

B06-105

Beräkningsstöd Gasexplosion i det fria

Författare: Morgan Johansson. Ansvarig utgivare: Lars Gråbergs.

| | |
|--|-----------|
| 1 Orientering | 3 |
| 1.1 Samlingsdokument | 3 |
| 1.2 Om detta dokument | 3 |
| 1.3 Begränsningar | 3 |
| 1.4 Kommentarer om använda referenser | 3 |
| 2 Teoretisk bakgrund om gasexplosion | 4 |
| 2.1 Introduktion | 4 |
| 2.2 Brandfarliga gaser | 5 |
| 2.3 Relevanta begrepp | 6 |
| 2.3.1 Förbränning | 6 |
| 2.3.2 Gasexplosion | 7 |
| 2.3.2.1 Olika typer av gasexplosion | 7 |
| 2.3.2.2 Innesluten volym | 7 |
| 2.3.2.3 Delvis innesluten volym | 8 |
| 2.3.2.4 Ej innesluten volym | 8 |
| 2.3.3 Flamhastighet, förbränningshastighet och flödeshastighet | 8 |
| 2.3.4 Turbulens | 8 |
| 2.4 Primära mekanismer för en gasexplosion | 9 |
| 2.4.1 Orientering | 9 |
| 2.4.2 Vad är en gasdeflagration? | 9 |
| 2.4.3 Effekt av flamhastighet | 10 |
| 2.4.4 Effekt av inneslutning | 11 |
| 2.4.5 Effekt av blockering | 11 |
| 3 Beräkningsmodeller | 14 |
| 3.1 Principiella undergrupper | 14 |
| 3.1.1 Orientering | 14 |
| 3.1.2 Korrelationsmodeller | 14 |
| 3.1.3 Fenomenologiska modeller | 14 |
| 3.1.4 Numeriska modeller | 15 |
| 3.2 Beskrivning av olika korrelationsmodeller | 15 |
| 3.2.1 Ekvivalent TNT-metod | 15 |
| 3.2.2 TNO multienergimetod | 16 |
| 3.2.3 BST-metod | 19 |

| | | |
|-----------------|--|-----------|
| 4 | Empiriska samband för TNO Multienergimetod | 21 |
| 4.1 | Orientering | 21 |
| 4.2 | Styrkefaktor och skalade parametrar | 21 |
| 4.3 | Positiv fas | 23 |
| 4.3.1 | Tryck-tidssamband | 23 |
| 4.3.2 | Oreflekterad stötvåg | 23 |
| 4.3.3 | Reflekterad stötvåg | 27 |
| 4.4 | Negativ fas | 29 |
| 5 | Bestämning av styrkefaktor i TNO Multienergimetod | 30 |
| 5.1 | Påverkande faktorer | 30 |
| 5.2 | Riktlinjer i litteraturen | 32 |
| 5.2.1 | AICE (1994) | 32 |
| 5.2.2 | Kinsella (1993) | 33 |
| 5.2.3 | Pierorazio <i>et al.</i> (2005) | 33 |
| 5.2.4 | Mélani <i>et al.</i> (2009) | 34 |
| 5.2.5 | Eggen (1998) | 36 |
| 5.3 | Kommentar om riktlinjer | 37 |
| 5.3.1 | AICE (1994) | 37 |
| 5.3.2 | Kinsella (1993) och Mélani <i>et al.</i> (2009) | 37 |
| 5.3.3 | Pierorazio <i>et al.</i> (2005) | 38 |
| 5.3.4 | Eggen (1998) | 39 |
| 5.4 | Föreslagen metodik | 40 |
| 5.5 | Flera explosioner samtidigt | 41 |
| 6 | Referenser | 43 |
| Bilaga A | Bilaga – Parametrar i Eggen (1998) | 45 |
| A.1 | Maximalt tryck | 45 |
| A.2 | Riktlinjer för beräkning av parametrar | 45 |
| A.2.1 | Utbredningssträcka l_f | 45 |
| A.2.2 | Diameter d hos hinder | 46 |

1 Orientering

1.1 Samlingsdokument

För allmän information om MSB:s kunskapsdokument i serien Beräkning av impulsbelastade konstruktioner, se dokument B01-101. Där ges bland annat övergripande bakgrund, en sammanfattande beteckningslista samt referenser. För en förteckning av utgivna och kommande dokument i serien hänvisas till dokument B01-102.

1.2 Om detta dokument

I detta dokument samlas teoretisk bakgrundsinformation kopplat till gasexplosion. Ett antal olika beräkningsmodeller berörs varav en – TNO Multienergimetod – beskrivs mer i detalj med anvisningar om hur last från en gasexplosion kan uppskattas. För en mer koncentrerad sammanställning av beräkningsanvisningar för gasexplosion i det fria hänvisas till dokument B02-121.

Innehållet i detta dokument har till övervägande del sitt ursprung från ett arbete utfört av författaren för Ringhals AB under perioden 2011 – 2012 och här presenterat material används med Ringhals tillåtelse.

1.3 Begränsningar

Explosioner är komplexa fenomen och inverkan av den geometriska omgivningen kan medföra betydande förändringar på resulterande lastnivåer. Detta dokument syftar till att ge grundläggande anvisningar för kontroll av gasexplosionslaster, varför omgivningens inverkan på resulterande last enbart behandlas med principiella beskrivningar samt relevanta referenser. För en genomgång av fenomenet luftstövåg och dess egenskaper samt olika stötvågsparametrar hänvisas till Johansson (2012) samt Johansson och Laine (2012).

Lastmässigt behandlas här enbart den resulterande luftstövågen från en gasexplosion. Den spridning av ett gasmoln eller den värmestrålning som uppstår vid en gasexplosion behandlas inte här. För mer information om detta hänvisas istället till Fischer *et al.* (1998).

1.4 Kommentar om använda referenser

För delar berörande beskrivningar av gasexplosioner har till stor del utgått från Gexcon (1992). En bidragande anledning till detta är att denna information även finns enkelt tillgänglig via Gexcons hemsida i form av en utmärkt skriven handbok för gasexplosioner – något som även bedöms kunna vara till nytta för en användare av detta dokument.

2 Teoretisk bakgrund om gasexplosion

2.1 Introduktion

En gasexplosion är en möjlig konsekvens av ett gasutsläpp av en brandfarlig gas i atmosfären med efterföljande antändning. Ett tidigt tillvägagångssätt för att hantera en sådan händelse var att likställa den i gasexplosionen frisläppta energimängden med den från en ekvivalent mängd sprängämne och bestämma resulterande laster från detta – så kallad ekvivalent TNT-metod. Ett sådant tillvägagångssätt har länge betraktats som en acceptabel metod och är också vad den i IVA (1981) presenterade beräkningsmetoden är baserad på. Det har dock konstaterats, av exempelvis van den Berg (1985), att explosionsbeteendet hos ett gasmoln inte enbart bestäms av gasblandningen i sig utan framförallt av andra, externa faktorer. Utgående från teoretiska och experimentella studier har det visats att kraftfulla explosioner normalt sätt inte kan förväntas från ett gasmoln på ett öppet fält. För att en kraftfull explosion ska ske krävs antingen en stark antändningskälla eller omfattande störningar av den antända gasens utbredningsmöjligheter. Utgående från detta har det också konstaterats att ekvivalent TNT-metod inte är att rekommendera för att beskriva lasteffekten av en gasexplosion.

IVA (1981) utarbetades efter att det under 1970-talet internationellt inträffat flera svåra olyckor kopplat till bland annat gasexplosion. En sammanställning av sådana olyckor återfinns i till exempel IVA (1981), Gexcon (1992) eller CCPS (2010). Forsvarets Forskningsanstalt (FOA), utgav 1998 en handbok, Fischer *et al.* (1998), som redovisade aktuellt kunskapsläge om bland annat spridning samt explosion av brandfarliga gaser. Ett syfte med denna handbok var att ersätta IVA (1981) men, vad gäller explosioner, har implementeringen inte varit tillräckligt framgångsrik och användandet av IVA (1981) var åtminstone fram till cirka 2011 fortfarande utbrett i Sverige. FOA:s handbok behandlar bland annat verkan av gasmolnsexplosioner och den däri beskrivna modellen, se Forsén (1998), baseras på en av van den Berg (1985) presenterad metod – TNO multienergimetod – som bättre beaktar den fysikaliska bakgrunden till en gasexplosion. Anvisningarna i Forsén (1998) är dock relativt knapphändiga varför det är svårt för en användare att utgående från dessa bestämma resulterande lastparametrar från en gasexplosion. Vidare har Intresseföreningen för Processsäkerhet (IPS) via Lamnevik (2005) gett ut dokumentation med anvisningar om hur last från gasexplosion kan bestämmas och även i denna dokumentation utgås från TNO Multienergimetod.

Syftet med detta dokument är att ge en övergripande bakgrundsinformation om vad som påverkar lasten från en gasexplosion samt att på ett pedagogiskt sätt beskriva hur last från en gasexplosion approximativt kan bestämmas via, den av Forsén (1998) rekommenderade, TNO multienergimetod. Det är viktigt att komma ihåg att detta är en förenklad metod för att approximativt bestämma resulterande last från en gasexplosion. Metoden lämpar sig också bäst för att skapa en övergripande bild av resulterande laster men ska inte ses som ett precist verktyg för detta. För mer precisa prediktioner om resulterande last krävs mer detaljerade beräkningsverktyg så som kortfattat behandlas i avsnitt 3. Med anledning av detta är det också viktigt att här presenterad metod används med försiktighet och utgående från ett konservativt synsätt. Det är värt att poängtera att det råder större osäkerhet i metod för gasexplosion än vad det gör för metod med explosion från sprängämne.

2.2 Brandfarliga gaser

Enligt Almgren (2007) definieras brandfarliga gaser som ämnen som är gasformiga vid 20 °C och som har ett brännbarhetsområde i en blandning av gas och luft. Brännbarhetsområdet hos en gas kan även benämnas som dess explosionsområde och syftar på den koncentration – en undre och en övre gräns – inom vilken gasen är brännbar. Befinner sig blandningen av gas och luft utanför dessa gränser är den inte brännbar. Den mest effektiva förbränningen fås när gas och luft är stökiometriskt blandade, se avsnitt 2.3.1.

Brännbarhetsområdet är specifikt för varje gas och varierar med syrekoncentration, temperatur och tryck. I Tabell 2.1 sammanställs olika brandfarliga gaser med brännbarhetsområde, stökiometrisk koncentration samt energiinnehåll. Informationen är främst hämtad från Almgren (2007) och för utförligare beskrivning hänvisas också till denna. Tungheten hos gaserna listade i Tabell 2.1 varierar men för samtliga utom vätgas gäller att den är större än för luft. Detta innebär att vätgas kommer att stiga medan övriga gaser kommer sjunka, något som kan ha betydelse vid utvärdering av potentiella explosionskällor.

Tabell 2.1 Brandfarliga gaser med brännbarhetsområde, stökiometrisk koncentration samt energiinnehåll. Angivet brännbarhetsområde gäller vid 20 °C samt normalt lufttryck och syrekoncentration. Baserat på Almgren (2007) och Forsén (1998).

| Gas | Kemisk beteckning | Brännbarhetsområde ¹⁾ | | Stök. konc. [%] | Energiinnehåll | |
|----------------|--------------------------------|----------------------------------|----------|-----------------|------------------------------------|------------------------------------|
| | | Undre [%] | Övre [%] | | [MJ/m ³] ²⁾ | [MJ/m ³] ³⁾ |
| Vätgas | H ₂ | 4,0 | 77,0 | 30 | 10,2 | 3,1 |
| Metan | CH ₄ | 5,0 | 15,0 | 9,5 | 34 | 3,2 |
| Etan | C ₂ H ₆ | 3,0 | 15,5 | - | - | |
| Propan | C ₃ H ₈ | 2,1 | 9,5 | 4,0 | 86,4 | 3,5 |
| Butan | C ₄ H ₁₀ | 1,9 | 8,5 | 3,1 | - | |
| Eten, Etylen | C ₂ H ₄ | 2,7 | 34,0 | 6,5 | - | |
| Propen | C ₃ H ₆ | 2,0 | 11,7 | 4,5 | 81,5 | 3,7 |
| Etyn, Acetylen | C ₂ H ₂ | 1,8 | 82,0 | 7,7 | 51 | 3,9 |

¹⁾ Avser volymprocent.

²⁾ Avser energiinnehåll i 100 % av aktuell gas.

³⁾ Avser energiinnehåll vid stökiometrisk koncentration.

2.3 Relevanta begrepp

2.3.1 Förbränning

Förbränning är en kemisk reaktion där ett bränsle reagerar med ett oxidationsmedel¹ under bildning av värme. I ekvation (2.1) exemplifieras detta med förbränning av metan (CH₄) i luft (här representerat av O₂), vilket resulterar i bildandet av koldioxid (CO₂) och vatten (H₂O) samt värme som genereras vid transformation av kemisk bunden energi.



Förbränning sker vanligen bara i en relativt smal zon, reaktionszon, som vanligen bara är några millimeter bred och kan för gaser ske på två olika sätt:

- **Diffusionsflamma:** Gas och luft blandas, diffunderar, under förbränningsprocessen. Den typ av flammor som fås vid exempelvis en skogsbrand är normalt av den här typen.
- **Förblandad flamma:** Gas och luft förblandas innan förbränning och gaskoncentrationen måste då vara inom ett brännbarhetsområde för att förbränning ska initieras. Detta fall medför också generellt att gasen brinner snabbare.

Vid förbränning skapas värme och en ökad gasvolym. Volymökningen ger upphov till en tryckökning som pressar undan den omgivande luften – en expansion sker. En expansion medför i sin tur att samma energiinnehåll inryms i en större volym, vilket medför att det genererade trycket minskar igen. Om tryckökningen dock sker mycket snabbare än tryckminskningen – på grund av snabb förbränning och/eller förhindrade expansionsmöjligheter – kan detta resultera i en explosion.

För en fullständig förbränning krävs en stökiometrisk blandning av ingående gaser. Detta innebär att förhållandet mellan mängden ingående reaktanter är sådant att inga restprodukter fås av någon reaktant. I fallet med metan och luft innebär således en stökiometrisk blandning att det för varje metanmolekyl (CH₄) finns exakt två syremolekyler (O₂) i enlighet med ekvation (2.1).

¹ En oxidation är en kemisk reaktion vid vilken ett ämne avger en eller flera elektroner. För en gasexplosion utgörs det oxiderande ämnet vanligtvis av luftens syre.

2.3.2 Gasexplosion

2.3.2.1 Olika typer av gasexplosion

En gasexplosion definieras som en förbränningsprocess av ett förblandat gasmoln som ger upphov till en explosion. Gasexplosioner kan exempelvis uppstå inuti processutrustning eller rör, i byggnader, öppna processområden eller i områden fria från inneslutning.

Styrkan hos en gasexplosion beror på den omgivning som gasen innesluter, alternativt innesluts i. Enligt Gexcon (1992) är det därför vanligt att klassificera en gasexplosion som något av följande:

- **Innesluten gasexplosion:** T.ex. inuti behållare, rör, kanaler eller tunnlar.
- **Delvis innesluten gasexplosion:** T.ex. i byggnader eller offshoremoduler.
- **Ej innesluten gasexplosion:** T.ex. i processanläggningar och andra fria utrymmen.

Ovanstående klassificeringar är inte strikt definierade och i ett verkligt fall kan det vara svårt att göra en sådan klassificering. Exempelvis kan en ej innesluten gasexplosion i en processanläggning även involvera delvis inneslutna utrymmen som gasen läckt in i.

Enligt Gexcon (1992) är det ingen egentlig skillnad mellan en gasmolnexplosion (*vapour cloud explosion – VCE*) och en delvis eller ej innesluten gasexplosion. Här används därför termen gasexplosion även när det handlar om en gasmolnexplosion.

2.3.2.2 Innesluten volym

Med innesluten volym syftas på slutna tankar, processutrustning, rör, kulvertar, avloppssystem eller slutna rum. En sådan omgivning innebär att en expansion av gasen förhindras, vilket kan medföra en kritisk tryckökning. Typiskt för explosioner i denna omgivning är att förbränningen inte behöver vara snabb för att det ska kunna skapas en kraftfull explosion.

Det skiljs på olika typer av inneslutning:

- **Endimensionell (1D) inneslutning:** I rör och kulvertar där resulterande förbränningsvåg uppträder som en plan våg.
- **Tvådimensionell (2D) inneslutning:** I ett utrymme mellan två plan där resulterande förbränningsvåg uppträder som en cylindrisk våg.
- **Tredimensionell (3D) inneslutning:** I ett kubiskt format rum där resulterande förbränningsvåg uppträder som en sfärisk våg.

Gasexplosioner i innesluten volym hanteras inte vidare i denna rapport.

2.3.2.3 Delvis innesluten volym

Exempel på en delvis innesluten volym är utrymmen enligt avsnitt 2.3.2.2 men där möjlighet till ventilation finns. Delvis slutna utrymmen förhindrar en fri utbredning men bildar ett mindre farligt fall än en fullständigt innesluten volym eftersom möjlighet fortfarande finns att ventileras bort delar av de förbränningsgaser som ger upphov till det ökande trycket. Storlek och placering av ventilationsmöjligheter är av stor betydelse för att begränsa det resulterande trycket.

2.3.2.4 Ej innesluten volym

Storskaliga försök har visat att ett gasmoln som befinner sig på en öppen yta utan någon form av blockerande hinder och som antänds av en svag energikälla enbart kommer att generera små övertryck vid förbränning, en så kallad gasmolnsbrand (*flash fire*). Termen ej innesluten explosion syftar på en explosion som inträffar med en sådan förutsättning, något som skulle vara möjligt vid en öppen yta på exempelvis ett industriområde. På ett sådant område kan det dock även finnas lokala områden som är delvis inneslutna och vid händelse av en gasexplosion är det dessa områden som kommer att ge upphov till höga explosionstryck.

Om antändning sker med en stor energikälla, exempelvis ett sprängämne, kan dock en detonation (kraftigaste varianten av explosion) inträffa. I ett sådant fall kan mycket höga tryck genereras även om det saknas någon form av inneslutning eller blockering. Med tanke på den stora energimängd som erfordras är det enligt CCPS (2010) dock mycket osannolikt att något sådant inträffar och i olyckssammanhang är detonation av ej innesluten gas också mycket ovanligt.

2.3.3 Flamhastighet, förbränningshastighet och flödes hastighet

För en utbredande flamma finns ett antal olika begrepp som beskriver dess hastighet. Flamhastigheten definieras som flamfrontens hastighet i relation till en stillastående betraktare. Framför flamfronten råder en flödes hastighet orsakad av det generella flödet av obrända gaser som pressas undan av flamfronten. Flamfrontens relativa hastighet, jämfört med den generella flödes hastigheten, betecknas som förbränningshastighet. Relationen mellan dessa parametrar kan därmed tecknas som

$$\text{flamhastighet} = \text{förbränningshastighet} + \text{generell flödes hastighet} \quad (2.2)$$

2.3.4 Turbulens

I fluiddynamik delas flödet in i laminärt eller turbulent flöde. Laminärt flöde innebär att flödet sker i ordnade lager medan turbulent flöde sker oordnat med stor virvelintensitet. Turbulens uppstår ur instabiliteter i det laminära flödet och är en effektiv mekanism för transport och blandning av olika egenskaper såsom värme och kemiska substanser. Detta medför även att turbulens ökar förbränningshastigheten i en gas, se avsnitt 2.4.2. Turbulensens instabilitet medför att även små störningar kan ge upphov till betydande ändringar av flödet, vilket gör det svårt att förutspå vilka konsekvenser som en förändring av inverkan parametrar kan få.

2.4 Primära mekanismer för en gasexplosion

2.4.1 Orientering

I detta avsnitt ges en övergripande beskrivning av de primära mekanismer som inverkar på styrkan hos en gasexplosion. Det görs här ingen ansats att vara heltäckande – innehållet syftar istället främst till att ge läsaren en grov bild av vilka parametrar som har inverkan på styrkan hos en gasexplosion, varför det är så samt ungefär vilken betydelse de har. Mycket av materialet i denna del har hämtats från och inspirerats av Gexcon (1992). För djupare information om här genomgången material hänvisas också till denna.

Förbränningshastighet och explosionstryck är starkt beroende av gasens sammansättning och av de geometriska förutsättningarna i och kring gasmolnet. Att förutsäga flamhastighet och explosionstryck för ett givet fall är en komplex uppgift även om parametrar såsom gasmolnstorlek, gaskoncentration och antändningspunkt är kända. En viktig orsak till detta är att även till synes små ändringar av givna parametrar kan ha stor inverkan på styrkan hos den resulterande explosionen.

2.4.2 Vad är en gasdeflagration?

Deflagration är den vanligaste formen av flamutbredning i en gasexplosion. En deflagration kan definieras som en explosion där förbränningsvågen fortplantar sig med en hastighet som är lägre än ljudhastigheten hos den obrända gasen framför vågen. I en gasexplosion kan flamhastigheten variera från några enstaka m/s till uppåt 1000 m/s, där flamutbredningens mekanism skiljer sig betänkligt mellan olika hastighetsregimer.

En gas som antänds av en svag antändningskälla – exempelvis en gnista eller en het yta – startar som en laminär flamma som, enligt Gexcon (1992), sprider sig via diffusion av värme och massa med en hastighet i storleksordningen 3 - 4 m/s. När flamfronten interagerar med omgivningen, exempelvis rör eller strukturer, uppstår ett turbulent flöde som gör att flamfronten veckas på ett sådant sätt att aktuell gränsyta mellan bränd och obränd gas ökar, se Figur 2.1a. Flamfrontens ökade yta medför i sin tur ökad diffusion, Figur 2.1b, vilket i sin tur resulterar i en ökad förbränningshastighet och därmed också ökat tryck.



Figur 2.1 Schematisk illustration av veckad flamfront vid turbulent flöde. Från Gexcon (1992).

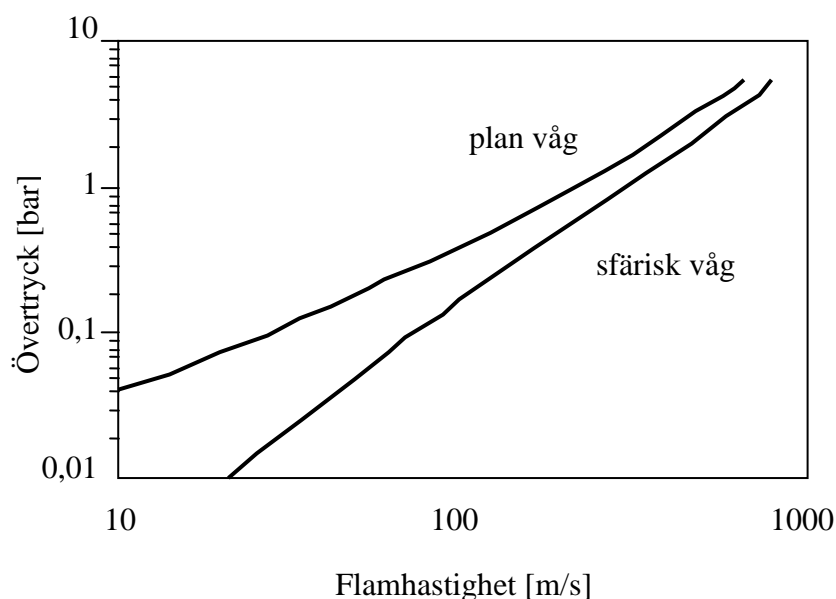
När en flamma sprider sig genom en gas är det två mekanismer som bidrar till tryckuppbyggnad:

- hög förbränningshastighet
- förbränning i en innesluten volym

En explosion uppstår när en förbränning är så snabb att ett övertryck skapas. Detta övertryck är resultatet av samspelet mellan två aspekter – tryckuppbyggnad av förbränning samt tryckminskning på grund av expansion. Av detta inses att om möjligheten till expansion förhindras så blir effekten också ett högre tryck. Sådana expansionshindrande randvillkor ger upphov till ett ökat flöde, vilket ytterligare bidrar till att öka förbränningshastigheten, och därmed även tryckuppbyggnaden. Går förbränningen tillräckligt snabbt kommer nödvändig expansion inte hinnas med och en kraftfull explosion kan bli resultatet.

2.4.3 Effekt av flamhastighet

En ökad flamhastighet resulterar i ett ökat tryck. Vidare medför en ökad inneslutningsgrad att ett högre tryck genereras vid samma flamhastighet. Detta illustreras i Figur 2.2 där maximalt övertryck som funktion av flamhastighet visas för en plan (1D) och en sfärisk (3D) utbredningsvåg. Orsaken till denna skillnad är att gasen vid en plan utbredning inte har samma expansionsmöjlighet, varför ett högre tryck fås vid samma flamhastighet.



Figur 2.2 Samband mellan maximalt övertryck och flamhastighet för en plan och sfärisk utbredningsvåg. Baserad på Gexcon (1992).

2.4.4 Effekt av inneslutning

Av avsnitt 2.4.3 framgår att tryckupbyggnaden ökar när gasens fria expansion förhindras. Detta innebär även att det inte är nödvändigt med en snabb flamutbredning för att erhålla en kraftfull explosion om denna inträffar i en sluten volym med ingen eller liten möjlighet till expansion.

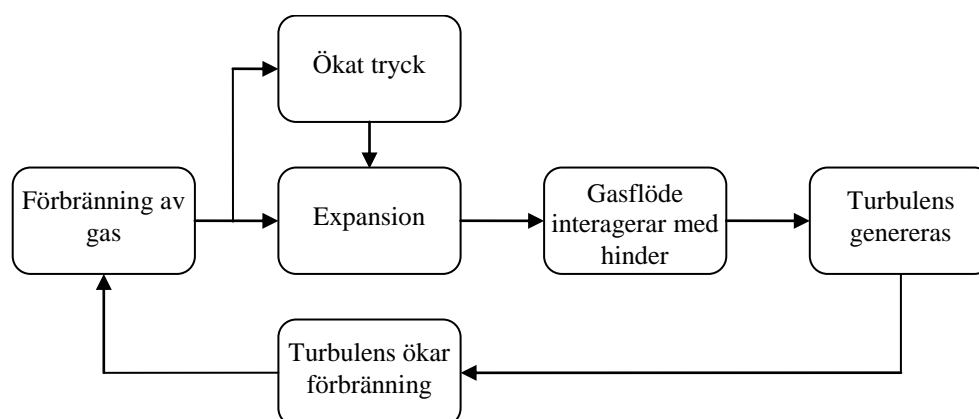
Via öppningar i den inneslutna volymen är expansion av gasen dock möjlig, vilket medför att explosionstrycket minskar. Hur mycket beror framförallt på gasens flamhastighet samt öppningarnas storlek och placering. Allmänt gäller att desto större öppningar samt ju närmare de är placerade explosionskällan desto effektivare är de att begränsa det resulterande trycket.

I avsnitt 2.4.3 konstateras att en sfärisk utbredningsvåg resulterar i lägre övertryck än en plan våg. Eftersom det i utrymmen med avlånga geometrier finns en ökad risk att en plan utbredningsvåg blir dominerande är det således mer gynnsamt med ett kubiskt format utrymme än ett avlångt sådant. Vidare medför en sådan kubisk utformning att avståndet till en eventuell ventilerande öppning generellt sett är kortare än vad fallet skulle vara i en avlång geometri.

Av detta inses att om möjligheten till expansion förhindras så blir effekten också ett högre tryck. Vidare ger sådana expansionshindrande randvillkor upphov till ett ökat flöde, vilket i sin tur ytterligare ökar förbränningshastigheten, och därmed tryckupbyggnaden.

2.4.5 Effekt av blockering

I avsnitt 2.4.2 har det konstaterats att förbränningshastigheten ökar vid ett ökat turbulent flöde. Turbulens i sin tur uppstår vid den störning som blir när flamfronten interagerar med omgivningen. Turbulensen i sig bidrar således till ökad förbränningshastighet, vilket i sin tur bidrar till ökat tryck och expansion och därmed även ökat flöde, såsom schematiskt illustreras i Figur 2.3. Förbränningshastigheten och turbulensen triggas således varandra och vid upprepade störningar ökar dessa stegvis mer och mer. Detta innebär att ju fler störningar som omgivningen ger upphov till desto större turbulens fås, och därmed även ökad förbränningshastighet och tryckupbyggnad, i den exploderande gasen.



Figur 2.3 Schematiskt flödesschema av hur förbränningen, och därmed trycket, trycket ökar vid upprepade turbulens. Baserad på Gexcon (1992).

Beräkning av impulsbelastad konstruktion

Av Gexcon (1992) framgår att blockeringsgrad och antal blockeringar är två parametrar som har stor inverkan på det resulterande trycket vid en gasexplosion. Ökad blockering resulterar i högre tryck. Vidare gäller vid konstant blockeringsgrad att större tryck fås när blockeringen utges av många små hinder jämfört med få men stora hinder. Av Gexcon (1992) framgår även att antalet hinder har större tryckhöjande effekt än storleken på blockeringsgraden.

Vid ökad inneslutningsgrad – sfärisk (3D) → cylindrisk (2D) → plan (1D) vågutbredning – kvarstår den effekt som beskrivs i avsnitt 2.4.4, dvs. att $P_{1D} > P_{2D} > P_{3D}$. Dock finns indikationer från försök på att inneslutningens inverkan minskar med ökande blockeringsgrad. Detta beror på att expansionsmöjligheten minskar med ökande blockeringsgrad, något som även sker vid ökad inneslutning. Vidare inverkar blockeringens utformning på det resulterande trycket – ett skarpt objekt ger upphov till större turbulens, och därmed högre explosionstryck, än ett runt objekt. Dock synes effekten av objektens utformning vara viktigare vid låg blockeringsgrad än vid hög sådan.

För blockeringsgrad används i litteraturen begreppen areablockeringsgrad ($ABR = \text{area blockage ratio}$ eller enbart $BR = \text{blockage ratio}$)

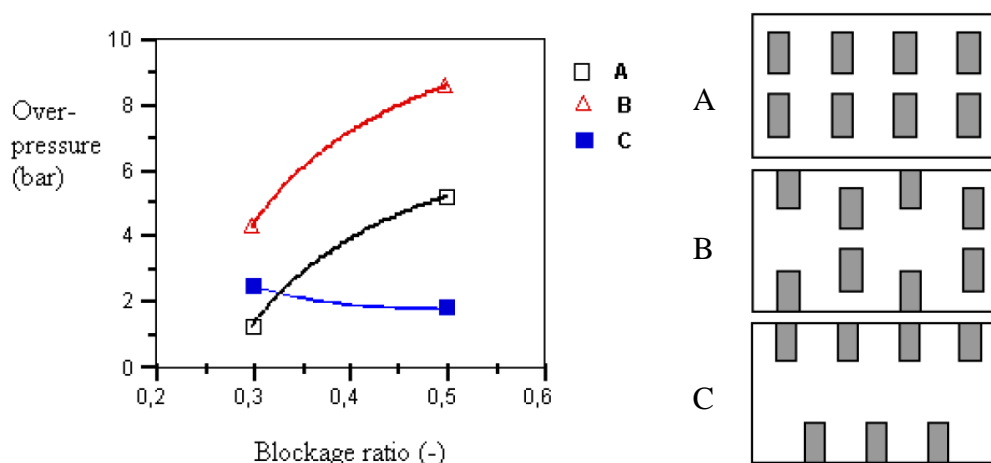
$$ABR = \lambda_A = \frac{A_{blo}}{A_{tot}} \quad (2.3)$$

samt volymblockeringsgrad ($VBR = \text{volume blockage ratio}$)

$$VBR = \lambda_V = \frac{V_{blo}}{V_{tot}} \quad (2.4)$$

där A_{blo} och V_{blo} anger blockerad area respektive volym samt A_{tot} och V_{tot} anger total area respektive volym. Beteckningarna λ_A och λ_V används i detta dokument för att ange blockeringsgrad.

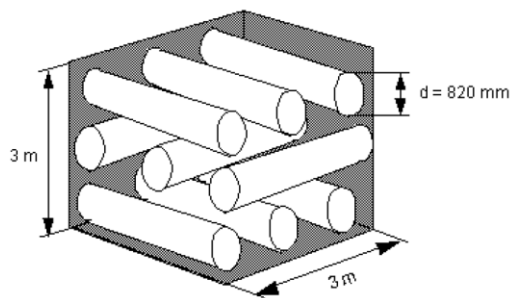
Förutom blockeringsgrad är det även av vikt hur blockeringarna samverkar med varandra, se Figur 2.4. En alternerande placering av blockeringar orsakar högst tryck medan en centralt placerad kanal ger lägst tryck.



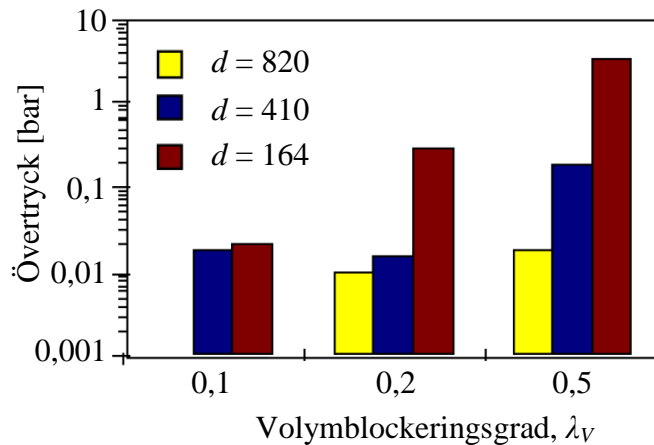
Figur 2.4 Inverkan av blockeringens placering. Baserad på Gexcon (1992).

Beräkning av impulsbelastad konstruktion

I Figur 2.5 sammanfattas resulterande övertryck från försök med olika blockeringsgrad och antal blockeringar. Försöken utgjordes av en kubisk ”behållare” med måtten 3 x 3 x 3 m bestående av golv och två väggar. Ett hörn utformades med hinder bestående av rör med varierande antal och storlek samt en stökiometrisk blandning av propan och luft. Av Figur 2.5 framgår studerade konfigurationer samt resulterande övertryck. Av detta framgår blockeringsgradens betydelse men framförallt att antalet blockerande rör var av stor vikt – vid samma blockeringsgrad fås större tryck när blockeringen utges av många men små hinder jämfört med få men stora hinder.



| d [mm] | Volymblockeringsgrad, λ_V | | |
|-------------|-----------------------------------|-------|---------|
| | 0,1 | 0,2 | 0,5 |
| 164 | 6 x 6 | 9 x 9 | 15 x 15 |
| 410 | 3 x 3 | 4 x 4 | 6 x 6 |
| 820 | - | 2 x 2 | 3 x 3 |



Figur 2.5 Inverkan av blockeringsgrad och antal blockeringar på resulterande övertryck. Baserad på Gexcon (1992).

3 Beräkningsmodeller

3.1 Principiella undergrupper

3.1.1 Orientering

Under de senaste årtiondena har ett antal beräkningsmodeller utvecklats för att bedöma vilka laster som uppstår vid en gasexplosion. Dessa kan indelas i nedanstående undergrupper och beskrivs övergripande i avsnitt 3.1.2 till avsnitt 3.1.4:

- korrelationsmodeller
- fenomenologiska modeller
- numeriska modeller

Av dessa är det vanligt förekommande att använda så kallade korrelationsmodeller vid riskbedömning av gasexplosioner inom exempelvis processindustrin. Det är också denna modelltyp som närmare beskrivs i denna rapport. För vidare information om specifika fenomenologiska och numeriska modeller hänvisas till exempelvis Lea och Ledin (2002) samt Park och Lee (2008).

3.1.2 Korrelationsmodeller

Korrelationsmodeller är den enklaste typen av beräkningsmodeller och utgörs av experimentbaserade, empiriska modeller med användning av skallagar. Modelltypen är snabb samt är, i jämförelse med övriga modelltyper, lättanvänd och kan därför med fördel användas för att ge en övergripande information om vilka laster som kan uppstå vid en gasexplosion.

I litteraturen benämns i princip tre huvudtyper av korrelationsmodeller som används idag:

- TNT-ekvivalent metod
- TNO multienergimetod
- BST-metod

Det finns även andra varianter men här begränsas antalet modeller till dessa. För övergripande information om andra typer av korrelationsmodeller hänvisas till Lea och Ledin (2002), Park och Lee (2008) samt CCPS (2010). Korrelationsmodeller motsvarar en enkel och övergripande modell och ovan listade metoder beskrivs vidare i avsnitt 3.2.

3.1.3 Fenomenologiska modeller

Fenomenologiska modeller är förenklade modeller vilka strävar efter att beskriva den huvudsakliga fysikaliska processen i en gasexplosion. Den största förenklingen i dessa modeller är den idealiserade geometrin som används för att representera den verkliga geometrin i ett givet fall. Gasmolnets fysikaliska förbränningsförlopp kan beskrivas med empiriska eller teoretiska data och fenomenologiska modeller kan sägas utgöra ett mellanting mellan korrelationsmodeller och numeriska modeller. Enligt Lea och Ledin (2002) är beräkningstiden kort för denna modelltyp och

de lämpar sig därför väl till att undersöka ett stort antal olika scenarier för att identifiera fall som kan vara av intresse att undersöka närmare med nyttjande av numeriska modeller enligt avsnitt 3.1.4.

Fenomenologiska modeller beskrivs inte närmare i detta dokument.

3.1.4 Numeriska modeller

Numeriska modeller baseras på så kallad beräkningsbar strömningsdynamik – (*Computational Fluid Dynamics – CFD*). Denna modelltyp motsvarar den finita elementmetod (FEM) som är vanligt förekommande inom strukturmekniken, men med den skillnaden att CFD numeriskt löser de strömningsekvationer som råder i bland annat en explosionsprocess. I sådana beräkningar är det exempelvis möjligt att beakta gasens sammansättning, omgivningens geometri samt antändningspunkt och framtagna lösningar innehåller en stor mängd information om den resulterande explosionen.

Denna typ av modeller utgör det kraftfullaste verktyget för simulering av gasexplosioner och det finns på marknaden ett stort antal program med varierande tillämpningar. En nackdel med denna typ av modeller är dock att de ofta är dyra att utföra, medför lång beräkningstid samt att de kräver en mycket hög kunskap hos användaren för att användas på rätt sätt.

Numeriska modeller beskrivs inte närmare i detta dokument.

3.2 Beskrivning av olika korrelationsmodeller

3.2.1 Ekvivalent TNT-metod

Ekvivalent TNT-metod är den traditionella metoden för att bestämma lasteffekten från en gasexplosion. Metoden är vanligt förekommande och förutsätter att en gasexplosion, via en energiomvandling, kan betraktas som en ekvivalent TNT-explosion. Metoden ligger till grund för de rekommendationer som ges i IVA (1981), vilken är vanligt förekommande vid dimensionering mot explosioner inom bland annat Sveriges processindustri.

I ett sådant fall bestäms först gasens totala förbränningsenergi från ingående gasmassa m_{gas} och energiinnehåll E'_{gas} . Denna energimängd multipliceras med en effektivitetsfaktor η , vilken beaktar gasexplosionens ineffektivitet. Därefter omvandlas denna reducerade energimängd till en ekvivalent mängd TNT m_{TNT}^2 i enlighet med

$$m_{TNT} = \eta \cdot \frac{m_{gas} \cdot E'_{gas}}{E'_{TNT}} \quad (3.1)$$

² I litteraturen betecknas normalt mängden TNT som W (*weight*) men här används beteckningen m_{TNT} (*massa*) för att vara konsekvent med övriga beteckningar.

där $E'_{TNT} = 4,6$ MJ/kg motsvarar energiinnehållet i TNT. Utgående från detta kan aktuella stötvågsparametrar därefter bestämmas på samma sätt som vid en detonation av en TNT-laddning, se exempelvis Johansson och Laine (2012) eller dokument B02-111.

Fördelar

- Enkel metodik. Information om resulterande stötvågsparametrar från en TNT-explosion är väl dokumenterat.
- Ger acceptabla resultat på långa avstånd från explosionscentrum.

Nackdelar

- Problem att välja lämplig effektivitetsfaktor η , för en given situation eftersom denna beror på flera olika parametrar såsom gastyp och omgivande geometri. Anvisningar anpassade efter olika situationer saknas.
- Metoden överskattar övertrycket från en gasexplosion på korta avstånd, se exempelvis Park och Lee (2009).
- Egenskaperna hos den resulterande stötvågen skiljer sig mellan en gasmolnsexplosion och en TNT-explosion, se Lea och Ledin (2002). En TNT-explosion har högre övertryck men kortare varaktighet än en gasexplosion av motsvarande energimängd.

Baserat på för- och nackdelar listade ovan har det i litteraturen – exempelvis Gexcon (1992), Lea och Ledin (2002), Jiang *et al.* (2001) och Beccantini *et al.* (2007) – konstaterats att ekvivalent TNT-metod inte är att rekommendera för att beskriva lasteffekten av en gasexplosion. Detta gäller särskilt nära explosionscentrum, där ekvivalent TNT-metod påtagligt kan överskatta övertrycket.

Med anledning av ovanstående kan konstateras att ekvivalent TNT-metod är olämplig att använda för att uppskatta den resulterande lasten av en gasexplosion.

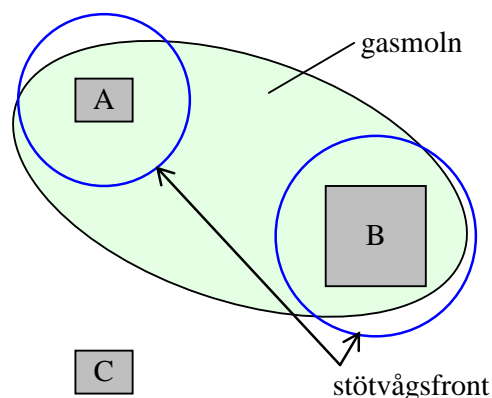
3.2.2 TNO multienergimetod

TNO multienergimetod – i vissa sammanhang även benämnd som enbart multienergimetod – är en metod framtagen på TNO i Holland, van den Berg (1985). Metoden bygger på att en gasexplosion består av ett antal delexplosioner där en kraftfull explosion enbart kan initieras i de delar av molnet där gasens expansionsmöjligheter är begränsade, dvs. inom helt eller delvis inneslutna volymer (*confined volume*) eller i blockerade områden (*congested volume*). En avgörande skillnad gentemot ekvivalent TNT-metod, beskriven i avsnitt 3.2.1, är således att explosionen kan bestå av flera oberoende delar samt att inte hela gasmolnets energimängd används för att bedöma den huvudsakliga explosionens styrka. Istället är det enbart de delar av gasmolnet som inryms i de områden som betraktas som explosionsbenägna som används för att bedöma styrkan hos en kraftfull explosion.

Detta illustreras i Figur 3.1 där ett gasmoln spritt ut sig inom det markerade området. I figuren markerar A, B och C områden med någon form av inneslutning och/eller blockering i en sådan omfattning att de bedöms kunna initiera en kraftfull explosion. Område A och B innesluts av gasmolnet och kan därför vardera generera en explosion medan område C är beläget utanför gasmolnet och därför inte bidrar till detta. Den explosionsalstrande energimängden baseras på volymen i område A respektive B och kan generera två av varandra oberoende explosioner med olika styrka och med explosionscentrum centriskt placerad inom respektive delvolym. Övriga delar av gasmolnet, utanför

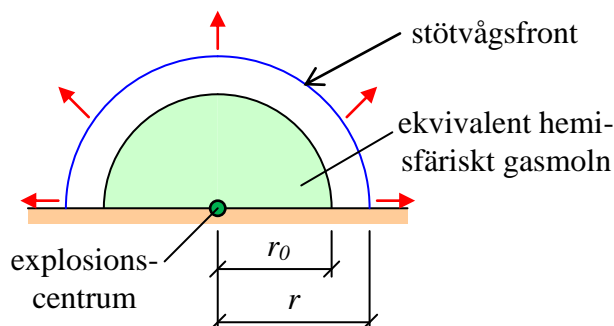
Beräkning av impulsbelastad konstruktion

område A och B, bidrar dock inte till energimängden i dessa båda explosioner. Därmed begränsas eventuella explosioners tillgängliga energimängd till det minsta av hur stor mängd av gasmolnet som ryms i en explosionsinitierande volym eller av gasmolnets aktuella storlek.



Figur 3.1 Schematisk illustration av TNO multienergimetod. Ett gasmoln täcker markerat område. Område A och B innesluts av gasmolnet och kan båda ge upphov till varsin explosion.

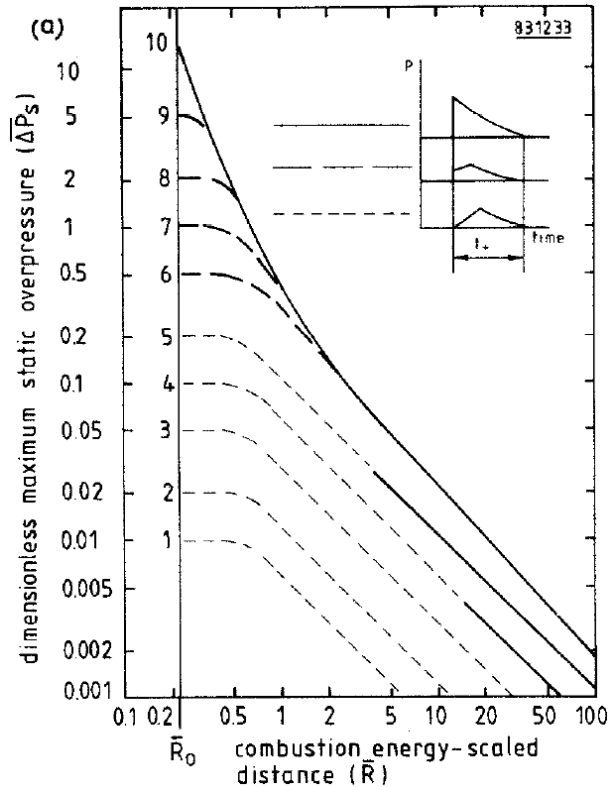
Beräkningsmodellen i TNO multienergimodell baseras på att framtagna gasvolym inom respektive område (exempelvis område A eller B i Figur 3.1) omvandlas till en ekvivalent hemisfär (halvsfär) innehållande samma volym. Gasen antas bestå av en homogen, stökiometrisk blandning av gas och luft med en förbränningsenergi³ som van den Berg (1985) anger till $E'_{gas} = 3,5 \text{ MJ/m}^3$, ett värde som kan jämföras med det stökiometriska energiinnehållet hos brandfarliga gaser enligt Tabell 2.1.



Figur 3.2 Schematisk illustration av en ekvivalent hemisfärisk gasvolym som används i TNO multienergimetod, där r_0 betecknar radien hos den ekvivalenta volymen.

Utgående från numeriska simuleringar har en grupp om tio samband för oreflekterat övertryck samt varaktighet som funktion av energiskalat avstånd tagits fram, se Figur 3.3. Den initiala styrkan hos explosionen har i dessa simuleringar varierats och beskrivs med en styrkefaktor på mellan 1 (svag explosion) till 10 (kraftig explosion). I Figur 3.3 indikeras även det principiella utseendet hos den resulterande tryckvågen som en funktion av vilken styrkefaktor och energiskalat avstånd som råder.

³ Denna energimängd motsvarar förbränningsenergin hos en genomsnittlig stökiometrisk blandning av kolväten och luft med koncentration av $0,1 \text{ kg/m}^3$ och används i metoden oberoende av aktuell gasblandning, van den Berg (1985).



Figur 3.3 Samband för oreflekterat övertryck för TNO multienergimetod. Från van den Berg (1985). Beteckningar förklaras i avsnitt 4.3.

Fördelar

- Snabb metod som övergripande kan beakta inverkan av viktiga parametrar via val av styrkefaktor, Lea och Ledin (2002).
- Enkel koppling mellan olika styrkefaktorer och maximalt övertryck, vilket underlättar hanteringen av olika explosionsfall samt jämförelse med försöksresultat.
- Metoden är relativt anpassningsbar till observerade försöksdata, Mélni *et al.* (2009).
- Matematiska samband för övertryck och impulstäthet i positiv fas kan via beräkningsverktyg, tas fram som funktion av ett energiskalat avstånd, Gexcon (2011).

Nackdelar

- Svårighet att välja rätt styrkefaktor, Mélni *et al.* (2009), Lea och Ledin (2002). Viss vägledning ges i litteraturen, se kapitel 5, men behov finns av förbättrade anvisningar.
- Någon information om övertryck och impulstäthet i negativ fas eller ankomsttid och partikelhastighet ges inte i litteraturen.
- Oklarheter i hur eventuell kombinerad av flera explosioner från samma gasmoln ska behandlas, Lea och Ledin (2002).

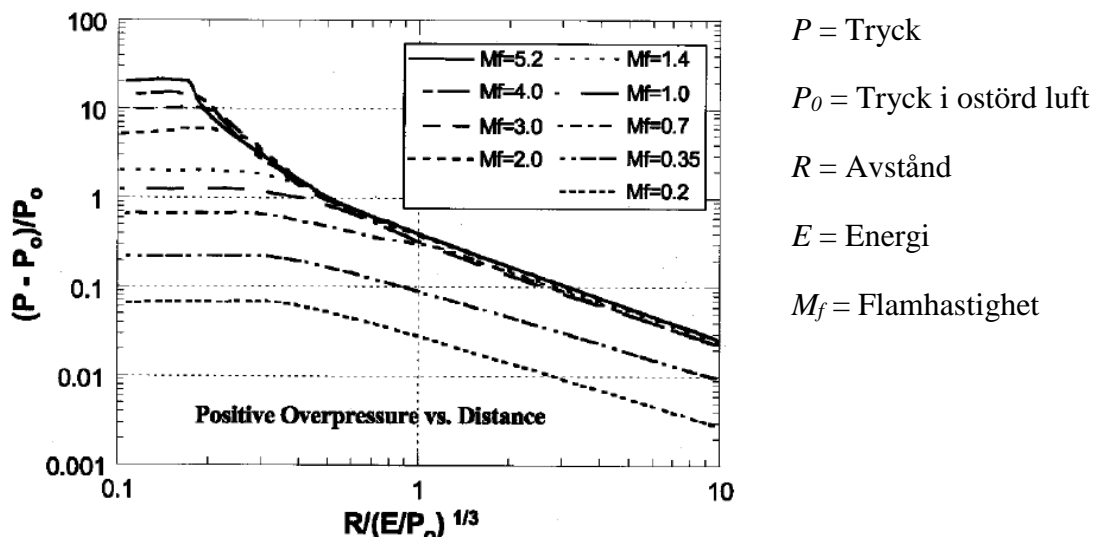
TNO multienergimetod bedöms, av författaren till det här dokumentet, vara den mest lämpliga att använda av de tre korrelationsmodeller som presenteras i avsnitt 3.2. Metoden är även i bruk i andra europeiska länder såsom Nederländerna, Merx och van den Berg (1997), samt Norge, Gexcon (1992), vilket ses som en ytterligare fördel. Det är också denna metod som föreslås i både Fischer *et al.* (1998) – en skrift som syftar till att ersätta IVA (1981) – och Lamnevik (2005) att användas vid lastbestämning från gasexplosioner.

TNO multienergimetod är den metod som fortsättningsvis används i detta dokument för att bestämma resulterande last från en gasexplosion. Mer detaljerad information om metoden ges i kapitel 4.

3.2.3 BST-metod

BST-metoden är en metod som i flera avseenden liknar TNO multienergimetod, som beskrivs i avsnitt 3.2.2. Beteckningen BST står för metodens skapare Baker-Strehlow-Tang och är i litteraturen beskriven i ett antal olika varianter – Baker *et al.* (1996), Tang och Baker (1999) samt Pierorazio *et al.* (2005).

Liksom TNO multienergimetod baseras BST-metoden på att en kraftfull gasexplosion endast kan uppstå i en gas som befinner sig i en innesluten eller blockerad omgivning samt att tillgänglig energi svarar mot en stökiometrisk blandning av gas och luft. Det har visats av Strehlow *et al.* (1979) att en konstant flamhastighet och en accelererande flamma med samma maximala hastighet genererar ekvivalenta stötvågor. Därmed är det möjligt att karakterisera explosionsstyrkan baserad på gasens flamhastighet. Detta görs i BST-metoden, där flamhastigheten M_f , uttryckt i enheten Mach, anger samband mellan övertryck och energiskalat avstånd såsom illustreras i Figur 3.4. Flamhastigheten, vilken beror på gasens reaktivitet samt grad av inneslutning och blockering, kan liknas vid den styrkefaktor som används i TNO multienergimetod, jämför Figur 3.3.



Figur 3.4 Samband mellan oreflekterat övertryck och energiskalat avstånd för olika flamhastigheter M_f enligt BST-metoden. Från Pierorazio *et al.* (2005).

Fördelar

- Snabb samt enkel att använda och kan övergripande beakta inverkan av omgivningens geometri, Lea och Ledin (2002).
- Samband ges för övertryck och impulstäthet i både positiv och negativ fas samt för ankomsthastighet och partikelhastighet.

Nackdelar

- Svårighet att välja rätt flamhastighet. Viss vägledning ges i Pierorazio *et al.* (2005) för vilken flamhastighet som ska väljas men jämförelser i Mélani *et al.* (2009) påvisar trots detta betydande avvikelser mellan uppskattat och i försök uppmätta övertryck. En orsak till detta är att metoden inte beaktar antändningsenergin hos en explosion.
- Viss förvirring i anvisningar rörande vilka flamhastigheter som ska användas samt anpassning av dessa till redovisade parameterkurvor enligt Figur 3.4. Det bedöms även vara besvärligare att hantera olika flamhastigheter istället för de styrkefaktorer som introduceras i TNO multienergimetod i avsnitt 3.2.2.
- Matematiska samband för övertryck och impulstäthet som funktion av ett energiskalat avstånd har inte hittats i litteraturen, vilket medför att avläsningen av aktuella värden försvåras.
- Saknas anvisning om hur kombinerad av flera explosioner från samma gasmoln ska behandlas.

BST-metoden påminner i mångt och mycket om TNO multienergimetod som beskrivs i avsnitt 3.2.2. Rekommendationer till val av lämplig flamhastighet finns för olika situationer men givna värden är illa anpassade till de kurvor som sedan redovisas i exempelvis Pierorazio *et al.* (2005). Därmed blir metoden något förvirrande och mindre lättanvänd än vad som kunde varit fallet. Utgående från jämförelser i Mélani *et al.* (2009) kan även konstateras att metoden synes mer besvärlig att anpassa till observerade försöksdata än vad som är fallet för TNO multienergimetod.

BST-metoden används inte vidare i detta dokument.

4 Empiriska samband för TNO Multienergimetod

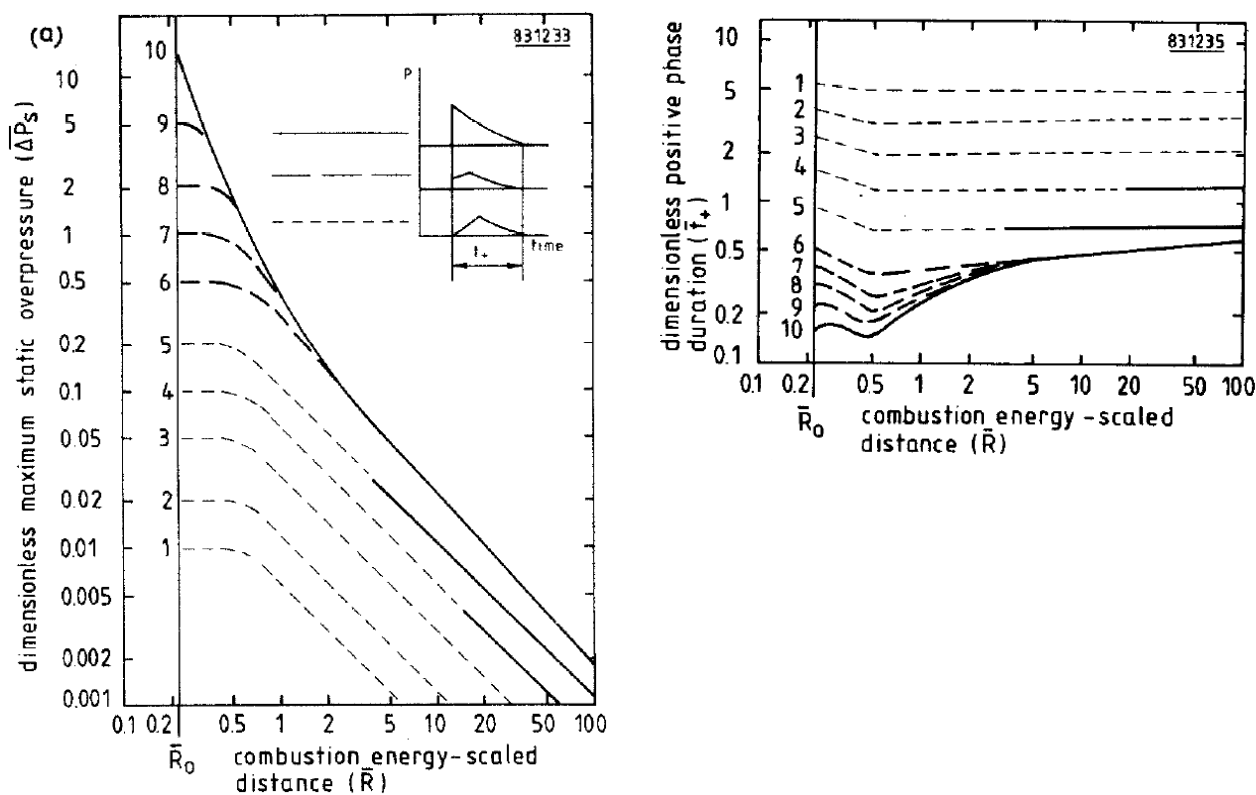
4.1 Orientering

I avsnitt 3.2.2 introduceras TNO multienergimetod, vilket är den beräkningsmetod som i detta dokument används för att bedöma resulterande last från en gasexplosion. I detta avsnitt ges en mer detaljerad beskrivning av metoden med anvisningar om empiriska samband för att bestämma tryck, varaktighet samt impulstäthet. Samtliga empiriska samband som redovisas i detta avsnitt beskrivs med utgångspunkt från ett energiskalat avstånd. Redovisade samband baseras på antagandet att explosionen sker på ett sådant sätt att tredimensionell avlastning är möjlig.

Som anges i avsnitt 3.2.2 ansätts i TNO multienergimodell att en exploderande gas, oavsett typ, har en förbränningsenergi $E'_{gas} = 3,5 \text{ MJ/m}^3$.

4.2 Styrkefaktor och skalade parametrar

I Figur 4.1 visas tio samband för oreflekterat övertryck samt varaktighet som funktion av energiskalat avstånd. Varje samband identifieras med en styrkefaktor, där värdena 1 och 10 motsvarar en svag respektive en kraftig explosion, och är framtagna med utgångspunkt av ett ungefärligt maximalt övertryck i enlighet med Tabell 4.1. En styrkefaktor på 10 motsvarar en detonation medan en styrkefaktor på 1 - 9 motsvarar en deflagration av varierande styrka.



Figur 4.1 Samband för oreflekterat övertryck samt varaktighet för TNO multienergimetod. Från van den Berg (1985).

Beräkning av impulsbelastad konstruktion

Tabell 4.1 Samband mellan ungefärlig nivå på maximalt övertryck P_s^+ och styrkefaktor enligt Figur 4.1.

| Styrkefaktor | P_s^+ [kPa] | Styrkefaktor | P_s^+ [kPa] |
|--------------|------------------|--------------|------------------|
| 10 | >1 000 | 5 | 20 |
| 9 | 500 | 4 | 10 |
| 8 | 200 | 3 | 5 |
| 7 | 100 | 2 | 2 |
| 6 | 50 | 1 | 1 |

I ekvation (4.1) till (4.4) definieras de dimensionslösa parametrar som används i TNO multienergi-metod. Här anges uttryck först med beteckningar enligt Figur 4.1 och därefter med de beteckningar som används i detta dokument.

Dimensionslös övertryckskvot P_s' definieras som

$$\bar{\Delta P}_s = \frac{\Delta P_s}{P_0} \rightarrow P_s' = \frac{P_s^+}{P_0} \quad (4.1)$$

där P_s^+ är oreflekterat övertryck och $P_0 = 101,3$ kPa är lufttrycket i ostörd luft vid en temperatur på +15 °C.

Dimensionslöst energiskalat avstånd r' definieras som

$$\bar{R} = R \cdot \left(\frac{P_0}{E} \right)^{1/3} \rightarrow r' = r \cdot \left(\frac{P_0}{E_{gas}} \right)^{1/3} \quad (4.2)$$

där r är verkligt avstånd från explosionscentrum explosion och

$$E_{gas} = E'_{gas} \cdot V_{gas} \quad (4.3)$$

är energin i aktuell gasvolym, dvs. produkten av gasens energiinnehåll $E'_{gas} = 3,5$ MJ/m³ och volymen V_{gas} .

Dimensionslös energiskalad varaktighet t' definieras som

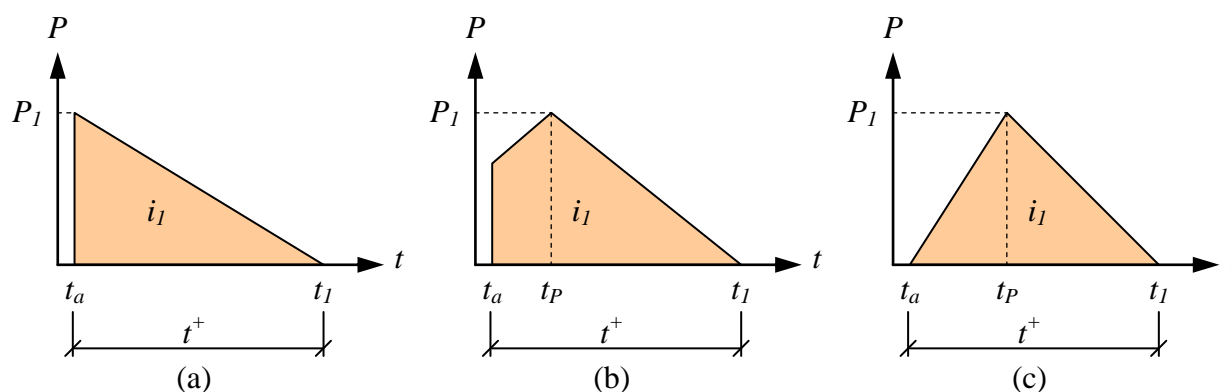
$$\bar{t}_+ = t_+ \cdot c_0 \cdot \left(\frac{P_0}{E} \right)^{1/3} \rightarrow t' = t^+ \cdot c_0 \cdot \left(\frac{P_0}{E_{gas}} \right)^{1/3} \quad (4.4)$$

där t^+ är verklig varaktighet i positiv fas och $c_0 = 340,3$ m/s är ljudhastigheten i ostörd luft vid en temperatur på +15 °C.

4.3 Positiv fas

4.3.1 Tryck-tidssamband

I Figur 4.1 indikeras det principiella utseendet hos tryckvåg från en gasexplosion och detta förtydligas ytterligare i Figur 4.2. Tryckvågens utseende beror på vilken styrkefaktor och energiskalat avstånd som råder för aktuellt fall. I van den Berg (1985) ges dock inga riktlinjer för hur den tidpunkt t_P , när maximalt tryck P_I nås, ska bestämmas. Inte heller har några sådana riktlinjer hittats i annan studerad litteratur, varför det inte är möjligt att återge någon närmare information om detta.



Figur 4.2 Principiellt utseende hos tryck-tidssamband: (a) ideal stötvåg, (b) icke-ideal stötvåg, (c) tryckvåg enligt Figur 3.3. I denna rapport används genomgående samband (a) för att beskriva tryck-tidssamband för en gasexplosion.

Beroende på de dynamiska egenskaperna hos en explosionsbelastad konstruktion kan tryck-tidssambandets utseende ha olika stor betydelse för dess respons. Dock gäller att ju snabbare lastpåföring som explosionstrycket orsakar desto större lasteffekt. Därmed är det också alltid konservativt att betrakta en tryckvåg enligt Figur 4.2b eller Figur 4.2c som om den hade ett utseende enligt Figur 4.2a.

I denna rapport förespråkas också att genomgående använda en form hos tryck-tidssambandet enligt Figur 4.2a. Därmed fås också ett triangelformat tryck-tidssamband i enlighet med den förenklade metod som även är vanligt förekommande för explosionslast från sprängämnen, se dokument B02-111, och kan bestämmas utgående från aktuella värden på tryck och impulstäthet enligt avsnitt 4.3.2 och avsnitt 4.3.3.

4.3.2 Oreflekterad stötvåg

van den Berg (1985) presenterar inte några ekvationer för de i Figur 4.1 redovisade sambanden. Inte heller har några tillförlitliga ekvationer hittats i litteraturen⁴. Här redovisade samband är istället framtagna av författaren till det här dokumentet och har baserats på data framtagen med en på Gexcons hemsida allmänt tillgänglig gasexplosionskalkylator, Gexcon (2011). Överensstämmelsen

⁴ I Alonso *et al.* (2006) presenteras samband i enlighet med ekvation (4.5) och ekvation (4.6) men författarens kontroll av dessa har visat att de innehåller fel för vissa styrkefaktorer, varför de inte används här.

Beräkning av impulsbelastad konstruktion

mellan stötvågsparametrar framtagna med denna och de uttryck som ges i den här rapporten är inte fullständig men överlag så god att det inte skiljer mer än någon eller några få procent.

Övertryckskvoten P_s' och energiskalad varaktighet t' kan uttryckas på formen

$$P_s' = a \cdot (r')^b \quad (4.5)$$

$$t' = c \cdot (r')^d \quad (4.6)$$

där a , b , c och d är konstanter i enlighet med Tabell 4.2 och Tabell 4.3. Av dessa uttryck kan sedan samband enligt Figur 4.3 och Figur 4.4 fås fram.

Tabell 4.2 Konstanter a och b för bestämning av skalat övertryck P_s' enligt ekvation (4.5). I tabellen anges maximala värden på r' när respektive kombination av konstanter a och b ska användas. För samtliga uttryck gäller att $P_s' \geq 0,001$.

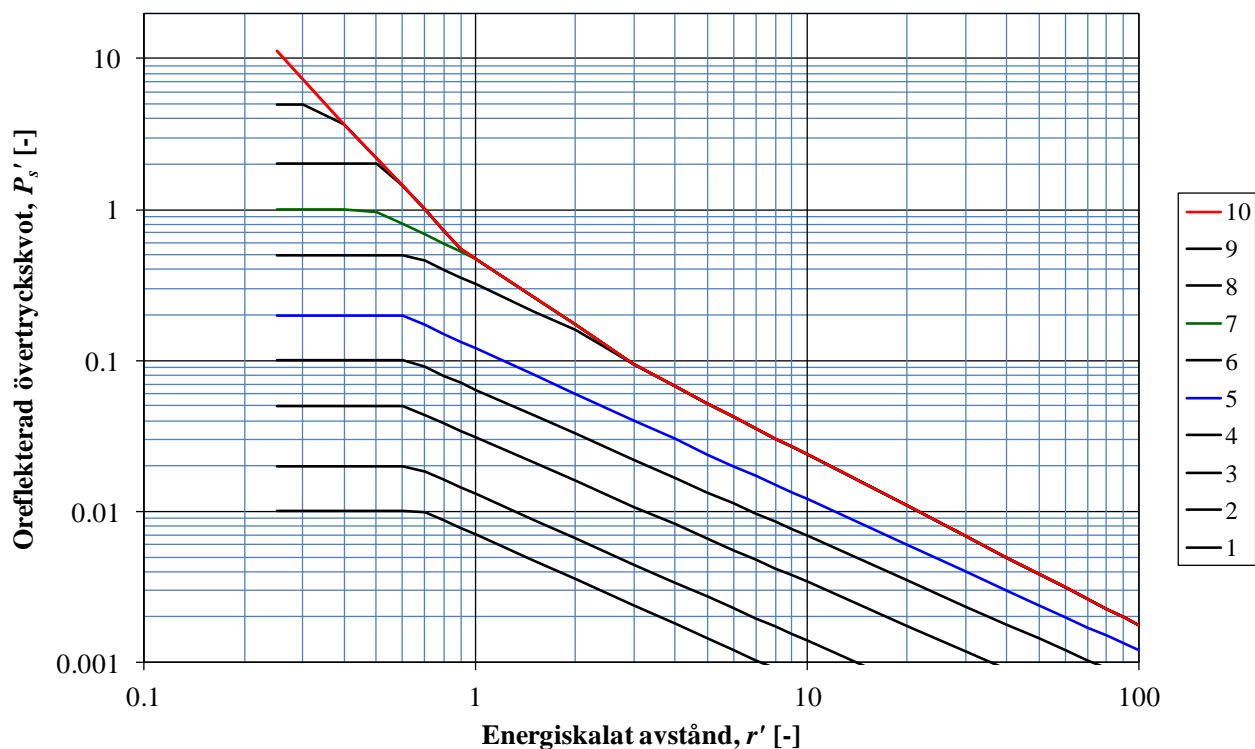
| Styrkefaktor | a | b | r' | a | b | r' | a | b | r' | a | b |
|--------------|------|-------|-------------|-------|-------|-------------|------|-------|-------------|------|-------|
| 10 | 0,43 | -2,35 | $\leq 0,90$ | 0,47 | -1,46 | $\leq 3,21$ | 0,32 | -1,13 | | | |
| 9 | 5 | 0 | $\leq 0,20$ | 0,47 | -1,46 | $\leq 3,21$ | 0,32 | -1,13 | | | |
| 8 | 2 | 0 | $\leq 0,37$ | 0,47 | -1,46 | $\leq 3,21$ | 0,32 | -1,13 | | | |
| 7 | 1 | 0 | $\leq 0,48$ | 0,48 | -1,00 | $\leq 0,96$ | 0,47 | -1,46 | $\leq 3,21$ | 0,32 | -1,13 |
| 6 | 0,5 | 0 | $\leq 0,64$ | 0,32 | -1,01 | $\leq 2,35$ | 0,47 | -1,46 | $\leq 3,21$ | 0,32 | -1,13 |
| 5 | 0,2 | 0 | $\leq 0,60$ | 0,12 | -1,00 | | | | | | |
| 4 | 0,1 | 0 | $\leq 0,63$ | 0,064 | -0,97 | | | | | | |
| 3 | 0,05 | 0 | $\leq 0,61$ | 0,031 | -0,96 | | | | | | |
| 2 | 0,02 | 0 | $\leq 0,64$ | 0,013 | -0,97 | | | | | | |
| 1 | 0,01 | 0 | $\leq 0,69$ | 0,007 | -0,98 | | | | | | |

Tabell 4.3 Konstanter c och d för bestämning av energiskalad varaktighet t' enligt ekvation (4.6). I tabellen anges maximala värden på r' när respektive kombination av konstanter c och d ska användas.

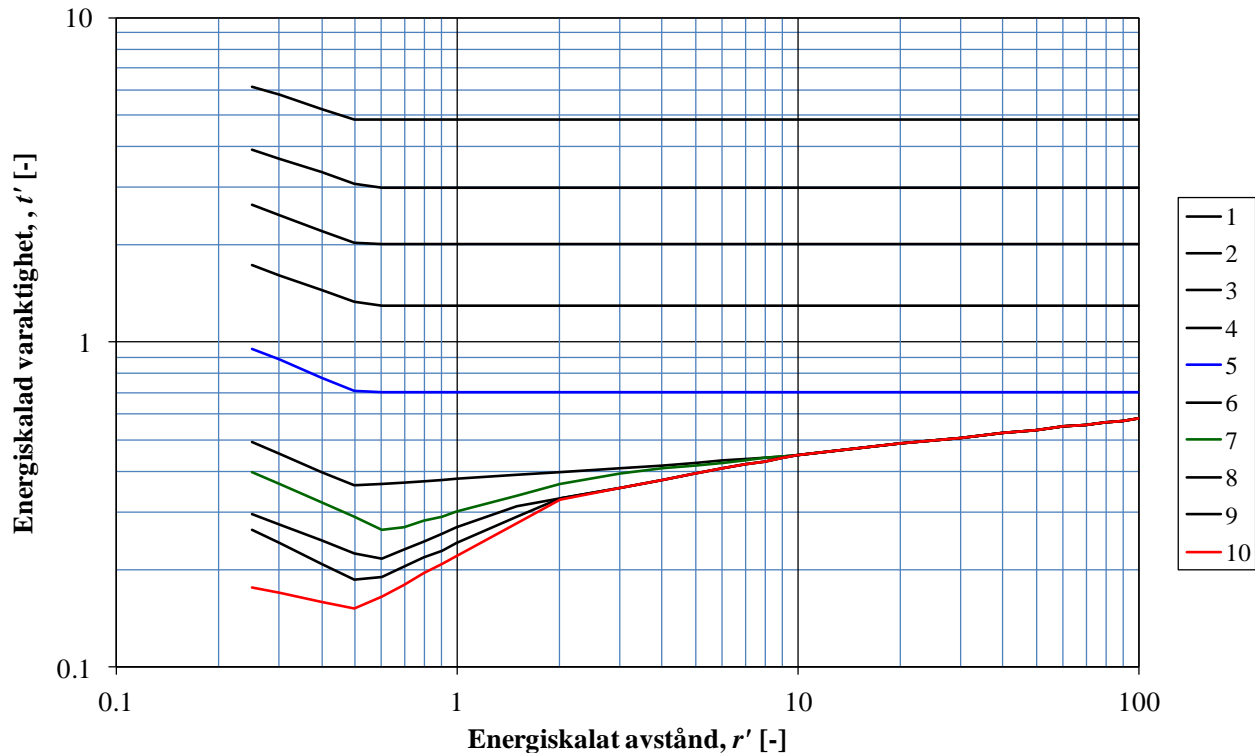
| Styrkefaktor | c | d | r' | c | d | r' | c | d | r' | $c^{1)}$ | $d^{1)}$ |
|-----------------|------|-------|-------------|------|------|-------------|------|------|--------------|----------|----------|
| 10 | 0,13 | -0,22 | $\leq 0,51$ | 0,22 | 0,57 | $\leq 2,07$ | 0,29 | 0,19 | $\leq 10,49$ | 0,35 | 0,11 |
| 9 | 0,13 | -0,51 | $\leq 0,53$ | 0,24 | 0,46 | $\leq 2,02$ | 0,29 | 0,19 | $\leq 10,49$ | 0,35 | 0,11 |
| 8 | 0,17 | -0,40 | $\leq 0,58$ | 0,27 | 0,45 | $\leq 1,32$ | 0,29 | 0,19 | $\leq 10,49$ | 0,35 | 0,11 |
| 7 ¹⁾ | 0,21 | -0,46 | $\leq 0,62$ | 0,30 | 0,29 | $\leq 1,59$ | 0,32 | 0,15 | $\leq 9,40$ | 0,29 | 0,19 |
| 6 | 0,26 | -0,46 | $\leq 0,49$ | 0,38 | 0,07 | $\leq 7,81$ | 0,35 | 0,11 | | | |
| 5 | 0,52 | -0,44 | $\leq 0,51$ | 0,7 | 0 | | | | | | |
| 4 | 1,02 | -0,38 | $\leq 0,53$ | 1,3 | 0 | | | | | | |
| 3 | 1,56 | -0,38 | $\leq 0,52$ | 2 | 0 | | | | | | |
| 2 | 2,44 | -0,34 | $\leq 0,54$ | 3 | 0 | | | | | | |
| 1 | 3,83 | -0,34 | $\leq 0,50$ | 4,85 | 0 | | | | | | |

¹⁾ För styrkefaktor 7 gäller för $r' > 10,49$ att $c = 0,35$ och $d = 0,11$.

Beräkning av impulsbelastad konstruktion



Figur 4.3 Samband mellan oreflekterad övertryckskvot P_s' och energiskalat avstånd r' för olika styrkefaktorer. Baserat på ekvation (4.5) och Tabell 4.2.



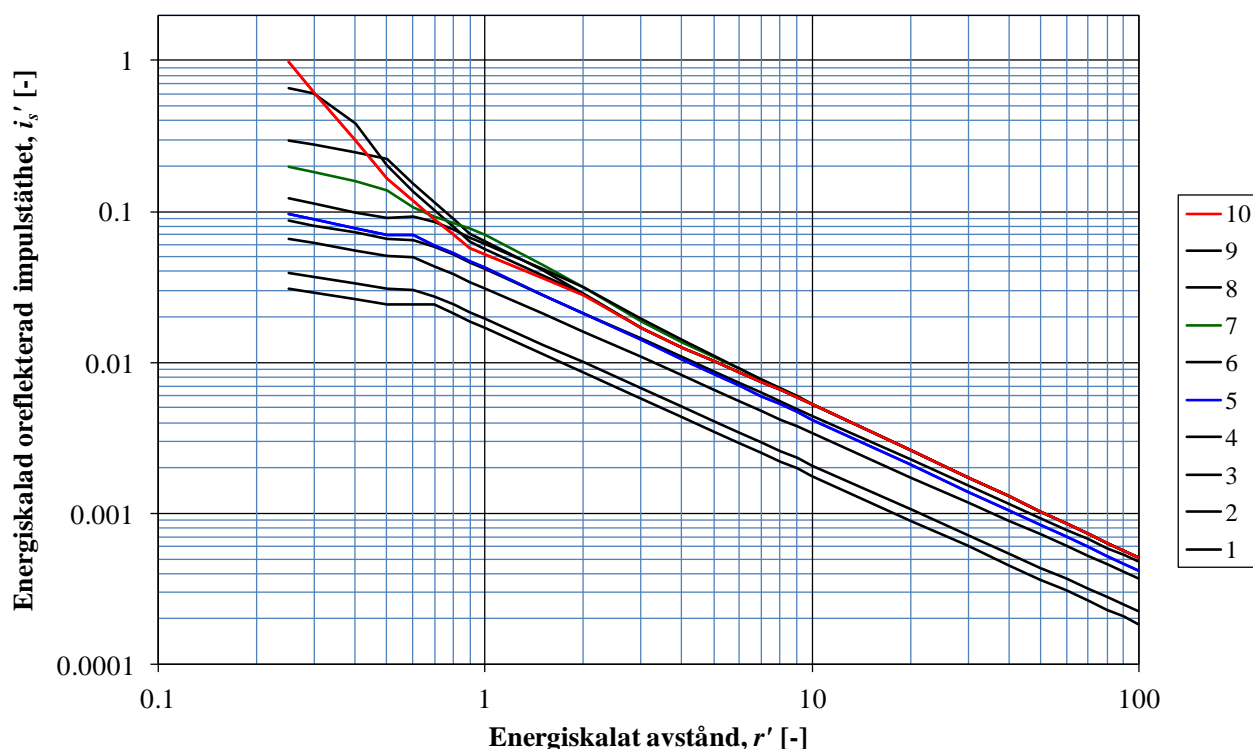
Figur 4.4 Samband mellan energiskalat varaktighet t' och energiskalat avstånd r' för olika styrkefaktorer. Baserat på ekvation (4.6) och Tabell 4.3.

Beräkning av impulsbelastad konstruktion

Några empiriska uttryck för energiskalad oreflekterad impulstäthet presenteras inte. Utgående från ett antagande om ett triangulärt tryck-tidssamband, se Figur 4.2a i avsnitt 4.3.1, kan den energiskalade oreflekterade impulstätheten i_s' dock bestämmas som

$$i_s' = \frac{P_s' t'}{2} \quad (4.7)$$

varvid samband enligt Figur 4.5 fås. Det ska noteras att störst värde på impulstätheten i_s' inte nödvändigtvis fås för explosion av styrkefaktor 10. För energiskalade avstånd $r' > 0,9$ resulterar istället en explosion med styrkefaktor 7 i den största impulstätheten. Orsaken till detta är att övertrycket är detsamma för styrkefaktor 7 - 10 men att varaktigheten är lika stor eller större för styrkefaktor 7 för energiskalade avstånd $r' > 0,9$. Detta innebär också att en explosion med styrkefaktor 7 är lika farlig eller något farligare än en explosion med styrkefaktor 10 för sådana energiskalade avstånd.



Figur 4.5 Samband mellan energiskalad oreflekterad impulstäthet i_s' och energiskalat avstånd r' för olika styrkefaktorer. Baserat på ekvation (4.7).

I Johansson (2012) anges att stötvågens varaktighet ökar med ökande avstånd och förklaras där med att stötvågsfronten, med sitt högre tryck, rör sig snabbare än sin svans som har ett lägre tryck. Av Figur 4.4 framgår dock att varaktigheten inte varierar för explosioner med styrkefaktor 1 - 5 när $r' > 0,5$. Detta är dock en medveten vald approximation eftersom den ändring i varaktighet som fås för de låga tryck som är aktuellt i dessa fall är liten. För styrkefaktor 5 uppgår det maximala oreflekterade trycket till $P_s^+ \approx 20,3$ kPa. Via samband i Johansson (2012) kan det visas att ett sådant övertryck medför en stötvågshastighet på $c \approx 368$ m/s, vilket kan jämföras med ljudhastigheten för ostörd luft som uppgår till $c_0 \approx 340$ m/s. Denna förhållandevis lilla skillnad i hastighet hos stötvågens front och svans medför inte heller någon betydande skillnad i varaktighet, varför en sådan approximation är acceptabel.

4.3.3 Reflekterad stötvåg

För en reflekterad stötvåg bestäms stötvågsstorheter P_s^+ , t^+ och i_r^+ först i enlighet med avsnitt 4.3.1. Det reflekterade övertrycket P_r^+ bestäms därefter som

$$P_r^+ = A_P \cdot P_s^+ \quad (4.8)$$

där A_P är en reflexionskoefficient som för oreflekterade övertryck $P_s^+ \leq 1\,000$ kPa kan bestämmas som

$$A_P = \frac{8P_s^+ + 14P_0}{P_s^+ + 7P_0} \quad (4.9)$$

Den reflekterade impulstätheten i_r^+ kan approximativt⁵ bestämmas som

$$i_r^+ = \int_{t_a}^{t_1} P_r^+(t) dt = \int_{t_a}^{t_1} A_P \cdot P_s^+(t) dt \quad (4.10)$$

varvid en reflexionskoefficient A_i för impulsen kan beräknas som

$$A_i = \frac{i_r^+}{i_s^+} \quad (4.11)$$

Eftersom tryckets reflexionskoefficient A_P beror på storleken av det oreflekterade övertrycket, dvs. $A_P = A_P(P_s^+)$, blir sambandet för att bestämma den reflekterade impulstätheten i_r^+ mer komplext än vad som är fallet för trycket. Baserat på ekvation (4.10) och ekvation (4.11) kan reflexionskoefficienten A_i för impulsen bestämmas. En reflexionskvot γ_A mellan reflexionskoefficienten för tryck och impulstäthet kan sedan definieras som

$$\gamma_A = \frac{A_P}{A_i} \quad (4.12)$$

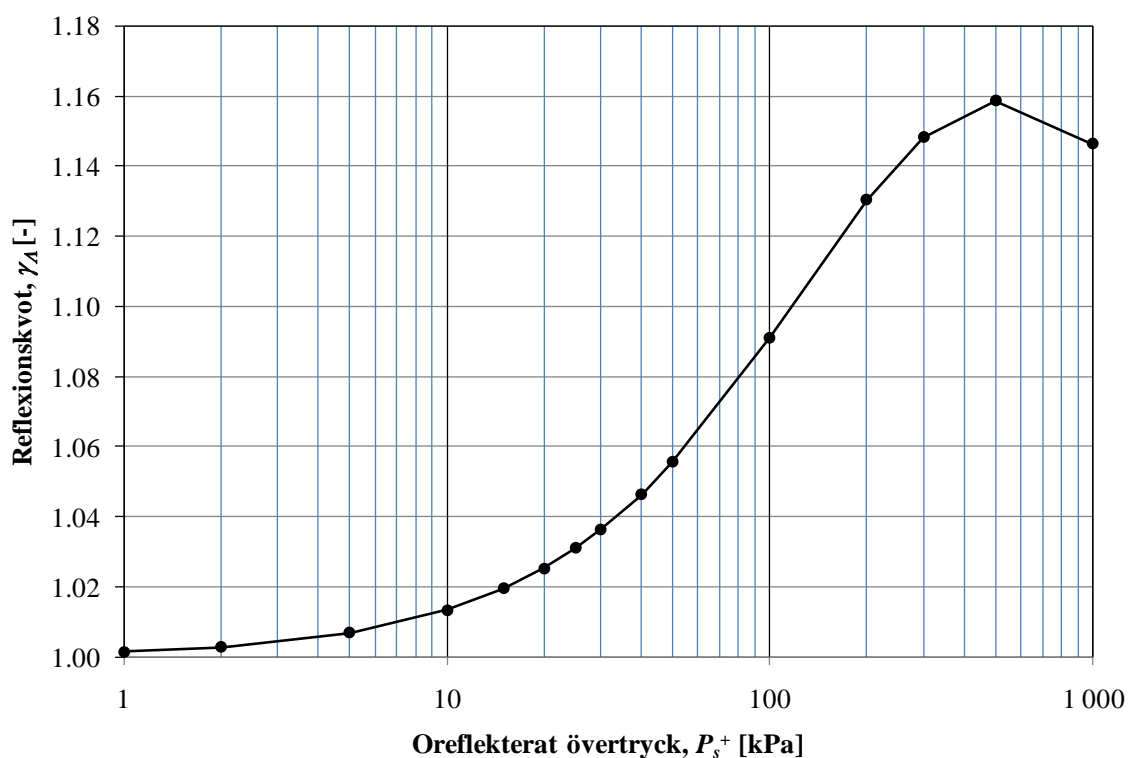
där A_P är reflexionskoefficient för tryck enligt ekvation (4.9). Hur denna kvot varierar med det oreflekterade övertrycket presenteras i Tabell 4.4 samt Figur 4.6. Av detta framgår att $\gamma_A \geq 1,0$, dvs. reflexionskvoten för impulstäthet är aldrig större än den för övertryck.

⁵ En jämförelse mellan oreflekterade och reflekterade impulstätheter enligt ConWep (1992) visar att beskrivning enligt ekvation (4.10) fungerar bra för lägre tryck. För $P_s^+ = 30$ kPa erhålls en överskattning med ca 5 % och för $P_s^+ = 1000$ kPa erhålls en överskattning på ca 7 %. Dvs. det är konservativt att uppskatta i_r^+ enligt föreslagen metod.

Beräkning av impulsbelastad konstruktion

Tabell 4.4 Värden på reflexionskvoten γ_A och oreflekerat övertryck P_s^+ enligt Figur 4.6.

| P_s^+ [kPa] | γ_A [-] | P_s^+ [kPa] | γ_A [-] |
|------------------|-------------------|------------------|-------------------|
| 1 | 1,001 | 40 | 1,046 |
| 2 | 1,003 | 50 | 1,056 |
| 5 | 1,007 | 100 | 1,091 |
| 10 | 1,013 | 200 | 1,130 |
| 15 | 1,019 | 300 | 1,148 |
| 20 | 1,025 | 500 | 1,159 |
| 25 | 1,031 | 1 000 | 1,146 |
| 30 | 1,036 | | |



Figur 4.6 Samband mellan reflexionskvoten γ_A och oreflekerat övertryck P_s^+ .

Utgående från ekvation (4.11) och ekvation (4.12) kan den reflekterade impulstätheten tecknas som

$$i_r^+ = \frac{A_p}{\gamma_A} \cdot i_s^+ \quad (4.13)$$

och den ekvivalenta varaktigheten som

$$t_r^+ = \frac{2 \cdot i_r^+}{P_r^+} = \dots = \frac{t^+}{\gamma_A} \quad (4.14)$$

Detta innebär att minskningen av den reflekterade impulstätheten i_r^+ med reflexionskvoten γ_A beaktas genom att minska varaktigheten t^+ med samma faktor γ_A .

Konservativt kan $\gamma_A = 1,0$ användas varvid fås ett approximativt uttryck på den reflekterade impulstätheten som

$$i_r^+ = A_p \cdot i_s^+ \quad (4.15)$$

Ett mer noggrant värde på den reflekterade impulstätheten fås dock genom att bestämma γ_A utgående från Figur 4.6 eller Tabell 4.4. För givna värden kan visas att för orelekterade övertryck mellan 1 och 100 kPa gäller att

$$\gamma_A = 1,0004 + 0,0013 \cdot (P_s^+) - 4 \cdot 10^{-6} \cdot (P_s^+)^2 \quad 1 \leq P_s^+ \leq 100 \text{ kPa} \quad (4.16)$$

och för övertryck mellan 100 och 300 kPa att

$$\gamma_A = 1,0304 + 0,0007 \cdot (P_s^+) - 1 \cdot 10^{-6} \cdot (P_s^+)^2 \quad 100 < P_s^+ \leq 300 \text{ kPa} \quad (4.17)$$

där P_s^+ anges i enheten kPa. För större övertryck än så, upp till maximalt 1 000 kPa, approximeras att

$$\gamma_A = 1,15 \quad 300 < P_s^+ \leq 1\,000 \text{ kPa} \quad (4.18)$$

4.4 Negativ fas

I TNO Multienergimetod ges inga anvisningar om hur den negativa fasen ska hanteras och denna hanteras därför inte mer här.

5 Bestämning av styrkefaktor i TNO Multienergimetod

5.1 Påverkande faktorer

Vilken styrkefaktor som används är en i högsta grad central och mycket viktig del i TNO multienergimetod. Av Figur 4.3 och Figur 4.4 kan konstateras att styrkefaktorn har stor inverkan på både tryck och varaktighet. Det kan dock noteras att för styrkefaktor 6-10 fås samma övertryck och varaktighet när det energiskalade avståndet blir tillräckligt stort – cirka $r' > 2$ för tryck och $r' > 10$ för varaktighet. För en gasexplosion innehållande en energimängd på 100 MJ eller 1 000 MJ motsvarar det förstnämnda ett avstånd på $r = 20$ m respektive $r = 43$ m – avstånd som inte är orimligt stora. På större avstånd än detta spelar det ingen roll vilken styrkefaktor 6 – 10 som råder för aktuell situation, övertrycket kommer ändå bli detsamma. För lägre styrkefaktorer, 1 - 5, har styrkefaktorn dock fortfarande en central betydelse.

Således står det klart att bestämning av aktuell styrkefaktor får en central betydelse vid framtagning av lastparametrar enligt här beskriven metod. Bestämning av relevanta styrkefaktorer är dock komplicerat och inte klart definierat. I detta avsnitt återges dock några riktlinjer som återfinns i litteraturen.

van den Berg (1985) anger ett antal olika fall där omgivningens utformning kan initiera en kraftfull gasexplosion:

- **Tätt placerade föremål:** En konfiguration med tätt placerade föremål, exempelvis rör, förhindrar en fri expansion samtidigt som den bidrar till ökad turbulens hos gasens flöde. Ökad turbulens i sin tur medför ökade hastigheter och därmed ökat tryck.
Processutrustning eller rörledningar som står tätt samman eller lådor fyllda med flaskor är exempel på ett sådant fall.
- **Parallella plan:** I en sådan här konfiguration förhindras expansionen helt i en riktning. Detta gör att gasen tvingas flöda parallellt med planen, vilket genererar en ökad flödehastighet och därmed ökat tryck.
Ett möjligt exempel på ett sådant fall är volymen mellan mark och fordon på en parkeringsplats för bilar, en rangerbangård för tågagnar eller en smal gång mellan två byggnader.
- **Rörliknande konfiguration:** På motsvarande sätt som för parallella plan medför en sådan här konfiguration att expansionen begränsas till enbart en riktning, vilket på samma sätt som ovan genererar ökat tryck.
Konstruktioner såsom tunnlar, kulvertar och avloppssystem är exempel på denna typ.

Samtliga ovan givna konfigurationer ska betraktas som möjliga områden där en kraftfull explosion kan utvecklas. Den exakta styrkan hos en sådan potentiell explosion beror dock på flera parametrar. I Tabell 5.1 listas de parametrar som ett antal olika referenser har bedömt kunna påverka styrkan i en gasexplosion.

Beräkning av impulsbelastad konstruktion

Tabell 5.1 Parametrar som påverkar styrkan i en gasexplosion.

| Beskrivning | van den Berg (1985) | Kinsella (1993) | AICE (1994) | Baker <i>et al.</i> (1996) | Melanie <i>et al.</i> (2009) |
|--------------------------|------------------------|--------------------|----------------|-------------------------------|---------------------------------|
| Gasens reaktivitet | • | | • | • | • |
| Gasens antändningsenergi | | • | (•) | | • |
| Grad av blockering | • | • | • | • | • |
| Grad av inneslutning | • | • | • | • | |

Gasens reaktivitet är en kvalitativ parameter som allmänt används för att beskriva gasens benägenhet att nå höga förbränningshastigheter, och därmed höga tryck. En kategorisering av reaktivitet hos olika gaser och antändningskällor ges i Tabell 5.2. För mjuka antändningskällor har antändningsenergin nästan ingen betydelse och för dessa fall har grad av inneslutning och blockering samt gasens reaktivitet störst inverkan på den resulterande explosionsstyrkan. I jämförelse med inneslutnings- och blockeringsgrad så har gasens reaktivitet, enligt AICE (1994), dock enbart en sekundär inverkan på explosionens styrka. För hårda antändningskällor däremot har antändningsenergin störst betydelse för explosionens styrka.

Tabell 5.2 Kategorisering av gasers reaktivitet samt potentiella antändningskällor. Baserat på AICE (1994) och Baker *et al.* (1996).

| Reaktivitet | Gas | Antändningskälla | Beskrivning |
|-------------|--------------|------------------|--------------|
| Hög | Vätgas | Mjuk | Öppen flamma |
| | Acetylen | | Gnista |
| | Etenoxid | | Het yta |
| | Propenoxid | Hård | Jetstråle |
| Mellan | Övriga gaser | | Sprängmedel |
| Låg | Metan | | |
| | Kolmonoxid | | |

CCPS (2010) anger den minimala antändningsenergi som krävs för att i en gas skapa en deflagration respektive en omedelbar detonation⁶, se Tabell 5.3. Angiven energi syftar på det energitillskott som ges vid antändning. Vid ogynnsamma situationer kan dock även en deflagration utvecklas till en detonation.

Tabell 5.3 Minimal antändningsenergi för att orsaka en deflagration respektive en omedelbar detonation för gasblandning med luft. Notera skillnad i enheter. Baserat på CCPS (2010).

| Gas | Deflagration [mJ] | Detonation [kJ] |
|----------|----------------------|--------------------|
| Acetylen | 0,01 | 0,18 |
| Propan | 0,25 | 410 |
| Metan | 0,21 | 99 000 |
| Vätgas | 0,016 | 5,2 |

5.2 Riktlinjer i litteraturen

5.2.1 AICE (1994)

I AICE (1994), anges riktlinjer för att välja styrkefaktor som kan sammanfattas enligt nedan:

- Ett konservativt val är att använda styrkefaktor 10 i områden som identifierats kunna ge upphov till kraftfulla lastkällor. En styrkefaktor på 7 synes dock bättre stämma överens med aktuell erfarenhet från försök och olyckor.
- I områden utan kraftfulla lastkällor föreslås användandet av en styrkefaktor på mellan 1 och 3, beroende på hur lågturbulent området är.

⁶ Av CCPS (2010) framgår det inte tydligt men tolkningen hos författaren till det här dokumentet tolkning är att angiven antändningsenergi för att initiera en detonation syftar på ett gasmoln i en omgivning helt utan inneslutning eller blockering.

Beräkning av impulsbelastad konstruktion

5.2.2 Kinsella (1993)

Enligt AICE (1994) är effekten av inneslutning och blockering kopplad, ett påstående som också styrks av flera andra referenser. I Kinsella (1993) sammanfattas riktlinjer för hur en explosions styrkefaktor ska bestämmas utgående från antändningsenergi, samt inneslutnings- och blockeringsgrad, se Tabell 5.4.

Tabell 5.4 Riktlinjer enligt Kinsella (1993) för val av styrkefaktorer.

| Antändningsenergi ¹⁾ | | Grad av blockering | | | Inneslutning | | Styrkefaktor |
|---------------------------------|-----|--------------------|-----|-------|--------------|-----|--------------|
| Hög | Låg | Hög | Låg | Ingen | Ja | Nej | |
| • | | • | | | • | | 7 - 10 |
| • | | • | | | | • | 7 - 10 |
| | • | • | | | • | | 5 - 7 |
| • | | | • | | • | | 5 - 7 |
| • | | | • | | | • | 4 - 6 |
| • | | | | • | • | | 4 - 6 |
| | • | • | | | | • | 4 - 5 |
| • | | | | • | | • | 4 - 5 |
| | • | | • | | • | | 3 - 5 |
| | • | | • | | | • | 2 - 3 |
| | • | | | • | • | | 1 - 2 |
| | • | | | • | | • | 1 |

1) Hög och låg antändningsenergi motsvaras av hård respektive mjuk antändningskälla enligt Tabell 5.2.

5.2.3 Pierorazio *et al.* (2005)

Riktlinjer motsvarande de som presenteras i Tabell 5.4 ges även i Pierorazio *et al.* (2005) för den tämligen närbesläktade BST-metoden, se avsnitt 3.2.3, och utgående från dessa anvisningar kan ekvivalenta styrkefaktorer uppskattas för olika situationer, se Tabell 5.5. Dessa styrkefaktorer har tagits fram av författaren till det här dokumentet och baseras på resulterande maximala övertryck från BST-metoden. Aktuellt övertryck har därefter översatts till en motsvarande styrkefaktor enligt TNO multienergimetod – därav anledningen till att värden anges med en decimal i Tabell 5.5. De i denna tabell redovisade styrkefaktorer ska betraktas som ett ungefärligt värde eftersom det är framtaget utgående från en blandning av två metoder som värdena ursprungligen inte är avsedda för. En sådan omvandling tillför dock fortfarande användbar information eftersom den ger ytterligare bidrag till riktlinjer för lämpliga val på styrkefaktorer. Definition av blockeringsgrad enligt Pierorazio *et al.* (2005) ges i Tabell 5.6. En jämförelse mellan riktlinjer givna av Pierorazio *et al.* (2005) och Kinsella (1993) ger att blockeringsgrad Medium och Hög kan likställas eftersom det råder en tämligen liten skillnad i resulterande styrkefaktorer.

Beräkning av impulsbelastad konstruktion

Tabell 5.5 Riktlinjer baserade på Pierorazio *et al.* (2005) för val av styrkefaktorer. Gradering 2,5D används när inneslutningen består av en skör panel eller av ett närmast heltäckande solitt plan såsom ett rörställ med mycket tätt placerade rör.

| Inneslutning | Reaktivitet | Grad av blockering | | |
|--------------|-------------|--------------------|--------|-----|
| | | Hög | Medium | Låg |
| 2D | Hög | 10 | 10 | 7,4 |
| | Medium | 9,6 | 7,7 | 7 |
| | Låg | 7,7 | 7 | 3,6 |
| 2,5D | Hög | 10 | 10 | 7 |
| | Medium | 8,7 | 7,3 | 6,5 |
| | Låg | 7,1 | 6,3 | 3,2 |
| 3D | Hög | 10 | 10 | 6,4 |
| | Medium | 7,1 | 6,8 | 4,3 |
| | Låg | 6,2 | 5,8 | 1,1 |

Tabell 5.6 Definition av blockeringsgrad enligt Pierorazio *et al.* (2005).

| Grad av blockering | Avstånd/diameter [-] | Areablockering, λ_A [%] | Volymblockering, λ_V [%] |
|--------------------|----------------------|---------------------------------|----------------------------------|
| Låg | 7,6 | 13 | 1,5 |
| Medium | 4,3 | 23 | 4,3 |
| Hög | 3,1 | 23 | 5,7 |

5.2.4 Mélni *et al.* (2009)

Enligt Mélni *et al.* (2009) är anvisningarna i Pierorazio *et al.* (2005) mycket konservativa och deras slutsats är att BST-metoden inte är lämplig för vätgasexplosioner men att TNO multi-energimetod kan användas med vissa modifikationer. I Tabell 5.7 återges en sammanställning av Mélni *et al.* (2009) från ett antal försök med varierande antändningsenergi, grad av blockering samt gasmolnsvolym där en tolkning av resulterande styrkefaktor har getts. Som grad av blockering används λ_V , definierat i ekvation (2.4) i avsnitt 2.4.5.

En jämförelse mellan resultat i Tabell 5.7 och riktlinjer enligt Kinsella (1993) i Tabell 5.4 görs i Tabell 5.8 och av denna kan följande spontant konstateras:

- En antändningsenergi på 40 J kan förmodligen betecknas som tämligen Låg. Erhållna styrkefaktorer är generellt lägre i försök än vad som fås enligt Kinsella (1993) om hög antändningsenergi ansätts.
- Riktlinjer enligt Kinsella (1993) underskattar styrkefaktorn rejält i två fall:
 - Nr 6 med blockering 4,4 %: Möjligen beror detta på en allvarlig kombination av rör-blockering.

Beräkning av impulsbelastad konstruktion

- Nr 7 med antändningsenergi på 5,2 kJ: Med en sådan hög antändningsenergi fås stora effekter. Möjligen går en sådan nivå utanför vad Kinsella (1993) ursprungligen tänkt sig.
- I övrigt är det tämligen god överensstämmelse mellan Kinsella (1993) och experimentell sammanställning i Tabell 5.7.

Det ska noteras att Mélanie *et al.* (2009) utförde försök på exploderande vätgas, dvs. en högreaktiv gas enligt Tabell 5.2, något som delvis möjligen kan förklara de avvikelser som erhöles jämfört med riktlinjer av Kinsella (1993).

Tabell 5.7 Riktlinjer baserade på experimentell sammanställning i Mélanie *et al.* (2009) för val av styrkefaktorer när molnet består av högreaktiv gas.

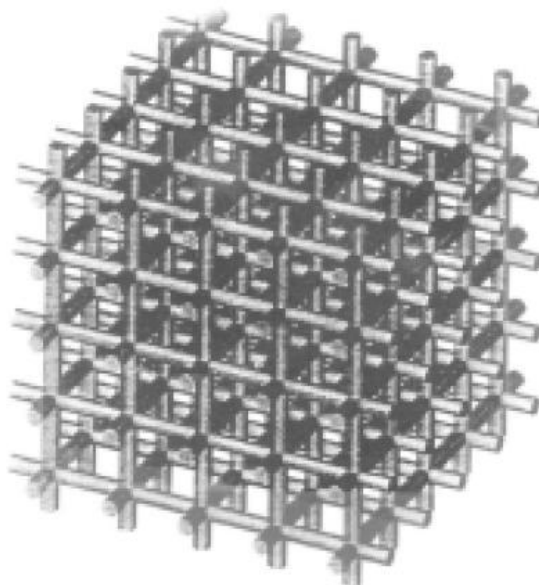
| Nr | Antändningsenergi | | Inneslutning | Blockering, λ_v , [%] | Volym, V_{tot} [m ³] | Styrkefaktor |
|----|-------------------|--------|--------------|----------------------------------|---------------------------------------|--------------|
| | Nivå | [kJ] | | | | |
| 1 | | 40 J | 3D | 0 | 5 | 3 |
| 2 | | 40 J | 2D | 0 | 37 | 3 |
| 3 | | 150 J | 3D | 0 | 2 100 | 3 - 4 |
| 4 | | 40 J | 3D | 3 | 300 | 5 |
| 5 | Låg | 50 mJ | 3D | 14 | - | 5 - 6 |
| 6 | Låg | 500 mJ | 3D | 4,4 | 17 | 7 - 8 |
| 7 | Hög | 52 kJ | 3D | 0 | 300 | 9 |

Tabell 5.8 Data från Tabell 5.7 tolkade utgående från riktlinjer givna i Tabell 5.4. Värden inom parantes anger styrkefaktor om en hög antändningsenergi ansätts.

| Nr | Antändningsenergi | | Grad av blockering | | | Inneslutning | | Styrkefaktor | |
|----|-------------------|-----|--------------------|-----|-------|--------------|-----|---------------|------------|
| | Hög | Låg | Hög | Låg | Ingen | Ja | Nej | Tabell 5.4 | Tabell 5.7 |
| 1 | (●) | ● | | | ● | | ● | (4 - 5) 1 | 3 |
| 2 | (●) | ● | | | ● | ● | | (4 - 6) 1 - 2 | 3 |
| 3 | ● | | | | ● | | ● | 4 - 5 | 3 - 4 |
| 4 | (●) | ● | ● | | | | ● | (4 - 6) 4 - 5 | 5 |
| 5 | | ● | ● | | | ● | ● | 4 - 5 | 5 - 6 |
| 6 | | ● | ● | | | | ● | 4 - 5 | 7 - 8 |
| 7 | ● | | | | ● | | ● | 4 - 5 | 9 |

5.2.5 Eggen (1998)

Eggen (1998) har sammanställt resultaten från ett stort antal explosionsförsök med en principiell utformning av blockerande hinder såsom schematiskt illustreras i Figur 5.1. Utgående från detta har utarbetats en korrelation för maximalt övertryck som en funktion av inneslutningsgrad och blockerande hinder för en gasexplosion som initieras av en låg antändningsenergi.



Figur 5.1 Schematisk bild av tubkonfiguration som använts vid framtagning av ekvation (5.1) och (5.2).

För en gasexplosion vid låg antändningsenergi och ingen inneslutning (3D) fås

$$P_{s,\max} = 84 \cdot \left(\frac{\lambda_v \cdot l_f}{d} \right)^{2,75} \cdot S_l^{2,7} \cdot d^{0,7} \quad (5.1)$$

och för gasexplosion vid låg antändningsenergi och inneslutning mellan två parallella plan (2D) fås

$$P_{s,\max} = 338 \cdot \left(\frac{\lambda_v \cdot l_f}{d} \right)^{2,25} \cdot S_l^{2,7} \cdot d^{0,7} \quad (5.2)$$

där $P_{s,\max}$ anger maximalt övertryck [kPa], λ_v är volymblockeringsgrad [-], l_f är tillgänglig utbredningssträcka för flamman [m], d är diameter hos hinder [m] och S_l anger laminär brinnhastighet hos brännbar gas [m/s].

Volymblockeringsgrad λ_v definieras här som

$$\lambda_v = \frac{V_{blo}}{V_{tot}} \quad (5.3)$$

där V_{blo} anger blockerad volym och V_{tot} anger total volym. Den laminära brinnhastigheten S_l för olika gaser listas i Tabell 2.1.

Beräkning av impulsbelastad konstruktion

Tabell 5.9 Laminär brinnhastighet S_l för olika brandfarliga gaser. Från CCPS (2010).

| Gas | Kemisk beteckning | S_l [m/s] | Stök. konc. [%] |
|----------------|--------------------------------|-------------|-----------------|
| Vätgas | H ₂ | 3,25 | 30 |
| Metan | CH ₄ | 0,448 | 9,5 |
| Etan | C ₂ H ₆ | 0,476 | - |
| Propan | C ₃ H ₈ | 0,464 | 4,0 |
| Butan | C ₄ H ₁₀ | - | 3,1 |
| Eten, Etylen | C ₂ H ₄ | 0,735 | 6,5 |
| Propen | C ₃ H ₆ | 0,512 | 4,5 |
| Etyn, Acetylen | C ₂ H ₂ | 1,55 | 7,7 |

Utgående från dessa korrelationer har Mercx *et al.* (1998) gjort fallstudier av realistiska utformningar på en processindustri och från detta tagit fram praktiska riktlinjer för bestämning av volymblockeringsgraden λ_V , flammans utbredningssträcka l_f samt en medeldiameter d hos berörda hinder. I Mercx *et al.* (1998) ges riktlinjer för hur utbredningssträckan l_f och hindrets diameter d ska bestämmas för nyttjande av ekvation (5.1) och (5.2), se Bilaga A.

5.3 Kommentarer om riktlinjer

5.3.1 AICE (1994)

Riktlinjer enligt AICE (1994) är väldigt övergripande och det kan konstateras att de ligger i linje med häri övriga redovisade anvisningar för bestämning av en gasexplosions styrkefaktor. De bedöms dock inte vara tillräckligt nyanserade, varför de i många fall också riskerar att bli alltför konservativa vid tillämpning av dem. AICE (1994) nyttjas därför inte vidare i detta dokument.

5.3.2 Kinsella (1993) och Mélani *et al.* (2009)

I Eggen (1998) påpekas att riktlinjer enligt Kinsella (1993) är ett steg i rätt riktning men det konstateras, utgående från försöksresultat, också att givna anvisningar i vissa fall är otillräckliga eftersom de kan leda till en mycket stor underskattning av resulterande styrkefaktor. Enligt Eggen är orsaken till detta att det i Kinsella saknas en parameter som tar hänsyn till storleken på det blockerade området samt antalet hinder som en potentiell flamma passerar. Därmed fås, med utgångspunkt från Kinsella, att ett område med låg blockeringsgrad alltid ger förhållandevis låga explosionstryck ($s \leq 5$). Detta motsägs dock av observationer från försök, där antändning av gas i ett utbrett område med låg blockeringsgrad men med ett stort antal hinder, resulterat i höga övertryck ($s > 9$). En slutsats av detta är att riktlinjer enligt Kinsella bör användas med viss försiktighet, framförallt i sådana situationer som inbegriper ett stort antal hinder verkande över en längre sträcka.

Beräkning av impulsbelastad konstruktion

En fördel med riktlinjer enligt Kinsella (1993) är dock att de är enkla att använda samtidigt som de ger en tämligen nyanserad möjlighet till att beakta varierande situationer med inneslutning/blockering. Jämförelser med utvärdering i Mélani *et al.* (2009), se avsnitt 5.2.4, pekar dock på att de av Kinsella givna riktlinjerna inte är tillräckligt konservativa och en redigering av Kinsellas rekommenderade styrkefaktorer görs därför enligt nedan och sammanfattas i Tabell 5.10:

- Den största av de av Kinsella givna styrkefaktorerna för en given kombination väljs.
- För fall med en hög blockeringsgrad väljs en styrkefaktor $s \geq 7$.
- För ett godtyckligt fall begränsas styrkefaktorn till $s \geq 3$. Undantaget är ett fall med låg antändningsenergi samt ingen blockering eller inneslutning – för ett sådant fall tillåts $s = 2$.

Tabell 5.10 Riktlinjer baserade på Kinsella (1993), se Tabell 5.4, som redigerats utgående från observationer i utvärdering presenterad i Mélani *et al.* (2009).

| Antändningsenergi | | Grad av blockering | | | Inneslutning | | Styrkefaktor | |
|-------------------|-----|--------------------|-----|-------|--------------|-----|--------------|-----------------|
| Hög | Låg | Hög | Låg | Ingen | Ja | Nej | Urspr. | Red. |
| • | | • | | | • | | 7 – 10 | 10 |
| • | | • | | | | • | 7 – 10 | 10 |
| • | | | • | | • | | 5 – 7 | 7 |
| • | | | • | | | • | 4 – 6 | 6 |
| • | | | | • | • | | 4 – 6 | 6 |
| • | | | | • | | • | 4 – 5 | 5 |
| | • | • | | | • | | 5 – 7 | 7 |
| | • | • | | | | • | 4 – 5 | 7 |
| | • | | • | | • | | 3 – 5 | 5 |
| | • | | • | | | • | 2 – 3 | 3 |
| | • | | | • | • | | 1 – 2 | 3 |
| | • | | | • | | • | 1 | 3 ¹⁾ |

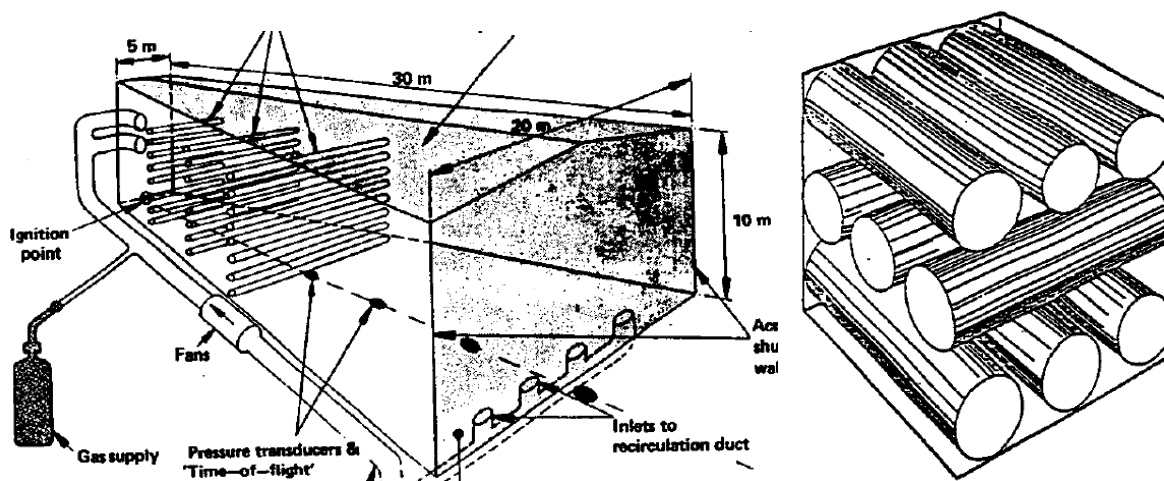
¹⁾ Om gasens reaktivitet inte är ”Hög” enligt Tabell 5.2 kan $s = 2$ användas.

5.3.3 Pierorazio *et al.* (2005)

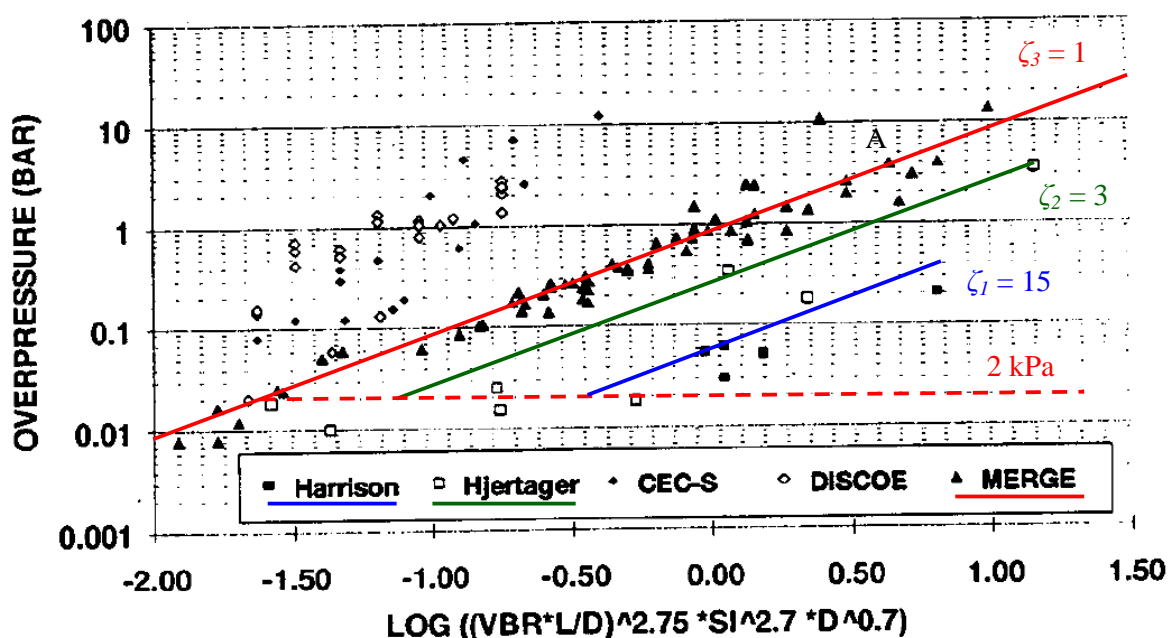
Baserat på sammanställning i Tabell 5.4 fås en övergripande uppfattning av hur gasens reaktivitet, inneslutningsgrad samt blockeringsgrad på verkar den resulterande explosionsstyrkan. Där presenterade resultat indikerar att en lastsituation motsvarande 2D eller 2,5D ger motsvarande styrkefaktorer medan en övergång till ett 3D-fall kan resultera i märkbart lägre värden på styrkefaktorn. Vidare kan konstateras att blockeringsgraden tycks vara den inverkan som har störst inverkan. Eftersom resultat i Pierorazio *et al.* (2005) ursprungligen dock inte är avsedda för TNO Multienergimetod nyttjas denna dock inte vidare i detta dokument.

5.3.4 Eggen (1998)

Det samband som tagits fram av Eggen (1998) för volym utan inneslutning, se ekvation (5.1) i avsnitt 5.2.5, baseras på en volym med blockeringar bestående av tuber i tre riktningar enligt Figur 5.1. För ett fall med tuber i enbart en eller två riktningar, se Figur 5.2, skiljer sig dock resulterande samband med vad som fås vid blockering med tuber i tre riktningar. I Figur 5.3 illustreras en jämförelse mellan olika försöksserier i 3D-omgivning där tuber i en (Harrison), två (Hjertager) eller tre (MERGE) riktningar har använts för att skapa de hinder som ger upphov till en kraftfull explosion. I Figur 5.2 är tre linjer inritade där röd linje motsvarar ekvation (5.1) som baserats på försöksdata från MERGE.



Figur 5.2 Schematisk bild av rörkonfiguration med rör i en (Harrison) eller två (Hjertager) riktningar.



Figur 5.3 Jämförelse av relation enligt ekvation (5.1) för olika försöksserier med tuformade hinder placerade i en (Harrison), två (Hjertager) eller tre (MERGE) riktningar. Baserat på Eggen (1998).

Resultat från Hjertager och Harrison är också medtagna i Figur 5.3 och punkter tillhörande dessa båda försöksserier ger maximala tryck som är lägre än vad som indikeras av röd linje, vilket innebär att de uppvisade lägre övertryck än vad som erhålls via ekvation (5.1). Avvikelsen är betydande, något som särskilt gäller för försöksresultat från Harrison. En grön och en blå linje har lagts in av författaren i Figur 5.3. Dessa linjer utgör en förhållandevis konservativ representation av försöksdata från Hjertager respektive Harrison och är medvetet valda för att ha samma lutning som den röda linjen motsvarande ekvation (5.1). Vidare är en streckad röd linje inritad i Figur 5.3 på en nivå av $P_{s,max} = 2$ kPa, markerande en gräns för vilken grön och blå linje begränsas efter. Denna nivå har valts eftersom det stora flertalet försöksdata för Hjertager och Harrison befinner sig under denna nivå. Denna trycknivå motsvarar även gränsen för en gasexplosion med en given styrkefaktor $s = 2$ enligt Tabell 4.1.

Utgående från detta kan maximalt övertryck uttryckas som

$$P_{s,max,i} = \frac{P_{s,max}}{\zeta_i} \quad \text{där } P_{s,max,i} \geq 2 \text{ kPa när } P_{s,max} > 2 \text{ kPa} \quad (5.4)$$

$$P_{s,max,i} = P_{s,max} \quad \text{när } P_{s,max} \leq 2 \text{ kPa} \quad (5.5)$$

där $P_{s,max}$ är maximalt övertryck enligt ekvation (2.7) och $P_{s,max,i}$ samt ζ_i är reducerat övertryck respektive reduktionsfaktor för fall i . Index i anger antal riktningar hos blockerande tuber och från Figur 5.3 kan reduktionsfaktorn ζ_i bestämmas som

$$\begin{aligned} \zeta_1 &= 15 \\ \zeta_2 &= 3 \\ \zeta_3 &= 1 \end{aligned} \quad (5.6)$$

5.4 Föreslagen metodik

I detta dokument förespråkas de approximativa riktlinjer för bestämning av en gasexplosions styrkefaktor som fås av de redigerade samband som utgår från Kinsella (1993) och som presenteras i Tabell 5.10 i avsnitt 5.3.2. Med hänsyn till sin approximativa natur rekommenderas att utgå från ett förhållandevis konservativt synsätt när denna metod används.

För en mer detaljerad bedömning av aktuell styrkefaktor kan dock de av Eggen (1998) redovisade sambanden i avsnitt 5.2.5 användas. För den senare metodiken används även de, av författaren till det här dokumentet, föreslagna uttrycken i ekvation (5.4) till (5.6) i avsnitt 5.3.4.

5.5 Flera explosioner samtidigt

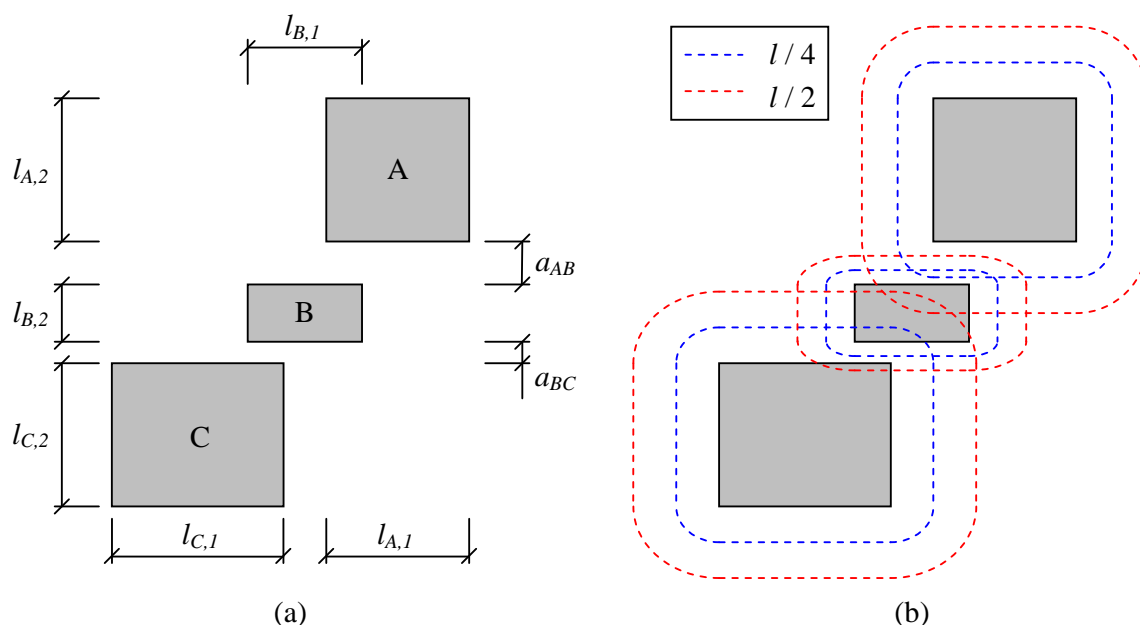
En explosion i ett gasmoln kan mycket väl bestå av två eller flera explosioner men enligt van den Berg (1985) avtar dessa separat i omgivningen mer eller mindre oberoende av varandra. van den Berg menar att det är extremt osannolikt att två eller flera delar av gasmolnet antänds samtidigt eftersom flamutbredningen genom det icke inneslutna gasmolnet är relativt långsam. Det är med anledning av detta normalt acceptabelt att betrakta varje explosionsområde inne i gasmolnet som en enskild explosion.

I van den Berg och Mos (2005) ges riktlinjer om erforderligt separationsavstånd för att två potentiella explosionskällor ska kunna betraktas som separata explosioner:

- Kraftig explosion ($P_s^+ \geq 100$ kPa, $s = 7$) – krävs ett fritt avstånd om $0,5 \cdot l$
- Svag explosion ($P_s^+ \leq 10$ kPa, $s = 4$) – krävs ett fritt avstånd om $0,25 \cdot l$

där l anger explosionskällans utbredning i given riktning. För explosioner med mellanliggande tryck fås krav på fritt avstånd via linjär interpolation. Uppfylls inte dessa villkor på separationsavstånd ska explosionen betraktas som en explosion med en energimängd motsvarande summan av de interagerande källorna och explosionscentrum placeras i den energiviktade centrumpunkten av ingående explosionskällor.

Värdet på styrkefaktorn för den resulterande explosionen tilldelas det största värdet för den källa som innesluter den andra, se Figur 5.4. För illustrerat fall i Figur 5.4 innebär detta att om $s < 7$ kommer en explosion i område C kunna sprida sig till område B men inte tvärtom eftersom $l_{C,2} / 4 > a_{BC}$ men $l_{B,2} / 4 < a_{BC}$. Resulterande explosion baseras därför på total volym i område B och C samt styrkefaktorn för område C, dvs. $V_{gas} = V_B + V_C$ respektive $s = s_C$. Om däremot $s \geq 7$ kommer en kraftfull explosion även kunna sprida sig från område B till område C eftersom $l_{B,2} / 2 > a_{BC}$. För ett sådant fall baseras därmed den totala explosionen på $V_{gas} = V_B + V_C$ och $s = \max(s_B, s_C)$.



Figur 5.4 Schematisk bild för exemplifiering av hur separationsavstånd mellan olika objekt ska beaktas.

Beräkning av impulsbelastad konstruktion

Tabell 5.11 Möjlig interaktion mellan inneslutna/blockerade områden enligt Figur 5.4.

| Område | | Styrkefaktor hos källa | | Tillräckligt avstånd? | |
|--------|-----------|------------------------|------------------------|-----------------------|------------|
| Källa | Mottagare | $s \leq 4$ | $s \geq 7$ | $s \geq 7$ | $s \leq 4$ |
| A | B | $l_{A,2} / 4 < a_{AB}$ | $l_{A,2} / 2 > a_{AB}$ | Nej | Ja |
| B | A | $l_{B,2} / 4 < a_{AB}$ | $l_{B,2} / 2 < a_{AB}$ | Ja | Ja |
| B | C | $l_{B,2} / 4 < a_{BC}$ | $l_{B,2} / 2 > a_{BC}$ | Nej | Ja |
| C | B | $l_{C,2} / 4 > a_{BC}$ | $l_{C,2} / 2 > a_{BC}$ | Nej | Nej |
| A | C | $l_{A,2} / 4 < a_{AB}$ | $l_{A,2} / 2 > a_{AB}$ | Nej ¹⁾ | Ja |
| | | $l_{B,2} / 4 < a_{BC}$ | $l_{B,2} / 2 > a_{BC}$ | | |
| C | A | $l_{C,2} / 4 > a_{BC}$ | $l_{C,2} / 2 > a_{BC}$ | Ja | Ja |
| | | $l_{B,2} / 4 < a_{AB}$ | $l_{B,2} / 2 < a_{AB}$ | | |

- ¹⁾ Förutsätter att styrkefaktor hos explosion i mottagare B också uppfyller $s \geq 7$. Om inte kommer inte en explosion kunna spridas vidare från B till C, varmed en explosion i A inte heller kommer kunna samverka med en explosion i C.

6 Referenser

- AICE (1994): Guidelines for Evaluating the Characteristics of Vapor Cloud Explosions, Flash Fires, and BLEVEs. Center for chemical process safety of the American Institute of Chemical Engineers, New York, USA.
- Almgren R (2007): Räddningstjänst vid olycka med gaser, andra reviderade utgåvan. Räddningsverket, Rapport U30-578/07, Karlstad.
- Alonso F.D., Ferradás E.G., Pérez J.F.S., Aznar A.M., Gimeno J.R., Alonso J.M. (2006): Characteristic overpressure-impulse-distance curves for vapour cloud explosions using the TNO Multi-Energy model. *Journal of Hazardous Materials*, A137, sid 734-741.
- Baker Q.A., Tang M.J., Scheier E.A., Silva G.J. (1996): Vapour Cloud Explosion Analysis. *Process Safety Process*, Vol. 15, No 2, sid 106-109.
- Beccantini A., Malcynski A, Studer E. (2007): Comparison of TNT-equivalenc approach, TNO multi-energy approach and CFD approach in investigating hemispheric hydrogen-air-vapor cloud explosions. *Proceedings of the 5th international Seminar on Fire and Explosion Hazards*, 23-27 april 2007, Edinburgh, Storbritannien.
- van den Berg A.C. (1985): The multi-energy method – A framework for vapour cloud explosion blast prediction. *Journal of Hazardous Materials*, 12(1985), sid 1-10.
- van den Berg A.C. och Mos A.L. (2005): Research to improve guidance on separation distance for the multi-energy method (RIGOS). TNO Prins Maurits, Resarch report 369, Rijswijk, Holland.
- CCPS (2010): Guidelines for Vapor Cloud Explosion, Pressure Vessel Burst, BLEVE and Flash Fire Hazards, Second edition. Center for Chemical Process Safety, John Wiley & Sons, Hoboken, USA.
- 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.
- Eggen J.B.M.M. (1998): GAME: development of guidance for the application of the multi-energy method. TNO Prins Maurits, Contract resarch report 202/1998, Rijswijk, Holland.
- Fischer S., Forsén R., Hertzberg O., Jacobsson A., Runn P., Thaning L., Winter S. (1998): Våda-utsläpp av Brandfarliga och Giftiga Gaser och Vätskor, Metoder för bedömning av risker, Andra reviderade och utökade upplagan. Avdelningen för NBC-skydd och Avdelningen för Vapen och Skydd, Försvarets Forskningsanstalt, FOA-R--97-00490-990—SE, Stockholm.
- Forsén R. (1998): Tryck vid explosioner. Kapitel 10 i Fischer *et al.* (1998), sid 279-312.
- Gexcon (1992): Gas Explosion Handbook. Gexcon, www.gexcon.com/article/handbook-content, Bergen, Norge.
- Gexcon (2011): Web Calculator. Vapour cloud explosion blasts – Multi-Energy method. Gexcon, www.gexcon.com/tools/MEMethod, Bergen, Norge.

- IVA (1981): Skydd mot fria gasmolnsexplosioner i processindustrin. Ingenjörsvetenskapsakademien, Meddelande 238, Stockholm.
- Jiang J., Liu Z.G., Kim A.K. (2001): Comparison of blast prediction models for vapor cloud explosions. National Research Council Canada, NRCC-44715.
- Johansson M. (2012): Luftstöt våg. Myndigheten för samhällsskydd och beredskap. Publ.nr MSB448, Karlstad.
- Johansson M. och Laine L. (2012): Bebyggelsens motståndsförmåga mot extrem dynamisk belastning, Del 1: Last av luftstöt våg. Myndigheten för samhällsskydd och beredskap. Publ.nr MSB449, Karlstad.
- Kinsella K.G. (1993): A rapid assessment methodology for the prediction of vapour cloud explosion overpressure. International Conference and Exhibition on Safety, Health and Loss Prevention in the Oil, Chemical and Process Industries, 15-19 februari 1993, Singapore.
- Lamnevik S. (2005): Gasexplosioner. Intresseföreningen för processäkerhet (IPS).
- Lea C.J. och Ledin H.S. (2002): A Review of the State-of-the-Art in Gas Explosion Modelling. Health & Safety Laboratory, HSL/2002/02, Sheffield, Storbritannien.
- Mélani L., Sochet I., Rocourt X., Jallais S. (2009): Review of methods for estimating the overpressure and impulse resulting from a hydrogen explosion in a confined/obstructed volume. Proceedings of the 3rd International Conference on Hydrogen Safety, Ajaccio, Frankrike.
- Mercx W.P. och van den Berg A.C. (1997): The Explosion Blast Prediction Model in the Revised CPR 14E (Yellow Book). Process Safety Progress, Vol.16, No.3.
- Mercx W.P.M., van den Berg A.C., van Leeuwen D. (1998): Application of correlations to quantify the source strength of vapour cloud explosions in realistic situations: Final report for the project "GAMES". TNO Prins Maurits, TNO report PML 1998-C53, Rijswijk, Holland.
- Park D.J. och Lee Y.S. (2009): A comparison on predictive models of gas explosion. Korean Journal of Chemistry Engineering, 26(2), sid 313-323.
- Pierorazio A.J., Thomas J.T., Baker Q.A., Ketchum D.E. (2005): An Update to the Baker-Strehlow-Tang Vapor Cloud Explosion Prediction Methodology Flame Speed Table. Process Safety Progress, Vol.24, No.1.
- Strehlow R.A., Luckritz R.T., Adamczyk A.A., Shimpi S.A. (1979): The blast wave generated by spherical flames. Combustion and Flame, Vol.35, sid 297-310.
- Tang M.J. och Baker Q.A. (1999): A New Set of Blast Curves from Vapor Cloud Explosion. Process Safety Progress, Vol.18, No.3, sid 235-240.

Dokument utgivna av MSB kan laddas ner gratis på www.msb.se/skyddsrum.

Bilaga A Parametrar i Eggen (1998)

A.1 Maximalt tryck

I avsnitt 5.2.5 presenteras uttryck från Eggen (1998) för uppskattning av maximalt övertryck hos en gasexplosion som en funktion av inneslutningsgrad och blockerande hinder.

För en gasexplosion vid låg antändningsenergi och ingen inneslutning (3D) fås

$$P_{s,max} = 84 \cdot \left(\frac{\lambda_v \cdot l_f}{d} \right)^{2,75} \cdot S_l^{2,7} \cdot d^{0,7} \quad (\text{A.1})$$

och för gasexplosion vid låg antändningsenergi och inneslutning mellan två parallella plan (2D) fås

$$P_{s,max} = 338 \cdot \left(\frac{\lambda_v \cdot l_f}{d} \right)^{2,25} \cdot S_l^{2,7} \cdot d^{0,7} \quad (\text{A.2})$$

där $P_{s,max}$ anger maximalt övertryck [kPa], λ_v är volymblockeringsgrad [-], l_f är tillgänglig utbredningssträcka för flammen [m], d är diameter hos hinder [m] och S_l anger laminär brinnhastighet hos brännbar gas [m/s].

I denna bilaga sammanfattas riktlinjer från Mercx *et al.* (1998) om hur utbredningssträckan l_f och hindrets diameter d ska bestämmas för nyttjande av dessa samband.

A.2 Riktlinjer för beräkning av parametrar

A.2.1 Utbredningssträcka l_f

Utbredningssträckan l_f anger den antända flammans tillgängliga utbredningssträcka. Om ingen hänsyn tas till ventilationsmöjligheter innebär detta att den längsta sträckan, och därmed också det högsta övertrycket, alltid fås om antändningspunkten är belägen vid det blockerade området kant. Detta är dock inte nödvändigtvis fallet eftersom en sådan placering även resulterar i en ökad utbredningsmöjlighet för den expanderande gasen, något som medför att övertrycket minskar på grund av ökad ventilation. Detta talar istället för att en centralt placerad antändningspunkt resulterar i de högsta övertrycken. Enligt Mercx *et al.* (1998) kan det dock uppstå en situation där trycktillskottet från den längre utbredningssträckan är större än den reduktion som fås tack vare ökad ventilation. Vilken av dessa båda situationer som uppstår är komplext att förutspå.

I Mercx *et al.* (1998) föreslås en metod där antändningspunkten ansätts ske i centrum av det blockerade området. Från detta bestäms flammans utbredningssträcka som

$$l_f = \min \left(\frac{l}{2}; \frac{b}{2}; h \right) \quad (\text{A.3})$$

där l , b och h är det blockerade områdets längd, bredd respektive höjd. Det övertryck $P_{s,max}$ som, via ekvation (A.1) eller (A.2), erhålls med denna utbredningssträcka jämförs med ett kritiskt övertryck, av Mercx *et al.* (1998) ansatt till $P_{cr} = 30$ kPa. Om $P_{s,max} \leq P_{cr}$ kommer sidoventilation vara

dominerande och övertrycket begränsas till det beräknade $P_{s,max}$. Om $P_{s,max} > P_{cr}$ kommer dock ventilationen vara otillräcklig och ett nytt värde på $P_{s,max}$ beräknas utgående från en reviderad utbredningssträcka för flaman

$$l_{f,rev} = \max(l, b, h) \quad (\text{A.4})$$

A.2.2 Diameter d hos hinder

För bestämning av diametern d utgår Mercx *et al.* (1998) från att alla hindret består av i olika typer av hinder, vardera med längden l_i och diametern d_i . Från detta presenteras sedan olika sätt att bestämma ett viktat värde på d enligt nedan.

Aritmetiskt medelvärde:

$$d_{arm} = \frac{\sum l_i \cdot d_i}{\sum l_i} \quad (\text{A.5})$$

Harmoniskt medelvärde:

$$\frac{1}{d_{ham}} = \frac{\sum l_i \cdot \frac{1}{d_i}}{\sum l_i} \quad (\text{A.6})$$

Hydraulisk diameter:

$$d_{hym} = 4 \frac{\sum V_i}{\sum A_i} = 4 \frac{\sum d_i^2}{\sum d_i} \quad (\text{A.7})$$

Mercx *et al.* (1998) poängteras att det i ett blockerat område bestående av flera olika typer av hinder kan vara svårt att beskriva detta med enbart med ett viktat medelvärde enligt ovan. I många fall kan ett sådant blockerat område dock utgöras av flera delområden och i sådana fall kan det vara bättre att studera varje delområde för var för sig med sina respektive värden på diameter d_i och volymblockeringsgrad $\lambda_{v,i}$.

Hinder som inte har en cylindrisk form kan representeras av cylindrar med en längd motsvarande hindrets största längd och en diameter som ger en lika stor tvärsnittsarea som hindret. För ett lådformat hinder med måtten $l \times b \times h$, $l > b$ och $l > h$ fås då att hindrets diameter kan uppskattas som

$$d = \sqrt{\frac{4}{\pi} \cdot bh} \quad (\text{A.8})$$

För fall presenterade i den här rapporten har diametern hos befintliga hinder bedömts vara likvärdiga inom ett och samma blockerade område, varför det inte funnits något behov av att beräkna ett medelvärde på diametern enligt ekvation (A.5) till (A.7).