilde-signaturer til våpen. Det er funnet at vi, i enkelte tilfeller, har forholdsvis store direkte effekter som resultat av utformingen av munningen på våpenene, spesielt formen på en eventuell signaturdemper. Vi vil gå videre ved å se om det er mulig å modellere signaturdemperen ved 3D-beregninger i Autodyn svært nær våpenet.

### Litteratur

- (1) ANSI S1.1 (1994): 'Acoustical terminology'.
- (2) Baker W E (1973): Explosions in air, first edn, Austin, University of Texas Press. ISBN 0-292-72003-3.
- (3) Cooper P W, Kurowski S R (1996): Introduction to the technology of explosives, Wiley-VCH, John Wiley & Sons, Inc., 605 Third Avenue, New York, NY 10158-0012. ISBN 0-471-18635-X.
- (4) Huseby M (2005): A finite element model for noise from firing ranges, 'Proceedings Internoise 2005', Rio de Janeiro, Brazil, pp. 1-10, paper 1831.
- (5) Huseby M, Dyrdal I, Fykse H, Hugsted B (2005): Målinger av lydtrykket i nærfeltet til en rifle, Technical Report FFI/RAPPORT-2005/03998, Norwegian Defence Research Establishment.
- (6) Huseby M, Fykse H, Rahimi R (2007): Ammunisjons og våpendata for bruk til beregning av støy fra skytefelt, Technical Report FFI/NOTAT-2006/01658, Norwegian Defence Research Establishment.
- (7) Huseby M, Hugsted B, Dyrdal I, Fykse H, Jordet A (2006): Målinger av lydtrykket nær lette våpen, Terningmoen, revidert utgave, Technical Report FFI/RAPPORT-2006/00260, Norwegian Defence Research Establishment.
- (8) Huseby M, Hugsted B, Wiencke A C (2006): Målinger av lydtrykket nær CV90, AGL og 12.7, Rena, Technical Report FFI/RAPPORT-2006/01657, Norwegian Defence Research Establishment.
- (9) Huseby M, Rahimi R, Teland J A (2006): Noise from firing ranges, R.Korneliussen, ed., 'Proceedings 29th Scandinavian Symposium on Physical Acoustics', Ustaoset, Norway. ISBN 82-8123-001-0.

- (10) Huseby M, Rahimi R, Teland J A, Dyrdal I (2005): Støy fra skytefelt, Technical Report FFI/RAPPORT-2005/00471, Norwegian Defence Research Establishment.
- (11) ISO/DIS 17201-2 (2004): 'Acoustics – Noise from shooting ranges – Part 2: Estimation of source data for muzzle blast and projectile noise'.
- (12) ISO/DIS 17201-4 (2004): 'Acoustics – Noise from shooting ranges – Part 4: Prediction of projectile noise'.
- (13) Krier H, Summerfield M (1979): Interior ballistics of guns, American Institute of Aeronautics and Astronautics. ISBN 0–915928–32–9.
- (14) Madsen B L, Andersen J, Andersen E A (1997): Dokumentasjon av beregningsprogrammet FOFTlyd version 0.4, Technical Report FOFT M-45/1997, Forsvarets Forskningstjeneste, Danmark.
- (15) Nevstad G O (2002): Interior ballistic properties of 12.7 mm MP ammunition, Technical Report FFI/RAPPORT-2002/00022, Norwegian Defense Research Establishment.
- (16) Pierce A D (1989): Acoustics: An introduction to its physical principles and applications, 2nd edn, Acoustical Society of America, 500 Sunnyside Boulevard, Woodbury, New York 11797, USA. ISBN 0–88318–612–8.
- (17) Reed J W (1977): Atmospheric attenuation of explosion waves, *J. Acoust. Soc. Am.* **61**(1), 39–47.
- (18) Strandli K R (2004): Interior ballistics related to weapons and ammunition, Nammo, Raufoss, Norge.



## APPENDIKS

### A BESKRIVELSE AV IBHVG II

Her beskriver vi ligningene som ligger til grunn for de indreballistiske beregningene som er gjort med IBHVG II.

#### A.1 Termodynamikkens 1.lov

Termodynamikkens 1.lov beskriver energien som:

*oppriinnelig energi i gassen = gassens indre energi + tap*

hvor tap av energi er i form av arbeid som utføres av gassen og varme. Denne loven kan skrives i matematisk form:

$$\sum_{i,j} m_{i,j} c_{v_{i,j}} T_{f_{i,j}} + m_s c_{v_s} T_{f_s} = \left[ \sum_{i,j} m_{i,j} c_{v_{i,j}} + m_s c_{v_s} \right] T_{mean} + L \quad (\text{A.1})$$

hvor indeksene  $i, j$  representerer hhv drivladning og dens overflate. Indeksen  $s$  står for primærladningen som antas å være forbrent ved begynnelsen av prosessen. Ved å løse likning (A.1) for temperaturen, får man følgende likning:

$$T_{mean} = \frac{\sum_{i,j} m_{i,j} c_{v_{i,j}} T_{f_{i,j}} + m_s c_{v_s} - L}{\sum_{i,j} m_{i,j} c_{v_{i,j}} + m_s c_{v_s}} \quad (\text{A.2})$$

Ved å definere

$$\gamma \equiv \frac{c_p}{c_v} \quad (\text{A.3})$$

$$R = c_p - c_v \quad (\text{A.4})$$

$$F = RT_f \quad (\text{A.5})$$

får vi

$$c_v = \frac{F}{(\gamma - 1) T_f} \quad (\text{A.6})$$

Hvor  $T_f$  har med flammeegenskaper til drivladningen å gjøre. Ved å sette uttrykket av  $c_v$  i likning (A.2) og skifte  $\sum$  med  $\int$  i grensen, etter litt mellomregning kommer vi til likningen for  $T_{mean}(t)$ :

$$T_{mean}(t) = \frac{\sum_k \int \frac{F_k \dot{m}_k}{\gamma_k - 1} dt + \frac{F_s m_s}{\gamma_s - 1} - L}{\sum_k \int \frac{F_k \dot{m}_k}{(\gamma_k - 1) T_{f_k}} dt + \frac{F_s m_s}{(\gamma_s - 1) T_{f_s}}} \quad (\text{A.7})$$

hvor  $k$  er index for ladningstyper og  $\dot{m}$  er den tidsderiverte av massen til ladningen.

For å kunne beregne gjennomsnittlig trykk  $P_{mean}$ , antar modellen Noble-Abel gasser og derfra en korreksjon til idealgass loven. Uttrykket for trykket blir dermed:

$$P_{mean} \left( V_{free} - \sum_k m_k \eta_k - m_s \eta_s \right) = \left( \sum_k m_k R_k - m_s R_s \right) T_{mean} \quad (\text{A.8})$$

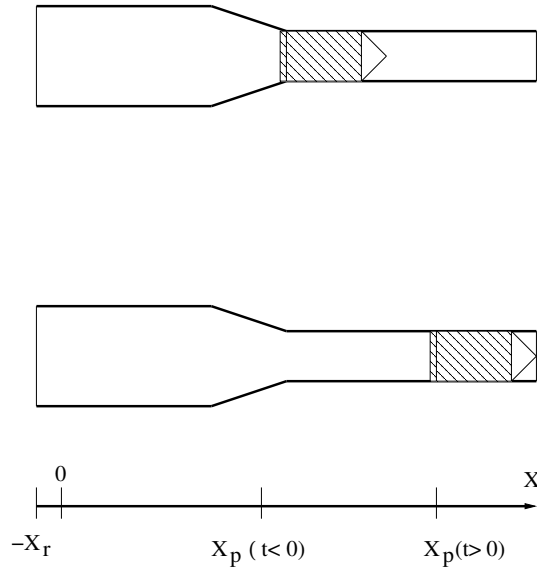
hvor  $V_{free}$  er volumet bak prosjektilet og vi trekker fra volumet til den uforbrente ladningen. Dette kan uttrykkes matematisk på følgende måte:

$$V_{free} = V_c + A_b(x_p + x_r) - \sum_i n_i V_i \quad (\text{A.9})$$

Hvor  $V_c$  er volumet av hylsen,  $A_b$  er tverrsnittarealet,  $x_p$  og  $x_r$  er hhv avstanden til prosjektilet og rekyl fra nullpunktet bakerst i løpet og  $n_i$  er antall ladningsgren.

Etter noen mellomregning kommer vi til følgende uttrykk for trykket som funksjon av tid:

$$P_{mean}(t) = \frac{T_{mean}(t) \left[ \sum_k \int \frac{F_k \dot{m}_k}{T_{fk}} dt + \frac{F_s \dot{m}_s}{T_{fk}} \right]}{V_c + A_b(x_p + x_r) - \sum_i n_i V_i - \sum_k \int \eta_k \dot{m}_k dt - \eta_s \dot{m}_s} \quad (\text{A.10})$$



Figur A.1 Referanse i forhold til bakken.

Figur A.1 viser  $x_p$  og  $x_r$  fra referansepunktet.

## A.2 Brennhastighet til drivladningen

Hvor raskt forbrenning av drivladningen skjer og massen omgjøres til gass er avhengig av overflaten til kruttkornet og brennhastigheten:

$$\dot{m} = n_i \rho_{ij} S_{ij} r_{ij} \quad (\text{A.11})$$

Hvor  $n$  er antall kruttkorn,  $\rho$  og  $S$  er øyeblikkelige verdier for tetthet og kornoverflaten og  $r_{ij}$  er brennhastigheten.

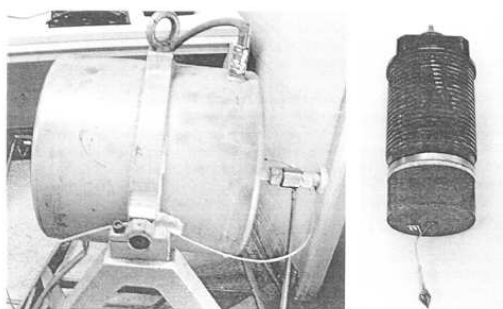
Brennhastigheten av drivladningen kan modelleres som:

$$r_{ij} = \beta_{ij} [P_{mean}]^{\alpha_{ij}} + \zeta_i v_p \quad (\text{A.12})$$



hvor  $r$  er brennhastigheten,  $\alpha$  og  $\beta$  er hhv forbrenningskoeffisienten og forbrenningsekspONENTEN og  $\zeta$  er koeffisienten for den erosive forbrenningen som relateres til prosjektilhastigheten  $v_p$ . Siste leddet i likning (A.12) er viktig når gasshastigheten i nærheten av brennoverflaten øker brennhastigheten (Krier & Summerfield 1979). Defaultverdien til  $\zeta$  er 0, og vi har brukt denne verdien i beregningene.

Parameterne  $\beta$  og  $\alpha$  må derimot bestemmes nøyaktig. Verdiene som er gitt av produsenten blir ofte sammenlignet med egne undersøkelser. Det er slik at disse parametere ofte må erstattes med verdiene fra egne laboratorieundersøkelser. Testing av ladningen gjøres i en såkalt Closed Vessel ved ønskede parametere som temperatur og tetthet. Som et eksempel brukes en 700 cm<sup>3</sup> beholder for måling av trykket som en tidsserie (Nevstad 2002). Figur A.2 viser Closed Vessel og tenningsinstrumentet brukt ved FFI til å bestemme drivladningsparametere.



Figur A.2 *Bilde av Closed Vessel ved FFI, for testing av drivladning.*

### A.3 Beregning av trykkgradienter

Trykkgradienter er modellert på to forskjellige måter i IBHVG II. Den første er ved Lagrange approksimasjon og den andre er Pidduck-Kent modell. Default valget i koden er Lagrange approksimasjon og siden vi har benyttet denne modellen, forklarer vi denne noe mer detaljert.

Modellen har to viktige antagelser. Den første sier at hele ladningen kan til enhver tid betraktes som gass (alt er allerede brent) og den andre er at til enhver tid er tettheten jevnt fordelt langs løpet. Vi referer til figur A.3 for følgende 1-D kontinuitet- og bevegelseslikninger:

$$0 = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v), 0 \leq z \leq z_p \quad (\text{A.13})$$

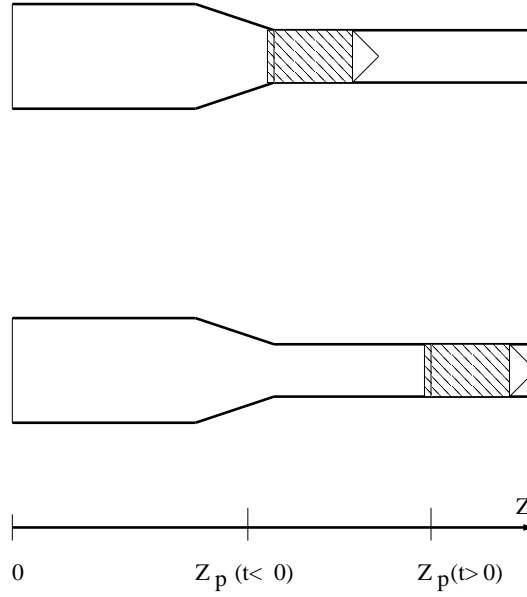
$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial z}, 0 \leq z \leq z_p \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.15})$$

$$\Rightarrow \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \quad (\text{A.16})$$

$$v(0, t) = 0 \quad (\text{A.17})$$

$$v(z_p, t) = v_p \equiv \dot{z} \quad (\text{A.18})$$



Figur A.3  
Referanse i forhold til løpet.

Etter noe mellomregning kommer vi til:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho \frac{z}{z_p} \ddot{z}_p \quad (\text{A.19})$$

Antagelsen for forbrent masse og jevnfordelt tetthet gir:

$$\rho = \frac{\sum C_i [gass]}{A_b z_p} \quad (\text{A.20})$$

Og akselerasjonen for prosjektilet i Newtons 2.lov gir:

$$\ddot{x}_p = \frac{(P_{base} - P_{res} - P_{air}) A_b}{m_p [gass]} \quad (\text{A.21})$$

Ved å sette likningene (A.20) og (A.21) inn i likning (A.19) får vi:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\frac{z}{z_p} \left[ \frac{\sum C_i [gass]}{A_b z_p} \right] \frac{[P_{base} - P_{res} - P_{air}] A_b}{m_p [gass]} \quad (\text{A.22})$$

Løsningen av denne likningen er:

$$P(z, t) = \psi(t) - \frac{[P_{base} - P_{res} - P_{air}] \sum C_i}{2m_p z_p^2} z^2 \quad (\text{A.23})$$

$$P(0, t) = P_{brech} \quad (\text{A.24})$$

$$P(z_p, t) = P_{base} \quad (\text{A.25})$$

$$P_{brech} = P_{base} + \frac{1}{2} \frac{\sum C_i}{m_p} [P_{base} - P_{res} - P_{air}] \quad (\text{A.26})$$

Vi definerer gjennomsnittlig trykk  $P_{mean}$  som:

$$P_{mean} = \frac{1}{z_p} \int_0^{z_p} p(z, t) dz \quad (\text{A.27})$$

og setter (A.23) og (A.26) inn i (A.27) og integrerer. Vi kommer til følgende uttrykk for  $P_{base}$ :

$$P_{base} = \frac{3P_{mean} + \frac{\sum C_i}{m_p} [P_{res} + P_{air}]}{3 + \frac{\sum C_i}{m_p}} \quad (\text{A.28})$$

#### A.4 Arbeid og energitap

Siste ledd i (A.1) inneholder arbeid som blir utført av hele systemet og inkluderer den kinetiske energien pga bevegelse både i aksialretningen og rotasjonen til prosjektilet, den kinetiske energien til gassen, den kinetiske energien til rekylet, friksjonsarbeid og arbeid utført mot luftmotstanden. Bidrag til de forskjellige delene blir beregnet og skrives ut i output-fila. Vi oppsummerer forskjellige typer arbeid nedenfor.

Den kinetiske energien til prosjektilet:

$$E_{trans} = \frac{1}{2} \frac{m_p}{g} \dot{z}_p^2 \quad (\text{A.29})$$

$$E_{rotate} = \frac{1}{2} I_p \omega_p^2 \quad (\text{A.30})$$

$$I_p = \frac{1}{8} \frac{m_p}{g} D_b^2 \quad (\text{A.31})$$

$$\omega_p(t) = \frac{2\pi \dot{z}_p}{\tau D_b} \quad (\text{A.32})$$

Hvor  $I_p$  er prosjektilets treghetsmoment,  $g$  er gravitasjonen,  $D_b$  er boringen og  $\tau$  er riflestigningen i løpet.

Gassens kinetiske energi:

$$E_{prop} = \frac{1}{2} \rho A_b \int_0^{z_p} \left[ z \frac{\dot{z}_p^2}{z_p} \right]^2 dz \quad (\text{A.33})$$

$$E_{prop} = \frac{1}{6} \rho A_b z_p \dot{z}_p^2 \quad (\text{A.34})$$

Rekylenergien uttrykkes som:

$$E_r = \frac{1}{2} \frac{m_r}{g} \dot{x}_r^2 \quad (\text{A.35})$$

Friksjonsenergien beregnes ut fra gitte data for friksjonstrykket  $P_{res}$  langs løpet i input-fila. Verdiene av  $P_{res}$  bestemmes eksperimentelt.

$$E_{frict} = A_b \int [\dot{x}_p + \dot{x}_r] P_{res}(x_p + x_r) dt \quad (\text{A.36})$$

Arbeidet som utføres mot luftmotstanden beregnes fra følgende uttrykk:

$$E_{drag} = A_b \int \dot{z}_p P_{air} dt \quad (\text{A.37})$$

Og den siste formen av energitap er varmeutveksling med løpet:

$$E_{heat} = \int \dot{Q} dt \quad (\text{A.38})$$

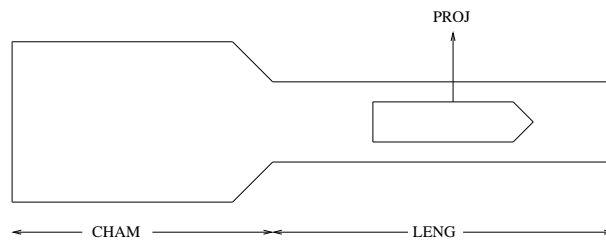
$$\dot{Q} = A_w h [T_{mean} - T_w] \quad (\text{A.39})$$

$$A_w = \left[ \frac{V_c}{A_b} \right] \pi D_b + 2A_b + \pi D_b [z_p - z_p(0)] \quad (\text{A.40})$$

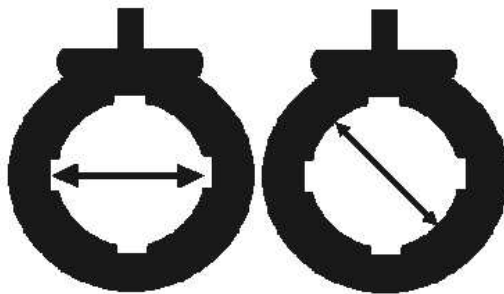
$$T_w = \frac{Q f E_{frict}}{c_{pw} \rho_w A_w \delta} + T_0 \quad (\text{A.41})$$

Hvor  $T_{mean}$  er gjennomsnittlig temperatur i systemet,  $T_w$  er gjennomsnittlige temperaturen på innvendig metallskall,  $h$  er varmetransportkoeffisienten,  $f$  er arbeidet som er utført mot friksjonen i løpet og  $Q$  i siste likning er varmen som allerede er utvekslet med skallet.

## A.5 Parametere til drivledning og våpengeometri



Figur A.4 Skisse av geometriske parametere til våpen.



Figur A.5 Skisse av riflediametre i løpet.

For modulære ladninger kan man definere opptil fem forskjellige ladninger hvor hver av dem kan ha sine egne parametere som ladningsvekt, brennhastighet, korntype, tetthet og krutt force. Når det gjelder våpenets geometri er de viktigste parametere bl a løpets lengde, riflediameter (GROOV), diameter over riflebommene (LAND), hylsevolum og prosjektilvekten, se figur A.4 og A.5.

De forskjellige parameterne oppgis i hver sin deck i inputfila. Koden beregner da forskjellige variabler som gasstrykk, prosjektillets hastighet og dets akselerasjon i forskjellige posisjoner langs

løpet. Hvis ingen målesensor (GAGE) defineres, så beregner koden trykket bakerst i løpet (BREECH), det gjennomsnittlige trykket (MEAN) og trykket rett bak der prosjektilet befinner seg i løpet (BASE). Det kan i tillegg defineres opptil 30 måleposisjoner i løpet.

De forskjellige parametrene til drivladningen oppgis av produsenten. Det har allikevel vist seg å være nødvendig å bestemme noen av de viktigste parametrene som brennhastigheten ved egne målinger. Brennhastighetsdata oppgitt av produsenten kan gjelde for romtemperatur, mens våre egne testfyringer kan bli utført i andre temperaturer. En viss forskjell i utgangshastighet og makstrykk er observert ved forskjellige temperaturer. Det er imidlertid ikke sikkert at dette er viktig for lydemisjonen.

## B VALG AV DIREKTIVITETSFUNKSJON

Vi ønsker at direktivitetsfunksjonen skal være i samsvar med hvor høyt lyden oppfattes i forskjellige retninger. Vi har valgt å la direktivitetsfunksjonen være gitt fra Sound Exposure ( $SE$ ) i et punkt, definert ved at

$$SE(\theta, r) \equiv \int_0^{\infty} p^2(t, r, \theta) dt, \quad (\text{B.1})$$

der  $\theta$  er vinkelen på skyteretningen og  $r$  er avstanden fra kilden (munningen) til punktet. Konklusjonen på dette avsnittet er at vi benytter (B.4). Utledningene frem til dette er kun en motivasjon, og er ikke strengt tatt nødvendig for å velge nettopp denne direktivitetsfunksjonen.

### B.1 Akustisk kildeenergi

Vi har ikke mulighet til å beregne den akustiske energien til kilden, men kan kun finne en indikator. Med det menes her noe som har en viss likhet med energi, og som vil ha en viss overensstemmelse med hvor høyt lyden oppfattes. Vi ser på det arbeidet luften vil utføre på en flate, som for eksempel en trommehinne. Dette kan finnes fra den instantane akustiske intensiteten,  $\mathbf{I} = p\mathbf{v}$ . Her er  $\mathbf{v}(t, r, \theta)$  hastighetsfeltet til luften og  $p(t, r, \theta)$  er lufttrykket. Den akustiske intensiteten uttrykker effekten av arbeidet som utføres på en flate (Energi per  $\text{m}^2$ , per sekund).

Vi er opptatt av hvor høy lyden vil oppfattes for en person på bakken. Vi ser derfor på energien til kilden i et plan gjennom løpsaksen. Dette vil altså være omtrent tilsvarende et horisontalt plan i 1.5 m høyde over bakken. Den totale akustiske energien til støykilden i dette planet,  $Q_a$ , vil være integralet av  $\mathbf{I}$ , over en sirkel rundt kilden fra tiden null til uendelig.  $Q_a$  er da energi pr. meter i høyden, og vil ha enhet  $J/m$ .

Den akustiske energien til kilden er da

$$Q_a(r) = \int_S \int_0^{\infty} \mathbf{I} \cdot \mathbf{n} dt dS = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \mathbf{I} \cdot \mathbf{n} dt r d\theta. \quad (\text{B.2})$$

### B.2 Sfærisk kilde

Vi ser så på uttrykket for den totale energien til en harmonisk, lineær, sfærisk lydbølge langt borte fra kilden (bølgen ligner på en planbølge). Da er  $\mathbf{I} = \mathbf{n}p^2(t, r)/(\rho c)$  (Pierce 1989), der  $\mathbf{n}$  er

enhetsvektoren ut av kuleskallet. Da kan vi skrive

$$Q_a(r) = \frac{2r}{\rho_0 c} \int_0^\pi SE(\theta, r) d\theta, \quad (\text{B.3})$$

der vi har antatt at  $SE(-\theta, r) = SE(\theta, r)$ . Her ser vi at  $SE(\theta, r)$  er proporsjonal med vinkeldistribusjonen til kildeenergien. Dermed er altså  $SE$  et godt mål på hvor mye akustisk energi kilden utstråler i forskjellige retninger.

FFIFOFT-modellen beskriver verken en lineær, en plan eller en sfærisk bølge. Vi kjenner ikke hastighetsfeltet, og vi kan dermed heller ikke bestemme intensiteten,  $\mathbf{I} = p\mathbf{v}$ . Vi vil derfor i stedet benytte oss av Sound Exposure. Argumentasjon i dette avsnittet og (5.6) motiverer å velge direktivitetsfunksjon

$$\alpha(\theta, r) = \frac{SE(\theta, r)}{\frac{1}{\pi} \int_0^\pi SE(\theta, r) d\theta}. \quad (\text{B.4})$$

### B.3 Direktivitetsens avhengighet av avstand til kilden

På grunn av ikke-lineariteten i modellen vil man nærmere kilden ha større forskjell mellom lydnivået foran og bak kilden. Det kommer av at de høyeste lydene, som vi har foran våpenet, vil avta raskere enn de lavere lydene på siden og bak. Vi har dermed en direktivitet som er avhengig av avstanden til munningen. Dette har vi begrenset mulighet til å få med når vi estimerer forløpet til  $\alpha(\theta, r)$ . Bortsett fra svært nær våpenet vil denne effekten uansett være liten. Derfor velger vi i denne rapporten å estimere  $\alpha(\theta)$  for en gitt verdi av  $r$ , og bruke denne direktiviteten for alle avstander.

## FORDELINGSLISTE

FFI-V

Dato: 4 October 2006

RAPPORRT TYPE (KRYSS AV)		RAPPORRT NR	REFERANSE	RAPPORRTENS DATO
<input checked="" type="checkbox"/>	RAPP	<input type="checkbox"/>	NOTAT	<input type="checkbox"/>
<input type="checkbox"/>	RR	2006/00261	FFI-V/1034	4 October 2006
RAPPORRTENS BESKYTTELSESGRAD		ANTALL TRYKTE UTSTEDT	ANTALL SIDER	
UGRADERT		65	53	
RAPPORRTENS TITTEL		FORFATTER(E)		
EN SAMMENLIGNING AV BEREGNET OG MÅLT LYDTRYKK NÆR LETTE VÅPEN		HUSEBY Morten, RAHIMI Reza, TELAND Jan Arild, WASBERG Carl Erik		
FORDELING GODKJENT AV FORSKNINGSSJEF:		FORDELING GODKJENT AV AVDELINGSSJEF:		
Jan Ivar Botnan		Jan Ivar Botnan		

### EKSTERN FORDELING

### INTERN FORDELING

ANTALL	EKS NR	TIL	ANTALL	EKS NR	TIL
1		Forsvarsbygg	14		FFI-Bibl
5		v/ Helge Langberg	1		FFI-ledelse
1		v/ Nils Ivar Nilsen	1		FFI-Ple Planenheten
1		v/ Hege Aamodt	1		FFI-I Analyse
1		v/ Erling Andreassen	1		FFI-II Ledelsessystemer
1		SINTEF	1		FFI-III Land- og Luftsystemer
1		v/ Svein Å. Storeheier	1		FFI-IV Maritime systemer
1		v/ Herold Olsen	1		FFI-V Beskyttelse
1		NGI	15		Forfattereksemplarer
1		v/ Christian Madshus			<b>Elektronisk fordeling:</b>
1		v/ Unni Eidsvig			Morten Huseby (MHU)
1		v/ Eyvind Aker			Reza Rahimi (MRR)
1		v/ Ra Clave			Carl Erik Wasberg (CEW)
1		NTNU			Jan Arild Teland (JTE)
1		v/ Gunnar Taraldsen			Haakon Fykse (HFY)
1		SIMULA Research Laboratory			Idar Dyrdal (IDY)
1		v/ Hans Petter Langtangen			Bjørn Hugsted (BHU)
1		FLO Test og Verifikasjon			Ove Dullum (OSD)
1		v/ Agnar Jordet			Eirik Svinsås (ESV)
1		v/ Anne Cathrine Wiencke			John Fredrik Moxnes (JFM)
1		FLO-AMM TEKN Kolsås			Odd-Harry Arnesen (OHA)
1		v/ Per Johnny Pedersen			Gunnar Ove Nevstad (GON)
1		v/ Tor Morstad			Kjetil Longva (KSL)
1		Multiconsult AS			Egil Andreas Haarseth (EGH)
1		v/ Kålbjørn Selvåg			Ulf Kristiansen (URK)
					Jan Ivar Botnan (JIB)
					Bjarne Haugstad (BJH)
					Stein Grinaker (SGR)
					Øyvind Andreassen (OYA)
					B. Anders P. Reif (BRE)
					Atle Ommundsen (AOM)
					Bjørn Bergersen (BJB)