

Dynamisk lastpåverkan Referensbok

Dynamisk lastpåverkan Referensbok

Boken har skrivits av

Björn Ekengren, Räddningsverket
Morgan Johansson, Reinertsen Sverige AB
Joosef Leppänen, Chalmers Konstruktionsteknik
Leo Laine, Anker-Zemer Engineering A/S

Förord

Regler och anvisningar är i sig generaliseringar som skall täcka in merparten av de tillämpningsfall som kan uppstå. De till synes enkla reglerna förutsätter, för att med tillräcklig säkerhet kunna tillämpas, att det finns en både omfattande och gedigen forskning och utveckling kring de mekanismer som styr förloppen. Det är regelgivarens uppgift att stå för såväl den enorma bakomliggande kunskapen som att göra rimliga förenklingar med angivande av gränsvärden för att tillämpningen skall fungera på ett kontrollerbart sätt.

Den som tillämpar regler och anvisningar skall kunna lita på dessa och skall inte själv behöva behärska all den bakomliggande kunskapen. Vetskapen om att kunskapen finns skall vara tillräcklig som en trovärdighetsgaranti.

En person som har rollen som sakkunnig i ett system har en mellanställning mellan den som skriver systemets regler och den som tillämpar dem. I denna roll bör man kunna lite mer och känna till orsakerna till varför reglerna finns. Förståelse måste framförallt finnas för de bakomliggande mekanismerna och fenomenen, bland annat för att man som sakkunnig skall kunna intyga korrektheten i ett utförande där avancerade dynamiska förlopp hantearas på ett relativt schabloniserat sätt genom bl.a. ekvivalenta statiska laster. En insikt i vad som egentligen händer en dynamiskt belastad konstruktion är därför viktig i denna roll att vara förmedlare mellan regelgivare och tillämpare.

Denna bok vill ge grunder och sammanhang, men även möjlighet till fördjupning, till ämnet dynamisk lastpåverkan. I bokens olika kapitel förmedlas den nödvändiga kunskapen för detta genom en redovisning från nuvarande forskningsfront med tonvikt på luftstötstång, splitterverkan och markstötstång. Boken har givits undertiteln referensbok för att därmed markera att ambitionen är att den skall utgöra ett uppslagsverk genom vilket man kan gå vidare i bakomliggande litteratur för att nå den fördjupning som önskas. Samtidigt utgör boken en del i den kunskapsbank som Räddningsverket successivt bygger upp i syfte att säkerställa en långsiktig förmåga att skapa och underhålla konstruktioner för fysiskt skydd.

Boken har författats av Björn Ekengren (Räddningsverket), Morgan Johansson (Reinertsen Sverige AB), Leo Laine (Anker-Zemer Engineering A/S) och Joosef Leppänen (Chalmers).

Innehåll

Förord	1
1 Sammanfattning	4
1:1 Luftstötståg	4
1:2 Splitterverkan	4
1:3 Markstötståg	5
1:4 Beteckningar	6
1:5 Referenser	8
2 Introduktion	10
2:1 Inledning	10
2:11 Omvärldsbetraktelse	10
2:12 Metodutveckling	11
2:13 Samhällets förmåga	12
2:14 Långsiktig kunskapsuppbyggnad	12
2:15 Dynamisk belastning	14
2:2 Relevans	15
2:21 Dynamiska laster i samhället	15
2:22 Vapenverkan mot skyddsrum	17
2:23 Hur skall man skydda sig?	18
2:24 Respons vid impulslast	20
2:3 Grundläggande mekanik	23
2:31 Inledning	23
2:32 Hastighet och acceleration	23
2:33 Kraft, tyngd och tryck	24
2:34 Moment och arbete	25
2:35 Rörelseenergi	26
2:36 Rörelsemängd, impuls och impulstäthet	26
2:37 Jämvikt och svängningsrörelse	27
2:38 Fria svängningar	28
2:39 Påtvingade svängningar	30
3 Luftstötståg	32
3:1 Inledning	32
3:11 Vad är en stötståg?	32
3:12 Hur uppstår en stötståg?	32
3:13 Hur uppfattas en luftstötståg?	35
3:2 Stötstågsfenomen	36
3:21 Utbredning av stötståg	36
3:22 Reflexion	42
3:23 Diffraction	49

3:3	Lasteffekter	50
3:31	Principiellt utseende hos ideal stötvåg	50
3:32	Explosion i slutna utrymmen	52
3:33	Skallagar	54
3:34	Empiriska samband	56
3:35	Sprängämnets inverkan	59
Bilaga 3:A	Skyddsrumbelastning	61
Bilaga 3:B	Tillståndsekvationen – Equation of State (EOS)	70
4	Splitterverkan	75
4:1	Vad är splitter	75
4:2	Skadefenomen	77
4:3	Betongens materialegenskaper	82
4:4	Experiment med splitterbelastning	86
4:5	Simulering av splitterbelastning	89
5	Markstötvåg	92
5:1	Bakgrund	92
5:2	Målsättning	92
5:3	Hur bildas en markstötvåg?	92
5:4	Hur markstötvågsp parametrar bestäms	94
5:41	Allmänt	94
5:42	Tillståndsekvation (EOS)	94
5:43	Rankine-Hugoniot ekvationen och Rayleigh-linjen	95
5:44	Numeriskt exempel	96
5:5	Lösa jordmaterials sammansättning och dess betydelse	98
5:51	Allmänt	98
5:52	Lösa jordars sammansättning	98
5:53	Materialegenskapers betydelse vid markstötvåg	103
5:6	Empiriska samband för att beräkna markstötvåg	103
5:61	Allmänt	103
5:62	Stötvåg utan reflexioner	104
5:63	Numeriskt exempel	107
5:64	Kraterbildning	108
5:7	Finite Element-simuleringar	109
5:71	Grundläggande beskrivning	109
5:72	FE-simulering av RC utsatt för markstötvåg.	109
5:8	Utformning av passivt skydd mot markstötvåg	114
5:81	Allmänt	114
5:82	FE-simulering av strukturell respons	117
5:83	Slutsatser och diskussioner	120
5:9	Slutsatser och diskussioner	120
Bilaga 5:A	Explosivämnen och dess viktskalningsfaktorer	122

1 Sammanfattning

1:1 Luftstöt våg

En luftstöt våg uppstår vid en plötslig energifrigörelse, vars källa exempelvis kan vara en explosion. Detta ger upphov till utbredningen av en mycket distinkt vågfront som rör sig genom luften i överljudshastighet. Denna stöt vågsfront utgör gränsen mellan ett mer eller mindre diskret hopp i tryck, temperatur samt densitet hos det aktuella mediet.

En stöt vågs påverkan på omgivningen beror framförallt på det utlösande energiinnehållet samt av avståndet från explosionens källa. Den last som uppstår av stöt vågen är ett högst dynamiskt fenomen där väldigt höga laster verkar under en mycket begränsad tidsperiod.

I kapitel 3 förklaras vad som menas med en stöt våg, hur den uppkommer samt hur den uppfattas av omgivningen. En allmän genomgång av de bakomliggande sambanden mellan olika stöt vågsparametrar såsom tryck, densitet, energiinnehåll stöt vågshastighet samt partikelhastighet redovisas. Vidare görs en övergripande genomgång av olika luftstöt vågsfenomen såsom normal- och sned reflexion, Machreflexion, spegling samt diffraktion. I dokumentation behandlas även innebörden av innesluten explosion, fördämningseffekter, skalat avstånd samt effekten av olika sprängämnen. Slutligen exemplifieras avståndets inverkan mellan detonationspunkt och laddning vid detonation av den så kallade arkivbomben på 125 kg TNT.

1:2 Splitterverkan

Betongkonstruktioner utsatta för explosionslaster där en stöt våg utbreder sig och splitter träffar konstruktionen uppför sig mycket annorlunda än konstruktioner som är utsatta för endast statisk belastning. Betongens tryck- och draghållfasthet och den initiella styvheten ökar på grund av ökad töjningshastighet. Betongen utsatt för denna typ av belastning erhåller kraftig sprickbildning och kratrar uppstår när splittret träffar betongen. När splittret penetrerar betongen djupt, kan utstötning ske på motsatta sidan av anslaget, eller till och med genomträngning, med risk för att skada personer inuti byggnaden.

Målsättningen med den dokumentation som finns i kapitel 4 är att ge en översiktlig bild av hur splitterbelastning påverkar betongkonstruktioner. Splitter skapas av en stridsdels hölje som fragmenteras, dock finns helt eller delvis förfragmenterade stridsdelar. Fragmenteringen är beroende på höljets form, tjocklek och materialegenskaper, samt sprängämnets mängd och

materialegenskaper. Utgångshastigheten hos ett splitter från en bomb är beroende på höljets massa och mängden sprängmedel. Hastigheten hos splitter avtar i luften och lätta splitter retarderar snabbare än tunga splitter. Penetrationsdjupet för splitter i betong bestäms av splittrets massa och hastighet, samt betongens tryckhållfasthet.

För att öka förståelsen för hur splitterbelastning påverkar betongens materialegenskaper har experiment i kombination med numeriska analyser genomförts, där tjocka betongblock har skjutits med stötvåg- och splitterbelastning. Dessa visade att splittret orsakade en avskalad yta i betongen och att hållfastheten på ett avstånd på drygt två gånger det maximala inträngningsdjupet inte var påverkad av belastningen. För att fånga betongens respons vid stötvågs- och splitterbelastning i numeriska analyser är det nödvändigt att både splitter och stötvågen beaktas. Splittret orsakar avskalning på ytan medan tryckvågen som propagerar är huvudsakligen orsakad av stötvågen. Då denna tryckvåg når ränderna reflekteras den och en dragvåg skapas, vilket orsakar sprickbildning i betongen.

För att kunna följa penetrationsförlopp i betong med numeriska metoder behövs materialmodeller där töjningshastighetsinverkan, stora deformationer och triaxiella spänningstillstånd beaktas. Splittrets inträngningsdjup styrs huvudsakligen av betongens förmåga att motstå tryck. Sprickbildning, kraterbildning och utstötning i betongen orsakas av att betongens förmåga att motstå drag är betydligt lägre än dess förmåga att motstå tryck.

1:3 Markstötvåg

En markstötvåg bildas av att jordmaterialet accelereras av en yttre last som exempelvis av en detonerad sprängladdning som är helt eller delvis begrävd i jorden eller till exempel en kraftig stöt. Vid fallet med laddning maximeras överföringen från laddningens frigörelse av energi till markstötvåg när laddningen är fullt nergrävd.

Markstötvågens magnitud påverkas huvudsakligen av faktorer som energiinnehåll och snabbheten hos energifrigörelsen hos laddning, laddningens begravningsdjup, avståndet från laddningen till studerad punkt, jordmaterialens innehåll och sammansättning, och reflexioner med omgivande material.

I kapitel 5 förklaras hur markstötvåg uppkommer, hur jordens sammansättning påverkar. En allmän genomgång ges om hur markstötvågens stötvågsparametrar kan bestämmas, dessutom ges en introduktion till hur empiriska samband kan användas för att beräkna tryck och partikelhastighet som funktion av tid av markstötvågen från en bomb som detonerar på ett visst avstånd. Därefter ges en överblick om hur Finita elementsimuleringar används för att beräkna verkan från markstötvågen. .

Slutligen ges förslag på passivt skydd som skulle kunna användas för att minska markstötvågens verkan för nergrävda skyddsrum.

1:4 Beteckningar

Romerska versaler:

A	area, konstant
C_u	kornfördelning
D	laddningsdjup
E	energiintensitet, rörelseenergi, elasticitetsmodul
E_0	energiintensitet hos ostörd luft, initiell energiintensitet
E_r	energiintensitet bakom reflekterad stötvågsfront
F	kraft
G	tyngd
I	inkommande stötvåg, impuls
K	kompressionsmodul
M	Machtal, moment
M_h	höljets massa för en bomb
M_{mach}	Machtal hos Machvåg
P	tryck, kraft
P_0	tryck hos ostörd luft
P_r^+	reflekterat övertryck positiv fas
P_s, P_s^+	övertryck positiv fas
P_s^-	övertryck negativ fas
R	detonationsavstånd, gaskonstant för luft, reflekterande stötvåg
S	lutningskoefficient hos EOS
T	temperatur
T_0	period
T^+	varaktighet positiv fas
T^-	varaktighet negativ fas
U	hastighet
U_p	partikelhastighet
U_s	stötvågshastighet
V	volym
W	energi, frigjord energimängd, arbete, laddningsstorlek
W_p	potentiell energi
W_k	kinetisk energi
Z	skalat avstånd

Romerska gemener:

a	acceleration, konstant
b	konstant
c	ljudhastighet, seismisk hastighet hos jordmaterial
c_p	specifik värmekapacitet vid konstant tryck
c_v	specifik värmekapacitet vid konstant volym
d	kornstorlek, utböjning
e	portal
f	fördämningsfaktor, frekvens
f_c	betongens tryckhållfasthet
f_{su}	brottspänning

f_{sy}	flytspänning
i^+, i_s^+	impulsintensitet positiv fas
i^-	impulsintensitet negativ fas
i_r^+	reflekterad impulsintensitet positiv fas
k	fjäderstyvhet
l	hävarm
m	massa, splittersmassa
n	porositet, dämpningskoefficient
p	rörelsemängd, tryck
p_0	tryck i ostörd luft
r	radie
r_0	initiell radie
s	sträcka
t	tid
t_a	ankomsttid
t_d	positiva fasens sluttid
t_p	väggtojcklek för att undvika perforation av splitter
t_r	restid
u	hastighet
v	specifik volym, hastighet
v_0	specifik volym hos ostörd luft, initiell specifik volym, splitters utgångshastighet
v_r	splitters hastighet efter en viss sträcka
x	penetrationsdjup för splitter, sträcka

Grekiska tecken:

α	avklingningsfaktor, konstant, parameter av Z , omvandlingskonstant
β, β'	infallsvinkel
β_{krit}	kritisk infallsvinkel
γ	värmekapacitetskvot ($\approx 1,4$ för luft), seghetskvot
δ	reflektionsvinkel, deformation
Δ	inkrementellt
ε	töjning
ε_c	betongtöjning
ε_{vol}	volymmetrisk töjning
Λ	reflexionskoefficient
μ	kompression
ν	tvärkontraktion
ρ	densitet
ρ_0	densitet hos ostörd luft, initiell densitet
ρ_r	densitet bakom reflekterad stötvågsfront
ρ_s	densitet bakom oreflekterad stötvågsfront
σ	spänning
σ_c	betongspänning
σ_{lat}	omslutningsspänning
ω	vinkelfrekvens

Index:

- + indikerar positiv fas
- indikerar negativ fas
- 0 indikerar ostört medium, initieellt värde
- r indikerar reflekterad stötvåg
- s indikerar inkommande stötvåg

1:5 Referenser

Baker W.E. (1973): Explosions in Air. University of Texas Press, Ausitn, USA.

Balazs P. (1999): Fullskaleförsök med armerade betongplattor i morän belastade med markstötvåg från detonerade bomber. Försvarets Forskningsanstalt, Avd Vapen och Skydd, Stockholm, Sverige.

ConWep (1992): ConWep – Collection of conventional weapons effects calculations based on TM 5-855-1, Fundamentals of Protective Design for Conventional Weapons, U.S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, USA.

Drake J.L. och Little Jr C.D. (1983): Ground shock from penetrating conventional weapons. Interaction of Non-nuclear Munitions with Structures.

Drake J.L., Smith E.B., Bloun S.E. (1987): Enhancements of the prediction of ground shock from penetrating weapons. Forth Int. Symp. on the Interaction of Non-nuclear Munitions with Structures.

Forsén R. och Sandberg P.O. (2002): Skaktålighet hos komponenter i skyddade anläggningar vid påverkan av markstötvågor från konventionella vapen. Räddningsverket, Rapport B54-217/02, Karlstad.

Johansson M. (1997): Armeringsseghetens inverkan på deformationsförmågan hos betongkonstruktioner – Olinjär finit elementanalys. Avdelningen för Betongbyggnad, Chalmers tekniska högskola, Rapport 97:1.

Johansson M. (1999): Non-linear Finite Element Analyses of Civil Defence Shelter Subjected to Explosion Load or Collapse Load. Avdelningen för Betongbyggnad, Chalmers Tekniska Högskola, Rapport 99:8, Göteborg.

Johansson M. (2002): Stötvågsutbredning i luft. Räddningsverket, Rapport B54-223/02, Karlstad.

Johansson M. (2005): Experimental Study of Internal Explosions; Full Scale Test of Reinforced Concrete Structure. (Ej publicerad) Räddningsverket, Karlstad.

Kinney G.F. och Graham K.J. (1985): Explosive Shocks in Air. Springer-Verlag New-York Inc., New York, USA.

Laine L. (2002): Räddningscentral (RC 90) utsatt för explosionslast vid markytan, Sjöbo sand. Räddningsverket, Rapport. B54-221/02, Karlstad.

Laine L. (2002): Datorsimulering av markstöt våg i lösa jordarter, samt utformning av passivt skydd mot markstöt vågor. Räddningsverket, Rapport B54-222/02, Karlstad.

Laine L. (2005): Markstöt våg i Lösa jordarter, (Ej publicerad) Räddningsverket, Karlstad.

Leppänen J. (2003): Splitterbelastad betong - Experiment och numeriska analyser. Institutionen för konstruktion och mekanik, Betongbyggnad, Chalmers Tekniska Högskola, Rapport 03:6, Göteborg.

Leppänen J. (2004): Concrete Structures Subjected to Fragment Impacts – Dynamic Behaviour and Material Modelling. Doktorsavhandling, Institutionen för konstruktion och mekanik, Betongbyggnad, Chalmers Tekniska Högskola, Publikation 04:4, Göteborg.

Meyers M.A. (1994): Dynamic Behaviour of Materials. John Wiley & Sons Inc., New York, USA.

2 Introduktion

2:1 Inledning

2:11 Omvärldsbetraktelse

Räddningsverket handhar landets skyddsrum och har i uppgift att tillgodose dessas funktion i fredstid samt omvandling till skydd i händelse av krig. I uppgiften ingår även att underhålla och utveckla den kunskap som ligger till grund för de tankegångar och principer som fångas i de regler och anvisningar som finns rörande skyddsrum.

Förvaltningen av skyddsrum utgör dock endast en delmängd i uppgiften att förebygga olyckor i fredstid samt begränsa dessas effekter när sådana trots allt inträffar. I samhället finns en starkt varierad bebyggelse med en mängd byggnader och installationer som via den aktivitet som pågår däri, eller i dess omgivning, löper risk att utsättas för exceptionella dynamiska laster orsakade av olyckor eller attentat såsom principiellt illustreras i figur 2:11a.



Figur 2:11a. Möjliga källor för dynamisk belastning.

Dyliga laster kan orsakas av naturliga fenomen såsom kraftiga vindar eller jordbävningar. En i Sverige vanligare orsak är dock att dyliga lastsituationer uppstår i samband med någon form av olycka. Denna kan härröra från fasta

installationer inom industrin eller som rörliga sådana i form av trafikolyckor. En extremare variant kan även uppstå i aktioner vilka syftar till avsiktlig skada, såsom grov kriminalitet eller terrorism.

Den typ av laster som kan uppstå i samband med dylika händelser uppvisar flera principiella likheter med de laster som förväntas kunna uppstå mot ett skyddsrum i händelse av krig. Dessa laster kan skilja sig högst väsentligt från de "normala" statistiska belastningsfall som vanligen nyttjas vid dimensionering av byggnader, varför det också krävs ett alternativt betraktelsesätt vid handhavandet av dessa lasttyper. Den kunskap som föreligger vid dimensionering av skyddsrum skall således betraktas som en del i en större helhet rörande konstruktioners kraftupptagningsförmåga i allmänhet.

2:12 *Metodutveckling*

Det händer ibland att man säger, på skämt eller på allvar, att det var bättre förr. Kanske menar man att kvaliteten blivit sämre och att produkter och utförande inte är så bra som man tror sig minnas från tidigare. Detta är givetvis inte sant utan detta intryck är snarare grundat på andra orsaker.

Ett resultat baseras alltid på en kombination av beställarens förmåga att formulera krav och utförarens förmåga att förverkliga dessa krav. Paradoxen är här att ju mer kunskap man får desto mer förfinade metoder utvecklas, varvid en betydligt större exakthet och noggrannhet kan uppnås så att kravställare och utförare närmar sig varandra allt mer. Är man då inte noggrann och observant hela vägen så blir resultatet dåligt, trots förfinade metoder. Förmågan ligger i att kunna utnyttja ny kunskap på ett sådant sätt att helheten gynnas och slutprodukten blir den man önskar. Detta kan idag ske med större noggrannhet än förr.

Med hjälp av datorkraft har mycket avancerade beräknings- och simuleringsprogram kunnat utvecklas. Därmed har en betydligt större noggrannhet kunnat uppnås, vilket också lett till en betydande kostnadsbesparing vid produktion och utförande. Detta har lett till en möjlighet att bli mer exakt i kravställandet, men också till en större exakthet i kravuppfyllandet. Förr tvingades man, därför att beräkningsmetoderna inte fanns, att lägga sig rejält på säkra sidan för att inte missa kravuppfyllandet. Denna överstyrka får man inte i dag, eftersom förmågan till större exakthet blivit så mycket större. Att det var bättre förr handlar således mer om oförmåga än förmåga.

Förmåga innebär att kunna identifiera problem, lösa dessa, se alternativa lösningar, balansera insatser och välja tid för genomförande. Förmåga innebär i sig inte krav på omedelbart genomförande utan endast en beredskap att kunna genomföra under givna förutsättningar. För skyddsrumssystemet innebär detta för närvarande ett betonande av kunskap och förmåga medan produktion tonas ner och inskränker sig till ombyggnader, förbättringar och vidmakthållande.

I de följande kapitlen beskrivs ingående de djupa kunskaper som ligger bakom nuvarande förmåga att bygga fysiskt skydd för befolkningen. Genom moderna simuleringsmetoder har ny kunskap kunnat tas fram på ett sätt och med en noggrannhet som tidigare varit omöjlig. Denna exakthet ställer stora krav på den som utvärderar resultaten och den ställer också stora krav på den som skall ange giltighetsområdet för de regler som blir en följd av den nya kunskapen.

2:13 Samhällets förmåga

Samhällets beredskap att klara olika former av kriser och svåra påfrestringar avser betydligt mer än att bara utnyttja armerad betong för att bygga skyddsrum. Det handlar om ett helt krishanteringssystem, där en särskilt utformad byggproduktion endast skall tillgripas i den omfattning som verkligen är motiverad. Men när inget annat hjälper måste betongen kunna ta upp såväl stötvåg som splitter. För detta krävs kunskap om snabba belastningsförlopp, en kunskap som är en förutsättning för förmågan att skapa fysiskt skydd för människor. Är kunskapen stor blir också förmågan stor.

Krishanteringssystemets basförmåga utgörs av den grundläggande robusthet och motståndskraft som finns inbyggd i samhället. Denna avser främst normala fredstida störningar och vardagsolyckor, men också händelser med mer omfattande konsekvenser. Ett viktigt tillägg till denna basförmåga är samhällets särskilda beredskap mot ett väpnat angrepp. Sammantaget skall denna verksamhet syfta till att ge samhället förmåga att skydda befolkningen och samhällsviktig verksamhet mot allvarlig skadegörelse eller åverkan p.g.a. sabotage, terrorism och krigshandlingar. I denna förmåga ingår att upprätthålla och utveckla en kontinuerlig kompetens samt de grundläggande åtgärder som kan krävas i de fall åtgärder skjutits på framtiden, nyproduktion av skyddsrum till exempel.

Vid krigshandlingar av större omfattning måste särskilda åtgärder vidtas för att fysiskt skydda befolkningen mot vapenverkan och andra hot. Med den hotbild som råder är det dock inte nödvändigt att för närvarande ha en ytterligare produktion av skyddsrum utöver det stora bestånd som hittills skapats, utan det handlar i stället om att ha en förmåga att vid rätt tillfälle kunna vidta åtgärder. Nödvändig förmåga måste därför ständigt sökas, uttryckas, prövas, systematiseras och ställas redo. Satsningen på forskning för att ta fram kvalificerade analysverktyg är här en strategisk nödvändighet.

2:14 Långsiktig kunskapsuppbyggnad

Explosionslast, med bl.a. splitterbelastning som följd, är intressant ur många aspekter, inte bara när det gäller fysiskt skydd vid väpnat angrepp. Det handlar här om relativt okontrollerade förlopp på så sätt att t.ex. fragmentering, och därmed såväl hastighet som lokal skada, kan variera avsevärt.

Den relativt enkla vardagsolyckan kan också lätt bli en komplex och svårkontrollerbar händelse, men den fördjupade kunskapen om stötvåg och splitter är här tillämpbar såväl i den lilla olyckan som i den komplexa händelsen. Strävan att klarlägga och fördjupa stötvågs- och splitterbelastade konstruktioners verkningsätt bör därför kunna resultera i bra analysinstrument både för det stora komplexa fallet som sällan eller aldrig inträffar som för det lilla som kan hända desto oftare i vardagen.

En olycka, det kan vara en s.k. vardagsolycka eller den som kan inträffa vid ett väpnat angrepp, är en onormal händelse som innebär att onormala förutsättningar gäller. Ur byggtkniskt perspektiv innebär detta bl.a. att konstruktioner kan bli utsatta för en belastningsmässig överpåverkan med allvarliga konsekvenser som följd. Olyckan karakteriseras av ett dynamiskt förlopp, vilket ställer särskilda krav på det byggtkniska kunnandet. Detta är då ett tilläggs-kunnande till det normala statiska betraktelsesättet och är nödvändigt för att kunna åstadkomma en omlagring av den koncentrerade energi som vid en explosion kan riktas mot en konstruktion.

Kunnande kring dessa frågor är en förutsättning för förmågan att skapa tillräckligt skydd för befolkningen. Denna förmåga att skapa ett fysiskt skydd är en del av samhällets krishanteringssystem genom det delsystem som omfattar landets skyddsrumstillgångar.

De tillgångar som finns i skyddsrumssystemet utgörs inte bara av de befintliga skydden utan också av det specialkunnande inom området, både vad gäller djup och helhetssyn, som utvecklats under lång tid. Alla dessa tillgångar skall dels säkerställas, så att gjorda investeringar kan tjäna sitt syfte och dels utvecklas, så att de kan vara kostnadseffektiva och fortlöpande anpassas till de behov som kan finnas inom samhällets krishanteringssystem.

Den långsiktiga och övergripande förmågan att kunna bygga skyddsrum i en framtid samt i närtid kunna möjliggöra utnyttjande av skyddsrummen som fredslokaler måste vara inbyggd i skyddsrumssystemet. Detta gör systemet levande och föremål för ständig intrimning. Figur 2:14a åskådliggör detta.

		Bygga skydd
	Utveckla kunnande	Utveckla skydd
Underlätta nyttjande	Säkerställa kunnande	Säkerställa skydd

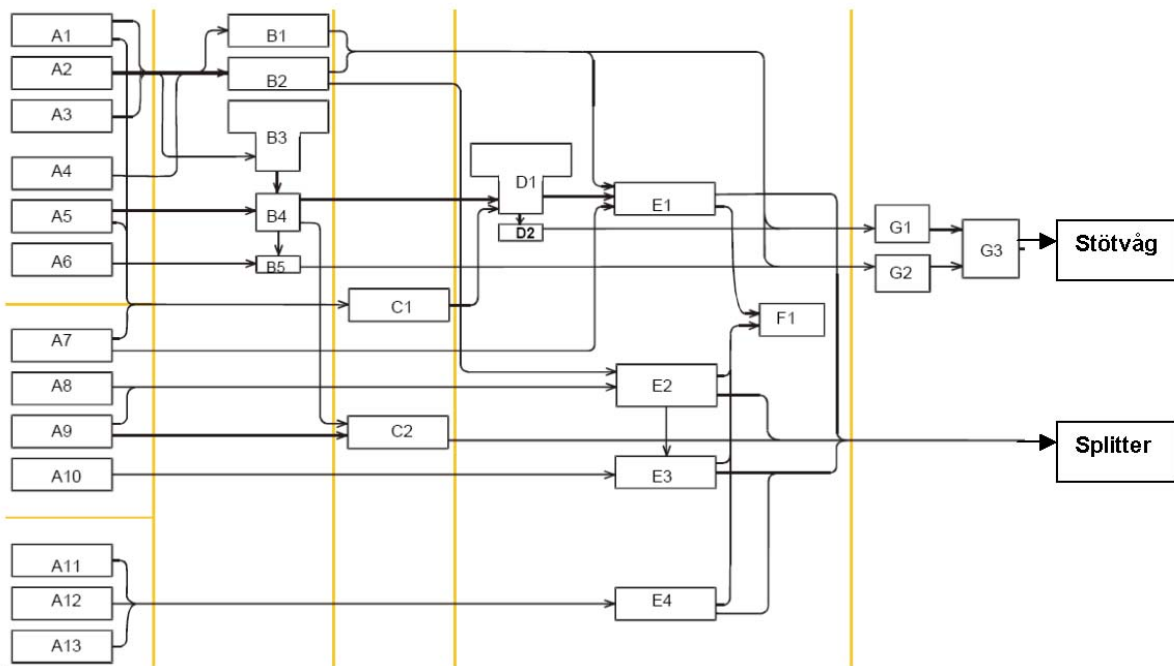
Figur 2:14a. Systemet skall både säkerställa och utveckla såväl skyddstillgångar som kunnandet inom området.

2:15 Dynamisk belastning

Förmåga bygger på att kunna sätta samman kunskap till en fungerande helhet. Detta förutsätter att kunskapen är tillförlitlig och tillgänglig när man behöver den samt att man vet om att den existerar i en så uppdaterad form som möjligt.

Den dynamiska påverkan på en skydds konstruktion härrör från en bombexplosion i konstruktionens närhet. Denna verkan kan påverka genom stötvåg eller splitter samt en kombination av dessa effekter. I kapitel 3 behandlas stötvåg som fortplantas i luft och de mekanismer och fysikaliska fenomen som styr detta. Kapitel 4 avhandlar på samma sätt splitteranslag från en bombs fragmentering, medan kapitel 5 behandlar de speciella förhållanden som uppträder då stötvåg fortplantas i mark.

Dimensioneringsförutsättningarna för en skydds konstruktion är beroende av hur påverkan genom luftstötvåg, splitter respektive markstötvåg är genererad. Denna kan variera väsentligt beroende på hur den bomb som åstadkommer de dynamiska effekterna är uppbyggd och placerad. Av figur 2:15a framgår hur verkan mot en konstruktion är beroende av olika egenskaper hos en bomb.



Figur 2:15a. Stötvåg och splitter som en funktion av olika egenskaper hos en bomb. Förklaring till beteckningarna framgår av tabell 2:15a.

Dynamisk lastpåverkan - referensbok

Tabell 2:15a. Egenskaper hos en bomb, vilka har betydelse för stötvåg och splitter. De inbördes egenskapsrelationerna framgår av figur 2:15a.

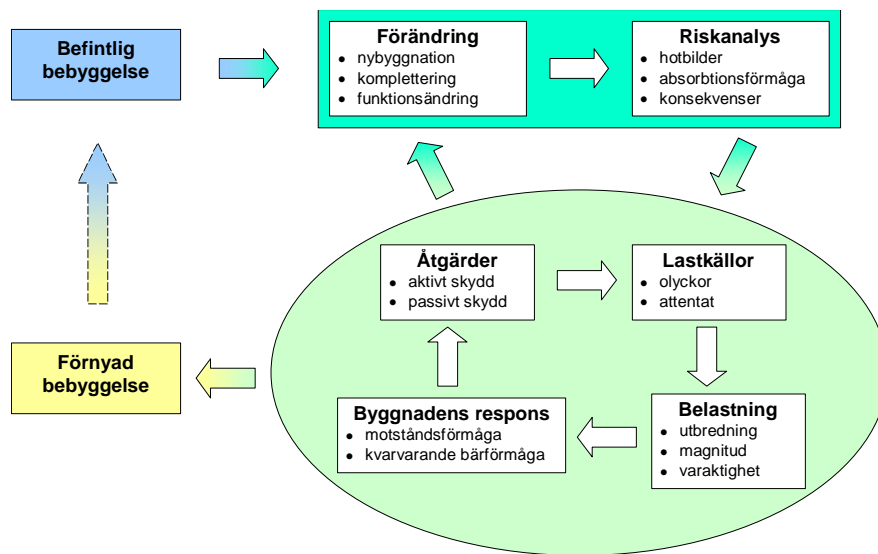
1. Utgångsläge		2. Sprängämnets sönderfall	
A1	Explosivämnets kemiska sammansättning	B1	Detonationshastighet
A2	Reaktionsprodukternas kemiska sammansättning	B2	Detonationstryck
A3	Bildningsvärmen för ämnena	B3	Frigjord energimängd per massenhet
A4	Explosivämnets densitet	B4	Frigjord energimängd per längdenhet
A5	Explosivämnets massa per längdenhet	B5	Total frigjord energimängd
A6	Explosivämnets totala massa	3. Höljets sönderfall	
A7	Höljets totala massa per längdenhet	C1	Deformationsarbete per längdenhet
A8	Höljets tjocklek per längdenhet	C2	Splittrens materialegenskaper
A9	Höljets materialegenskaper	4. Splitterutkast	
A10	Höljets densitet	D1	Tillgänglig energimängd per längdenhet
A11	Bombens geometri	D2	Total tillgänglig energimängd
A12	Bombens placering	E1	Splittrens utkastningshastighet
A13	Bombens initiering	E2	Splittrens storlek, tvärsnittsytta och partikelform
		E3	Splittrens massa
		E4	Splittrens utkastningsvinkel
		F1	Splittrens räckvidd
		5. Utsläppt stötvåg	
		G1	Stötvågens tryck
		G2	Stötvågens varaktighet
		G3	Stötvågens tryck-tid-förhållande

2:2 Relevans

2:21 Dynamiska laster i samhället

Befintlig bebyggelse är en tillgång som genomgår en ständig förändring i form av nybyggnation och/eller kompletterande funktionsändringar, se

figur 2:21a. Vidare sker det i dagens byggande en kontinuerlig utveckling av material, byggteknik och konstruktionslösningar. Detta innebär att förutsättningarna för bebyggelsen kan förändras i sådan grad att de dimensioneringsmetoder som idag används för att beakta exempelvis dynamiska påfrestningar inte längre är gällande. Beaktandet av extrema laster mot bebyggelsen grundar sig på en riskbedömning. Bedöms risken vara stor för att en given byggnad drabbas av en olycka/attentat skall detta också belysas av vidtagna åtgärder. En sådan åtgärd kan vara aktiv eller passiv – aktiv i form av ett säkerhetsavstånd mellan en transportled och en kontorsbyggnad eller passiv via kraftigare väggar och tak i en tunnel för att klara en invändig explosion.

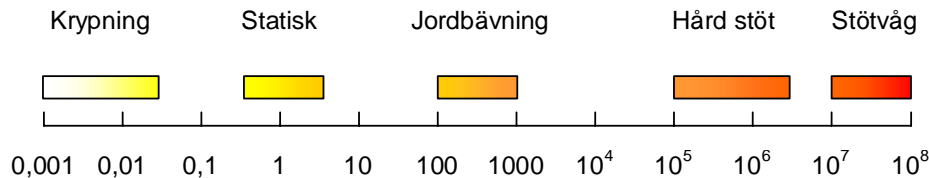


Figur 2:21a. Process för bebyggelsens förändring

Det finns ett antal tänkbara källor för extrema dynamiska laster. Dessa kan grovt indelas i någon av nedanstående kategorier.

- **Naturlaster:** Syftar på de onormala påfrestningar som orsakas av naturliga fenomen såsom stormar, översvämningar eller seismisk aktivitet.
- **Olyckslaster – fasta:** Häri ingår de olyckslaster som hör samman med fasta installationer som handskas med brand- och/eller explosionsbenägna ämnen såsom gaser, olja, damm eller kemikalier.
- **Olyckslaster – rörliga:** Transport av ovan nämnda olyckskällor ger dessa en rörlighet i samhället. I denna kategori ingår även påkörningslaster av båt-, flyg- eller biltrafik.
- **Avsiktligt försök till skada:** Denna kategori syftar på den typ av laster som uppstår i händelse av krig och kan i egentlig mening inte tillskrivas epitetet olycka eftersom de skapas med uppsåt att orsaka omgivningen skada. I den civila vardagen kan snarlika situationer även uppstå på grund av kriminella och/eller terroristiska aktiviteter.

Som en effekt av ovanstående laster kan det dessutom uppstå sekundära effekter, exempelvis i form av raslaster från ovanliggande byggnad, om den primära lasten ger upphov till erforderlig skada. Samtliga dessa lasttyper kan orsaka dynamiska påfrestningar i en byggnad. Graden av dynamisk belastning kan dock skilja sig påtagligt mellan olika lasttyper vilket illustreras av figur 2:21b, där olika lasttypers belastningshastighet jämförs med en statisk last.



Figur 2:21b. Principiell skillnad i belastningshastighet hos byggnad utsatt för olika lasttyper. Angivna värden anger storleksordningen i förhållande till en statisk last.

Av ovanstående lasttyper är det de som orsakas av explosion, påkörning av fordon samt raslast från ovanliggande byggnad som skiljer sig mest mot våra ”normala” statiska laster. Det som utmärker dessa såkallade impuls-laster är en extremt hög belastningsnivå som verkar med en mycket kort varaktighet i tiden. Detta resulterar i en strukturell respons hos utsatt byggnad som skiljer sig betänkligt mot den för en motsvarande statisk last.

Räddningsverket har ett viktigt ansvar rörande det olycksförebyggande samt skadebegränsande arbetet i samhället. Det är därför också nödvändigt att inneha den kompetens och det kunnande, vad gäller bebyggelsens förmåga att hantera dynamiska laster, som kan förväntas av en expertmyndighet. Med anledning av detta arbetar verket fortlöpande med att vårda och bygga ut den befintliga kunskapsbas som existerar rörande dylika extrem-laster samt bebyggelsens förmåga att absorbera och motstå de påfrestningar den kan utsättas för av dessa. Denna dokumentation är ett led i detta arbete att sprida befintlig kunskap till ett bredare lager.

2:22 Vapenverkan mot skyddsrum

Enligt Skyddsrumreglerna (SR) skall ett skyddsrum klara av att motstå belastningen från ”verkan av en tryckvåg motsvarande den som åstadkoms av en 250 kg minbomb med 50 viktprocent TNT som briserar i det fria 5,0 m från skyddets utsida”. Detta är ett av flera krav som ställs på ett svensk skyddsrumms förmåga att motstå yttre belastning. Denna last är en definierad referenslast, den såkallade ”arkivbomben”, som utgör grunden för de explosionslaster som bedöms kunna verka på ett skyddsrum.

Orsaken till just detta val härrör från riskanalyser där det antagits att totalt ett ton bomber (tillsammans innehållande 500 kg TNT) fälls på ett hektar (100 x 100 m²) stort område. Avståndet 5 meter har därefter tillsammans med en vald acceptans för träffsannolikhet, bestämt tillåten storlek på de skyddsrum som får uppföras i enlighet med SR.

Den yttre hotbild som orsakas av ovanstående vapenlast kan bestå av flera olika lasttyper vilka grovt kan delas upp i följande huvudområden:

- luftstöt våg
- splitter
- markstöt våg

Luftstöt våg behandlas i kapitel 3 medan splitter och markstöt våg behandlas i kapitel 4 respektive 5. Innehållet i dessa kapitel utgör ett selektivt utdrag ur ett flertal rapporter som utgivits av, eller i nära samarbete med, Räddningsverket. Målsättningen har varit att presentera dessa ämnen på ett pedagogiskt och relativt lätthanterligt sätt och samtidigt ge en god bild av de fenomen och den problematik som de medför.

2:23 *Hur skall man skydda sig?*

Det finns ett antal grundläggande medel för att skydda sig mot effekten av en explosion. De primära skyddsmekanismerna i dessa sammanhang är

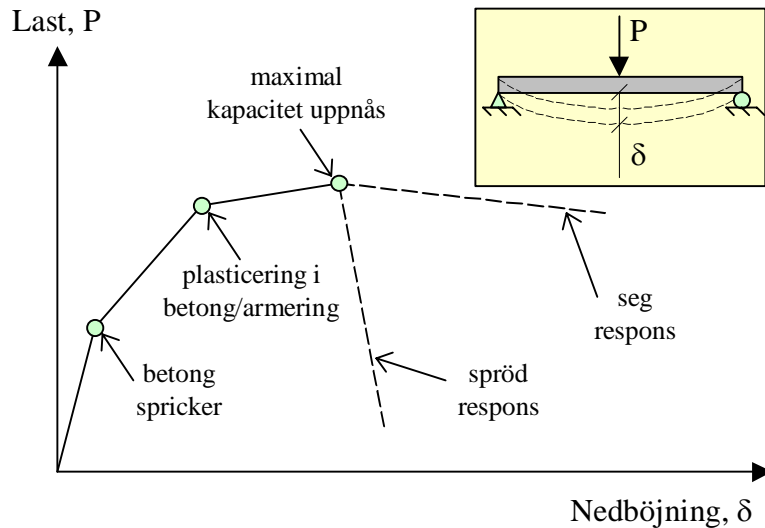
- avstånd
- skyddande massa.

Förklaringen till varför dessa båda är av sådan vikt har sin grund i förbrukning av den energifrigörelse som en explosion utgör. Ett ökande avstånd ger upphov till att frisläppt energi tunnas ut över ett större område medan en skyddande massa effektivt förbrukar utbredningen av densamma. Detta kan synas självklart men är i princip inte möjligt att uppfylla utan vidare - särskilt för byggnader vars primära syfte är att ge skydd mot uppsåtliga handlingar såsom är fallet i händelse av krig. När en konstruktion väl utsätts för en extrem belastning är det därför av vikt att den har erforderlig kapacitet att hantera detta. För konstruktioner som förväntas utsättas för extrem impulsbelastning är det därför av vikt att den uppfyller nedanstående kriterier:

- seg strukturell respons med bibehållen bärförmåga
- rätt utformad konstruktion.

En seg respons hos utsatt konstruktion säkerställer en effektiv energiupptagande förmåga med möjlighet till kraftomlagringar så att ett lokalt brott inte leder till total kollaps, se figur 2:23a. Denna devis gäller i de flesta sammanhang men är särskilt viktigt i samband med exceptionella pålastningar såsom detonation av explosiva ämnen eller vid fortskridande ras i en byggnad. I en impulsbelastad konstruktion, såsom ett skyddsrum, är det inte ett

tvärsnitts maximala lastkapacitet som är av primärt intresse. Denna påkänning uppnås normalt ändå eftersom den maximala lastnivån för en sådan last i regel är många gånger större än den "ekvivalenta" statiska last som nyttjats vid dimensionerandet av byggnaden. Istället är det konstruktionens energiupptagande förmåga, dvs. dess deformationsförmåga, som blir viktig för att bedöma dess lämplighet som skydd.



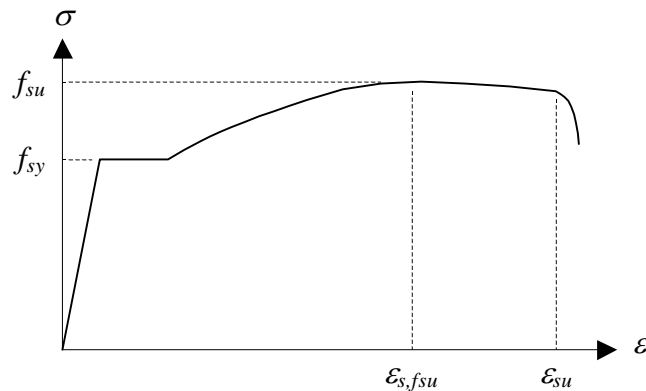
Figur 2:23a. Schematisk figur av strukturell respons hos armerad betongbalk då denna uppvisar ett segt respektive ett sprött beteende.

En betongkonstruktion har goda förutsättningar för att uppvisa ett dylikt segt beteende. Villkoret är att dess utformning möjliggör en tillräcklig energiupptagning i konstruktionen via en god deformationsförmåga. För detta krävs möjlighet till kraftomlagringar inom byggnadens olika delar, något som i en betongkonstruktion främst blir möjligt via uppkomsten av så kallade flytleder. Dessa utgör områden där armeringen plasticeras och tvärsnittet kan bibehålla sin kapacitet med ökande deformation. En flytleddens effektivitet beror i stort på hur stor utbredning den kan erhålla och det finns ett flertal parametrar hos betong och armering, rörande såväl utformning som materialegenskaper, som påverkar detta. Allmänt gäller dock att armeringens konsolideringsgräns skall uppnås så att materialet börjar hårdna och att armeringstojningen sprids ut över en lång sträcka. Med detta inses att utseendet hos den ingående armeringens arbetskurva har avgörande betydelse, se Johansson (1997) . Sammanfattningsvis kan dock konstateras att ett högt värde på kvoten

$$\gamma = \frac{f_{su}}{f_{sy}} \quad (2:23a)$$

mellan armeringens brottspänning, f_{su} , och flytspänning, f_{sy} utgör ett viktigt villkor för att en betongkonstruktion skall erhålla en seg respons vid brott, se figur 2:23b. Denna kvot beskriver på ett förenklat sätt armeringens hård-

nande då dess konsolideringsgräns uppnåtts och kan användas som ett mått på armeringsstålets seghet. Ett högt värde på denna kvot medger också god deformationsförmåga i konstruktionen. Det är också med anledning av detta som det i SR anges ett krav på erforderlig seghetskvot.



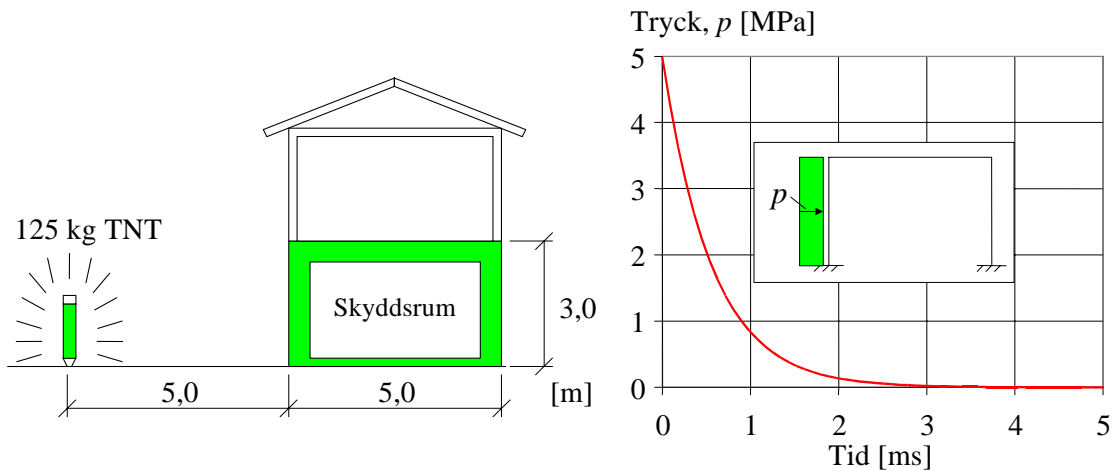
Figur 2:23b. Schematisk figur av armeringens arbetskurva definierande flytspänning f_{sy} och brottspänning f_{su} .

2:24 Respons vid impulslast

Responser hos en statiskt och dynamiskt belastad konstruktion kan skilja sig betänkligt. Detta gäller speciellt om den dynamiska lasten utgörs av en intensiv men kortvarig impulslast. Ett förenklat betraktelsesätt för praktisk behandling av dylika belastningsfall är att nyttja en såkallad "ekvivalent" statisk last, vilken resulterar i samma maximala deformationer som i det dynamiska fallet. Så är exempelvis fallet i SR, där de komplexa dynamiska lastfallen omräknats till likvärdiga statiska lastfall. Det är dock högst troligt att en byggnad som utsätts för dylika impulsbelastningar erhåller en initial global respons som skiljer sig betänkligt från vad den skulle göra i motsvarande "ekvivalenta" statiska fall. Om lasten påförs tillräckligt snabbt är det till och med möjligt att en del av strukturen går till lokalt brott medan en annan del ännu inte ens är "medveten" om att någon last förts på. Detta beror på att det tar tid för informationen om en yttre last att färdas genom materialet (för betong är den longitudinella våghastigheten ungefär 3 500 m/s) och konstruktionens respons kan därför förklaras om dess randvillkor beaktas som tidsberoende.

Vid dimensioneringen av ett skyddsrum, används "ekvivalenta" statiska laster för att beakta såväl vapen- som raslast. I det förstnämnda fallet motsvaras den statiska lasten, vilken nyttjas vid dimensionering av skyddsrummet, av det långvariga övertrycket (cirka en sekund) orsakat av en kärnvapenexplosion som inträffar på ett par kilometers avstånd. Även om detta tryck ligger på under en förhållandevis kort tid är approximationen som en statisk last dock mycket god. Motsvarande lastfall för en bomb som briserar på fem meters avstånd från skyddsrummet skiljer sig dock betänkligt, se

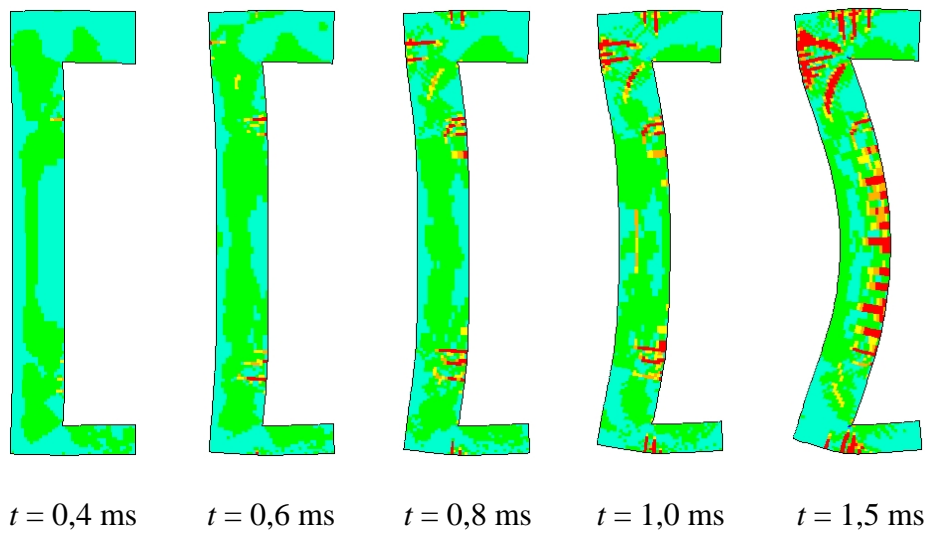
figur 2:24a. Det maximala trycket som härvid erhålls är drygt 5 MPa och därmed mer än 100 gånger större än de 50 kPa som nyttjas i det "ekvivalenta" statiska lastfallet. Varaktigheten hos lasten är dock mycket kort och redan efter 3 ms har lasten sjunkit till drygt 20 kPa.



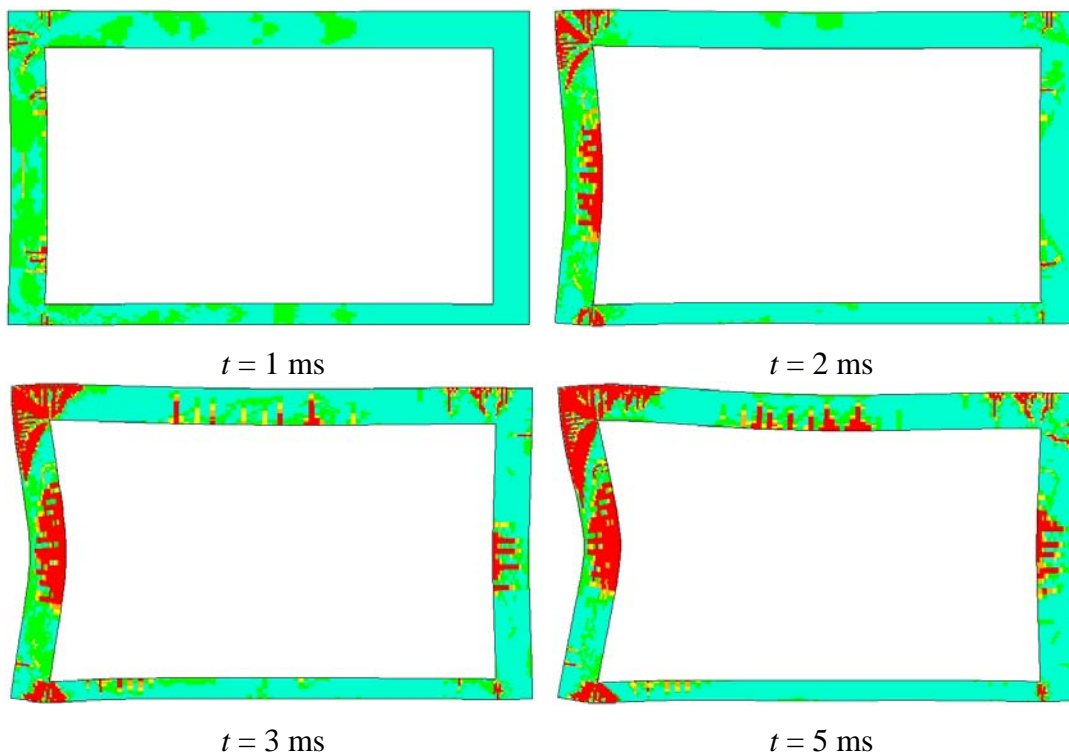
Figur 2:24a. Tryck-tidssamband på ett avstånd av fem meter från en explosion i fria luften av 125 kg TNT.

Med detta som bakgrund är det inte heller underligt att skyddsrummets strukturella respons avviker från vad som erhålls i det dimensionerande statiska fallet. Figur 2:24b är framtagen med hjälp av olinjära finita elementanalyser, Johansson (1999), och illustrerar den sprickbild och deformation som den vänstra väggen i figur 2:24a erhåller under de inledande 1,5 ms. Av detta framgår de tidsberoende randvillkoren tydligt, exempelvis så uppför sig väggen som om det övre vänstra hörnet var fast inspänt och inte en del av en ramkonstruktion. Vidare uppstår de första böjsprickorna i ett område nära de båda hörnen och böjsprickorna i väggmitt framträder först efter omkring 1,5 ms. Orsaken till detta är att informationen om den yttre lasten ännu inte hunnit sprida sig ordentligt genom konstruktionen och väggen uppträder därför inledningsvis som en stel platta - då de första sprickorna uppstår efter omkring 0,3 ms är den horisontella förskjutningen fortfarande densamma för hela väggdelen mellan sprickorna.

Ett ytterligare exempel på detta visas i figur 2:24c där sprickutbredningen visas efter 1, 2, 3 respektive 5 ms. Efter 1 ms har den bakre delen av skyddsrummet ännu inte ens "informerats" om att den främre väggen belastats. Det kommer ta ytterligare omkring 0,4 ms innan denna information når fram ($5,0 \text{ m} / 3500 \text{ m/s} \approx 1,4 \text{ ms}$) och den bakre väggen kan börja uppvisa någon form av respons. Av detta framgår det klart att impulsbelastningens inverkan på den globala responsen är stor. Inom ett givet tvärsnitt är den lokala responsen dock snarlik den respons som uppstår vid statisk belastning.



Figur 2:24b. Initial respons hos skyddsrumsvägg. Mörka partier markerar fullt utvecklade sprickor. Deformationerna är uppförstorade 100 gånger.



Figur 2:24c. Respons i skyddsrum av explosion från vänster. Mörkt markerar fullt utvecklade sprickor. Deformationerna är uppförstorade 20 gånger.

2:3 Grundläggande mekanik

2:31 *Inledning*

Konstruktion av skyddsrum med tillhörande skyddskomponenter kräver att man beaktar dynamiska belastningar. Detta innebär att speciella beräkningsmetoder måste användas och därmed öppnas en begreppsvärld som många gånger kan kännas ovan. Som en inledning till kapitlen 3-5 berörs därför här kortfattat vissa grundläggande lagar och begrepp inom dynamiken.

De belastningar som uppträder på skyddskonstruktioner i samband med vapenverkan är av dynamisk karaktär, men vid utformning av byggnader för fredsmässigt bruk behöver man sällan ta hänsyn till sådana laster. Såväl bestämmningar av belastningarna som beräkningsmetoder för dimensionering vad gäller vapenverkan innebär användande av begrepp som ligger utanför vad man normalt behöver använda vid byggande.

I olika praktiska tillämpningar har ofta de dynamiska förloppen översatts till s.k. ekvivalenta statiska laster för att därmed möjliggöra för flertalet att inom rimliga kostnader dimensionera den konstruktion som egentligen kommer att utsättas för dynamisk påverkan. Även om sådana ekvivalenta laster används är det nödvändigt att ha förståelse för de annorlunda förlopp som ligger bakom de ofta mycket avancerade beräkningsmodeller som behövs för att ta fram de något trubbiga statiska belastningsekvivalenterna.

Grundläggande för konstruktioner, oavsett vilka belastningstyper dessa utsätts för, är de fysiskaliska fenomen som beskrivs inom området mekanik. Mekanik är läran om materiella objekts, dvs. kroppars, jämvikt och rörelse samt därvid förekommande krafter. Mekaniken indelas vanligen i statik eller jämviktslära och dynamik eller läran om kroppars rörelser under kraftpåverkan.

De grundstorheter som används inom mekaniken är längd, vinkel, tid och massa. Massa är ett mått på en kropps innehåll av materia.

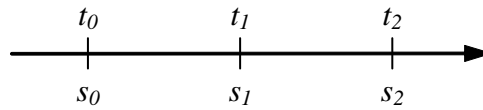
2:32 *Hastighet och acceleration*

Hastighet, v , är förflyttning, dvs. väg, per tidsenhet. Om en punkt rör sig från s_0 till s_1 på tiden $t_1 - t_0$, se figur 2:32a, blir medelhastigheten

$$\bar{v} = \frac{s_1 - s_0}{t_1 - t_0} \quad (2:32a)$$

I ett visst tidsmoment definieras hastigheten som vägens tidsderivata

$$v = \frac{ds}{dt} \quad (\text{skrivs också } \dot{s}) \quad (2:32b)$$



Figur 2:32a. Förflyttning sträckan s_1-s_0 under tiden t_1-t_0 .

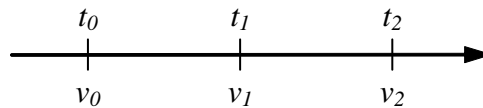
Acceleration, a , är hastighetsändring per tidsenhet. Om hastigheten ökar från v_0 till v_1 på tiden t_1-t_0 , se figur 2:32b, blir medelaccelerationen

$$\bar{a} = \frac{v_1 - v_0}{t_1 - t_0} \quad (2:32c)$$

I ett visst tidsmoment definieras accelerationen som hastighetens tidsderivata

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2s}{dt^2} \quad (\text{skrivs också } \ddot{s}) \quad (2:32d)$$

En negativ acceleration, dvs. hastighetsminskning, kallas retardation.



Figur 2:32b. Hastighetsändring v_1-v_0 under tiden t_1-t_0 .

2:33 Kraft, tyngd och tryck

Begreppet kraft kan definieras som förmågan att accelerera en kropp, dvs. massa. Sambandet mellan kraft, massa och acceleration bestäms av Newtons accelerationslag:

$$P = m \cdot a \quad (2:33a)$$

där P står för kraft.

Tyngd är den kraft med vilken en massa i jordens närhet dras mot jordens medelpunkt. Tyngden, G , av massan m kan skrivas

$$G = m \cdot g \quad (2:33b)$$

där g är tyngdfaktorn, eller fallaccelerationen, i vakuum på orten ifråga. För Sverige är g lika med $9,81 \text{ m/s}^2$.

Vid bl.a. luftstövågsbelastningar används storheten tryck, p , för att speciellt ange kraft per ytenhet. Sålunda gäller

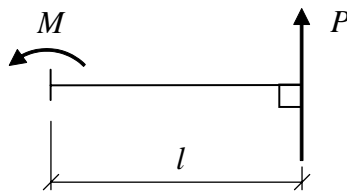
$$p = \frac{P}{A} \quad (2:33c)$$

om P är den kraft som verkar på en yta A .

2:34 Moment och arbete

En krafts moment, M , med avseende på en punkt är produkten av kraften och dess vinkelräta avstånd, l , (hävarmen) till punkten, se figur 2:34a:

$$M = P \cdot l \quad (2:34a)$$



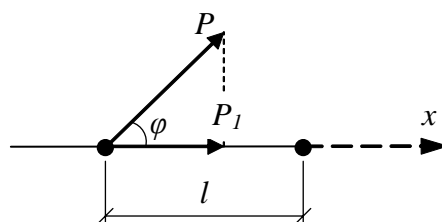
Figur 2:34a. En krafts moment med avseende på en punkt.

Om en kraft angriper i en punkt och denna förflyttas en sträcka l , se figur 2:34b, utträttar kraften arbetet

$$W = P \cdot l \cdot \cos \varphi = P_l \cdot l \quad (2:34b)$$

där φ är vinkel mellan kraften och förskjutningsriktningen och P_l är kraftens projektion på l . För en variabel kraft erhålls

$$W = \int_0^l P_1(x) dx \quad (2:34c)$$



Figur 2:34b. En krafts utträttande av arbete.

2:35 Rörelseenergi

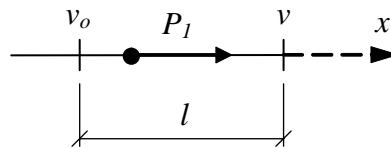
Rörelseenergin eller den kinetiska energin, E , för en partikel med massan m och hastigheten v är

$$E = \frac{m \cdot v^2}{2} \quad (2:35a)$$

Om en partikel med massan m och hastigheten v_0 förflyttas en sträcka l under inverkan av kraften P_l i rörelseriktningen, se figur 2:35a, fås en förändring av rörelseenergin enligt

$$\frac{m \cdot v^2}{2} - \frac{m \cdot v_0^2}{2} = P_l \cdot l \quad (2:35b)$$

dvs. det arbete som kraften utträttat innebär en ökning av partikelns rörelseenergi och hastighet (v är större än v_0).



Figur 2:35a. Förändring av rörelseenergin p.g.a. en partikels förflyttning.

2:36 Rörelsemängd, impuls och impulstäthet

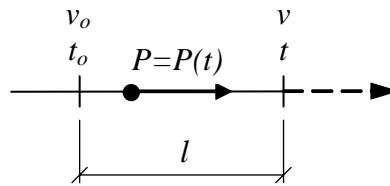
Rörelsemängden hos en partikel med massan m och hastigheten v definieras som produkten $m \cdot v$.

Om en partikel med massan m och hastigheten v_0 påverkas av en kraft $P = P(t)$ under tiden $t-t_0$, se figur 2:36a, fås en förändring i rörelsemängd enligt

$$m \cdot v = m \cdot v_0 + \int_{t_0}^t P(t) dt \quad (2:36a)$$

Integralen i högra ledet benämns den till partikeln överförda impulsen, I . Denna är alltså

$$I = \int_{t_0}^t P(t) dt \quad (2:36b)$$



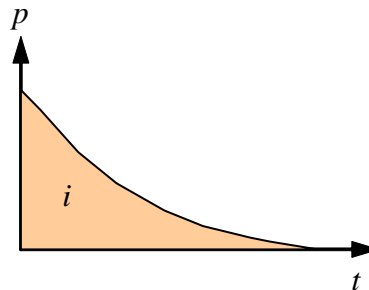
Figur 2:36a. Förändring av rörelsemängd p.g.a. en krafts påverkan på en partikel.

I samband med luftstövågsbelastningar med trycket p angivet som funktion av tiden $p = p(t)$ används begreppet stötvågsens impulstäthet, varmed avses impulsen per ytenhet definierad enligt

$$i = \int_0^t p dt \tag{2:36c}$$

I figur 2:36b är impulstätheten i lika med arean under tryck-tid-kurvan. Om trycket $p(t)$ belastar en area A tillförs denna den totala impulsen

$$I = i \cdot A = A \int_0^t p dt \tag{2:36d}$$



Figur 2:36b. Impulstätheten i är arean under tryck-tid-kurvan.

2:37 Jämvikt och svängningsrörelse

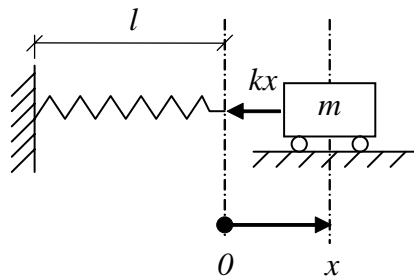
Ett mekaniskt system befinner sig i jämvikt under inverkan av krafter om dessa ej åstadkommer någon förändring av systemets rörelsetillstånd. Om systemet från början är i vila innebär krafternas inverkan att systemet fortsätter att vara i vila.

Byggnadsstatiken, till skillnad från dynamiken, behandlar byggnadskonstruktioner under förutsättning att jämvikt råder.

Om ett mekaniskt system rubbas från ett stabilt jämviktsläge uppträder återförande, mothållande, krafter. Den återförande kraften i samverkan med yttre krafter, om sådana finns, åstadkommer en svängningsrörelse i systemet.

2:38 Fria svängningar

Ett exempel på en fri svängning är en massa i änden på en rät viktlös fjäder (massa-fjädersystem), se figur 2:38a. Fjädern antas följa Hooks lag, dvs. fjäderkraften är proportionell mot förlängningen. Proportionalitetskonstanten k kallas fjäderkonstant (styvhet).



Figur 2:38a. Massa-fjädersystem.

Vid en förflyttning av massan från ett jämviktsläge en sträcka x erhålls en återföringskraft $k \cdot x$. Enligt Newtons accelerationslag gäller då

$$m \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} = -kx \quad (2:38a)$$

Ekvationen kan skrivas

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{k}{m} \cdot x = 0 \quad (2:38b)$$

Sätts

$$\frac{k}{m} = \omega^2, \text{ dvs. } \omega = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (2:38c)$$

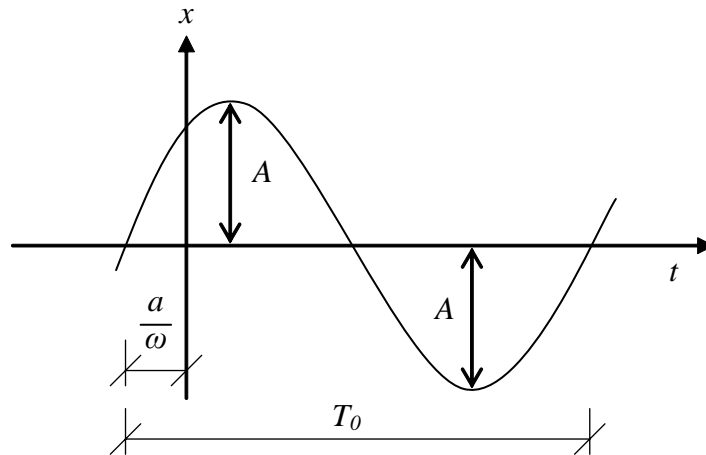
blir lösningen till ovanstående differentialekvation

$$x = a \cdot \sin \omega t + b \cdot \cos \omega t \quad (2:38d)$$

eller

$$x = A \cdot \sin(\omega t + \alpha) \quad (2:38e)$$

Massan beskriver således en sinussvängning, se figur 2:38b, där a och b respektive A och α är konstanter som bestäms av begynnelsevillkoren på x och $v (=dx/dt)$ vid tiden $t=0$, dvs. av hur svängningen startas.



Figur 2:38b. Massans beskrivande av en sinussvängning.

A kallas svängningens amplitud och anger det maximala utslaget. α kallas fasvinkeln. Svängningstiden eller perioden T_0 är tiden mellan två fulla utslag åt samma håll.

Frekvensen

$$f = \frac{1}{T_0} \quad (2:38f)$$

är antalet svängningar per sekund (anges i sorten Hz = 1/s).

Uttrycket

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (2:38g)$$

kallas vinkelfrekvensen eller ibland vinkelhastigheten (anges i sorten rad/s).

Mellan T_0 , f och ω råder sambandet

$$T_0 = \frac{1}{f} = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (2:38h)$$

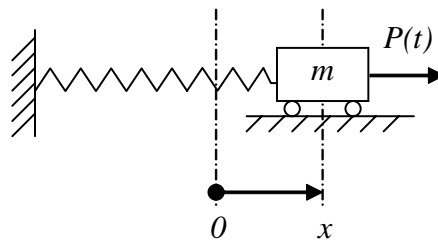
Svängningstiden och frekvensen är som synes endast beroende av massans storlek och fjäderns styrka, dvs. egenskaper hos det svängande systemet

och inte av hur svängningen uppkommer. En svängning av ovan beskrivna enkla slag kallas harmonisk svängningsrörelse.

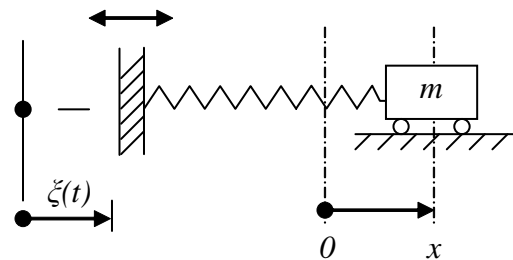
2:39 Påtvingade svängningar

Om massan påverkas av en yttre kraft som är en funktion av tiden, $P = P(t)$, se figur 2:39a, eller om fjäderns infästningspunkt utför en rörelse $\xi = \xi(t)$, se figur 2:39b, erhåller massan en påtvingad svängning. Massans rörelse blir då sammansatt av en harmonisk svängningsrörelse och en rörelse $\varphi(t)$ som bestäms av kraftens tidsförlopp $P(t)$ respektive infästningspunktens rörelsefunktion $\xi(t)$:

$$x = A \cdot \sin(\omega t + \alpha) + \varphi(t) \quad (2:39a)$$



Figur 2:39a. Massans påverkan av en yttre kraft.



Figur 2:39b. Massans påverkan av en fjäderrörelse.

Om den påverkande kraften eller rörelsen är periodisk med en vinkel-frekvens som ligger nära det svängande systemets, uppstår förstärkningar av utslagen som kallas resonans. Om t.ex. fjäderns infästningspunkt beskriver en harmonisk svängningsrörelse

$$\xi = c \cdot \sin \varepsilon t \quad (2:39b)$$

blir lösningen i detta fall

$$x = A \cdot \sin(\omega t + \alpha) + \frac{c}{1 - \frac{\varepsilon^2}{\omega^2}} \cdot \sin \varepsilon t \quad (2:39c)$$

Som synes antar andra termen mycket höga värden då ε , dvs. infästningens vinkelfrekvens, ligger nära det svängande systemets, ω .

De beskrivna svängningarna ovan har förutsatts ske utan energiförluster, vilket innebär att en svängningsrörelse som påbörjats inte avstannar. Om det finns energiförluster, t.ex. på grund av friktion, erhålls en dämpad svängning. Dämpningen innebär en successiv minskning i svängningens amplitud.

3 Luftstöt våg

3:1 Inledning

3:11 Vad är en stöt våg?

En stöt våg karakteriseras av en våg med en mycket distinkt vågfront som rör sig genom ett medium i överljudshastighet, där vågfronten utgör gränsen mellan ett mer eller mindre diskret hopp i tryck, temperatur samt densitet hos det aktuella mediet. Uppförandet hos en stöt våg skiljer sig därmed väsentligt jämfört med det för en akustisk ljudvåg. Den senare beskriver spridningen av en infinitesimal liten tryckstörning, vilken utbreder sig med ljudets hastighet. En stöt våg däremot, kan utgöra en kraftig störning gentemot sitt omgivande medium och rör sig i överljudshastighet som kan vara flera gånger större än den för en akustisk våg.

Att betrakta en stöt våg som en stark akustisk våg är dock felaktigt. Utbredningen av en stöt våg beskrivs av olinjära differentialekvationer och stöt vågen betecknas därför som en olinjär våg. Detta innebär bland annat att de familjära lagarna om superposition och reflexion som gäller för den linjära akustiska ljudvågen (beskriven av linjära differentialekvationer) inte kan tillämpas. Vid exempelvis en rätvinklig reflexion, där trycket hos en akustisk våg dubblas, kommer det för en stöt våg istället medföra en avsevärt större tryckökning. En akustisk våg skall istället tolkas som en mycket svag stöt våg, vilket innebär att den kan sägas utgöra ett specialfall av den olinjära stöt vågen. Således kommer en stöt våg som försvagas tillräckligt mycket att övergå till ett uppförande som är detsamma som för en vanlig akustisk ljudvåg.

3:12 Hur uppstår en stöt våg?

3:121 Stöt vågens källa

En stöt våg uppstår vid en plötslig energifrigörelse, vars källa exempelvis kan vara en explosion eller en kraftig stöt. Det är dock inte nödvändigt med sådana exceptionella skeenden som explosioner för bildandet av en stöt våg. Istället kan en sådan fås av betydligt vardagligare händelser. Ett vanligt blixtnedslag är ett exempel på en sådan. Den energi som frigörs i detta ger upphov till en tryckvåg i luften och då tryckvågen överskrider ljudhastigheten erhålls en såkallad ljudbang, vilket åhöraren uppfattar som ett åskmuller. Andra exempel från vardagen kan vara det skarpa ljud som kan uppstå från en piska eller av hackandet från en vanlig bensinmotor i en bil. Detta kapitel begränsas dock till att beskriva stöt vågor orsakade av explosioner.

3:122 **Definition av explosion**

En vanligen förknippad orsak till bildandet av en stötvåg är en explosion av något slag. En explosion karakteriseras av en plötslig expansion av materia till en mycket större volym än den ursprungliga. En explosion innebär en fysikalisk eller kemisk tillståndsförändring hos ett material, vilket ger upphov till en plötslig omvandling av potentiell energi till mekaniskt arbete. Detta kan exempelvis utgöras av en starkt komprimerad gas i ett bristande tryckkärl eller av de gaser som bildas då ett sprängämne detonerar. På grund av den betydande tryckskillnaden önskar gasen sprida sig över en större volym, vilket ger upphov till ett mekaniskt arbete då den omkringliggande luften tvingas undan. Det skiljs således på olika typer av explosioner, där de ovan nämnda benämns som fysisk (bristande tryckkärl) respektive kemisk (detonerande gas) explosion. Utöver dessa existerar även nukleära explosioner, vilka orsakas av kärnladdningar. Nedan behandlas dock endast kemiska explosioner.

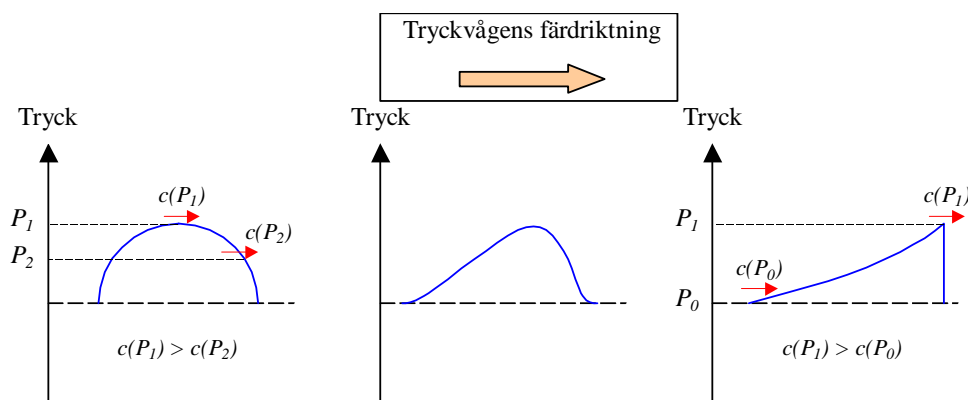
För att en dylik energifrigörelse skall vara möjlig i en kemisk explosion krävs att det exploderande ämnet uppnår sin antändningstemperatur. Detta kan ske på flera sätt, exempelvis med hjälp av en sprängpatron eller då ämnet utsätts för en kraftig stöt. När explosionen initierats kan den fortskrida på två sätt - genom deflagration eller detonation. Deflagration innebär att omgivande medium antänds av den temperaturökning som erhålls då närliggande material förbränns. En sådan spridning genom det exploderande materialet sker i underljudshastighet och resulterar i en lågexplosiv explosion. Den andra antändningsmöjligheten, detonation, karakteriseras av att spridningen sker i överljudshastighet, vilket resulterar i ett mycket snabbt förlopp och en högexplosiv explosion. I allmänhet kan tidsskalan för en detonation räknas i mikrosekunder medan den i en deflagration inträffar i millisekunder. Antändningen av ett gasmoln är ett exempel på deflagration. I praktiska tillämpningar är ett dylikt förlopp önskvärt för att slunga iväg en projektil i ett gevärslöpp, eftersom det vid en detonation föreligger risk att gevärspipan brister. En detonation är dock önskvärd då syftet är att tillfoga omgivningen så stor skada som möjligt och explosioner orsakade av sprängämnen, såsom TNT, är exempel på detta. Om inget annat anges syftar benämningen explosion i detta kapitel på en detonerande explosion.

Magnituden hos en explosion anges i den energimängd som släpps fri men beror även på sådana saker som antändningshastighet och densitet hos sprängämnet. Energimängden mäts i enheten Joule men av praktiska skäl kan det vara mer informativt att uttrycka explosionens styrka i form av en mer tillämplig enhet. En allmänt accepterad måttreferens är den effekt som erhålls vid en detonation av 1 kg TNT, vilket motsvarar en energimängd på 4610 kJ. I det följande anges därför mängden TNT som mått på explosionens styrka.

3:123 Bildandet av en luftstötuvåg

En explosion i luft ger upphov till en kompakt gas med stort energiinnehåll som under högt tryck tvingar tillbaka den omgivande atmosfären. Denna plötsliga expansion ger upphov till en stötuvåg som i överljushastighet rör sig ut från explosionens centrum. Omedelbart bakom stötuvågsfronten finns en region där tryck, temperatur, densitet samt luftpartiklarnas hastighet kan vara markant högre än i den omgivande luften. Allteftersom stötuvågen avlägsnar sig från explosionens källa, avtar dock energiintensiteten i den påverkade volymen, vilket leder till att ovanstående parametrar snabbt återgår till sitt ursprungliga läge. Undantaget är temperaturen som erhåller en viss höjning på grund av den ökande entropin där stötuvågen dragit fram.

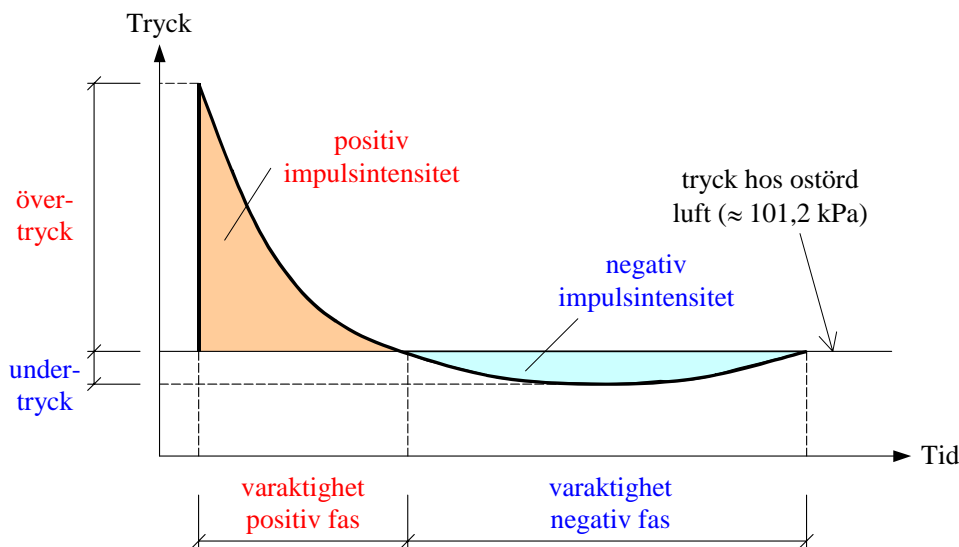
För att illustrera bildandet av en stötuvåg utgås i figur 3:123a från en tryckpuls av godtycklig form. Olika delar av denna tryckpuls förflyttar sig framåt i olika hastigheter, där hastigheten hos varje del är densamma som ljudhastigheten i det aktuella mediet. Denna ökar med ökande tryck, vilket innebär att då stor tryckvariation råder i pulsen kommer hastigheten c hos olika delar skilja sig betänkligt. Delar med högt tryck rör sig snabbare än delar med lägre tryck, vilket resulterar i att en ökande stigning av pulsens front utvecklas. Då pulsen vandrat en viss sträcka leder detta till att en närmast diskontinuerlig vågfront bildas - en såkallad stötuvågsfront. Hastigheten hos stötuvågsfronten motsvarar den ljudhastighet som hör samman med frontens tryck. Då fronttrycket är högre än det normala lufttrycket (och därmed innehåller en högre ljudhastighet) uppfattas dock vågfronten som att den rör sig i överljushastighet. På motsvarande sätt som stötuvågsfronten bildas, kommer tryckpulsens avlastningsdel att bli flackare var eftersom avståndet mellan pulsens hög- och lågtrycksdelar ökar. De delar av tryckvågen med lägre tryck färdas långsammare än de med högre tryck och dessa delar kommer därför att "släpa efter" i tryckpulsens utbredning.



Figur 3:123a. Schematisk bild av bildandet av en luftstötuvåg från en godtyckligt formad tryckpuls.

3:13 Hur uppfattas en luftstöt våg?

En stötvågs påverkan på omgivningen beror framförallt på det utlösande energiinnehållet samt av avståndet från explosionens källa. Att rakt av nyttja dessa parametrar för att beskriva styrkan hos en stötvåg är dock praktiskt olämpligt. Vid dimensionering av en konstruktion önskas istället mer detaljerad information om den last som kommer att verka på den, varför storheter såsom övertryck, undertryck, varaktighet samt impulsintensitet används. Figur 3:13a visar en principiell tryck-tidkurva hos en ideal stötvåg där dessa storheter presenteras. En mer genomgående beskrivning av dessa ges i avsnitt 3:3, men allmänt kan konstateras att en ökande energimängd i explosionen leder till högre tryck och större impulsintensitet. Dessa båda parametrar minskar dock med ökande avstånd från explosionskällan medan varaktigheten ökar med ökande avstånd.



Figur 3:13a. Principiell bild av ett typiskt tryck-tidssamband för en luftstöt våg vid fri avlastning.

Vid betraktelse av dessa storheter är det av vikt att beakta såväl övertryck som impulsintensitet. I statiska byggnadssammanhang är det normalt endast lastens maximala storlek som är av intresse. En stötvåg är dock ett högst dynamiskt fenomen där väldigt höga lastvärden verkar under en mycket begränsad tidsperiod. Exempelvis kan konstateras att det maximala övertrycket från 125 kg TNT som detonerar på ett avstånd av 5 meter från en byggnad ger upphov till en tryckpuls vars maxvärde är 100 gånger större än den ekvivalenta statiska last som ett svenskt skyddsrum dimensioneras för. Lastens varaktighet är dock mycket kort och inom endast 3 ms har den åter minskat till en nivå nära noll. Därmed blir det något felaktigt att endast tala om maximala lastnivåer då verkan av en stötvåg beskrivs. För att även beakta lastens högst väsentliga varaktighet är det därför ofta betydligt mer informativt att nyttja impulsbegreppet i kombination med maximalt övertryck.

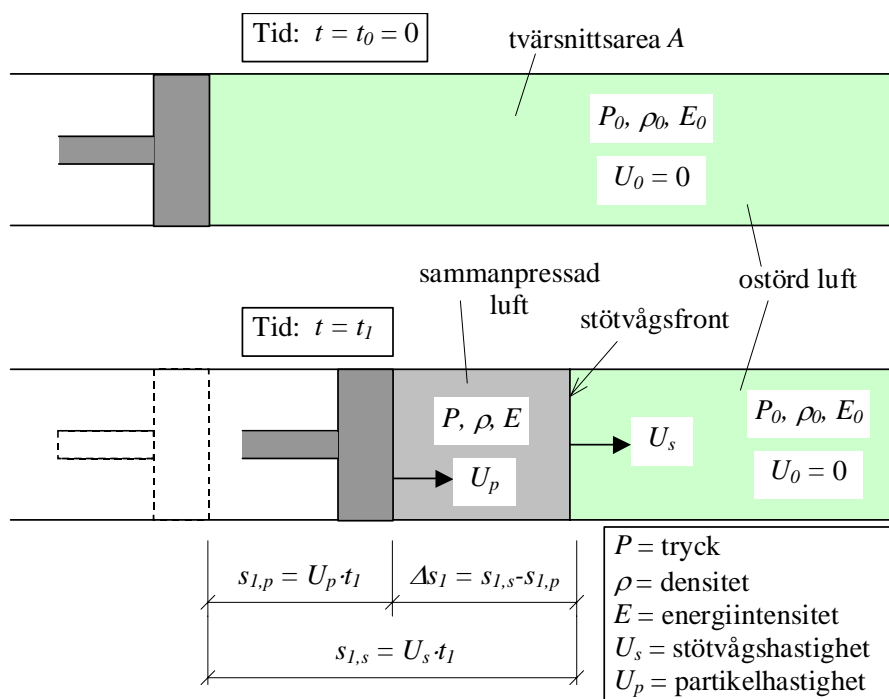
Sambandet mellan sprängstyrka och avstånd samt nämnda stötvågsstorheter är besvärliga att ta fram och fås normalt med hjälp av empiriska samband även om de också kan beräknas med numeriska metoder. I det följande behandlas dels de grundläggande sambanden för stötvågsutbredning och dels presenteras empiriska samband för övertryck, varaktighet och impulsintensitet.

3:2 Stötvågsfenomen

3:21 Utbredning av en stötvåg

3:211 Grundläggande samband

Såsom nämns i avsnitt 3:11 skiljer sig stötvågens utbredning väsentligt jämfört med den för en akustisk ljudvåg. Det är dock möjligt att teckna ett samband mellan sådana parametrar som stötvågens utbredningshastighet, energiinnehåll, densitet, tryck samt partikelhastighet med nyttjande av termodynamik. Det här avsnittet behandlar de bakomliggande termer som ligger till grund för stötvågens utbredning. För att underlätta förståelsen introduceras de med ett illustrativt exempel som beskriver sambandet mellan de olika parametrarna.



Figur 3:211a. Schematisk bild av gasfylld tub vid generering av en stötvåg.

Utgå från en tub med konstant tvärsnittsarea, figur 3:21a, vilken är fylld med en gas med tryck P_0 , densitet ρ_0 samt energiintensitet E_0 (energiintensiteten kan, vilket beskrivs mer ingående i bilaga A, även tolkas som en temperatur T_0). Vidare antas att gaspartiklarnas hastighet U_0 ursprungligen är noll. I tubens ena ände finns en rörlig kolv som vid tiden $t = t_0 = 0$ är stillastående. Därefter sätts dock kolven i rörelse med en konstant hastighet U_p . Gasen framför kolven sätts då i rörelse och en tryckvåg, förflyttandes med en hastighet $U_s \geq U_p$, rör sig framåt i tuben. Efter tiden $t = t_1$ har kolven förflyttats sträckan $s_{1,p} = U_p \cdot t_1$ medan den frambringade tryckvågen har tagit sig sträckan $s_{1,s} = U_s \cdot t_1$. Trycket, densiteten samt energiintensiteten som befinner sig i den hoptryckta regionen $\Delta s_1 = s_{1,s} - s_{1,p}$ har därigenom ändrats till P , ρ respektive E . Framför den framrusande tryckvågen är gasen dock fortfarande opåverkad, varför dess egenskaper är oförändrade. Vågfronten kan således uppfattas som ett plan vilket separerar rörlig och stillastående gas i en tub med en rörlig kolv.

Utgående från ovanstående beskrivning kan nu konserverandet av massa, rörelsemängd samt energi ställas upp för den hoptryckta regionen.

3:212 Konservering av massa

Lagen om konserverande massa säger att massan förblir konstant, dvs. att massan i ett givet område förblir densamma före och efter det att en störning, såsom en stötvåg, passerat området. En uppställning av den hoptryckta regionen, med beteckningar enligt figur 3:21a, blir då

$$m_{\text{före}} = m_{\text{efter}} \quad (3:212a)$$

med nyttjande av densiteten ρ och volymen V kan massan m dock skrivas om som

$$\rho_0 V_0 = \rho V \quad (3:212b)$$

vilket kan vidareutvecklas till

$$\rho_0 \cdot A s_{1,s} = \rho \cdot A \Delta s_1 \quad (3:212c)$$

$$\rho_0 \cdot A \cdot U_s t_1 = \rho \cdot A \cdot (U_s - U_p) t_1 \quad (3:212d)$$

Förkortning med arean A och tiden t_1 på båda sidor resulterar slutligen i att

$$\rho_0 U_s = \rho (U_s - U_p)$$

$$\boxed{\rho_0 U_s = \rho (U_s - U_p)} \quad (3:212e)$$

vilket är ett allmänt vedertaget uttryck för massans bevarande.

3:213 Konservering av rörelsemängd

Rörelsemängd p definieras som produkten av massa och hastighet. Vid en kortvarig belastning nyttjas dock även begreppet impuls, vilket beskriver det tillskott i rörelsemängd som fås vid en kortvarig stöt. Konserverandet av rörelsemängden kan således tecknas som

$$p_{före} = p_{efter} \Rightarrow m_{före} \cdot v_{före} + \Delta F \cdot \Delta t = m_{efter} \cdot v_{efter} \quad (3:213a)$$

Med nyttjande av beteckningar enligt figur 3:211a fås då

$$\rho_0 A U_s t_1 \cdot U_0 + (P - P_0) A \cdot (t_1 - t_0) = \rho A (U_s - U_p) t_1 \cdot U_p \quad (3:213b)$$

Med insättande av att $U_0 = 0$, $t_0 = 0$ samt förkortning med arean A och tiden t_1 fås

$$(P - P_0) = \rho (U_s - U_p) U_p \quad (3:213c)$$

och med nyttjande av ekvation (3:212e) kan detta slutligen skrivas som

$$\boxed{(P - P_0) = \rho_0 U_s U_p} \quad (3:213d)$$

3:214 Konservering av energi

Lagen om konserverande energi anger att arbetet av yttre krafter skall vara lika med ändringen i den potentiella och kinetiska energin. Detta kan uttryckas som

$$\Delta W = \Delta W_p + \Delta W_k \quad (3:214a)$$

där ΔW representerar ett eventuellt energitillskott och ΔW_p samt ΔW_k betecknar ändring i potentiell respektive kinetisk energi. Dessa termer kan tecknas som

$$\Delta W = F \cdot \delta \quad (3:214b)$$

$$\Delta W_p = (E \cdot m)_{efter} - (E \cdot m)_{före} \quad (3:214c)$$

$$\Delta W_k = \frac{1}{2} (mv^2)_{efter} - \frac{1}{2} (mv^2)_{före} \quad (3:214d)$$

där F och δ motsvarar kolvens tryckande kraft respektive en förflyttning med sträckan $S_{l,p} = U_p \cdot t_l$ av kolven. Totalt kan energins bevarande således uttryckas som

$$PA \cdot U_p t_1 = [E \cdot \rho A (U_s - U_p) t_1 - E_0 \cdot \rho_0 A U_s t_1] + \frac{1}{2} [\rho A (U_s - U_p) t_1 \cdot U_p^2 - \rho_0 A U_s t_1 \cdot U_0^2] \quad (3:214e)$$

Med nyttjande av att $U_0 = 0$ samt förkortning med A och t_1 på båda sidor så fås

$$PU_p = E\rho(U_s - U_p) - E_0\rho_0 U_s + \frac{1}{2} \rho(U_s - U_p)U_p^2 \quad (3:214f)$$

Nyttjande av uttrycket för konserverande massa, ekvation (3:212e), ger dock att

$$\begin{aligned} PU_p &= E\rho_0 U_s - E_0\rho_0 U_s + \frac{1}{2} \rho_0 U_s U_p^2 = \\ &= \rho_0 U_s (E - E_0) + \frac{1}{2} \rho_0 U_s U_p^2 \end{aligned} \quad (3:214g)$$

Detta uttryck kan förenklas ytterligare till en vanligen använd form, där skillnaden i energiintensiteterna E och E_0 uttrycks som funktion av de inblandade trycken P och P_0 samt tillhörande densitet ρ respektive ρ_0 .

Skriv om ekvation (3:214g) till

$$E - E_0 = \frac{PU_p}{\rho_0 U_s} - \frac{1}{2} U_p^2 \quad (3:214h)$$

och uttryck hastigheterna U_p och U_s som funktion av tryck P och densitet ρ . Konserverande av rörelsemängden, ekvation (3:213c), kan skrivas om till

$$U_p = \frac{P - P_0}{\rho(U_s - U_p)} \quad (3:214i)$$

vilket i kombination med bevarandet av massan, ekvation (3:212e), ger att

$$U_p = \frac{P - P_0}{\rho_0 U_s} \quad (3:214j)$$

Sätt in (3:214j) i (3:214h) och erhåll

$$E - E_0 = \frac{P(P - P_0)}{\rho_0^2 U_s^2} - \frac{1}{2} \frac{(P - P_0)^2}{\rho_0^2 U_s^2} = \frac{1}{2\rho_0^2 U_s^2} (P^2 - P_0^2) \quad (3:214k)$$

Återstår att uttrycka stötvågshastigheten U_s i termer av ρ och P . Ekvation (3:212e) kan skrivas om som

$$U_s = \frac{\rho}{\rho - \rho_0} U_p \quad (3:214l)$$

vilket kombinerat med ekvation (3:214j) resulterar i

$$U_s^2 = \frac{\rho}{\rho_0(\rho - \rho_0)} (P - P_0) \quad (3:214m)$$

Med insättande av detta i ekvation (3:214k) fås

$$E - E_0 = \frac{1}{2} \frac{\rho_0(\rho - \rho_0)}{\rho} \frac{1}{\rho_0^2} \frac{P^2 - P_0^2}{P - P_0} \quad (3:214n)$$

vilket kan förkortas till

$$E - E_0 = \frac{1}{2} (P + P_0) \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0 \rho} \quad (3:214o)$$

Ekvation (3:214o) kan förenklas ytterligare till

$$E - E_0 = \frac{1}{2} (P + P_0) \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right) \quad (3:214p)$$

vilket tillsammans med definition på specifik volym

$$v = \frac{1}{\rho} \quad (3:214q)$$

även kan uttryckas som

$$E - E_0 = \frac{1}{2} (P + P_0) (v_0 - v) \quad (3:214r)$$

Ekvation (3:214o) och (3:214r) är vanliga uttryck för att beskriva energins bevarande och är även kända som Rankine-Hugoniotekvationen. Detta uttryck utgör en viktig grund för bestämning av stötvågsp parametrarnas storheter men behandlas inte mer i denna skrift. För utförliga analytiska samband mellan olika stötvågsp parametrar hänvisas till Johansson (2002).

3:215 Tillståndsekvationen - Equation of State

I föregående avsnitt har totalt fem stötvågsp parametrar introducerats (sex om densitet och specifik volym särskiljs). Uttrycken för bevarandet av massa, rörelsemängd och energi ger tillsammans tre ekvationer där dessa paramet-

rar kan relateras till varandra. För att information om en given parameter skall räcka för att ta fram övriga stötvågsparametrar krävs dock ytterligare en ekvation.

Det samband som uppfyller detta behov benämns som tillståndsekvationen och uttrycks ofta som ett samband mellan tryck och densitet, alternativt mellan stötvågshastighet och partikelhastighet (vanligt för metaller). Tillståndsekvationen benämns ofta i enlighet med sin engelska förkortning EOS, vilket står för Equation of State. I det här kapitlet används dock företrädesvis benämningen tillståndsekvation.

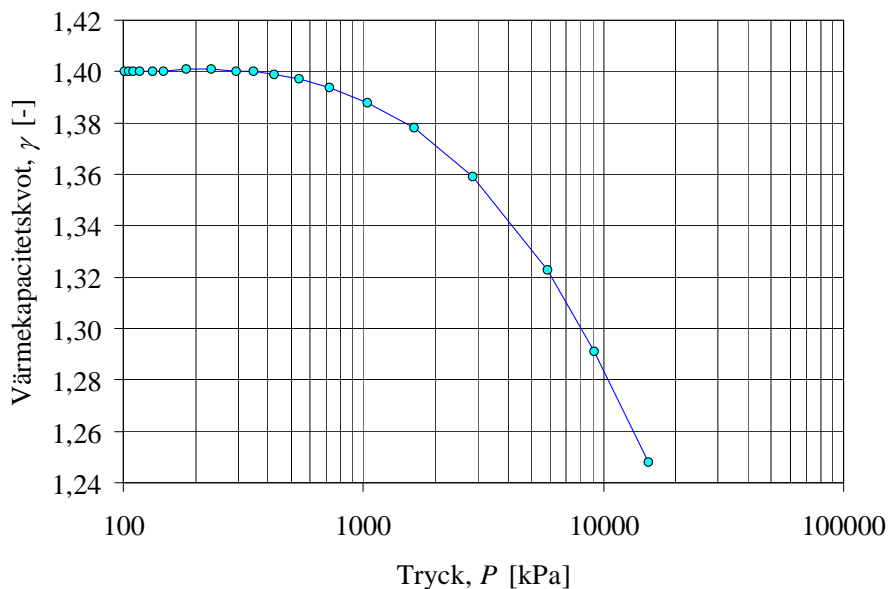
För luft är det vanligt att nyttja sambandet för en ideal gas

$$P = \rho RT \quad (3:215a)$$

där R och T betecknar den allmänna gaskonstanten respektive temperaturen. Med användning av uttrycket för entalpi kan detta sedan skrivas om som

$$P = (\gamma - 1)E\rho \quad (3:215b)$$

där γ betecknar gasens värmekapacitetskvot.



Figur 3:215a. Luftens värmekapacitetskvot γ som funktion av trycket (normalt lufttryck P_0 vid 15°C är omkring 101,2 kPa). Värden hämtade från ConWep (1992).

Värmekapacitetskvoten för luft sätts ofta till ett konstant värde $\gamma = 1,4$ och definieras som

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad (3:215c)$$

där c_p och c_v är specifik värmekapacitet vid konstant tryck respektive vid konstant temperatur. Egentligen varierar γ med trycket, men ovanstående konstanta värde är dock en fullt godtagbar approximation förutsatt att trycket inte är för högt. I figur 3:215a illustreras hur γ varierar med trycket och av detta framgår att γ vid ett tryck av 1000 kPa minskat till omkring 1,39 och att den vid högre tryck minskar ytterligare. Då trycket överstiger 1000 kPa erhålls märkbara skillnader och för tryck över 10000 kPa blir skillnaderna betänkliga, jämför även figur 3:222b. För en mer utförlig jämförelse av värmekapacitetskvotens inverkan, se Johansson (2002).

3:22 **Reflexion**

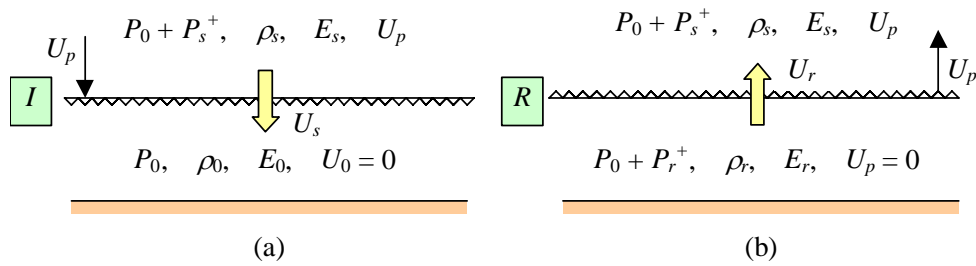
3:221 **Reflexionstyper**

Den information som presenteras i avsnitt 3:13 gäller för en stötvåg som utbreder sig i luft utan att utsättas för några störningar. När stötvågen träffar ett fastare medium kommer dess egenskaper dock genomgå dramatiska förändringar. För att bättre förstå det tryck-tidssamband som en belastad struktur utsätts för är det nödvändigt att vara medveten om vad som sker då en stötvåg reflekteras mot en yta eller diffrakterar kring ett objekt. Reflexion behandlas i detta avsnitt medan diffraktion tas upp i avsnitt 3:23.

Reflexionen av en stötvåg kan delas upp i två principiellt olika typer: reguljär reflexion och Machreflexion. Principen för reguljär reflexion påminner i mångt och mycket om den som erhålls för en akustisk ljudvåg och delas i sin tur upp i normalreflexion samt sned reflexion och behandlas i avsnitt 3:222 respektive 3:223. Machreflexion, däremot, är en speciell typ av sned reflexion som uppstår då den infallande vågen träffar en reflekterande yta i en tillräckligt sned vinkel och därmed ger upphov till ett speciellt fenomen – den så kallade Machvågen - vilket behandlas i avsnitt 3:224.

3:222 **Normalreflexion**

Den enklaste formen av reflexion är normalreflexion, där stötvågen träffar den reflekterande ytan i rät vinkel. Figur 3:222a illustrerar ett sådant fall där den infallande vågen I närmar sig en vägg med hastigheten U_s . Tillståndet framför vågen är ostört och motsvarar det för stillastående luft, medan tillståndet i själva vågen motsvarar det för en fritt utbredande våg. Omedelbart efter reflexionen rör sig den reflekterande vågen bort från väggen med en hastighet U_r . Tryck, temperatur samt densitet intill väggen ökar till ett värde högre än i den infallande vågen medan partikelhastigheten U_p minskar till noll i stötvågsfronten. Övertrycket P_r^+ benämns som det reflekterade övertrycket och kan vara flera gånger högre än den infallande vågens övertryck P_s^+ . För svaga stötvågor ($P_s^+ \ll P_0$) där vågen kan approximeras som en akustisk ljudvåg, blir det reflekterade övertrycket dubbelt så högt som i den infallande vågen. För starkare stötvågor ökar den här kvoten dock flerfaldigt och kan i extrema fall resultera i ett reflexionstryck upp till tjugo gånger högre än det infallande övertrycket.



Figur 3:222a. Schematisk bild av normalreflexion av en plan stötvåg: (a) före reflexion, (b) efter reflexion.

Ovan nämns att partikelhastigheten U_p minskar till noll vid den reflekterande stötvågsfronten. Detta innebär att dessa partiklar innehar en hastighet relativt de partiklar som fortfarande är i rörelse en bit bort från den reflekterande ytan. Denna relativa hastighet är lika stor som den "egentliga" partikelhastigheten men med motsatt riktning. Den reflekterande stötvågen kan således uppfattas som en våg med samma partikelhastighet som den inkommande (oreflekterade) vågen men med den betydande skillnaden att den rör sig genom ett annat medium. I figur 3:222a rör sig den inkommande vågen genom ostörd luft. Den reflekterade vågen kommer dock röra sig genom ett medium som utgörs av den oreflekterade vågen, vilket innebär att parametrar såsom tryck och densitet kan skilja sig betänkligt från ostörd luft. Stötvågsparametrarna för den reflekterade vågen erhålls därmed på samma sätt som för det oreflekterade trycket men med den skillnaden att dessa tas fram med utgångspunkt att den reflekterande vågen rör sig in i den inkommande stötvågen istället för genom ostörd luft.

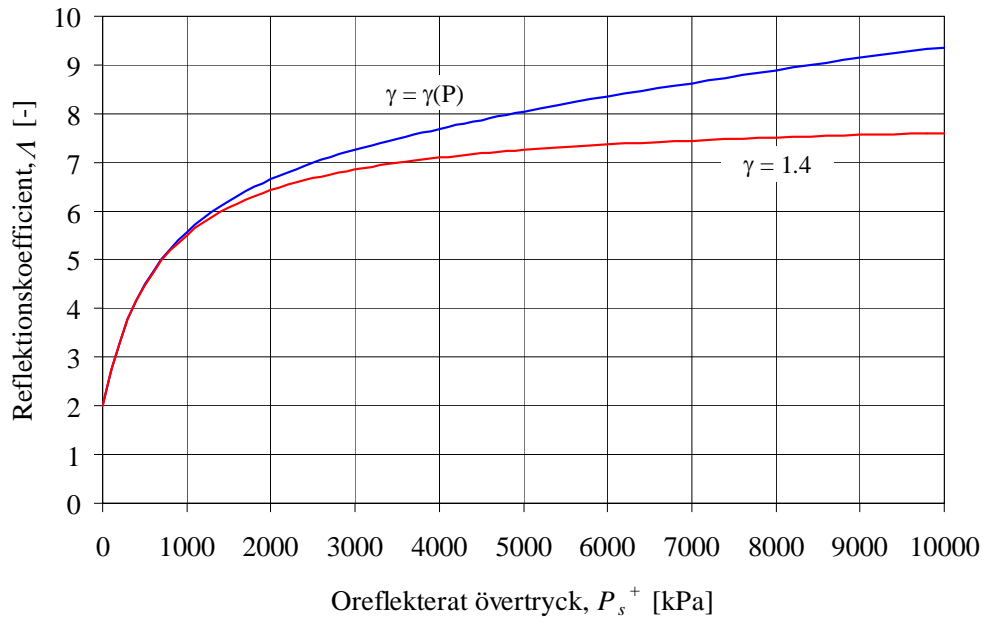
Utgående från detta är det möjligt att teckna en reflexionskoefficient, Λ , som beskriver kvoten mellan reflekterat och inkommande övertryck

$$\Lambda = \frac{(3\gamma - 1)P_s^+ + 4\gamma P_0}{(\gamma - 1)P_s^+ + 2\gamma P_0} \quad (3:222a)$$

och genom att sätta $\gamma = 1,4$ fås

$$\Lambda = [\gamma = 1,4] = \frac{8P_s^+ + 14P_0}{P_s^+ + 7P_0} \quad (3:222b)$$

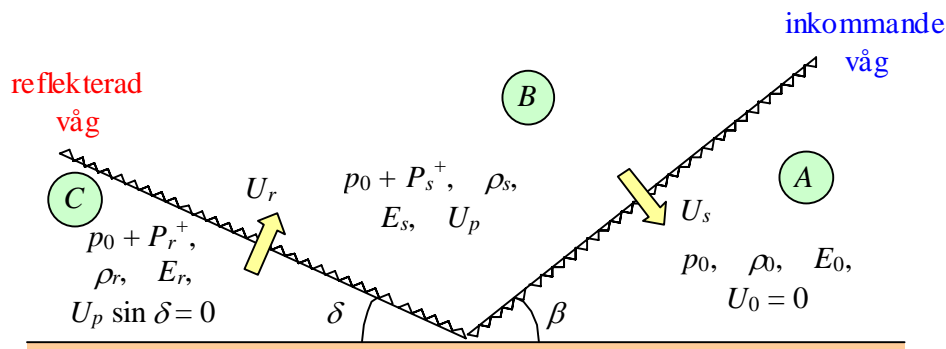
Med detta uttryck erhålls för en akustisk våg, där $P_s^+ \approx 0$, en reflexionskoefficient $\Lambda = 2$ vilket överensstämmer med linjär vågteori. Då, såsom är ett vanligt antagande för luft, γ sätts till 1,4 resulterar ekvation (3:222b) i att $\Lambda \rightarrow 8$ då $P_s^+ \rightarrow \infty$. Denna begränsning är dock ett direkt resultat av ovanstående antagande. När hänsyn tas till att värmekapacitetskvoten γ minskar med ökande tryck, se figur 3:222b, får detta också tydlig inverkan på förhållandet mellan det reflekterande och det infallande övertrycket och kvoten kan då uppgå till närmare 20. I figur 3:222b jämförs reflexionskoefficienten Λ då $\gamma = 1,4$ samt då den varierar med trycket såsom visas i figur 3:214a.



Figur 3:222b. Förhållande mellan reflexionskoefficient A och oreflekterat övertryck P_s^+ . Då $\gamma = 1,4$ utgör $A = 8$ en asymptot då $P_s^+ \rightarrow \infty$, se ekvation (3:222b).

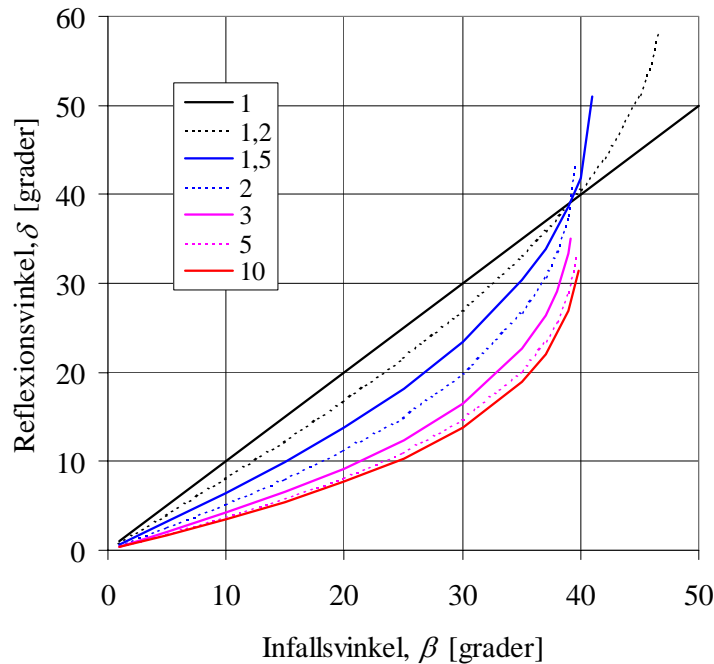
3:223 Sned reflexion

Normalreflexion kan sägas utgöra ett specialfall av en sned reflexion där infallsvinkeln $\beta = 0^\circ$. Det allmänna fallet utgörs dock av någon typ av sned reflexion. Figur 3:223a visar en schematisk bild av en stötvåg som med hastigheten U_s faller in mot ett plant underlag med en vinkel β . En sned reflexion sker och den reflekterande vågen lämnar ytan med en hastighet U_r och vinkeln δ . Till skillnad mot en akustisk ljudvåg skiljer sig dock vinkeln mellan den infallande och reflekterande vågen, dvs. $\beta \neq \delta$. Detta beror på det jämviktstillstånd som behöver uppfyllas i den reflekterade ytan och är en funktion av den infallande vinkeln β samt den infallande vågens hastighet U_s .



Figur 3.223a. Schematisk bild av sned reflexion av plan våg. Tre regioner kan urskiljas: ostörd luft i region A, fri tryckavlastning i region B samt reflekterat tryck i region C.

Med nyttjande av jämviktsvillkor kan förhållandet mellan infallande- och reflekterande vinkel bestämmas. I figur 3:223b visas sambandet mellan infalls- och reflexionsvinkel då värmekapacitetskvoten $\gamma = 1,4$. Av detta framgår att då den infallande vågens hastighet uppgår till ungefär ett Machtal $M = 1,5^1$ eller mer så erhålls inte längre någon reflexionsvinkel för större infallsvinklar än omkring 40° . För stötvågor av lägre magnitud kan dock infallsvinkeln vara betydligt större för att generera en reguljär sned reflexion – en akustisk våg med våghastighet $M = 1$ resulterar exempelvis i att infallande- och reflekterande vinkel är densamma.



Figur 3:223b. Samband mellan infalls- och reflexionsvinkel vid sned reflexion då $\gamma = 1,4$. Angivna värden i diagrammen anger Machtalet hos den infallande vågen.

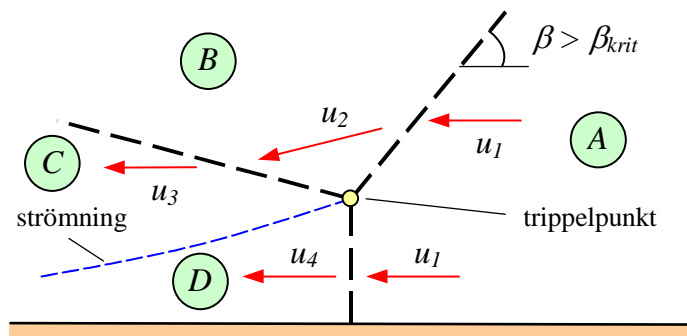
Från figur 3:223b framgår att det vid en infallsvinkel $\beta \approx 40^\circ$ händer något speciellt. För infallsvinklar större än detta kritiska värde börjar den infallande stötvågen att ”kana” längs med underlaget istället för att reflekteras mot det. Detta fenomen anger uppkomsten av en så kallad Machreflexion, vilket är ett komplext men viktigt fenomen som beskrivs närmare i avsnitt 3:224.

3:224 Machreflexion

Såsom berörs i föregående avsnitt uppstår en Machreflexion då vinkeln β hos den infallande vågen överstiger en kritisk vinkel β_{krit} . Till skillnad mot

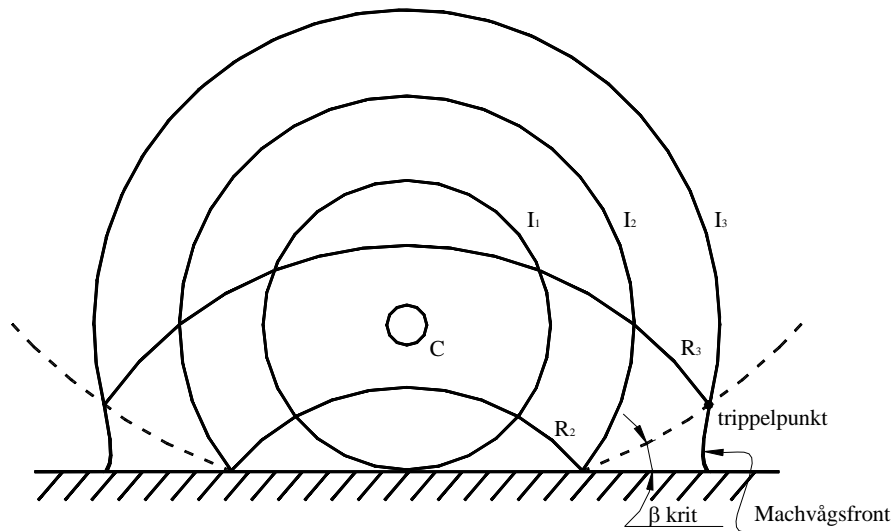
¹ Machtalet är ett dimensionslöst tal vilket definieras som kvoten mellan strömningshastigheten u i ett medium och ljudhastigheten c i samma medium, dvs. $M = u/c$. För ostörd luft uppgår ljudhastigheten till omkring 340 m/s.

den reguljära sneda reflexionen studsar den infallande vågen inte längre iväg från den reflekterande ytan utan glider istället längs den. Detta resulterar i att en ny stötvåg, den så kallade Machvågen, tar form vinkelrätt mot ytan. Den skärningspunkt som bildas av den infallande vågen, den reflekterande vågen samt Machfronten, benämns som Machvågens trippelpunkt. En uppåtriktad strömning ger upphov till att avståndet mellan trippelpunkten och den reflekterande ytan ökar allteftersom stötvågen förflyttar sig längs den reflekterande ytan. Trippelpunkten erhåller därigenom en kurvformad stigning från reflexionsytan, såsom schematiskt illustreras i figur 3:224a, och en ny region (Region D) bildas vars termodynamiska egenskaper skiljer sig från de övriga tre regionerna. Fenomenet Machvåg innebär att det på ett givet avstånd alltid kommer att skapas en vertikal vågfront som rusar fram parallellt mot det reflekterande underlaget. Det tryck som erhålls i samband med en Machreflexion berörs närmare nedan.



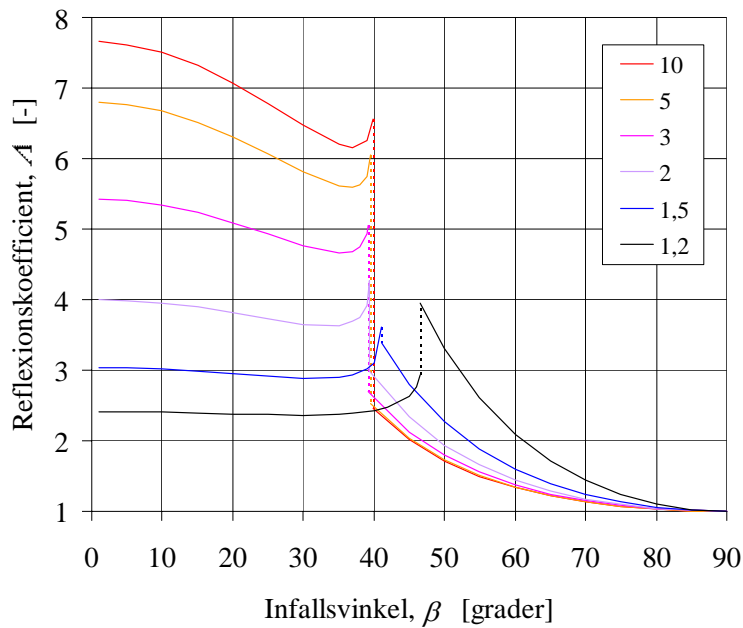
Figur 3:224a. Uppbyggnad av en Machstötvåg.

I figur 3:224b illustreras reflexionsprocessen hos en stark stötvåg uppdelad i tre separata delar. I det första stadiet har den infallande vågen I_1 precis nått fram till den reflekterande ytan. Infallsvinkeln är dock inte större än den kritiska vinkeln β_{krit} varför någon Machvåg ej uppstår. Liksom den infallande vågen så expanderar även den reflekterande vågen. Den senare kommer dock inte anta en sfärisk form eftersom reflexionsvinkeln δ är mindre än infallsvinkeln β (en reflekterad akustisk ljudvåg skulle dock antagit en sfärisk form eftersom den infallande och reflekterande vinkeln i det fallet är lika stora). Vid ett visst avstånd från explosionens källa kommer infallsvinkeln β vara lika med den kritiska vinkeln β_{krit} , vilket betecknar startpunkten för bildandet av en Machvåg (stadium 2 i figur 3:224b). Då stötvågen expanderar ytterligare växer Machvågen och omsluter allteftersom de infallande och reflekterande vågorna. Detta representeras i figur 3:224b av den streckade linjen, markerad med ρ , vilken beskriver trippelpunktens fortskridande tillväxt. I stadium 3 dominerar stötvågen nära marken av Machvågens framfart där en nära nog vertikal vågfront har bildats.



Figur 3:224b. Reflexion av stötvåg i olika stadier. I stadium 2 börjar en Machvåg ta form och i stadium 3 har en tydlig Machvåg bildats där den streckade linjen symboliserar trippel-punktens stigning. Baserad på Baker (1973).

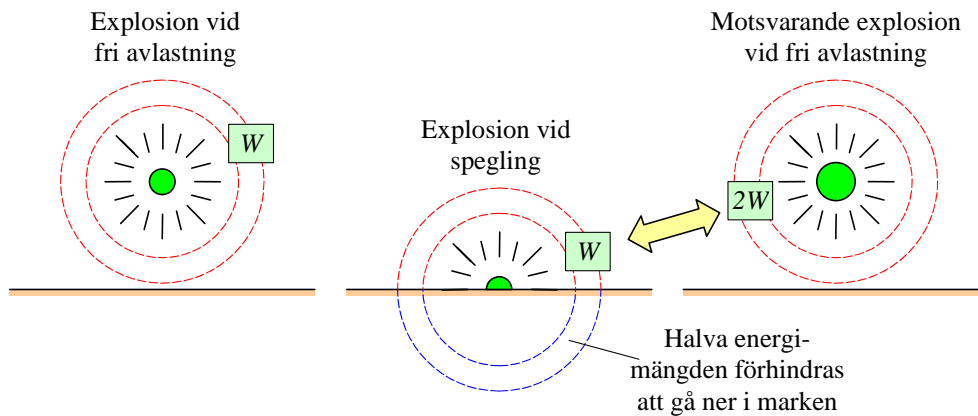
Den relativa tryckökningen i en Machreflexion blir i de flesta fall lägre än vad som erhålls vid en reguljär sned reflexion. För en Machvåg erhålls ingen "äkta" reflexion eftersom stötvågen egentligen endast ändrar riktning och kanar längs med underlaget istället för att reflekteras mot det. I figur 3:224c redovisas hur reflexionskoefficienten varierar med infallsvinkeln β vid olika stötvågshastigheter. Vid den kritiska vinkeln β_{krit} för respektive våghastighet ($\beta_{krit} \approx 40^\circ$) sker ett diskret hopp, i figuren representerad med en streckad linje, då reflexionen övergår från sned reguljär reflexion till Machreflexion. Från figuren framgår att för låga stötvågshastigheter kan en Machvåg resultera i en större tryckökning än vid en sned reflexion men då stötvågshastigheten överstiger Mach 1,5 fås en lägre tryckökning jämfört med den som erhålls vid en reguljär reflexion. Då infallsvinkeln närmar sig 90° går också reflexionskoefficienten mot 1,0. Således erhålls ingen tryckökning på grund av reflexion då explosionskällan är placerad i kontakt med den reflekterande ytan. Dock erhålls en tryckökning på grund av ökad energiintensitet hos explosionen – ett förlopp som går under namnet spegling och som berörs vidare i avsnitt 3:225.



Figur 3:224c. Reflexionskoefficient som funktion av infallsvinkel vid olika stötvågshastigheter uttryckta i Machtal då $\gamma = 1,4$.

3:225 *Spegling*

Då en explosion sker nära en reflekterande yta kommer detta påverka stötvågens styrka och utbredning. Eftersom stötvågens egenskaper är en funktion av dess energiintensitet betyder detta också att de är beroende av den volym i vilken utbredningen sker. En jämförelse av en explosion långt från eventuella störande reflexioner där fri avlastning är möjligt görs här med vad som händer om explosionen istället sker i kontakt med en reflekterande yta. Den volym som stötvågen kan breda ut sig över blir hälften så stor i fallet med explosion med möjlighet till fri utbredning. I ett idealiserat fall, med antagandet av att ingen energi försvinner ner i den reflekterande ytan, innebär detta att den stötvåg som genereras vid ett sådant fall för en given laddning W har samma egenskaper som den stötvåg som orsakas av en dubbel så stor laddning ($2W$) som har fri tryckavlastning, se figur 3:225a. Detta är dock ett konservativt antagande på säker sida eftersom en del av energin kommer gå förlorad då marken sätts i rörelse. Ett ungefärligt värde på 1,4-1,8 istället för en dubbling av laddningsvikten synes mer rimligt och används också i litteraturen. Vid en kraftigare explosion går mer energi ner i marken vilket resulterar i en lägre speglingsfaktor.

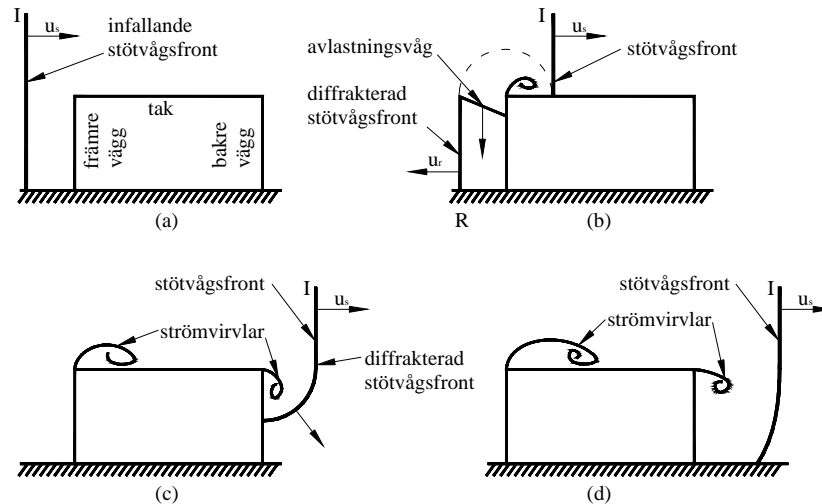


Figur 3:225a. Schematisk bild som illustrerar ideal spegling. En del av explosionens frigjorda energi går dock i realiteten alltid ner i marken varför speglingskvoten i verkligheten alltid blir < 2 .

3:23 Diffraction

När en stötvåg når fram till ett solitt objekt, så som en byggnad, inträffar ett komplicerat förlopp som benämns diffraction. Detta är ett fenomen som kan ha stor betydelse för hur en utsatt byggnad påverkas av en stötvåg, speciellt för stötvågor med lång varaktighet. Med tanke på att varaktigheten hos en stötvåg orsakad av konventionella sprängämnen, såsom TNT, normalt är förhållandevis kort kan det tyckas att diffraction inte är lika aktuellt för sådana fall. Principerna är dock desamma, oavsett stötvågens varaktighet, och den avlastning som erhålls vid ett hörn kan fortfarande vara av betydande storlek även för en kortvarig stötvåg.

I figur 3:23a ges en principiell bild av vad som händer i ett tvådimensionellt fall då en plan stötvåg når fram till en byggnad. Då den infallande vågen I når den främsta väggen erhålls en reflektionsvåg R i motsatt riktning, vilket ger upphov till att trycket ögonblickligen ökar från $P_0 + P_s^+$ till $P_0 + P_r^+$. Ovanför väggen fortsätter dock stötvågen sin färd framåt relativt ostörd, varför trycket $P_0 + P_s^+$ bibehålls. Den resulterande tryckskillnaden vid övergången från vägg till tak gör att det reflekterande trycket minskar via en såkallad avlastningsvåg som drar ner längs väggen. En luftvirvel med lågt övertryck i sitt centrum bildas vid hörnet och bidrar ytterligare till att minska trycket i området. I figur 3:23a (b) är trycket vid väggens nederdel fortfarande $P_0 + P_r^+$ medan trycket vid väggens överdel minskar till en nivå motsvarande det så kallade stagnationstrycket. När stötvågen når byggnadens baksida diffrakterar den ned bakom hörnet varvid en andra luftvirvel skapas. Trycket på byggnadens baksida blir, bakom diffraktionsvågen, något lägre än $P_0 + P_s^+$ medan den framför densamma innehar trycket P_0 för ostörd luft, på byggnadens tak förblir trycket $P_0 + P_s^+$.



Figur 3:23a. Diffraktion av stöt våg för en tvådimensionell byggnad. Baserad på Baker (1973).

Stöt vågens beteende ovan beror även på geometriska betingelser hos byggnaden. Om byggnadens längd är lång är det exempelvis möjligt att avlastningsvågen negligerar inverkan av reflektionen på byggnadens framsida innan stöt vågen når byggnadens baksida osv. Här beskrivs endast ett tvådimensionellt fall men beteendet är detsamma även för en tredimensionell struktur. I ett sådant fall kan stöt vågen även diffraktera runt byggnadens sidor.

3:3 Lasteffekter

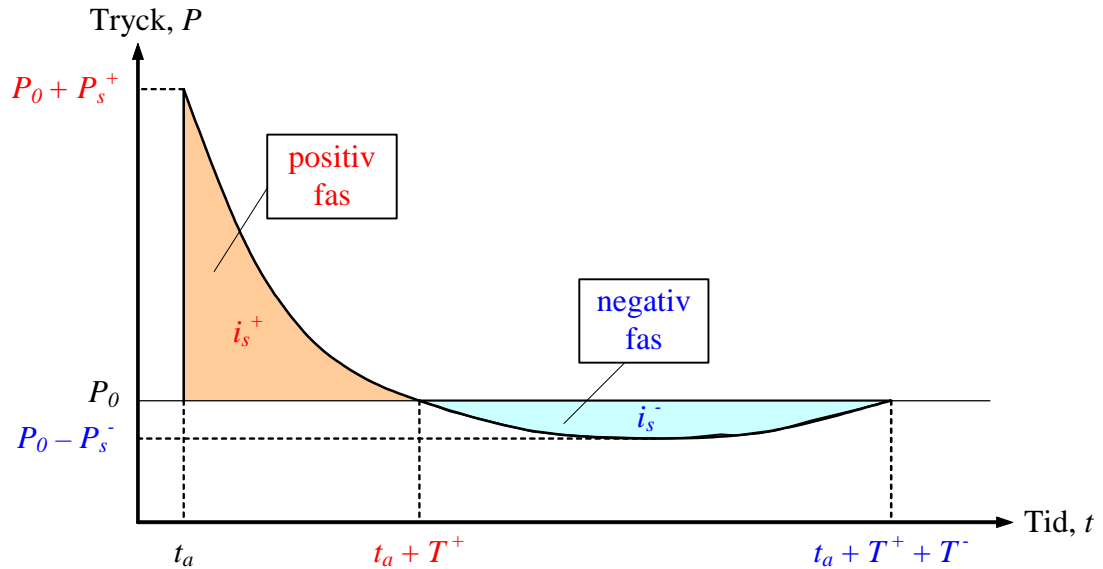
3:31 Principiellt utseende hos ideal stöt våg

I avsnitt 3:21 behandlas de grundläggande storheter som används för att beskriva en stöt vågs bakomliggande fysik. Vid en bedömning av huruvida en given byggnad kommer att kunna motstå effekten av en explosion är det dock inte längre praktiskt tillämpligt att diskutera i termer av stöt våghastighet och densitet. I ett sådant läge är det istället viktigt att översätta dessa storheter till något praktiskt tillämpligt som kan användas vid kapacitetskontroll och/eller dimensionerandet av byggnaden. I detta betraktelsesätt är dock trycket, eller rättare sagt övertrycket, fortfarande en avgörande parameter. Vidare har stöt vågens varaktighet samt tryckvariation i tiden en stor betydelse för vilken respons en utsatt byggnad erhåller.

Såsom tidigare berörts i avsnitt 3:1 och 3:2 beror den styrka och varaktighet som en luftstöt våg påverkar sin omgivning med på flera saker, av vilka de viktigaste kan sägas vara:

- explosionens energiinnehåll
- avstånd och läge till studerad punkt
- inverkan av reflexion, fördämning och diffraction.

Ju större energiinnehåll i explosionen, desto högre värden fås på stötvågens tryck och våghastighet. Avståndet mellan explosionscentrum och betraktat mål är en annan mycket viktig faktor. Tryckamplituden och impulsintensiteten minskar med ökande avstånd medan varaktigheten ökar med ökande avstånd – detta är särskilt framträdande på mycket korta avstånd. Förutom avståndet så blir även laddningens relativa läge i förhållande till målet samt målets geometriska utformning av stor vikt då detta avgör vilken inverkan som reflexion, fördämning samt diffraktion har på den stötvåg som slutligen drabbar målet.



Figur 3:31a. Typiskt tryck-tidssamband för ideal luftstötvåg.

Figur 3:31a visar en typisk tryck-tidsrelation för en ideal stötvåg i en fix punkt. Med ideal våg syftas här på en stötvåg som uppkommer vid fri avlastning i luften utan några störande reflexioner. Explosionen detonerar vid tiden $t = 0$ och efter tiden t_a har stötvågen nått fram till den studerade punkten. Trycket vid vågfronten ökar då från det omgivande trycket P_0 (i ostörd luft är $P_0 \approx 100$ kPa) till $P_0 + P_s^+$ under mycket kort tid. Trycket avtar därefter till dess att det vid tiden $t_a + T^+$ åter når bakgrundstrycket p_0 och därigenom avslutar tryckvågens positiva fas. En negativ fas med amplitud $P_0 - P_s^-$ tar därefter vid då flöden av luft strömmar mot explosionens centrum och därigenom skapar ett partiellt vakuum. Så småningom återgår trycket till p_0 vid tiden $t_a + T^+ + T^-$. Den impuls som överförs i de båda faserna beskrivs av impulsintensiteterna i_s^+ och i_s^- , vilka också är viktiga parametrar i beskrivningen av styrkan hos en luftstötvåg. Dessa kan definieras som

$$i^+ = \int_{t_a}^{t_a + T^+} (P(t) - P_0) dt \quad (3:31a)$$

$$i^- = \int_{t_a+T^+}^{t_a+T^++T^-} (P_0 - P(t))dt \quad (3:31b)$$

där $P(t)$ beskriver tryckets variation med tiden t . Den positiva impulsintensiteten i^+ är tillsammans med övertycket P_s^+ samt varaktigheten T^+ viktiga parametrar vid beskrivandet av en stötvågs styrka och utseende. Ett vanligt nyttjat uttryck för tryck-tidssambandet är

$$p(t) = P_0 + P_s^+ \left(1 - \frac{t}{T^+}\right) e^{-\alpha t/T^+} \quad (3:31c)$$

Här markerar t tiden efter stötvågens ankomst (dvs. mätt utgående från ankomsttiden t_a) och α en faktor med vilken övertryckets avklingning kan styras. Kombinerad av ekvation (4.1) och (4.3) ger

$$i^+ = P_s^+ T^+ \left[\frac{1}{\alpha} - \frac{1}{\alpha^2} (1 - e^{-\alpha}) \right] \quad (3:31d)$$

från vilken faktorn α kan lösas ut då P_s^+ , i^+ samt T^+ är kända.

3:32 Explosion i slutna utrymmen

Explosioner i slutna utrymmen kan skilja sig betänkligt mot explosioner i det fria. Den begränsade volymen på vilken explosionsgaserna kan breda ut sig gör att en belastning värre än det idealiserade fallet erhålls och det pratas i sådana sammanhang om så kallade fördämningseffekter. Förutom ökat övertryck, orsakat av de många reflexioner som ofrånkomligen uppstår, så kommer även tryckets varaktighet att erhålla en stor ökning. Övertryckets varaktighet blir därmed en funktion av hur snabbt trycket kan utjämnas, dvs. hur snabbt det kan sippra ut ur ventiler och andra öppningar från det inneslutna utrymmet. Ju tätare utrymme, desto längre varaktighet och därmed större belastning av den fördämda explosionen. Begränsning av den fria avlastningen gör att explosionens styrka kan bibehålls längre, vilket i sin tur leder till ökad belastning mot omgivningen.

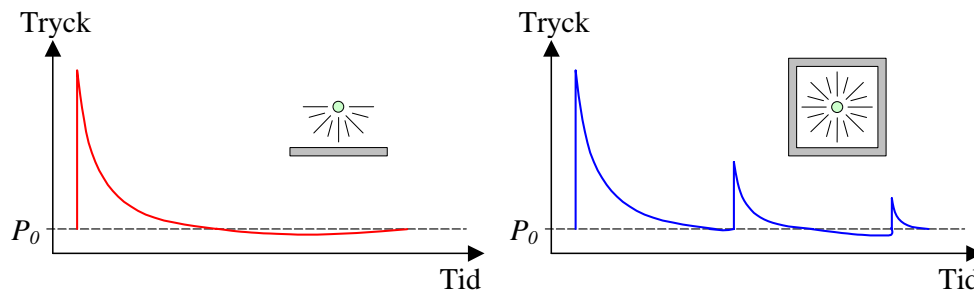
I princip går det att skilja på tre olika fall, vilka samtliga kan ge betydliga bidrag till den totala lastpåverkan på omgivningen:

- utlöst energi koncentreras till förflyttning i given riktning
- ökat antal reflexioner
- kvarhållna spränggas.

Den förstnämnda punkten syftar på den effekt som erhålls vid explosion i exempelvis en tunnel. Tunnelns utformning, med två öppna ändar, möjliggör avlastning men i princip enbart i en riktning. Därmed kommer aktuell energiintensitet på en given sträcka från explosionscentrum också bli betyd-

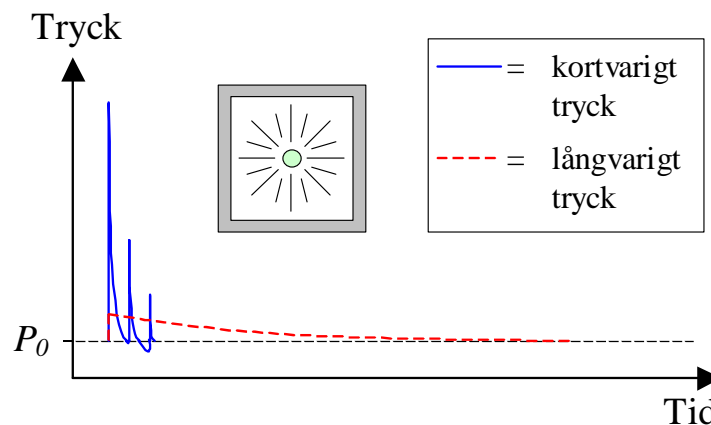
ligt högre än vad fallet för fri avlastning ger upphov till. Detta leder i sin tur till ökat tryck men framförallt ökad varaktighet hos den resulterande belastningen.

Andelen reflexioner ökar ofrånkomligt i ett slutet utrymme. Beroende på utrymmets beskaffenhet ger detta upphov till en komplicerad serie av sekundära reflexioner så som illustreras i figur 3:32a. Notera att den första reflexionen i det slutna utrymmet är identisk med motsvarande reflexion för explosion med fri avlastning. Skillnaden består i att det i det slutna utrymmet även uppstår en serie av efterföljande reflexioner. Varaktigheten mellan dessa reflexionstoppar beror på studerad punkt och utrymmets geometri, varför det är fullt möjligt med överlappande trycktoppar.



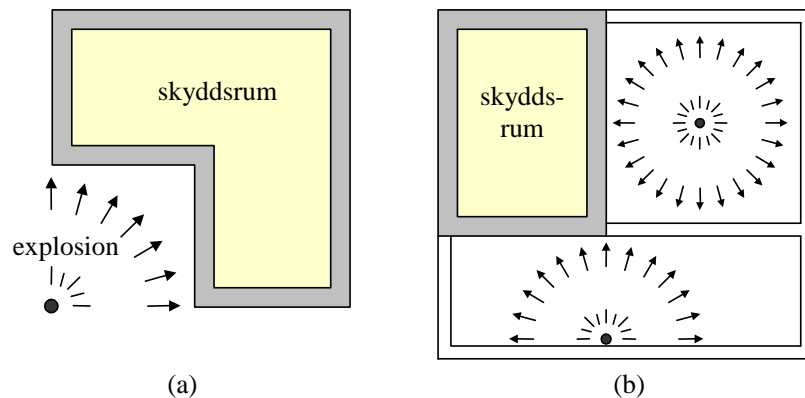
Figur 3:32a. Schematiskt tryck-tidssamband vid vägg för (a) explosion i det fria med en reflekterande yta, och (b) explosion i slutet utrymme med flera reflekterande ytor.

Med en begränsning av utvidgningsmöjligheterna kommer de spränggaser som frigörs i samband med en explosion att ge upphov till ett långvarigt tryck. Detta tryck är betydligt lägre än det maximala tryck som erhålls vid den första kortvariga reflexion som illustreras i figur 3:32a men dess varaktighet ökar också markant, vilket resulterar i en impulsbelastning som vida överstiger det bidrag som erhålls av de inledande reflexionerna, se figur 3:32b.



Figur 3:32b. Schematisk jämförelse av kortvarigt och långvarigt tryck som erhålls vid explosion i slutet utrymme.

Fördämningseffekter kan även uppstå i andra sammanhang än helt slutna utrymmen. Exempelvis vid en utsatt byggnad med ofördelaktig geometri i förhållande till explosionscentrum, figur 3:32c (a), eller på grund av reflexion mot andra konstruktionsdelar samt förhindrande av explosionsgaserna att lämna utrymmet så som illustreras i figur 3:32c (b). I det första fallet minskar den geometriska utformningen de positiva diffraktionseffekter, se avsnitt 3:23, som uppstår vid ett objekt av begränsad storlek. Vidare kommer det inåtgående hörnet ge upphov till en ”ficka” där det reflekterade trycket dels blir större och dels får längre varaktighet. Skyddsrummets ogynnsamma utformning resulterar således i ett betydligt farligare belastningsfall än vad som exempelvis skulle varit fallet om det istället haft en ren rektangulär form. I det andra fallet, figur 3:32c (b), hamnar explosionscentrum inne i huvudbyggnaden, varvid detonationen hamnar mellan skyddsrummet och huvudbyggnadens bärande väggar. De senare kommer sannolikt brista av den påföljande påfrestningen men kommer fram tills dess orsaka en inte försumbar fördämningseffekt, vilket resulterar i en ökning av den totala belastningen på skyddsrummet.



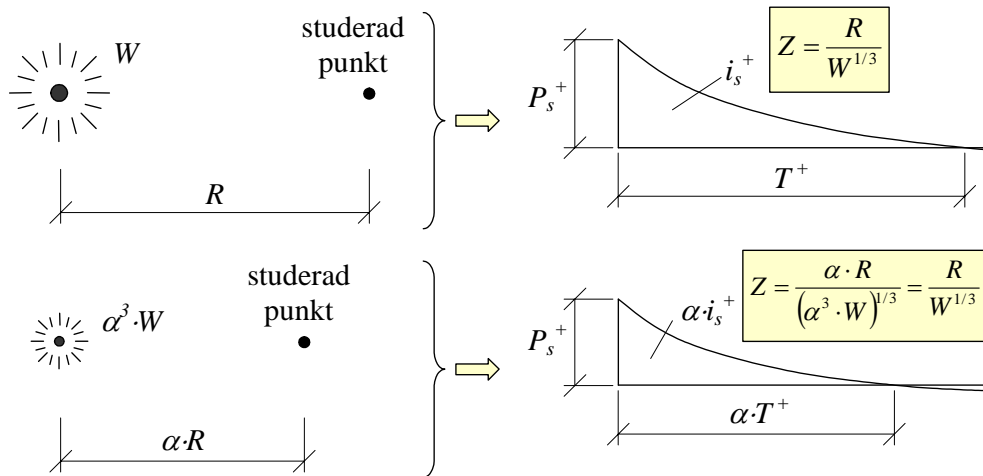
Figur 3:32c. Exempel på möjliga fördämningseffekter för (a) skyddsrum med ogynnsam geometri, och (b) skyddsrum inhyst i byggnad.

3:33 Skallagar

Det gäller allmänt för en stötvåg orsakad av en explosion att dess egenskaper dels beror på explosionens energiinnehåll och dels på hur långt från explosionskällan stötvågen har färdats. Utgående från experimentella observationer och teoretiska studier har skallagar tagits fram vilka gör det möjligt att jämföra effekten av olika sprängladdningar på olika avstånd. Den vanligast förekommande av dessa är Hopkinsons skallag, vilken säger att två explosioner kan förväntas ge upphov till likvärdiga stötvågor på avstånd proportionella mot kubikroten av energifrigörelsen hos respektive explosion. Detta illustreras grafiskt i figur 3:33a och kan matematiskt uttryckas som

$$Z = \frac{R}{W^{1/3}} \quad (3:33a)$$

där R är det verkliga avståndet och Z vanligen benämns som det skalade avståndet. W i nämnaren symboliserar explosionens energimängd uttryckt i mängd sprängämne (vanligen i kg TNT, se avsnitt 3:122).



Figur 3:33a. Grafisk illustration av Hopkinsons skallag.

Av figur 3:33a framgår att övertrycket P_s^+ förblir detsamma då det skalade avståndet Z är givet. Detta är dock inte fallet för impulsintensiteten i_s^+ eller varaktigheten T^+ , vilka även beror på faktorn α . Detta innebär att övertrycket kan tecknas som en funktion av det skalade avståndet men att impulsintensiteten och varaktigheten även måste modifieras med avseende på α . Detta sker genom att dessa även kopplas till den frigjorda energimängden, varvid nedanstående samband erhålls

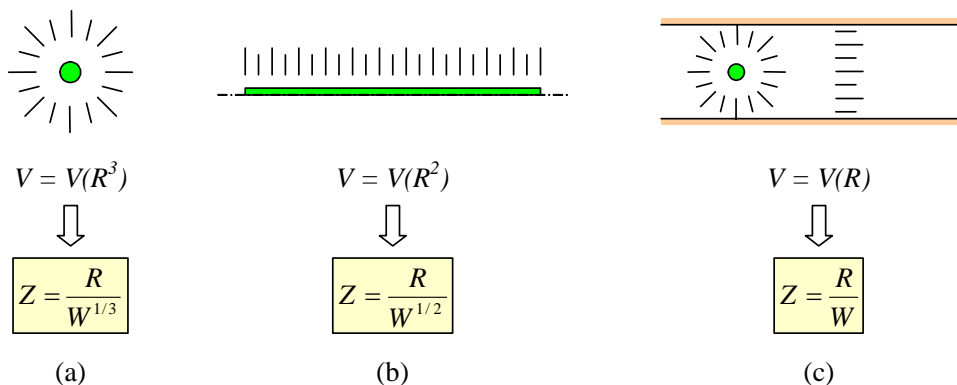
$$P_s^+ = P_s^+(Z) \quad (3:33b)$$

$$i_s^+ = i_s^+(Z) \cdot W^{1/3} \quad (3:33c)$$

$$T^+ = T^+(Z) \cdot W^{1/3} \quad (3:33d)$$

Styrkan hos en luftstöt våg beror på den energiintensitet som erhålls vid en explosion. Ovan givna uttryck förutsätter att explosionen sker i en omgivning där utbredning åt alla håll är möjlig varvid den avgivna energimängden sprider sig inom en sfärisk volym. Storleken på denna volym är proportionell mot kubiken av avståndet, dvs. R^3 , vilket också är anledningen till kubikroten av avgiven energimängd i definitionen av det skalade avståndet Z i ekvation (3:33a). Om explosionskällan istället utgörs av en lång lina erhålls en cylindrisk volym centrerad kring linan, se figur 3:33b, varvid stöt vågens inneslutna volym blir proportionell mot avståndet i kvadrat, dvs. R^2 . Om explosionen sker i ett begränsat utrymme, exempelvis i en lång tunnel, där luftstöt vågens utbredningen i princip endast kan ske åt ett håll, blir den inneslutna volymen snart proportionell mot avståndet R . Av detta framgår att det krävs olika skalningsregler beroende på hur omgivningen kring explosionen ser ut. Således kommer stöt vågen orsakad av en explosion i en tunnel klinga av mycket långsammare än vad motsvarande stöt våg

i fria luften gör. Den långsammare avklingningen resulterar följaktligen i att en sådan explosion till större del behåller sin styrka även på långa avstånd varför den också kan sägas vara betydligt farligare för sin omgivning än en motsvarande explosion i det fria.



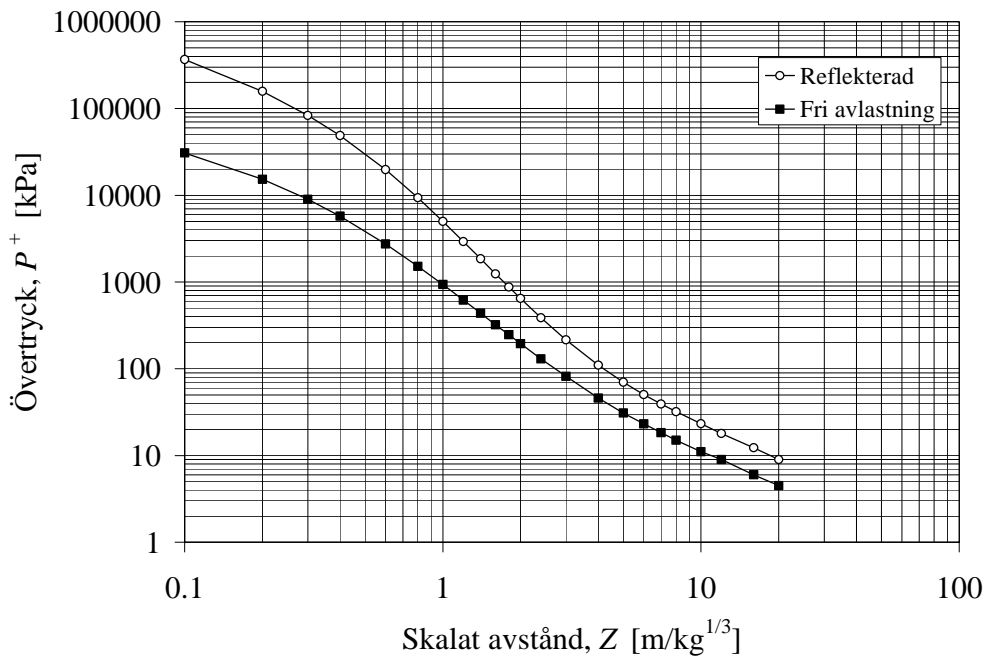
Figur 3:33b. Skalat avstånd för olika geometriska fall: (a) explosion i det fria från punktkälla med sfärisk utbredning, (b) explosion i det fria från linjekälla med cylindrisk utbredning, (c) explosion i tunnel med plan utbredning.

Det skalade avståndet Z används då effekten av en given sprängladdning på ett godtyckligt avstånd från explosionscentrum skall bestämmas. Översättningen till reella stötvågsstorheter görs med hjälp av empiriska uttryck såsom behandlas i avsnitt 3:34.

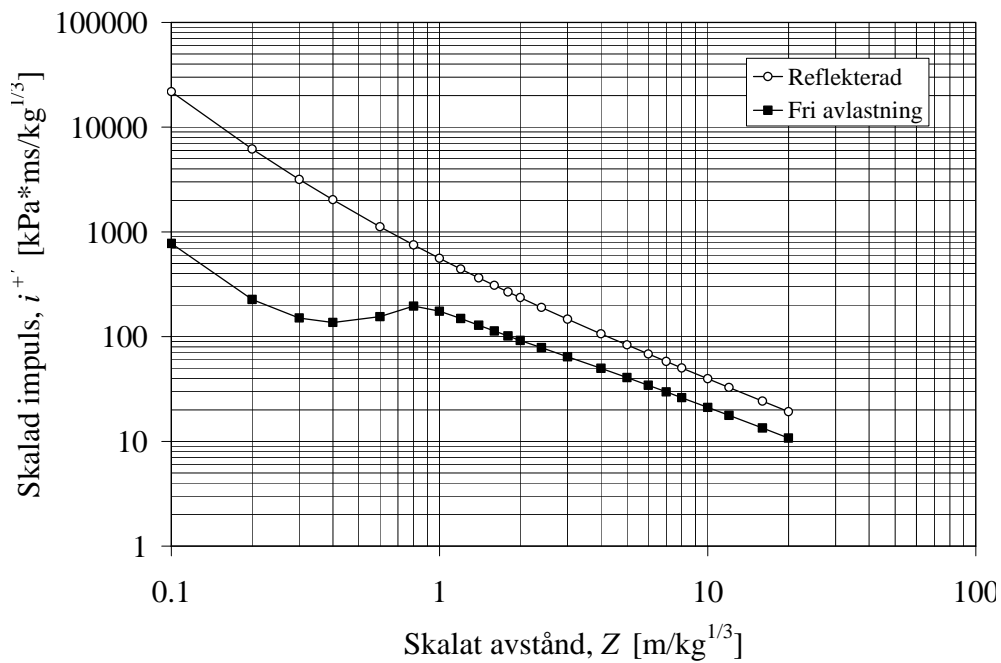
3:34 Empiriska samband

För att bestämma sådana storheter som övertryck, impulsintensitet och varaktighet för en given sprängladdning på ett godtyckligt avstånd är det inte praktiskt lämpligt att utföra ett försök eller en olinjär numerisk beräkning. Istället har ett antal empiriska uttryck, som beskriver sambanden mellan dessa parametrar, tagits fram. Dessa uttryck är baserade på ett stort antal försök och är begränsade till att beskriva vilka storheter som erhålls vid en fri avlastning eller då explosionen sker i kontakt med en yta, en såkallad hemisfärisk explosion.

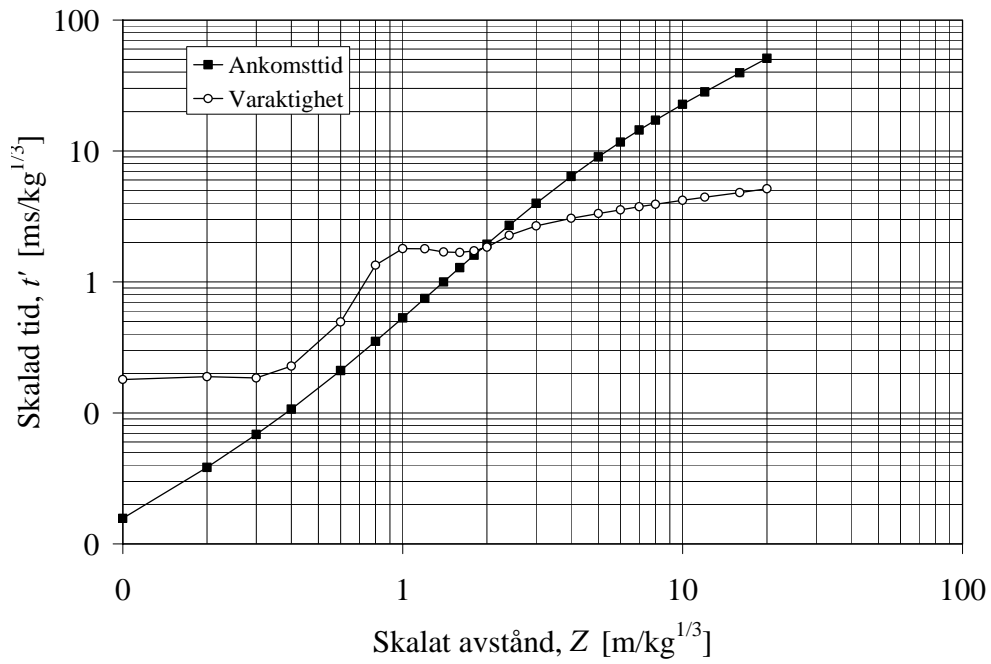
Samtliga empiriska samband som redovisas i detta avsnitt använder sig av det skalade avstånd Z som beskrivs i avsnitt 3:33 och baserar sig på antagandet att explosionen sker på ett sådant sätt att en sfärisk utbredning är möjlig, varför det skalade avstånd Z definieras i enlighet med ekvation (3:33a). Vidare nyttjas vikt TNT uttryckt i massa kg som standardenhet för att uttrycka laddningens storlek, se avsnitt 3:122. Om tryck och impulsintensiteter etc. söks för ett annat typ av sprängämne än TNT skall laddningsstorleken först modifieras så som beskrivs i avsnitt 3:35. De i figur 3:34a till 3:34:d givna sambanden finns samlade i lastprogrammet ConWep (1992), vilket också används i bilaga 3:A för att bestämma aktuella lastparametrar för varierande laster.



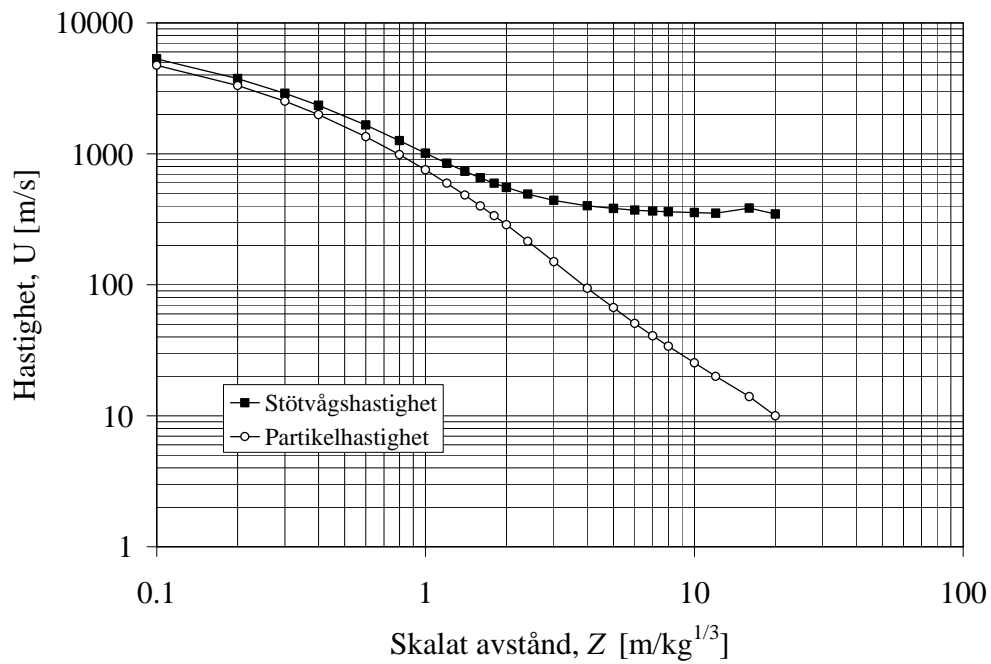
Figur 3:34a. Reflekerat och oreflekerat övertryck som funktion av det skalade avståndet Z .



Figur 3:34b. Reflekerat och oreflekerat impulsintensitet som funktion av det skalade avståndet Z .



Figur 3:34c. Ankomsttid och varaktighet som funktion av det skalade avståndet Z.



Figur 3:34d. Stötvågshastighet och partikelhastighet som funktion av det skalade avståndet Z.

3:35 Sprängämnets inverkan

Då det talas om stötvågor orsakade av explosioner skiljs det vanligtvis på explosioner orsakade av TNT-laddningar och explosioner orsakade av kärnladdningar. Den senare innehåller en betydligt större energimängd och anges ofta i kiloton TNT, dvs. den energimängd som utlöses då 1000 ton TNT detonerar. Detta är en avsevärt större sprängladdning än vad som är praktiskt möjligt att uppnå med såkallade konventionella sprängmedel. Som jämförelse kan nämnas att de tyngsta bomberna som USA använde vid sina bombningar av Kabul, Afghanistan, i oktober 2001, uppgick till omkring sju ton.

Det finns dock en stor mängd andra preparat som kan nyttjas för att generera en explosion och den därvid resulterande stötvågsutbredningen. Omfattande undersökningar med olika typer av sprängmedel har visat att resulterande övertryck och impulsinnehåll varierar beroende på sprängämne och avstånd. De generella egenskaperna hos en stötvåg är dock likvärdiga oberoende av vilken typ av sprängämne som används. Härvid är det möjligt att förenkla nyttjandet av olika sprängämnestyper genom att relatera dess stötvågsparametrar till ekvivalenta vikter.

Den fria avlastningens ekvivalenta vikt för ett givet sprängämne är den vikt av ett standardiserat sprängämne (normalt nyttjas TNT som referens) som krävs för att åstadkomma en stötvågsparameter av samma magnitud som det orsakat av en enhetsvikt av det aktuella sprängämnet. Beroende på vilken stötvågsparameter som jämförs kan ett sprängämne dock ha olika ekvivalenta vikter. Dvs. för att åstadkomma samma övertryck P_s^+ som 1 kg TNT kan den ekvivalenta vikten skilja sig för att orsaka samma impuls i_s^+ . Ekvivalenta vikter anges för övertryck samt impuls. Dessa faktorer kan även användas för att uppskatta ankomsttid och varaktighet - den ekvivalenta vikten härrörande från övertrycket kan användas för att bestämma ankomsttid och motsvarande ekvivalenta vikt tillhörande impulsen nyttjas för att bestämma stötvågens varaktighet.

Det är dock viktigt att poängtera att den ekvivalenta vikten även varierar med avståndet från detonationen varför tryck-avståndssambandet för ett givet sprängämne inte nödvändigtvis är proportionellt med tryck-avståndssambandet för TNT. I de flesta fall är det dock tillräckligt att nyttja enbart en ekvivalent vikt, motsvarande ett medelvärde över ett givet tryckområde. I tabell 3:35a redovisas ekvivalenta vikter för olika typer av sprängämnen då hänsyn tagits till maximalt övertryck samt impulsintensitet i den positiva fasen.

Tabell 3:35a. Ekvivalent vikt för olika typer av sprängämnen där TNT används som referens. Notera att olika ekvivalenta vikter erhålls för övertryck och impuls.

Sprängämne	Ekvivalent vikt	
	Övertryck	Impuls
Composite A-3	1,09	1,07
Composite B	1,11	0,98
Composite C-4	1,37	1,19
H-6	1,38	1,15
HBX-1	1,17	1,16
Pentolite	1,42	1,00
RDX	1,14	1,09
<i>TNT</i>	<i>1,00</i>	<i>1,00</i>
Tritonal	1,07	0,96

Ovanstående ekvivalenta vikter avser tryck och impulsintensiteter erhållna under antagande av fri tryckavlastning. Vid explosion i slutna utrymmen kan förhållandena vara annorlunda. Exempelvis kan ett sprängämne vara utformat på ett sådant sätt att det genererar en stor mängd spränggaser, vilket resulterar i större långvarig lasteffekt i slutna utrymmen men som ger mindre effekt vid fri avlastning.

Sammanfattningsvis kan det konstateras att det finns flera anledningar till varför olika typer av sprängämnen genererar olika tryck- och impuls samband. Utan att gå närmare in på detta kan fastslås att nedanstående parametrar har avgörande betydelse:

- energimängd/viktenhet
- detonationshastighet
- inverkan av spränggaser.

Bilaga 3:A Skyddsrumbelastning

A:1 Bakgrund

Enligt skyddsrumreglerna (SR) skall ett skyddsrum klara av belastningen från en närliggande explosion av 125 kg TNT som detonerar på ett avstånd av fem meter från byggnaden. Detta är den såkallade arkivbomben och motsvarar ingen verklig idag gällande bomb. Vidare ställs ett krav på att skyddsrummet skall klara av en långvarigt övertryck respektive undertryck orsakat av en kärnexplosion på ett långt avstånd.

Vid dimensionering av ett skyddsrum beaktas den så kallade vapenlasten via en ekvivalent statisk last på $q = 50 \text{ kN/m}^2$. Detta lastvärde representerar på ett förenklat sätt således belastningen från såväl den kortvariga lasten från 125 kg TNT som den långvariga belastningen från en kärnladdning på stort avstånd.

För en grundskyddad anläggning anses dock den yttre belastningen vara lägre än för ett normalt skyddsrum. Detta har hittills lösts genom att den antagna TNT-sprängladdningen placerats längre bort på ett avstånd av tio meter från byggnaden varvid någon dimensionering med avseende på vapenlast ej bedömts vara nödvändig.

A:2 Frågeställning

En grundskyddad anläggning är, liksom ett skyddsrum, begränsat till sin storlek. Då denna ökar kan detta uppfattas som att bomben kommer närmare byggnaden (eller möjligen att byggnaden närmar sig bomben). Härigenom blir det av intresse att uppskatta vilken lastökning som således erhålls, beroende på hur nära lasten står.

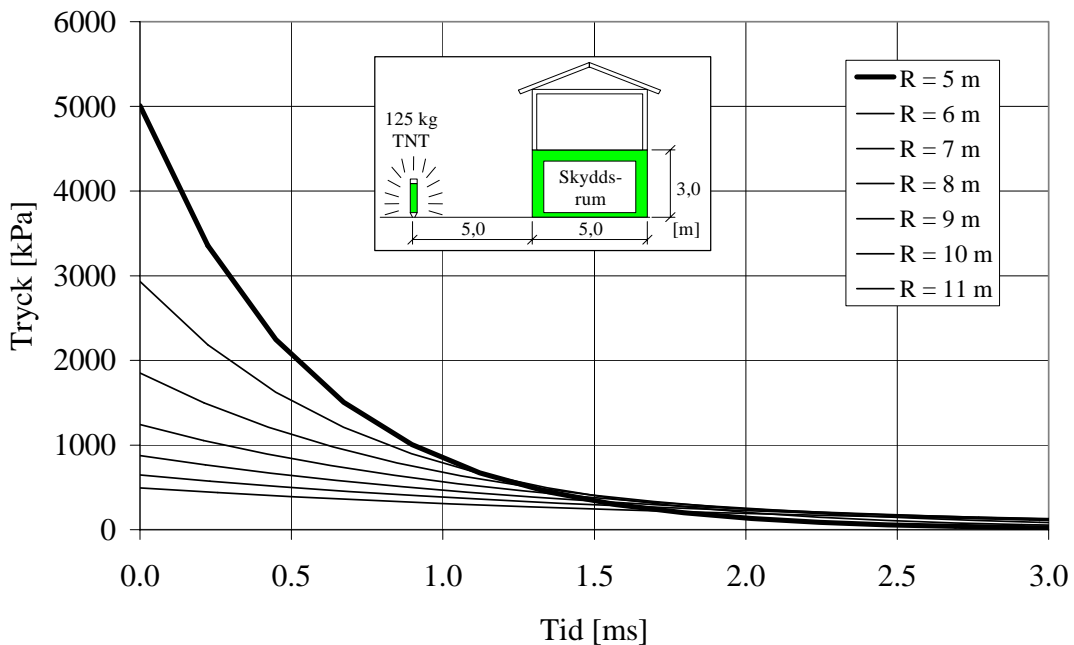
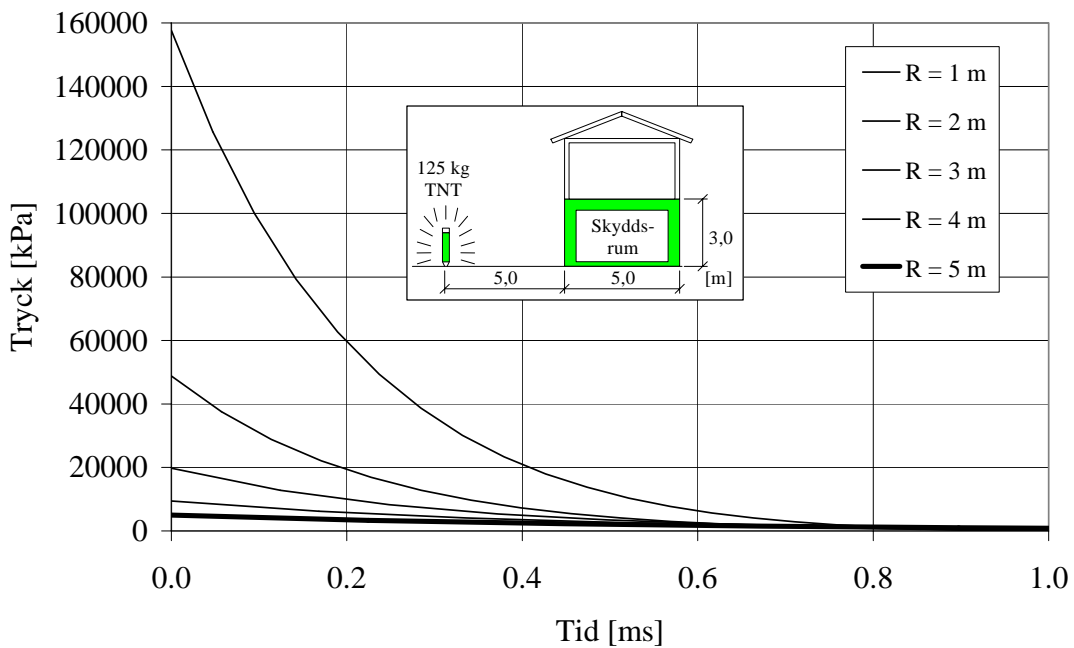
A:3 Vapeneffekt

Här redovisade lastvärden har tagits fram med hjälp av ConWep (1992). Detta program nyttjar de samband som återges i avsnitt 3:34 för att bestämma vilka stötvågsparametrar som erhålls vid detonation av 125 kg TNT på varierande avstånd från byggnaden. Här jämförs det reflekterade övertrycket, P_r^+ , samt impulsintensitet, i_r^+ , för en normalreflekterad våg vilken dessförinnan haft en fri avlastning genom ostörd luft.

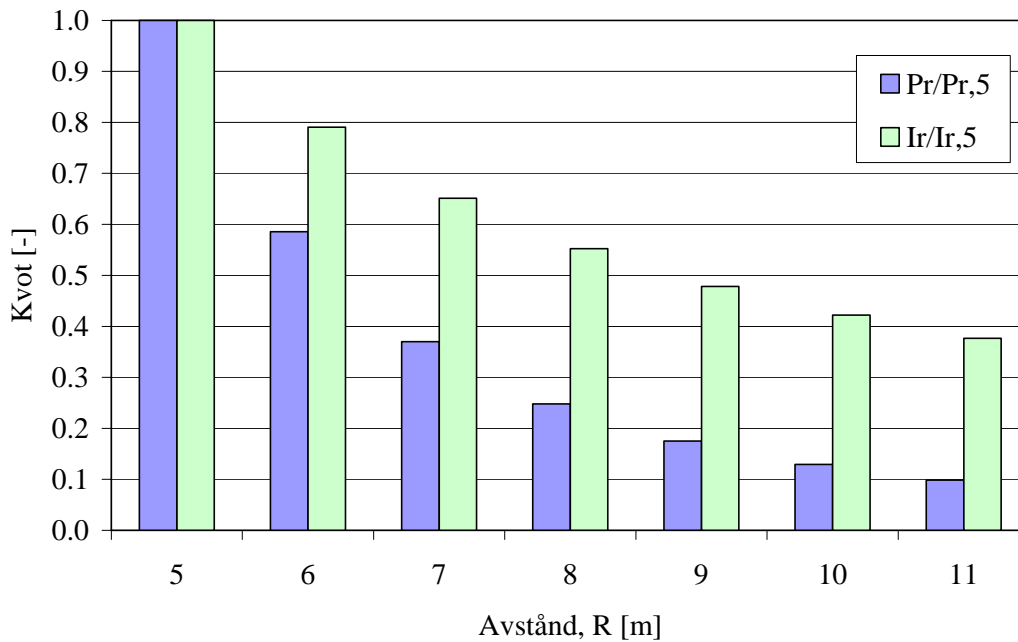
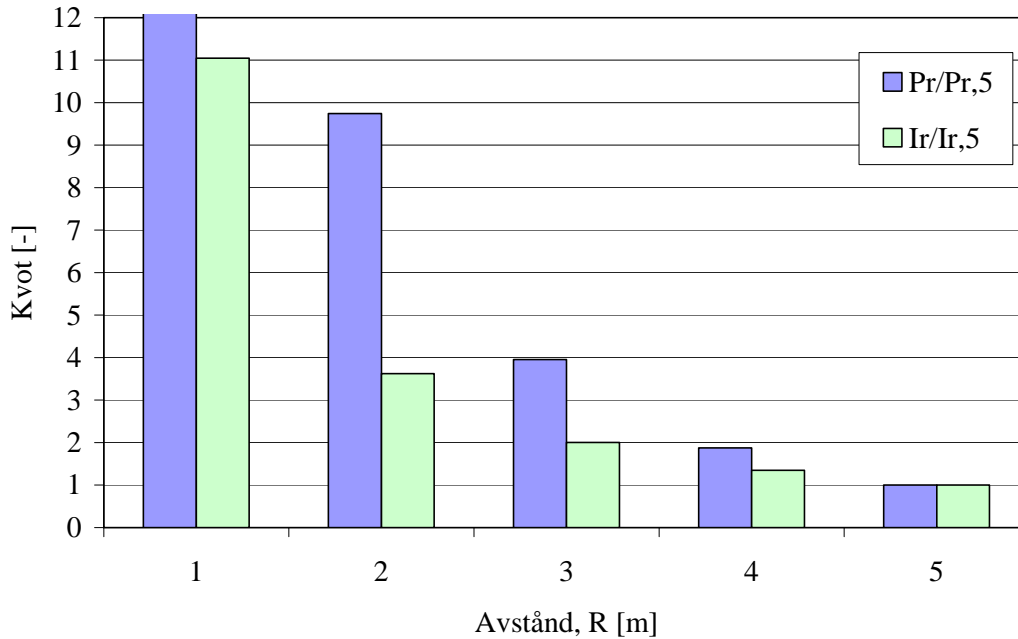
I figur A:3a jämförs de resulterande övertryck-tidssambanden. Den totala avlastningstiden är för avstånd $\geq 5 \text{ m}$ omkring 9 ms men då den största förändringen sker under de inledande 3 ms visas enbart detta område.

Figur A:3b sammanfattar de resulterande kvoterna för dessa båda parametrar då resultat för explosion på fem meters avstånd använts som norm. Av detta framgår det att det reflekterande övertrycket P_r^+ varierar kraftigt med avståndet. Exempelvis innebär en fördubbling från 5 till 10 m avstånd i en minskning av övertrycket med över 85%. Impulsintensiteten minskar också väsentligt, om än dock inte lika drastiskt.

Den parameter som har störst inverkan på en utsatt byggnad är, för så här kortvariga belastningsförlopp, impulsintensiteten. Det är därför också denna parameter som det fortsatta resonemanget kretsar kring.



Figur A:3a. Tryck-tidshistoria för reflekterad stötvåg vid fri tryckavlastning för detonation av 125 kg TNT på varierande avstånd, R, från en byggnad. Observera skalskillnaden mellan graferna.



Figur A:3b. Jämförelse av reflekterade övertryck och impulsintensiteter för tryck-tidssamband redovisade i figur A:3a. Observera skalskillnaden mellan de båda graferna.

A:4 **Ekvivalent vapenlast**

Det antas här att den ”ursprungliga” ekvivalenta lasten $q = 50 \text{ kN/m}^2$, samhörande med en explosion på ett avstånd av 5 m från byggnaden, kan nyttjas

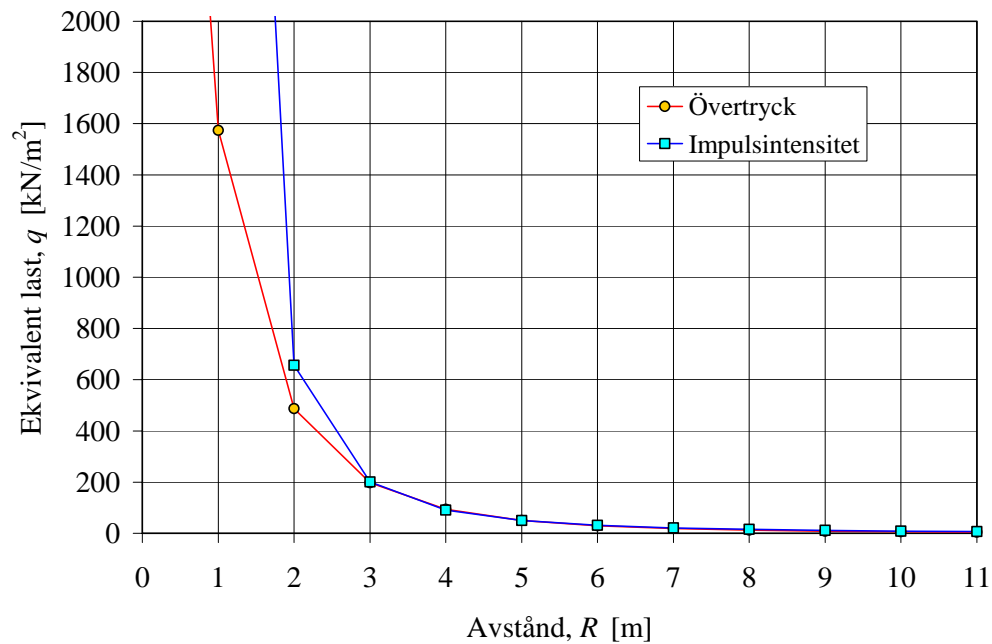
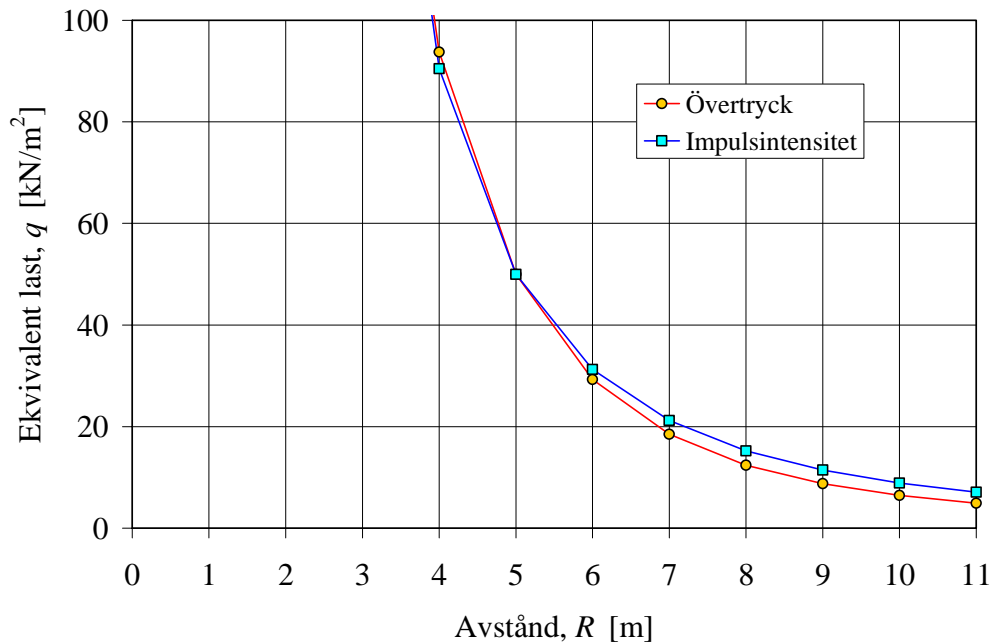
för att ge en uppfattning om vilken lasteffekt som kan knytas till detonation på längre avstånd. Det kan visas att den ekvivalenta statiska lasten är proportionell till impulsen i kvadrat. Vid bestämning av ”nya” ekvivalenta laster q_R för godtyckligt avstånd R viktas därför denna mot den i figur A:3b redovisade impulskvoten i kvadrat, dvs.

$$q_R = q_5 \left(\frac{i_{r,R}}{i_{r,5}} \right)^2 \quad (\text{A:4a})$$

där $q_5 = 50 \text{ kN/m}^2$ och $i_{r,R}$ samt $i_{r,5}$ är impulsintensiteten för stötvåg på godtyckligt avstånd R respektive på avståndet $R = 5 \text{ m}$. Erhållna resultat från detta redovisas i tabell A:4a samt figur A:4a.

Tabell A:4a. Jämförelse av stötvågsparametrar samt ekvivalent last för en explosion orsakad av 125 kg TNT på varierande avstånd R då stötvågen antas kunna avlastas fritt. Värden från ConWep (1992).

R [m]	Stötvågsparametrar		Kvot		Ekvivalent last	
	P_r [kPa]	i_r [Pa s]	$P_{r,R}/P_{r,5}$ [-]	$(i_r/i_{r,5})^2$ [-]	q_P [kN/m ²]	q_I [kN/m ²]
0.5	368000	109000	73,5	1526	3676	76322
1	158000	30880	31,5	122	1574	6103
2	48780	10130	9,74	13,1	487	657
3	19790	5596	3,95	4,01	198	200
4	9384	3760	1,87	1,81	93,7	90,5
5	5006	2795	1,00	1,00	50,0	50,0
6	2931	2210	0,59	0,63	29,3	31,3
7	1851	1820	0,37	0,42	18,5	21,2
8	1242	1543	0,25	0,30	12,4	15,2
9	877	1337	0,18	0,23	8,8	11,4
10	646	1179	0,13	0,18	6,5	8,9
11	493	1053	0,10	0,14	4,9	7,1



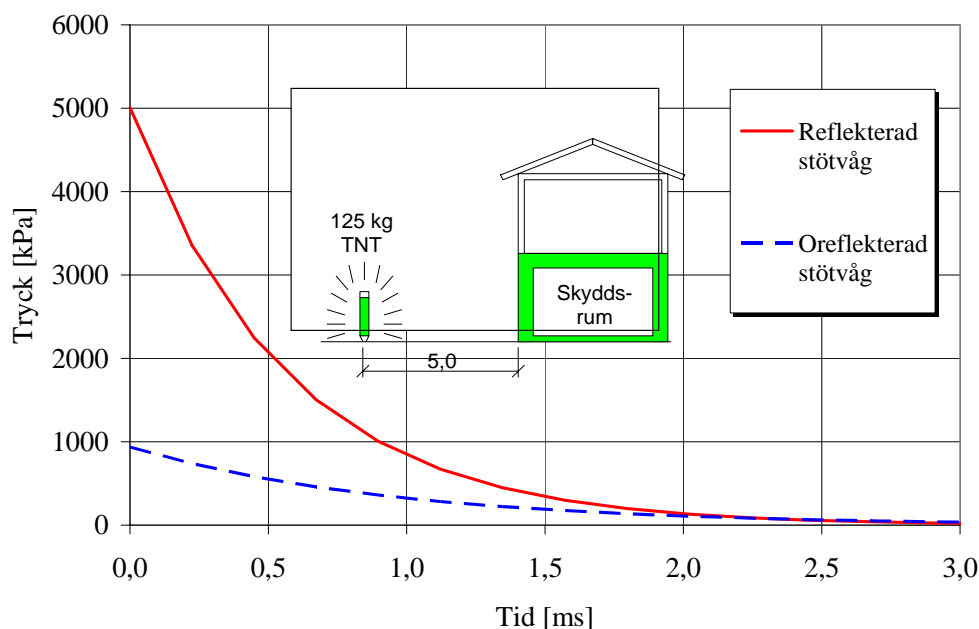
Figur A:4a. Ekvivalent last som funktion av avståndet mellan explosion och byggnad då dessa viktats utgående från övertryck respektive impulsintensitet i kvadrat. Värdena är hämtade från tabell A:4a.

Det är intressant att notera att viktad ekvivalent last q blir mer eller mindre densamma för $R \geq 3$ m oberoende om övertrycket eller impulsintensiteten i kvadrat nyttjas som bas. Sambandet kopplat med övertrycket är dock främst

med som en jämförelse och störst vikt skall därför fästas till den ekvivalentlast som har beräknats i enlighet med ekvation (A:4a).

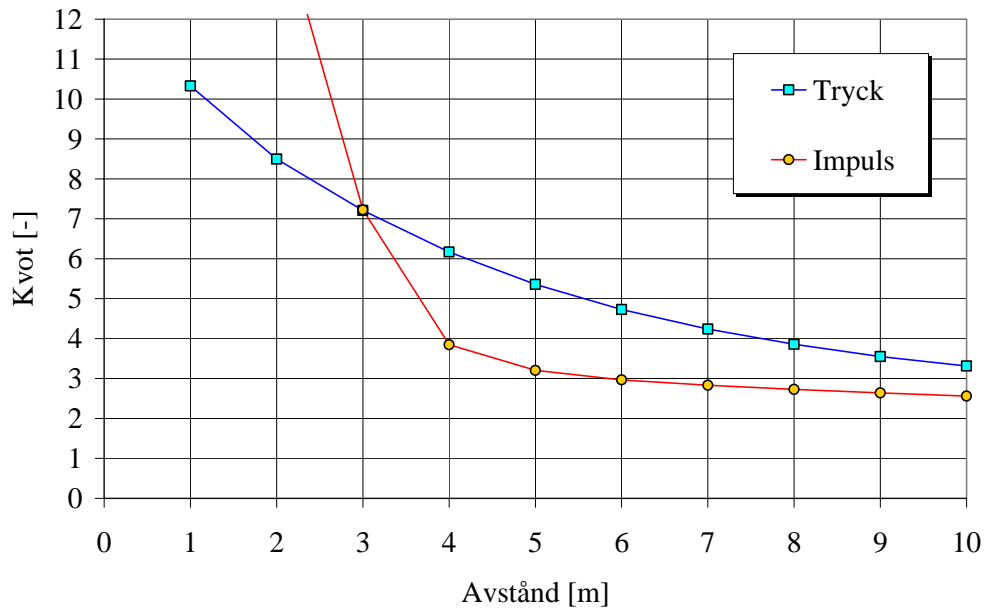
A:5 Inverkan av reflexion

I avsnitt 3:222 behandlas den tryckökning som fås i en stötvåg vid normalreflexion. För att ge en tydligare bild av vad detta innebär jämförs i figur A:5a tryck-tidskurvan för en reflekterad och en oreflekterad stötvåg orsakad av 125 kg TNT på ett avstånd av 5 m vid möjlighet till fri sfärisk tryckavlastning. Av detta framgår att det maximala trycket ökar från knappt 1000 kPa för den oreflekterade stötvågen till drygt 5000 kPa för den reflekterade, dvs. en ökning med drygt en faktor fem. Varaktigheten förblir dock densamma vilket bidrar till att även impulsintensiteten också får en märkbar ökning.



Figur A:5a. Tryck-tidssamband för reflekterad och oreflekterad stötvåg orsakad av 125 kg TNT på avståndet 5 m.

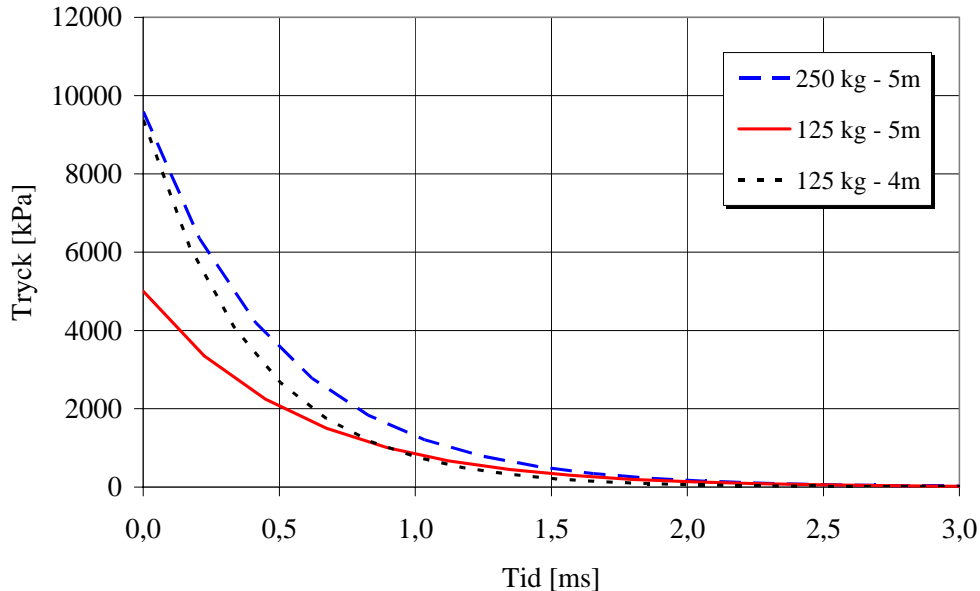
En utökad jämförelse av tryck- och impulsquoten som fås mellan reflekterad och oreflekterad stötvåg ges i figur A:5b. Ur figuren kan utläsas att ökningen i tryck och impulsintensitet för en arkivbomb (avstånd 5 m) är omkring 5,4 respektive 3,2 för en reflekterad våg jämfört med en oreflekterad. En minskning av avståndet till 3 m medför dock en motsvarande ökning med en faktor 7,2 för både tryck och impulsintensitet medan en ökning av avståndet till 7 m ger en tryckökning på 4,2 och en impulsökning med en faktor 2,8. En ändring gentemot ”standardavståndet” på 5 m med en sträcka av 2 m ger således en betydande skillnad i lastens styrka. Av figur A:5b framgår också att det med undantag av korta avstånd (och/eller kraftiga laddningar) allmänt gäller att ökningen av det reflekterade trycket är större än motsvarande ökning av den reflekterade impulsintensiteten.



Figur A:5b. Jämförelse av kvoten för reflekterat och oreflekterat tryck/impuls för explosion av 125 kg TNT på varierande avstånd.

A:6 Inverkan av avstånd och laddningsvikt

Det är viktigt att notera att avståndet mellan laddning och byggnad har en avgörande betydelse för de lastvärden som uppstår mot byggnaden. Med nyttjande av den skallag som redovisas i avsnitt 3:33 kan det konstateras att likvärdigt skalat avstånd Z erhålls om laddningsvikten dubblas och laddningsavståndet ökar med 25%. I figur A:6a och tabell A:6a görs en jämförelse av den såkallade arkivbomben (125 kg på 5 m avstånd) med en dubbelt så stor laddning men bibehållet avstånd samt bibehållen laddning med avståndet minskat till 4 m. Av detta framgår att erhållet övertryck är likvärdigt för de två sistnämnda belastningsfallen, impulsintensiteten blir dock omkring en faktor $2^{1/3} = 1,25$ större för den större laddningsvikten.



Figur A:6a. Jämförelse av reflekterat tryck-tidssamband för belastningsfall med varierande laddningsvikt och avstånd till mål.

Tabell A:6a. Sammanställning av stötvågsparametrar för belastningsfall enligt figur A:5a.

W/R [m]	Stötvågsparametrar	
	P_r [kPa]	i_r [Pa s]
250 kg / 5 m	9588	4788
125 kg / 5 m	5006	2795
125 kg / 4 m	9384	3760

A:7 Slutkommentar

En fingervisning av hur den statiska ekvivalenta lasten q varierar med explosionscentrums avstånd från betraktad byggnad, har tagits fram och redovisas i figur A:4a. Ett grundläggande antagande för dessa värden är att stötvågen kan erhålla en fri avlastning vilket kan synas vara ett rimligt antagande då explosionen sker på ett avstånd av ett par, tre meter. Då explosionscentrum närmar sig byggnadens väggar borde dock stötvågens möjlighet till utbredning i luften beaktas – om explosionen sker tillräckligt nära kommer lasten dessutom mer verka som en koncentrerad last än som en

utbredd dito. Detta har dock inte beaktats i häri redovisade siffror. Med anledning av detta skall därför inte alltför stor vikt fästas vid ovanstående redovisade samband då $R \leq 2$.

Det är vidare viktigt att poängtera att ovanstående värden är anpassade efter en kortvarig explosion i form av 125 kg TNT. Vid beaktande av den långvariga belastning som orsakas av en kärnvapenexplosion på stort avstånd kommer den ekvivalenta lasten, som är nödvändig att nyttja för dimensionering av byggnaden, fortfarande vara 50 kN/m². Om det dock endast är inverkan av en närliggande explosion som skall beaktas kan dock här presenterade resultat användas.

Ovanstående jämförelse understryker ytterligare att avståndet är en mycket viktig parameter som till stor del avgör belastningens storlek. En minskning av laddningsavståndet med 20% motsvarar, i tryck räknat, en dubbling i laddningsvikten medan ändring i impulsintensiteten beror på storleken på laddningen.

Bilaga 3:B Tillståndsekvationen – Equation of State (EOS)

B:1 Definition

Den engelska benämningen på tillståndsekvationen är Equation of state och förkortas EOS. I "dagligt tal" används i svenskan dock ofta, lite slarvigt, uttrycket EOS då det egentligen syftas på ett materials tillståndsekvation. Här exemplifieras tillståndsekvationen utgående från ett solitt material, betong, eftersom detta troligen är mer bekant för läsaren än materialet luft.

Tillståndsekvationen kan sägas beskriva förhållandet mellan hydrostatiskt tryck p och volymmetrisk töjning ε_{vol} där

$$p = \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3} \quad (\text{B:1a})$$

$$\varepsilon_{vol} = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 \quad (\text{B:1b})$$

och σ_1 , σ_2 , σ_3 samt ε_1 , ε_2 , ε_3 representerar huvudspänningar respektive huvudtöjningar.

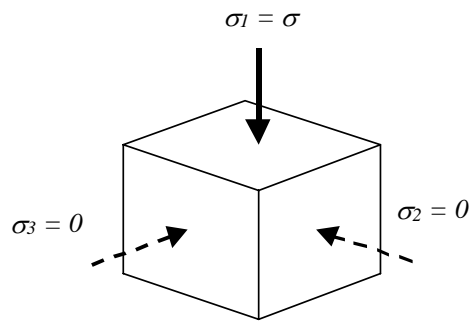
På samma sätt som att elasticitetsmodulen E beskriver förhållandet mellan enaxiell spänning σ och enaxiell töjning ε finns det en motsvarande term som kopplar det hydrostatiska trycket och den volymmetriska töjningen. Denna term kallas kompressionsmodulen och tecknas som

$$K = \frac{p}{\varepsilon_{vol}} \quad (\text{B:1c})$$

En koppling gentemot elasticitetsmodulen fås via Hookes lag. Denna anger att huvudtöjningen ε_i kan uttryckas som

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{E} [\sigma_1 - \nu(\sigma_2 + \sigma_3)] \quad (\text{B:1d})$$

där ν betecknar tvärkontraktionen. På motsvarande sätt kan även huvudtöjningarna ε_2 och ε_3 tecknas. För ett enaxiellt belastningsfall fås då att



$$\varepsilon_1 = \frac{1}{E} [\sigma_1 - \nu(\sigma_2 + \sigma_3)] = \frac{\sigma}{E} = \varepsilon$$

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = -\frac{\nu\sigma}{E} = -\nu\varepsilon$$

$$p = \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3} = \frac{\sigma}{3}$$

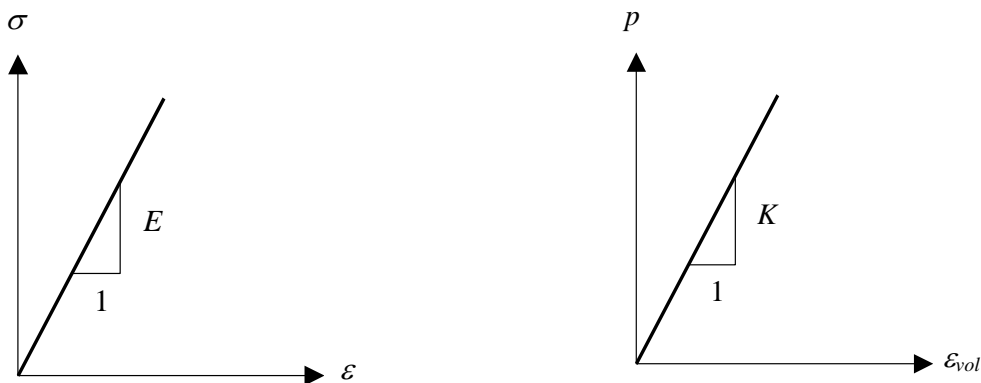
$$\varepsilon_{vol} = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 = \varepsilon(1 - 2\nu)$$

Figur B:1a. Enaxiell belastning av kub.

vilket slutligen ger att

$$K = \frac{p}{\varepsilon_{vol}} = \frac{1}{3(1-2\nu)} \cdot \frac{\sigma}{\varepsilon} \Rightarrow K = \frac{E}{3(1-2\nu)} \quad (\text{B:1e})$$

När det pratas om kompressionsmodulen så är det således materialets mot-svarighet till elasticitetsmodulen som det syftas på, så som illustreras i figur B:1b.



Figur B:1b. Principiell jämförelse mellan σ - ε -diagram och p - ε_{vol} -diagram.

Det är inte nödvändigt att ange den volymmetriska formändringen i form av en töjning. Istället för töjning kan det även talas om kompression μ som egentligen syftar på samma sak. Vanliga varianter att uttrycka kompressionen på är exempelvis via volymen eller densiteten. Kopplingen mellan volymmetrisk töjning/kompression och dessa parametrar visas nedan

Sambandet mellan volymen V efter belastning och volymen V_0 före belastning kan tecknas som

$$V = (1 - \varepsilon_{vol})V_0 \quad (\text{B:1f})$$

vilket innebär att ε_{vol} kan uttryckas som

$$\varepsilon_{vol} = \frac{V_0 - V}{V_0} \quad (\text{B:1g})$$

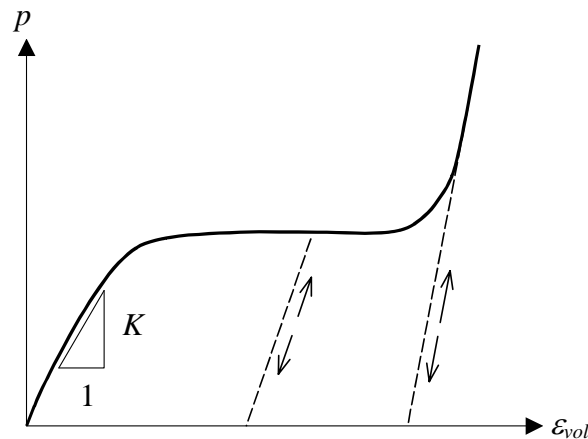
Med lagen om massans bevarande samt definition på densitet som

$$\rho = \frac{m}{V} \Rightarrow V = \frac{m}{\rho} \quad (\text{B:1h})$$

kan den volymmetriska töjningen/kompressionen även uttryckas som

$$\varepsilon_{vol} = \mu = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \quad (\text{B:1i})$$

På samma sätt som att elasticitetsmodulen inte beskriver ett materials fulla respons vid belastning så kan även ett materials tillståndsekvation vara olinjär. Liksom för ett olinjärt σ - ε -samband kommer avlastningsgrenen för tillståndsekvationen också variera beroende på var på kurvan den befinner sig. I figur B:1c illustreras ett typiskt p - ε_{vol} -samband för betong av vilket det framgår att detta i högsta grad uppvisar ett olinjärt förhållande.

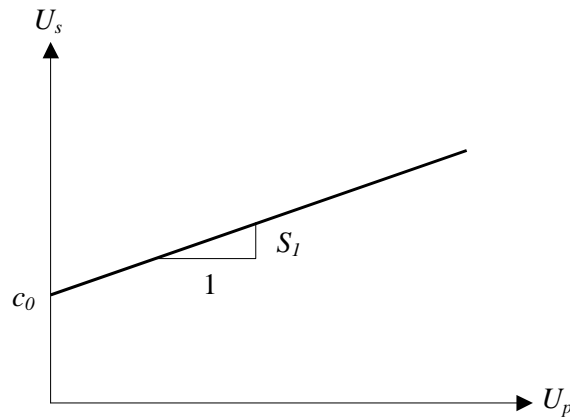


Figur B:1c. Schematisk bild av tillståndsekvation (EOS) för betong. Lutningen för avlastning/pålastning varierar beroende på den volymmetriska töjning som uppnåtts.

I stötvågssammanhang beskriver tillståndsekvationen dock inte bara kopplingen mellan tryck och kompression. För framförallt metaller är det även vanligt att betrakta tillståndsekvationen som kopplingen mellan stötvågshastighet U_s och partikelhastighet U_p i ett material

$$U_s = c_0 + S_1 \cdot U_p \quad (\text{B:1j})$$

där c_0 är ljudhastigheten vid normaltryck och S_1 är en konstant, se figur B:1d.

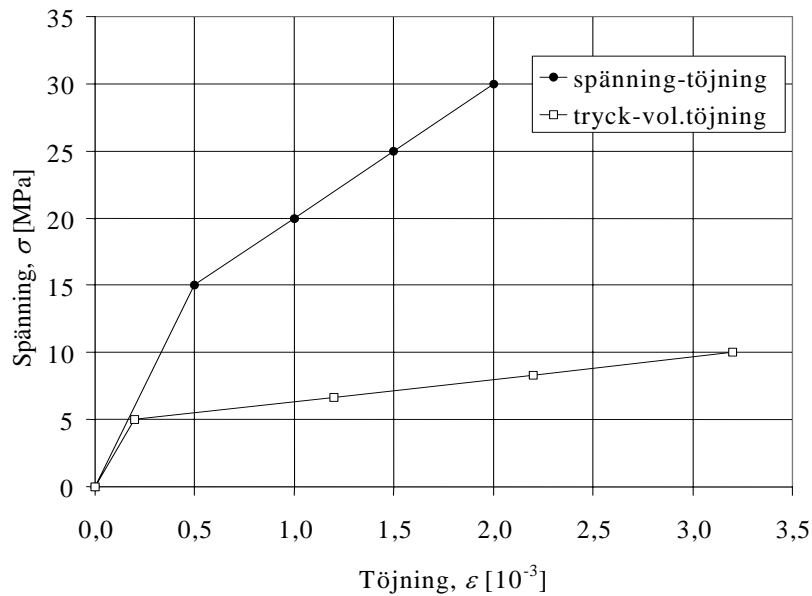


Figur B:1d. Schematisk bild av tillståndsekvation (EOS) för en metall där denna beskriver sambandet mellan stötvågshastighet U_s och partikelhastighet U_p .

B:2 *Varför är tillståndsekvationen viktig att beakta?*

I de programvaror som normalt nyttjas för statiska och till viss del även dynamiska problem berörs inte begrepp såsom tillståndsekvation eller kompressionsmodul. Tillståndsekvationen nyttjas dock av programmens materialmodeller via den kompressionsmodul som indirekt ges i och med att såväl elasticitetsmodul E som tvärkontraktion ν anges som indata. Den tillståndsekvation som därmed nyttjas beror därmed på vald materialmodell.

För en plastisk modell, exempelvis von Mises, sker en ändring i tvärkontraktionen då flytning i materialet uppstår. För von Mises innebär detta att tvärkontraktionen $\nu = 0,5$ då detta inträffar, oavsett vad den satts till att vara i sitt elastiska stadium. Detta leder till att en bilinjär kurva erhålls för beskrivning av tillståndsekvationen. I figur B:2a illustreras det p - ε_{vol} -samband som erhålls för ett givet σ - ε -samband vid enaxiell belastning av ett betongmaterial ($\nu = 0,2$) modellerat med von Mises. Värt att nämna är dock att det p - ε_{vol} -samband som ges i figuren inte alltid kommer att se ut som där illustreras utan kommer istället att vara beroende av det fleraxiella tillstånd som belastar betongen. I en programvara där tillståndsekvationen dock ges i form av indata, kommer denna att uppvisa angivet samband oavsett spänningstillstånd.



Figur B:2a. Schematisk bild av koppling mellan spännings-töjnings samband och tillståndsekvationen för ett enaxiellt belastat betongmaterial modellerat i von Mises ($\nu = 0,2$).

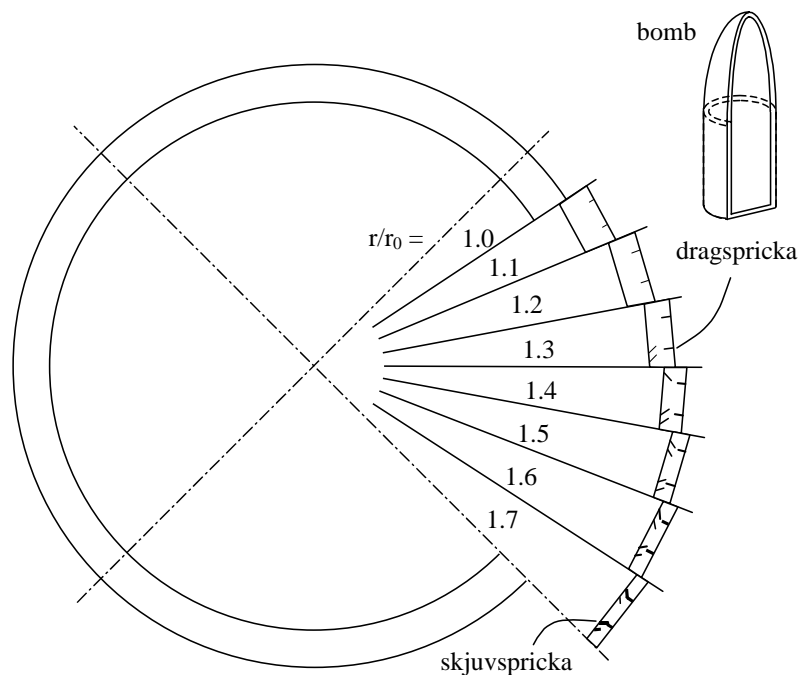
En avgörande anledning till varför större vikt inte fästs vid ett materials tillståndsekvation i program som företrädesvis behandlar statisk belastning är att de påfrestningar som erhålls under sådana förhållanden är jämförelsevis små med vad som kan uppnås vid starkt dynamiska laster. När exempelvis en stålprojektil slår in i en betongplatta uppstår hydrostatiska tryck som kan vara många gånger större än vad som är fallet vid en statisk belastning. En titt på betongens tillståndsekvation visar att denna är starkt olinjär och av detta framgår det att det vid högre tryck är av stor betydelse att på ett realistiskt sätt simulera den tillståndsändring som sker i materialet som sker vid denna nivå.

4 Splitterverkan




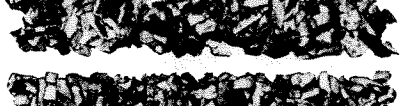

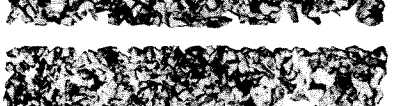

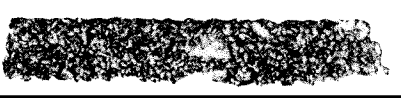
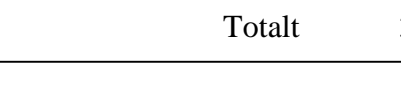
4:1 Vad är splitter

Splitter uppkommer då en stridsdels hölje fragmenteras. Fragmentering är ett samlingsnamn på alla processer som sönderbryter eller delar en stridsdels hölje, dock finns förfragmenterade stridsdelar där fragmenteringen är helt eller delvis fullbordad innan detonationen sker. Fragmenteringen är beroende på ett flertal faktorer, såsom höljets form, tjocklek och materialegenskaper, dessutom sprängämnets mängd och materialegenskaper.

För att klarlägga fragmenteringen studerar vi en ideal cylinder. Figur 4:1a visar en principskiss över fragmenteringsförloppet. När sprängämnet exploderar uppstår ett spränggastryck som får höljet att expandera. Under expansionen töjs höljet i tangentiell riktning och därmed minskar tjockleken. Spränggastrycket ger upphov till en kraftig stötvåg i höljet. Då stötvågen reflekteras i gränsskiktet mellan hölje och luft uppkommer dragspänningar vilka får höljet att spricka, vilket sker simultant över hela höljets yta. När sprickan utbreder sig inåt möter den ett tryck som permanent eller delvis förhindrar dess utbredning. Dock fortsätter expansionen av höljet, vilket deformerar utefter ett antal glidlinjer i riktningarna för maximala skjuvspänningar som är 45 grader i vinkel mot radien. När de inifrån kommande skjuvsprickorna möter de radiella sprickorna är fragmenteringen fullbordad. Storleken på splitter kan variera kraftigt för en och samma stridsdel. Ett exempel på en splitterfördelning från en 155 mm spränggranat fördelad i viktklasser visas i figur 4:1b.



Figur 4:1a. Principskiss över fragmenteringsförloppet, r = radie.

Viktklass g		Antal st	Massa g
> 63,5		88	8 832
63,5 - 32,5		186	8 078
32,5 - 15,5		334	7 524
15,5 - 8,5		323	3 575
8,5 - 3,8		520	3 020
3,8 - 2,5		328	1 022
2,5 - 1,5		406	778
1,5 - 0,5		882	784
< 0,5		—	641
Totalt		3047	34 758

Figur 4:1b. Exempel på splittfördelning från en 155 mm spränggranat.

Konstruktionens respons beror dels på splittrets massa och anslagshastighet. Utgångshastigheten, v_0 hos splitter beror på mängden sprängmedel, Q och höljets massa, M_h och kan beräknas enligt formeln

$$v_0 = 2400 \cdot (1 - e^{-2Q/M_h}) \quad [\text{m/s}] \quad (4:1a)$$

Enligt skyddsrumreglerna (SR) skall skyddsrummet tåla verkan av en tryckvåg motsvarande den som åstadkoms av en 250 kg minbomb med 50 viktprocent trotyl (TNT) som briserar 5,0 meter från skyddets utsida vid fri tryckavlastning. Hädanefter refereras denna bomb som referensbomben. Enligt ekvation 4:1a fås splittrets utgångshastighet för referensbomben med

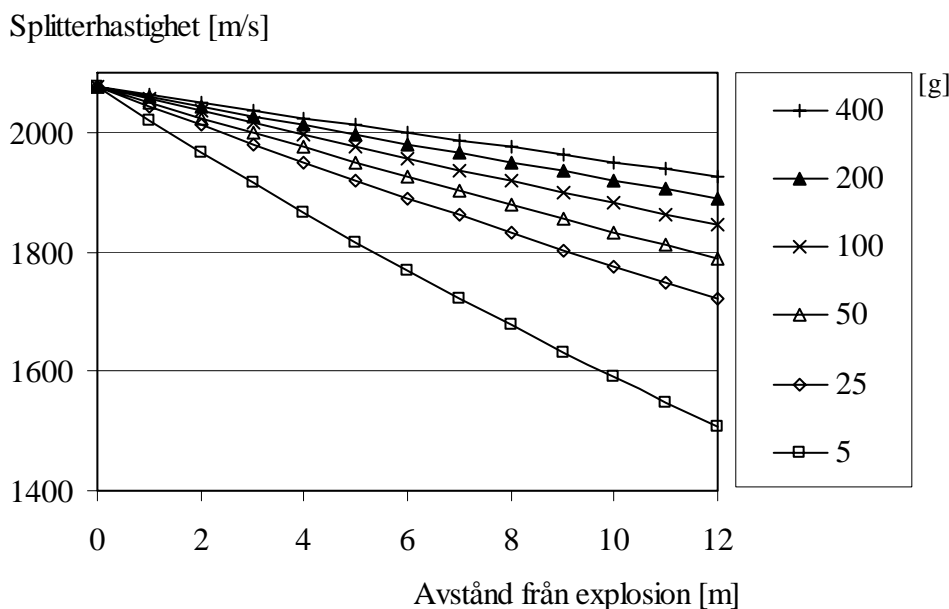
sprängämnesmassa, $Q = 125$ kg TNT
 höljets massa, $M_h = 125$ kg
 utgångshastighet, $v_0 = 2400 \cdot (1 - e^{-2 \cdot 125 / 125}) = 2075$ m/s.

Luftmotståndet medför att splittrets hastighet avtar. Följande formel kan användas för att beräkna splitterhastigheten, v_r efter en viss sträcka, r i luft:

$$v_r = v_0 e^{-0,0456r/\sqrt[3]{m}} \quad [\text{m/s}] \quad (4:1b)$$

där v_0 är splittrets utgångshastighet enligt formel 4:1a och m är splittrets massa.

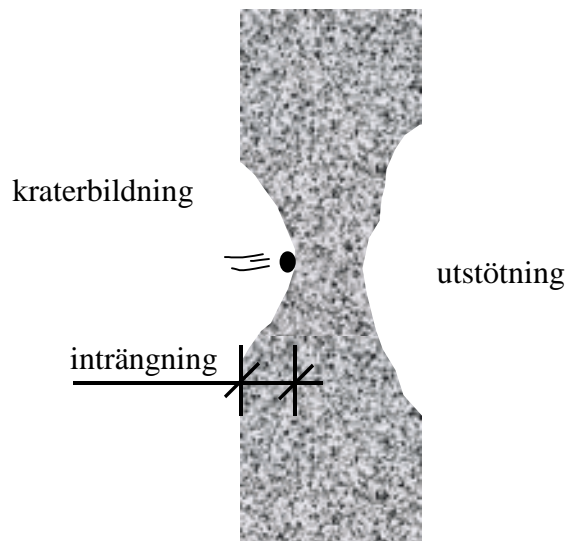
Splittrets massa för referensbomben varierar mellan 1 och 50 g, dock kan något enstaka splitter ha högre massa. Genom att nyttja formel 4:1a-b kan splittrets hastighet på varierande avstånd beräknas, vilket redovisas i figur 4:1c för splittermassor mellan 5 och 400 gram. Ju mindre massan är, desto snabbare avtar hastigheten. Exempelvis för splitter med massan 50 gram minskar hastigheten från 2 075 till 1 950 m/s på ett avstånd på 5 meter, medan för massan 5 gram har hastigheten redan minskat till cirka 1 820 m/s.



Figur 4:1c. Splitterhastighet från referensbomben för varierande splitterstorlekar upp till 400 g.

4:2 Skadefenomen

Splitter som kommer farande mot en betongkonstruktion med hög hastighet kan orsaka stor skada i form av sprickbildning, splittret penetrerar eller kan till och med perforera betongen. Dessutom uppstår kratrar vid anslagsytan och utstötning kan ske på baksidan av konstruktionen, vilket illustreras i figur 4:2a. Penetration betyder splitterinträngning, medan perforation innebär att splittret tränger igenom konstruktionen. Skadan på betongen beror dels på splittrets egenskaper och dels på betongens materialegenskaper och armeringsinnehåll.



Figur 4:2a. Skadefenomen i betong orsakad av splitterbelastning. Dessutom uppkommer kraftig sprickbildning i betongen och armeringen kan skadas eller slitas av.

En kritisk faktor för splitterbelastning är penetrationsdjup av splitter, eftersom betongens yta eroderar och armeringen kan skadas eller slitas av. Den eroderade ytan medför att konstruktionens effektiva tjocklek minskar och därmed minskar bärförmågan. Bärförmågan minskar också om armeringen skadas eller delvis slits av, dessutom reduceras vidhäftningen mellan betong och armering på grund av vibrationen. För att beräkna penetrationsdjupet i massiv betong kan följande formler nyttjas, där beräkningarna är i inches-pound enheter (amerikanska). I tabell 4:2a anges omvandlingsfaktorer för att beräkna om penetrationsdjup till SI-enheter.

$$x = \frac{0.95m^{0.37}v^{0.9}}{f_c^{0.25}} \quad [\text{inch}] \quad \text{för } x \leq 1.4m^{1/3} \quad (4:2a)$$

eller

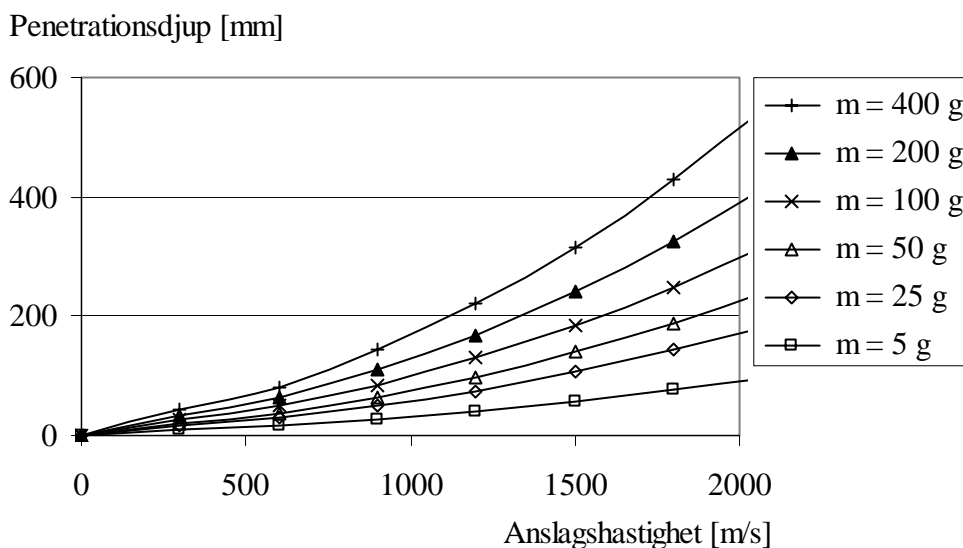
$$x = \frac{0.464m^{0.4}v^{1.8}}{f_c^{0.5}} + 0.487m^{1/3} \quad [\text{inch}] \quad \text{för } x > 1.4m^{1/3} \quad (4:2b)$$

där m är splittrets massa och v är splittrets anslagshastighet och f_c är betongens tryckhållfasthet.

Tabell 4:2a. Omvandlingsfaktorer mellan inch-pound till SI-enheter.

Omvandla från	till	multipluera med
inch	millimeter [mm]	25.4
fot	meter [m]	0.3048
kip-force/square inch [ksi]	megapaskal [MPa]	6.895
ounce-mass [oz]	gram [g]	28.34

I figur 4:2b sammanställs penetrationsdjup för splitterstorlekar varierande mellan 5 och 400 g omräknat till SI-enheter från referensbomben. Penetrationsdjupet är beroende av massan och anslagshastigheten hos splittret. Exempelvis blir penetrationsdjupet cirka dubbelt så stort för massan 400 gram än för massan 50 gram. Enligt SR skall skyddsrummets tjocklek ovan mark vara minst 350 mm och för referensbomben blir den maximala inträngningen cirka 200 mm.



Figur 4:2b. Penetrationsdjup för varierande splittermassa och anslagshastighet i betong från referensbomben.

Penetrationsdjupet varierar beroende på vilket material som splittret penetrerar. I tabell 4:2b görs en jämförelse där en grov uppskattning kan göras för olika material där inträngningen jämförs med penetrationsdjup för stål. Exempelvis om penetrationsdjupet för ett splitter är 10 mm i stål blir penetrationsdjupet för armerad betong cirka 60 mm för motsvarande splitlerbelastning.

Tabell 4:2b. Penetrationsdjup för olika material, faktor av inträngning i stål.

Material	Faktor
Pansarplåt	0.75
Stål	1.0
Aluminium	2
Glasfiberarmerad plast	4
Armerad betong	6
Furuträn	15
Sand	18
Vatten	50
Blöt snö	70
Torr snö	140

Utstötning är en annan viktig faktor för säkerhet i skyddsrum. När en tryckvåg orsakad av stötvågs- och splitterbelastning träffar en betongvägg fortplantar sig stötvågen som en tryckvåg genom betongväggen. När tryckvågen når gränsskiktet mellan vägg och luft reflekterar denna och den reflekterade vågen fortplantar sig tillbaks som en dragvåg. Eftersom betongens förmåga att motstå dragspänningar är betydligt sämre än dess förmåga att motstå tryckspänningar kan detta leda till att den reflekterade dragvågen ger upphov till dragbrott. Utstötning kan ske även om splittret inte har perforerat betongen. En vanlig använd tumregel är att splittret inte skall penetrera mer än hälften av konstruktionens tjocklek för att utstötning skall undvikas. Vidare om inträngningen är mer än 70 % kommer splittret att perforera konstruktionen.

För att undvika perforation kan väggjockleken bestämmas enligt följande:

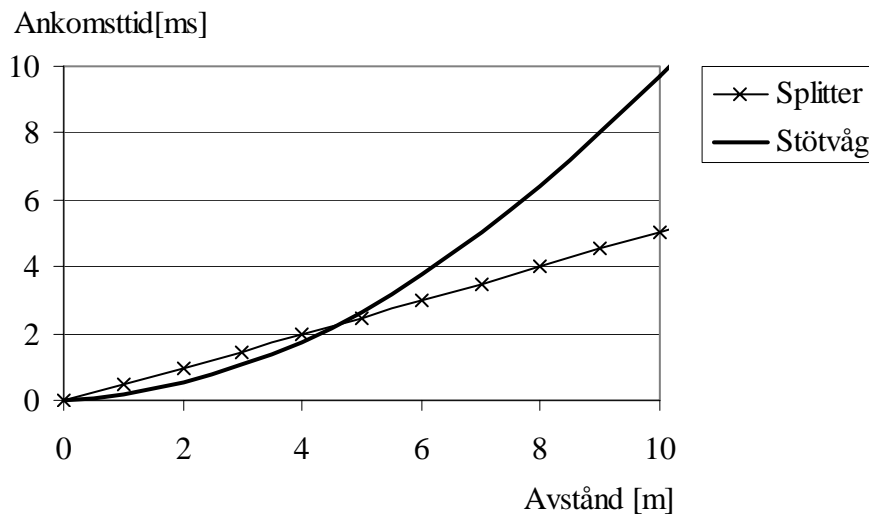
$$t_p = 1.09 \cdot x \cdot m^{0.033} + 0.91 \cdot m^{0.33} \quad [\text{inch}] \quad (4:2c)$$

där x är penetrationsdjupet enligt formel 4:2a-b. I tabell 4:2c redovisas erforderlig tjocklek för att undvika perforation för en betongvägg med tryckhållfasthet på 30 MPa. Skyddsrummets tjocklek ovan mark skall vara minst 350 mm. För referensbomben varierar splittrets massa normalt mellan 1 till 50 gram, och hastigheten för ett 50 gram splitter på ett avstånd på 5 m är cirka 1 950 m/s. För dessa är perforation inget problem. Dock, för enstaka splittermassor som är större än cirka 100 gram kan perforation ske, se det gråmarkerade området i tabellen.

Tabell 4:2c. Erforderlig tjocklek för att förhindra perforation för varierande splittermassor från 5 till 400 gram med anslagshastigheter upp till 3 000 m/s. Det gråmarkerade området avser erforderlig tjocklek som är mer än 350 mm.

Anslagshastighet [m/s]	Splittrets massa [g]					
	5	25	50	100	200	400
300	22	39	50	65	84	108
600	30	54	70	91	118	153
900	39	74	97	127	167	220
1200	53	101	134	177	235	312
1500	70	135	180	239	318	424
1800	90	175	233	312	416	556
2100	112	220	295	394	528	707
2400	138	271	363	487	653	877
2700	166	327	439	590	792	1064
3000	196	389	522	702	943	1268

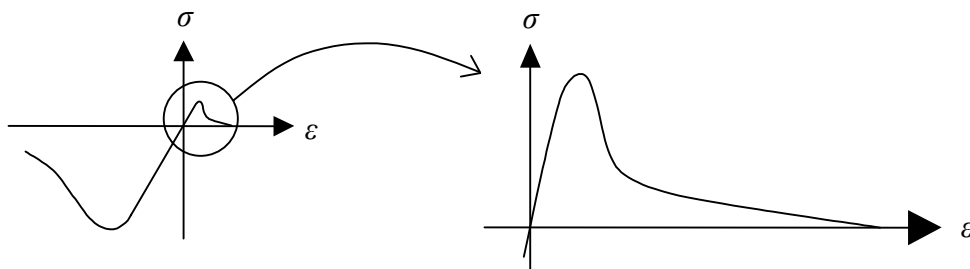
Vid detonation av en bomb utbreder sig förutom splitter även en stötvåg som kommer farande mot skyddsrummet. Beroende på avståndet och detonationens storlek kan antingen stötvågen eller splittret träffa konstruktionen först, eller att de träffar konstruktionen samtidigt. För referensbomben på ett avstånd upp till cirka 5 m kommer stötvågen att träffa konstruktionen innan splittret når fram och på längre avstånd kommer splittret att träffa före stötvågen, se figur 4:2c. För korta avstånd är det mindre viktigt om stötvågen eller splittret träffar konstruktionen först eftersom konstruktionens reaktionstid (konstruktionen har inte hunnit deformera) är betydligt längre än tidsskillnaden mellan anslagen.



Figur 4:2c. Ankomsttid för varierande avstånd mellan explosion och mål från splitter och stötvåg från referensbomben.

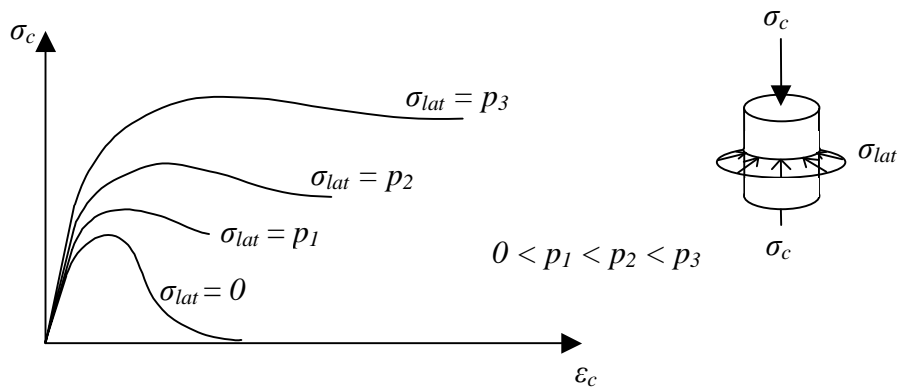
4:3 Betongens materialegenskaper

Betongens materialegenskaper karakteriseras ofta med det enaxiella spännings-töjningssambandet, vilket illustreras i figur 4:3a. Betongens draghållfasthet är betydligt lägre än tryckhållfastheten; draghållfastheten är mindre än en tiondel av tryckhållfastheten. Betong är dessutom ett mycket sprött material, vilket innebär att när draghållfastheten uppnås minskar dess hållfasthet avsevärt.



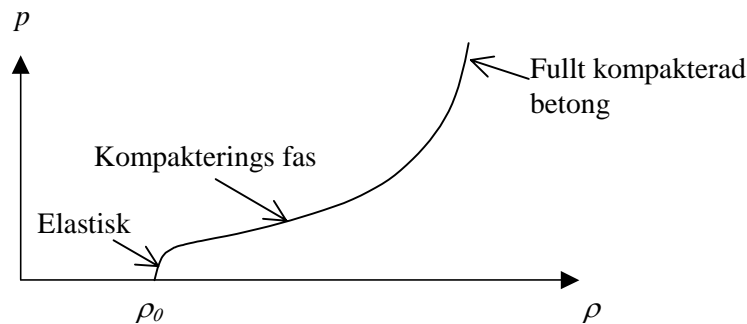
Figur 4:3a. Betongens spännings-töjningssamband för enaxiell belastning.

Då betongen utsätts för fleraxiellt spänningstillstånd ökar dess tryckhållfasthet. Ju större omslutningstryck desto högre blir tryckhållfastheten. Dessutom blir materialet segare, vilket illustreras i figur 4:3b. Exempelvis har försök visat att för betong med en tryckhållfasthet på 46 MPa har hållfastheten ökat till 800 MPa när det samtidigt utsätts för ett omslutningstryck på 400 MPa. Armeringen ger även en positiv inverkan eftersom omslutningen ökar i betongen.



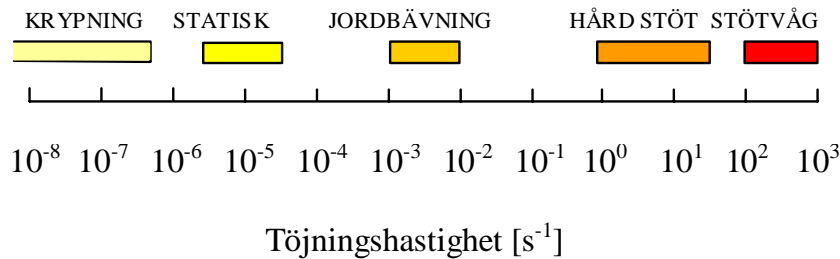
Figur 4:3b. Betongens spännings-töjnings samband för fleraxiell belastning i tryck.

Vid stötvågs- och splitterbelastning blir trycket avsevärt större än vid statisk belastning och betongen är icke-linjär för hydrostatiskt tryck (medelspänningen av de tre huvudspänningarna). Betongen karakteriseras med dess tillståndsekvation, vilket kan uttryckas som sambandet mellan hydrostatiskt tryck och densitet enligt figur 4:3c. För låga belastningar är förhållandet linjärt och för ökad hydrostatisk pålastning uppstår mikrosprickbildning i betongen och porerna kollapsar, vilket medför att betongens respons blir icke-linjär. Vid ytterligare pålastning kompakteras betongen tills alla porer har kollapsat och förhållandet mellan hydrostatiskt tryck och densitet blir linjärt.



Figur 4:3c. Betongens tillståndsekvation.

Betongens egenskaper vid dynamisk belastning ändras jämfört med statisk belastning. Vid snabba belastningar ökar töjningshastigheten i betongen. Det medför att betongens styvhet och hållfasthet kan öka avsevärt. För de flesta material förändras egenskaperna vid olika töjningshastigheter (töjning per tidsenhet). Figur 4:3d visar töjningshastigheten för olika vanliga belastningssituationer.

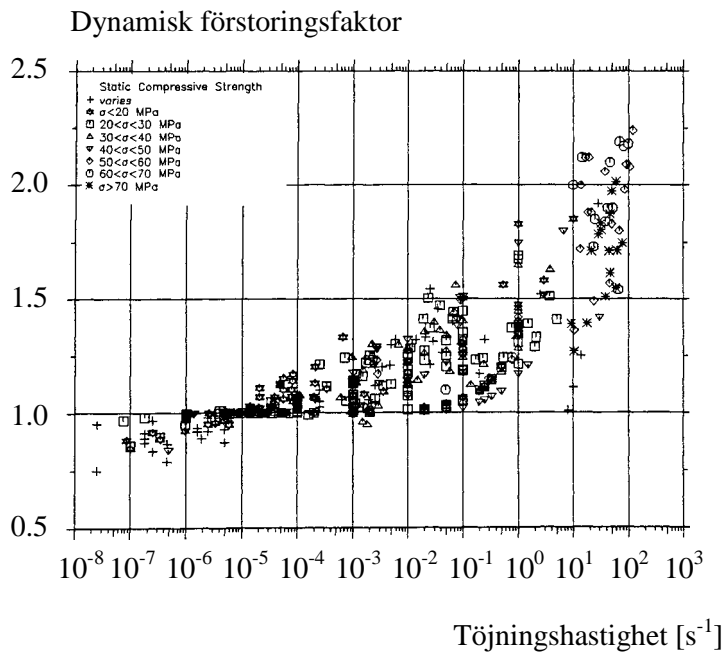


Figur 4:3d. Töjningshastighet i vanliga belastningssituationer.

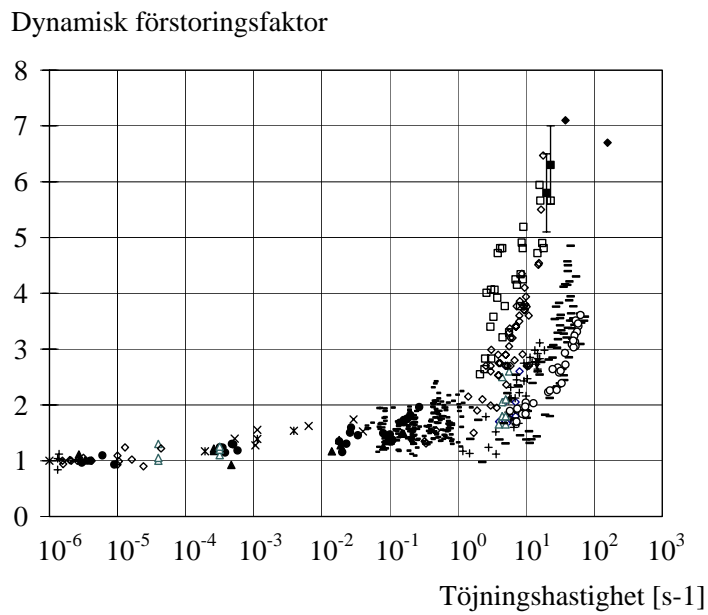
Dynamisk förstoringfaktor är förhållandet mellan den dynamiska och den statiska hållfastheten. Statisk belastning definieras som en töjningshastighet på omkring 10^{-5} s^{-1} . Vid töjningshastigheter mer än 10 s^{-1} , exempelvis vid stötvågs- och splitterbelastning, kan betongens tryckhållfasthet mer än fördubblas, se figur 4:3e. Motsvarande för drag kan den dynamiska förstoringsfaktorn bli upp till sju, se figur 4:3f.

Den förhöjda hållfastheten förklaras med att vid långsam belastning kan spricktillväxten ske genom att sprickan tar den väg som är mest energibesparande, runt ballastkornen i betongen, vilket illustreras i figur 4:3g. Vid snabba belastningar tvingas sprickan gå en kortare väg och därmed genom ballastkornen. Betongen får därmed en högre hållfasthet.

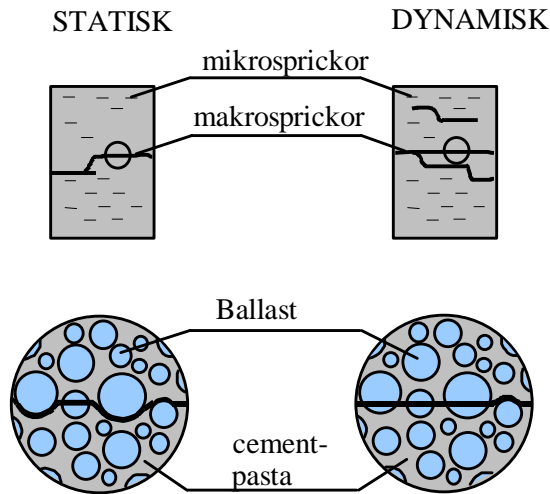
Andra fysikaliska fenomen som förklarar den förhöjda hållfastheten är viskösa effekter och masströghetskrafter. Dessa brottmekanismer har en direkt koppling till betongens materialegenskaper. Ballasten i betongen är i regel betydligt styvare än cementpastan och eftersom sprickan tvingas gå igenom ballastkornen ökar betongens styvhet. En enskild spricka blir sprödare för dynamisk belastning. Dock, förändras sprickbilden vid dynamisk belastning och flera sprickor uppkommer, vilket medför att totalt ökar betongens energiupptagnings förmåga.



Figur 4:3e. Dynamisk förstöringsfaktor som funktion av töjningshastighet för betong i tryck, experimentella resultat.



Figur 4:3f. Dynamisk förstöringsfaktor som funktion av töjningshastighet för betong i drag, experimentella resultat.

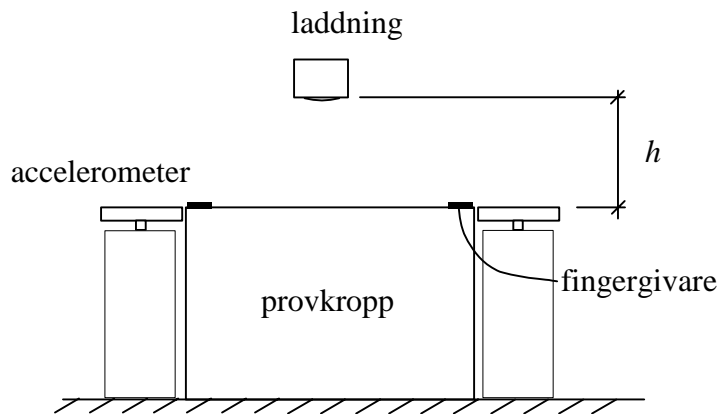


Figur 4:3g. Sprickutveckling vid statisk och dynamisk belastning.

4:4 Experiment med splitterbelastning

Kännedomen om penetrations-, perforations- och utstötningsfenomen är väl etablerade. Dock är skademekanismerna för splitterbelastning inte kända i detalj. För att karakterisera betongens materialegenskaper är det högst väsentligt att bilda sig en uppfattning om skadan i betongen för splitterbelastning. För att studera detta har experiment utförts på Chalmers, där både enskilda splitter och kombinerad stötvågs- och splitterbelastning har skjutits mot tjocka betongblock. Frågor som hur betongens tryck- och draghållfasthet påverkas av en splitterskur, samt hur den resulterande sprickbilden ser ut har studerats.

För splittersvärmen nyttjades en laddning för att avfyra splittersvärmen; försökupställningen visas i figur 4:4a. Splitterladdningen tillverkades genom att gjuta fast stålkulor på en konvex ända av en cylinder. Totalt sju laddningar med vikten på 1,3 kg vardera nyttjades. Hastigheten för splittersvärmen mättes med accelerometrar och fingergivare och blev cirka 1 650 m/s. Provkropparna hade dimensionerna 750 x 750 x 500 mm³ med höjden 500 mm.



Figur 4:4a. Försöksupställning med splittersvärm.

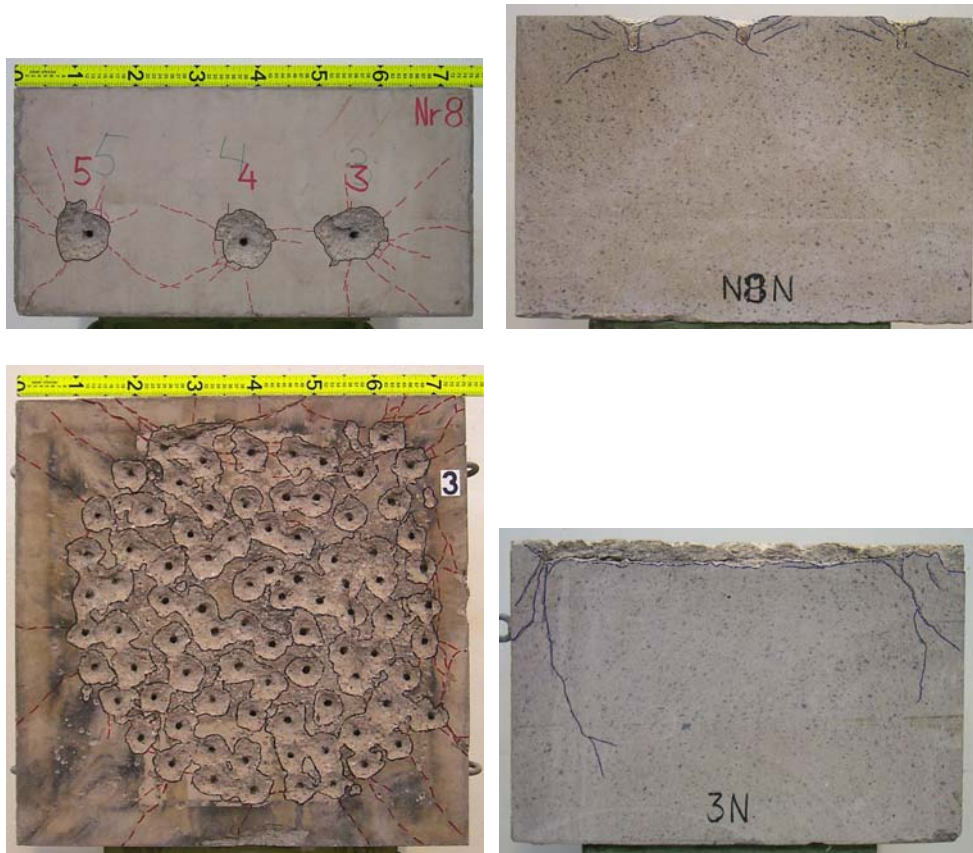
Efter beskjutning fotograferades och sågades betongblocken itu för att studera sprickbildning. Figur 4:4b visar fotografier från ett av betongblocken där skadan från splittersvärmen visas ovan och i tvärsnitt. Kraterdiametern blev cirka 50 mm för belastning med splittersvärm och penetrationsdjupet varierade mellan 30 och 50 mm, där störst inträngning blev i centrum av splitteranslaget.

För de enstaka splittrena, i skjutningen användes en 30 mm kanon där splittret avfyrades med varierande mängd krut för att få olika splitterhastigheter. Totalt avfyrades åtta enstaka skott mot betongblock med dimensionerna 750 x 375 x 500 mm³ (höjden är 500 mm). Hastigheten för dessa åtta skott varierade mellan 1 750 och 2 000 m/s. Efter beskjutningen sågades ett av betongblocken itu för att studera sprickbildning. Figur 4:4b visar fotografier från detta betongblock, vilket visar skadan i betongen sett ovan och i tvärsnitt. Kraterdiametern blev större för de enstaka splitterskotten, omkring 90 mm. Dock var hastigheten högre, men det förklarar inte enbart den stora skillnaden i kraterstorlek mellan de enstaka splitterskott och splittersvärm. En trolig orsak är att det skapas en svärmeffekt vid anslaget för flera splitter då en mothållande kraft skapas i radiell riktning som minskar kraterstorleken.

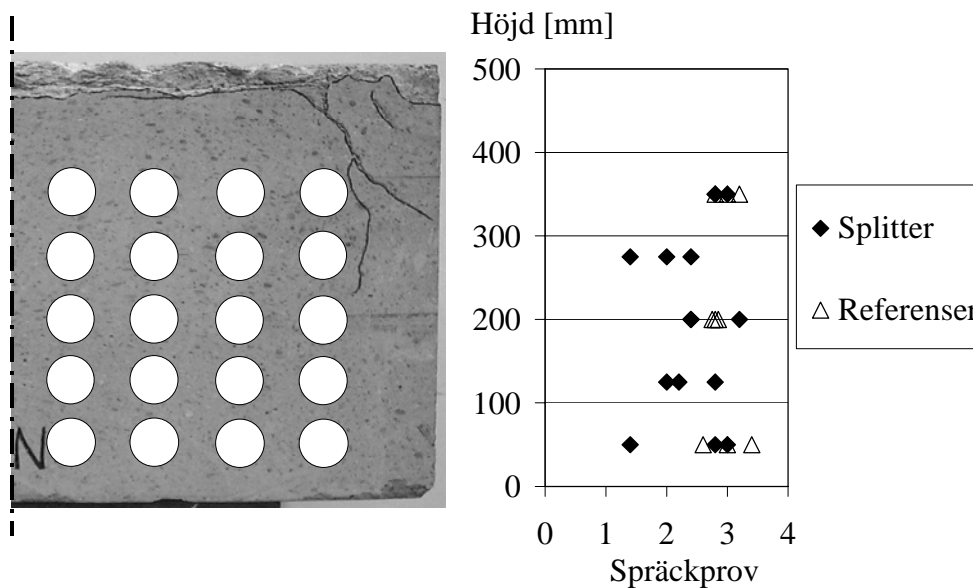
För splittersvärmen orsakas avskalning på ytan av splittret. Den stötvåg som genereras av detonation fortskrider som en tryckvåg genom betongblocket. När tryckvågen når ränderna av blocket reflekteras den som en dragvåg, vilken orsakar sprickbildning eftersom betongens draghållfasthet är betydligt lägre än tryckhållfastheten.

För att studera hur hållfastheten påverkas av splitterbelastning har borrkärnor borrats ur de betongblock som var belastade med splittersvärm, från vilka tryck- och spräckprov har genomförts. Storleken på proven var 50 x 100 mm. Figur 4:4c visar resultat från dessa spräckprov samt resultat från referensprover (spräckprov från borrkärnor borrade från cylindrar som ej var belastade med splitter). Proverna visade att hållfastheten var opåverkad på

ett avstånd som var drygt två gånger det maximala penetrationsdjupet för splittret. Dock var hållfastheten lägre vid ränderna där den reflekterade stötvågen hade orsakat mikrosprickor.



Figur 4:4b. Försöksresultat med enstaka splitter (överst) och med kombinerad stötvågs- och splitterbelastning (underst).



Figur 4:4c. Spräckprov utförda på cylindrar borrade ur splitterbelastad betong och referensblock.

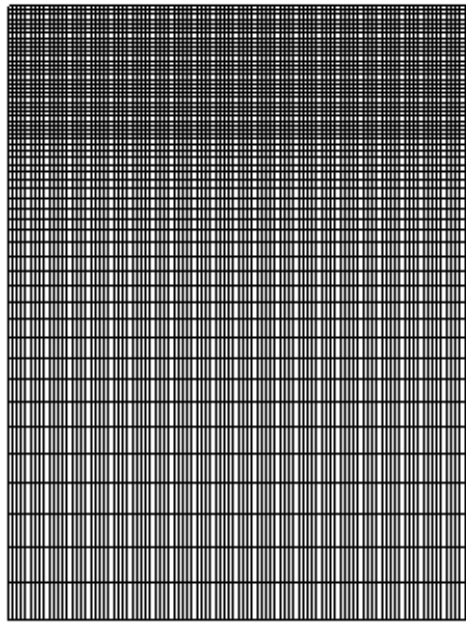
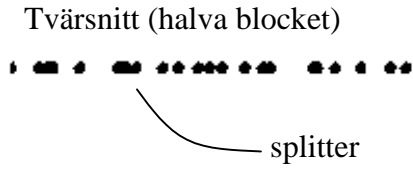
4:5 Simulering av splitterbelastning

Numeriska metoder är idag ett allmänt använt ingenjörswerktyg för dimensionering och analys av bärande konstruktioner. Finita elementmetoden (FEM) är den vanligaste använda metoden. Dock, för splitterbelastningar är det mer lämpligt att nyttja en strömningskod (hydrocode på engelska) som bygger på en kombination av finita elementmetoden, finita differensmetoden och finita volym. Med numeriska metoder kan godtyckliga geometrier och tredimensionella spänningstillstånd modelleras. För konstruktioner fås en överskådlig bild av deformationer, svängningar, spänningar, sprickbildning etc. En annan fördel med numeriska simuleringar är repeterbarheten, då materialegenskaper kan ändras och parameterstudier genomföras. Experiment är dock en viktig del av kunskapsuppbyggnad och bör vara ett komplement till numeriska simuleringar.

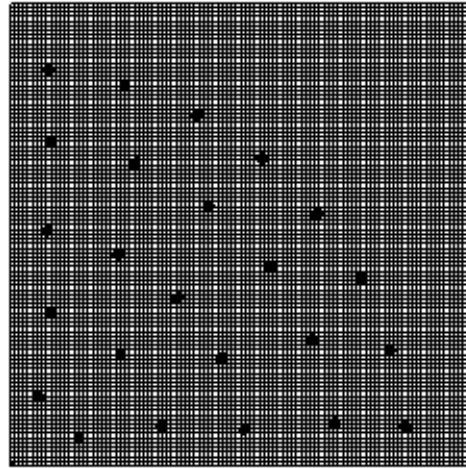
Numeriska simuleringar med splitterbelastning har genomförts av de i avsnitt 4:4 beskrivna experimenten. För god noggrannhet i splitteranalyser behövs väldigt tätt elementnät. En modell för splitteranalys visas i figur 4:5a, där betongblocket består av 100 x 100 x 57 element (totalt 570 000 element). Elementen är tätare vid splitteranslaget och vid 100 mm från ytan där splittret träffar ökar elementstorleken successivt mot botten av betongblocket.

För att avfyra splittersvärmen nyttjades laddningar med vikt på 1,3 kg. Ett program, ConWep användes för att beräkna tryck-tid-sambandet. I analysen, för att simulera trycket från detonationen, belastades ytan med spänningen 25 MPa som avtog stegvis ner till noll på tiden 0,42 ms enligt figur 4:5b.

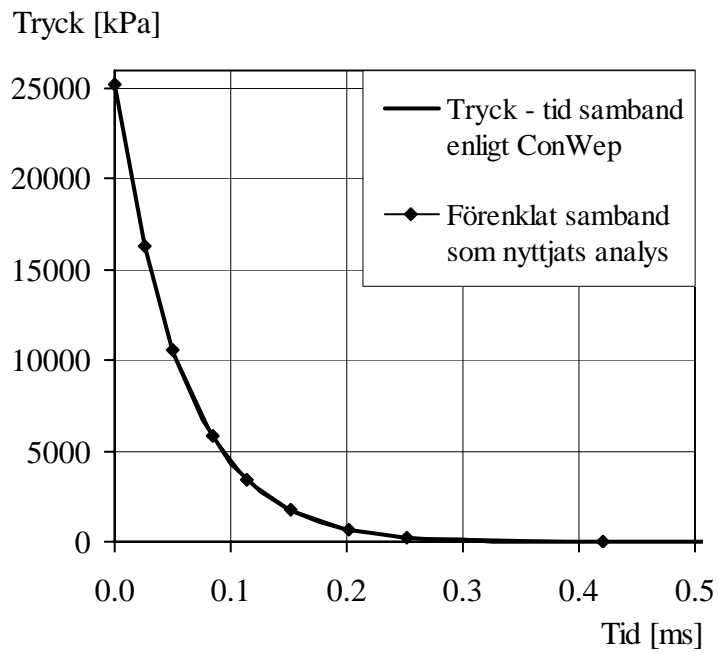
Materialmodellen för betongen beaktar töjningshastighetsinverkan, stora deformationer och triaxiella spänningstillstånd. Resultaten från analyserna visas i figur 4:5c-d. Analyserna överstämmer väl med experimenten. Kratrar som uppkommer av splitteranslaget sammanfaller med varandra, vilket fångas upp i analysen. Kraterstorleken är främst beroende på betongens draghållfasthet medan själva inträngningsdjupet främst styrs av betongens förmåga att motstå tryck vid höga töjningshastigheter och triaxiella spänningstillstånd. Tvärsnittet i figur 4:5d visar att det i analyserna fås en avskalad yta vid splitteranslaget, samt att betongen är oskadad på ett avstånd drygt två gånger det maximala penetrationsdjupet, vilket stöds av de materialprover som utfördes. Vidare uppstår skada vid ränderna på grund av den reflekterade stötvågen, vilket även fångas upp i analysen.



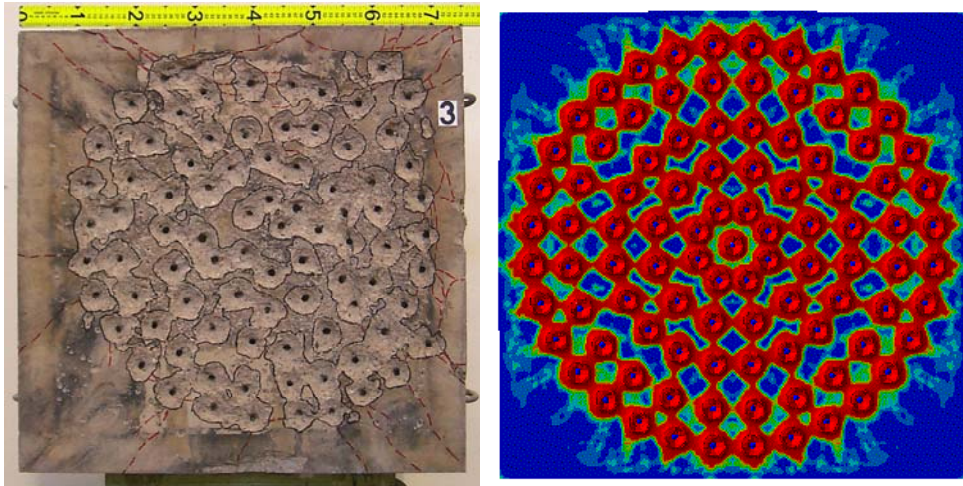
Plan (1/4 block ovanifrån)



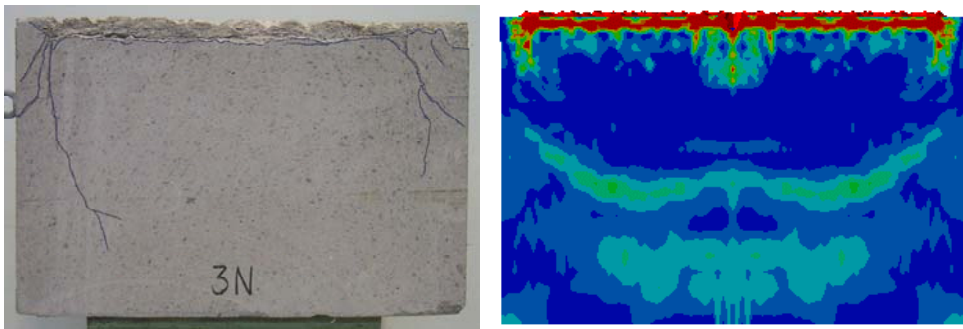
Figur 4:5a. Numerisk modell för splittersvärm.



Figur 4:5b. Tryck-tid-samband för numerisk analys.

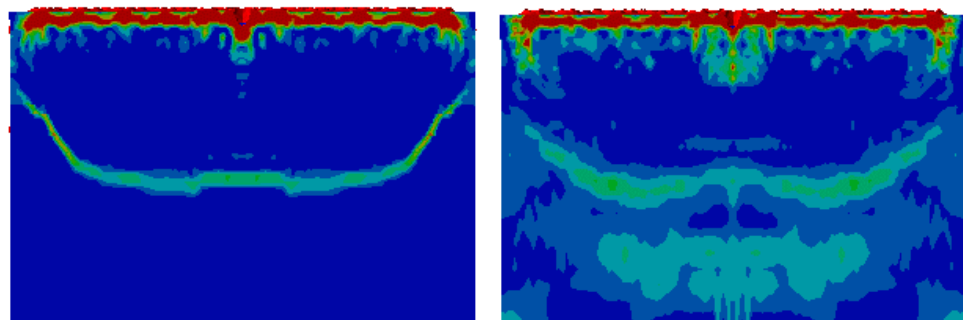


Figur 4:5c. Jämförelse mellan experiment och analys, träffyta.



Figur 4:5d. Jämförelse mellan experiment och analys, tvärsnitt.

En jämförelse med analys för splitterbelastning där stötvågen ej beaktas och beaktas visas i figur 4:5e. Analysen visar att penetrationsdjupet och avskalningen är likvärdigt oavsett om stötvågen från detonation beaktas eller ej. Däremot begränsas skadegraden inuti betongblocket avsevärt i analysen där endast splitterbelastning beaktas. För att få en korrekt skadebild i numeriska simuleringar måste både stötvågs- och splitterbelastning beaktas. Splittret orsakar en eroderande effekt, medan stötvågen genererar en tryckvåg i betongen som propagerar. Den impuls som erhålls från splittret är betydligt lägre än den från stötvågen.



Figur 4:5e. Jämförelse mellan analyser där stötvåg ej beaktas (vänster) och beaktas (höger).

5 Markstöt våg

5:1 Bakgrund

Enligt Skyddsrumslagarna (SR) skall ett skyddsrum klara av att motstå belastningen från ”verkan av en tryckvåg motsvarande den som åstadkoms av en 250 kg minbomb med 50 viktprocent TNT som briserar i det fria 5,0 m från skyddsrummets utsida”. I det ”fria” kan tolkas som att minbomben briserar i ”luften”, men många skyddsrum är placerade så att det ”fria” utanför skyddsrummets yttervägg består av markfyllnad och jord. Därför är det också av yttersta intresse att ha en klar bild av vad som sker om minbomben briserar i jordmaterialet utanför skyddsrummet.

5:2 Målsättning

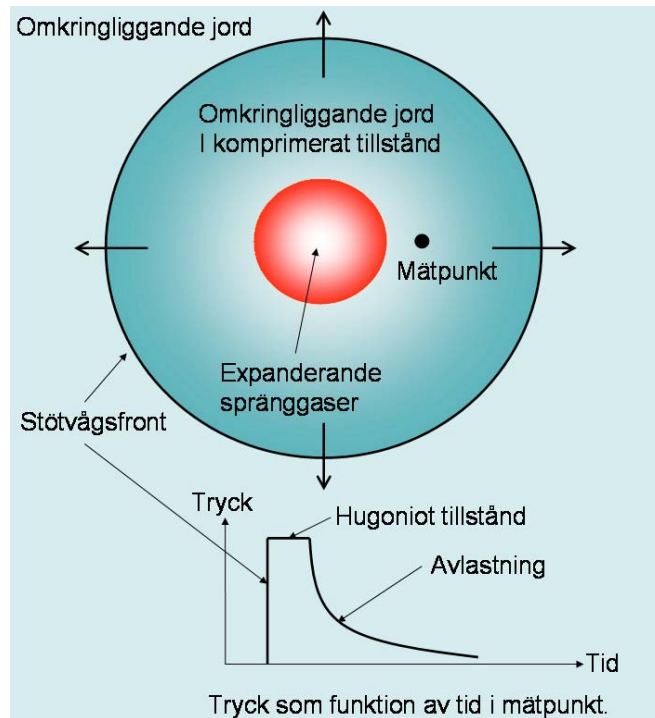
Avsnittet om markstöt våg i detta dokument är ett selektivt utdrag ur rapporter om markstöt våg och simulering, se Laine (2002) och Laine (2005) i avsnitt 1:4, den senare rapporten behandlar fenomenet markstöt våg mera övergripande. Målsättningen har varit att presentera detta ämne på ett pedagogiskt och relativt lätthanterligt sätt och samtidigt ge en god bild om hur en markstöt våg uppkommer, vilka faktorer som påverkar dess magnitud och utbredning. Dessutom kommer ett förslag till passivt skydd att presenteras. För mer information hänvisas läsaren både till de rapporter som nämns i avsnitt 1:4, Referenser.

5:3 Hur bildas en markstöt våg?

En markstöt våg bildas av att jordmaterialet accelereras av en yttre last som exempelvis av en detonerad sprängladdning som är helt eller delvis begrävd i jorden eller till exempel en kraftig stöt. Vid fallet med laddning maximeras överföringen från laddningens frigörelse av energi till markstöt våg när laddningen är fullt nergrävd.

När laddningen detonerar så bildas spränggaser som har högt tryck och hög temperatur. Dessa spränggaser vill expandera för att nå samma jämviktstillstånd som omgivande material hade före detonationen. Denna expansion leder till att en stöt våg bildas i det omgivande jordmaterialet. Jordmaterialet komprimeras kraftigt och en stöt vågsfront bildas mellan okomprimerat material framför och komprimerat material bakom fronten. I figur 5:3a illustreras hur spränggaserna komprimerar omkringliggande media så att en stöt våg bildas. Stöt vågsfronten är en tydlig diskontinuitet med hänsyn till tryck-, densitet-, och energi- tillstånd som materialet upplever. Precis efter stöt vågsfronten sägs materialet ha ett stöt vågstillstånd

som ofta kallas för Hugoniot-tillståndet. Efter detta sker en avlastning av stötvågen.



Figur 5:3a. Illustration av hur spränggaserna komprimerar den omkringliggande jorden.

Den överförda energin från spränggaserna till omkringliggande media sprids i alla riktningar vilket gör att stötvågens styrka avtar kraftigt med avståndet från detonationscentrum. Markstötvågens magnitud påverkas huvudsakligen av:

- Energiinnehåll och snabbheten hos energifrigörelsen hos laddning.
- Vid vilket djup i marken laddningen detonerar.
- Avståndet från laddningen till studerad punkt.
- Jordmaterialens innehåll och sammansättning.
- Reflexioner med omgivande material.

Närmast laddningen är marktrycket, stötvågshastighet och partikelhastighet som störst och avtar med avståndet från laddningen och tiden. Vid explosion i marken är det stora jordvolymerna som flyttas och leder till kraterbildning.

Markstötvågen utgör det dominanta hotet för nergrävda konstruktioner. Markstötvågen har både högre trycknivåer och längre varaktighet hos sin tryckpuls än en motsvarande detonation i luft. En markstötvåg uppstår även om laddningen detonerar helt i luften men kommer då att ha betydligt lägre energiinnehåll och därmed mindre verkan.

5:4 Hur markstötstågsparametrar bestäms

5:41 Allmänt

Detta kapitel ger tillräcklig bakgrund för hur man numeriskt kan bestämma stötstågsparametrar hos ett stötstågsbelastat material. För att kunna göra detta behövs kännedom om materialets egenskaper, såsom dess tillståndsekvation.

5:42 Tillståndsekvation (EOS)

För att analytiskt beskriva stötstågsfenomenet kan man använda sig av konserveringslagar. De tre konserveringslagarna, bevarande av massan, rörelsemängd, och energi är beskrivna i ekvationerna (5:42a), (5:42b), och (5:42c). För härledning, se avsnitt 3:21. Här finns fem variabler, nämligen tryck P , partikelhastighet U_p , stötstågshastighet U_s , densitet ρ eller specifik volym V och energi E . Sålunda behövs en ekvation till för att beskriva alla variabler som funktion av en. Denna fjärde ekvation kallas för tillståndsekvation, på engelska Equation Of State (EOS).

$$\rho_0 U_s = \rho (U_s - U_p) \quad (5:42a)$$

$$(P - P_0) = \rho_0 U_s U_p \quad (5:42a)$$

$$E - E_0 = \frac{1}{2} (P + P_0) (v_0 - v) \quad (5:42a)$$

Det finns flera olika typer av tillståndsekvationer. Det är vanligt förekommande med en empirisk tillståndsekvation som beskriver relationen mellan U_s och U_p . Ekvationen skrivs som ett polynom med konstanterna C_0 , S_i $i=1,n$, såsom

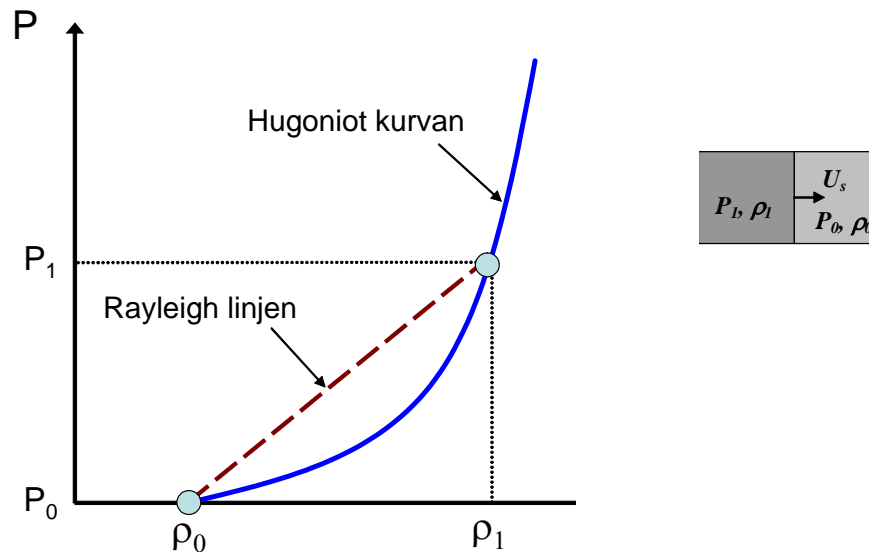
$$U_s = C_0 + S_1 U_p + S_2 U_p^2 + \dots \quad (5:42d)$$

Dessa konstanter återfinns ofta i litteraturen, speciellt för metaller.

Ett mer generellt sätt att ange en tillståndsekvation är trycket som en funktion av densitet ρ och intern energi E , dvs. $P(\rho, E)$. Den främsta svårigheten med bestämning av storleken av stötstågsparametrar är att ha tillräckliga data om jordmaterialet, det vill säga ha kännedom om dess tillståndsekvation.

5:43 Rankine-Hugoniot ekvationen och Rayleigh linjen

Om tillståndsekvationen är given som $P(\rho, E)$ kallas sambandet ofta för Rankine-Hugoniot ekvationen eller bara 'Hugoniot'. Ekvationen beskriver vilka tillstånd som är möjliga för materialet att uppnå. P och ρ är vad som upplevs precis bakom stötvågsfronten inom det komprimerade området. I figur 5:43a visas Hugoniot kurvan för ett godtyckligt material.



Figur 5:43a. Hugoniotkurva för ett godtyckligt jordmaterial samt en skiss som visar hur stötvågen framskrider endimensionellt.

När materialet utsätts för en stötvåg så följer man inte Hugoniot linjen utan materialet 'hoppar' mellan de olika materialtillstånden. I figur 5:43a visas hur materialet hoppar från (ρ_0, P_0) till (ρ_1, P_1) . Så om materialet upplever en stötvågspuls med ett maxtryck P_1 så följs inte Hugoniot kurvan. Det är en diskontinuitet i tryck och densitet som stötvågsfronten beskriver. Rayleigh-linjens lutning beskriver hur stor stötvågens hastighet U_s är. Relationen beskrivs av följande ekvation

$$\rho_0^2 U_s^2 = - \frac{P_1 - P_0}{v_0 - v_1} \quad (5:43a)$$

där $v_i = 1/\rho_i$, $i=0,1$ är specifik volym och $(P_1 - P_0)/(v_0 - v_1)$ är lutningen hos Hugoniot ekvationen. Lutningen hos Hugoniotkurvan är proportionell mot kvadraten av stötvågshastigheten U_s . Ju större skillnaden det är mellan de olika tillstånden före och efter stötvågsfronten, desto kraftigare blir stötvågshastigheten U_s .

Så om vi vet hur stort trycket är efter stötvågsfronten kan alla andra parametrar bestämmas med hjälp av konserveringslagarna. Uttryck för stötvågshastigheten och partikelhastigheten fås med hjälp av ekvationerna för

bevarande av massan och bevarande av rörelsemängden och kan uttryckas som

$$U_s = V_0 \sqrt{\frac{P_1 - P_0}{v_0 - v_1}} \quad (5:43b)$$

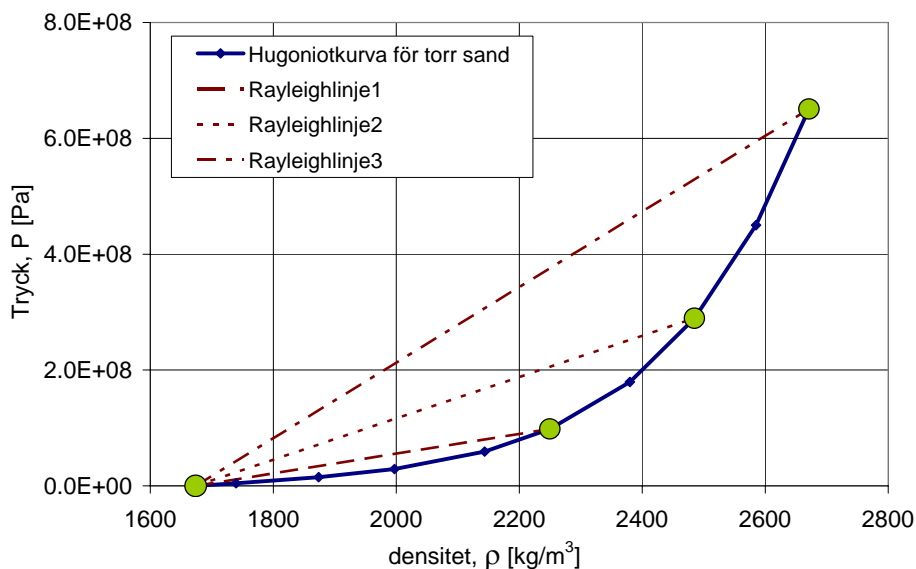
och

$$U_p = \sqrt{\frac{P_1 - P_0}{v_0 - v_1}} \quad (5:43c)$$

5:44 Numeriskt exempel

För att illustrera hur stötvågsparametrarna kan bestämmas så utförs här ett litet beräkningsexempel för torr sand och den framtagna tillståndsekvationen $P(\rho)$ som beskrivs i rapporten Laine (2002) i avsnitt 1:4. Vi utgår alltså från att vi känner materialets tillståndsekvation.

I figur 5:44a visas hugoniotkurvan för en torr sand från Sjöbo. Vi tar och utför tre olika stötvågsbelastningar för sanden. Antag att initieellt tryck $P_0=0$ och intern energi $E_0=0$ för de tre fallen.



Figur 5:44a. Del av Hugoniotkurvan för torr sand. Med In situ-densitet 1674 kg/m^3 .

Dessutom antas vi veta att trycket P bakom stötvågsfronten för de olika stötvågsfallen är 98,1, 289,4 och 650,7 MPa. Med hjälp av Hugoniotkurvan eller tillståndsekvationen kan vi direkt bestämma vad densiteten är hos det komprimerade materialet omedelbart bakom stötvågsfronten. Dessa värden

för densiteten kan läsas ur framtagna EOS för sandmaterialet, se tabell 5:44a. Densiteten ökar från 1674 kg/m³ till 2250, 2485, och 2671 kg/m³ för de tre stötvågsfallen.

Tabell 5:44a. Tillståndsekvation för torr sand från Sjöbo för tryck mellan 0 och 650 MPa.

Densitet ρ [kg/m ³]	Tryck P [MPa]
1674	0
1739	4,58
1874	15,0
1997	29,2
2143	59,2
2250	98,1
2380	179
2485	289
2585	450
2671	651

Om vi nu utgår från att stötvågsfronten har obetydlig tjocklek och att skjuvhållfastheten hos sanden inte påverkar resultaten, kan vi använda konserveringslagarna för att bestämma stötvågshastigheten U_s , partikelhastigheten U_p , och energin E . För det första fallet blir

$$U_s = V_0 \sqrt{\frac{P_1 - P_0}{v_0 - v_1}} = \frac{1}{1674} \sqrt{\frac{9,810 \cdot 10^7 - 0}{\frac{1}{1674} - \frac{1}{2250}}} = 478,2 \text{ m/s} \quad (5:44a)$$

och

$$U_p = \sqrt{\frac{P_1 - P_0}{v_0 - v_1}} = \sqrt{\frac{9,810 \cdot 10^7 - 0}{\frac{1}{1674} - \frac{1}{2250}}} = 122,5 \text{ m/s} \quad (5:44b)$$

Slutligen bestäms intern energi till att vara

$$E = \frac{1}{2}(P - P_0)(v_0 - v) = \frac{1}{2}(9,810 \cdot 10^7 - 0)\left(\frac{1}{1674} - \frac{1}{2250}\right) = 7501 \text{ J/kg} \quad (5:44c)$$

På samma sätt beräknas sedan de två andra stötvågsfallen. Resultaten är samlade i tabell 5:44b.

Tabell 5:44b. Tre stötvågstillstånd när sandmaterialet har initieellt tryck $P_0=0$ och initieell energi $E_0=0$.

Stötvågsfall	ρ [kg/m ³]	P [MPa]	U_s [m/s]	U_p [m/s]	E [J/kg]
1	2250	98	478	123	7501
2	2485	289	728	238	28210
3	2671	651	1020	381	72547

Som vi kan se i tabell 5:44b så ökar stötvågshastigheten U_s när stötvågstrycket P ökar. Detta illustreras också av de tre Rayleighlinjer som är inritade i figur 5:44a. Lutningen hos Rayleighlinjen är som sagt proportionell mot kvadraten av stötvågshastigheten U_s .

5:5 Lösa jordmaterials sammansättning och dess betydelse vid markstötvåg

5:51 Allmänt

Tillförlitliga materialdata över olika typer av jordtyper är önskvärda för att noggrant kunna beräkna markstötvåg. I detta avsnitt kommer jordens sammansättning översiktligt gås igenom. Dessutom kommer de faktorer som huvudsakligen påverkar markstötvågens styrka och avtagande att belysas.

5:52 Lösa jordars sammansättning

Jordtyper består av partiklar som tillsammans formeras till ett skelett. Mellan kornen bildas hålrum, vilka antingen är fyllda av gas och/eller vatten. Jord är således sammansatt av både fasta partiklar, gasformiga delar, och vätskor.

Fasta partiklar:

Dessa kan bestå av mineraler och organisk substans. Mineralpartiklarna är från mineralgrupperna silikater, karbonater, och sulfider. Mineralgruppen silikater är den dominerande gruppen. De vanligaste silikatmineralen i grovkorniga jordar är de som förekommer i berggrunden, dvs. för Sverige gäller kvarts SiO_2 , fältspat KAlSi_3O_8 eller $\text{KA}(\text{Ca},\text{Na})\text{AlSi}_3\text{O}_8$, glimmer $\text{KAl}_2(\text{AlSi}_3\text{O}_{10})(\text{OH})_2$ eller $\text{K}(\text{Mg},\text{Fe})_3\text{AlSi}_3\text{O}_{10}(\text{OH})_2$, poryxen $(\text{Mg},\text{Fe})\text{SiO}_3$, amfibol $(\text{Ca}_2\text{Mg}_5)\text{Si}_8\text{O}_{22}(\text{OH})_2$, olivin $(\text{Mg},\text{Fe})\text{SiO}_4$, epidot och granat. I finkorniga jordar förekommer dessutom silikatmineral tillhörande lermineralen. Lermineralen byggs upp av skikt bestående av SiO_4 -tetraedar $(\text{Al},\text{Mg})(\text{O},\text{OH})$ oktaedrar. Den vanligaste lermineralen i Sverige är illit. Den har ett kristallgitter som består av cirka 1 nanometer tjocka enhetsskikt. Den organiska substansen utgörs av allt från makroskopiska blad och rötter till mikroskopiska djur, sporer, pollen alger och så vidare.

Porvatten:

Vattnet innehåller alltid mineralpartiklar, humusgel, gaser samt lösta salter. De mest vanligt förekommande positiva joner är Na^+ , Mg^{2+} , Ca^{2+} , och K^+ . De vanligaste negativa jonerna är Cl^- , SO_4^{2-} , och HCO_3^- . Uppslamningen av fasta partiklar i vätskan understiger oftast 0,5 promille.

Porgas:

Porgasen består av syre, kväve, koldioxid och metan. Den förekommer i porerna men också som gasbubblor i porvattnet. Vid tryckökning minskar gasblåsornas storlek och gasen går i lösningsform.

Kornstorlek och kornfördelning:

Kornstorlek och kornfördelning är viktiga faktorer för att bestämma mineraljordarnas mekaniska egenskaper. Följande fraktionsindelning brukar användas för att definiera olika jordarter, se tabell 5:52a.

Tabell 5:52a. Kornstorlek av olika jordtyper.

Jordtyp	Kornstorlek d [mm]
Block och sten	
Block	≥ 600
Sten	60 till 600
Grovjord	
Grus	2 till 60
Sand	0,06 till 2
Finjord	
Silt	0,002 till 0,06
Ler	$\leq 0,002$

När halten av en ingående fraktion överstiger 40 viktprocent benämns jorden med substantivet. Adjektiv benämning används för de fraktioner som innehåller cirka 10 till 40 procent.

Exempel: Antag att en jord innehåller 42 procent finjord ler och 21 procent sand. Då skulle denna jord benämnas sandig lera.

Kornfördelningen studeras genom att beräkna ur kornfördelningskurvan.

$$C_u = \frac{d_{60}}{d_{10}} \quad (5:52a)$$

där d_{60} innebär att 60 viktprocent av jorden passerade denna kornstorlek och d_{10} att 10 viktprocent av jorden passerade denna kornstorlek.

Därefter benämns jordens gradering efter följande graderingstal:

- Ensgraderat $C_u < 5$
- Mellangraderat $5 < C_u < 15$
- $C_u > 15$

En annan viktig egenskap är att undersöka jordens organiska halt. Denna är minst lika viktig som klassificering med hjälp av kornstorlek och fördelning. Halten av brännbar viktprocent mäts och därefter används följande kriterier:

- Organiska mineraljordarter: 2 till 6 viktprocent organiskt material, exempel: gyttjig lera.
- Mineraliska organiska jordarter: 6 till 20 viktprocent organiskt material, exempel: lerig gyttja.
- Organiska jordarter: över 20 viktprocent organiskt material, exempel: gyttja.

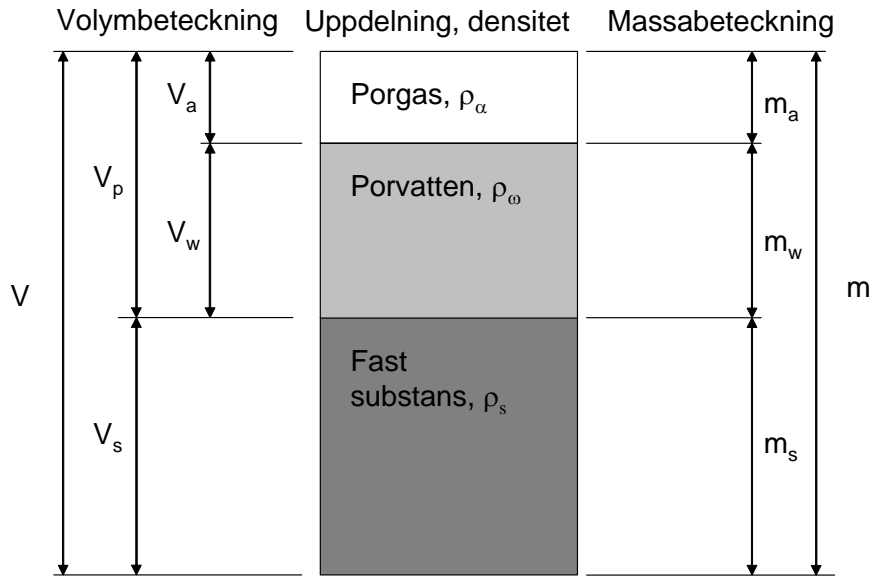
En viktig aspekt när man talar om jordar är om de tillhör friktionsjordar eller kohesionsjordar. Med friktionsjord menas de grovkorniga jordarterna sand, grus och sten. I friktionsjord är skjuvhållfastheten en direkt funktion av normaltrycket mellan partiklarna och deras inbördes friktion. Drag hållfasthet saknas.

Till kohesionsjordar räknas lera och de organiska jordarterna som dy och gyttja. För kohesionsjordar bildas huvudsakligen skjuvhållfastheten vid snabba förlopp av kohesion, dvs. dragningskraften mellan partiklarna. För enklart så är skjuvhållfastheten omvänt relaterad till portalet (portal definieras som kvoten mellan porvolymen och den fasta substansens volym). Dessa jordar har ofta en viss draghållfasthet. Vatteninträngningen är mycket låg.

Mellan dessa två ytterligheter finns en jord som kallas mellanjord. Hos mellanjordar byggs skjuvhållfastheten upp av både friktion och kohesion.

Definitioner:

Som tidigare nämnts innehåller jorden både fasta, flytande och gasformiga beståndsdelar. Detta illustreras i figur 5:52a.



Figur 5:52a. Schematisk skiss över ett jordelements fasta, flytande och gasformiga beståndsdelar. Till vänster i figuren visas volymindelningen och till höger massindelningen.

Kompaktdensitet, ρ_s

Denna betecknas som kvoten mellan den fasta substansens massa m_s och dess volym V_s :

$$\rho_s = \frac{m_s}{V_s} \tag{5:52b}$$

Kompaktdensiteten ger en uppfattning om hur mineralsammansättningen är.

Korndensitet, ρ_k

Korndensiteten är förhållandet mellan kornets massa m_k och volym V_k .

$$\rho_k = \frac{m_k}{V_k} \tag{5:52c}$$

Korndensiteten hos till exempel kvarts är cirka 2650 kg/m^3 .

Skrymdensitet, ρ

Skrymdensiteten ges av förhållandet mellan total massa m och total volym utan hänsyn till inre uppbyggnad.

$$\rho = \frac{m}{V} \tag{5:52d}$$

Porvatten:

Mängden porvatten brukar studeras med hjälp av vattenkvoten och vattenmättnadsgrad.

Vattenkvot, w

Vattenkvoten betecknas som kvoten mellan vattnets massa och fasta substansens massa.

$$w = \frac{m_w}{m_s} \quad (5:52e)$$

Vattenmättnadsgrad, S_r

Vattenmättnadsgraden betecknas som kvoten mellan vattnets volym och porvolymen.

$$S_r = \frac{V_w}{V_p} \quad (5:52f)$$

Vattenmättnadsgraden anger hur stor del av porvolymen som är fylld med vatten.

Porvolym:

Portal, e

Portalet betecknas av kvoten mellan porvolymen V_p och fasta substansen volym V_s

$$e = \frac{V_p}{V_s} \quad (5:52g)$$

Porositet, n

Porositeten är porvolymens andel av totala volymen.

$$n = \frac{V_p}{V} \quad (5:52h)$$

Mellan e och n råder följande samband

$$e = \frac{n}{1-n} \quad (5:52i)$$

Dessa samband är relevanta för att tolka resultat från provtagning av jordmaterial från fält. Speciellt intressanta för markstövåg är skrymdensiteten, korndensiteten, porositet, och vattenmättnadsgraden.

5:53 *Materialegenskapers betydelse vid markstötståg*

Det är flera aspekter som påverkar markstötstågens styrka och avtagande från laddningscentrum. Jordmaterial är ett komplext material och det finns egentligen inga klara enkla regler för att beräkna markstötståg med hög noggrannhet. För att utföra noggranna beräkningar behöver man utföra materialprovning på det aktuella jordmaterialet. Dock finns det vissa riktlinjer som man kan följa. För markstötståg är det följande faktorer som påverkar markstötstågens styrka och avtagande:

- För det första är det den fasta substansen, det vill säga de fasta partiklar som finns i jorden, en fingervisning om typ av fasta partiklar kan fås av korndensiteten. De fasta partiklarnas kornstorlek och hårdhet påverkar vilken skjuvhållfasthet jordmaterialet kommer att klara av. Om man tar jämförelsen lera och sand vilka har en tydlig skillnad på kornstorlek, så klarar sanden högre skjувbelastning i jämförelse med leran. I jordar med låg friktion består markstötstågen huvudsakligen av en ”ren” tryckståg utan någon större ”skjuv”- komponent.
- Därutöver har jordens porositet, det vill säga hur tätt packade de fasta partiklarna är, stor betydelse. Låg porositet leder till att jordmaterialet har högre densitet och mindre energi går åt till att ”packa” ihop materialet. För att få starkt avtagande markstötståg är det önskvärt att ha så hög porositet som möjligt i jordmaterialet. Detta leder till att energi förbrukas när en framfarande markstötståg ”packar” ihop materialet.
- Viktigast av allt är mängden porvatten, vilket ges av vattenmättnadsgraden. Om porerna i jordmaterialet är fyllda med vatten krävs ingen större energi för att markstötstågen ska transmittas igenom materialet. Vatten är dessutom svårt att komprimera, varför mängden porvatten är en av de viktigaste egenskaperna för ett givet jordmaterials förmåga att förmedla en stötståg.

5:6 *Empiriska samband för att beräkna markstötståg*

5:61 *Allmänt*

Empiriska samband är ett bra verktyg för att enkelt uppskatta vilka laster en markstötståg ger upphov till. Detta har bl.a. tagits fram av Drake(1983) och (1987), se referenser i avsnitt 1:4. Dessa empiriska samband har använts av Balazs (1999) för att uppskatta belastningen hos nergrävda armerade

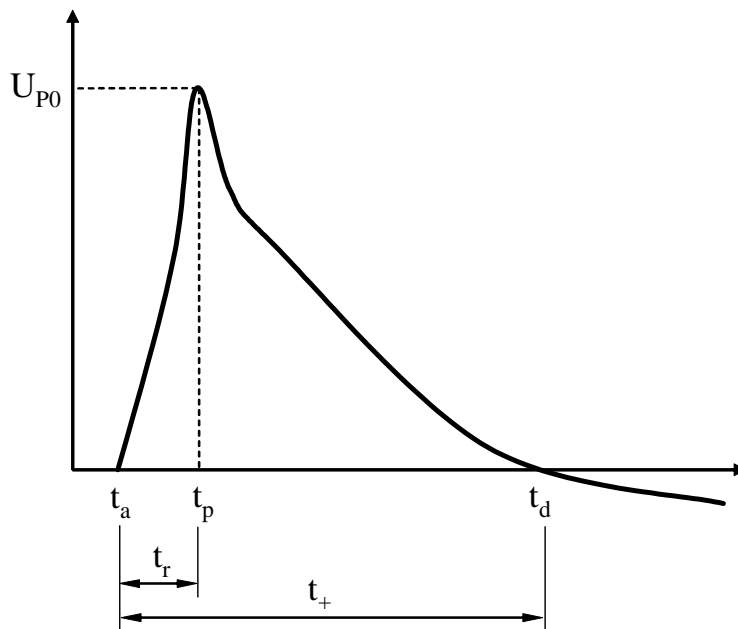
betongplattor som belastas av markstötståg som uppkommer från detonerande bomber nergrävda i marken.

5:62 Stötståg utan reflexioner

En stötståg utan reflexioner kan förenklat beskrivas med en belastningskurva enligt figur 5:62a. Figuren visar partikelhastigheten hos marken vid en fix punkt. Ankomsttiden, t_a kan approximeras till

$$t_a = \frac{R}{c} \quad (5:62a)$$

där R är avståndet från explosionens centrum till studerad punkt och c är den seismiska våghastigheten eller aktuell stötståghastighet.



Figur 5:62a. Partikelhastighet som funktion av tid för en oreflekterad markstötståg.

Stigtiden hos stötstågen kan uttryckas som

$$t_r = 0,1 \cdot t_a \quad (5:62b)$$

Detta är alltså en tiondel av ankomsttiden. Slutligen betecknar tiden t_d den positiva fasens sluttid.

Den propagerande stötstågens maximala partikelhastighet vid en punkt i jorden influeras av avståndet till laddningens centrum R , ekvivalent laddningsvikt i TNT W , jordens egenskaper, samt laddningens begravningsdjup D . Den ekvivalenta laddningsvikten W kan räknas ut för olika explosivämnen med hjälp av tabell given i bilaga 5:A.

Max partikelhastighet kan bestämmas enligt följande ekvation

$$U_{p0} = \alpha \cdot f \left(\frac{R}{W^{1/3}} \right)^{-n} \quad (5:62c)$$

där

- α är en konstant. Om U_{p0} är given i m/s, R i m och W i ton är $\alpha=48,8 \cdot 0,252^{-n}$.
- n är en dämpningskoefficient som beskriver jordmaterialet och dess dämpning av markstöt vågen. Värdet på n bestäms med hjälp av vetenskap om jordmaterialets seismiska hastighet c . I tabell 5:62a återges värden för n . Tabellen visar att hos friktionsjordar (omfattar de grovkorniga jordarterna såsom sand och grus) påverkas dämpningskoefficienten huvudsakligen av hur tätt packade kornen ligger dvs. av densiteten. För kohesionsjordar (omfattar de finkorniga jordarterna såsom lera) är det mängden luftporer som påverkar dämpningskoefficienten.
- f är den så kallade fördämpningsfaktorn som beskriver hur stor andel av laddningens magnitud som förs ner i marken. Den är en funktion av skalat laddningsdjup $D/W^{1/3}$. Vid det skalade laddningsdjupet 0 är $f=0,4$ och vid det skalade laddningsdjupet 0,55 är $f=1,0$, se även figur 5:62b.
- R är avståndet mellan studerad punkt och laddningens centrum.
- $R/W^{1/3}$ är det skalade avståndet. Avståndet, R , divideras med kubikroten av laddningsvikten i TNT ekvivalent vikt $W^{1/3}$. Effekten av varierande sprängämnen kan uppnås genom att man multiplicerar dess vikt med en viktskalningsfaktor, se bilaga 5:A.

Maximala partikelhastigheten avtar exponentiellt med tiden:

$$U_p = U_{p0} \cdot e^{-t/t_a} \quad (5:62d)$$

där t_a är ankomsttiden för stöt vågen.

Stötvågstrycket kan sedan bestämmas med hjälp av:

$$P(t) = \rho \cdot c \cdot U_p(t) \quad (5:62e)$$

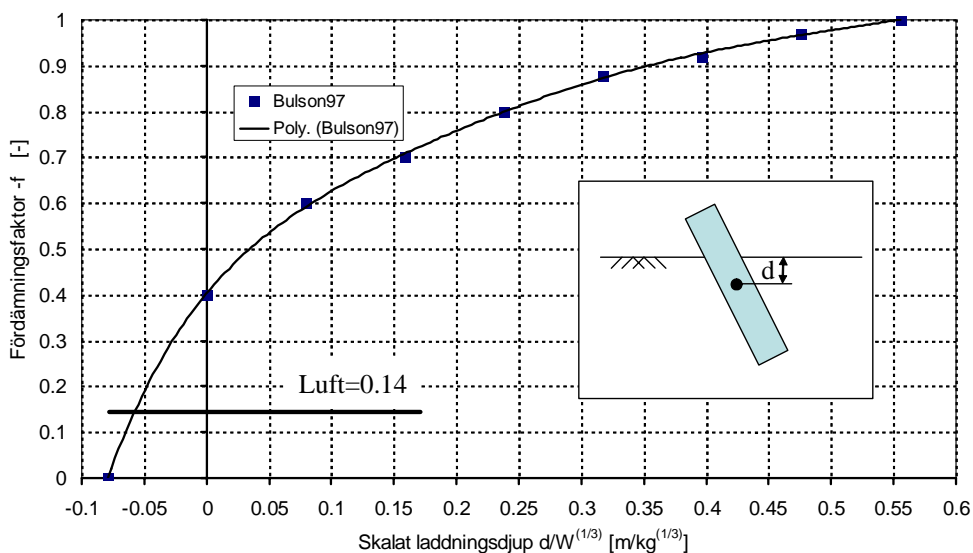
Om ovanstående ekvationer sammanställs kan trycket som funktion av tiden beskrivas med följande ekvation

$$P(t) = \rho \cdot c \cdot \alpha \cdot f \cdot \left(\frac{R}{W^{1/3}} \right)^{-n} e^{-t/t_a} \quad (5:62f)$$

Dessa empiriska samband skall dock användas med försiktighet. Speciellt i närheten av laddningens detonationscentrum kommer det att bildas en krater med stora rörelser och dessa enkla samband tar ej hänsyn till detta.

Tabell 5:62a. Dämpningskoefficient för olika jordtyper.

Jordtyp	Densitet [kg/m ³]	Seismisk hastighet c [m/s]	Akustisk impedans [kPa/m/s]	Dämpnings- koeff. n [-]
lös, torr sand med låg relativ densitet	1490	183	271	3,1
torr sand, och återfyllning	1630	305	498	2,75
tät sand, med hög relativ densitet	2030	488	995	2,5
våt sandig lera med > 4 % luft- porer	1990	549	1086	2,5
vattenmättad sandig lera med, < 1 % luftporer	1920	1524	2941	2,4
fullt vatten- mättad lera	2030	1829	3732	1,5



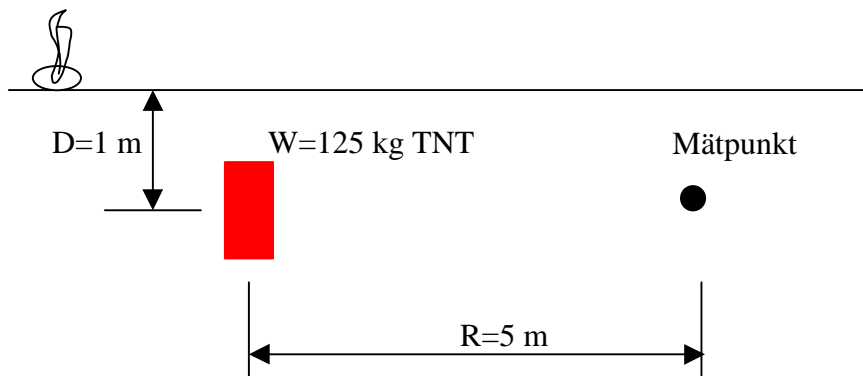
Figur 5:62b. Fördämpningsfaktorn, f, som funktion av skalat laddningsdjup. Om laddningen detonerar i luft är $f = 0,14$.

5:63 Numeriskt exempel

För att illustrera användandet av de empiriska ekvationerna i avsnitt 5:62 utförs här ett numeriskt exempel.

Antag följande: En bomb med vikten $W = 125$ kg TNT exploderar på djupet $D = 1$ m. Vi vill studera det orefleterade trycket på det horisontella avståndet $R = 5$ m vid mätpunkten. Detta antas ske i två typer av jordmaterial - fullt vattenmättad lera och torr sand.

Vad blir då trycket P som funktion av tiden?

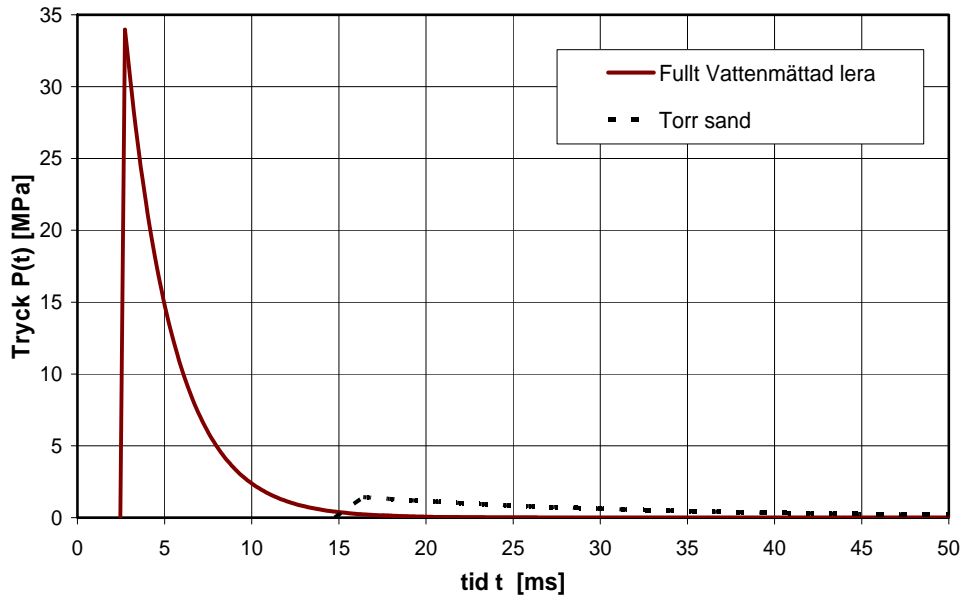


Figur 5:63a. Beräkningsexempel, skiss av belastningsfall.

Vi börjar med att studera vilken densitet, seismisk hastighet c , och dämpningsfaktor n , de båda jordmaterialen har, se tabell 5:62a. Därefter kan vi räkna ut ankomsttiden t_a för de båda materialen med ekvation (5:62a). För den fullt vattenmättade leran blir den 2,73 millisekunder och för den torra sanden 16,39 millisekunder.

Sedan kan vi ta fram vilken fördämpningsfaktorn f är ur figur 5:62b. För båda fallen är $D/W^{1/3} = 0,2$ vilket ger ett $f = 0,75$.

Nu kan vi använda Ekvation (5:62f) för att räkna ut trycket som funktion av tiden, $P(t)$. I figur 5:63b är båda kurvorna uppritade.



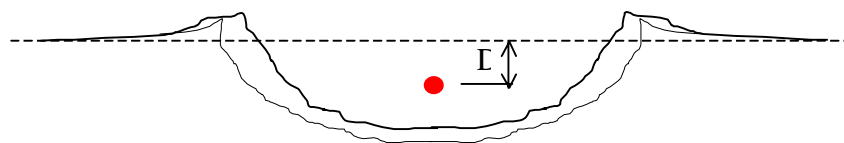
Figur 5:63b. Beräkningsexempel, det oreflekterade trycket vid mät punkt som funktion av tiden för fullt vattenmättad lera och torr sand.

Maxtrycket i leran är cirka 34 MPa och i sanden 1,4 MPa, det vill säga att trycket är cirka 23 gånger högre i den fullt vattenmättade leran i jämförelse med den torra sanden!

Ur figuren ser vi att leran leder till hög trycklast med kort resningstid och hög impuls. Sanden har ett mycket långsammare förlopp och är betydligt beskedligare. Detta exempel understryker jordmaterialets betydelse för markstöt vågens utbredning.

5:64 Kraterbildning

Kraterbildningen, dess form, och storlek påverkas av jordmaterial, laddningsdjup D , samt av typ, form, och mängd laddning. I figur 5.64a illustreras formen hos en krater som bildats av en laddning som inte är för djupt begraven. I figuren illustreras ursprunglig markyta som streckad och synlig krater som heldragen linje. Den verkliga kratern är redovisad som punktlinje.



Figur 5:64a. Illustration av en krater bildad av en laddning som inte har för stort laddningsdjup.

Om ConWep (1992) används för att illustrera hur mycket markmaterialet påverkar kraterstorleken fås följande lösning, se Tabell 5.64a, för fallet med 125 kg TNT med begravningsdjupet 1.5 m.

Tabell 5:64a. Kraterstorlekar vid 125 kg TNT med laddningsdjup $D=1.5$ m.

Jordmaterial	synlig/verklig diameter [m]	synlig/verklig djup [m]	kratervolym [m ³]
Torr sand	6.4 / 7.3	2.2 / 2.3	35
Våt lera	11.4 / 13.1	4.4 / 4.4	226

Tabellen visar klart och tydligt hur mycket större en krater blir för de olika jordmaterialen. Både synligt kraterdjup och diameter nästan fördubblas när man jämför torr sand med våt lera för samma belastningsfall. Detta är givetvis också en faktor som behövs ta hänsyn till om laddningen detonerar så när byggnaden att den är inuti kratervolymen.

5:7 Finita Element-simuleringar

5:71 Grundläggande beskrivning

Empiriska ekvationer som redovisas i avsnitt 5:6 är ett enkelt och bra sätt att få en uppfattning om hur belastningen ser ut. Men verkligheten är så mycket mer komplicerad. Ett försök att efterlikna verkligheten så mycket som möjligt är att simulera den! Detta kan göras med hjälp av Finita Element-beräkningar (FE), där varje materials egenskaper såsom EOS och hållfasthet beskrivs i minsta detalj. Geometrier återges som i en tre-dimensionell värld, där geometrierna delas in i ett finit antal element. Dessa element ges sedan materialegenskaper. I FE-beräkningar har man möjlighet att fånga hur belastningen uppkommer ända från detonation till hur den propagerar genom olika medier såsom jord/luft och hur den skyddande strukturen upplever belastningen. Men dessa beräkningar är oerhört tidskrävande, både när det gäller att förbereda materialegenskaper om de inblandade materialen och att bygga upp själva elementnätet (geometrin). Därtill kommer att det tar lång tid att utföra simuleringen på dagens PC-datorer. Därför är inte FE-beräkningar något för den ovane att börja göra markstötstågsberäkningar med. För detaljerad information av modeller som redovisas i detta kapitel hänvisas läsaren till Laine (2002), se referenser i avsnitt 1:4.

5:72 FE-simulering av RC utsatt för markstötståg

I FE-modellen för programmet ANSYS/LS-DYNA simuleras själva sprängningen av ett konventionellt vapen som detonerar på ett visst horisontellt avstånd från en RäddningsCentral (RC). Detonationen kan ske ovan mark eller i delvis eller fullt begrävt läge. Stötstågor i omgivande luft och mark introduceras på grund av detonationen. För att generera dessa luft- och markstötstågor används ett ej deformerbart elementnät (Euler-nät), bestående av en mix av tre material, sprängämne, luft, och jord.

Räddningscentralens betongstomme är uppbyggd av ett deformerbart elementnät (Lagrange) med lager av utsmetad armering. Detta rörliga elementnät beskriver strukturens beteende vid vapenverkan. I LS-DYNA, finns det en algoritm för att lösa kopplingen mellan fluid (Euler) och struktur (Lagrange).

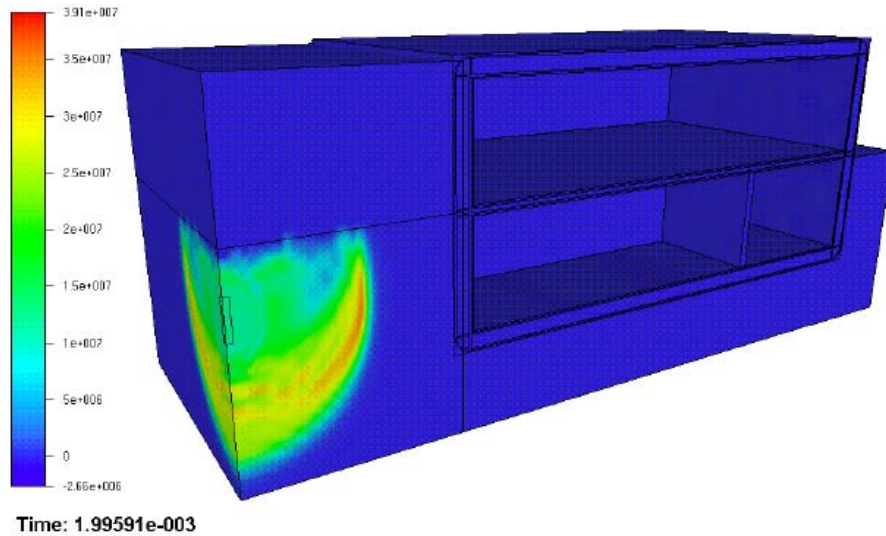
Byggnaden som studeras är RC Sjöbo, en tvåvåningsbyggnad där botten-våningen är placerad under marknivå. Byggnadsstommen är av slakarmerad betong. Betongkvalitet K40 och armeringskvalitet Ks400, där ytterväggar har två lager korslagd armering Ø14 mm, centrumavstånd 200 mm, och täcksikt 40 mm. Ytterväggstjockleken är 500 mm.

Den tänkta hotbilden utgörs här av en MK 82, som är en 250 kg minbomb med 110 kg TNT ekvivalent sprängämne. Det horisontella avståndet mellan laddning och RC varierar till 3,5, 4,25, och 5,0 m. Laddningen är fullt nergrävd med tyngdpunkten placerad på 1,5 m djup under markytan.

Två jordtyper har studerats, den ena torr sand från Sjöbo med en in situ-densiteten på 1674 kg/m^3 och seismisk våghastighet, c , på cirka 265 m/s. Den andra jordtypen är en vattenmättad sandig lera med in situ-densitet 1900 kg/m^3 och en avsevärt högre seismisk hastighet, c , cirka 1500 m/s.

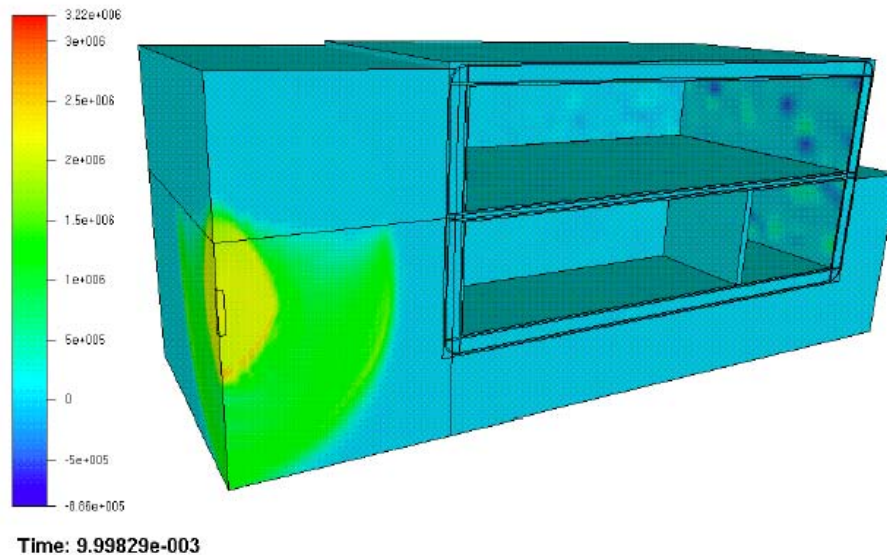
Det väsentliga med dessa simuleringar är att se hur hela strukturen hos den valda RC:n reagerar för aktuellt hot och yttre omständigheter såsom jordtyp och avstånd till laddning. Därför har den numeriska modellen försetts med mätpunkter på ytterväggar, källargolv, mellanbjälklag, och innerväggar. Resultaten från utförda analyser har sedan använts för att studera skaktålig-het hos komponenter i skyddade anläggningar vid påverkan av markstöt-vågor från konventionella laddningar, se Forsén (2003) i avsnitt 1:4.

I figur 5:72a redovisas hur stötvågen propagerar i jordtypen vattenmättad sandig lera som genererats av energifrigörelsen från detonationen. Den når strax därefter källarväggen som är placerad 5 m från laddningen. Stötvågen når väggen efter cirka 3,3 ms. Maxtrycken i jorden är höga, 39,1 MPa, vid tiden 2 ms.



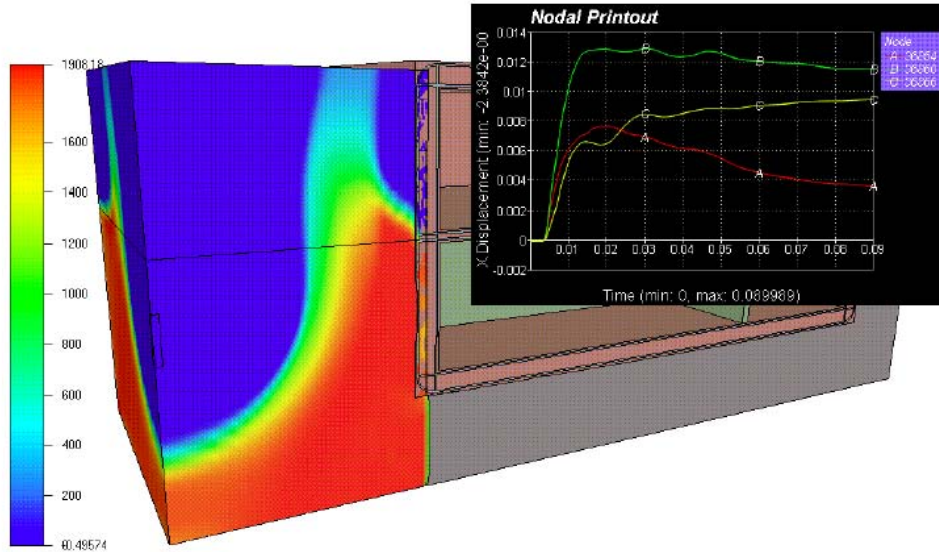
Figur 5:72a. Tryckspänning hos markstövågen vid tiden 2 ms i vattenmättad sandig lera. Avstånd mellan laddning och byggnad är 5 meter.

Jämförs detta med resultat från simuleringarna med porös torr sand så propagerar stövågen signifikant långsammare. I figur 5:72b visas stövågen vid tiden 10 ms. Maxtrycken i fronten är mycket lägre, cirka 2 MPa. Stövågen ankommer efter 14,3 ms vid avståndet 5 m.



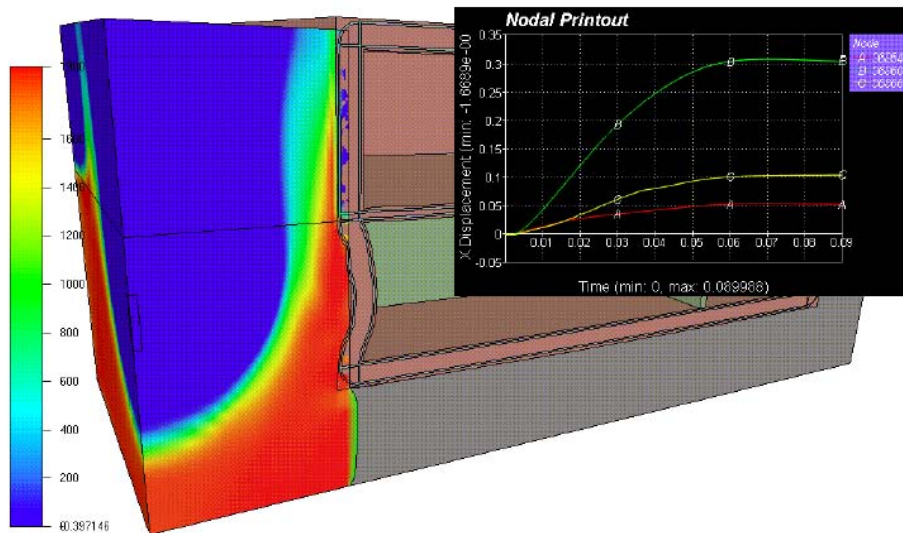
Figur 5:72b. Tryckspänning för markstövågen vid tiden 10 ms i torr sand (Sjöbo). Avstånd mellan laddning och byggnad är 5 meter.

I figurerna 5:72c-5:72d redovisas kraterform och deformation hos källarväggen som funktion av tiden för avstånden 5 och 3,5 m med vattenmättad sandig lera. Deformationen visas tre noder som ligger på insidan av källarytterväggen, vid mellanbjälklag, mitten, och vid bottenplatta.



Time: 9.00024e-002

Figur 5:72c. Beräknad kraterform och utböjning hos källarvägg vid tiden 90 ms. Maxutböjning är cirka 1,3 cm med vattenmättad lera. Aktuellt avstånd mellan laddning och byggnad är 5 m.



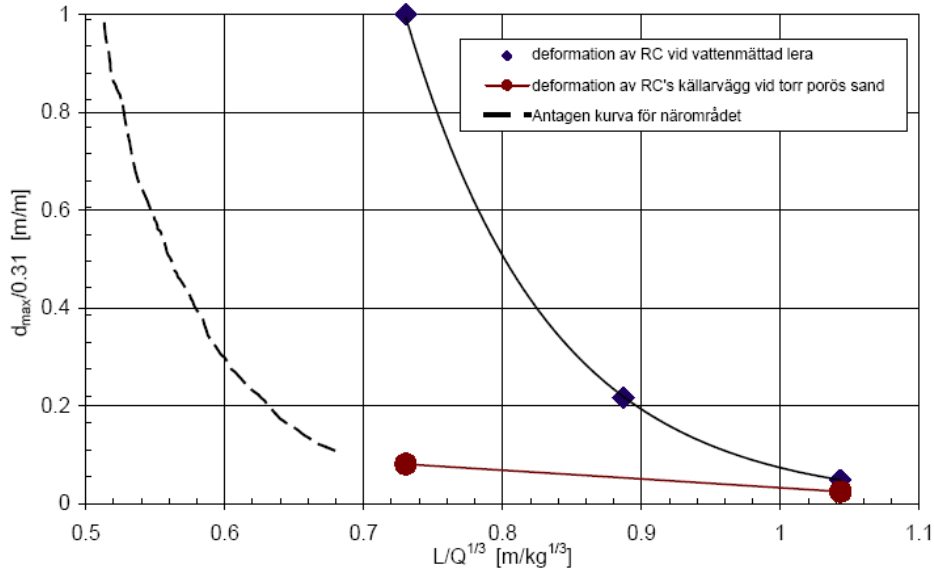
Time: 9.00001e-002

Figur 5:72d. Beräknad kraterform och utböjning hos källarvägg vid tiden 90 ms. Maxutböjningen är över 30 cm med vattenmättad lera. Aktuellt avstånd mellan laddning och byggnad är 3,5 m.

Simuleringarna påvisar kollaps av yttervägg om avståndet är bara 3,5 m vid vattenmättad sandig lera. Den maximala utböjningen var över 30 cm! Vid 4,25 meters avstånd var maximala utböjningen cirka 6.7 cm. Detta värde är också högt men väggen kanske inte kollapsar. Vid 5 meter är maxdeformationen endast cirka 1,3 cm.

Deformationerna hos väggen är mycket mindre för torr porös sand. Skulle man göra en jämförelse mellan dessa körningar kan man studera maximal utböjning dividerad med största utböjningen av alla beräknade fall, som i

detta fall var 0,31 m, $d_{\max}/0,31$ m/m, för analyserna som funktion av laddningsavstånd L m/kg^{1/3}, vilket är det skalade avståndet. Laddningsavståndet har här dividerats med tredje roten av laddningsmängden. I figur 5:72e redovisas kurvan för simuleringarna.



Figur 5:72e. Skalad max utböjning $d_{\max}/0.31$ m/m som funktion av skalat laddningsavstånd L m/kg^{1/3}.

En av frågorna som man ställer sig är varför nivån på utböjningarna på väggen skiljer sig så våldsamt mellan torr porös sand och fullt vattenmättad sandig lera när det skalade laddningsavståndet, L , är mindre än 1 m/kg^{1/3}. Att det är skillnad på stötvågsegenskaperna hos vattenmättade jordar förstås med tanke på att den seismiska våghastigheten hos vattenmättade jordar är nära 1500 m/s och densiteten 1900 kg/m³ jämfört med den torra sanden med cirka 300 m/s i seismisk ljudhastighet och densitet på 1674 kg/m³. För torr porös sand är det endast inom cirka 1,5 m från aktuell laddning där stötvågshastighet, U_s , är signifikant högre än den seismiska våghastigheten. Vid stötvågstrycket, $P = 98$ MPa, är stötvågshastigheten, U_s , lika med 478 m/s, vilket fortfarande är lägre än vi vattenmättade jordars initiella våghastighet.

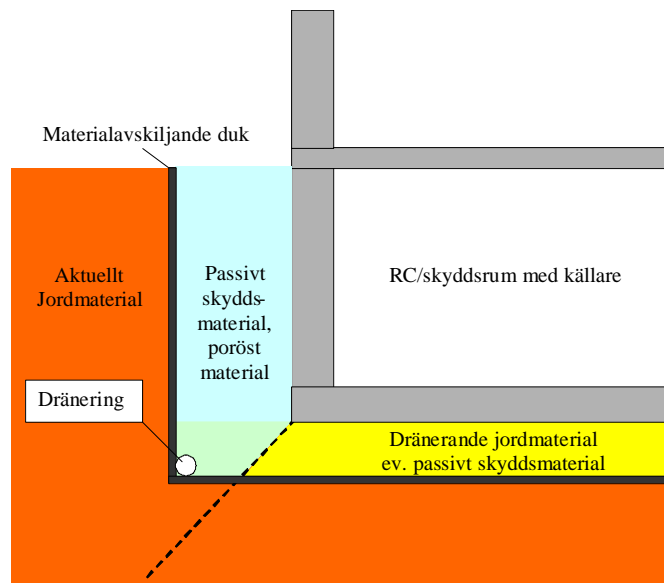
Fullt vattenmättade jordar komprimeras inte lätt och därmed har de dålig förmåga att ta upp energi i irreversibel kompression. Däremot kan den torra, porösa sanden och dess korn packas och kan dessutom utföra en hel del friktionsarbete, vilket gör att den absorberar betydligt mer energi. Detta leder till att markstötvågen avtar mycket snabbare i den torra sanden i jämförelse med den vattenmättade leran.

Skjuvhållfastheten hos lera är mycket låg. Detta beror delvis på att det inte finns tillräckligt med sandkorn i leran som kan skapa friktion. Här har leran modellerats med en ej tryckhårdnande flytyta (von Mises) med max spänningsdifferens på $\sigma_1 - \sigma_3 = 400$ kPa. Detta skall jämföras med sandens tryckhårdnande flytyta som vid ett tryck på $P = 100$ MPa tål en spänningsdifferens på $\sigma_1 - \sigma_3 = 124$ MPa.

5:8 Utformning av passivt skydd mot markstötståg

5:81 Allmänt

Det finns flera material som kan användas för att utforma ett passivt skydd framför en anläggning som ska skyddas mot markstötståg. Själva passiva skyddet utformas t.ex. genom att det framför väggen används ett fyllnads-material som minskar effekten från markstötstågen. Gemensamt för dessa material som är aktuella är att de är porösa och innehåller stor volymandel luft. Det finns flera material som används i detta syfte, t.ex. EPS ("Expanded Polystyrene") med $\rho_0 = 20 \text{ kg/m}^3$, LECA med kornstorlek 10-20 mm ("Light Expanded Clay Aggregates") med $\rho_0 = 320 \text{ kg/m}^3$ och torrt grus. Även en enkel luftspalt kunde i teorin användas. Nackdelen med en luftspalt är att detta inte är praktiskt. Marken kommer att ramla in, och folk/föremål ramla ner. Dessutom gäller att om bomben detonerar i luftspalten erhålls en fördämd detonation i luft med begränsad ventilationsarea. I figur 5:81a redovisas hur det passiva skyddet kan utformas.



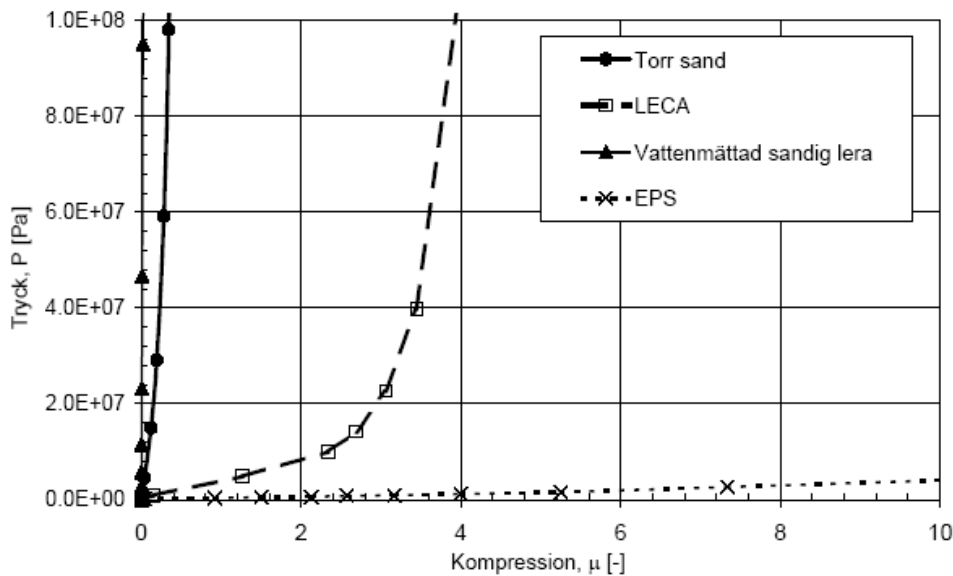
Figur 5:81a. Schematisk skiss över hur det passiva skyddet kan utformas för en RC eller ett skyddsrum med källare.

Om skyddsmaterialet är löst sammansatt, som t.ex. vid LECA, och har stora luftfickor är det viktigt att en materialavskiljande duk används för att inte luftfickorna ska fyllas med jord från angränsande jordlager. En annan viktig sak är att det passiva skyddet måste installeras med god dränering, annars finns det risk att luftporerna fylls med vatten. Om porerna fylls med vatten kommer stötstågsegenskaperna hos skyddsmaterialet att ändras radikalt till ett mycket ogynnsamt material med avseende på dess förmåga att minska effekten från markstötstågen, jämför vattenmättad lera i avsnitt 5.7. Om en-

dast den volymetriska energiabsorptionsförmågan studeras hos jordmaterialen och de tilltänkta skyddsmaterialen är LECA, så är detta mycket gynnsamt för den här typen av kompressionsbelastning. I figur 5:81b redovisas tryck som funktion av kompression, där kompression definieras som

$$\mu = \frac{\rho}{\rho_0} - 1 \quad (5:81a)$$

där ρ_0 och ρ är initieell respektive aktuell densitet.

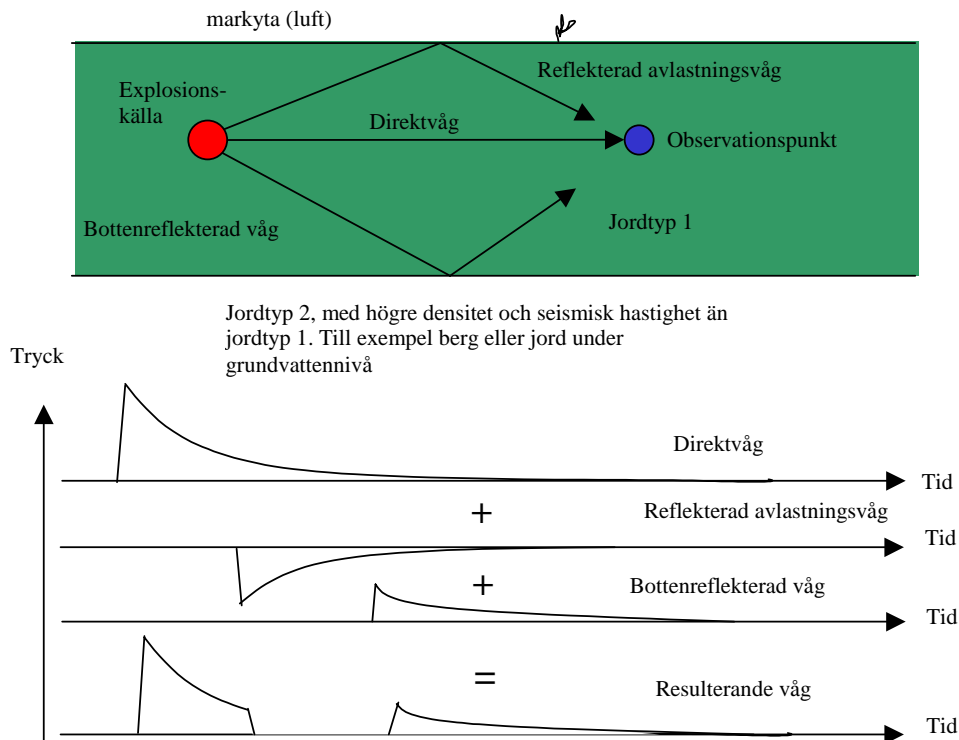


Figur 5:81b. Tryck P som funktion av kompression för torr sand, vattenmättad lera, EPS, och LECA.

I figur 5:81b kan man se att vattenmättade jordar är nästan helt inkompressibla vid trycknivåer under 100 MPa. Den torra sanden är mer kompressibel p.g.a. av att kornen och luftporer lättare kan packas samman och därmed kan en del volymetrisk energi absorberas i den torra sanden. Det andra extrema materialet är EPS, vilket beter sig för mjukt och absorberar väldigt lite volymetrisk energi. Detta kan visa sig vara ett ogynnsamt material att använda om bomben briserar i eller strax intill EPS:en, eftersom detta kan resultera i ett liknande scenario som med en fördämd explosion i luft. LECA:n har under provning visat sig absorbera irreversibelt stora mängder energi när LECA-kulorna krossas, både under ren kompression men också under skjuvdeformation. I figur 5.81b kan man se att LECA placerar sig mellan dessa ytterligheter, dvs. den absorberar mycket mer energi än jordmaterialen med hänsyn till ett visst tryck.

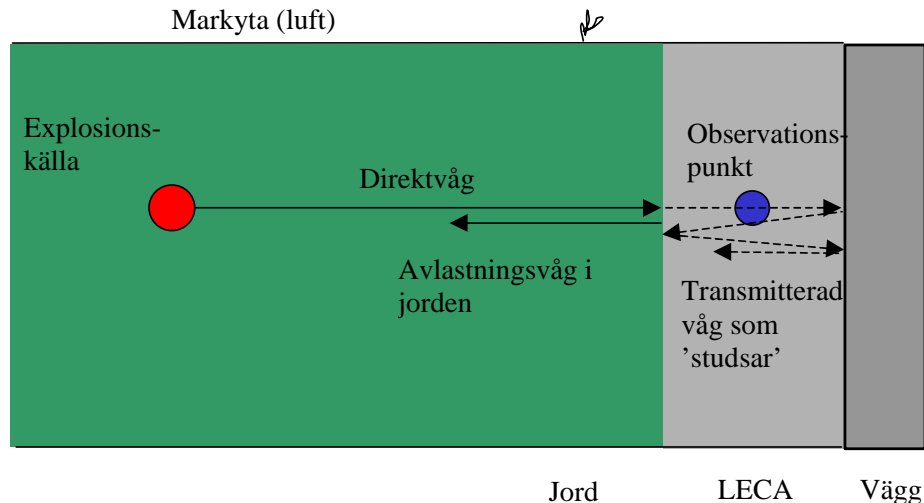
Vid markstötvåg är det flera faktorer som påverkar den slutliga skyddsvirkon som ett passivt skydd har framför en RC eller ett skyddsrum. Om vi först bara studerar en ren markstötvåg genererad från en laddning nergrävd

nära markytan har vi en ”direkt våg” som anländer först till observationspunkten från detonationspunkten, se figur 5:81c. Vid nergrävd laddning nära markytan uppstår en ”avlastningsvåg” när markstötstågen når luften, som har en mycket lägre impedans (impedans = densitet · seismisk hastighet) än marken. En tredje våg som kan komma i fråga är en ”reflektionsvåg” från ett jordlager med högre impedans. Exempel på sådana jordlager är berg eller där grundvattennivån befinner sig. Alla dessa tre möjliga reflektioner bidrar till den observerade ”resulterande” vågens utseende.



Figur 5:81c. Schematisk bild som redovisar vad som bidrar till den resulterande markstötstågen som observeras vid observationspunkten.

När ett skikt av passivt skydd införs såsom LECA framför byggnaden blir vågreflektionerna ännu mer komplicerade. LECA:n har lägre impedans än sanden, vilket leder till att en ”avlastningsvåg” bildas när ”direktstågen” når fram till LECA-lagret. Detta är en mycket positiv effekt som alla material med lägre impedans bidrar till (även exempelvis EPS). Vad som inte är bara positivt är att den delen av tryckvågen som väl transmitteras in i LECA:n kommer att studsas/reflekteras mellan byggnadens vägg som har högre impedans samt mellan sanden som också har högre impedans, se figur 5:81d.



Figur 5:81d. Schematisk beskrivning av hur direkt vågen bildar en avlastningsvåg i sanden och hur den del av vågen som överförs till LECA:n reflekteras mellan betongväggen och sanden.

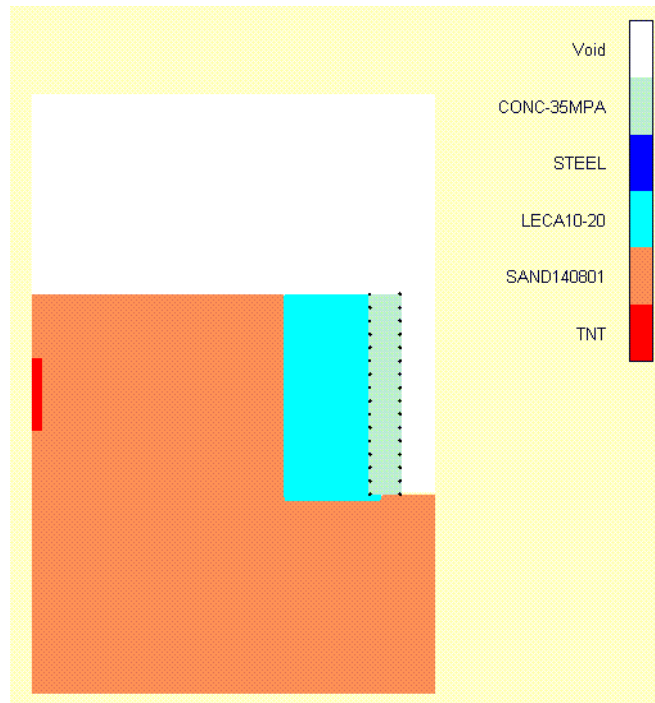
En annan positiv sak som har observerats är att LECA:n lätt deformeras vertikalt uppåt när själva kraterbildningen sker. Denna rörelse/deformation av LECA förbrukar därmed en del av den energi som annars skulle utnyttjats till att deformera källarväggen ytterligare.

En av de första frågorna som man önskar få svar på är vilken tjocklek som det passiva skyddet av LECA ha för att ge ett optimalt skydd mot markstöt-vågor. Denna studie har redovisats i Laine (2002), se referenser i avsnitt 1:4. Studien gick ut på att studera vilken tjocklek som gav ett minimalt max-reflekerat tryck P , och impuls I , mot en fullt reflekterande vägg. Hotbilden var 125 kg TNT med cylindrisk form nergrävd så att tyngdpunkten var placerad 1,5 meter under markytan. Avståndet till den stela reflekterande väggen var 5 m. Tjockleken för LECA-skiktet varierades från 0 till 2,0 m i steg av 0,25 m. Beräkningarna visade att för att sänka det reflekterande max-trycket P_{max} med cirka 80 procent för torr sand och 96 procent för vattenmättad sandig lera behövs i princip bara en tjocklek på mindre än 0,75 m, men för att uppnå optimal sänkning i impuls, som är det viktiga för att minska den strukturella responsen hos den skyddade anläggningen, så visade beräkningarna att en tjocklek på cirka 1,25 m fungerade för båda materialen. Vid den tjockleken var sänkningen i impuls för sanden cirka 30 procent och för vattenmättade sandiga lera cirka 44 procent.

5:82 *FE-simulering av strukturell respons vid användning av passivt skydd.*

För att få en indikation hur en struktur av armerad betong skulle reagera med det föreslagna passiva skyddet byggdes en axisymmetrisk 2D-modell upp, se figur 5:82a. Hotet var 125 kg TNT på 5 meters avstånd till struktu-

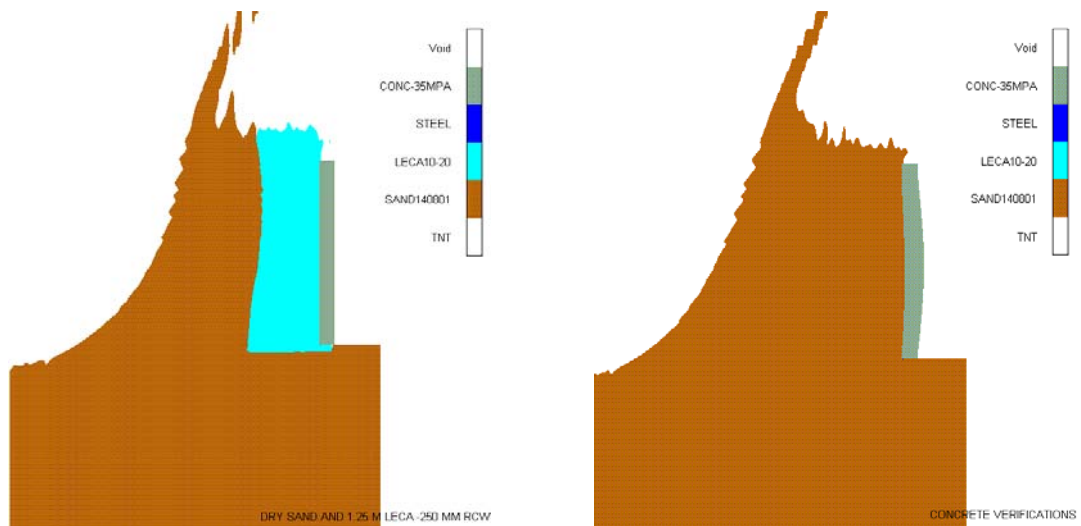
ren. Sprängämnet har cylindrisk form och dess tyngdpunkt var placerad 1,5 m under markytan. Jordmaterialet som användes var torr sand. Det passiva skyddet av LECA hade en tjocklek på 1,25 m. Detaljerad beskrivning av modeller återfinns i Laine (2002), se avsnitt 1:4.



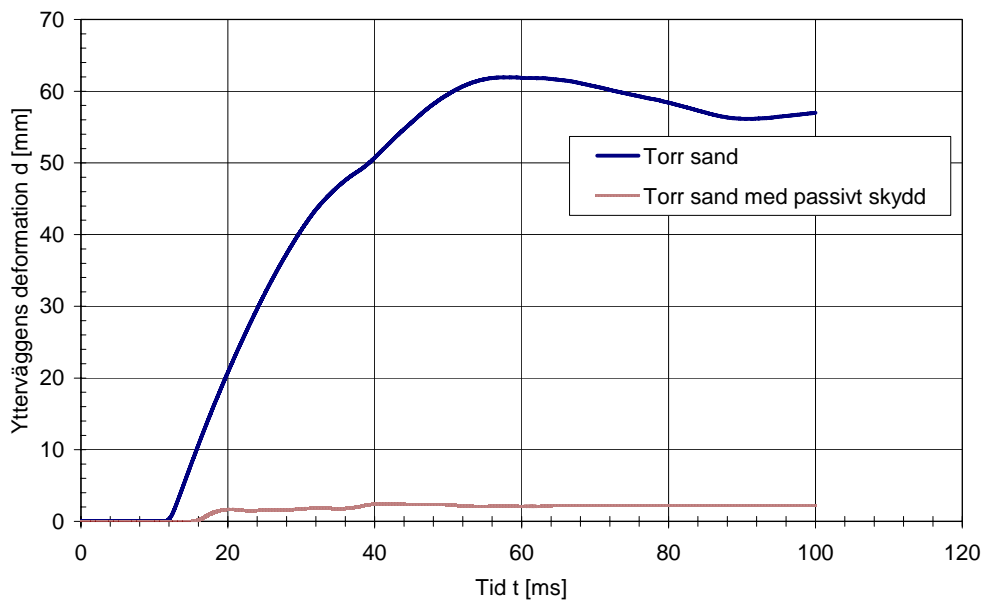
Figur 5:82a. Axisymmetrisk modell i AUTODYN-2D som visar materiallokalisering för analysen som hade 500 mm betongvägg och ett LECA-skikt med tjockleken 1,25 m.

Betongväggens tjocklek varierades mellan 250 och 500 mm. Betongen har en tryckhållfasthet på 35 MPa. Betongplattan modellerades som fast inspänd i ändarna. De korslagda armeringslagren utfördes med $\text{Ø}16$ mm Ks 40 S med centrumavståndet 200 mm. Armeringen modellerades idealplastiskt med en flytspänning på 473 MPa .

I figur 5:82b redovisas deformation och kraterbildning vid tiden 100 ms för källarvägg med tjockleken 250 mm med ett passivt skydd av LECA samt utan detta skydd. Figureerna visar att väggen har deformerats mer utan det passiva skyddet. Dessutom deformerar det passiva skyddet lätt vertikalt uppåt vid kraterbildningen och tar därmed upp mer energi som annars hade varit väggens uppgift.



Figur 5:82b. Simulering med 250 mm vägg med passivt skydd av LECA (vänster) och utan (höger).



Figur 5:82c. Deformation hos väggens mittpunkt som funktion av tid för torr sand med och utan det passiva skyddet. Väggtjocklek 250 mm.

Väggens deformation som funktion av tiden i mitten av väggens baksida för analyserna med väggtjockleken 250 mm redovisas i figur 5:82c.

Beräkningarna visar att maxdeformationen för 250 mm-väggen minskade med 96 % och maxhastigheten hos väggen minskade med 79 %.

5:83 *Slutsatser och diskussioner kring det passiva skyddets utformning*

De tre främsta orsakerna till att LECA 10-20 mm är ett bra material i ett passivt skydd för markstöt vågor:

- LECA absorberar mycket volymetrisk energi när LECA-kulorna börjar krossas, vilket sker redan för så låga trycknivåer som 50-100 kPa. LECA-materialet absorberar mycket energi upp till 40 MPa och däröver, vilket gott och väl täcker in de tryckintervall som kan förväntas vid den här typen av hot.
- När ”direktvågen” i sanden når fram till LECA-skiktet bildas en ”avlastningsvåg” i sanden som förstör den bildade tryckfördämningen i sanden. Detta uppstår på grund av att LECA:n har mycket lägre impedans än vad jordmaterial som t.ex. sand har.
- När kratern håller på att byggas upp kan LECA-skiktet röra sig vertikalt uppåt och deformeras och därmed lätta jordtrycket som bildas på grund av kratern. Detta sker främst på grund av att LECA:n har en lägre densitet än sanden.

De tre största osäkerheterna kring att använda LECA är:

- LECA skiktet måste vara torrt; skulle skiktet vara vattenmättat kommer LECA:ns positiva materialegenskaper att försvinna.
- LECA-skiktet måste vara intakt med avseende på tiden. Det bör även kläs in i en duk som separerar omkringliggande jordmassor så att de inte blandas med LECA-skiktet.
- På grund av att LECA har låg impedans, dvs låg densitet och relativt låg seismisk våghastighet, kommer den del av tryckvågen som överförs till LECA-skiktet att studsas/reflekteras mot betongvägg och omkringliggande jordmassor. Men denna negativa effekt har visat sig vara liten i analyserna i jämförelse med den positiva effekt som LECA:n har påvisat.

5:9 *Slutsatser och diskussioner*

Ett yttre hot som en minbomb och dess möjlighet att generera en markstöt-våg som kan skada strukturen är mycket högre om jorden har ogynnsamma egenskaper såsom att den är vattenmättad och har hög densitet och seismisk våghastighet.

Enklare empiriska ekvationer som har tagits fram med hjälp av experiment är ett mycket bra hjälpmedel för att få en uppfattning om hur belastningen vid markstötståg ser ut i stora drag.

För mer noggranna analyser är Finita Element-simuleringar ett bra verktyg som ger en god överblick över hela problematiken samtidigt som flera saker kan studeras i samma analys. Nackdelen är att detta verktyg är mycket tidskrävande och kräver stor kunskap både om de ingående materialen och själva programvaran som används vid simuleringarna.

Att använda ett torrt poröst material som LECA med 10-20 mm kornstorlek som passivt skydd är en bra lösning om man vill försäkra sig för att minska den skyddade strukturens/byggnadens påverkan vid markstötståg. Dock måste man ha tillräcklig tjocklek för aktuellt hot. Dessutom måste man se till att det passiva skyddsskiktet är väl-dränerat och har ett avskiljande skikt till resten av jordmassorna. Detta för att försäkra sig om att skyddet fungerar när det väl behövs.

Bilaga 5:A Explosivämnen och dess viktskalningsfaktorer

Aktuell sprängämnesvikt multipliceras med ekvivalent viktfaktor enligt tabell A:1a.

Tabell A:1a. Explosivämnen och dess viktskalningsfaktorer.

Explosivämne	Ekvivalent vikt tryck	Ekvivalent vikt impuls
ANFO (9416 Am Ni/Fuel oil)	0,82	
Composition A-3	1,09	1,07
Composition B	1,11	0,98
Composition C-4	1,37	1,19
Cyclotol(70/130)(RDX/TNT)	1,14	1,09
HBX-1	1,17	1,16
HBX-3	1,14	0,97
H-6	1,38	1,15
Minol II 70/30 (HMX/TNT)	1,2	1,11
Octol 75/25	1,06	
PETN	1,27	
Pentolite	1,42	1
Tetryl 75/25 (TETRYL/TNT)	1,07	
Tetrytol 70/30	1,06	
TNETB	1,36	1,1
TNT	1	1
Tritonal	1,07	0,96