

Eksperimentell bestemmelse av laminære forbrenningshastigheter og Marksteinlengder for blandinger med hydrogen-nitrogen og hydrogen- karbondioksid

Morten Kvist



En oppgave som inngår i mastergraden i emnet Sikkerhet i Energiteknologi

Universitetet i Bergen, Institutt for Geofysikk
Bergen, Norge
2019

Forord

Dette er en masteroppgave som inngår i Mastergraden i Sikkerhet i Energiteknologi ved Institutt for Geofysikk ved Universitetet i Bergen. Den eksperimentelle delen av oppgaven ble utført sammen med medstudent Tor Martin Vrangsunnd ved Institutt for Fysikk og Teknologi. Videre analyse og beregninger av de eksperimentelle dataene ble gjort individuelt, uavhengig av hverandre. Arbeidet startet i august 2018 og ble avsluttet i juni 2019.

Bergen, 02.06.2019

Morten Kvist

Sammendrag

Denne oppgaven beskriver en eksperimentell undersøkelse av laminære forbrenningshastigheter og Marksteinlengder for hydrogen-luft blandinger tilsatt nitrogen eller karbondioksid. Målet med oppgaven var å bestemme fundamentale forbrenningsegenskaper som kan brukes til videre forbedring av avanserte beregningsmodeller i industrien. Dette inkluderer også risikoreduserende tiltak som inertering av brennbare atmosfærer.

Eksperimentene ble utført i et 20-liters kubisk eksplosjonskammer. I utgangspunktet var det ment å bruke to ulike eksperimentelle metoder; en konstant-trykk metode (KTM) basert på optiske målinger ved hjelp av et Schlieren-system, og en konstant-volum metode (KVM) basert på trykkmålinger. Sistnevnte metode ble etterhvert forkastet da det ikke var mulig å bestemme fornuftige verdier fra trykkmålingene i eksplosjonskammeret.

Videre utregninger av laminære forbrenningshastigheter og Marksteinlengder ble derfor kun gjennomført fra KTM. I tråd med gjeldende praksis innen dette fagfeltet ble resultatene fra Schlieren-målingene analysert på to måter: enten ved en lineær sammenheng mellom den målte flammehastigheten og strekkraten, eller ved en ikke-lineær lineær sammenheng. Begge beregningsmetodene resulterte i laminære forbrenningshastigheter som viste relativt god overenstemmelse i forhold til hverandre og sammenlignet med litterære verdier. De beregnede Marksteinlengdene stemte imidlertid ikke like godt, med betydelig avvik fra publiserte data.

Det er flere mulige feilkilder som kan påvirke resultatene oppnådd. Dette inkluderer utstyr og metode for deteksjon av flammefronten, økt flammearreal som følger av diverse ustabiliteter og en antennelsesprosess som tilførte for mye energi i tidlig fase av flammeforplantningen. Relevante tiltak som kan vurderes for videre arbeid inkluderer en mer nøyaktig metode for å detektere den ekspanderende flammefronten, et større og aller helst sfærisk eksplosjonskammer som minimerer kammerveggenes påvirkning på gasstrømningene, samt en gnistenergi som kan tilpasses til de blandningene det arbeides med.

Tilsetning av nitrogen eller karbondioksid hadde en begrensende effekt på reaktiviteten til blandinger av hydrogen og luft. Begge gassene resulterte i en tilnærmet lineær reduksjon, hvor karbondioksid var generelt mest effektiv som undertrykkingsmiddel. Dette er som forventet ettersom karbondioksid (CO_2) har en større molar varmekapasitet enn det nitrogen (N_2) har. Resultatene er også med på å underbygge det faktum at inerte gasser fungerer som gode skadebegrensere ved tilfeller hvor hydrogenlekkasje er en fare.

Avvikene mellom de målte Marksteinlengdene i hydrogen-luft blandinger og verdier fra litteraturen tilsier imidlertid at resultatene oppnådd i denne avhandlingen ikke uten videre kan fungere som gode input-parametere i forbrenningsmodeller. Dette til tross for at de laminære forbrenningshastighetene viste lovende resultater. Videre optimalisering av det eksperimentelle oppsettet er derfor nødvendig før resultatene kan fungere som grunnlag for ytterligere forbedring av simuleringsverktøy i industrien.

Annerkjennelser

Det er flere jeg vil takke i forbindelse med arbeidet gjort for å fullføre denne oppgaven. Først og fremst vil jeg takke medstudent Tor Martin Vrangsun, som det eksperimentelle arbeidet i denne avhandlingen ble gjort sammen med. Samarbeidet har vært upåklagelig til tross for at vi støtte på flere utfordringer underveis. Jeg vil også rette en stor takk til mine veiledere Bjørn Arntzen og Trygve Skjold, som har vært tilgjengelig for nyttige råd og tilbakemeldinger.

Takk også til Roald Langøen ved det mekaniske verkstedet for hjelp til modifisering av Schlieren-oppsett og eksplosjonskammer. Tidligere masterstudent Wolme Dery, for nyttige tips og erfaringer knyttet til det eksperimentelle arbeidet. Kjetil Lien Olsen fra Gexcon AS, for hjelp til installasjon av loggeverktøy og programvare for datainnsamling. Andre Vagner Gaathaug for å vise fram Schlieren-oppsettet ved universitetet i Sør-Øst Norge i Porsgrunn. Helt til slutt vil jeg også takke min familie for støtte og oppmuntringer underveis.

Innholdsfortegnelse

Forord	i
Sammendrag	ii
Annerkjennelser	iii
Figurliste	vii
Tabelliste	ix
Ordliste	x
<i>Forkortelser</i>	<i>x</i>
<i>Symboler</i>	<i>x</i>
1 Introduksjon	1
1.1 <i>Motivasjon</i>	<i>1</i>
1.2 <i>Mål</i>	<i>3</i>
2 Teori	4
2.1 <i>Generelle konsepter</i>	<i>4</i>
2.1.1 <i>Forbrenning</i>	<i>4</i>
2.1.2 <i>Eksplasjon</i>	<i>7</i>
2.1.3 <i>Termodynamiske egenskaper</i>	<i>8</i>
2.2 <i>Gassinformasjon</i>	<i>9</i>
2.2.1 <i>Hydrogen</i>	<i>9</i>
2.2.2 <i>Nitrogen</i>	<i>10</i>
2.2.3 <i>Karbondioksid</i>	<i>11</i>
2.3 <i>Laminær forbrenningshastighet</i>	<i>12</i>
2.3.1 <i>Faktorer som påvirker laminær forbrenningshastighet</i>	<i>14</i>
2.4 <i>Flammestrekking og Marksteinlengde</i>	<i>15</i>
2.5 <i>Estimering av laminær forbrenningshastighet</i>	<i>16</i>
2.5.1 <i>Konstant-trykk-metode</i>	<i>17</i>
2.5.2 <i>Konstant-volum-metode</i>	<i>17</i>
2.6 <i>Schlieren-bildeteknikk</i>	<i>20</i>
2.6.1 <i>Forplantning av lys</i>	<i>20</i>
2.6.2 <i>Z-type Schlieren-system</i>	<i>22</i>
2.6.3 <i>Schlieren-systemets utvikling i nyere tid</i>	<i>24</i>
2.7 <i>Tidligere arbeid</i>	<i>25</i>
2.7.1 <i>Laminære forbrenningshastigheter for hydrogen-luft</i>	<i>26</i>
2.7.2 <i>Laminære forbrenningshastigheter for H₂-N₂-luft og H₂-CO₂-luft</i>	<i>28</i>
3 Eksperimentelt oppsett og gjennomføring	30

3.1	<i>Eksplosjonskammer</i>	30
3.1.1	Kammerform og størrelse	31
3.1.2	Gassfylling og blanding	31
3.1.3	Antenningsystem	32
3.1.4	Trykksensor og ladningsforsterker	33
3.2	<i>Schlieren-oppsett</i>	33
3.2.1	Lyskilde	33
3.2.2	Linser og irismembran	34
3.2.3	Speil og knivblad	34
3.2.4	Høyhastighetskamera	35
3.3	<i>Datainnsamling</i>	35
3.4	<i>Fremgangsmåte på laboratoriet</i>	36
3.4.1	Sjekkliste ved oppstart	36
3.4.2	Sjekkliste under forsøk	37
3.4.3	Sjekkliste ved nedstenging	37
3.5	<i>Innledende tester</i>	38
3.5.1	Innledende forsøk med metan	38
3.5.2	Lekkasje i eksplosjonsriggen	38
3.5.3	Gnistgap og elektroder	38
3.5.4	Optimalisering av Schlieren-systemet	38
3.5.5	Testing av trykksensoren	41
3.5.6	Tidspunkt for antennelse	41
4	Dataanalyse	43
4.1	<i>Laminær forbrenningshastighet fra Schlieren-bilder</i>	43
4.1.1	Bildeprosessering	43
4.1.2	Bestemmelse av ekstrapoleringsområde	44
4.1.3	Lineær ekstrapoleringsmetode	46
4.1.4	Ikke-lineær ekstrapoleringsmetode	47
4.1.5	Bestemmelse av ekspansjonsforhold	48
4.2	<i>Laminær forbrenningshastighet fra trykk-tid målinger</i>	50
5	Resultater og diskusjon	53
5.1	<i>Laminær forbrenningshastighet for hydrogen-luft blandinger</i>	53
5.1.1	Resultater fra konstant-trykk-metoden	53
5.1.2	Resultater fra trykkmålingene	55
5.1.3	Diskusjon og sammenligning med litteraturverdier	56
5.2	<i>Laminær forbrenningshastighet H₂-N₂-luft og H₂-CO₂-luft</i>	60
5.2.1	Resultater fra konstant-trykk-metoden	60
5.2.2	Diskusjon og sammenligning med litteraturverdier	61
5.3	<i>Praktiske implikasjoner</i>	64
5.4	<i>Feilkilder</i>	65
5.4.1	Kammerform og størrelse	65
5.4.2	Tennprosess	65
5.4.3	Initialtemperatur	66
5.4.4	Schlieren-system	67
5.4.5	Usikkerhet tilknyttet trykkmålingene	68

6	Konklusjon.....	71
7	Forslag til videre arbeid	72
7.1	<i>Utbedringsforslag.....</i>	72
7.1.1	Sfærisk bombeform.....	72
7.1.2	Temperaturmåler.....	72
7.1.3	Justerbar gnistenergi	72
7.1.4	Utbedre Matlab-koden	73
7.1.5	Alternative Schlieren-system.....	74
7.2	<i>Videre forskning.....</i>	74
7.2.1	Andre inerte gasser	74
8	Referanseliste.....	75
	Vedlegg A - Utregning av brensel-konsentrasjoner for brensel-luft blandinger	I
	<i>A.1 Hydrogen-luft</i>	<i>I</i>
	<i>A.2 Hydrogen-luft blanding tilsatt nitrogen og karbondioksid.....</i>	<i>III</i>
	Vedlegg B – Eksplosjonsdata.....	V
	Vedlegg C – Varmekapasitetsforhold.....	VII

Figurliste

Figur 2.1: Brennbarhetsområder for ulike gassblandinger med luft.....	7
Figur 2.2: Illustrasjon av endimensjonal forbrenning i rør.....	13
Figur 2.3: Illustrasjon av sfærisk flammeforplantning.....	14
Figur 2.4: Illustrasjon av Snell's lov.....	21
Figur 2.5: Effekten av refraksjon-indeks-gradienten når lysbølger støter på nye materier.....	22
Figur 2.6: Standard z-type Schlieren-oppsett.....	23
Figur 2.6: Effekten av et knivblad som kutter deler av det innkommende lyset.....	24
Figur 2.7: Historiske målinger av maksimale flammehastigheter for metan/luft blandinger ved standard betingelser.....	25
Figur 2.8: Sammenligning av laminære forbrenningshastigheter til en blanding av hydrogen luft fra en rekke studier gjennomført med ulike teknikker.....	26
Figur 2.9: Eksperimentelt bestemte laminære forbrenningshastigheter for blandinger av hydrogen og luft som funksjon av ekvivalensforhold.....	27
Figur 2.10: Laminær forbrenningshastighet som funksjon av volumprosent nitrogen for en støkiometrisk blanding.....	28
Figur 2.11: Laminær forbrenningshastighet som funksjon av molfraksjon N_2 og CO_2	29
Figur 3.1: Hovedkomponenter til eksplosjonskammer.....	30
Figur 3.2: Eksplosjonskammer.....	31
Figur 3.3: System for gassblanding og fylling.....	31
Figur 3.4: Lyskilde for Schlieren-oppsettet.....	33
Figur 3.5: Konveks linse.....	34
Figur 3.7: Speil og knivblad brukt i Schlieren-oppsett.....	35
Figur 3.7: Datainnsamlingsenhet og skjerm bilde fra plottprogram.....	36
Figur 3.8: Vinkel på speil i forhold til lys og kamera.....	39
Figur 3.9: Justeringsskinne for knivblad.....	40
Figur 3.10: Ny sokkel til eksplosjonsrigg.....	40
Figur 3.11: Bildeserie som viser flammeforplantning ved varierende ventetid mellom blanding og antennelse.....	42
Figur 4.1: Bildet til venstre viser hvordan flammen tas opp av kameraet. Til høyre kan man se flammefronten etter at Matlab-koden har omgjort det til et binært bilde.....	43
Figur 4.2: Utsnitt av ekspanderende flammefront.....	44
Figur 4.3: Utrekning av pixel-til-cm forhold med skyvelære med åpning 1 cm.....	44
Figur 4.4: Flammehastighet som funksjon av strekkrate for en butan-luft blanding.....	45
Figur 4.5: Radius som funksjon av tid og tilhørende regresjonslinje.....	46
Figur 4.6: Flammehastighet som funksjon av strekkrate.....	47
Figur 4.7: Flammehastighet som funksjon av strekkrate.....	48
Figur 4.8: Skjerm bilde av verdier utregnet av CEC.....	49
Figur 4.9: Ekspansjonsforhold for en rekke hydrogenblandinger brukt til å regne ut laminære forbrenningshastigheter ved tilsvarende ekvivalensforhold.....	50
Figur 4.10: Filtret og ufiltrert trykk-tid historikk for en blanding av hydrogen og luft.....	50

Figur 4.11: Et utvalg trykkverdier målt av ladningsforsterker sammenlignet med litteraturverdier og verdier utregnet ved hjelp av CEC.	51
Figur 4.12: Laminær forbrenningshastighet som funksjon av trykk for en støkiometrisk hydrogen-luft blanding (til venstre) sammenlignet litterære verdier (til høyre).....	52
Figur 5.1: Flammeradius som funksjon av tid.....	53
Figur 5.2: Laminære flammehastigheter som funksjon av strekkrate med lineær ekstrapolasjon.	54
Figur 5.3: Laminære flammehastigheter som funksjon av strekkrate med ikke-lineær ekstrapolasjon.	54
Figur 5.4: Laminær forbrenningshastighet som funksjon av ekvivalensforhold for ulike hydrogen-luft blandinger ved standard betingelser.....	55
Figur 5.6: Trykk som funksjon av tid for en hydrogen-luft blanding med ekvivalensforhold lik 1.8.....	56
Figur 5.7: Marksteinlengder som funksjon av ekvivalensforhold for hydrogen-luft blandinger.	57
Figur 5.8: Sammenligning av laminære forbrenningshastigheter for hydrogen-luft blandinger ved standard betingelser.	58
Figur 5.9: Sammenligning av Marksteinlengder for blandinger med hydrogen og luft	59
Figur 5.10: Laminære forbrenningshastigheter for mager, støkiometrisk og rik blanding, tilsatt økende mengde nitrogen.....	60
Figur 5.11: Laminære forbrenningshastigheter for mager, støkiometrisk og rik blanding, tilsatt økende mengde karbondioksid	60
Figur 5.12: Marksteinlengder for mager, støkiometrisk og rik blanding, tilsatt økende mengde nitrogen.....	62
Figur 5.13: Marksteinlengder for mager, støkiometrisk og rik blanding, tilsatt økende mengde karbondioksid.....	62
Figur 5.14: Schlieren-bilde av ekspanderende flamme ved 50 % tilsatt nitrogen.	62
Figur 5.15: Laminær forbrenningshastighet som funksjon av volumprosent tilsatt nitrogen for en støkiometrisk hydrogen-luft blanding.....	63
Figur 5.16: Laminær forbrenningshastighet som funksjon av volumprosent tilsatt karbondioksid for en støkiometrisk hydrogen-luft blanding	64
Figur 5.17: Kubisk vs kuleformet eksplosjonskammer.....	65
Figur 5.18: Schlieren-bilde sammenlignet med perfekt sirkel.....	67
Figur 5.19: Trykk som funksjon av tid for en rekke hydrogen-luft blandinger.....	68
Figur 5.20: Litterære trykkverdier som funksjon av tid for hydrogen-luft blandinger	70
Figur 7.1: Eksempler på hvordan området hvor flammen er tykkest varierer for ulike blandinger	73
Figur 7.2: Forslått nytt område for detektering av flammefront.....	73

Tabelliste

Tabell 2.1: Forbrenningskategorier.....	5
Tabell 2.2: Verdier brukt til Shomate-ligningen for hydrogen.....	9
Tabell 2.3: Ulike egenskaper til H ₂ , N ₂ og CO ₂ ved standard betingelser	12
Tabell 5.1: Initialtemperaturens betydning på den laminære forbrenningshastigheten	66
Tabell 5.2: Effekten av å tilføre eller trekke fra pixler tilsvarende feilen fra et perfekt rundt Schlieren-bilde.....	67
Tabell A1: Utregnete molfraksjoner og volumprosjenter for ulike ekvivalensforhold.....	II
Tabell A2: Molfraksjoner brensel og inert gass ved ulike ekvivalensforhold.....	IV
Tabell B1: Laminære forbrenningshastigheter og Marksteinlengder for H ₂ -luft blandinger ...	V
Tabell B2: Laminære forbrenningshastigheter for H ₂ -N ₂ blandinger i luft.....	V
Tabell B3: Marksteinlengder for blandinger med H ₂ og N ₂ i luft.....	VI
Tabell B4: Laminære forbrenningshastigheter for H ₂ -CO ₂ blandinger i luft.....	VI
Tabell B5: Marksteinlengder for blandinger med hydrogen og karbondioksid i luft	VI
Tabell C1: Konstanter til bruk i ligning 2.8 for Nitrogen	VII
Tabell C2: Konstanter til bruk i ligning 2.8 for Karbondioksid (NIST, 2018a).....	VII
Tabell C3: Konstanter til bruk i ligning 2.8 for Oksygen (NIST, 2018d).....	VII

Ordliste

Forkortelser

FLACS	FLame ACceleration Simulator
KTM	Konstant-trykk-metoden
KVM	Konstant-volum-metoden
BNC	Bayonett Neill Concelman
CEC	Kjemisk likevektskalkulator eller «Chemical equilibrium calculator»
LED	Lysdiode eller «Light emitting diode»
PFV	«Photron fastcam viewer»
fps	Bilder per sekund eller «Frames per second»

Symboler

A	Flammeareal	m^2
A	Arrhenius' konstant	s^{-1}
C	Kapasitans	Farad
C_p	Molar varmekapasitet ved konstant trykk	$J/(Kmol)$
C_v	Molar varmekapasitet ved konstant volum	$J/(Kmol)$
c	Lyshastighet i vakuum	m/s
D_u	Binær massediffusivitet	m^2/s
E_a	Aktiveringsenergi	J/mol
E	Ekspansjonsforhold	
E	Gnistenergi	J
f	Fokuslengde linse	m
k	Reaksjonsrate	s^{-1}
k	Gladstone-Dale koeffisient	cm^3/g
L	Marksteinlengde	m
Le	Lewis-tall	
Ma	Markstein-tall	
n	Stoffmengde	
n	Refraksjonsindeks	
$n_{brensel}$	Stoffmengde brensel i blanding	
n_{luft}	Stoffmengde luft i blanding	
p	Trykk	bar
p_i	Initialtrykk	bar
p_{maks}	Maksimalt eksplosjonstrykk	bar
R	Universell gasskonstant	$J/(Kmol)$
R_v	Radius eksplosjonskammer	m
r_f	Radius flamme	m
S_f	Laminær flammehastighet	m/s

S_g	Strømningshastighet uforbrent gass	m/s
S_u	Laminær forbrenningshastighet	m/s
S_{u0}	Laminær forbrenningshastighet ved referanseforhold	m/s
T	Temperatur	K
t	Tid	s
U	Spenning	Volt
V	Volum	m ³
V_B	Volum beholder	m ³
V_f	Volum brensel	m ³
V_T	Totalvolum gassblanding	m ³
v	Lyshastighet i aktuelt medium	m/s
$vol\%$	Volumprosent	
X_f	Molfraksjon brensel	
α	Flammestrekking	1/s
ρ	Tetthet	kg/m ³
ρ_u	Tetthet uforbrent gass	kg/m ³
ρ_b	Tetthet forbrent gass	kg/m ³
δ	Flammetykkelse	m
Φ	Ekvivalensforhold	
$\bar{\phi}$	Normalisert ekvivalensforhold	
γ_u	Spesifikk varmekapasitetsforhold uforbrent gass	
γ_b	Spesifikk varmekapasitetsforhold forbrent gass	
λ	Termisk diffusivitet	m ² /s

1 Introduksjon

1.1 Motivasjon

I en framtidig bærekraftig energiinfrastruktur anses hydrogen av mange som en sannsynlig ledende energibærer. En av fordelene med hydrogen i forbrenningssammenheng, er at det ikke er noe utslipp av karbondioksid, slik tilfellet er for fossile brennstoff. Når hydrogen forbrenner i luft, vil de eneste produktene som formes være vann og varme. Hydrogen har også veldig høy energitetthet per masse, mer enn dobbelt av det man finner i konvensjonelle drivstoff. Siden hydrogen kan produseres fra en rekke forskjellige fornybare kilder, virker den særlig attraktiv som et potensielt drivstoff for industrien, og da spesielt i forbindelse med kraftproduksjon fra gassturbiner. Hovedutfordringen i dag derimot er den lave tettheten som hydrogenet innehar. Selv i væskefase er den volumetriske energitettheten til hydrogen mindre enn halvparten av det tilfellet er for konvensjonelle brenslere (Juste, 2006, s. 2114). Lagring av nødvendig mengde krever derfor store volumer.

Selv om hydrogen er et av de vanligste grunnstoffene, forekommer det ikke naturlig på jorden. Hydrogen må separeres fra andre atomer i molekyler ved for eksempel elektrolyse av vann eller kjemiske prosesser. Slike formeringsprosesser kan man finne på kjernekraftverk som en del av naturlige operasjoner. De fleste kjernereaktorer er laget av metaller og kjøles av vann. Ved tilstedeværelsen av sterk stråling og varmt vann vil kontinuerlige korrosjonseffekter av metallene i reaktorene forekomme. Sakte men sikkert vil dette forme metalloksider og hydrogengass (Buxbaum, 2011). Hydrogen har et vidt brennbarhetsområde. Dersom en lekkasje skulle forekomme, vil sannsynligheten for at det dannes en brennbar atmosfære være stor. I tilfeller hvor blandingen når en antenneskilde, vil det endelige utfallet kunne være en gass eksplosjon. Særlig på kjernekraftverk vil dette kunne medbringe unormalt store konsekvenser, da radioaktiv forurensing kan følge av ødeleggelsene på anlegget.

For å unngå at hydrogenet som formes danner eksplosive atmosfærer er det vanlig på kjernekraftverk med kontrollerte ventilasjonsprosesser slik at hydrogentrykket reduseres. Ulykken i Fukushima, Japan i 2011, er et eksempel på de voldsomme konsekvensene som kan følge av eksplosjoner på kjernekraft. Dette var et resultat av en mye større hydrogenlekkasje enn det som vanligvis er håndterbart for de kontrollerte ventilasjonsprosessene. Brenselet og vannet i reaktorene ble varmet til langt over normal verdi da kjølingspumpene slo seg av som følge av et jordskjelv som utløste en tsunami.

En annen måte man kan minimere risikoen for hydrogeneksplosjoner på er ved inerteeringsprosesser. Inerte gasser er ikke-reagerende gasser som enten kan bli tilført en prosess for å forhindre reaksjon, eller for å være tilstede i prosessen uten selv å reagere (Nesse, 2017). Inertering av en brannfarlig atmosfære fungerer dermed på den måten at en ikke brennbar gass injiseres for å redusere reaktiviteten til den brennbare blandingen tilstrekkelig, slik at flammeforplantningen og en potensiell eksplosjon minimeres eller i beste fall forhindres.

Nitrogen og karbondioksid vil under atmosfæreforhold kunne betegnes som inerte og stabile gasser. I tillegg er begge gassene også tilstede naturlig i atmosfæren. Gassene har relativt høy varmekapasitet og har blant annet blitt brukt i forskjellige typer brannslukkingsapparater. Hvordan nitrogen og karbondioksid påvirker en eksplosiv atmosfære bestående av hydrogen og luft, vil gi gode indikasjoner på om disse gassene kan fungere som gode skadebegrensere i tilfeller hvor hydrogenlekkasjer og påfølgende branner og eksplosjoner utgjør en fare.

En måte å anslå og beregne konsekvensene av brannfarlige atmosfærer på, er gjennom bruk av simuleringsverktøy som FLACS og KFX Exsim. Disse beregningskodene har som hovedhensikt å modellere spredning av gasser, branner og eksplosjoner i komplekse geometrier, og har etterhvert opparbeidet seg lang fartstid i prosessindustrien med regelmessige oppdateringer. En av de viktigste input-parameterne for slike verktøy er en størrelse kalt laminær forbrenningshastighet, som blant annet gir gode indikasjoner på reaktiviteten til en forbrenningsprosess. Det er også viktig å ha kjennskap til effektene av flammestrekking, hvor den forbrente Marksteinlengden er en bestemmende størrelse. God kunnskap om strekkeffekter er utslagsgivende for å forstå påvirkningen den har på flammeforplantningen og for å beregne flammehastigheter under strekkfrie forhold. I tillegg vil det også være viktig for å modellere forbrenningsprosesser der strekkraten er høy, som i turbulente forbrenningsmodeller (Hinton, 2014, s. i).

I tilfeller hvor lite eller ingen litterær data er tilgjengelig i simuleringsprogrammets database, må disse verdiene uthentes eksperimentelt. Det finnes flere måter man kan eksperimentelt bestemme den laminære forbrenningshastigheten. På grunn av en enkel flammekonfigurasjon, veldefinert strekkrate, samt en kontrollerbar fremgangsmetode, foretrekker mange den sfæriske ekspanderende flammemetoden. (Hu mfl., 2009, s. 4877). En nøyaktig bestemmelse av laminære forbrenningshastighet og Marksteinlengde for blandinger av hydrogen/nitrogen og hydrogen/karbondioksid kan derfor legge grunnlag for videre validering, utvikling og forbedring av kinetiske mekanismer og forbrenningsprosesser som involverer disse gassene.

1.2 Mål

Målet med oppgaven var å eksperimentelt bestemme laminære forbrenningshastigheter og Marksteinlengder for en forblandet hydrogen-luft blanding tilsatt økende mengde nitrogen eller karbondioksid. Dette er fundamentale størrelser i forbrenningssammenheng som kan brukes til videre forbedring av avanserte beregningsmodeller. Dette inkluderer også risikoreduserende tiltak som tilførselen av inerte gasser kan ha på brennbare atmosfærer.

For å vurdere resultatenes gyldighet, ble det forsøkt å estimere den laminære forbrenningshastigheten på to forskjellige måter, med den hensikt å sammenligne resultatene opp mot hverandre. Den ene metoden baserte seg på å filme den ekspanderende flammen og måle hvor raskt flammefronten forflyttet seg som funksjon av tid. For å gjøre flammefronten synlig for kameraet ble en optisk metode kalt Schlieren bildeteknikk tatt i bruk. Den andre metoden baserte seg på analyse av målte trykkverdier som funksjon av tid.

2 Teori

Dette kapitlet gir en oversikt over grunnleggende definisjoner og konsepter som oppgaven bygger på, i tillegg til å oppsummere tidligere arbeid.

2.1 Generelle konsepter

2.1.1 Forbrenning

Forbrenning kan ses på som menneskets eldste form for teknologi og har opp gjennom historien spilt en sentral rolle. Det finnes flere måter å definere hva forbrenning innebærer. Den nettbaserte Merriam-Webster ordboken (2019) beskriver forbrenning som en rask kjemisk prosess som genererer varme og ofte også lys. Williams (1986, s. 22) definerer forbrenning som en eksotermisk kjemisk reaksjon i strømmer med varme- og masseoverføring, mens Akhavan (2004, s. 49) legger vekt på at forbrenning involverer en rask eksotermisk reaksjon mellom et brensel og en oksydant i form av en flamme. Uansett formulering, kommer det klart fram hvorfor forbrenningsprosesser er så viktig. Ved å omgjøre energien lagret i kjemiske bindinger til varme, kan energien utnyttes på en rekke forskjellige måter.

For at en forbrenningsprosess skal kunne initieres, kreves det fire forskjellige elementer eller prosesser; brensel, oksidant, varme og kjedereaksjon. Vanligvis vil det være oksygenet i luften som fungerer som oksidasjonsmiddel, mens det finnes en rekke forskjellige brensler, som for eksempel hydrogen og metan. Forbrenning er en kompleks prosess som kan involvere mange steg avhengig av de brennbare substansene. Ved lave temperaturer kan oksidasjonen av de brennbare substansene forekomme veldig sakte. Da vil man kunne ha en forbrenning uten flammer tilstede. Når temperaturen øker, for eksempel gjennom tilførsel av varme fra en ekstern kilde, vil oksidasjonsraten øke. Dersom reaktantenes temperatur overgår antennelsestemperaturen vil varmen som genereres være større enn varmen som går tapt, og det blir dannet en flamme.

Det er nyttig å identifisere forskjellige forbrenningskategorier basert på hvorvidt brensel og oksygen blandes for så å brennes (forblandet), eller om blanding og forbrenning skjer samtidig (ikke-forblandet) (Warnatz mfl., 2006, s. 5). *Tabell 2.1* viser hvordan de to kategoriene kan deles inn i forskjellige forbrenningssystemer. Det er her også valgt å ta med reaktantenes strømningskarakteristikk. Den kan enten være laminær, det vil si at strømmingen strømmer i parallelle lag som ikke krysser hverandre, og turbulent strømming hvor høyere hastigheter og skjærlag fører til en mer kaotisk strømningsbevegelse og lateral blanding.

Tabell 2.1: Forbrenningskategorier.

Brensel/oksidant	Strømningstype	Eksempler
Forblandet	Laminær	Glatt flamme (Bunsen flamme)
	Turbulent	Ekspløsjon
Ikke-forblandet	Laminær	Stearinlys eller lighter
	Turbulent	Dieselmotor, jet-brann og fakling

Hvilke produkter som dannes fra en forbrenningsprosess avhenger av reaktantenes kjemiske sammensetning og blandingsforhold. En forblandet flamme kan sies å være støkiometrisk dersom brensel og oksidant konsumerer hverandre fullstendig og danner kun karbondioksid og vann som produkt.

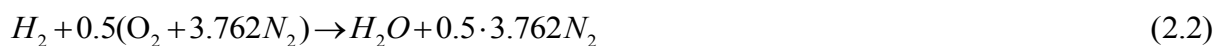
Ekvivalensforhold

Ekvivalensforhold (ϕ) brukes vanligvis som en indikasjon på om en brensel-oksidantblanding er rik, mager eller støkiometrisk. Størrelsen kan defineres som;

$$\phi = \frac{\left(\frac{n_{\text{brensel}}}{n_{\text{luft}}} \right)_{\text{mix}}}{\left(\frac{n_{\text{brensel}}}{n_{\text{luft}}} \right)_{\text{stok}}} \quad (2.1)$$

hvor n er stoffmengde og underskriftene «mix» og «støk» refererer henholdsvis til den aktuelle gassblandingen og støkiometrisk brensel/luft blandingsforhold. Ved overskudd av brensel ($\phi > 1$) er systemet brensel-rikt, og ved overskudd av oksygen er systemet brensel-fattig ($\phi < 1$). Ved støkiometrisk reaksjon er $\phi = 1$.

Når oksidanten er luft, må det tas hensyn til at tørr luft består av omtrent 78 % nitrogen, 21 % oksygen og 1 % edelgasser. For luft vil dermed molfraksjonen til nitrogengassen litt forenklet tilsvare 3.762 ganger molfraksjon oksygen-gass ($x_{N_2} = 3.762 x_{O_2}$). Et eksempel på en balansert reaksjonsligning for en blanding av hydrogen og luft vil gi følgende reaksjonsligning:



Gasskonsentrasjonen kan også beskrives ved volumprosent ($vol\%$) gitt ved ligning 2.3. Denne beskriver hvor stor del av det totale volumet til gassblandingen (V_T) som opptas av brensel (V_f).

$$\text{vol}\% = \left(\frac{V_f}{V_T} \right) \cdot 100 \quad (2.3)$$

For de trykk og temperaturområder det arbeides med i mange sammenhenger kan stort sett den ideelle gassloven benyttes:

$$pV = nRT \quad (2.4)$$

hvor p er trykk, V er volum, n er stoffmengde, T er temperatur og R den universelle gasskonstanten.

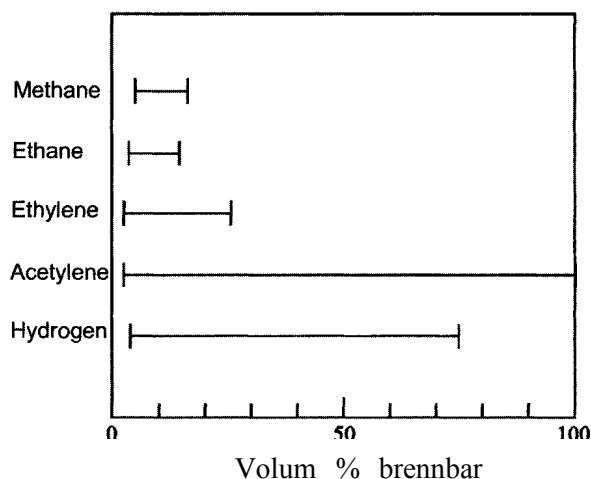
Når korrekte mengder gass skal fylles i et gitt volum, må en metode hvor man kan kontrollere mengden som tilsettes benyttes. Dersom trykket i beholderen kan kontrolleres, er volumprosent en god måte å sikre at riktige mengder med gass fylles. Løses den ideelle gassloven for trykket og det antas konstant volum og temperatur, kan det totale trykket i en gassblanding bestemmes ut fra antall mol gass tilstede. Dette vil også kunne defineres som molfraksjonen (X_f).

$$\frac{V_f}{V_T} = \frac{p_f}{p_T} = \frac{n_f}{n_T} = X_f \quad (2.5)$$

For luft er den molare massen beregnet til å være 28.9647 g/mol. I en støkiometrisk blanding av hydrogen og luft vil molfraksjon brensel (X_f) da være 0.2958. Tilsvarende vil også volumforholdet være 0.2958, og en volumprosent på 29.58 % gitt av ligning 2.3. Viktigst i denne sammenheng, vil det si at i en blanding med et totaltrykk på 1 bar, vil mengden hydrogen tilsvarende støkiometrisk blanding være 0.2958 bar. Denne verdien vil kunne leses direkte av trykkmålerne i det eksperimentelle oppsettet. *Vedlegg A* beskriver nærmere hvordan molfraksjonene regnes ut for gitte ekvivalensforhold.

Brennbarhetsgrenser

Når ekvivalensforholdet økes eller senkes tilstrekkelig fra støkiometrisk verdi, vil en øvre eller nedre grense nås for hvor forbrenning ikke lenger er mulig. Disse grensene bestemmes eksperimentelt, og varierer fra brensel til brensel. Området mellom øvre og nedre grense kalles brennbarhetsområde for en gitt blanding av gass og luft. *Figur 2.1* viser en oversikt over brennbarhetsområdet til enkelte relevante gasser.



Figur 2.1: Brennbarhetsområder for ulike gassblandinger med luft (Eckhoff, 2005, s. 16).

2.1.2 Eksplosjon

I likhet med forbrenning er det flere måter å definere hva en eksplosjon er. Eckhoff (2005, s. 3) deler definisjonene i to kategorier, avhengig om man ser på årsak eller effekt. I et forsøk på å komme med en definisjon som dekker begge kategorier, foreslo Eckhoff følgende definisjon:

«En kjemisk eksplosjon er en eksotermisk prosess, som ved konstant volum gir opphav til en plutselig og signifikant trykkøkning»

Hvor voldsom en eksplosjon er og hvilke konsekvenser den medfører, avhenger av hastigheten på energien som slippes løs. Kjemisk energi er et resultat av kjemiske reaksjoner i gassblandingen. En slik reaksjon genererer vanligvis store mengder varme og også store mengder gass (Akhavan, 2004, s. 22).

Deflagrasjon og detonasjon

Man skiller mellom to typer eksplosjoner når det kommer til forbrenning av brennbare gasser: deflagrasjon og detonasjon. I luft vil en deflagrerende forbrenningsprosess brenne med hastigheter under lydhastigheten. I en detonasjon beveger flammefronten seg som en supersonisk sjokkbølge tett etterfulgt av en forbrenningsbølge som mater sjokkbølgen med energien den trenger for å opprettholdes (Mannan, 2013, s. 258). Flammeforplantningen er da ikke lenger diffusjon, men rask kompresjon. En detonasjon er mer destruktiv og genererer mye høyere trykk enn en deflagrasjon. I følge Mannan vil en deflagrasjon av en blanding av hydrokarboner og luft i en lukket beholder generere maksimaltrykk rundt 8 bar, mens en detonasjon for tilsvarende blanding vil resultere i trykk på 20 bar. For at en detonasjon skal initieres, må antenningskilden være sterk nok. Ofte starter det også som en deflagrasjon, hvor det utvikles høy turbulens og forbrenningsrater som til slutt fører til en spontan antenning.

2.1.3 Termodynamiske egenskaper

En viktig egenskap når det kommer til kjemiske reaksjoner er varmekapasitet. Denne størrelsen beskriver mengden varme som trengs for å endre temperaturen til en substans. Jo større varmekapasitet, jo mer varme behøves. Varmekapasitet er en ekstensiv egenskap. Det vil si at størrelsen er proporsjonal med størrelsen på systemet. Derfor er det ofte vanlig og heller bruke den molare varmekapasiteten (C), som beskriver mengden varme som trengs for å øke temperaturen til ett mol materie med én kelvin.

For en ideell gass kan sammenhengen mellom den molare varmekapasiteten ved konstant trykk (C_p) og den molare varmekapasiteten ved konstant volum (C_v) vises ved hjelp av Mayers relasjon:

$$C_p - C_v = R \quad (2.6)$$

Siden R er den ideelle gasskonstanten vil man dermed ved hjelp av denne relasjonen kunne regne ut C_v dersom C_p er kjent, og omvendt. Et forhold (γ) som beskriver sammenhengen mellom molar varmekapasitet ved konstant trykk og konstant volum kan derfor også i mange sammenhenger være nyttig.

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad (2.7)$$

Varmekapasitetene er ikke konstant og er generelt avhengig av temperaturen. For en gassblanding som gjennomgår en temperaturøkning, for eksempel ved forbrenning, må et uttrykk for varmekapasiteten som funksjon av temperatur bestemmes. Det finnes mange måter å gjøre dette på. En utregningsmetode tar utgangspunkt i Shomate-ligningen (NIST, 2018b), vist ved ligning 2.8.

$$C_p = A + Bt + Ct^2 + Dt^3 + \frac{E}{t^2} \quad (2.8)$$

Her er A , B , C , D og E konstanter for et gitt temperaturområde, som vist for hydrogen i *tabell 2.2*. t er absolutt temperatur (K) dividert med 1000. Tilsvarende tabeller for andre relevante gasser er plassert i *vedlegg C*.

Tabell 2.2: Verdier brukt til Shomate-ligningen for hydrogen (NIST, 2018b).

Temperaturområde (K)	298-1000	1000-2500	2500-6000
A	33,066	18,563	43,414
B	-11,363	12,257	-4,293
C	11,433	-2,860	1,272
D	-2,773	0,268	-0,097
E	-0,159	1,978	-20,534

Lewis-tall

Forskjeller i termisk diffusivitet (λ) og massediffusivitet (D_u) kan føre til ustabiliteter i en inhomogen brensel-luft blanding. Lewis-tallet (Le) er en dimensjonsløs størrelse som definerer forholdet mellom λ og D_u til brensel og oksidant, og spiller derfor en stor rolle når det kommer til flammeresponsen til en gitt blanding. Følgende definisjon av Le er hentet fra Law (2006, s. 146), hvor også spesifikk varmekapasitet (C_p) og tetthet (ρ) er inkludert.

$$Le = \frac{\lambda}{C_p \rho_u D_u} \quad (2.9)$$

2.2 Gassinformasjon

2.2.1 Hydrogen

Hydrogen er det vanligste og enkleste grunnstoffet i universet. Hydrogenatomet består kun av et proton og et elektron. Til tross for dens enkle natur, forekommer hydrogen ikke naturlig på jorden som en gass. Man finner derfor hydrogen som oftest i samhandling med andre elementer som oksygen (som i H_2O), karbon (som i CH_4) og nitrogen (som i NH_3). For å lage rent hydrogen, må hydrogenet separeres fra slike typer forbindelser. Den vanligste måten å gjøre dette på er ved en prosess som kalles reformasjon, hvor hydrogenet separeres ved å tilføre varme. Det er også mulig å separere hydrogen fra oksygenet i vann ved hjelp av elektrolyse (Momirlan og Veziroglu, 2005, s. 796).

Hydrogengass vil produsere store mengder energi når den forbrenner i samhandling med luft. Det har derfor lenge vært stor interesse for gassens bruksområder, særlig som et supplement til hydrokarbonbrenslere for økt ytelse i form av utvidet brennbarhetsgrense og redusert utslipp gjennom mager forbrenning (Law og Kwon, 2004, s. 867). I nyere tid har også interessen for rent hydrogen som en energikilde økt, enten i forbrenningsmotorer eller i brenselceller. I dag tilbyr blant annet Toyota, Honda og Hyundai hydrogendrevne biler.

Attraktiv som den er, medbringer hydrogengass betraktelige teknologiske utfordringer, særlig de som forbindes med lagring og sikkerhet. For å ivareta sikkerheten, er det viktig at man kjenner til egenskapene til de gassene man jobber med. Noe av det som skiller hydrogen fra

andre brennbare gasser er den lave tettheten. Dette gjør gassen svært lett slik at den stiger raskere enn andre gasser. Sammen med det store brennebarhetsområdet (se figur 2.1) betyr dette at en hydrogenlekkasje ganske raskt kan danne en brennbar atmosfære i et rom eller på et delvis lukket område. Positive følger av den lave tettheten er at oppdriften kan brukes til å lede bort gassen fra kritiske områder. Det er derfor vanlig å plassere operasjoner hvor hydrogenlekkasjer kan forekomme høyt oppe slik at gassen lett kan ledes bort. Samtidig er hydrogen både usynlig og luktløs, noe som gjør oppsamling av gassen vanskelig å oppdage. Gode ventilasjonssystemer som forhindrer gassakkumulasjon og deteksjonssystemer som oppdager eventuell opphopning av gass i en tidlig fase er derfor viktig i forbindelse med arbeid med hydrogen (Rodgers mfl., 2010, s. 41-42).

En annen positiv sikkerhetsmessig egenskap ved hydrogen er den relativt høye selvantennelsestemperaturen sammenlignet med andre brennbare gasser. Dette sammen med tiårs erfaring angående håndtering, lagring og transport av hydrogen, gjør at hydrogen ikke medfører en uhåndterbar stor risiko sammenlignet med andre brenselvæsker og gasser (Mazloomi og Gomes, 2012, s. 3027).

2.2.2 Nitrogen

Nitrogen er den største bestanddelen i luft, først og fremst i form av nitrogengass (N_2) som utgjør 79 %. Luft inneholder også andre mindre nitrogenforbindelser som ammoniakk (NH_3) og nitrogenoksider (NO).

Nitrogen som gass er både farge- og luktløs og er svært lite reaktiv. Dette skyldes en sterk trippelbinding mellom de to nitrogenatomene, noe som gjør bindinger med andre molekyler lite interessant. Dette fører til at nitrogengass anses som en ikke-brennbar gass. Reaktiviteten øker derimot med økende temperaturer og ved høy nok temperatur kan nitrogen reagere direkte med metaller og danne nitrider. Reaksjoner med ikke-metaller kan også forekomme. Hydrogen og oksygen kan enkeltvis reagere og henholdsvis kunne danne ammoniakk og nitrogenoksider, som vist ved ligning 2.10 og 2.11



Fremstilling av nettopp ammoniakk er et av nitrogens fremste bruksområder. Ammoniakk fungerer som utgangsmateriale for en rekke viktige nitrogenforbindelser, som for eksempel kunstgjødsel. Ved lave nok temperaturer kan nitrogengass kondenseres til væske og danne flytende nitrogen. Dette brukes først og fremst som kjølemiddel for rask nedfrysning av mat og andre stoffer og materialer (Kofstad, 2018b)

Dersom nitrogenkonsentrasjonen i luften overstiger 80%, vil den kunne ha en kvelende effekt ved at oksygenet i luften fortrenses. Dette kan føre til svimmelhet, tap av bevissthet og i verstefall død som følger av oksygenmangel. I tilfeller hvor en nitrogenlekkasje forekommer, bør derfor området evakueres og ventileres før lekkasjen repareres. Det oppfordres derfor til at

alt arbeid med nitrogen utføres i godt ventilerte områder (Luttrell, 2015, s. 33). Foruten kvelningseffektene, finnes det ingen andre giftige følger av nitrogeninhalasjon.

2.2.3 Karbondioksid

Karbondioksid (CO_2) er en farge- og luktløs gass bestående av et karbonatom bundet til to oksygenatomer. Gassen forekommer naturlig i atmosfæren og opptar omtrent 0,04 volumprosent. CO_2 har en rekke naturlige kilder som vulkaner, varmekilder og geysirer, i tillegg til å være et avfallsprodukt fra alle aerobiske organismer når karbohydrater metaboliseres for å produsere energi. Som avfallsstoff fra blant annet forbrenning av fossilt brennstoff, forbinder mange karbondioksid med forurensing av miljøet. Produksjon av elektrisitet og varme er den største menneskeskapte kilden til CO_2 og utgjør omtrent 40 % av verdens karbondioksidutslipp, hvor kull er hovedkilden blant de fossile brenslene (Falco mfl., 2013, s. 3).

Lenge har man sett på karbondioksid som et unyttig avfallsstoff, men med den voksende bekymringen for gassens påvirkning på miljøet, har det i de senere årene blitt forsket mye på hva den kan brukes til. Karbondioksid har blant annet en rekke kjemiske og farmasøytiske bruksområder i forbindelse med produksjon av gjødsel og vannbehandling, i tillegg til å også fungere som et kjølemiddel for mat (som tørr is). Økt oljeutvinning gjennom CO_2 -injeksjon er allerede utbredt kommersielt i olje og gassindustrien som en utvidet oljeutvinningsmetode, og anslås til å spille en enda større rolle i tiden som kommer. CO_2 er en inert gass og vil ikke brenne eller opprettholde en flamme. Den er derfor også mye brukt som et brannslukningsmiddel (Haraldsen, 2018).

Som for nitrogengass, anses ikke karbondioksid som giftig ved konsentrasjoner som er naturlig tilstede i atmosfæren. Ved høyere konsentrasjoner vil gassen derimot være usunn og farlig. Ved atmosfæretrykk er karbondioksid omtrent 1.5 ganger så tung som luft. Ved lekkasjer vil CO_2 dermed kunne akkumuleres langs bakken og forme områder med høyere gasskonsentrasjon. Når luften inneholder 3-5 vol % CO_2 , opplever man hodepine og vansker med å puste. Ved 8-10 vol % vil man få kramper, miste bevisstheten og død kan forekomme. De fysiske skadelige effektene ved disse konsentrasjonene skyldes ikke primært mangel på oksygen, slik tilfellet var for nitrogen, men som en direkte konsekvens av å puste CO_2 . Linde AG (i.d.), en av verdens ledende leverandører av gass, setter derfor en maksimal konsentrasjon av CO_2 på 0.5 vol % for sine arbeidsplasser. Registreres verdier høyere enn dette vil området evakueres og CO_2 -nivået senkes før normalt arbeid kan fortsette. Ved lekkasje av CO_2 gjelder de samme tiltakene som for nitrogen, men hvor evakuering av lavtliggende områder bør prioriteres først, før ventilering og reparerende tiltak iverksettes.

Tabell 2.3: Ulike egenskaper til H_2 , N_2 og CO_2 ved standard betingelser (Ono mfl., 2007, s. 89), (Gibbs, 2016) (*). (Davis Joseph, 1997, s. 16) (**),

Egenskap	Hydrogengass	Nitrogengass	Karbondioksid
Formel	H_2	N_2	CO_2
Farge, lukt	Farge- og luktløs	Farge- og luktløs	Farge- og luktløs
Giftighet	Ikke giftig	Ikke giftig	Ikke giftig
Molekylvekt (g/mol)	2.016	28.016	44.01
Tetthet (g/L)	0.0899	1.2506	1.977
Smeltepunkt ($^{\circ}C$)	-259.2	-209.9	-57 (ved 5 amt)
Kokepunkt	-252.8	-195.8	-78.5
Selvantennelsestemperatur ($^{\circ}C$)	580	-	-
Brennbarhetsgrense (%)	4.1 – 74.2	-	-
Molar varmekapasitet (J/mol·K) (*)	$C_p = 28.89$ $C_v = 20.49$	$C_p = 29.13$ $C_v = 20.76$	$C_p = 36.70$ $C_v = 28.17$
Minste tennenergi 2 mm gap lengde (mJ) (**)	0,017	-	-

(*) Omgjort fra J/kg·K til J/mol·K

2.3 Laminær forbrenningshastighet

Den laminære forbrenningshastigheten (S_u) er en fundamental størrelse å ha kjennskap til i forbrenningssammenheng og brukes generelt som et mål på reaktiviteten til brennbare blandinger. I tillegg brukes den også i forbindelse med testing og validering av detaljerte reaksjonsmekanismer og forenklede kinetiske modeller (Konnov mfl., 2018, s. 199).

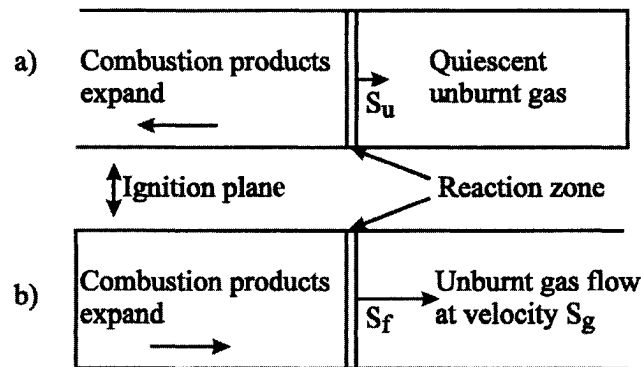
Den laminære forbrenningshastigheten kan defineres som den propagerende hastigheten til en stabil, én-dimensjonal, planar, strekkfri og adiabatisk flamme (Xiouris mfl., 2016, s. 270). Denne definisjonen gjør størrelsen ifølge Konnov godt egnet til bruk i 1-D datakoder som bruker kinetiske modeller og termodynamikk og transportegenskaper som inputvariabler. En alternativ og kanskje mer beskrivende definisjon av den laminære forbrenningshastigheten kan krediteres Eckhoff (2005, s. 23) som enkelt beskrev størrelsen som den relative hastigheten hvor en forbrenningsreaksjon «spiser» seg inn i den uforbrente gass-luft blandingen. Ideelt sett vil da den laminære forbrenningshastigheten være den laveste hastigheten for hvor en glatt adiabatisk flamme kan propagere gjennom en uniform, stillestående gassblanding.

Forbrenningshastigheter har blitt systematisk undersøkt det siste århundret. I starten forventet man at hastigheten skulle korrespondere til en målbar fysisk hastighet i selve flammen, men etterhvert ble konseptet rundt forbrenningshastighet endret til en egenskap ved ideell flamme heller enn til den hvor målingene ble gjort (Taylor, 1991, s. 8).

Dette skillet kan tydeliggjøres ved å definere de to størrelsene som den laminære forbrenningshastigheten (S_u) og den observerbare flammehastigheten (S_f) (Eckhoff, 2005, s.

22). Flammehastigheten denoterer den lineære hastigheten til flammefronten relativt til en utvendig stillestående observatør og kalles også ofte for den absolutte flammehastigheten. *Figur 2.2* illustrerer en idealisert adiabatisk laminær forbrenningsprosess av en forblandet gassblanding ved konstant trykk, hvor man neglisjerer varmetap og oppdrift. Dersom gassen antennes i den åpne enden av røret (a), vil forbrenningsproduktene kunne ekspandere fritt ut i omgivende atmosfære og den uforbrente gassen lenger inne vil forbli i ro. Da vil, teoretisk sett, den observerbare flammehastigheten i relasjon til røret være identisk med den laminære forbrenningshastigheten. Dersom gassen antennes i lukket ende (b), vil ekspansjon av forbrenningsprodukter tvinges i samme retning som flammen forplantes. Den uforbrente gassblandingen foran flammefronten vil da skyves mot den åpne enden. I dette tilfellet vil den observerbare flammehastigheten være summen av den laminære flammehastigheten og strømningshastigheten til den uforbrente gassen (S_g):

$$S_f = S_u + S_g \quad (2.12)$$



Figur 2.2: Illustrasjon av endimensjonal forbrenning i rør (Eckhoff, 2005, s. 22).

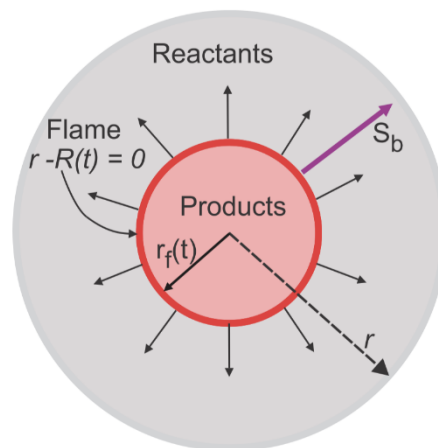
For å kunne bestemme den laminære forbrenningshastigheten er man avhengig av å kjenne til flammeareal og eksakte blandingsforhold nær flammen (Omari og Tartakovsky, 2016, s. 127). Av denne grunn, er det vanlig å studere sfæriske flammer når man skal bestemme forbrenningshastigheter. Etter å ha blitt initiert av for eksempel en gnist, vil flammen ekspandere uniformt i alle retninger (se *figur 2.3*). Dette gjør det relativt enkelt å ha kontroll på flammearealet som funksjon av tid. For endimensjonale tilfeller hvor man antar en uendelig tynn flamme og neglisjerbar oppdrift, vil de samme relasjonene som for den idealiserte forbrenningsprosessen beskrevet over (*figur 2.2*), gjelde også for sfæriske flammefronter som beveger seg ut fra en punktkilde. Det er da viktig å være klar over at det kun er flammehastigheten (S_f), og ikke forbrenningshastigheten (S_u), som observeres av et kamera eller en person på utsiden. Dette er hvor fort flammen beveger seg vekk fra senter, eller hvor raskt flammeradiusen endres med tiden.

$$S_f = \frac{dr_f}{dt} \quad (2.13)$$

Flammehastigheten kan relateres til den laminære forbrenningshastigheten ved å introdusere et ekspansjonsforhold (E), som er tetthetsforholdet mellom den uforbrente og forbrente gassen (ρ_u/ρ_b) (Eckhoff, 2003, s. 22).

$$S_f = \frac{dr_f}{dt} = \frac{\rho_u}{\rho_b} \cdot S_u = E \cdot S_u \quad (2.14)$$

For et gitt brensel, vil ekspansjonsforholdet variere med ekvivalensforholdet og ha et maksimalnivå rundt støkiometrisk blanding.



Figur 2.3: Illustrasjon av sfærisk flammeforplantning, der S_b denoterer hastighet til forblandet laminær flamme i forhold til lab-koordinater. $r_f(t)$ er den momentane flammefrontradiusen og r er kammerradius. (Konnov mfl., 2018, s. 203).

2.3.1 Faktorer som påvirker laminær forbrenningshastighet

I en blanding av brensel og luft vil den laminære forbrenningshastigheten påvirkes av en rekke faktorer. Forbrenningshastigheten varierer for eksempel kraftig med ekvivalensforholdet, hvor det for de fleste hydrokarboner vanligvis nås en maksimal hastighet ved rike blandinger like over støkiometrisk konsentrasjon ($\phi \approx 1.1$). Hydrogen er her et unntak, hvor høyeste hastighet vanligvis observeres ved et ekvivalensforhold rundt 1.8 (Konnov mfl., 2018, s. 201). Den laminære forbrenningshastigheten vil også øke med økende temperatur i gassblandingen. Dette kan forklares ved hjelp av Arrhenius' ligning, som viser at reaksjonsraten til en gassblanding øker med økende temperatur.

$$k = A \frac{E_a}{RT} \quad (2.15)$$

Her er k reaksjonsrate, A Arrhenius' konstant, E_a aktiveringsenergi og R den universelle gasskonstanten.

I tillegg til ekvivalensforhold og temperatur, vil også trykk kunne være med på å påvirke hastigheten på flammen. Man kan heller ikke ignorere strålingseffekter, samt kammervæggen og antennelsesenergiens effekt på hvordan flammen ekspanderer (Cai mfl., 2018, s. 287).

2.4 Flammestrekking og Marksteinlengde

Eksperimentelle målinger av laminære forbrenningshastigheter har blitt utført i lang tid, men det er kun i de senere år at effekten av flammestrekking er blitt implementert i bestemmelsen av flammehastigheten. En flamme som propagerer i et ikke-uniformt strømningsfelt vil oppleve strekk- og bøyningseffekter, noe som vil påvirke flammens overflateareal. Dette vil særlig være gjeldende for brenselblandinger der Lewis-tallet avviker betydelig fra 1. Konnov mfl. (2018, s. 200) definerte flammestrekking (α) som en arealendring i overflaten til den propagerende flammefronten som funksjon av tid, og dermed som en direkte følge av aerodynamiske krefter og grensebetingelser. En annen måte å beskrive flammestrekking på er som en endring i overflateareal (A) når flammen strekkes mens den vokser (Pugh mfl., 2012, s. 3461).

For kuleformete flammer, kan overflatearealet til enhver tid beskrives fra radiusen til kulen (avstanden fra punktet der flammen ble initiert til flammefronten). Flammestrekking som funksjon av både areal og radius vil kunne gis av følgende relasjon;

$$\alpha = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} = \frac{1}{4\pi r_f^2} \cdot 8\pi r_f \frac{dr_f}{dt} = \frac{2}{r_f} \frac{dr_f}{dt} \quad (2.16)$$

hvor (r_f) er radius til den ekspanderende flammen. Kombineres ligning 2.16 med ligning 2.13, kan flammestrekkingen (α) uttrykkes som en funksjon av den absolutte flammehastigheten (S_f).

$$\alpha = \frac{2}{r_f} S_f \quad (2.17)$$

En nyttig størrelse for å beskrive virkningen av strekking på en ekspanderende flamme er Marksteinlengden (L). L beskriver den lineære sammenhengen mellom flammens strekking og hastighet. Den viser hvor mye flammehastigheten påvirkes av strekkingen av flammen, og avhenger av brenseltype og dens reaktivitet i tillegg til blandingskomposisjon (Giannakopoulos mfl., 2015, s. 1250). Jo større Marksteinlengde man har, jo større er flammestrekkingseffektene. Dersom L er positiv, som korresponderer med Lewis-tall større enn 1, indikerer det at flammehastigheten avtar med økende strekkerate (α). En negativ L , som korresponderer til et Lewis-tall mindre enn 1, vil derimot indikere en flammehastighet som øker med økende strekkerate. Negative marksteinlengder assosieres ofte med ustabile flammer (Hu mfl., 2009, s. 4879).

Marksteinlengden brukt i de fleste sammenhenger defineres som den forbrente Marksteinlengden (L_b). Dette fordi flammehastigheten karakteriseres av den forbrente gassen

bak flammen når flammefronten propagerer (Hinton, 2014, s. 36). Det er også mulig å definere Marksteinlengden relativt til den uforbrente sonen (L_u). Denne vil da beskrive forholdet mellom den ustruktete og struktete forbrenningshastigheten, og ikke flammehastigheten. Rozenchan mfl. (2002, s. 1466) brukte følgende relasjon for å regne ut L_u fra den forbrente Marksteinlengden (L_b):

$$L_u = \frac{\rho_b}{\rho_u} L_b - \left(\beta \int_0^1 \frac{\rho}{\rho_u} d\left(\frac{x}{\delta}\right) - \frac{\rho_b}{\rho_u} \right) \delta \quad (2.18)$$

Her tar det andre leddet høyde for masseakkumulasjon i flammefronten, og demonstrerer at L_u og L_b ikke kan relateres kun ved hjelp av tetthetsforhold, slik blant annet Monteiro mfl. (2010, s. 1986) hevder. Hinton (2014, s. 45) påpeker derimot at Rozenchans definisjon insinuerer at det kan forventes like trender i oppførselen til forbrente og uforbrente Marksteinlengder, motsatt av hva Davis mfl. (2002, s. 124) konkluderte med. Her ble det hevdet at L_u og L_b hverken er lik eller proporsjonal med hverandre, noe som ble forklart med at modifikasjoner i strømningsfeltet til flammen vil være forskjellig i de forbrente og uforbrente gassonene. Dette viser at det fortsatt mangler gode beskrivende definisjoner og skilnader på de to lengdene. Videre vil det uansett kun bli sett på den forbrente Marksteinlengden ettersom denne kan finnes direkte fra den ekspanderende flammens radius som funksjon av tid. L_b vil derfor herfra kun beskrives som L .

I stedet for en Marksteinlengde, benytter mange heller det dimensjonsløse Markstein-tallet (Ma). Denne størrelsen bestemmes ved at den forbrente Marksteinlengden normaliseres med den uforbrente flammetykkelsen (δ), vist ved ligning 2.18.

$$Ma = \frac{L}{\delta} \quad (2.19)$$

Normalt sett betegnes δ ut fra tykkelsen til diffusjonssonen. Hinton (kilde, s. 8) definerer størrelsen som forholdet mellom den termiske diffusiviteten til den uforbrente gassen og forbrenningshastigheten. Markstein-tallet inneholder derfor den kombinerte virkningen av flammestrekking og termisk diffusive effekter på den laminære forbrenningshastigheten (Hisker, 2018, s. 45). Av denne grunn er det Markstein-tallet og ikke Marksteinlengden som blant annet brukes som variabel i simuleringsprogram som FLACS. Ettersom Markstein-tallet også avhenger av den ustruktete laminære forbrenningshastigheten, påpeker Hinton at det kreves iterative prosesser for å bestemme størrelsen.

2.5 Estimering av laminær forbrenningshastighet

Når en homogen brensel-luft blanding antennes i en lukket beholder, vil forbrenningen resultere i en temperaturøkning etterfulgt av en trykkøkning i den uforbrente blandingen. Umiddelbart etter tenning vil flammestrekkingseffektene være betydelige samtidig som trykkøkningen er

neglisjerbar. Senere vil situasjonen bli snudd på hodet, hvor flammestrekkingen blir mindre viktig og trykket øker. Dette har gjort det vanlig å bruke to forskjellige metoder når man skal måle laminær forbrenningshastigheter for sfæriske flammer: ubegrenset flammemetode og begrenset flammemetode. Hovedforskjellen mellom de to er at for førstnevnte blir den laminære forbrenningshastigheten funnet gjennom direkte observasjon av flammefronten ($R_f(t)$), mens det for sistnevnte blir bestemt ut fra en målt trykkøkning ($P(t)$) inne i beholderen. De to metodene kalles derfor også for konstant-trykk-metoden (*KTM*) og konstant-volum-metoden (*KVM*).

2.5.1 Konstant-trykk-metode

Den lineære ekstrapoleringsmetoden

Det ble opprinnelig foreslått av George H. Markstein at det var en lineær sammenheng mellom flammehastigheten for strukket flamme og strekkraten for flammen:

$$S_{f_{strukket}} = S_{f_{ustrukket}} - L \cdot \alpha \quad (2.20)$$

Den laminære forbrenningshastigheten for ustrukket flamme ($S_{f_{ustrukket}}$) kan derfor bestemmes ved å plote den eksperimentelt målte flammehastigheten ($S_{f_{strukket}}$) som funksjon av den utregnete flammestrekkingraten (α) fra ligning 2.17. Skjæringspunktet til kurven definerer $S_{f_{ustrukket}}$ og kurvens stigningstall definerer Marksteinlengden L. En positiv L vil da redusere hastigheten til den strukketete flammen sammenlignet med den ustrukketete flammehastigheten. Tilsvarende vil en negativ verdi øke flammehastigheten.

Den ikke-lineære ekstrapoleringsmetoden

Alternative metoder til den lineære metoden ble i perioden etter Markstein undersøkt. Et ikke-lineært forhold mellom strekkingsraten og flammehastigheten ble foreslått av Kelly og Law (2009, s.1848).

$$\left(\frac{S_{f_{strukket}}}{S_{f_{ustrukket}}}\right)^2 \ln\left(\frac{S_{f_{strukket}}}{S_{f_{ustrukket}}}\right)^2 = -2 \frac{L \cdot \alpha}{S_{f_{ustrukket}}} \quad (2.21)$$

For å kunne hente ut korrekte verdier for laminære forbrenningshastigheter for både den lineære og ikke-lineære ekstrapoleringsmetoden, må ekspansjonen av brenselet ses bort fra slik at hastigheten til flammen relativt til det uforbrente brenselet kan måles (Pugh mfl., 2012, s. 3462). Begge metodene vil i denne oppgaven bli brukt for å sjekke nøyaktigheten i estimeringen av den laminære forbrenningshastigheten.

2.5.2 Konstant-volum-metode

I en komparativ analyse av konstant-volum- og konstant-trykk-metoden trekker Omari og Tartakovsky (2016, s. 130) fram noen av usikkerhetsmomentene som skiller de to metodene fra

hverandre. I KTM antas det konstant trykk, men selv i en tidlig fase av flammeekspansjonen vil man kunne forvente en viss form trykkøkning. Dette vil komprimere gassblandingen slik at man får en kontinuerlig tetthets- og temperaturøkning når flammen propagerer. I den analytiske begrensede flammemetoden (KVM) tas det derimot ikke hensyn til flammestrekking. Dette kan til en viss grad rettferdiggjøres ved å innse at i perioden med rask trykkøkning vil flammeradiusen være stor og flammefronthastigheten være sterkt redusert, slik at man får en kontinuerlig avtakende strekkrate.

En forholdsvis enkel måte å regne ut den laminære forbrenningshastigheten (S_u) på, er ved hjelp av en ligning fra Fiocq og Marvin (1940, s. 9):

$$S_u = \frac{dR_f}{dt} - \frac{R_v^3 - R_f^3}{3P\gamma_u R_f^2} \frac{dP}{dt} \quad (2.22)$$

Ligningen består kun av målbare størrelser som trykk (P), flammeradius (R_f) og beholderradius (R_v), samt det molare varmekapasitetsforholdet til den uforbrente gassen (γ_u). Man kan også enkelt vise at den tilsvarende ligning 2.12, hvor første og andre ledd på høyre side er henholdsvis S_f og S_g . Ligning 2.22 er i midlertidig lite egnet for nøyaktig måling av laminær forbrenningshastighet ettersom S_u finnes fra substruksjon mellom to forholdsvis like størrelser ($S_f \approx S_g$). En liten feil i estimeringen av disse parameterne vil da kunne sterkt påvirke forbrenningshastigheten man finner. I tillegg kreves det også at man har synkronisert flammefrontfilming, noe som krever et avansert kameratoppsett.

Et uttrykk utledet av Dahoe mfl. (1996, s. 36) gjorde det mulig å finne den laminære forbrenningshastigheten kun ved hjelp av trykkmålinger. Luijten mfl. (2009, s. 1215) listet opp flere antagelser som også må tas til betraktning:

1. Den homogene uforbrente gassblandingen er i utgangspunktet i ro.
2. Trykket forblir uniformt under forbrenning.
3. Masse og volum til voluminnhold bevares.
4. Varmetap- og tilførsel, samt oppdriftskrefter neglisjeres.
5. Flammefronten er sfærisk og uendelig tynn.
6. Flammestrekkingseffektene er ubetydelige.
7. Den uforbrente gassen komprimeres isentropisk.
8. Det er ingen varmeoverføring mellom sonene.

Med dette som grunnlag, kan følgende differensialligning benyttes:

$$S_u = \frac{R_v}{3(p_f - p_i)} \frac{dp}{dt} \left(\frac{p_i}{p} \right)^{\frac{1}{\gamma_u}} \left[1 - \left(\frac{p_f - p}{p_f - p_i} \right) \left(\frac{p_i}{p} \right)^{\frac{1}{\gamma_u}} \right]^{\frac{2}{3}} \quad (2.23)$$

Her tilsvarer R_v radius til kammer, p_i og p_f henholdsvis initial- og sluttrykk, og p trykk som funksjon av tid. Videre kan den laminære forbrenningshastigheten ved referanseforhold (S_{u0}) regnes ved hjelp av et uttrykk brukt av blant annet Omari og Tartakovsky (2016, s. 130):

$$\frac{S_u}{S_{u0}} = \left(\frac{T_u}{T_i} \right)^a \left(\frac{p}{p_i} \right)^b \quad (2.24)$$

I et eksplosjonskammer med adiabatisk forbrenning, vil temperaturen i den uforbrente gassen stige som følger av isentropisk kompresjon. Ligning 2.24 kan dermed forenkles til;

$$\frac{S_u}{S_{u0}} = \left(\frac{p}{p_i} \right)^\alpha \quad (2.25)$$

hvor $\alpha = a((\gamma_u - 1) / \gamma_b) + b$, der a og b er svake funksjoner av ekvivalensforholdet og γ_u og γ_b er varmekapasitetsforhold for uforbrent og forbrent sone. I praksis kan S_{u0} også bestemmes ved å tilpasse S_u -kurven som funksjon av trykk til ligning 2.25, og ekstrapolere tilbake til initialtrykk (1 bar).

Den siste tiden er det konstant-trykk-metoden som har vist seg mest populær ettersom den tar høyde for flammestrekkingseffektene. Samtidig er ikke denne metoden feilfri, og nyere studier viser at usikkerheter fortsatt er tilstede i form av blant annet strålingstap og massediffusjonseffekter. Det er også verdt å nevne at *KTM* krever optisk tilgang i form av vinduer for at det skal være mulig for kameraene å filme flammeekspansjonen. Dette gjør metoden mindre egnet til eksperimenter under forhold som involverer høye trykk og temperaturer, da vinduene vil være et svakt punkt. *KVM* vil derimot fungere i fullstendig isolerte volumer.

Et annet viktig poeng når man skal avgjøre hvilke metoder man skal benytte seg av er de påfølgende kostnadene. Omari og Tartakovski (2016, s. 135) hevder blant annet at en arbeids- og kostnadseffektiv metode i mange tilfeller kan være å foretrekke framfor ensidig fokus på nøyaktighet. Dette vil blant annet implisere at det er mulig å gjennomføre flere eksperimenter, slik at flere forskjellige brenselblandinger kan undersøkes. I motsetning til konstant-trykk-metoden, behøver man ikke dyrt og komplisert kameraoppsett og bildeprosessering for konstant-volum-metoden, slik at mange anser den som en mer kostnadseffektiv metode. Samtidig får man derimot også en større usikkerhet i de resultatene man oppnår som følger av at man gjør flere antagelser.

2.6 Schlieren-bildeteknikk

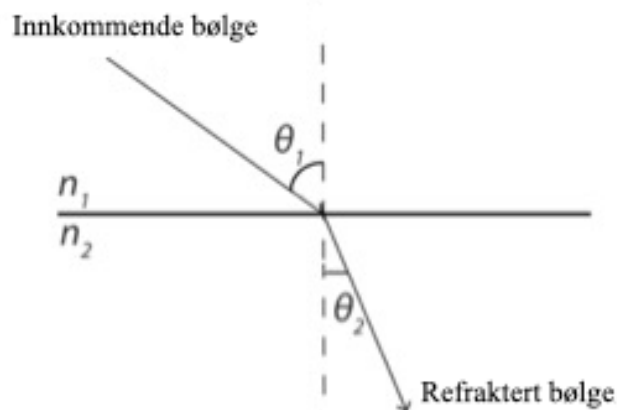
Schlieren bildeteknikk er en optisk metode oppfunnet av Robert Hook parallelt med andre mer velkjente nyskapninger som teleskopet og mikroskopet på 1600-tallet. Hook var interessert i å undersøke de varme strømmingene i stearinlys, men bildene var ikke klare nok til at videre mer detaljerte undersøkelser kunne gjennomføres. Etter en videreutvikling av August Toepler på midten av 1800-tallet, ble Schlieren-optikk etter hvert et vanlig laboratorieverktøy som blant annet har spilt en viktig rolle i forbindelse med vindtunneltesting, høyhastighetsfly og observasjon av sjokkbølger (Settles og Hargather, 2017, s. 1). I dag har Schlieren-systemet sin hovedhensikt som et dynamisk visualiseringsverktøy, først og fremst for å tydeliggjøre tetthetsgradienter i blant annet sjokkbølger og forbrenningsprosesser. Teknikken egner seg også godt til bruk i forbindelse med studier av fluidmekanikk ettersom luftstrømmer kan avbildes veldig nøyaktig. I tillegg er slike studier ekstremt følsom for ytre påvirkninger som forstyrrer strømmingen, noe Schlieren-systemene ikke gjør.

For mange kan det kanskje være vanskelig å forestille seg hvordan lys og gjennomsiktige gasstrømninger kan bli gjort synlig ved hjelp av et optisk verktøy. Dette skyldes nok at de fysiske egenskapene til luft ofte neglisjeres. I hverdagslivet oppleves luft som fullstendig gjennomsiktig uten refraktive egenskaper. Mye kan forklares ved å se på hvordan det menneskelige øyet fungerer. Våre øyne (og vanlige kameraer) har ingen evne til å oppfatte faseforskjeller i lysbølger. Vi kan kun se lysstyrker, fargekontraster og polarisering (med riktige solbriller). Når man ser på et glass med vann, en isblokk eller andre gjennomsiktige gjenstander, vil man kun se det reflekterte bildet av omgivelsene samt forvrengingen av bakgrunnen. Materialene som studeres med et Schlieren-system har veldig lave refraktive egenskaper, og kan i så måte sammenlignes med et blankpolert vindu. Dette gjør det vanskelig for det menneskelige øyet å se forvrengingene tilstede. For å gjøre disse inhomogenitetene synlig, må de forsterkes. Dette er hovedpoenget til et Schlieren-system. Oppsettet oversetter usynlige faseforskjeller til bølgeamplituder og noen ganger fargeforskjeller som kan oppfattes av det menneskelige øyet.

2.6.1 Forplantning av lys

Prinsippene bak Schlieren-bilder bygger på Snell's brytningslov (ligning 2.26), som viser hvordan lysets hastighet varierer ved samspill med materie. Det vil si at dersom mediet lyset transporteres gjennom er homogent (som i et vakuum) vil lyset forplantes uniformt med en konstant hastighet. Når lyset møter et inhomogent materie (som fluider i bevegelse) vil lyset reflekteres og refrakteres, og avvike fra sin opprinnelige retning (Mazumdar, 2013, s. 3).

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (2.26)$$



Figur 2.4: Illustrasjon av Snell's lov (Lillestøl mfl., 2001).

Snell's lov kan observeres i det daglige liv. Det er blant annet årsaken til at et objekt plassert under vann ser ut til å bli løftet, et basseng virker grunnere enn det virkelig er, eller at stjerner blinker på nattehimmelen. Hvor mye lyset brytes, avhenger av hvilke materier lyset transporteres gjennom. Dette gis av en refraksjonsindeks, en dimensjonsløs størrelse som kan beskrives ved hjelp av følgende ligning:

$$n = \frac{c}{v} \quad (2.27)$$

Her tilsvarer c lysets hastighet i vakuum ($3 \cdot 10^8$ m/s) og v lysets hastighet i det aktuelle mediet. Jo større n man har, jo mer refrakteres lyset.

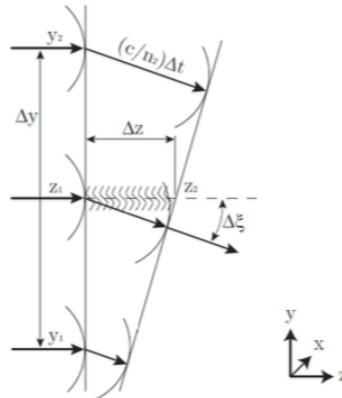
For luft og andre gasser finnes det en enkel lineær sammenheng mellom refraksjonsindeksen og gassettheten (ρ) (Settles og Covert, 2002, s. 26).

$$n - 1 = k\rho \quad (2.28)$$

Gladstone-Dale koeffisienten (k) er omtrent $0.23 \text{ cm}^3/\text{g}$ for luft ved standard betingelser. For andre gasser ligger koeffisienten vanligvis mellom 0.1 og 1.5.

Det er hovedsakelig tre hovedpunkter som påvirker tettheten, og dermed også refraksjonsindeksen til en gass (Degen, 2012, s. 9). Den første er en forskjell i trykk. I luft gir dette små variasjoner i refraksjonsindeksen og kun sjokkbølger er sterke nok til å være synlig for det menneskelige øyet. Det letteste å få øye på er temperaturforskjeller ettersom dette gir de sterkeste refraksjonsvariasjonene mellom to objekter eller strømmer. Et illustrerende eksempel kan være når solen varmer opp asfalt og man kan se varmebølgene som genereres. Til slutt har man også variasjon i kjemisk komposisjon til materialet. Dette gjør at gasser kan være synlig i luft som følger av påfallende ulik refraksjonsindeks.

Refraksjonen av lys i et Schlieren-system illustreres best i et x,y,z koordinatsystem. I dette systemet vil z -aksen være den «normale» retningen (retningen hvor lys forplantes uten forstyrrelser), slik at x,z - og y,z -planene vil være plan som er vinkelrett til normalen (z -retningen). Når lys forplantes gjennom et område med optiske inhomogeniteter, vil lysbølgene bøyes i forhold til refraksjonsindeksen. Når refraksjonen skal finnes i et slikt tilfelle, er det vanlig å forenkle systemet til et 2D-plan, hvor man kun fokuserer på bøyning av lys i y,z -planet (se figur 2.5), og senere generaliserer til et tredimensjonalt system.



Figur 2.5: Effekten av refraksjonsindeks-gradienten når lysbølger støter på nye materier (Settles og Covert, 2002).

Det kan da vises at optiske inhomogeniteter refrakterer eller bøyer lys i forhold til tilhørende refraksjonsindeks-gradient i et x,y -plan. Den resulterende bølgeforvrengingen kan da uttrykkes ved hjelp av følgende ligning (Settles og Covert, 2002, s. 338-340):

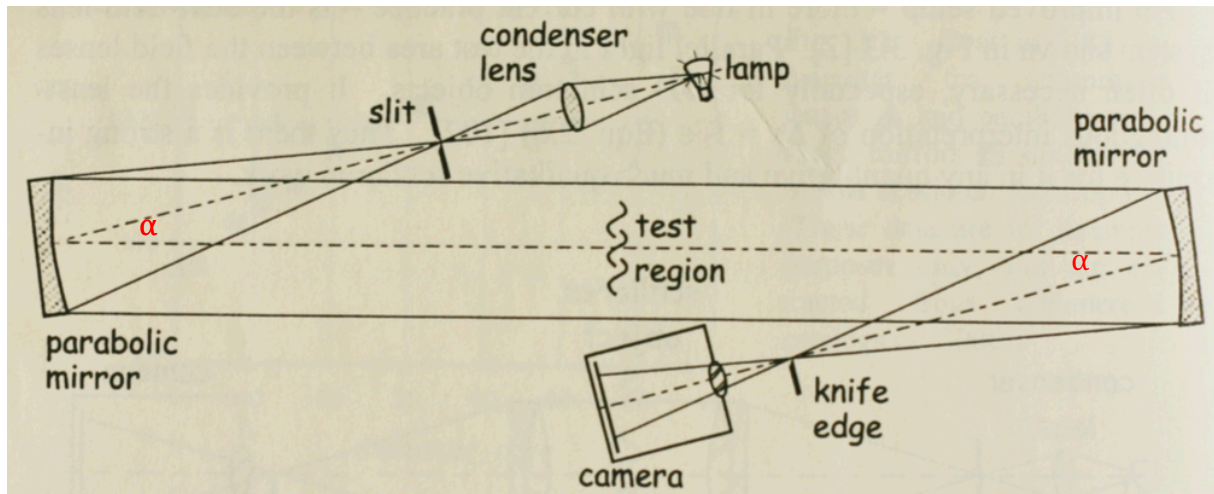
$$\frac{\partial^2 x}{\partial z^2} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} \quad (2.29)$$

Denne relasjonen vil også gjelde for y -aksen og alle andre retninger som er vinkelrett på z -aksen. Den viser hvordan kurven til den refrakterte lysbølgen kan uttrykkes som en funksjon av refraksjonsindeksgradienten (dn/dx eller dn/dy) som den passerer gjennom.

2.6.2 Z-type Schlieren-system

Ulike Schlieren-teknikker har blitt brukt opp gjennom årene (Settles og Hargather, 2017, s. 2). Felles for dem alle er at de benytter presise linser, speil og kameraer til å fange refraktive forstyrrelser i gjennomsiktige medier. Det som skiller dem fra hverandre er plasseringen av disse komponentene, samt om det brukes speil og linser eller kun linser. I nyere tid er bruk av speil blitt mer vanlig ettersom kvaliteten på speilene er blitt så gode at de ikke skaper noen ekstra forstyrrelser på det endelige bildet. Speil medbringer også et større synsfelt i tillegg til å være vesentlig billigere enn linser ettersom ingen indre egenskaper er nødvendig. Ulempen er at det kan være en utfordring å justere speilene i riktig vinkel og høyde, noe som gjør det til en mer tidkrevende prosess enn oppsett som kun benytter linser.

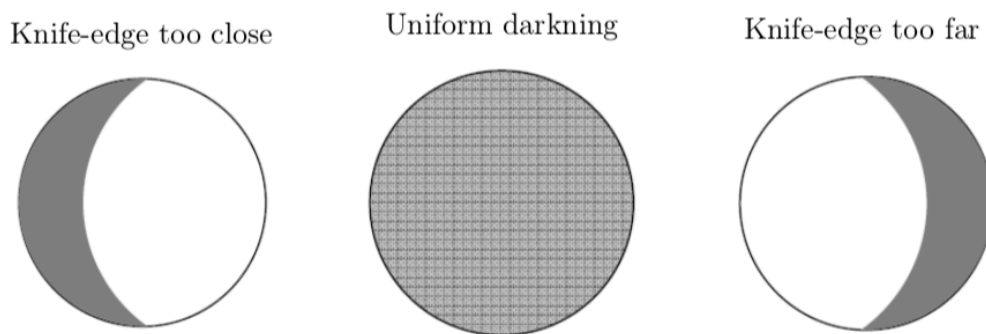
Z-type Schlieren-teknikk er en vanlig metode å bruke. Oppsettet består av to identiske paraboliske speil på hver side av test-området, i tillegg til en lyskilde, knivegg og et kamera. Disse komponentene plasseres i en z-formasjon, derav systemets navn.



Figur 2.6: Standard z-type Schlieren-oppsett (Settles og Covert, 2002, s. 42)

Figur 2.6 viser hvordan lyskilden plasseres med en bestemt vinkel (α) relativt til systemets senterlinje og sender ut lysbølger som samles av en linse og en irismembran før det treffer det første speilet. Herfra sendes lyset parallelt gjennom testområdet til det når speilet på den andre siden. Dette speilet, som er plassert med samme vinkel (α), retter lyset mot knivbladet og kameraet.

Hensikten med knivbladet plassert i det andre speilets fokuspunkt er å blokkere deler av det innkommende lyset. Knivbladet plasseres vanligvis vertikalt, slik at kanten på bladet filtrerer vinkelrette diffrakterte lysbølger, da de fokuseres på kniven og ikke slipper gjennom til kameraet. Knivbladet må være skarpt for å forhindre andre diffraksjonseffekter. Det ikke-blokkerte lyset vil når det når kameraet vise gradienter i lysintensiteten avhengig av den refraktive indeksen. Dermed vil mørkere eller lysere områder på bildet sammenlignet med bakgrunnen indikere felt med høyere tetthetsgradienter. Filtringen gjort av knivbladet er den faktiske prosessen som gjør «Schlieren-effekten» synlig og som produserer skyggene som kan observeres på skjermen. (Degen, 2012, s. 22). Figur 2.6 viser hvordan et korrekt plassert knivblad uniformt formørker et bilde, i motsetning til et knivblad plassert for langt unna eller for nært.



Figur 2.6: Effekten av et knivblad som kutter deler av det innkommende lyset (Dery, 2017, s. 32).

2.6.3 Schlieren-systemets utvikling i nyere tid

I en artikkel fra 2017 tok Gary Settles og Michael Hargather for seg Schlieren-systemets utvikling de siste 15 årene. Etter en lang periode på 1900-tallet hvor lite nytt skjedde, har det siden årtusenskiftet vært en rekke framskritt, mye takket være den digitale revolusjon som har erstattet gamle tungvinte filmmetoder. Moderne høyhastighetskameraer med følsomme sensorer, høy oppløsning og opp mot 20 000 bilder i sekundet, har gjort de gamle analoge kameraene utdaterte. I tillegg kan man med disse nye kameraene stille inn automatiske utløsningssystemer, noe som er veldig nyttig når man skal filme hendelser som sjokkbølger, pistolskudd og eksplosjoner

For å kunne fange opp det man er ute etter å filme i et Schlieren-system, er man ofte avhengig av sterk belysning, særlig i de tilfeller man skal filme store objekter over en kort tidsramme. På andre halvdel av 1900-tallet ble en rekke forskjellige lyskilder som laser, xenonrør og lysbuer brukt. Siden rundt år 2000, har lamper basert på lysdioder (LED) vokst fram som den enerådende lyskilden for Schlieren-bilder. Den største fordelen med LED kontra tradisjonell belysning er dens evne til å pulserer raskt ned til 100 nanosekunder, noe den gjør bedre og billigere enn noe andre lyskilder. Siden kameraet tar opp veldig mange bilder i sekundet, vil lyskilder med treg pulsering resultere i gjentakende svarte bilder, noe som ikke er ønskelig når flammefronten skal detekteres. En ideell lyskilde for Schlieren-oppsett bør ha en smalest mulig synsvinkel og være tilpasset fokuslengden til linsen og speilene. Alternativt bør man velge høyest mulig lysintensitet, ettersom for sterk belysning vanligvis ikke er et problem, men for svak er det (Settles og Hargather, 2017, s. 4).

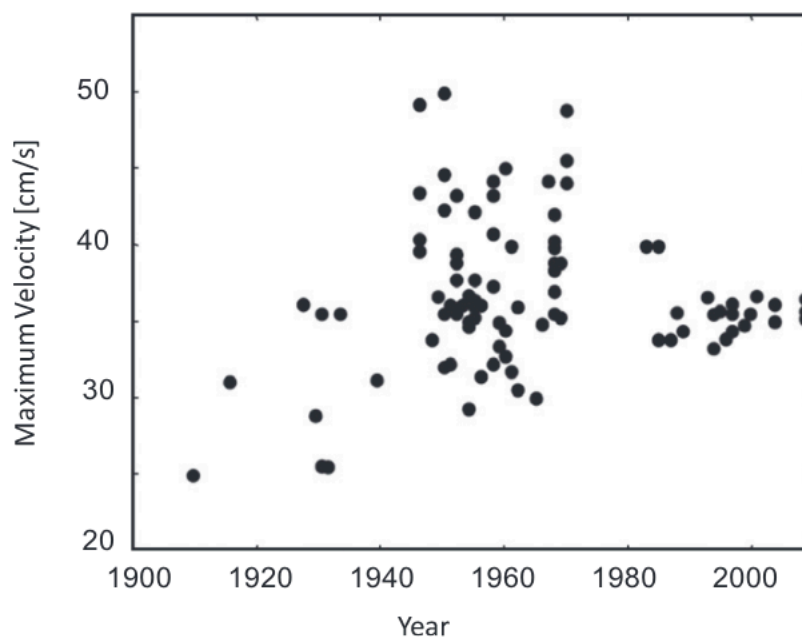
Bildeprosessering til moderne datamaskiner i kombinasjon med ulike programvarer for bildeprosessering som Matlab har åpnet opp for å kunne gjennomføre store kvantitative analyser som tidligere bare har vært mulig i teorien. I dag er de fleste løsningene på et «gjør-det-selv» stadie, men i framtiden kan man forvente at dette erstattes av ferdiglagete programvarer. I årene som kommer ventes det ytterligere utvikling i blant annet databehandling og prosessering, optikk, elektronikk og robotikk som samsvarer med Schlieren-systemene vi har i dag. Et av dagens største problem er de store kostnadene et slikt oppsett medfører, noe

som gjør det utilgjengelig for mange. Framover er derfor kostnadene nødt til å gå ned, slik at flere kan benytte seg av det. I tillegg vil også større minnebuffer og høyere dataoverføringsrater fra bilde til minne gjøre Schlieren-systemer viktigere for laboratoriebruk, så vel som industribruk i tiden som kommer.

2.7 Tidligere arbeid

Helt siden Sir Humphrey Davy forsøkte å måle forbrenningshastighet i en metan-luft blanding på starten av 1800-tallet har både forståelsen, og de eksperimentelle metodene for å finne laminær forbrenningshastighet, utviklet seg. Erkjennelsen av betydningen av flammestrekking representerte et betydelig veiskille, fra hvor man tidligere ofte brukte stabile måleteknikker som «flat bunsen burners» og «counter double flame», til senere tid hvor sfæriske flammemetoder blir ansett som mest pålitelig. Utviklingen kan man tydelig se i *figur 2.7*, som viser maksimale laminære flammehastigheter for metan/luft blanding rapportert opp gjennom årene ved hjelp av en rekke forskjellige metoder. Usikkerheten i måledataene har i senere tid gått fra å være på omtrent ± 25 cm/s til ± 2 cm/s (Ranzi mfl., 2012, s. 469).

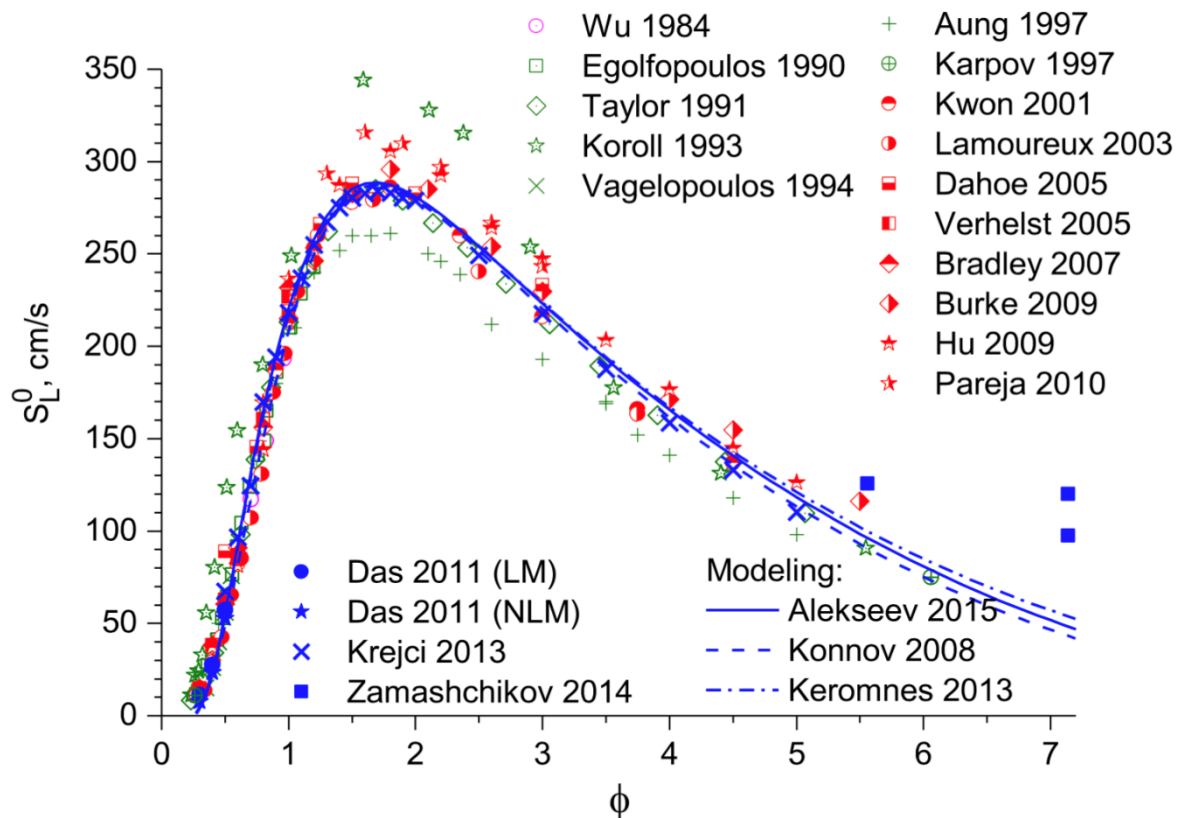
Siden de laminære forbrenningshastighetene i denne rapporten er funnet for sfærisk ekspanderende flammer, vil resultatene samlet inn for sammenligning være av samme fremgangsmetode. Dette gjør det enklere å sammenligne ettersom dataene for tidligere resultater har en mye større variasjon enn de fra nyere tid. Likevel er det verdt å legge merke til at selv om metoden er lik, vil det fortsatt være forskjeller i målte forbrenningshastigheter, noe som indiker at det enda finnes usikkerheter i fremgangsmetoden (nevnt i kapittel 2.4).



Figur 2.7: Historiske målinger av maksimale flammehastigheter for metan/luft blandinger ved standard betingelser (Ranzi mfl., 2012, s. 469).

2.7.1 Laminære forbrenningshastigheter for hydrogen-luft

I en omfattende studie av Konnov mfl. (2018), ble laminære forbrenningshastigheter for en rekke ulike brenselblandinger med luft undersøkt, deriblant hydrogen. Verdiene i *figur 2.8* viser en oversikt over resultatet for blandinger av hydrogen og luft ved standard betingelser, det vil si atmosfærisk trykk og temperatur på 298 K. De laminære forbrenningshastighetene er plottet som funksjon av ekvivalensforhold og kun resultater hvor flammestrekkeffektene er tatt hensyn til er inkludert. Verdt å merke er at det her vises hastigheter helt opp til et ekvivalensforhold på 7. I denne rapporten ble øvre grense valgt til $\phi = 2.0$, da dette ble vurdert til å være tilstrekkelig for å representere den overordnede trenden til kurven. Punktene i figuren er fargekodet etter når de respektive resultatene ble publisert. Verdier før 1990 i lilla, 1990-2000 i grønt, 2000-2010 i rødt og etter 2010 i blått. Det er også vist estimater for tre nylige kinetiske modeller, markert ved linjer i kurven.



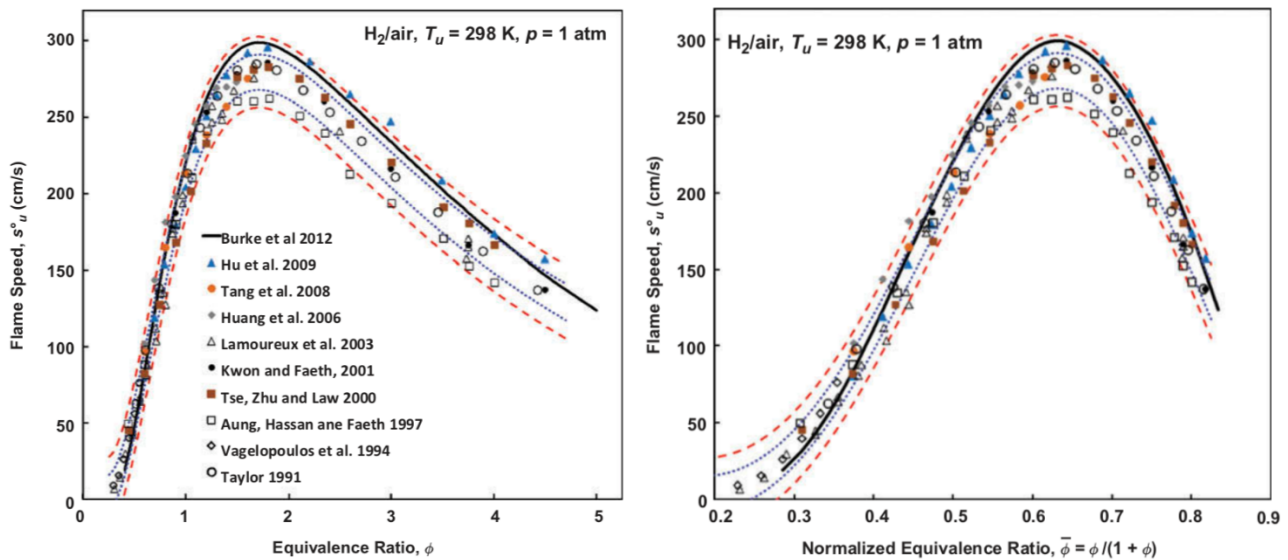
Figur 2.8: Sammenligning av laminære forbrenningshastigheter til en blanding av hydrogen luft fra en rekke studier gjennomført med ulike teknikker (Konnov mfl., 2018, s. 216).

Figur 2.8 viser tydelig hvordan spredningen i resultatene er større for rike blandinger enn for magre, og aller størst rundt toppunktet $\phi \approx 1.8$. C. K. Law (2015, s. 28) undersøkte hvorfor dette var tilfellet. Med mange av de samme dataene som Konnov som bakgrunn, ble det konkludert med at forskjellen mellom magre og rike blandingers spredning primært skyldes måten dataene ble presentert på, heller enn en forskjell mellom blandingenes karakteristikk. Det tradisjonelle plottet med laminær forbrenningshastighet som funksjon av ekvivalensforhold ($S_u(\phi)$) blir ikke sett på som en passende måte å representere den fysiske påvirkningen til

hverken relative brensel/luft konsentrasjoner, eller sensitiviteten av flammeresponsen til brensel/luft støkiometri. Det presiseres at definisjonen av ϕ er ujevnt fordelt, hvor den begrenses av et uendelig stort spennvidde mellom (0,1) for magre blandinger, og et semi-uendelig stort spennvidde mellom (1, ∞) for rike blandinger. Videre foreslås det at et mer rasjonelt mål på magre og rike blandingers påvirkningsgrad vises bedre ved et normalisert ekvivalensforhold, definert ved følgende ligning:

$$\bar{\phi} = \frac{\phi}{1 + \phi} \quad (2.30)$$

Ved å bruke ligning 2.30, vil ($\bar{\phi}$) være innenfor det samme spredningsintervallet, (0, 0.5) og (0.5, 1), for henholdsvis mager og rik blanding. *Figur 2.9* viser tydelig hvordan spredningen av data på mager og rik side er omtrent lik når den laminære forbrenningshastigheten plottes som funksjon av det normaliserte ekvivalensforholdet.

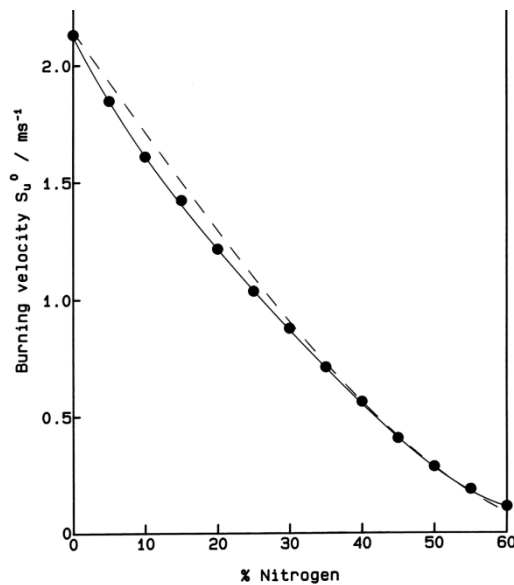


Figur 2.9: Eksperimentelt bestemte laminære forbrenningshastigheter for blandinger av hydrogen og luft som funksjon av ekvivalensforhold (til venstre) og normalisert ekvivalensforhold (til høyre) (Law mfl., 2015, s. 29-30).

Selv om dette tydelig viser fordelene med å bruke et normalisert ekvivalensforhold, hvor forskjellene mellom målte litteraturverdier i større grad skyldes forskjellige metoder brukt og tilknyttede måleusikkerheter, vil det i denne rapporten i stor grad benyttes et ikke normalisert ekvivalensforhold. Dette fordi det gir direkte kvantitativ informasjon om de faktiske blandingsforholdene som er lettere å tolke for leseren. Det er derimot verdt å ha dette i bakhodet når resultater skal sammenlignes.

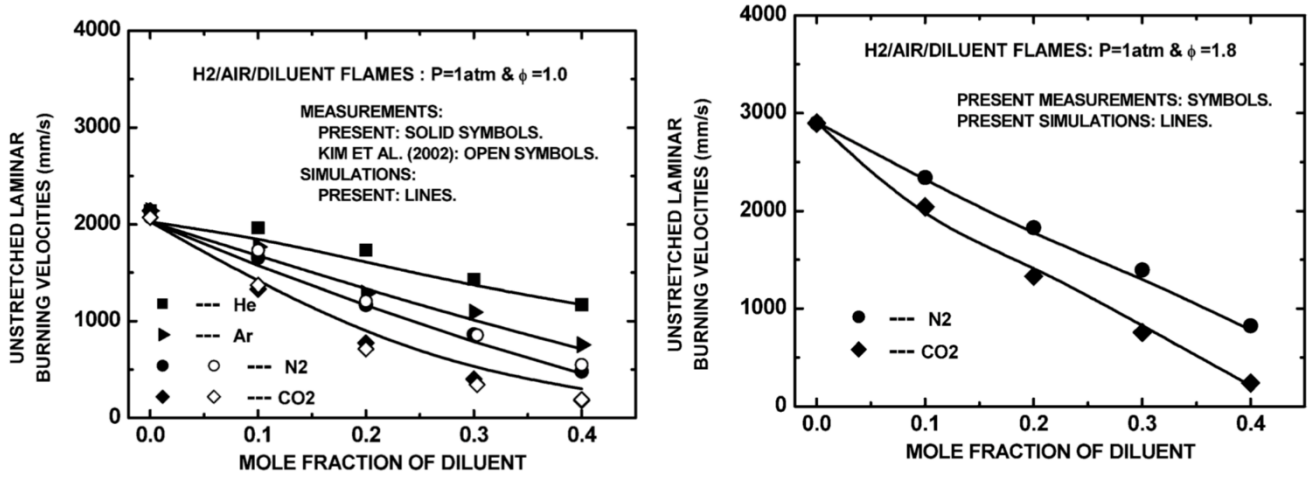
2.7.2 Laminære forbrenningshastigheter for H₂-N₂-luft og H₂-CO₂-luft

En rekke publiserte data for hydrogen-luft blandinger var mulig å finne i litteraturen. Det var derimot vesentlig vanskeligere å finne representative resultater for hydrogenblandinger tilsatt henholdsvis nitrogen og karbondioksid. Tidlig på 1990-tallet undersøkte Taylor (1991) forbrenningshastigheter og påvirkning av flammestrekking ved hjelp av sfærisk ekspanderende flammer for en rekke brensler. Som et sidesprang i forbindelse med hydrogen ble det også sett på hvordan tilførsel av nitrogen til en støkiometrisk blanding påvirket forbrenningshastigheten. Resultatet er vist i *figur 2.10*, og viser en klar synkende S_u som funksjon av økende mengde nitrogen.



Figur 2.10: Laminær forbrenningshastighet som funksjon av volumprosent nitrogen for en støkiometrisk blanding. Den heltrukne linjen viser en tilpasset polynomkurve til punktene, mens den stiplede linjen viser en polynomisk kurve tilpasset gjennom planare modelleringsresultater (Taylor, 1991, s. 141)

Qiao mfl. (2005) undersøkte undertrykkingsseffektene til en rekke gasser, deriblant nitrogen og karbondioksids effekt på den laminære forbrenningshastigheten til en blanding av hydrogen og luft. Både støkiometrisk og rik ($\phi = 1.8$) brenselblanding ble undersøkt ved standard betingelser. Varierende mengde N_2 og CO_2 ble introdusert (0-40 volumprosent) til brenselblandingen, i den hensikt å undersøke i hvor stor grad dette ville senke den laminære forbrenningshastigheten. Resultatene fra forsøkene er vist i *figur 2.11*.



Figur 2.11: Laminær forbrenningshastighet som funksjon av molfraksjon N_2 og CO_2 . Støkiometrisk blanding er vist til venstre og rik blanding til høyre (Qiao mfl., 2005, s. 89)

3 Eksperimentelt oppsett og gjennomføring

Dette kapitlet beskriver utstyr og oppsett brukt i det eksperimentelle arbeidet i denne oppgaven. Forenklet kan man si at oppsettet består av tre hovedsystemer; et eksplosjonskammer med tilhørende innganger og utstyr, et Schlieren-system med høyhastighetskamera og system for datainnsamling. Kapitlet beskriver også hvordan eksperimentene ble gjennomført, inkludert en del innledende tester for å optimalisere systemet.

3.1 Eksplosjonskammer

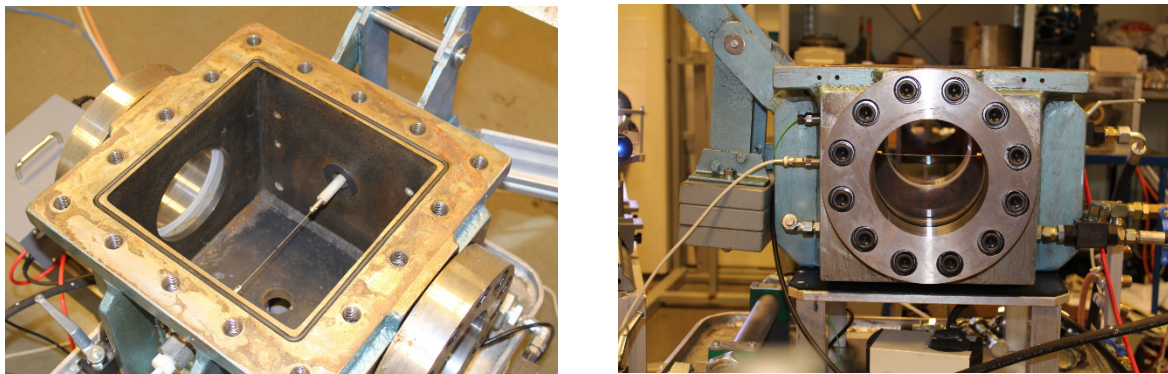
Eksplosjonskammeret benyttet i denne avhandlingen var et kammer brukt av tidligere masterstudenter Halland (2015) og Dery (2017) og bygget av Skjold (2003). Foruten enkelte modifikasjoner var oppsettet identisk til sistnevnte oppgave. *Figur 3.1* viser en oversikt over alle komponenter brukt i forbindelse med eksplosjonskammeret. Videre vil hver komponent bli beskrevet nærmere.



Figur 3.1: Hovedkomponenter til eksplosjonskammer: (1) gnistgenerator, (2) eksplosjonskammer, (3) eksoslinje, (4) gassmiksing- og fyllesystem, (5) luftinntak for rensing/spyling av kammer, (6) vakuumpumpe, (7) Trykkmåler for høytrykkreservoar (8) Trykkmåler for vakuum, (9) ladningsforsterker, (10) slange fra luftreservoar (Halland, 2015, s. 73).

3.1.1 Kammerform og størrelse

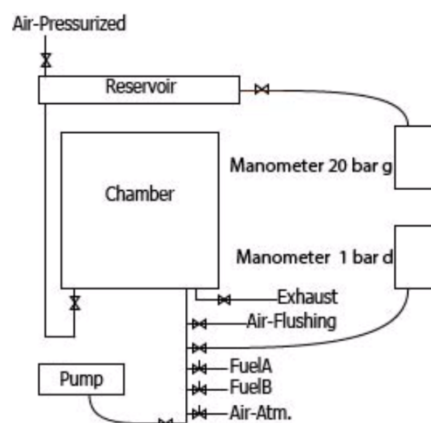
Ekspløsjonskammerets er tilnærmet kubeformet med dimensjoner på 27,3 cm x 27,3 cm x 26,7 cm og et totalt volum tidligere målt til 20 235 cm³. Den opprinnelige begrunnelsen for å lage et kubisk kammer var å gjøre det enklere å tilpasse kammergeometrien til CFD-koder basert på kartesiske koordinatsystemer (Skjold, 2003, s. 13) For å kunne ha visuell tilgang til ekspløsjonskammeret, ble to sirkulære vinduer senere montert på hver side av kammeret. Vinduene var av sammensmeltede kvartsglass av høy kvalitet med en tykkelse på 51 mm og diameter 144 mm. Uregelmessigheter eller andre små forstyrrelser på glasset i form av riper, bulker eller fragmenter vil kunne forårsake små avbøyninger i lyset som fanges av kameraet på den andre siden og påvirke kvaliteten på Schlieren-bildene. Det var derfor viktig at glassene var av god kvalitet for å hindre dette i å være en påvirkende faktor.



Figur 3.2: Ekspløsjonskammer.

3.1.2 Gassfylling og blanding

Gassfylling- og blandingsystem tok opp tre innganger, som alle leder inn til ekspløsjonskammeret. *Figur 3.3* viser en forenklet versjon av system for gassfylling og blanding med tilhørende innganger.



Figur 3.3: System for gassblanding og fylling (Halland, 2015, s. 33).

Første inngang var koblet til et 0.6 L trykkreservoar som kunne trykksettes med luft fra en 50 L flaske. Ved å injisere komprimert luft ble gass og luft i kammeret effektivt blandet. Dersom gassen og luften skulle blandes kun ved hjelp av naturlig diffusjon måtte man ha ventet lenge mellom hvert skudd, noe det ikke var tid til. For å kontrollere trykket som slippes inn, var dette reservoaret sammenkoblet til en håndholdt Druck DPI 705 IS (med måleområde 0-20 bar).

Den andre inngangen hadde flere formål. Den evakuerte kammeret til ønsket undertrykk ved hjelp av en N86 KTP Laboport vakuumpumpe. Den ble brukt til gassmiksing og fylling hvor to av ventilene var koblet til gassreservoarer på tanker (hydrogen og nitrogen/karbondioksid), og én ventil ledet til fri luft for å kunne utligne trykket i kammeret til omgivelsestrykk. Inngangen ble også brukt til å måle trykk inne i kammeret ved hjelp av en Druck DPI 705 trykkmåler (med måleområde -1 bar til 1 bar) og til å spyle kammeret etter endt forsøk.

Tredje inngang var dedikert til en eksosledning. Denne ble brukt til å slippe ut forbrenningsproduktene når kammeret ble spylt. Enden på eksosledningen var på utsiden av bygget.

Måten en ønsket gassblanding ble forberedt på forklares i detalj i *Vedlegg A*. Hovedprinsippet for blanding av gass ble basert på ideelle gassers oppførsel hvor det totale trykket i en gassblanding kan relateres til antall mol gass i blandingen (ligning 2.5). Vakuumpumpen kunne da brukes til å få et ønsket undertrykk i kammeret før ventilene som ledet til gasstankene ble åpnet. Trykket i kammeret ville da stige tilsvarende den prosentmengden gass som var ønsket.

3.1.3 Antenningsystem

For å antenne gassblandingen ble en elektrisk gnist generert mellom to horisontale elektroder midt i kammeret. Elektrodene var koblet til en gnistgenerator..

Energien som frigjøres i en elektrisk utledning avhenger av den elektriske kretsen og gnistgapet. I dette forsøket ble det brukt 2 mm tykke wolfram elektroder. Gnistgapet ble justert til ca. 2 mm, da dette ble antatt å gi de mest uniforme flammeforplantningene. Energien som frigjøres i en kapasitiv gnistutladning estimeres fra følgende ligning:

$$E = \frac{1}{2}CU^2 \quad (3.1)$$

Her tilsvarer C kapasitansen og U spenningen. Kondensatoren som ble brukt i denne oppgaven hadde en kapasitans og spenning på henholdsvis 0,2 μF og 362 V, noe som tilsier en estimert energiutløsning på 13,1 mJ. Som følger av blant annet resistans i kretsen og strålingstap, vil den faktiske gnistenergien mellom elektrodene tilsvare mellom 60-90 % av energien lagret i kondensatoren ($1/2CU^2$) (Randeberg mfl., 2006, s.271).

Tabell 2.3 indikerer at minste tennenergi for hydrogen er ca. 0,02 mJ. Antas det at gnistenergien tilsvarer 60% av energien lagret i kondensatoren er gnistenergien fortsatt vesentlig høyere enn

det som behøves for å antenne en hydrogenblanding. Tennenergien for rike og magre hydrogenluft blandinger, og blandinger som inneholder betydelige mengder nitrogen eller karbondioksid, vil i midlertidig være vesentlig høyere. Den høye antennelsesenergien kan derfor i større grad forsvares.

3.1.4 Trykksensor og ladningsforsterker

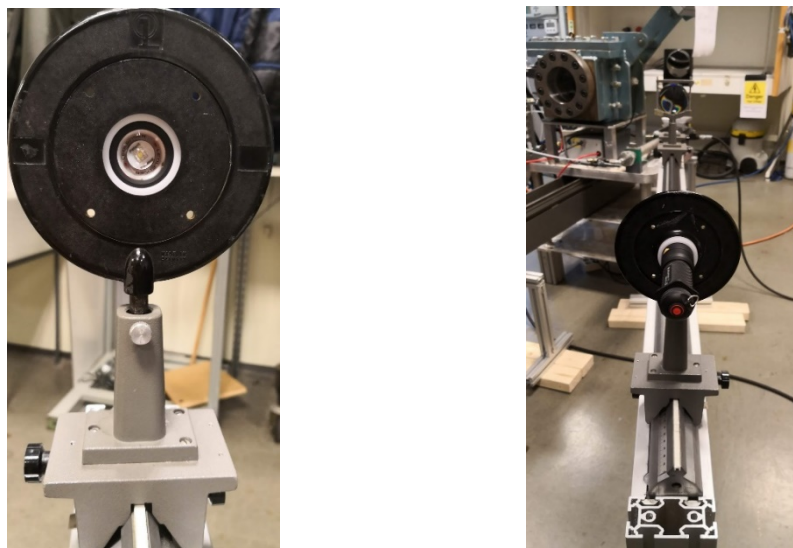
Trykkøkningen i kammeret ble målt med en Kistler Model 7031 trykksensor festet direkte inn i siden på eksplosjonskammeret. Dette ble gjort ved hjelp av en Kistler 7501 monteringsadapter, som forseglet åpningen slik at den elektriske isolasjonen ikke ble forstyrret. Sensoren hadde et måleområde på opp til 250 bar i tillegg til å kunne tåle temperaturer opp mot 200 °C. Det målte trykket ble oversatt av sensoren til en elektrisk ladning (fra bar til pC) og sendt videre til en Kistler 5015A (1 kanal) ladningsforsterker via en BNC signalkabel.

3.2 Schlieren-oppsett

Prinsippene bak Schlieren-oppsettet er tidligere beskrevet i kapittel 2.6. Følgende delkapittel beskriver de optiske komponentene som ble brukt i forsøkene.

3.2.1 Lyskilde

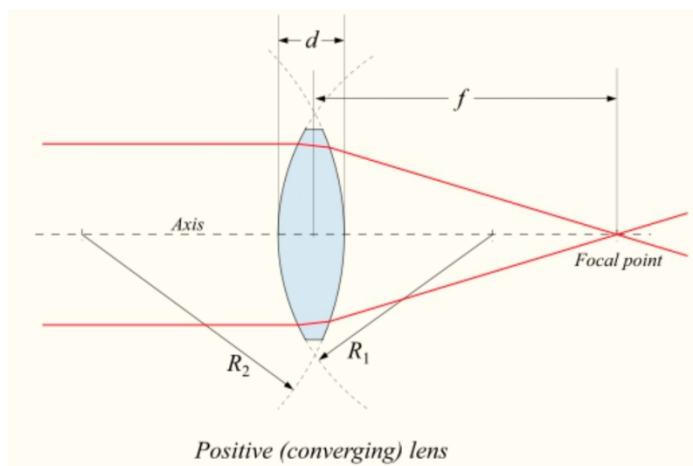
Ettersom kameraet som tar opp eksplosjonsutviklingen filmer med høy bildefrekvens, ble det oppdaget et problem med at flere av lyskildene forsøkt brukt pulserte. Dette førte til gjentakende blinking på opptakene. Flere lyskilder ble undersøkt, og til slutt falt valget på en 5 W LED Lenser TT lommelykt med lysstyrke på 280 lumen. Denne hadde også utfordringer med blinking, men først to minutter etter at den var blitt skrudd på. Som en del av rutinene for gjennomføring av et forsøk, ble det derfor innført en regel om at lommelykten skulle skrues på rett før selve eksplosjonen fant sted, slik at dette problemet ble unngått.



Figur 3.4: Lyskilde for Schlieren-oppsettet.

3.2.2 Linser og irismembran

Lysbølgene fra LED-lampen ble fokusert ved hjelp av en samlelinse med diameter 90 mm . Figur 3.5 viser hvordan de konvekse lensene brukt i et Schlieren-systemet fokuserer det innkommende lyset i et punkt, fokuspunktet. Fokuspunktet defineres av lensens krumning og den refraktive indeksen til materialet den er laget av. Fokuslengden (f) til linsen brukt i denne oppgaven ble funnet til å være 150 mm . I linsens fokuspunkt ble det plassert en irismembran. Hensikten var at den skulle fungere som en punktluskilde for det første speilet. Med en justerbar åpning gjorde den også at det kunne kontrolleres hvor mye lys som ble sluppet gjennom.

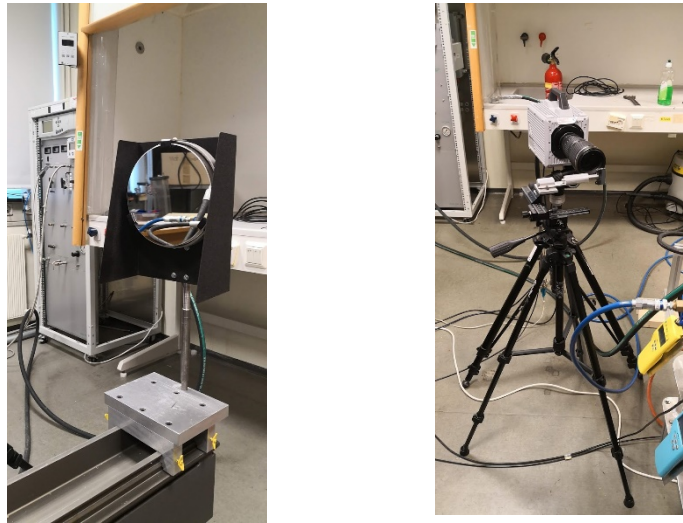


Figur 3.5: Konveks linse (Degen, 2012, s. 10).

3.2.3 Speil og knivblad

To sfæriske speil ble brukt, hver med diameter 150 mm og fokuslengde på 1500 mm . Begge var montert på justerbare metallstenger festet på en solid metallsøyle som markerte senterlinjen på z-oppsettet. Metallstengene hadde inngraverte linjer for lettere å kunne regulere speilene i lik høyde. Festet på metallsøylen var også justerbart slik at avstanden mellom de to speilene kunne varieres.

Som nevnt i kapittel 2.6 spiller posisjoneringen av knivbladet en viktig rolle for kvaliteten på Schlieren-bildene tatt opp. Festet på et kamerastativ med påmontert justeringsskinne, ble knivbladet plassert i fokuspunktet til det andre speilet slik at Schlieren-bildet tatt opp ble uniformt formørket og tetthetsforskjellene i gassblandningene inne i kammeret ble synlig.



Figur 3.7: Speil og knivblad brukt i Schlieren-oppsett.

3.2.4 Høyhastighetskamera

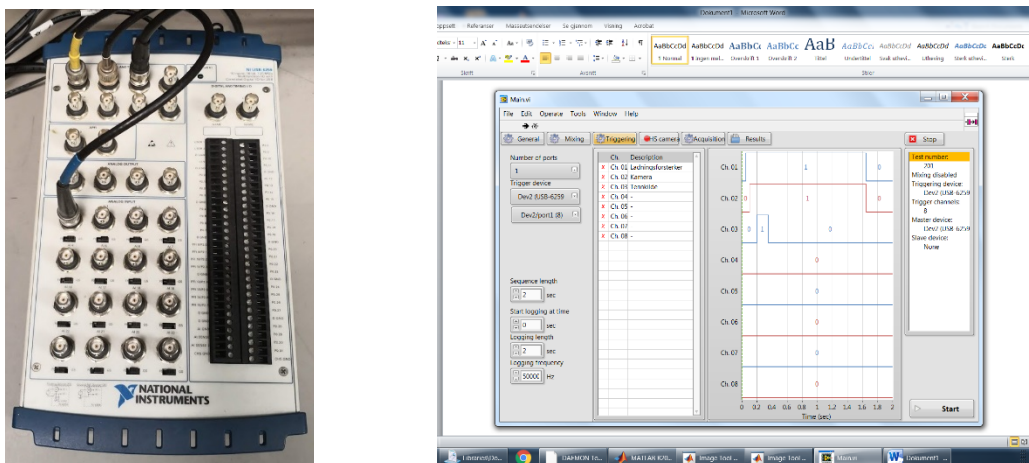
Kameraet som brukt til å filme flammeforplantingen i eksplosjonskammeret var av typen Photron Fastcam SA4 RV. Den kunne produsere 3600 bilder i sekundet (*fps*) med 1024×1024 pikseloppløsning og en maksimal bildefrekvens på 500 000 *fps* (men da med mye lavere oppløsning). Den medfølgende programvaren Photron Fastcam Viewer (PFV) ble brukt til å kontrollere kameraet, hvor foretrukket bildefrekvens, oppløsning og lukketid ble bestemt. For eksperimentene utført i denne oppgaven ble det brukt en bildefrekvens på 13500 og oppløsning på 512×512 piksler, noe som fungerte som et kompromiss mellom oppløsning og bildefrekvens.

Bildene som dannes bak knivbladet i et Schlieren-oppsett blir ganske små, noe som gjør det vanskelig å få øye på små detaljer. Det ble derfor festen en Nikon zoom linse på kameraet. Denne hadde en varierende fokuslengde mellom 70 mm og 200 mm, noe som gjorde at størrelsen på bildet kunne kontrolleres til det som ble ansett som det optimale. Dette var essensielt for å kunne oppdage små detaljer som ustabiliteter i flammeforplantingen etter tenning.

3.3 Datainnsamling

Når et eksperiment skal gjennomføres må en serie med utløsere aktiveres. Kameraet må slås på, laddingsforsterkeren må aktiveres og gnistgeneratoren settes i gang. For å slippe å gjøre dette manuelt, ble en triggesekvens laget. Dette gjorde at kameraet, laddingsforsterkeren og gnistgeneratoren kunne trigges ved et gitt tidspunkt og i en forhåndsbestemt rekkefølge. Bare et eneste klikk på datamaskinen var nødvendig for å sette sekvensen i gang. Dette gjorde gjennomføringen av hvert skudd vesentlig enklere, i tillegg til at man unngikk å sitte igjen med alt for lange opptak av eksplosjonen, hvor mye tid ville gått bort til å lete seg fram til gnistinitieringen.

Datainnsamlingsenheten som ble brukt var en NI USB-6259 fra National Instruments og var koblet til de aktuelle systemene ved hjelp av BNC signalkabler. For å kunne styre innsamlingsenheten, var en korresponderende programvare nødvendig. Et program kalt *sotralogger.vi* utviklet i LabView av Gexcon As ble brukt i den hensikt å styre rekkefølgen på triggeringen, hvor lenge hvert instrument skulle være aktiv, samt logge trykkmålingene registrert av ladningsforsterkeren.



Figur 3.7: Datainnsamlingsenhet og skjermbilde fra plotteprogram.

3.4 Fremgangsmåte på laboratoriet

Når man arbeider med brennbare gasser er det viktig å følge bestemte prosedyrer for å unngå uønskede hendelser. Når de samme øvelsene gjennomføres gang etter gang er det lett for å gjøre feil. Dette avsnittet beskriver derfor den generelle fremgangsmåten som ble fulgt i arbeidet på laboratoriet ved oppstart og nedstenging, samt under hvert forsøk gjennomført.

3.4.1 Sjekkliste ved oppstart

Før en dag med eksperimenter skulle gjennomføres var det første som ble gjort å sjekke om noe hadde forandret seg fra gangen før. Schlieren-systemet ble først undersøkt i tilfelle det skjøre oppsettet var ute av posisjon. For å sikre dette ble det gjort til en rutine å analysere et bilde med Matlab for å undersøke pixel-til-centimeter forholdet og dimensjonene på bildet. Videre ble ventiler på gass- og luftflasker åpnet og eksosledning trukket ut vinduet.

3.4.2 Sjekkliste under forsøk

1. Klargjør hvilke eksperiment som skal gjennomføres.
2. Sørg for at alle ventiler er stengt.
3. Åpne ventil til vakuumpumpe og kammer i tillegg til ventil til trykkmåler.
4. Start vakuumpumpe og evakuer eksplosjonskammeret til ønsket undertrykk.
5. Mens vakuumpumpen går, åpne ventil mellom luftflaske og luft-reservoar og steng ventil når trykket har stabilisert seg.
6. Steng ventil til vakuumpumpe og skru av vakuumpumpe når ønsket undertrykk i kammeret er nådd. La trykket stabilisere seg og juster trykk med atmosfæreluft om nødvendig.
7. Tilsett brensel ved å åpne ventilen som leder til den aktuelle gassen. Følg med mens trykket i kammeret stiger til trykknivået som samsvarer med den prosentandelen gass som skal tilsettes.
8. La så trykket stabilisere seg før ventilen til luft-reservoaret åpnes i tre sekunder før den stenges igjen. Dette for å blande gassen i kammeret med luft. Trykket vil da stige opp mot atmosfæretrykk. Utlign trykket mellom kammer og omgivelser om nødvendig.
9. Steng alle ventiler slik at kammeret er fullstendig isolert.
10. I PVF programvaren, sørg for at kamerainnstillingene er satt på «trigger in».
11. Tenn lyskilden og skru på gnistgenerator.
12. I sotralogger.vi, trykk start.
13. Åpne eksosventil, skru av gnistgenerator og spyl kammeret i minst 5 minutter umiddelbart etter hver test.
14. Mens spyling pågår, lagre trykkdata og video, og gjør klar for nytt eksperiment.

3.4.3 Sjekkliste ved nedstenging

Før en dag med eksperimenter kunne avsluttes var det viktig å huske på å skru igjen ventiler på gass- og luftflasker for å forhindre uheldige lekkasjer. Videre ble alle instrumenter som trykkmålere, kamera, ladningsforsterker, loggekort og datamaskin skrudd av. For å minimere sjansene for kortslutninger ble også alle stikkontakter revet ut, i tillegg til at alle vinduer ble lukket igjen slik at temperaturen i rommet holdt seg mest mulig stabil.

3.5 Innledende tester

3.5.1 Innledende forsøk med metan

Hydrogen er en svært reaktiv og lett antennelig gass som kan generere store trykk ved antennelse. Dens lave tetthet gjør at den også lett kan lekke ut og danne en eksplosiv atmosfære. Det ble derfor bestemt at de innledende testene skulle gjennomføres med metangass. Metan er en mye «snillere» gass enn hydrogen. Med et vesentlig mindre brennbarhetsområde, er den desto vanskeligere å antenne. Dersom noe skulle gå galt, vil ikke like store konsekvenser medfølge. Etter hvert som en sikker og forsvarlig framgangsmåte på labben ble utviklet, ble metangassen etterhvert byttet ut med det som egentlig skulle undersøkes. Resultatene fra metangassforsøkene er ikke tatt med i denne rapporten.

3.5.2 Lekkasje i eksplosjonsriggen

Ettersom gassene ble blandet basert på målinger av partialtrykk, var prosessen avhengig av at kammeret ble evakuert til et ønsket undertrykk. Det ble i midlertidig oppdaget at det ikke var mulig å stabilisere undertrykket, noe som antydte at kammeret ikke var helt tett. Dette vil i sin tur være med på å påvirke hvor mye gass som egentlig fylles i kammeret. For å undersøke hvor mye dette hadde å si, ble det bestemt å teste hvor raskt trykket steg i løpet av tiden det typisk tok å fylle kammeret med ønsket gassmengde. På den måten kunne det etableres en kvalifisert gjetning på hvor mye av den fylte gassen som egentlig var et resultat av lekkasje i kammeret. Måten det ble gjort på var ved å ta tiden på hvor raskt trykket sank ved ulike undertrykk. Det viste seg at jo høyere undertrykk man hadde, jo raskere steg trykket. Ved et undertrykk på -0.84 bar steg trykket 0.0009 bar per minutt. Ved undertrykk på -0.8 , -0.7 og -0.5 bar steg trykket med 0.0006 bar per minutt, mens den ved -0.4 og -0.2 bar steg med henholdsvis 0.0004 og 0.0002 bar per minutt. Tiden det tok å injisere brensel varierte mellom 2 og 5 minutter. I mesteparten av denne tiden befant man seg i området mellom -0.4 og -0.2 bar ettersom det var i dette området man stoppet å fylle på med brensel og måtte finjustere til korrekte verdier. Antas det en lekkasjerate på 0.0004 bar per minutt, vil trykkendringen i det aktuelle intervallet være neglisjerbar i forhold til innvirkningen dette vil ha på blandingsforholdet og den endelige forbrenningshastigheten som regnes ut. Det ble derfor bestemt å se bort i fra dette, slik at videre utregninger kunne gjennomføres uten for store komplikasjoner.

3.5.3 Gnistgap og elektroder

Det er viktig at gnistutladningen frigjør nok energi til å antenne gassen, men samtidig må ikke gnisten påvirke den initielle flammeforplantningen. For en mest mulig uniform flammeforplantning er det viktig at elektrodene står rett ovenfor hverandre. Dette sammen med avstanden ble justert til før kammeret ble forseglet.

3.5.4 Optimalisering av Schlieren-systemet

For at videoopptakene av flammefrontekspansjonen skal bli en korrekt gjengivelse av virkeligheten må bildet av vinduet som kameraet fanger opp være rundt. En måte som sørget

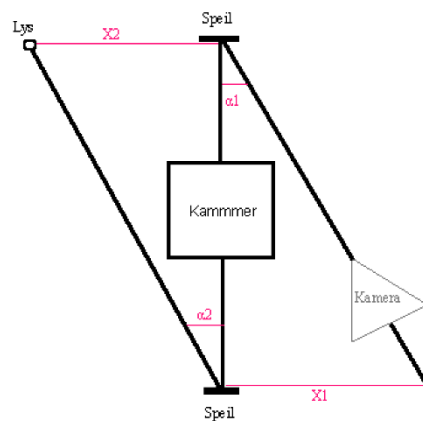
for at speil, linser og eksplosjonskammer stod i korrekt høyde og vinkel i forhold til hverandre, måtte derfor utvikles.

Høyden på kammeret og de optiske komponentene ble bestemt ved hjelp av en Cotech Cross-line Laser Level 9311. Denne ble plassert i en høyde slik at den vannrette laserlinjen markerte eksplosjonskammerets sentrum. Alle de andre komponentene ble så plassert med senter ut fra denne linjen.

Vinkelen på z-systemets armer ble målt ut fra generelle trigonometriske regler vist ved *figur 3.8*. Følgende formel kan da brukes for å sørge for at $\alpha_1 = \alpha_2$:

$$\tan(\alpha_1) = \frac{X_1}{L} \rightarrow X_1 = \frac{\tan(\alpha_1)}{L} \quad (3.2)$$

Her tilsvarer L avstanden mellom de to speilene. Dersom de to avstandene X_1 og X_2 blir målt til å være like, vil α_1 og α_2 også være like, ettersom L er konstant og uavhengig av hvor mye de to armene med lys og kamera justeres.

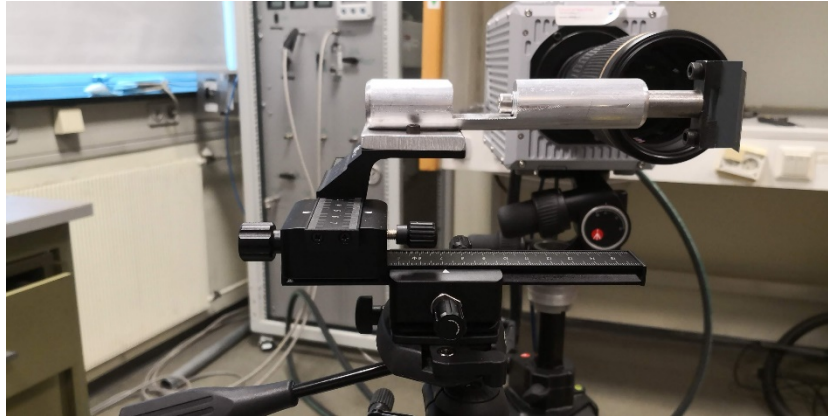


Figur 3.8: Vinkel på speil i forhold til lys og kamera.

Med korrekte vinkler på plass, vil lyset kunne propagere gjennom kammeret i en rett linje slik at man unngår et beskåret og strukket bilde. Til tross for dette var det umulig å få alt lyset gjennom kammeret ettersom speilenes diameter var litt større enn diameteren på kammerets vindu. En del av lyset som ble fokusert fra det første speilet nådde dermed aldri det andre speilet. Dette skapte i realiteten en mindre bakgrunn for flammeforplantningen.

Kanskje den største utfordringen som ble oppdaget under optimaliseringen av Schlierenoppsettet var det å plassere knivbladet korrekt. Ettersom dette i realiteten er det som skaper Schlieren-effekten, var det ekstremt viktig at denne ble plassert riktig. Til å begynne med var knivbladet festet vertikalt på en kamera-tripod, men det ble raskt klart at denne var for vanskelig og tungvint å justere på ettersom hele stativet måtte flyttes for å endre på bladets posisjon. Knivbladet ble derfor i stedet fastmontert på en skinne laget av verkstedet på UiB. Denne skinnen kunne justere kniven fram og tilbake, samt sidelengs, uten å måtte flytte på foten den

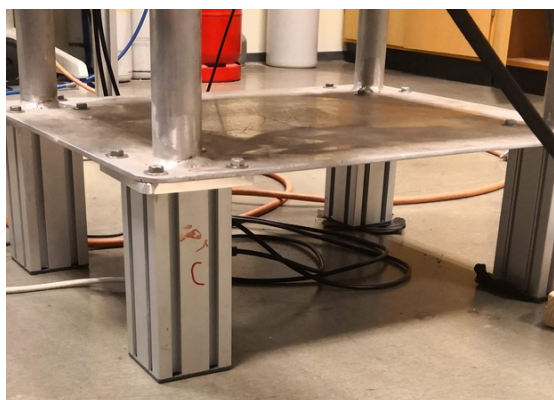
stod på. Dette gjorde at bladet kunne finjusteres både i høyde og avstand i forhold til speil og kamera mye enklere og med større presisjon enn tidligere.



Figur 3.9: Justeringsskinne for knivblad.

For å unngå at det optimaliserte Schlieren-systemet skulle komme ut av posisjon og ødelegge bildet, ble flere små forbedringer innført. En ny sokkel til eksplosjonskammeret ble montert. Tidligere var sokkelen utstyrt med fire hjul. Dette gjorde det enkelt å flytte på riggen, men gjorde den også relativt ustabil. Dersom man var uheldig å komme borti oppsettet kunne hele systemet raskt komme ut av posisjon. Fire fastmonterte bein ble festet, noe som resulterte i et mye stødigere system som stod fast på gulvet uten ustabiliteter.

Det ble også passet på at alle komponentene som måtte aktiveres i løpet av et eksperiment var innenfor rekkevidde på den ene siden av kammeret. Dette gjorde at man unngikk for mye bevegelser rundt oppsettet. Med begrenset plass på laboratoriet, var det fort gjort å komme borti enten skinnen som linsen og lyskilden stod på, eller søylen hvor speilene var plassert.



Figur 3.10: Ny sokkel til eksplosjonsrigg

3.5.5 Testing av trykksensoren

Ettersom den laminære forbrenningshastigheten også skal finnes ved hjelp av trykkmålinger, er man avhengig av å ha trykkmålere som registrerer korrekte trykkverdier. Regelmessige kalibreringer er derfor nødvendig. Fire forskjellige trykksensorer av typen beskrevet i seksjon 3.1.4, gjennomgikk derfor en kvalitetskontroll på Gexcon. Dette ble gjort ved hjelp av en VDO OTA manometer (0-10 bar).

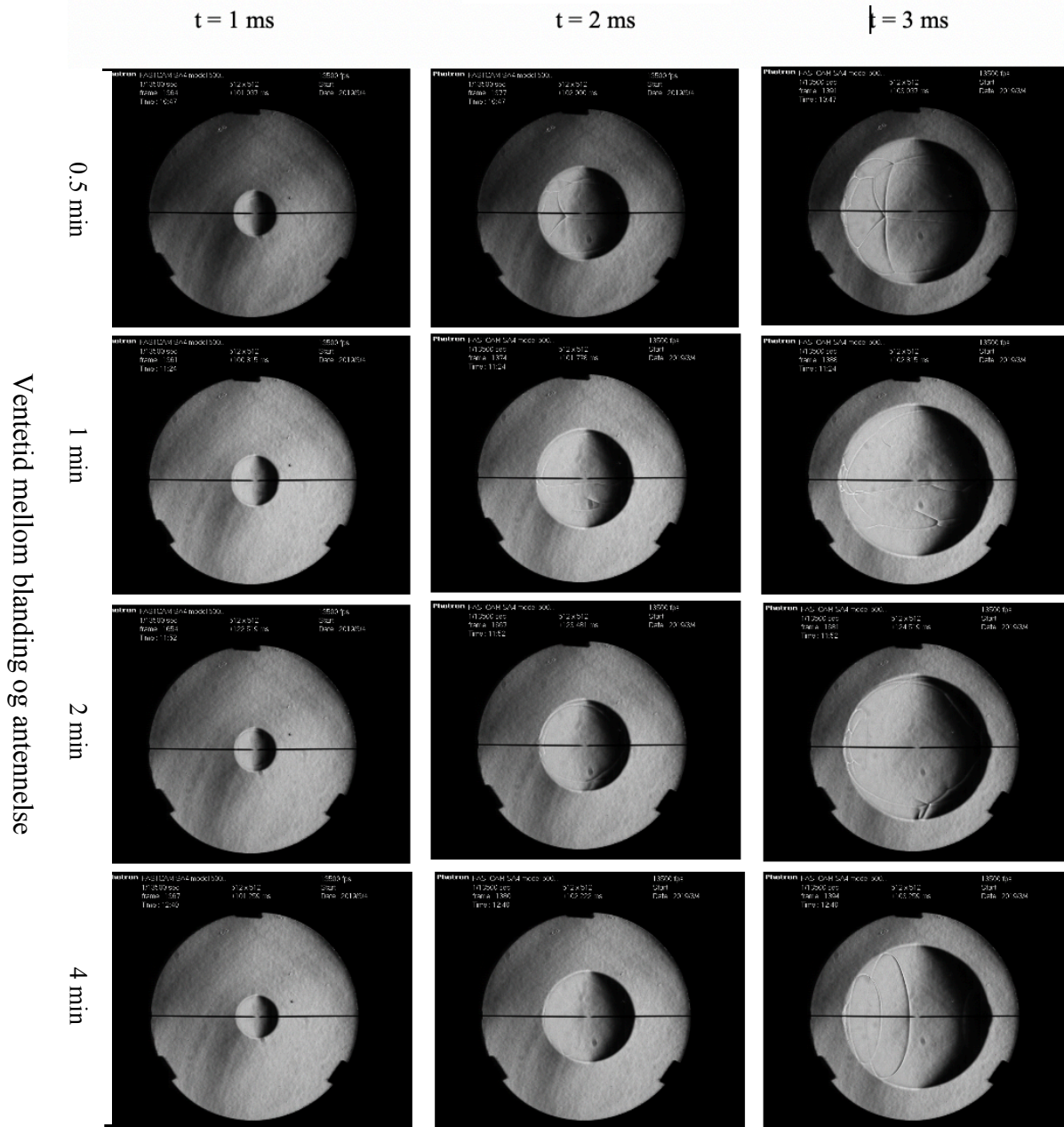
3.5.6 Tidspunkt for antennelse

Når en gass blandes ved hjelp av trykkluft, går det en viss tid fra luften injiseres til turbulensen dør ut. Dette av to grunner. For det første må diffusjon mellom luft og brensel få tid til å utfolde seg, og for det andre må turbulensen som trykkluft introduserer i kammeret spre seg og forsvinne slik at flammen kan propagere under så rolige forhold som mulig.

Med dette som utgangspunkt ble det derfor undersøkt hvor lenge det var nødvendig å vente fra injisering av trykkluft til antennelse av blanding. Testene utført var alle med rent hydrogen med og ekvivalensforhold 1,6. Fire forskjellige tider ble undersøkt; 0.5 *minutt*, 1 *minutt*, 2 *minutter* og 4 *minutter*. For hvert av disse ble tre bilder av flammefrontens ekspansjon studert; 1 *millisekund*, 2 *millisekunder* og 3 *millisekunder* etter tenning. Disse bildene, vist i *figur 3.11*, ble så inspisert for uregelmessigheter i flammeforplantingen. En flamme som ekspanderer ujevn med tydelige forvrengninger, kan indikere en inhomogen, eller urolig, blanding av brensel og luft ved antenning.

Bildene viser at for en ventetid på et halvt minutt, vil delvis forvrengning forekomme, men for ventetid på 1, 2 og 4 minutter er forskjellene minimale. Det ble derfor besluttet at en ventetid på 1.5 minutter var det ideelle, både med tanke på fin flammepropagasjon og effektivitet på laboratoriet.

Tid etter antennelse



Figur 3.11: Bildeserie som viser flammeforplantning ved varierende ventetid mellom blanding og antennelse.

4 Dataanalyse

Dette kapitlet beskriver hvordan bildene og trykkverdiene fra eksperimentene ble undersøkt og gjort om til forbrenningshastigheter ved hjelp av metodene beskrevet i kapittel 2.5. For å illustrere prosessen gjennomført ved hvert forsøk, vil en hydrogen-luft blanding med ekvivalensforhold 1.4 produsere datapunktene brukt i denne seksjonen.

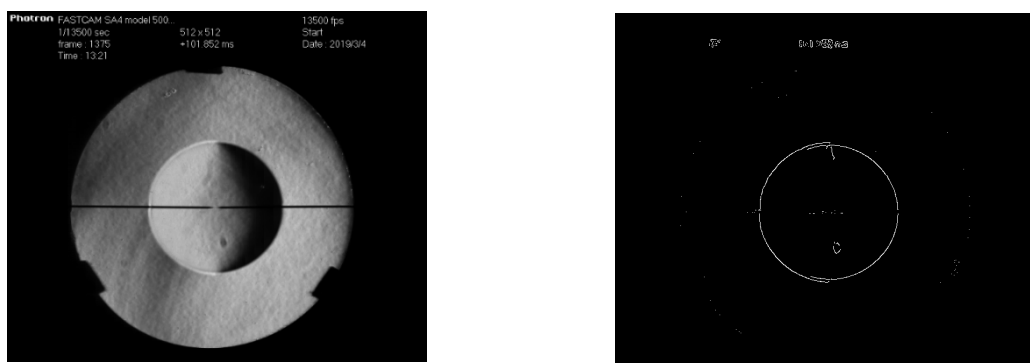
4.1 Laminær forbrenningshastighet fra Schlieren-bilder

4.1.1 Bildeprosessering

Filmen fra forsøkene ble undersøkt og lagret i *.tif* format som en serie bilder i gråtoner. For å unngå å måtte jobbe med for mange bilder av gangen, ble et utvalg bilder fra hver test analysert, fra like før gnistinitiering til flammen nærmet seg utkanten av vinduet. Antallet bilder varierte med hvor raskt flammen ekspanderte, og kunne være alt fra 50 bilder for de mest reaktive hydrogenblandingene til godt over 1000 bilder for de minst reaktive blandingene tilsatt inert gass.

Tiden mellom hvert bilde er kjent (bestemt av bilderaten i kamerainnstillingene), men man er avhengig av å kunne definere flammefronten på en god måte for å finne ut hvor raskt flammen beveger seg. Siden et stort antall bilder skal undersøkes, er det viktig å optimalisere prosessen. En Matlab-kode tidligere utviklet av Pugh (2013, s. 69) i forbindelse med hans arbeid med sfærisk ekspanderende flammer ble derfor benyttet. Med unntak av enkelte modifikasjoner var koden brukt i denne oppgaven identisk til Pugh's. Neste avsnitt beskriver hvordan Matlab-koden fungerer. En mer detaljert beskrivelse kan også finnes i Pugh's arbeid.

Programvaren til Pugh bruker en algoritme til å gjenkjenne flammefronten. Hver pixel undersøkes. Dersom lysintensiteten overstiger en gitt grenseverdi vil en verdi bli tildelt. Alle pixler som representerte en grense blir tildelt en verdi på 1, mens resten blir gitt verdien 0. Dette resulterte i et binært bilde, vist ved *figur 4.1*.



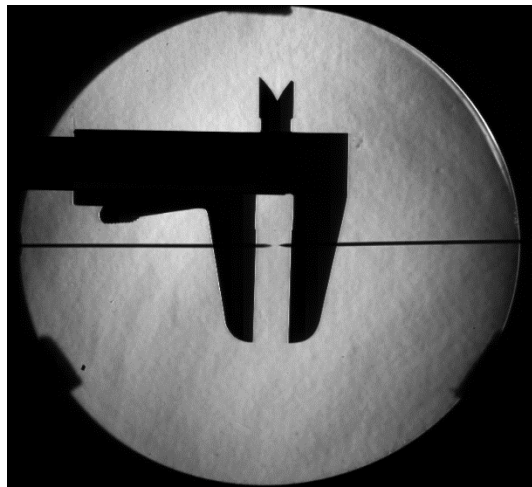
Figur 4.1: Bildet til venstre viser hvordan flammen tas opp av kameraet. Til høyre kan man se flammefronten etter at Matlab-koden har omgjort det til et binært bilde.

Det binære bildet av flammen beskjæres vertikalt for å redusere antall pixler som må analyseres. For hvert bilde blir flammegrensens pixel-posisjon funnet og lagret i et Excel-dokument. Etterhvert som bildene analyseres, blir flammeradiusen større, slik at avstanden mellom grensene øker. Til slutt ender man opp med en serie med økende antall pixler som representerer flammefrontens radius i Excel-dokumentet.



Figur 4.2: Utsnitt av ekspanderende flammefront.

Ettersom diameteren mellom de to grensene er representert i form av antall pixler, var et pixel-til-centimeter forhold nødt til å bestemmes før videre analyse kunne gjennomføres. Måten dette ble gjort på var ved å ta bilde av en kjent avstand ved å holde et skyvelære tett opp mot vinduet på kammeret. Ved hjelp av Matlab-funksjonen «imtool» kunne antall pixler som tilsvarte avstanden i virkeligheten ekstraheres. Et eksempel vist i *figur 4.3* viser et skyvelære med åpning 1 cm. Dette ga et pixel-til centimeter forhold på 35 *pixler/cm*. For å gjøre prosessen enklere ble pixel-til-centimeter forholdet implementert i Matlab-koden, slik at verdien som ble skrevet ut til Excel var den faktiske flammeradiusen.

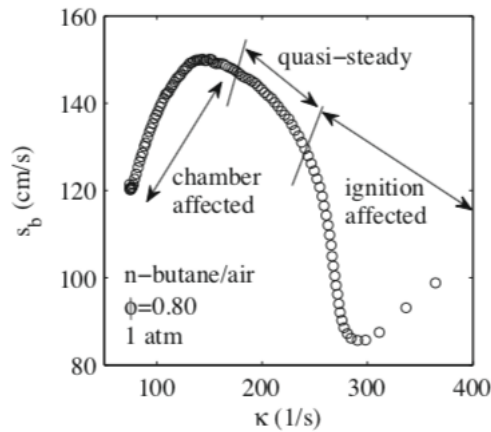


Figur 4.3: Utrekning av pixel-til-cm forhold med skyvelære med åpning 1 cm.

4.1.2 Bestemmelse av ekstrapoleringsområde

Før verdiene man er ute etter å finne fra Schlieren-bildene kan hentes ut er det nødvendig å finne ut hvilke områder av flammeekspansjonen man skal undersøke. Ifølge en artikkel skrevet av Kelley og Law (2009, s. 1846-47), hvor ikke-lineære effekter til sfærisk ekspanderende flammer ble undersøkt, kan en flammeekspansjon i realiteten deles inn i tre soner. En gnistpåvirket sone, en kvasi-stabil sone og en kammerpåvirket sone. Velges en for liten radius, vil man se på et område av flammen som påvirkes av den ledende energioverføringen fra gnisten, noe som kan føre til en overestimert av flammehastigheten. Dette er spesielt viktig når man bruker en gnist som er vesentlig sterkere enn minste tennenergi. På den andre siden

kan man heller ikke velge en radius som er for stor. Flammen vil da kunne påvirkes av kammerets vegger som følger av strømningsbegrensinger for de ikke-reagerte gassene. I tillegg må det også passes på at den øvre grensen er liten nok for å sikre at trykkøkningen i kammeret ikke påvirker resultatene. Et ekstrapoleringsområde i det kvasi-stabile område er derfor ønskelig for korrekt ekstrapolasjon. Da er radiusen hverken for liten eller for stor.



Figur 4.4: Flammehastighet som funksjon av strekkrate for en butan-luft blanding (Kelley og Law, 2009, s. 1846).

En serie med forsøk ble gjennomført for en blanding av hydrogen og luft med den hensikt å finne det kvasi-stabile området for tre forskjellige ekvivalensforhold. En mager blanding med $\phi = 0.7$, en støkiometrisk blanding, og en rik blanding med $\phi = 1.5$. Flammehastigheten som funksjon av strekkrate ble så plottet for hele ekspansjonsområdet til de tre blandingene. Det vil si fra punktet hvor gnisten formes, til flammen nådde utkanten av bildet som dekkes av kameraet. Dette i håp om å finne en representativ stabil sone på samme måte som i figur 4.4. Dette viste seg i midlertidig å være vanskelig å få til. For det første var det utfordrende å identifisere overgangene mellom stabilt område og ikke-stabilt. I tillegg var det også heller ikke mulig å innføre en felles kvasi-stabil sone for de tre blandingsforholdene ettersom dette området var for lite og inneholdt for få datapunkter

Alternative metoder ble derfor undersøkt. Det ideelle ville vært å undersøke en hydrogenblanding med konstant ekvivalensforhold og varierende gnistenergi. For å få dette til ville det vært nødvendig å modifisere gnistgeneratoren før hvert forsøk, noe som ble vurdert som for utfordrende og tidkrevende for denne avhandlingen.

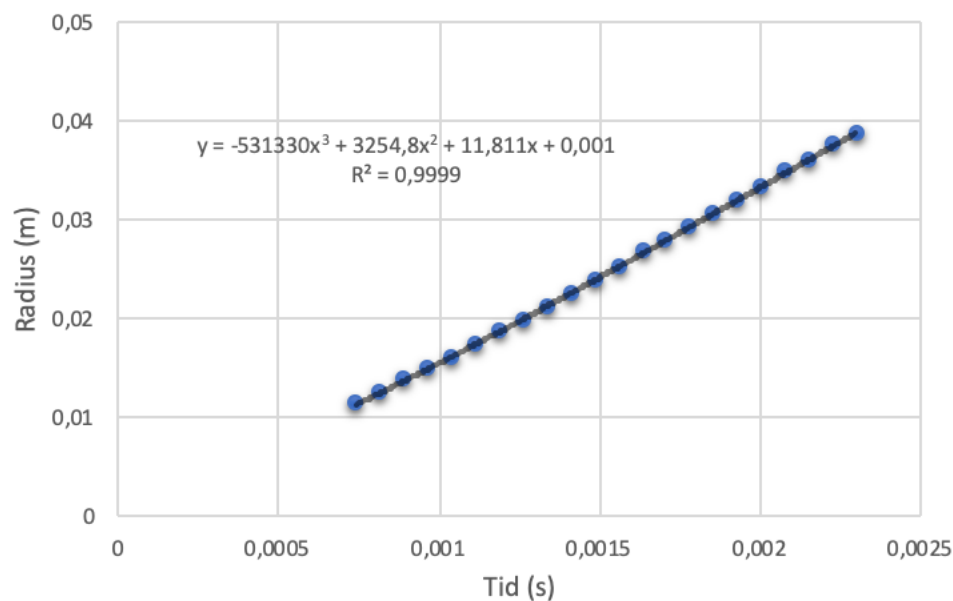
Et dypdykk i litteraturen viser at det ikke finnes en felles konsensus for bestemmelse av nedre ekstrapolasjonsgrensen, hvor flammen ikke lenger påvirkes av gnisten. Chen mfl. (2009, s. 1259) ønsket å undersøke dette. Det ble vist at kun dersom R_{nedre} var større enn 11 mm, fikk man et S_f-R_f forhold som var uavhengig av initielle flammepåvirkninger fra forskjellige antenningsenergier. Når flammeradiusen er større enn denne kritiske radiusen vil flammehastigheten variere lineært med strekkraten. Dermed kan en lineær ekstrapoleringsmetode tas i bruk. Siden forsøkene til Chen var gjennomført for sfæriske ekspanderende flammer fra en blanding av hydrogen og luft, slik tilfellet også er for denne

rapporten, ble en nedre grense valgt på bakgrunn av denne artikkelen. Den nedre ekstrapolasjonsgrensen ble derfor satt til 11 mm.

I en studie av Burke mfl. (2009, s. 778) ble den øvre ekstrapolasjonsgrensens effekt på den laminære flammehastigheten undersøkt i et sylindrisk kammer. Her kom det fram at flammen virket relativt upåvirket av veggen dersom flammeradius var mindre enn 30% av kammerradius. Dersom den var større enn dette, ble det observert en reduksjon i den radiale flammeforplantningen sammenlignet med området som ikke var påvirket. Med en kammerradius på 137 mm, ble en øvre ekstrapolasjonsgrense på 40 mm valgt, noe som utgjør 29.2% av kammerets radius. En øvre ekstrapolasjonsgrense på 40 mm medfører også minimale strålingseffekter ifølge en senere studie utført av Chen (2017, s. 72). Her konkluderes det med at disse faktorene kun vil ha en effekt ved ekstraksjon av forbrenningshastigheter ved flammeradiuser større enn 40 mm.

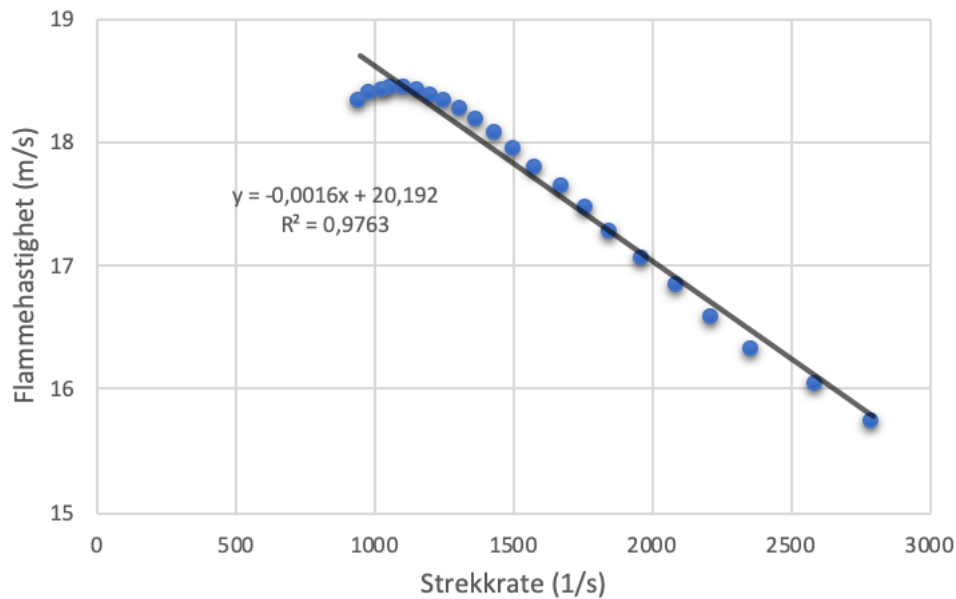
4.1.3 Lineær ekstrapoleringsmetode

Den lineære ekstrapoleringsmetoden viser sammenhengen mellom strekkrate og flammehastighet til den ekspanderende flammen. Ved å plote radius som funksjon av tid i det aktuelle ekstrapoleringsområdet og tilpasse et 3.ordens polynom ved hjelp av minste kvadraters metode, ender man opp med *figur 4.5*.



Figur 4.5: Radius som funksjon av tid og tilhørende regresjonslinje.

Ved å derivere polynomet fra *figur 4.5* og bruke ligning 2.14 og 2.17, kan flammehastighet og strekkrate (α) for hvert enkelt punkt i ekstrapoleringsområdet estimeres. Resultatet er plottet i *figur 4.6*.



Figur 4.6: Flammehastighet som funksjon av strekkrate.

Den lineære trendlinjen for punktene i figur 4.5 skjærer y-aksen ved 20.192 m/s. Dette tilsvarer en flammehastighet upåvirket av strekkrate. Som vist i ligning 2.20, vil trendlinjens stigningstall representere marksteinlengden (L), som i dette tilfelle er 0,0016 m.

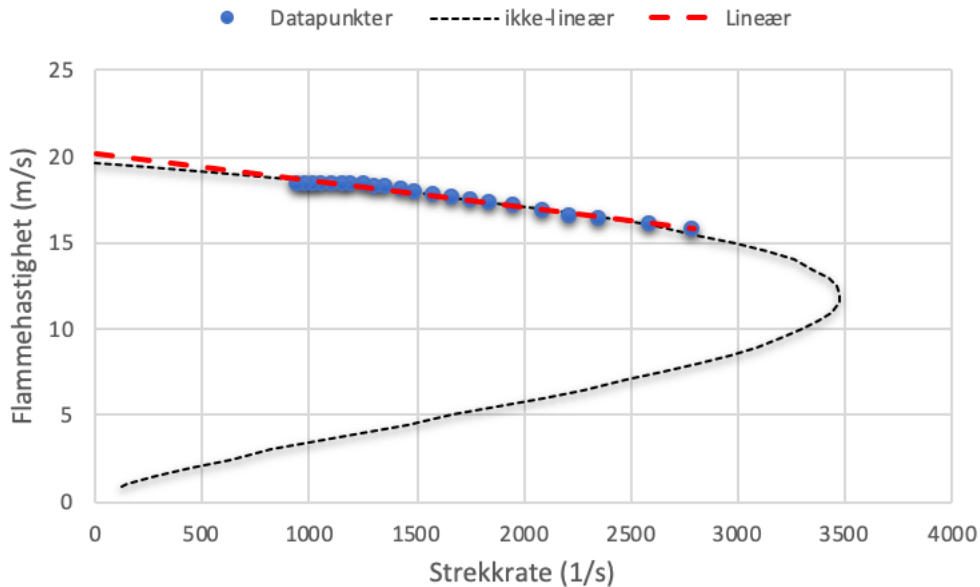
For punktene i figur 4.6 ble det valgt en nedre linearitetsgrense på 0.7. Alle forsøk med lavere verdier enn dette ble strøket og sett bort fra. Dersom flammehastigheten estimeres ved hjelp av lineær ekstrapolasjon fra punkter som ikke i betydelig grad følger en lineær trend blir resultatene svært usikre. Det ble derfor ansett som et for stort usikkerhetsmoment å ta disse forsøkene med videre.

4.1.4 Ikke-lineær ekstrapoleringsmetode

Utregning av flammehastighet ved hjelp av den ikke-lineære metoden bygger på ligning 2.21. For at denne skal kunne løses for flammehastighet ($S_{f_{strukket}}$) og Marksteinlengde (L), må ligningen skrives om til:

$$\left(\frac{S_{f_{strukket}}}{S_{f_{ustrukket}}}\right)^2 \ln\left(\frac{S_{f_{strukket}}}{S_{f_{ustrukket}}}\right)^2 + -2 \frac{L \cdot \alpha}{S_{f_{ustrukket}}} = 0 \quad (4.1)$$

Et analyseverktøy i Excel kalt «Problemløser» ble så brukt til å utføre minste kvadrat ikke-lineær regresjon, hvor verdiene $S_{f_{strukket}}$ og α i ligning 4.1 kommer fra den lineære ekstrapolasjonsmetoden i avsnitt 4.1.3. Alle avvik fra null ble summert som en «feil» i regresjonen. Problemløseren i Excel vil så kunne gjøre denne feilen så liten som mulig slik at korrekte verdier for flammehastighet og Marksteinlengde kan finnes.



Figur 4.7: Flammehastighet som funksjon av strekkrate. Den røde stiplede linjen tilsvare trendlinjen i figur 4.6. Den svarte stiplede linjen viser en tilpasset ikke-lineær regresjonslinje.

I dette tilfellet resulterte den ikke-lineære fremgangsmetoden i en flammehastighet på 19.688 m/s og en Marksteinlengde på 0,0010 m.

4.1.5 Bestemmelse av ekspansjonsforhold

For å kunne beregne forbrenningshastighet fra flammehastighet funnet i avsnitt 4.1.3 og 4.1.4 er det nødvendig å finne ekspansjonsforholdet E , som vist i ligning 2.14. Ekspansjonsforholdet ble i denne oppgaven funnet ved hjelp av en kjemisk likevektkalkulator (CEC) utviklet av Colorado State University (Dandy, 2019). Programmet kan beregne diverse kjemiske gasegenskaper ved likevekt. Dette inkluderer trykk, temperatur, entalpi, entropi, volum og indre energi.

Likevektskalkulatoren bruker input-verdier i form av starttrykk og temperatur. Verdiene brukt her var 294 K og 1 bar. Videre krever programmet en beregningsbegrensning. Ettersom trykket antas å være konstant tidlig i flammefrontens propagasjon, ble beregningene basert på konstant trykk og entalpi. Programmet krever også en liste med grunnstoffer tilstede i gassblandingen (H , O og N for hydrogen-luft), sammen med stoffmengde reaktanter. Med et ekvivalensforhold på 1.4, var $H_2 = 1$, $N_2 = 1.343$, og $O_2 = 0.357$. Vedlegg A oppsummerer hvordan dette ble regnet ut. Til slutt var det også nødvendig å oppgi forbindelser som var tilstede ved likevekt. Her ble H , H_2O , OH , H_2 , NO og NO_2 brukt. Et skjerm bilde av resultatene utregnet av CEC er vist i Figur 4.8.

	Initial State	Equilibrium State
Pressure (atm)	9.8692E-01	9.8692E-01
Temperature (K)	2.9400E+02	2.2841E+03
Volume (cm ³ /g)	1.2926E+03	8.7337E+03
Enthalpy (erg/g)	-6.2891E+07	-6.2891E+07
Internal Energy (erg/g)	-1.3555E+09	-8.7966E+09
Entropy (erg/g K)	9.4447E+07	1.2020E+08

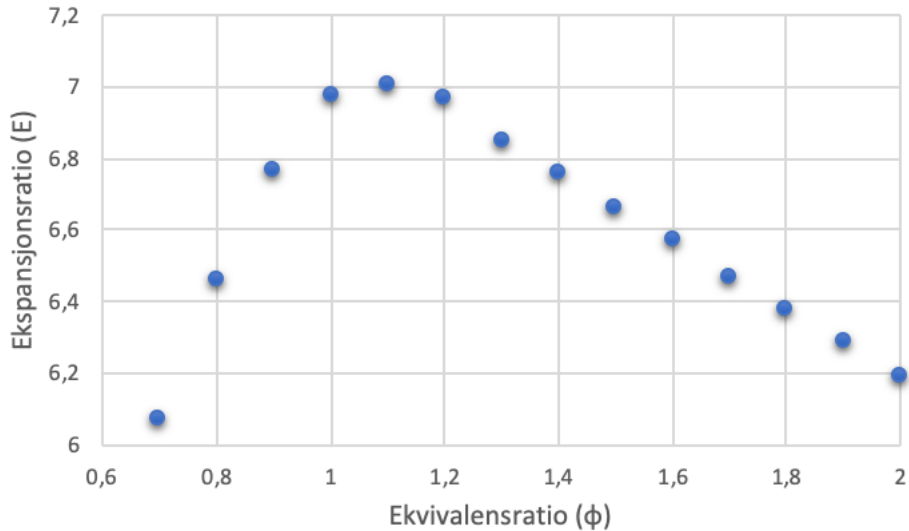
Figur 4.8: Skjerm bilde av verdier utregnet av CEC. Tabellen viser initial- og likevektstilstanden til en rekke egenskaper for hydrogen-luft ved $\phi = 1.4$.

Som ligning 2.14 viser, reflekterer ekspansjonsforholdet tetthetsforholdet mellom den uforbrente og forbrente gassen. Volumverdiene i figur 4.8 er gitt som volum per vektenhet, som er invers verdi av tetthet. Ekspansjonsforholdet kan dermed finnes ved hjelp av følgende relasjon dersom man antar at masse før og etter forbrenning er konstant:

$$E = \frac{\rho_u}{\rho_b} = \frac{(1/V_u)}{(1/V_b)} = \frac{V_b}{V_u} \quad (4.2)$$

Her er V_b volumet til forbrent gass ved likevekt og V_u er volumet til uforbrent gass ved starttilstand. Et ekvivalensforhold på 1.4 gir dermed $V_b = 8733.7 \text{ cm}^3/\text{g}$ og $V_u = 1292.6 \text{ cm}^3/\text{g}$, resulterende i $E = 6.76$. Samme framgangsmåte er også brukt for ekvivalensforhold mellom 0.7 og 2.0. Resultatet er vist i figur 4.9.

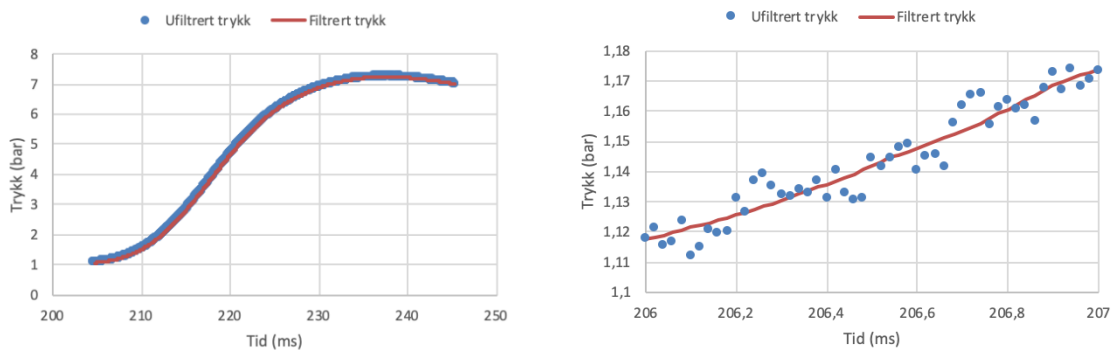
Løses ligning 2.14 for S_u , kan den laminære forbrenningshastigheten regnes ut fra den lineære flammehastigheten på 20.192 m/s funnet i seksjon 4.1.3. Da blir $S_u = 2.99 \text{ m/s}$. Brukes den ikke-lineære ekstrapoleringsmetoden som utgangspunkt, med en flammehastighet på 19,688 m/s, ender man opp med $S_u = 2.91 \text{ m/s}$.



Figur 4.9: Ekspansjonsforhold for en rekke hydrogenblandinger brukt til å regne ut laminære forbrenningshastigheter ved tilsvarende ekvivalensforhold.

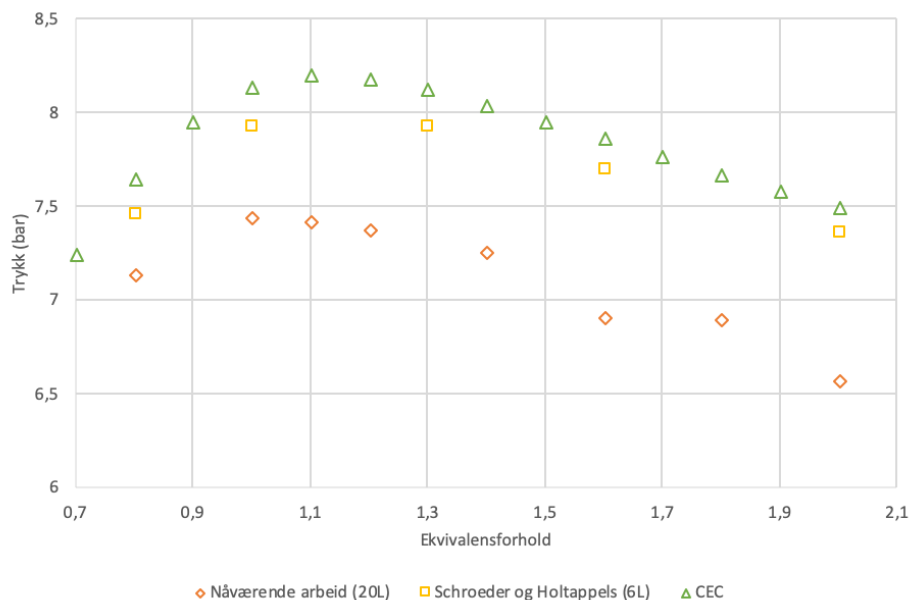
4.2 Laminær forbrenningshastighet fra trykk-tid målinger

Trykkverdiene fra eksplosjonene ble analysert i et plottprogram. Slike målinger kan være følsom for høfrekvent støy, noe som kan gi synlige fluktuasjoner i trykkkurven. For at dette ikke skulle påvirke videre utregninger, ble trykkdataene passert gjennom et filter. Et Savitzky-Golay glattefilter ble derfor brukt, med den hensikt å gjøre måleverdiene mer presis uten at det gikk på bekostning av signaltendensen. Filteret fungerer på den måten at det tilpasser et polynom til et utvalg datapunkter ved minste kvadraters metode. Trykkdataene for en blanding av hydrogen og luft med ekvivalensforhold 1.4 er vist i *figur 4.10*. Her er både de ufiltrerte og filtrerte dataene tatt med. For å tydeliggjøre hvordan glattefilteret jevner ut den oscillerende oppførselen til de ubehandlede trykkdataene, er et forstørret område ($t = 206-207$ ms) også inkludert.



Figur 4.10: Filtrert og ufiltrert trykk-tid historikk for en blanding av hydrogen og luft.

Det maksimale eksplosjonstrykket registrert av ladningsforsterkeren ble undersøkt nærmere før videre utregninger ble gjennomført. Det kan forventes at det maksimale trykket målt vil være lavere enn ideell verdi som følger av blant annet varmetap. For å overveie om de målte maksimale eksplosjonstrykkene virket fornuftige, ble et utvalg sammenlignet med ideelle verdier utregnet ved hjelp av CEC, i tillegg til en studie av Schroeder og Holtappels (2005, s. 8). Av *figur 4.11* kan antagelsen om en lavere målt maksimal eksplosjonstrykk enn ideell verdi bekrefte. De ideelle verdiene utregnet av CEC viser et maksimalt eksplosjonstrykk på i overkant av 8 bar ved et ekvivalensforhold på 1.1, en del høyere enn de eksperimentelle verdiene på i underkant av 7.5 bar ved tilsvarende forhold. Et lavere målt maksimalt eksplosjonstrykk enn ideell verdi vil medføre en overestimering av de laminære forbrenningshastighetene utregnet ettersom det insinuerer at det maksimale trykket nås raskere. Det ble derfor benyttet ideelle maksimale trykkverdier ved videre utregninger.



Figur 4.11: Et utvalg trykkverdier målt av ladningsforsterker sammenlignet med litteraturverdier og verdier utregnet ved hjelp av CEC.

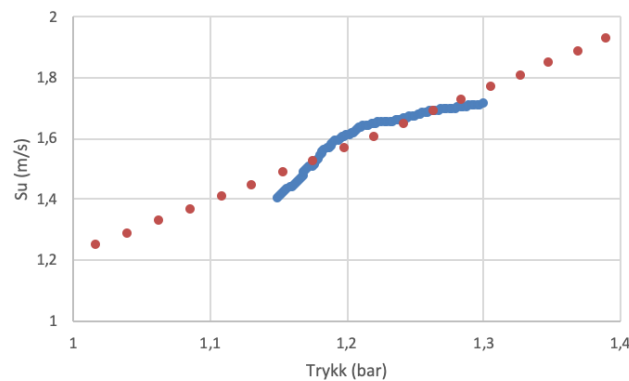
Den laminære forbrenningshastigheten som funksjon av trykket skulle så bestemmes fra formlene beskrevet i kapittel 2.5.2. Trykkverdiene gitt av ladningsforsterkeren var i form av overtrykk og måtte omgjøres til absolutt trykk. Med et starttrykk antatt lik 1 bar var dette en enkel utregning. De nødvendige varmekapasitetsforholdene ble beregnet ved hjelp av ligning 2.6-2.8 og tabellene gitt i *vedlegg C*.

Videre måtte et korrekt ekstrapoleringsområde for trykkkurven i *figur 5.10* velges. Hvilke områder man ser på vil kunne påvirke de utregnete forbrenningshastighetene. Med bakgrunn i en studie av Dahoe (2005, s. 151), hvor hydrogen-luft blandinger også ble undersøkt, ble det bestemt å bruke et ekstrapoleringsområde mellom 1.15 og 1.3 bar. Dette ble begrunnet med at det ville unngås at trykkverdiene var påvirket av gnistinitieringen i starten og påvirkningseffekt fra kammerveggene mot slutten.

Den laminære forbrenningshastigheten ved referanseforhold (S_{u0}) kunne så utregnes med bakgrunn i S_u - verdiene som funksjon av trykk gitt av ligning 2.23. Dette ble gjort ved å tilpasse S_u på en tilsvarende måte som i kapittel 4.1.4 til en omformulert ligning 2.25:

$$\frac{S_u}{S_{u0}} - \left(\frac{p}{p_i}\right)^\alpha = 0 \quad (4.3)$$

De resulterende laminære forbrenningshastighetene som funksjon av trykk regnet ut viste seg derimot ikke å stemme. *Figur 5.12* viser den laminære forbrenningshastigheten som funksjon av trykk for en støkiometrisk hydrogen-luft blanding. Den stiplete røde linjen viser en tilpasset regresjonslinje fra formel 4.3, hvor den resulterende laminære forbrenningshastigheten ved initialforhold (S_{u0}) ble funnet til å være 1.21 m/s. Dette er betydelig lavere enn verdier estimert av Dahoe (2005, s. 150), som endte opp med hastigheter mellom 2.06 og 2.28 m/s for tilsvarende hydrogen-luft blandinger.



Figur 4.12: Laminær forbrenningshastighet som funksjon av trykk for en støkiometrisk hydrogen-luft blanding (til venstre) sammenlignet litterære verdier (til høyre)

For andre blandingsforhold testet, ble resultatet også her en rekke urimelige laminære forbrenningshastigheter sammenlignet både med Dahoe og med det som ble funnet ved hjelp av KTM. Videre ble det derfor valgt å ikke bruke de laminære forbrenningshastighetene utregnet fra denne metoden. For at trykkdatamålingene likevel skal ha et formål, vil de senere bli brukt som et verktøy for å ytterligere forsterke validiteten til resultatene oppnådd fra konstant-trykk-metoden. En omgående analyse av hva som kan ha gått galt da de laminære forbrenningshastighetene skulle regnes ut ved hjelp av KVM, vil undersøkes i kapittel 5.3.5.

5 Resultater og diskusjon

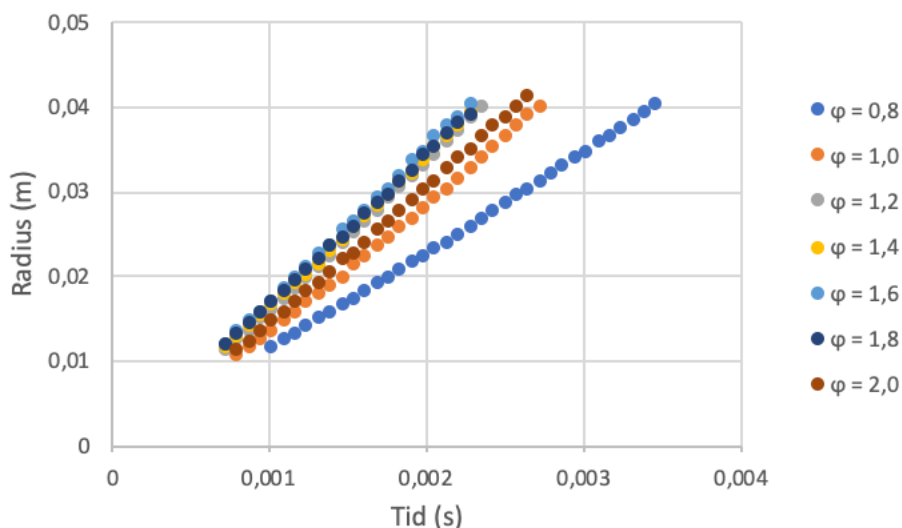
I dette kapitlet vil resultatene for de ekspanderende flammeeksperimentene presenteres og diskuteres ved hjelp av fremgangsmåtene beskrevet i kapittel 4. Innledningsvis vil resultatene fra forsøkene med hydrogen-luft framlegges, før blandingene tilsatt henholdsvis nitrogen og karbondioksid undersøkes.

5.1 Laminær forbrenningshastighet for hydrogen-luft blandinger

5.1.1 Resultater fra konstant-trykk-metoden

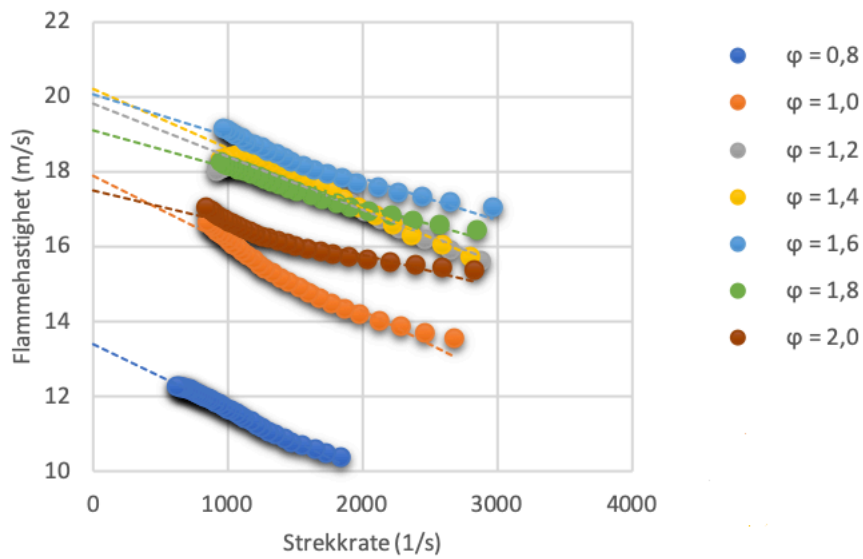
En rekke forskjellige ekvivalensforhold i området $\phi = 0.7 - 2.0$ ble testet. For en mer oversiktlig presentasjon av resultatene, vil ikke alle ekvivalensforhold tas med, men en tilstrekkelig mengde vil bli vist slik at kurvenes overordnede trend kommer tydelig fram. Hver blanding ble testet flere ganger og snittverdien av disse ble satt til den endelige verdien for et gitt blandingsforhold.

Figur 5.1 viser hvordan flammeradiusen ekspanderer som funksjon av tid for et utvalg hydrogen-luft blandinger. Alle kurvene viser en tydelig lineær trend. De magreste blandingene er minst reaktive. Tilsvarende ekspanderer flammen raskest for rike blandinger med $\phi = 1.6 - 1.8$.

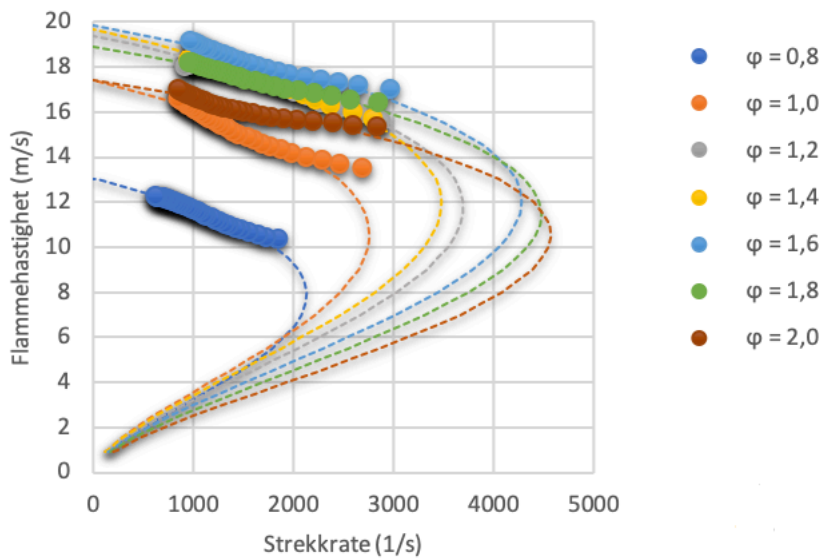


Figur 5.1: Flammeradius som funksjon av tid..

Figur 5.2 viser strukket laminær flammehastighet (S_f) som funksjon av strekkrate (α). De stiplete linjene indikerer ustrukkede flammehastigheter ($\alpha=0$) bestemt ved lineær ekstrapolasjon. De samme punktene er også plottet i *figur 5.3*, men her ble den ustrukkede laminære flammehastigheten utregnet ved hjelp av ikke-lineær ekstrapolasjon. Alle blandinger viser en klar tendens med synkende flammehastighet når strekkraten øker.

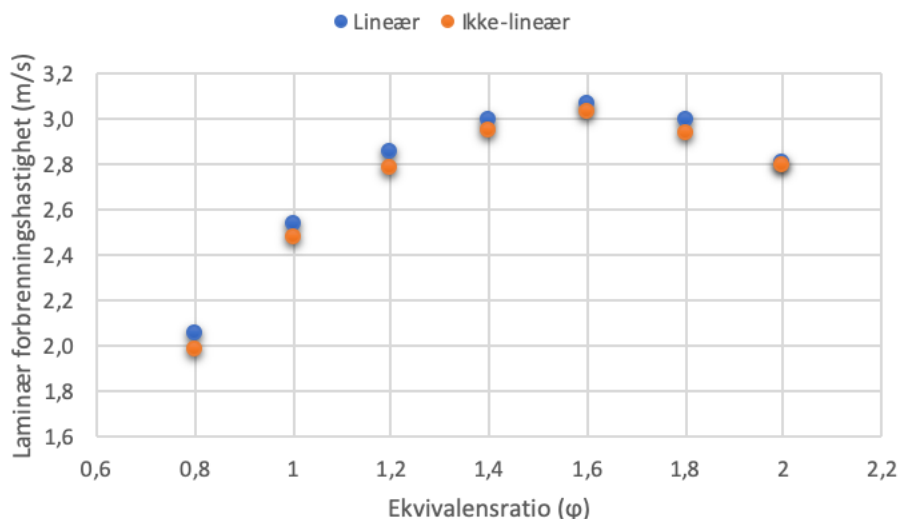


Figur 5.2: Laminære flammehastigheter som funksjon av strekkrate med lineær ekstrapolasjon.



Figur 5.3: Laminære flammehastigheter som funksjon av strekkrate med ikke-lineær ekstrapolasjon.

Den laminære forbrenningshastigheten kunne så hentes ut ved å bruke fremgangsmåten for utregning av ekspansjonsforhold vist i avsnitt 4.1.5. Utvalgte resultater for både lineær og ikke-lineær metode er vist i figur 5.4. Disse verdiene representerer et snitt av alle forsøk gjennomført for de respektive blandingsforholdene. Tallverdier for alle forsøk er også gitt i vedlegg B.

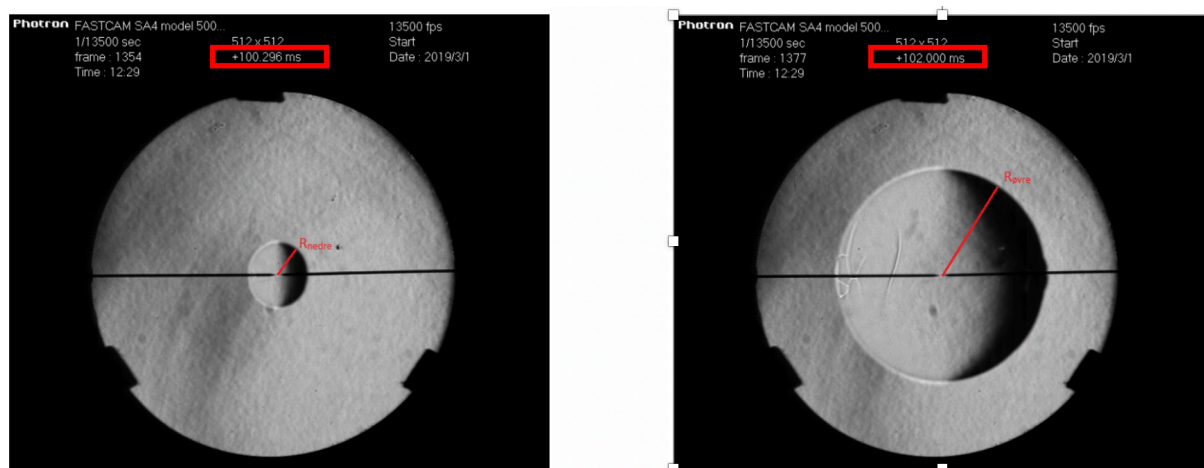


Figur 5.4: Laminær forbrenningshastighet som funksjon av ekvivalensforhold for ulike hydrogen-luft blandinger ved standard betingelser.

5.1.2 Resultater fra trykkmålingene

Som nevnt i kapittel 4.2, ble det støtt på en del utfordringer da den laminære forbrenningshastigheten skulle utregnes ved hjelp av KVM. Likefullt vil enkelte av resultatene oppnådd presenteres, først og fremst med den hensikt å videre underbygge resultatene fra KTM.

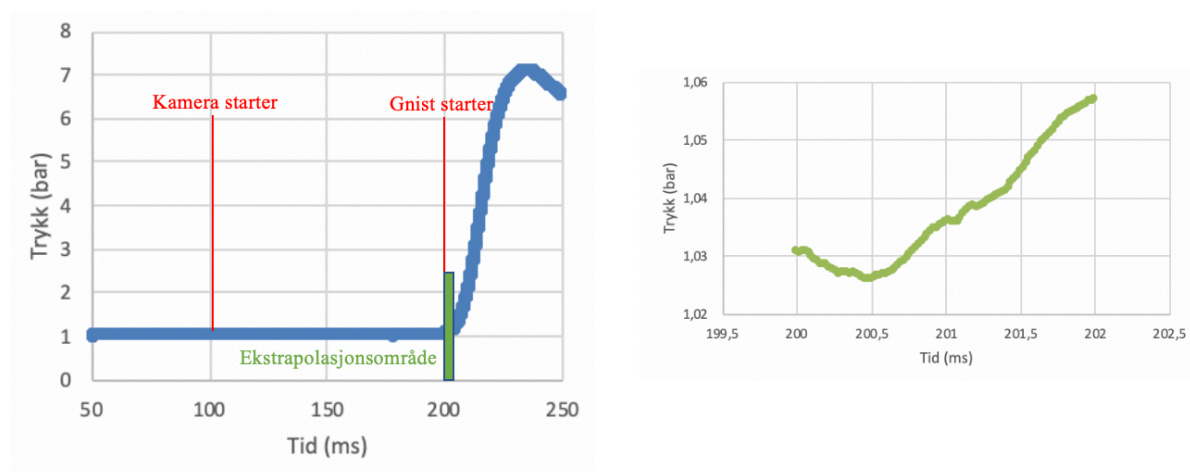
For å undersøke om trykket faktisk var konstant i tidlig fase av flammeekspansjonen, slik det antas i KTM, ble trykkdataene fra en blanding av hydrogen og luft med ekvivalensforhold på 1.8 undersøkt. *Figur 5.5* viser ekstrapoleringsområdet brukt i konstant-trykk-metoden med angitte tider etter kamerainitiering (markert i de røde rammene).



Figur 5.5: Ekstrapolasjonsområde vist ved Schlieren-bilder.

Tilsvarende tidsintervall for trykket som funksjon av tid måtte så lokaliseres. I *sotralogger.vi* ble kameraet satt til å starte 100 ms etter at triggesekvensen var blitt initiert, mens gnisten skulle

starte etter 200 ms. I *figur 5.6* er trykkdataene som funksjon av tid mellom kamerainitiering og til etter maksimalt trykk er nådd presentert. Gnisten starter omtrent 100 ms etter kameraet, med påfølgende flammeekspansjon like etter. Området for ekstrapolering av forbrenningshastigheter vil dermed være fra 200 til 202 ms etter ladningsforsterkeren startet å måle trykk. Dette området er også uthevet til høyre i *figur 5.6*. I dette intervallet kan man se at trykket stiger, men ikke mye. Sammenlignes trykkstigningen i ekstrapoleringsområdet med den totale trykkstigningen, tilsvarer dette omtrent 0,4 %. Trykkstigningen er med andre ord såpass liten i det aktuelle intervallet at antagelsen om konstant trykk i tidlig fase av flammefrontens ekspansjon kan antas å gjelde.



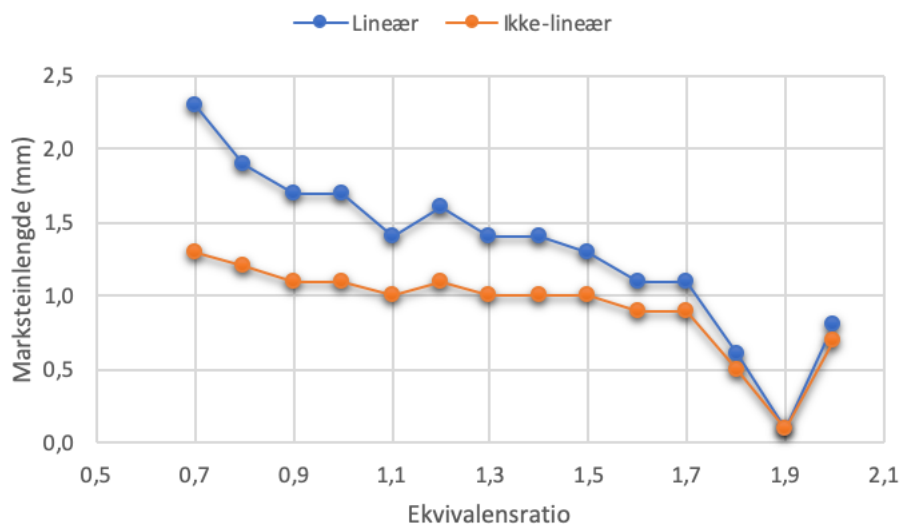
Figur 5.6: Trykk som funksjon av tid for en hydrogen-luft blanding med ekvivalensforhold lik 1.8. Ekstrapoleringsområdet for KTM er markert i grønn uthevet til høyre.

5.1.3 Diskusjon og sammenligning med litteraturverdier

De laminære forbrenningshastighetene regnet ut ved hjelp av den lineære og ikke-lineære metoden viser relativt god overenstemmelse, med et klart toppunkt rundt et ekvivalensforhold på 1.6, vist i *figur 5.4*. Det er også en ganske klar tendens at den lineære metoden til en viss grad overestimerer hastighetene sammenlignet med den ikke-lineære metoden. Særlig er dette tilfellet for magre H₂-luft blandinger. Denne observasjonen samsvarer godt med litteraturverdier, som også understreker den samme tendensen (Pugh, 2013, s. 84) og (Halter mfl., 2010, s. 1830-31). En mulig forklaring på dette kan være det faktum at ikke-lineære strekkeffekter vil være signifikante for små Lewis-tall, slik at den lineære metoden vil overestimere forbrenningshastigheten. Overestimeringen kan modifiseres ved å implementere en stor startradius for ekstraksjon. For magre hydrogenblandinger er ekstrapoleringsområdet derimot veldig smalt, slik at overestimeringen ved lineær metode ikke kan elimineres. Resultatene bekrefter derimot at den konvensjonelle antagelsen om lineære strekkeffekter brukt til å bestemme den laminære forbrenningshastigheten kan fungere for hydrogen-luft blandinger dersom man sammenligner med den ikke-lineære fremgangsmetoden. For mest mulig nøyaktige resultater, anbefales det derimot at den ikke-lineære metoden brukes for veldig magre

hydrogenblandinger for å sikre seg mot nevnte usikkerhet, noe som også påpekes av Cai mfl. (2018, s. 297).

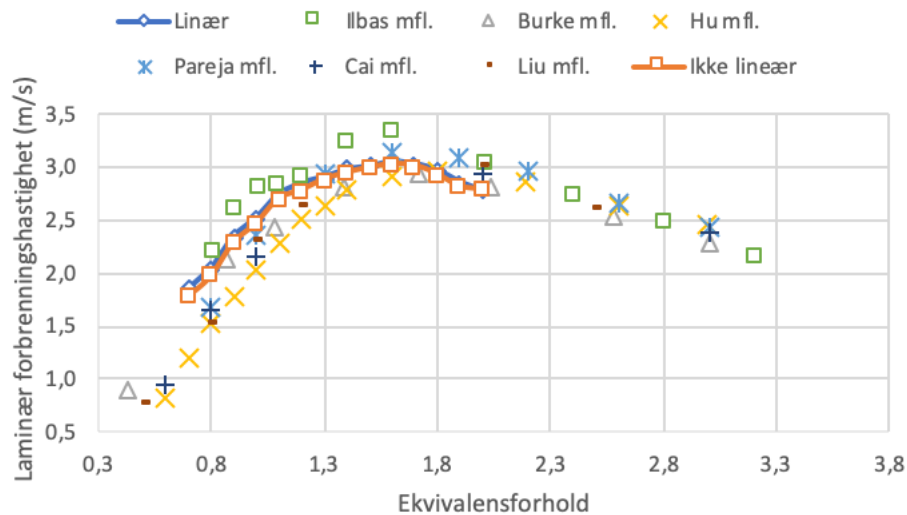
Marksteinlengder ble regnet ut for både den lineære og ikke-lineære metoden. Marksteinlengden er som kjent et mål på i hvor stor grad flammen strekkes, noe som påvirker flammens overflateareal og dermed de laminære flamme- og forbrenningshastighetene. Jo større Marksteinlengde man har, jo større er disse effektene. Det kan derfor vær interessant å undersøke denne størrelsen for de ulike blandिंगene av hydrogen og luft, og sammenligne resultatene opp mot de utregnede laminære forbrenningshastighetene for å se om det finnes noen sammenhenger. *Figur 5.7* viser tydelig hvordan Marksteinlengden synker med økende ekvivalensforhold. Av kurven kommer det også fram at Marksteinlengden er positiv for alle de undersøkte forholdene. Som nevnt i kapittel 5.2.1, vil en positiv Marksteinlengde indikere at flammehastigheten synker med økende strekkrate. Det kan påpekes at en overestimering i Marksteinlengde vil resultere i en overestimering av laminær forbrenningshastighet (Halter mfl., 2010, s. 1829). Av *figur 5.9* kan man se at den lineære ekstrapoleringsmetoden resulterer i en større Marksteinlengde enn den ikke-lineære metoden, spesielt for magre blandinger, en tilsvarende trend som for S_u i figur 5.8.



Figur 5.7: Marksteinlengder som funksjon av ekvivalensforhold for hydrogen-luft blandinger.

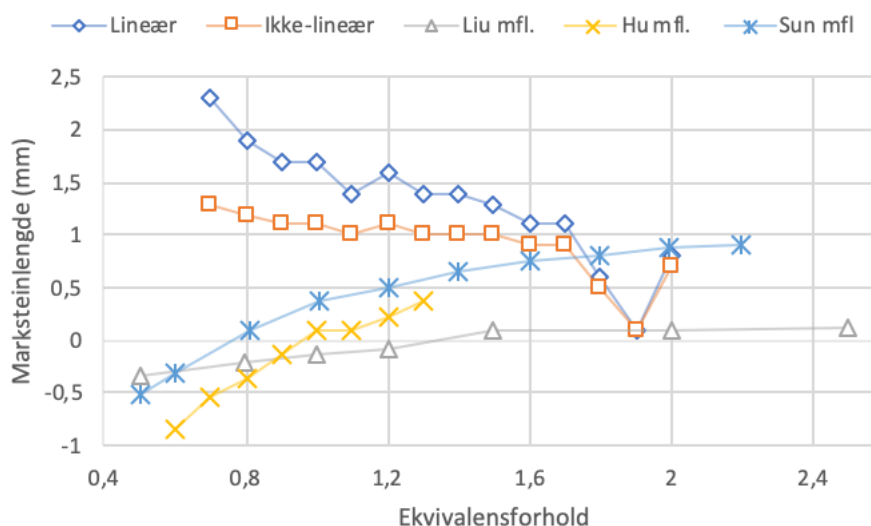
Sammenligning med annen litteratur

Figur 5.8 oppsummerer publiserte data for laminære forbrenningshastigheter. Resultatene fra konstant trykk metoden i denne rapporten er i god overenstemmelse med publiserte verdier, med et toppunkt på 3.06 m/s for den lineære metoden og 3.02 m/s for den ikke-lineære metoden ved et ekvivalensforhold på 1.6. Dette stemmer godt med resultatene det sammenlignes med, som også hadde toppunkter i tilsvarende områder.



Figur 5.8: Sammenligning av laminære forbrenningshastigheter for hydrogen-luft blandinger ved standard betingelser. (Ilbas mfl., 2006, s. 1778), (Burke mfl., 2009, s. 777), (Hu mfl., 2009, s. 4882), (Pareja mfl., 2010, s. 1817), (Cai mfl., 2018, s. 303), (Liu mfl., 2019, s. 1236).

Det er derimot ikke god sammenheng mellom beregnede Marksteinlengder og litteraturverdier, vist i *Figur 5.9*. Det er vel kjent at Marksteinlengden for magre hydrogen-luft blandinger er negativt, men verdiene fra dette arbeidet viser en stigende trend for avtakende ekvivalensforhold. Både den lineære og ikke-lineære fremgangsmetoden i denne rapporten resulterte i positive Marksteinlengder uansett blandingsforhold. Samtidig kan man se fra resultatene fra data i *figur 5.8* at de laminære forbrenningshastighetene stemmer relativt godt med litteraturen. De for høye Marksteinlengdene kan indikere at de utregnete laminære forbrenningshastighetene er noe høyere enn de egentlig skulle vært, og da særlig for magre blandinger hvor Marksteinlengden i størst grad avviker fra litteraturverdier. Dette stemmer for såvidt også med resultatene oppnådd, som sammenlignet med litteraturverdiene antyder noe høyere laminære forbrenningshastigheter ved magre blandingsforhold enn for rike.



Figur 5.9: Sammenligning av Marksteinlengder for blandinger med hydrogen og luft. (Liu mfl., 2019, s. 1237), (Hu mfl., 2009, s. 4881), (Sun og Li, 2016, s. 121).

Mulige årsaker til de avvikende Marksteinlengdene kan være mange. For det første antas det en glatt flamme. Siden Marksteinlengden beskriver virkningene av strekkeffektene på den ekspanderende flammen, vil en flamme med synlige uregelmessigheter gi utslag i de beregnede verdiene. Gnisteledroder som ikke står korrekt i forhold til hverandre eller antenning før turbulensen etter blanding har fått roet seg kan være en forklaring, selv om det ble gjennomført forebyggende tiltak mot dette (kapittel 3.5.3 og 3.5.6). En annen årsak kan være for stor gnistenergi. Med betydelig større antennelsesenergi enn minste tenn-energi for hydrogen, vil energioverføringen fra gnisten kunne resultere i et for stort flammeareal. Det er også mulig at begrensningseffekter fra kammerveggene vil ha en viss påvirkning når det kommer til trykkøkning. I kapittel 5.1.2 ble derimot den estimerte trykkøkningen for det aktuelle ekstrapoleringsområdet estimert som minimal. Den kanskje mest sannsynlige forklaringen kan være at området hvor flammefronten ble detektert av Matlab-koden brukt i denne oppgaven (se figur 4.2) lå for tett opptil gnisteledroder og ble påvirket av disse.

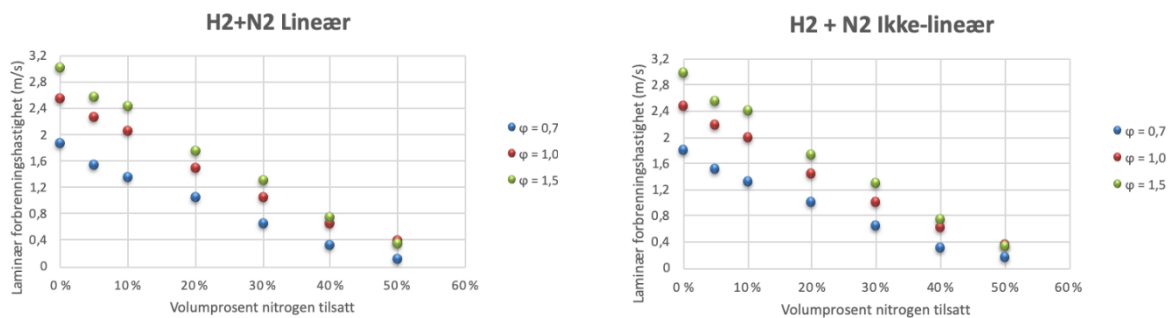
Hinton (2014, s. 46) påker at avvik i de oppnådde Marksteinlengdene i litteraturen generelt har vært mye større enn tilsvarende avvik i de utregnete laminære forbrenningshastighetene. I enkelte tilfeller er forskjellene så store som 300%. Store variasjoner kan fortsatt observeres, noe de tre litteraturverdiene i figur 5.9 viser. Mens Hu mfl. (2009, s. 4881) og Sun mfl. (2016, s. 121) får positive Marksteinlengder fra $\phi = 0.8-1.0$ og utover, oppnår ikke Liu mfl. (2019, s. 1237) tilsvarende før $\phi = 1.5$. En bedre forståelse av hvordan Marksteinlengdene påvirkes av ulike forhold, kan med bakgrunn i resultatene oppnådd i denne rapporten vise seg å være en viktig faktor for videre modellering av forbrenningsprosesser.

5.2 Laminær forbrenningshastighet H₂-N₂-luft og H₂-CO₂-luft

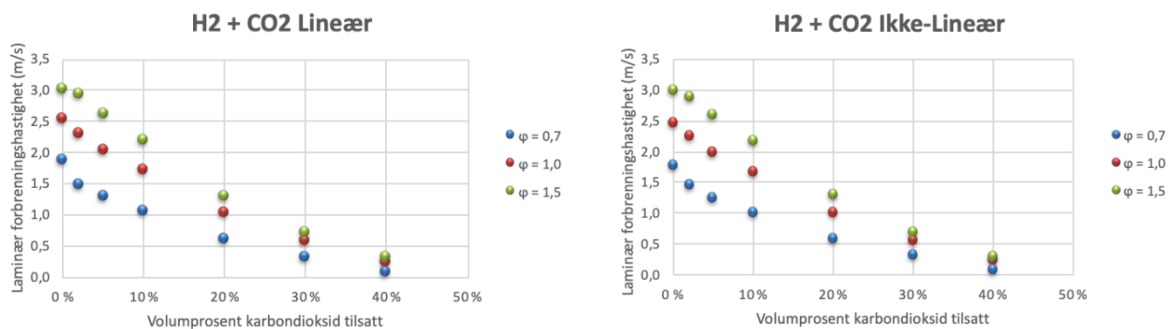
Forsøkene med hydrogen-nitrogen og hydrogen-karbondioksid fulgte samme fremgangsmåte som beskrevet for hydrogen-luft i kapittel 4. Tre forskjellige ekvivalensforhold ble undersøkt for å dekke de forskjellige forbrenningssonene; en mager blanding ($\phi=0.7$), en støkiometrisk blanding ($\phi=1$) og en rik blanding ($\phi=1.5$). For hver av disse blandingene ble åtte forskjellige mengder inert gass tilsatt, varierende fra 2 til 60 volumprosent. Hvordan de forskjellige blandingsforholdene ble regnet ut er vist i vedlegg A.

5.2.1 Resultater fra konstant-trykk-metoden

Figur 5.10 og 5.11 viser de utregnede laminære forbrenningshastighetene for hydrogen-luft blandinger tilsatt henholdsvis nitrogen og karbondioksid. Resultatene viser en klar og tilnærmet lineær synkende hastighet som funksjon av økende mengde tilsatt nitrogen og karbondioksid.



Figur 5.10: Laminære forbrenningshastigheter for mager, støkiometrisk og rik blanding, tilsatt økende mengde nitrogen.



Figur 5.11: Laminære forbrenningshastigheter for mager, støkiometrisk og rik blanding, tilsatt økende mengde karbondioksid.

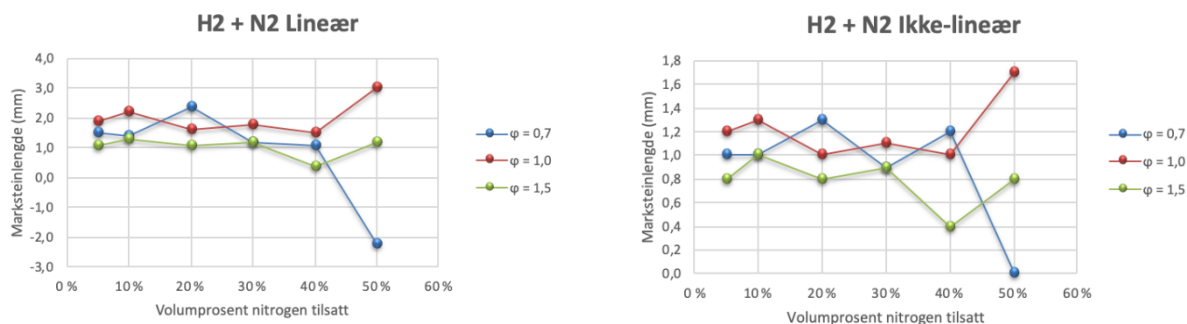
5.2.2 Diskusjon og sammenligning med litteraturverdier

Den synkende trenden vist i *figur 5.10 og 5.11* er forventet ettersom den inerte gassen opptar mer og mer av det totale volumet i kammeret. Med økende mengde nitrogen eller karbondioksid vil en større andel av blandingen ikke ta del i reaksjonsprosessene som foregår etter antenning. Tilførselen vil derimot ha en betydning for de termodynamiske egenskapene til blandingen. Det er også mulig å tyde at det er de rike brenselblandinger som resulterer i høyest hastighet, etterfulgt av støkiometrisk og mager, tilsvarende som for rene hydrogen-luft blandinger.

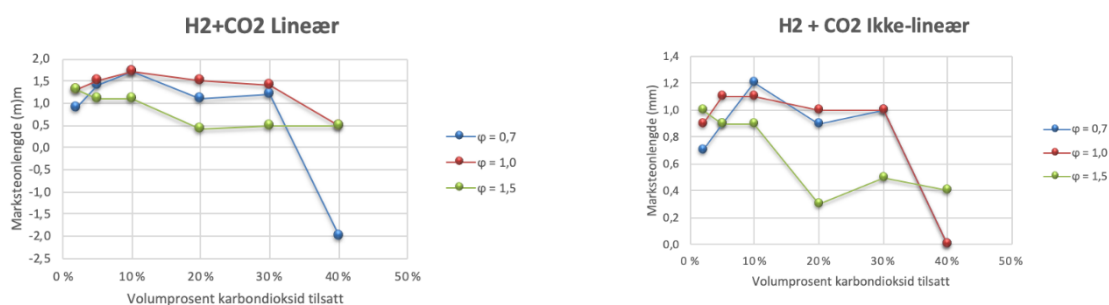
Mens tilsetning av nitrogen virker å ha nesten en perfekt synkende lineær trend som funksjon av volumprosent tilsatt, har kurven med karbondioksid en litt brattere trend i starten før det flater ut. Ved 20% tilsatt inert gass var den laminære forbrenningshastigheten mer enn halvert for tilfellet med CO_2 , mens tilsvarende nedgang for nitrogen var rundt 30-40%. Den bratt synkende trenden i starten for forsøkene med CO_2 var også årsaken til at et ekstra forsøk med 2% ble gjennomført.

Resultatene viser at tilsetning av karbondioksid er en mer effektiv måte å redusere den laminære forbrenningshastigheten sammenlignet med nitrogen. Dette støttes også av at det ikke var en sterk nok antenning for 50% tilsatt CO_2 til at målbare verdier kunne hentes ut, noe som var tilfellet for N_2 ved samme volumprosent. Dette er rimelig siden det tre-atomige CO_2 -molekylet har en større molar varmekapasitet enn det to-atomige N_2 -molekylet, som vist i *tabell 2.3*. En høyere varmekapasitet vil si at det krever mer energi å få varmet opp en gitt mengde karbondioksid enn det gjør for tilsvarende mengde nitrogen. CO_2 -gassen har med andre ord en større evne til å ta opp varme enn det nitrogengassen har, slik at forbrenningstemperaturen blir lavere. I *kapittel 2.3.1* ble det argumentert for at reaksjonsraten øker med økende temperatur i gassblandingen, vist ved ligning 2.15. En lavere forbrenningstemperatur vil derfor medføre lavere forbrenningshastigheter, samsvarende med resultatene.

Som for rent hydrogen ble også Marksteinlengder regnet ut og undersøkt for blandinger tilsatt nitrogen og karbondioksid. Dette er vist i *figur 5.12 og 5.13*. Kurvene i *figur 5.12* viser noenlunde samme trend, både for lineær og ikke-lineær ekstrapolering, hvor økt mengde nitrogen ikke virker å ha signifikant påvirkning på Marksteinlengden. Tilsvarende trend kan også antydes for den lineære kurven i *figur 5.13*, mens den ikke lineære kurven viser delvis synkende trend. Størst variasjon finner vi for henholdsvis 50% tilsatt N_2 og 40% tilsatt CO_2 , hvor resultatet indikerer negative Marksteinlengder for magre blandinger. Negativ Marksteinlengde assosieres ofte med ustabile flammer. I *figur 5.14* er Schlieren-bildene for H_2 - N_2 blanding med 50% tilsatt nitrogen vist for å understreke trenden i Marksteinlengdene for tilsvarende blanding. Man kan tydelig se hvor ustabil flammen er ved mager blanding sammenlignet med støkiometrisk og rik.



Figur 5.12: Marksteinlengder for mager, støkiometrisk og rik blanding, tilsatt økende mengde nitrogen.



Figur 5.13: Marksteinlengder for mager, støkiometrisk og rik blanding, tilsatt økende mengde karbondioksid.



Figur 5.14: Schlieren-bilde av ekspanderende flamme ved 50 % tilsatt nitrogen. Bildet til venstre viser mager blanding, midten støkiometrisk blanding og høyre rik blanding.

Tilsvarende usikkerhetsmomenter knyttet til bestemmelsen av Marksteinlengdene som for rene hydrogen-luft blandinger vil også gjelde for blandingene tilsatt inert gass. Fagith og Chen (2016, s. 1299) påpeker at oppdriftskrefter vil kunne ha en effekt på lite reaktive blandinger, men vil være neglisjerbart for tilfeller hvor $S_u > 15$ cm/s. Tilstedeværelsen av oppdrift var tydelig å se for magre blandinger tilsatt store mengder inert gass, hvor de estimerte hastighetene var lavere enn grensen satt av Fagith og Chen. Dette kan man også observere i figur 5.14, hvor den magre blandingen tydelig er påvirket av oppdrift. Dette kan være en mulig forklaring på

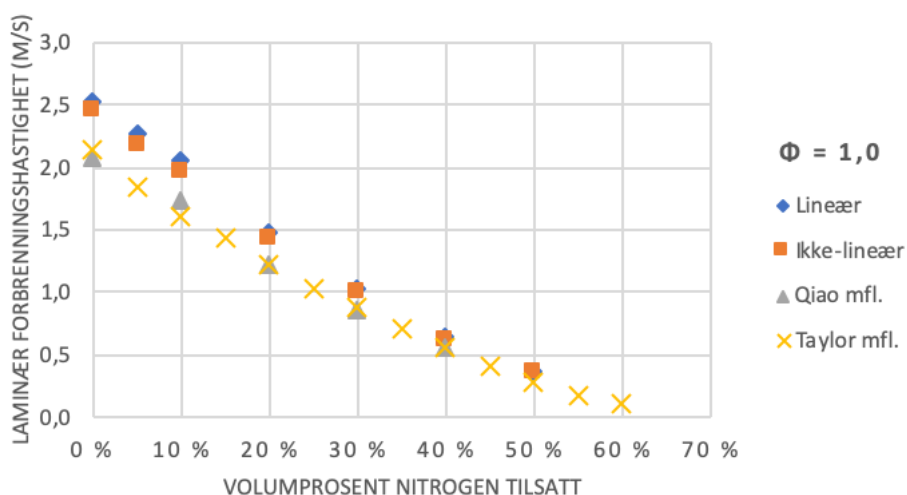
hvorfor Marksteinlengdene i større grad varierte ved tilfeller hvor mye inert gass var tilsatt blandingen

Sammenligning med annen litteratur

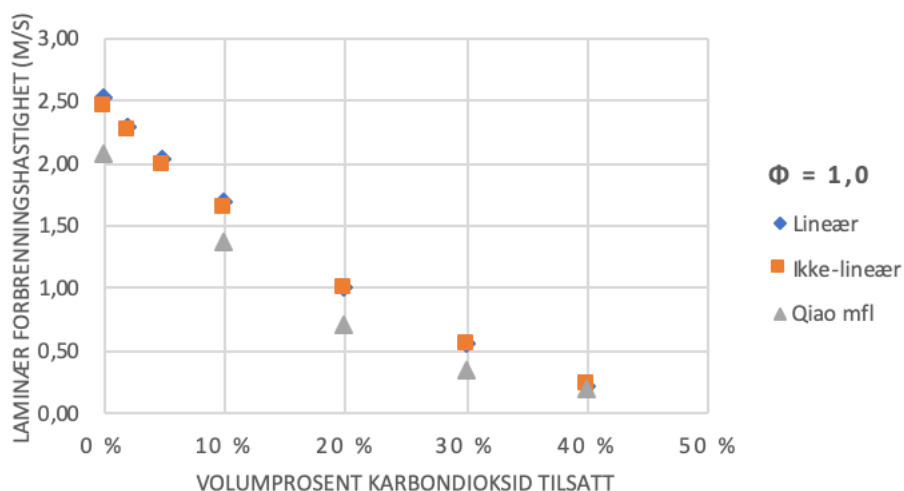
Figur 5.15 og 5.16 viser sammenligning mellom utvalgte data fra litteraturen for henholdsvis hydrogen tilsatt nitrogen og hydrogen tilsatt karbondioksid. Grunnet manglende litterære verdier å sammenligne med, er kun støkiometriske blandinger inkludert. Men med tanke på at kurvene i figur 5.10 og 5.11 viser en mager og rik blanding med relativt god overenstemmelse med de støkiometriske verdiene, hvor rike og magre blandinger forholder seg henholdsvis over og under den støkiometriske kurven uansett tilsatt mengde inert gass, er det rimelig å anta at den støkiometriske blandingen kan brukes som sammenligningsgrunnlag for videre analyse.

Kurvene viser at resultatene både for den lineære og ikke-lineære metoden samsvarer godt med tidligere arbeid. Resultatene for både nitrogen og karbondioksid ligger derimot litt over tilvarende verdier fra både Qiao og Taylor. Ved nærmere sammenligning med Qiao's resultater, kan tilsvarende trend som i denne oppgaven observeres hvor karbondioksid har størst begrensende effekt på flammen sammenlignet med nitrogen. I Qiao's tilfelle ble også den laminære forbrenningshastigheten redusert med 40% ved 20 % tilsatt nitrogen, og med nærmere 70 % ved tilsvarende mengde karbondioksid.

Resultatene fra både Qiao og Taylor er i god overenstemmelse med resultatene funnet i denne rapporten. De inerte gassene reduserer den laminære forbrenningshastigheten til blandinger av hydrogen og luft betydelig, hvor karbondioksid er mest effektiv.



Figur 5.15: Laminær forbrenningshastighet som funksjon av volumprosent tilsatt nitrogen for en støkiometrisk hydrogen-luft blanding. (Qiao mfl., 2005) og (Taylor, 1991).



Figur 5.16: Laminær forbrenningshastighet som funksjon av volumprosent tilsatt karbondioksid for en støkiometrisk hydrogen-luft blanding. (Qiao mfl., 2005).

5.3 Praktiske implikasjoner

Selv om det kanskje var et velkjent faktum at inerte gasser har en begrensende effekt på reaktiviteten til energirike forbrenningsprosesser, er resultatene oppnådd med på å videre underbygge dette. Det er blitt vist at på nåværende tidspunkt er pålitelige litterære verdier som demonstrerer denne effekten vanskelig å finne. Flere data-verdier er derfor nødvendig for å kunne legge grunnlag for presise input-variabler til beregningskoder som FLACS.

Det ble funnet en tilnærmet lineær trend for den laminære forbrenningshastigheten som funksjon av økende mengde nitrogen og karbondioksid i denne oppgaven. Dette antyder at det kreves en forholdsvis enkel beregningsmodell for å kunne simulere forbrenningsprosesser som involverer disse gassene.

Gode og presise simuleringer av skadebegrensningene som inerte gasser kan medbringe, vil gi indikasjoner på om det kan være gunstig å implementere slike tiltak på for eksempel kjernekraftverk, men også i andre sammenhenger hvor hydrogenlekkasje er en fare.

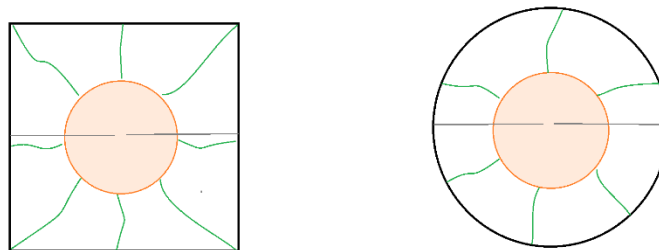
5.4 Feilkilder

En rekke faktorer kan påvirke resultatene når det gjelder eksperimenter og dataanalyse. Dette avsnittet har den hensikt å oppsummere de viktigste usikkerhetsmomentene. En tydelig fremlysning av dette vil kunne være med på å underbygge validiteten til resultatene som er blitt presentert.

5.4.1 Kammerform og størrelse

Det ble antatt at trykkøkningen i kammeret er konstant i tidlig fase av flammefrontens ekspansjon. Den uforbrente gassblandingen vil derimot kunne settes i bevegelse av de ekspanderende forbrenningsproduktene, og avhengig av hvor nære flammen er veggene skape ustabiliteter.

For sfærisk ekspanderende flammer vil det være en fordel at kammeret også er kuleformet, spesielt for relativt små eksplosjonskamre. I et slikt oppsett vil minste avstand til kammerveggene avta jevnt over hele flammens overflate etterhvert som flammen ekspanderer. Dermed vil veggens innvirkning på trykk og strømningsfelt fordeles jevnt. Kammeret brukt i denne rapporten var kubisk. Avstanden fra flammefronten til veggene vil da variere med retningen slik at flammen utsettes for varierende effekter fra kammerveggen mens den vokser (se figur 5.17). Dette kan føre til at flammen strekkes ulikt i forskjellige retninger, noe som vil kunne påvirke de estimerte laminære forbrenningshastighetene og Marksteinlengdene.



Figur 5.17: Kubisk vs kuleformet eksplosjonskammer.

Et større kammervolum ville på mange måter redusert betydningen av kammerets form. Dersom volumet var større ville man fått en mindre relativ trykkøkning for en gitt flammeradius. Avstanden til veggen ville også vært lengre, noe som gir et større område hvor flammen kan ekspandere uten at den påvirkes av strømningsbegrensninger fra veggene.

5.4.2 Tennprosess

Avsnitt 4.1.2 diskuterte utfordringene knyttet til optimalt nedre ekstrapolasjonsområde ettersom det ikke finnes noe felles konsensus for hvordan denne skal velges. Cai mfl. (2018, s. 297) gjennomførte en grundig undersøkelse av hvordan valg av ekstrapolasjonsområde påvirker den laminære forbrenningshastigheten og Marksteinlengden ved bruk av konstant trykk metode. Det ble funnet at for varierende startradius mellom 10 og 13 mm, varierte

forbrenningshastigheten for en blanding av hydrogen og luft ved standard forhold med $3,8 \text{ cm/s}$ og Marksteinlengden med $0,035 \text{ cm}$. Det er derfor mye som tyder på at valg av ekstrapoleringsområde er den faktoren som i størst grad bidrar til usikkerhet i de utregnede verdiene. Dette kan spesielt være med på å forklare hvorfor Marksteinlengdene utregnet i denne oppgaven ikke stemmer overens med verdier fra litteraturen.

5.4.3 Initialtemperatur

Det ble ikke foretatt nøyaktige målinger av temperaturen i kammeret. I løpet av en periode med gjentatte forsøk, er det rimelig å anta at temperaturen i kammeret ikke er konstant. Det er tidligere blitt nevnt at høyere temperaturer generelt resulterer i høyere forbrenningshastigheter. Høyere temperaturer gir lavere gasstetthet, noe igjen påvirker ekspansjonsforholdet da størrelsen defineres av forholdet mellom uforbrent og forbrent gass. For å undersøke den teoretiske effekten høyere initialtemperatur vil ha på den laminære forbrenningshastigheten, ble derfor ekspansjonsforholdet regnet ut for ulike temperaturer. En støkiometrisk hydrogen-luft blanding ble undersøkt, men i stedet for å anta en initialtemperatur på 294 K , slik det er beskrevet i seksjon 4.1.5, ble en lavere temperatur på 285 K og en høyere temperatur på 305 K testet. Resultatet er vist i *tabell 5.2*.

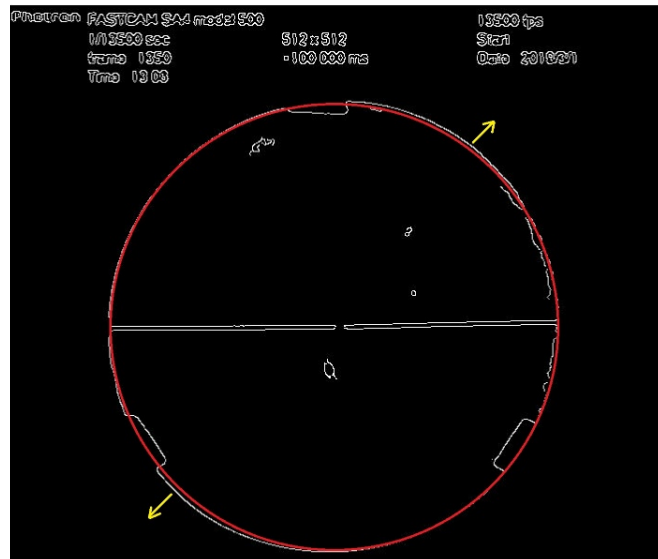
Tabell 5.1: Initialtemperaturens betydning på den laminære forbrenningshastigheten

Temperatur (K)	S_u lineær (m/s)	S_u ikke-lineær (m/s)
294 (antatt ved utregninger)	2,46	2,41
305 (øvre grense)	2,54 (+0,09)	2,49 (+0,08)
285 (nedre grense)	2,39 (-0,07)	2,34 (-0,07)

Temperaturen på gassen inne i eksplosjonskammeret før tenning lå sannsynligvis godt innenfor intervallet antydnet i *Tabell 5.1*. Det er i midlertidig klart at høyere initialtemperatur øker forbrenningshastigheten. En motsatt effekt ble derimot observert på labben etter at gjentatte forsøk var blitt gjennomført. De laminære forbrenningshastighetene viste seg å synke med det vi antok som en økende initialtemperatur i kammeret utover dagen som følger av for mange forsøk etter hverandre. En forklaring på dette kan være at en høyere initialtemperatur gir lavere tetthet, slik at det blir plass til mindre gass. Når det fylles på med samme mengde gass som tidligere forsøk med samme blandingsforhold, vil det i realiteten være en mindre mengde brennbar gass i kammeret slik at lavere hastigheter blir målt i de fleste tilfeller (fram til toppunktet på $\phi = 1,6$). Hvor stor betydning dette har for de endelige resultatene er vanskelig å vurdere, men for å minimere usikkerheten ble det tidlig bestemt at ventetiden mellom hvert forsøk skulle være minst 5 minutter og at det ikke skulle gjennomføres mer en 10 til 12 forsøk hver dag.

5.4.4 Schlieren-system

Den største utfordringen med Schlieren-system av z-typen er å plassere komponenter i riktig vinkler og høyder i forhold til hverandre, slik at bildene som tas opp av kameraet skaleres riktig i alle retninger. For å teste dette ble et bilde av det runde vinduet i eksplosjonskammeret sammenlignet med en perfekt sirkel. Resultatet er illustrert i *figur 5.18* og viser rimelig godt samsvar, men en liten tendens til at bildet er strukket i retning markert av de gule pilene. Videre undersøkelser i Matlab viste at det største avviket fra den perfekte sirkelen var 8 pixler.



Figur 5.18: Schlieren-bilde sammenlignet med perfekt sirkel

Med en *pixel per cm* forhold på 35, vil 8 pixler utgjøre omtrent 0,23 cm. En støkiometrisk hydrogen-luft blanding ble undersøkt for å estimere den mulige effekten på den laminære forbrenningshastigheten. Resultatene er gitt i *Tabell 5.2* og viser at det har en viss effekt, stor nok til at det kan anses som en potensiell feilkilde, men ikke stor nok til å fundamentalt endre de oppnådde resultatene.

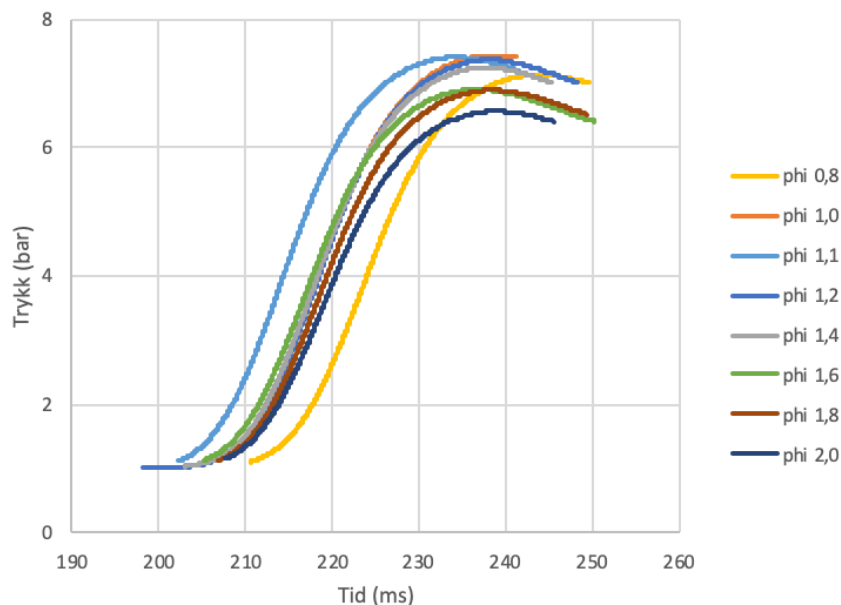
Tabell 5.2: Effekten av å tilføre eller trekke fra pixler tilsvarende feilen fra et perfekt rundt Schlieren-bilde.

	S_u lineær (m/s)	S_u ikke-lineær (m/s)
Fra opprinnelig bilde	2,46	2,41
8 pixler lagt til flammediameter	2,53 (+0,07)	2,44 (+0,03)
8 pixler trukket fra flammediameter	2,43 (-0,03)	2,39 (-0,02)

5.4.5 Usikkerhet tilknyttet trykkmålingene

Konstant-volum-metoden resulterte i feilaktige estimerte laminære forbrenningshastigheter. Det vil videre bli forsøkt å analysere hva som kan ha gått galt.

Ekspløsjonstrykket som funksjon av tid for et utvalg blandinger av hydrogen og luft er vist i *figur 5.19*. Av trykkurvene kan det bemerkes at alle blandingen utøver den typiske S-formen som kan forventes av en eksplosjon i et lukket volum. Kurven starter ved atmosfæretrykk før trykket starter å stige, med maksimal trykkstigning i området rundt 2-4 bar. Maksimalt eksplosjonstrykk ble målt ved $\phi = 1.0-1.1$ tilsvarende omtrent 7.5 bar. Et maksimalt eksplosjonstrykk rundt støkiometrisk blandingsforhold er å forvente ettersom det er her man per definisjon har en fullstendig forbrenning. Med første øyekast kan det altså tilsynelatende virke som om trykkurvene for de forskjellige blandingen virker fornuftige.



Figur 5.19: Trykk som funksjon av tid for en rekke hydrogen-luft blandinger.

Fagith og Chen (2016, s. 1307) nevner at forskjellige ekstrapoleringsområder hvor flammen er strekkfri er blitt brukt av ulike undersøkere. Det understrekes at det ikke er klart hvordan valg av ekstrapoleringsområde påvirker de laminære forbrenningshastighetene utregnet ved KVM.

En rekke forskjellige trykkområder ble undersøkt i håp om å komme fram til fornuftige resultater sammenlignet med litteraturverdier og KTM. Det ble forsøkt et område mellom 1.15 og 1.30 bar, da dette ifølge Dahoe (2005, s. 164) skal unngå påvirkning fra gnist og kammervegger. Dette området gav generelt for lave hastigheter, samt en S_u -kurve som funksjon av ekvivalensforhold som ikke stemte overens med KTM. I et forsøk med en blanding av metan og luft, bruker Pugh (2013, s. 86) et ekstrapoleringsområde mellom 1.2 og 3 bar. Xiouris mfl. (2016, s. 279) derimot, foreslår å bruke trykkihistorikk ved $p > 2.5p_0$ for å sikre at

strekkeffektene skal være neglisjerbar. Et område mellom 2.5 og 3.5 bar ble derfor også undersøkt.

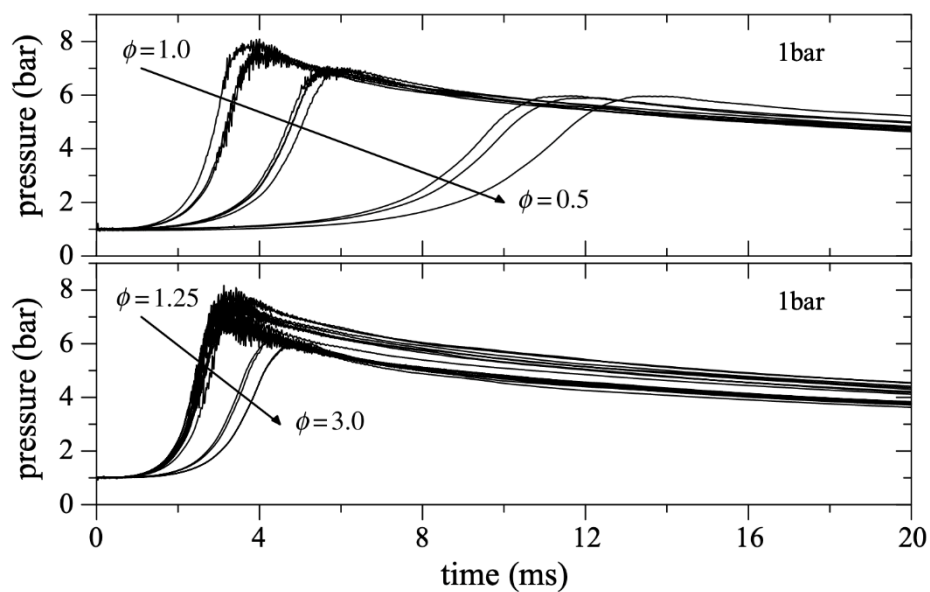
Det viste seg at valg av ekstrapoleringsområde hadde en veldig stor betydning for de utregnete verdiene. For en støkiometrisk hydrogen-luft blanding varierte de utregnete laminære forbrenningshastighetene fra 1.21 m/s for området foreslått av Dahoe, til 2,46 m/s for området mellom 2.5 og 3.5 bar. Selv om sistnevnte verdi er tilnærmet lik hastigheten utregnet fra KTM for tilsvarende blanding, stemte hastigheter utregnet for andre blandingsforhold med samme ekstrapoleringsområde ikke like godt. For en mager hydrogenblanding med ekvivalensforhold på 0.8 for eksempel, ble forbrenningshastigheten funnet til å være 2.41 m/s, langt over hastighetene på rundt 2 m/s utregnet fra KTM og omtrent det samme som hastigheten ved støkiometrisk blanding. Det er mulig at en kombinasjon av for energirik gnist og ugunstig kammerform og størrelse kan være påvirkende faktorer for at et korrekt ekstrapoleringsområde ikke kunne bestemmes. Det er allerede vist at gnisten brukt i denne oppgaven var i overkant energirik for å antenne en hydrogen-luft blanding. Fagith og Chen (2016, s. 1301) hevder at kammerform og størrelse har en større betydning dersom KVM brukes kontra KTM. For at et ekstrapoleringsområde skal kunne velges hvor strekkeffektene er neglisjerbart, vil det være en stor fordel at kammeret er sfærisk og stort slik at påvirkningene fra veggene også kan neglisjeres.

Det ble etterhvert klart at en tilsvarende kurve for den laminære forbrenningshastigheten som funnet for KTM i *figur 5.4*, var vanskelig å få til med aktuell fremgangsmetode. Alternative utregningsmetoder benyttet av blant annet Luijten mfl. (2009, s. 1219) ble også undersøkt, men tilsvarende trend for den laminære forbrenningshastigheten som funksjon av tid ble fortsatt observert. Med små variasjoner resulterte det i de samme laminære forbrenningshastighetene som for tidligere beskrevet fremgangsmetode.

I kapittel 2.5.2 ble det oppgitt de forutsetningene som blir gjort når KVM brukes som utregningsmetode. De mange antagelsene gjør at det er generelt akseptert at KVM medbringer større usikkerhet enn KTM. Konnov mfl. (2018, s. 205) understreker en av de største utfordringene med metoden. Det påpekes at den ekstraherte laminære forbrenningshastigheten fra KVM alltid vil påvirkes av strekk, selv om størrelsen på disse effektene er liten i sen fase av flammeforplantingen. For en gitt brennbar blanding, forekommer fortsatt store avvik mellom forskjellige resultater. Likefult er antagelsene gjort i denne oppgaven de samme som de litterære verdiene det sammenlignes med, og kan ikke alene være årsaken til de store avvikene som observeres.

Det ble også undersøkt om det kunne være noe galt med trykkdataene registrert og ikke fremgangsmetoden brukt. *Figur 5.20* viser de målte trykkstigningskurvene til en rekke forskjellige hydrogen-luft blandinger målt av Dahoe (2005, s. 154). Sammenlignes disse kurvene med *figur 5.19*, er det flere ting som en kan legge merke til. For det første virker det som om det maksimale eksplosjonstrykket nås vesentlig raskere, varierende mellom 4 ms for de raskeste blandinger, til rundt 12 ms for de tregeste. Tilsvarende for kurvene oppnådd i denne avhandlingen tar det omtrent 40 ms før makstrykk nås. Dette kan derimot i stor grad

forklares med størrelse og form på eksplosjonskammer. I Dahoe's 'tilfelle ble et sylindrisk og vesentlig mindre eksplosjonskammer (169 ml) brukt sammenlignet med det kubiske kammeret (20 L) fra denne rapporten. Av trykkkurvene i denne rapporten er det ikke en like tydelig forskjell mellom de forskjellige blandingsforholdene. I Dahoes tilfelle, kan man tydelig se at de hydrogenmagre blandinger bruker mye lenger tid på å nå makstrykk sammenlignet med rike blandinger, noe som er ensbetydende med en lavere forbrenningshastighet. Samme tendensen er ikke like tydelig for kurvene fra *figur 5.19*, hvor det er mindre forskjeller på hvor raskt trykket stiger for de forskjellige ekvivalensforholdene. Ettersom de laminære forbrenningshastighetene utregnet fra KTM stemmer godt med litterære verdier, er det lite som tyder på at dette kan forklares med gale blandingsforhold.



Figur 5.20: Litterære trykverdier som funksjon av tid for hydrogen-luft blandinger (Dahoe, 2005, s. 154).

Figur 4.12 viste det målte maksimale eksplosjonstrykket sammenlignet med ideell verdi utregnet av CEC og målte trykk av Schröder og Holtappels (2005, s. 8). Et lavere maksimaltrykk en ideell verdi er å forvente, men man skulle tro at trykkverdiene målt skulle vært nærmere de litterære verdiene det sammenlignes med. Særlig når kammervolumet brukt av Schröder og Holtappels var på 6L, mindre enn kammeret i denne oppgaven. Vanligvis vil et større overflate til volumforhold gi et mer betydelig varmetap i senere faser av eksplosjonen. Det maksimale eksplosjonstrykket målt skulle i teorien derfor ha vært høyere. En mulig forklaring på de ukorrekte laminære forbrenningshastighetene utregnet ved KVM kan derfor være som følger av at ladningsforsterkeren som registrerte trykkøkningen ikke var riktig innstilt eller at trykksensoren brukt ikke var godt nok kalibrert.

6 Konklusjon

En eksperimentell undersøkelse av laminære forbrenningshastigheter og Marksteinlengder ble utført for hydrogen-luft blandinger tilsatt nitrogen eller karbondioksid i et 20-liters kubisk eksplosjonskammer. Eksperimentene inkluderte to beregningsmetoder; en konstant-trykk metode (KTM) basert på optiske målinger ved hjelp av et Schlieren-system og en konstant-volum metode (KVM) basert på trykkmålinger.

Intensjonen var å komplementere målingene fra KTM med tilsvarende estimater fra KVM, men det viste seg å være for store usikkerhetsmomenter knyttet til den trykkbaserte metoden. Årsaken til dette kan være en kombinasjon av de generelle usikkerhetsmomentene knyttet til fremgangsmetoden, ingen felles konsensus for hvilke trykkområder som skal brukes som ekstrapoleringsområde, samt en mistanke om ukorrekte målte trykkverdier. Trykkverdiene hadde likevel en hensikt ved at de ble brukt som et verktøy for å vurdere hvorvidt flammeforplantningen som ble observert av Schlieren-oppsettet fant sted under konstant trykk, en forutsetning i KTM.

Resultatene fra KTM ble analysert på to måter. Ved en lineær og ikke-lineær ekstrapolasjon ble laminære forbrenningshastigheter og Marksteinlengder estimert fra de målte flammehastighetene. De laminære forbrenningshastighetene beregnet viste relativt god overenstemmelse i forhold til hverandre og sammenlignet med verdier fra litteraturen. De beregnete Marksteinlengdene stemte ikke like godt, med betydelige avvik sammenlignet med tidligere arbeid. Det kan være flere årsaker til dette. Strømningsbegrensninger fra kammerveggene kan være en mulighet. En annen forklaring kan være hvordan flammefronten ble detektert av den analyserende programvaren brukt i denne oppgaven. Det kan også være mulig at energioverføringen fra gnisten var for stor.

En tilnærmet lineær reduksjon i reaktiviteten til hydrogen-luft blandinger tilsatt økende mengde nitrogen eller karbondioksid ble observert. Karbondioksid var som forventet mer effektiv til flammeundertrykking enn nitrogen. Usikkerheten knyttet til de målte verdiene for Marksteinlengden i blandinger av hydrogen og luft tilsier derimot at resultatene ikke uten videre kan brukes til å forbedre beregningsmodeller som involverer disse gassene. Ytterligere utbedring av eksplosjonsriggen vil derfor være nødvendig før resultatene oppnådd kan fungere som pålitelig grunnlag for videre utvikling av simuleringsverktøy i industrien.

7 Forslag til videre arbeid

Dette kapitlet oppsummerer forslag til videre arbeid, samt forslag til forhold som kan være hensiktsmessig å undersøke videre med tilsvarende oppsett i fremtiden.

7.1 Utbedringsforslag

7.1.1 Sfærisk bombeform

Med tanke på design av en ny eksplosjonsrigg, vil et nært kuleformet eksplosjonskammer være å foretrekke ved arbeid med sfærisk ekspanderende flammer. Dette vil minimere usikkerhetsmomentene beskrevet i kapittel 5.3.1. Et større eksplosjonskammer er også å anbefale da dette vil minimere strømningsbegrensningene for tilsvarende ekstrapolasjonsområde valgt i denne rapporten. Større volum medbringer i tillegg mulighetene for å utvide dette område, slik at flere upåvirkete datapunkter kan benyttes. Dette er særlig nyttig i tilfeller hvor flammen ekspanderer veldig raskt.

7.1.2 Temperaturmåler

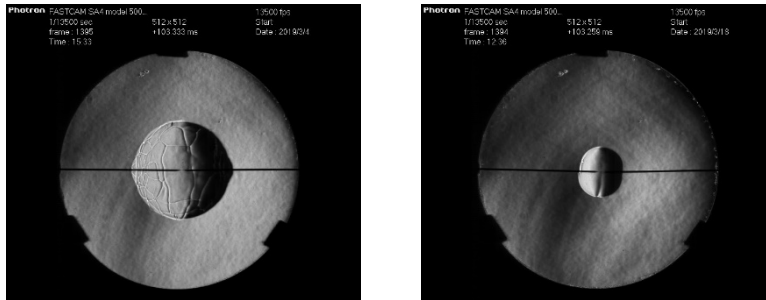
Det ble i kapittel 5.3.1 konkludert med at initialtemperaturen i kammeret vil kunne påvirke de utregnete laminære forbrenningshastighetene. Den eneste indikasjonen på kammertemperatur som var lett tilgjengelig involverte bruk av et håndholdt digitalt termometer plassert på toppen av kammerets lokk, uten å være i kontakt med selve kammervolumet. For å kontrollere temperaturen på gassene i kammeret, bør det ved videre arbeid installeres temperaturmålere dirkete i kammeret slik at denne usikkerheten minimeres. Dette vil gjøre at man lettere kan vite når et nytt forsøk kan starte for å sikre at alle resultater utregnes med bakgrunn i samme startforhold.

7.1.3 Justerbar gnistenergi

Energien som frigjøres i gnistladningen ble estimert i avsnitt 3.1.3. Antennelsesenergien viste seg å være mye høyere enn det som behøvdes for å antenne hydrogen i luft, men ble begrunnet med at det ville sikres antenning for blandinger tilsatt store mengder inert gass. Forsterkelsen fra gnisten som antenner gassblandingen er faktoren som i hovedsak bestemmer den nedre ekstrapolasjonsgrensen for den ekspanderende flammen. En alt for energirik gnist vil i større grad kunne være en påvirkningsfaktor for flammeekspansjonen i tidlig fase. Dersom gnisten kunne tilpasses ulike gasser og blandinger, ville denne usikkerheten reduseres betraktelig.

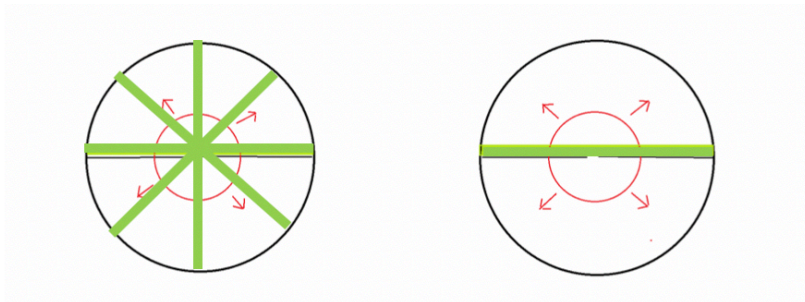
7.1.4 Utbedre Matlab-koden

Matlab-koden brukt i denne oppgaven til å detektere flammefronten baserte seg på et avskåret område av flammen like over gnistelektrodene (*figur 4.2*). For at det beskjærte bildet skal være representativt for hele den sfæriske flammefronten, må flammen ekspandere som en perfekt kule. Underveis ble det oppdaget at dette i flere sammenhenger ikke var tilfellet. Av *figur 7.1* kan man tydelig se to tilfeller der området hvor Matlab-koden hentet flammeradiusen var bredere og smalere enn resten av flammen. Da vil den laminære forbrenningshastigheten henholdsvis overestimert og underestimert i forhold til den faktiske verdien.



Figur 7.1: Eksempler på hvordan området hvor flammen er tykkest varierer for ulike blandinger. Bildet til venstre er for en ren hydrogen-luft blanding ($\phi = 0.7$), mens til høyre er for en støkiometrisk hydrogen-luft blanding tilsatt 30% nitrogen.

Et forslag til hvordan dette kan unngås, kan være å utbedre koden slik at den analyserer flere områder av flammen. Da vil man kunne beregne en middelvei som i større grad gir en representativ gjengivelse av den faktiske radiusen til hele flammefronten som funksjon av tid. Det vil også føre til at man ikke kun ser på et område som er sårbar for påvirkning fra gnistelektrodene, som kanskje var hovedårsaken til de feilaktige Marksteinlengdene beregnet i denne oppgaven.



Figur 7.2: Forslått nytt område for detektering av flammefront til venstre og metode brukt i denne oppgaven til høyre.

En annen mulighet kan være å følge fremgangsmetoden til Nativel mfl. (2016, s. 2), som tilpasset flammefronten til en perfekt sirkel. Dette ble gjort ved at en størrelse kalt sfærisitet ble definert som forholdet mellom den minste og største radiusen til flammefronten for hvert enkelt bilde som ble kjørt gjennom Matlab-koden. Dersom flammefronten sammentraff med den perfekte sirkelen, ville forholdstallet være lik 1. Det nevnes også at de viktigste påvirkningsfaktorene for en sfærisk flammepropagasjon er hvordan gnistelektrodene plasseres

i forhold til hverandre, avstanden mellom dem og forekomsten av oppdriftskrefter. Skal denne metoden benyttes bør derfor nøyaktige tiltak som minimerer disse effektene legges til grunn.

7.1.5 Alternative Schlieren-system

Det er blitt nevnt hvor følsomt et z-type Schlieren-oppsett er. Det er også blitt nevnt at det finnes andre former enn Schlieren-systemer med tilsvarende hensikt å gjøre tetthetsforskjeller i gassblandinger synlig. En metode som i senere tid har vekket interesse innenfor flere områder er «Shadowgraph»-teknikkene. Denne teknikken har et enklere oppsett som kun benytter en lyskilde, et kamera og en projeksjonsskjerm. Et enklere oppsett vil betydelig redusere forberedelsestiden slik at mer tid kan gå med til eksperimentene man ønsker å gjennomføre. Metoden fungerer ved at lys reflektert av den undersøkte gassen former en beskrivende skygge av seg selv på en skjerm plassert i bakgrunnen (*se figur 7.3*). Formålet til kameraet er da å fotografere skyggen som formes. «Shadowgraph» har i mange sammenhenger, til tross for en forventet lavere oppløsning enn z-type Schlieren, vist seg som enklere og vel så effektiv, særlig i storskala eksperimenter (Settles og Hargather, 2017, s. 18).

7.2 Videre forskning

7.2.1 Andre inerte gasser

Både nitrogen og karbondioksid viste seg å ha gode begrensende effekter på flammehastighetene til hydrogen-luft blandinger. En gass det kan være verdt å se nærmere på, er argon. Ved standard temperatur er argon en farge- og luktløs enatomig inert gass. Den finnes naturlig i atmosfæren og kan fremstilles ved destillasjon av flytende luft. I dag brukes gassen allerede som en inert beskyttelsesatmosfære ved sveise- og smelteoperasjoner av metaller og i gassfylte glødelamper (Kofstad, 2018a). Det som taler mot argon derimot er at den har en lavere spesifikk varmekapasitet enn både nitrogen og karbondioksid, noe som med bakgrunn i det faktum konkludert med i denne rapporten vil resultere i en mindre effekt på den laminære forbrenningshastigheten. Dette støttes også av Qiao mfl. (2005, s. 89), hvor resultatene viste at argon hadde lavere effekt enn N_2 og CO_2 . Uansett effekt, vil ytterligere beregninger som involverer argon kunne brukes som inputvariabler i CFD-koder på tilsvarende måte som nitrogen og hydrogen dersom akseptable resultater oppnås.

8 Referansliste

- AKHAVAN, J. 2004. *Chemistry of Explosives*, Cambridge, UNITED KINGDOM, Royal Society of Chemistry.
- BURKE, M. P., CHEN, Z., JU, Y. & DRYER, F. L. 2009. Effect of cylindrical confinement on the determination of laminar flame speeds using outwardly propagating flames. *Combustion and Flame*, 156.
- BUXBAUM, R. E. 2011. Hydrogen Explosions in Nuclear Reactors and a Passive Way to Prevent Them.
- CAI, X., WANG, J., ZHAO, H., XIE, Y. & HUANG, Z. 2018. Effects of Initiation Radius Selection and Lewis Number on Extraction of Laminar Burning Velocities from Spherically Expanding Flames. *Combustion Science and Technology*, 190, 286-311.
- CHEN, Z. 2017. Effects of radiation on large-scale spherical flame propagation. *Combustion and Flame*, 183, 66-74.
- CHEN, Z., BURKE, M. P. & JU, Y. 2009. Effects of Lewis number and ignition energy on the determination of laminar flame speed using propagating spherical flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 32, 1253-1260.
- DAHOE, A. E. 2005. Laminar burning velocities of hydrogen–air mixtures from closed vessel gas explosions. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 18, 152-166.
- DAHOE, A. E., ZEVENBERGEN, J. F., LEMKOWITZ, S. M. & SCARLETT, B. 1996. Dust explosions in spherical vessels: The role of flame thickness in the validity of the ‘cube-root law’. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 9, 33-44.
- DANDY, D. 2019. *Chemical Equilibrium Calculation* [Online]. Colorado State University. Available: <http://navier.engr.colostate.edu/code/code-4/index.html> [Accessed 23.04 2019].
- DAVIS JOSEPH, R. 1997. *Physical Properties of Gases and Liquids*, ASM International.
- DAVIS, S. G., QUINARD, J. & SEARBY, G. 2002. Markstein numbers in counterflow, methane- and propane- air flames: a computational study. *Combustion and Flame*, 130, 123-136.
- DEGEN, N. 2012. *An Overview on Schlieren Optics and Its Applications: Studies on Mechatronics*, ETH-Zürich.
- DERY, W. P. 2017. Experimental Determination of Hydrogen-Air Laminar Burning Velocities, and the Effect of Water Mist. The University of Bergen.
- DICTIONARY, M.-W. O. 2019. *combustion* [Online]. Merriam-Webster online dictionary: Merriam-Webster. Available: <https://www.merriam-webster.com/dictionary/combustion> [Accessed 09.05 2019].
- ECKHOFF, R. K. 2003. Dust explosions in the process industries. 3rd ed. ed. Amsterdam ;, Boston: Gulf Professional Pub.
- ECKHOFF, R. K. 2005. *Explosion Hazards in the Process Industries*, Elsevier Science.
- FAGHIH, M. & CHEN, Z. 2016. The constant-volume propagating spherical flame method for laminar flame speed measurement.
- FALCO, M. D., IAQUANIELLO, G. & CENTI, G. 2013. CO₂: A Valuable Source of Carbon. London: Springer London : Imprint: Springer.
- FIOCK, E. F., CALDWELL, F. R., ROEDER, C. H. & MARVIN, C. F., JR. 1940. Flame Speeds and Energy Considerations for Explosions in a Spherical Bomb.
- GIANNAKOPOULOS, G. K., GATZOULIS, A., FROUZAKIS, C. E., MATALON, M. & TOMBOULIDES, A. G. 2015. Consistent definitions of "Flame Displacement Speed" and "Markstein Length" for premixed flame propagation. *Combustion and Flame*, 162, 1249-1264.

- GIBBS, K. 2016. *The specific heat capacities of gases* [Online]. Schoolphysics. Available: http://www.schoolphysics.co.uk/age16-19/Thermal%20physics/Gas%20laws/text/Specific_heats_of%20gases/index.html [Accessed 10.05 2019].
- HALLAND, K. 2015. *Measurements of laminar burning velocities in premixed gases by the schlieren imaging technique*. Department of Physics and Technology, University of Bergen.
- HALTER, F., TAHTOUH, T. & MOUNAIM-ROUSSELLE, C. 2010. Nonlinear effects of stretch on the flame front propagation. *Combustion and Flame*, 157.
- HARALDSEN, H. P., BJØRN. 2018. *Karbondioksid* [Online]. SNL.no: SNL. Available: <https://snl.no/karbondioksid> [Accessed 10.05 2019].
- HINTON, N. 2014. *Measuring laminar burning velocities using constant volume combustion vessel techniques*. ProQuest Dissertations Publishing.
- HISKEN, H. 2018. *Investigation of instability and turbulence effects on gas explosions: experiments and modelling*. The University of Bergen.
- HU, E., HUANG, Z., HE, J., JIN, C. & ZHENG, J. 2009. Experimental and numerical study on laminar burning characteristics of premixed methane–hydrogen–air flames. *International Journal of Hydrogen Energy*, 34, 4876-4888.
- ILBAS, M., CRAYFORD, A. P., YILMAZ, İ., BOWEN, P. J. & SYRED, N. 2006. Laminar-burning velocities of hydrogen–air and hydrogen–methane–air mixtures: An experimental study. *International Journal of Hydrogen Energy*, 31, 1768-1779.
- JUSTE, G. L. 2006. Hydrogen injection as additional fuel in gas turbine combustor. Evaluation of effects. *International Journal of Hydrogen Energy*, 31, 2112-2121.
- KELLEY, A. P. & LAW, C. K. 2009. Nonlinear effects in the extraction of laminar flame speeds from expanding spherical flames. *Combustion and Flame*, 156.
- KOFSTAD, P. K. P., BJØRN. 2018a. *Argron* [Online]. Store Norske Leksikon. Available: <https://snl.no/argon> [Accessed 13.05 2018].
- KOFSTAD, P. K. P., BJØRN. 2018b. *Nitrogen* [Online]. SNL. Available: <https://snl.no/nitrogen> [Accessed 14.04 2019].
- KONNOV, A. A., MOHAMMAD, A., KISHORE, V. R., KIM, N. I., PRATHAP, C. & KUMAR, S. 2018. A comprehensive review of measurements and data analysis of laminar burning velocities for various fuel+air mixtures. *Progress in Energy and Combustion Science*, 68, 197-267.
- LAW, C. K. 2006. *Combustion physics*, Cambridge university press.
- LAW, C. K. & KWON, O. C. 2004. Effects of hydrocarbon substitution on atmospheric hydrogen–air flame propagation. *International Journal of Hydrogen Energy*, 29, 867-879.
- LAW, C. K., WU, F., EGOLFOPOULOS, F. N., GURURAJAN, V. & WANG, H. 2015. On the Rational Interpretation of Data on Laminar Flame Speeds and Ignition Delay Times. *Combustion Science and Technology*, 187, 27-36.
- LILLESTØL, E., HUNDERI, O., LIEN, J. R., LØVHØIDEN, G. & LILLESTØL, E. 2001. *Varmelære og elektromagnetisme*, Oslo, Universitetsforl.
- LINDE, A. i.d. *Working with Carbon dioxide* [Online]. Available: https://www.linde-gas.pt/en/images/Safety_Advice_12_tcm303-25938.pdf [Accessed 10.05 2019].
- LIU, Q., CHEN, X., SHEN, Y. & ZHANG, Y. 2019. Parameter extraction from spherically expanding flames propagated in hydrogen/air mixtures. *International Journal of Hydrogen Energy*, 44, 1227-1238.
- LUIJTEN, C. C. M., DOOSJE, E. & DE GOEY, L. P. H. 2009. Accurate analytical models for fractional pressure rise in constant volume combustion. *International Journal of Thermal Sciences*, 48, 1213-1222.

- LUTTRELL, W. E. 2015. Nitrogen. *Journal of Chemical Health & Safety*, 22, 32-34.
- MANNAN, S. 2013. *Lees' Process Safety Essentials : Hazard Identification, Assessment and Control*, Oxford, UNITED STATES, Elsevier Science & Technology.
- MAZLOOMI, K. & GOMES, C. 2012. Hydrogen as an energy carrier: Prospects and challenges. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 16, 3024-3033.
- MAZUMDAR, A. 2013. Principles and techniques of schlieren imaging systems.
- MOMIRLAN, M. & VEZIROGLU, T. N. 2005. The properties of hydrogen as fuel tomorrow in sustainable energy system for a cleaner planet. *International Journal of Hydrogen Energy*, 30, 795-802.
- MONTEIRO, E., BELLENOUE, M., SOTTON, J., MOREIRA, N. A. & MALHEIRO, S. 2010. Laminar burning velocities and Markstein numbers of syngas–air mixtures. *Fuel*, 89, 1985-1991.
- NATIVEL, D., PELUCCHI, M., FRASSOLDATI, A., COMANDINI, A., CUOCI, A., RANZI, E., CHAUMEIX, N. & FARAVELLI, T. 2016. Laminar flame speeds of pentanol isomers: An experimental and modeling study. *Combustion and Flame*, 166, 1-18.
- NESSE, N. 2017. *inertgass* [Online]. Store Norske Leksikon. Available: <https://snl.no/inertgass> [Accessed 23.04 2017].
- NIST. 2018a. *Carbon dioxide* [Online]. National Institute of Standards and Technology. Available: <https://webbook.nist.gov/cgi/cbook.cgi?Name=carbon+dioxide&Units=SI&cTG=on> [Accessed 10.04 2019].
- NIST. 2018b. *Hydrogen* [Online]. National Institute of Standards and Technology. Available: <https://webbook.nist.gov/cgi/cbook.cgi?ID=C1333740&Units=SI&Mask=1#Thermo-Gas> [Accessed 10.04 2019].
- NIST. 2018c. *Nitrogen* [Online]. National Institute of Standards and Technology. Available: <https://webbook.nist.gov/cgi/cbook.cgi?Name=Nitrogen&Units=SI&cTG=on> [Accessed 10.04 2019].
- NIST. 2018d. *Oxygen* [Online]. National Institute of Standards and Technology. Available: <https://webbook.nist.gov/cgi/cbook.cgi?Name=oxygen&Units=SI&cTG=on> [Accessed 10.04 2019].
- OMARI, A. & TARTAKOVSKY, L. 2016. Measurement of the laminar burning velocity using the confined and unconfined spherical flame methods – A comparative analysis. *Combustion and Flame*, 168, 127-137.
- ONO, R., NIFUKU, M., FUJIWARA, S., HORIGUCHI, S. & ODA, T. 2007. Minimum ignition energy of hydrogen–air mixture: Effects of humidity and spark duration. *Journal of Electrostatics*, 65, 87-93.
- PAREJA, J., BURBANO, H. J. & OGAMI, Y. 2010. Measurements of the laminar burning velocity of hydrogen–air premixed flames. *International Journal of Hydrogen Energy*, 35, 1812-1818.
- PUGH, D. 2013. *Combustion characterisation of compositionally dynamic steelworks gases*. Cardiff University.
- PUGH, D. G., O'DOHERTY, T., GRIFFITHS, A. J., BOWEN, P. J., CRAYFORD, A. P. & MARSH, R. 2012. Sensitivity to change in laminar burning velocity and markstein length resulting from variable hydrogen fraction in blast furnace gas for changing ambient conditions. *International Journal of Hydrogen Energy*, 38.
- QIAO, L., KIM, C. & FAETH, G. 2005. Suppression effects of diluents on laminar premixed hydrogen/oxygen/nitrogen flames.
- RANDEBERG, E., OLSEN, W. & ECKHOFF, R. K. 2006. A new method for generation of synchronised capacitive sparks of low energy. *Journal of Electrostatics*, 64, 263-272.

- RANZI, E., FRASSOLDATI, A., GRANA, R., CUOCI, A., FARAVELLI, T., KELLEY, A. P. & LAW, C. K. 2012. Hierarchical and comparative kinetic modeling of laminar flame speeds of hydrocarbon and oxygenated fuels. *Progress in Energy and Combustion Science*, 38, 468-501.
- RODGERS, S., VUDUMU, S., GRASMAN, S., MURRAY, S. & KOYLU, U. 2010. Hydrogen Safety. *Professional Safety*, 55, 39-44.
- ROZENCHAN, G., ZHU, D. L., LAW, C. K. & TSE, S. D. 2002. Outward propagation, burning velocities, and chemical effects of methane flames up to 60 ATM. *Proceedings of the Combustion Institute*, 29, 1461-1470.
- SCHRÖDER, V. & HOLTAPPELS, K. Explosion characteristics of hydrogen-air and hydrogen-oxygen mixtures at elevated pressures. International Conference on hydrogen safety, Congress Palace, Pisa, Italy, 2005.
- SETTLES, G. & COVERT, E. E. 2002. Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transport Media. *Applied Mechanics Reviews*, 55, B76.
- SETTLES, G. S. & HARGATHER, M. J. 2017. A review of recent developments in schlieren and shadowgraph techniques.
- SKJOLD, T. 2003. Selected aspects of turbulence and combustion in 20-litre explosion vessels : development of experimental apparatus and experimental investigation. The University of Bergen.
- SUN, Z.-Y. & LI, G.-X. 2016. Propagation characteristics of laminar spherical flames within homogeneous hydrogen-air mixtures. *Energy*, 116, 116-127.
- TAYLOR, S. 1991. Burning velocity and the influence of flame stretch. ProQuest Dissertations Publishing.
- WARNATZ, J., MAAS, U. & DIBBLE, R. W. 2006. *Combustion : physical and chemical fundamentals, modeling and simulation, experiments, pollutant formation*, Berlin, Springer.
- WILLIAMS, F. A. 1986. Lectures on applied mathematics in combustion: Past contributions and future problems in laminar and turbulent combustion. *Physica D: Nonlinear Phenomena*, 20, 21-34.
- XIOURIS, C., YE, T., JAYACHANDRAN, J. & EGOLFOPOULOS, F. N. 2016. Laminar flame speeds under engine-relevant conditions: Uncertainty quantification and minimization in spherically expanding flame experiments. *Combustion and Flame*, 163, 270-283.

Vedlegg A - Utrekning av brensel-konsentrasjoner for brensel-luft blandinger

A.1 Hydrogen-luft

Hvor mye brensel som ble tilsatt under en test, ble kontrollert ved måling av undertrykk i eksplosjonskammeret. Ligning 2.5 viser hvordan partialtrykket til en gassblanding er relatert til molfraksjonen. Den utregnede molfraksjonen for en støkiometrisk blanding av hydrogen og luft vises i detalj her, mens resterende verdier tilsvarende ulike ekvivalensforhold er gitt i *tabell A1*. Vært å merke er at det til enhver tid antas ideell gassopphør.

Reaksjonsligningen i formel 2.2 gir oss følgende uttrykk for en støkiometrisk blanding av hydrogen og luft:

$$\left(\frac{n_{\text{brensel}}}{n_{\text{luft}}} \right)_{\text{stok}} = \frac{1}{0.5 + 0.5 \cdot 3.762} = \frac{1}{2.381} \approx 0.42 \quad (A.1)$$

Brensel-luft forholdet til en gitt blanding kan da finnes ved hjelp av ligning 2.1. Dersom tilfellet er at $\phi = 1.4$, ender vi opp med:

$$\phi = \frac{\left(\frac{n_{\text{brensel}}}{n_{\text{luft}}} \right)_{\text{mix}}}{\left(\frac{n_{\text{brensel}}}{n_{\text{luft}}} \right)_{\text{stok}}} = 1.4 \rightarrow \left(\frac{n_{\text{brensel}}}{n_{\text{luft}}} \right)_{\text{mix}} \approx 0.42 \cdot 1.4 = 0.5880 \quad (A.2)$$

Antar man at vi har 1 mol brensel, kan antall mol luft enkelt regnes ut:

$$\frac{n_{\text{brensel}}}{n_{\text{luft}}} = 0.588 \rightarrow n_{\text{luft}} = \frac{1}{0.588} = 1,7007 \quad (A.3)$$

Luft består forenklet av 79 vol% N₂ og 21 vol% O₂. Antall mol nitrogen og oksygen vil da være:

$$n_{\text{N}_2} = 0.79 \cdot 1.701 = 1.3435 \quad (A.4)$$

$$n_{\text{O}_2} = 0.21 \cdot 1.701 = 0.3571 \quad (A.5)$$

Molfraksjon brensel (X_f) blir da:

$$X_f = \frac{n_f}{n_{tot}} = \frac{n_f}{n_f + n_{N_2} + n_{O_2}} = \frac{1}{1 + 1.3435 + 0.3571} = 0.3703 \quad (A.6)$$

Tabell A1: Utregnete molfraksjoner og volumprosent for ulike ekvivalensforhold.

Ekvivalensforhold (ϕ)	Molfraksjon brensel (X_f)	Volumprosent brensel (vol%)
0.7	0.2272	22.72
0.8	0.2515	25.15
0.9	0.2743	27.43
1.0	0.2958	29.58
1.1	0.3160	31.60
1.2	0.3351	33.51
1.3	0.3532	35.32
1.4	0.3703	37.03
1.5	0.3865	38.65
1.6	0.4019	40.19
1.7	0.4166	41.66
1.8	0.4305	43.05
1.9	0.4438	44.38
2.0	0.4565	45.65

Enkelte ganger kunne man være uheldig å fylle på for mye eller for lite brensel i forhold ønsket ekvivalensforhold. I tillegg kunne det også i noen tilfeller injiseres for mye eller for lite trykkluft for å blande gassene. Dette vil gi utslag i et resttrykk etter blanding som det må tas høyde for. I praksis ble da ekvivalensforholdet beregnet basert på de målte partialtrykkene. Dette gir også små utslag i det utregnete ekspansjonsforholdet (vist i kapittel 4.1.5) for de aktuelle blandingene. Et eksempel på dette vises under.

Dersom trykk før brensel ($p_{\text{før}}$) ble målt til -0.5445 barg , trykk etter brensel (p_{etter}) målt til -0.2257 barg og et resttrykk (p_{rest}) på -0.0010 barg , vil molfraksjon (X_f) brensel kunne gis av ligning 2.5:

$$X_f = \frac{(-p_{\text{før}} + p_{\text{etter}})}{1 + p_{\text{rest}}} = \frac{0.5445 - 0.2257}{1 - 0.0010} = 0.3191 \quad (A.7)$$

Antar man at totalt antall *mol* er lik 1, vil antall mol brensel tilsvare molfraksjonen regnet over. Antall *mol* luft vil da kunne regnes ut.

$$n_{\text{luft}} = n_{\text{tot}} - n_{\text{brensel}} = 1 - 0.3191 = 0.6809 \quad (A.8)$$

Til slutt kan det faktiske ekvivalensforholdet til blandingen regnes ut ved hjelp av ligning 2.1:

$$\phi = \frac{\left(\frac{n_{brensel}}{n_{luft}} \right)_{mix}}{\left(\frac{n_{brensel}}{n_{luft}} \right)_{stok}} = \frac{0.3191}{0.6809} = 1.1158 \quad (A.9)$$

Dermed kan man se at det i dette tilfellet ble et lite avvik i blandingsforholdet, som i utgangspunktet var tenkt til å være $\phi = 1.10$.

A.2 Hydrogen-luft blanding tilsatt nitrogen og karbondioksid

For ideelle gasser gis det molare volumet (V_m) av den ideelle gassloven. Ligning 2.4 kan omgjøres til:

$$V_m = \frac{V}{n} = \frac{RT}{p} \quad (A.10)$$

Ved T lik $25\text{ }^\circ\text{C}$ og atmosfæretrykk vil man ende opp med et molart volum på $24,5\text{ L/mol}$. Volumet til eksplosjonskammeret er målt til å være $20,235\text{ L}$. Total antall mol gass i kammeret vil derfor være $0,8259$.

Siden det antas at gassene er ideelle, vil de utregnede molfraksjonene for nitrogen og karbondioksid være like og bli utregnet på samme måte.

Dersom tilfellet er at vi skal ha en støkiometrisk blanding med $40\%\text{ CO}_2$, vil molfraksjon brensel nødvendig å tilsette kunne regnes ut. Totalt antall mol i kammeret kan deles opp på følgende måte:

$$n_{tot} = n_{CO_2} + n_{H_2} + n_{luft} \quad (A.11)$$

Antall mol CO_2 kan finnes ved hjelp av total mol i kammer regnet ut over:

$$n_{CO_2} (40\%) = X_{CO_2} \cdot n_{tot} = 0.4 \cdot 0.8259 = 0.3304 \quad (A.12)$$

Omgjør man på ligning A.11 og setter inn ligning A.12 får man

$$n_{H_2} + n_{luft} = n_{tot} - n_{CO_2} = 0.8259 - 0.3304 = 0.4955 \quad (A.13)$$

Fra tidligere er den støkiometriske molfraksjonen til brensel i luft kjent:

$$\left(\frac{n_{H_2}}{n_{luft}}\right)_{stok} = 0.42 \leftrightarrow n_{H_2} = 0.42 \cdot n_{luft} \quad (A.14)$$

Settes ligning A.14 inn i ligning A.13 resulterer det i:

$$0.42 \cdot n_{luft} + n_{luft} = 0.4955 \leftrightarrow n_{luft} = \frac{0.4955}{0.42+1} = 0.3489 \quad (A.15)$$

Antall mol brensel blir da:

$$n_{H_2} = 0.42 \cdot 0.3489 = 0.1466 \quad (A.16)$$

Til slutt kan molfraksjon brensel regnes ut som forholdet mellom antall mol brensel og totalt antall mol i kammer:

$$X_{H_2} = \frac{n_{H_2}}{n_{tot}} = \frac{0.1466}{0.8259} = 0.1775 \quad (A.15)$$

Tilsvarende utregninger ble gjort for de aktuelle volumprosentert inert gass undersøkt og for de tre forskjellige blandingene i mager, støkiometrisk og rik sone. En oversikt over alle de utregnede molfraksjonene er gitt i *tabell A2*.

Tabell A2: Molfraksjoner brensel og inert gass ved ulike ekvivalensforhold.

Volumprosent inert gass tilsatt	Molfraksjon inert gass	Molfraksjon brensel $\Phi = 0.7$	Molfraksjon brensel $\Phi = 1.0$	Molfraksjon brensel $\Phi = 1.5$
2%	0.02	0.2227	0.2899	0.3788
5%	0.05	0.2158	0.2810	0.3672
10%	0.10	0.2045	0.2662	0.3479
20%	0.20	0.1818	0.2366	0.3092
30%	0.30	0.1590	0.2070	0.2706
40%	0.40	0.1363	0.1775	0.2319
50%	0.50	0.1136	0.1479	0.1933
60%	0.50	0.0909	0.1183	0.1546

Som for rent hydrogen var det ikke alltid det ble truffet helt nøyaktig på det tiltenkte blandingsforholdet. Det faktiske ekvivalensforholdet for blandingene ble derfor regnet ut på tilsvarende måte som for rent hydrogen med forbehold om den ekstra mengden inert gass tilsatt kammeret. De utregnede ekspansjonsforholdene ble også beregnet ved hjelp av de målte partialtrykkene.

Vedlegg B – Eksplosjonsdata

Her vil tallverdiene brukt til å forme kurvene vist i seksjon fremlegges. Dette inkluderer de laminære forbrenningshastighetene funnet ut ved hjelp av de tre metodene tidligere beskrevet i tillegg til Marksteinlengder.

Tabell B1: Laminære forbrenningshastigheter og Marksteinlengder for H₂-luft blandinger

φ	Su lineær (m/s)	Su ikke-lineær (m/s)	L lineær (mm)	L ikke-lineær (mm)
0,7	1,86	1,79	2,3	1,3
0,8	2,05	1,98	1,9	1,2
0,9	2,34	2,29	1,7	1,1
1	2,53	2,47	1,7	1,1
1,1	2,77	2,69	1,4	1
1,2	2,85	2,78	1,6	1,1
1,3	2,91	2,88	1,4	1
1,4	2,99	2,94	1,4	1
1,5	3,01	2,99	1,3	1
1,6	3,06	3,02	1,1	0,9
1,7	3,03	2,98	1,1	0,9
1,8	2,99	2,94	0,6	0,5
1,9	2,85	2,82	0,1	0,1
2	2,8	2,79	0,8	0,7

Tabell B2: Laminære forbrenningshastigheter for H₂-N₂ blandinger i luft.

N ₂ tilsatt (%)	Su lineær (m/s)			Su ikke-lineær (m/s)		
	$\varphi = 0,7$	$\varphi = 1,0$	$\varphi = 1,5$	$\varphi = 0,7$	$\varphi = 1,0$	$\varphi = 1,5$
0 %	1,86	2,53	3,01	1,79	2,47	2,97
5 %	1,55	2,26	2,57	1,51	2,19	2,54
10 %	1,34	2,05	2,44	1,32	1,98	2,41
20 %	1,04	1,48	1,75	0,99	1,44	1,73
30 %	0,64	1,04	1,30	0,63	1,01	1,29
40 %	0,32	0,64	0,73	0,31	0,62	0,73
50 %	0,11	0,38	0,33	0,15	0,36	0,33

Tabell B3: Marksteinlengder for blandinger med H₂ og N₂ i luft.

N2 tilsatt (%)	L lineær (mm)			L ikke-lineær (mm)		
	$\varphi = 0,7$	$\varphi = 1,0$	$\varphi = 1,5$	$\varphi = 0,7$	$\varphi = 1,0$	$\varphi = 1,5$
5 %	1,50	1,90	1,10	1,00	1,20	0,80
10 %	1,40	2,20	1,30	1,00	1,30	1,00
20 %	2,40	1,60	1,10	1,30	1,00	0,80
30 %	1,20	1,80	1,20	0,90	1,10	0,90
40 %	1,10	1,50	0,40	1,20	1,00	0,40
50 %	-2,20	3,00	1,20	0,00	1,70	0,80

Tabell B4: Laminære forbrenningshastigheter for H₂-CO₂ blandinger i luft.

CO2 tilsatt (%)	Su lineær (m/s)			Su ikke-lineær (m/s)		
	$\varphi = 0,7$	$\varphi = 1,0$	$\varphi = 1,5$	$\varphi = 0,7$	$\varphi = 1,0$	$\varphi = 1,5$
0 %	1,86	2,53	3,01	1,79	2,47	2,99
2 %	1,47	2,29	2,92	1,46	2,26	2,90
5 %	1,28	2,04	2,61	1,26	1,99	2,59
10 %	1,04	1,70	2,18	1,02	1,66	2,17
20 %	0,59	1,02	1,30	0,59	1,00	1,30
30 %	0,32	0,57	0,71	0,32	0,56	0,70
40 %	0,07	0,23	0,30	0,09	0,24	0,30

Tabell B5: Marksteinlengder for blandinger med hydrogen og karbondioksid i luft

CO2 tilsatt (%)	L lineær (mm)			L ikke-lineær (mm)		
	$\varphi = 0,7$	$\varphi = 1,0$	$\varphi = 1,5$	$\varphi = 0,7$	$\varphi = 1,0$	$\varphi = 1,5$
2 %	0,90	1,30	1,30	0,70	0,90	1,00
5 %	1,40	1,50	1,10	0,90	1,10	0,90
10 %	1,70	1,70	1,10	1,20	1,10	0,90
20 %	1,10	1,50	0,40	0,90	1,00	0,30
30 %	1,20	1,40	0,50	1,00	1,00	0,50
40 %	-2,00	0,50	0,50	0,00	0,00	0,40

Vedlegg C – Varmekapasitetsforhold

Vedlegget viser konstanter brukt til utregning av varmekapasitetsforhold ved hjelp av ligning 2.6-2.8.

Tabell C1: Konstanter til bruk i ligning 2.8 for Nitrogen (NIST, 2018c).

Temperature (K)	100 - 500	500 - 2000	2000 - 6000
A	28,98641	19,50583	35,51872
B	1,853978	19,88705	1,128728
C	-9,647459	-8,598535	-0,196103
D	16,63537	1,369784	0,014662
E	0,000117	0,527601	-4,55376

Tabell C2: Konstanter til bruk i ligning 2.8 for Karbondioksid (NIST, 2018a).

Temperature (K)	298 - 1200.	1200 - 6000
A	24,99735	58,16639
B	55,18696	2,720074
C	-33,69137	-0,492289
D	7,948387	0,038844
E	-0,136638	-6,447293

Tabell C3: Konstanter til bruk i ligning 2.8 for Oksygen (NIST, 2018d).

Temperature (K)	100 - 700	700 - 2000	2000 - 6000
A	31,32234	30,03235	20,91111
B	-20,23531	8,772972	10,72071
C	57,86644	-3,988133	-2,020498
D	-36,50624	0,788313	0,146449
E	-0,007374	-0,741599	9,245722