

Experimentelle Untersuchungen zum Ablauf von Gas- und Staubexplosionen in druckentlasteten Reaktionsgefäßen

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

genehmigt durch die

Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technische Fakultät
(Ingenieurwissenschaftlicher Bereich)
der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg

von

Dipl.-Ing. Marc Scheid

geb. am 02.09.1973 in Zell an der Mosel

Dekan der Fakultät: Prof. Dr.-Ing. habil. H. Altenbach

Gutachter:

1. Prof. Dr. rer. nat. B. Reimer (MLU Halle-Wittenberg)
2. Dr.-Ing. habil. U. Krause (BAM Berlin)

Halle (Saale), 07.12.2005

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit in der Abteilung II „Chemische Sicherheitstechnik“ bei der Bundesanstalt für Materialforschung und –prüfung (BAM) in Berlin in Zusammenarbeit mit der Abteilung Sicherheitstechnik der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr.-Ing. habil. U. Krause für das Ermöglichen der Arbeit, seine stets wohlwollende Unterstützung und Förderung, Anregungen, Ratschläge sowie kritische und hilfreiche Diskussionen, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Dem Inhaber des Lehrstuhls „Sicherheitstechnik“ der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Herrn Prof. Dr. rer. nat. B. Reimer für die Betreuung der Arbeit und die wertvollen Anregungen bei der Anfertigung.

Ich bedanke mich bei allen Kolleginnen und Kollegen der BAM, Diplomarbeitern und studentischen Hilfskräften für die ständige Hilfsbereitschaft insbesondere beim Aufbau der Versuchsapparaturen, die fruchtbaren Anregungen und das sehr angenehme Betriebsklima.

Nicht vergessen möchte ich alle Fachkollegen, mit denen ich meine Ergebnisse diskutieren durfte, insbesondere danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. L. Friedel dem Leiter des Arbeitsbereiches Strömungsmechanik an der Technischen Universität Hamburg-Harburg für seine Anregungen.

Schließlich möchte ich meiner Freundin Manuela für ihre Liebe und ihr Verständnis danken.

Sankt Augustin im Dezember 2005

Marc Scheid

Inhaltsverzeichnis

1	Problemstellung	1
1.1	Einleitung	1
1.2	Sicherheitstechnische Schutzmaßnahmen gegen Explosionen	1
1.3	Konstruktive Schutzmaßnahme Druckentlastung	4
1.4	Stand des Wissens	7
1.4.1	Einflussparameter auf den Ablauf von Explosionen in druckentlasteten Reaktionsgefäßen	7
1.4.2	Berechnung der erforderlichen Entlastungsfläche in der Praxis	13
2	Ziel der Arbeit und Untersuchungsprogramm	14
3	Grundlagen	16
3.1	Turbulenz und Turbulenzintensität	16
3.2	Kenngößen	17
4	Versuchsaufbauten	20
4.1	Apparatur I	20
4.1.1	Versuchsaufbau	20
4.1.2	Versuchsdurchführung	24
4.2	Apparatur II	26
4.2.1	Versuchsaufbau	26
4.2.1.1	Versuche mit Brenngas-Luft-Gemischen	28
4.2.1.2	Versuche mit Brennstaub-Luft-Gemischen	29
4.2.2	Versuchsdurchführung	30
4.2.2.1	Versuche mit Brenngas-Luft-Gemischen	30
4.2.2.2	Versuche mit Brennstaub-Luft-Gemischen	31
4.3	Messtechnik und Auswertung der Messwerte	33
4.3.1	Druckmessung	33
4.3.2	Flammenausbreitung und Flammenform	34
4.3.3	Strömungsmessung	35
4.3.4	Konzentrationsmessung	37
4.4	Voruntersuchungen	39
4.4.1	Untersuchung des Turbulenzfeldes bei unterschiedlichen Ventilatorendrehzahlen	39
4.4.2	Versuche in einer nicht druckentlasteten Versuchsaapparatur	41
5	Versuchsergebnisse	41
5.1	Versuche in der Apparatur I	42

5.1.1	Ablauf druckentlasteter Explosionen	42
5.1.2	Einfluss des Behältervolumens auf den reduzierten Explosionsüberdruck	48
5.1.3	Einfluss des statischen Ansprechüberdruckes auf Explosionsdruck und Flammenausbreitung	50
5.1.4	Einfluss des Verhältnisses aus Länge-zu-Durchmesser auf Explosionsdruck und Flammenausbreitung	53
5.1.5	Spezielle Versuchsergebnisse	58
5.2	Versuche in der Apparatur II	66
5.2.1	Einfluss der Anfangsturbulenz auf Explosionen mit Propan-Luft-Gemischen	67
5.2.2	Einfluss der Anfangsturbulenz bei Explosionen mit Maisstärke-Luft- Gemischen	83
5.2.2.1	Zündverzögerungszeit 2,5s	84
5.2.2.2	Zündverzögerungszeit 0,75 s	87
5.2.3	Einfluss des Zündortes	89
5.2.4	Einfluss der inaktiven Ventilatoren auf den Explosionsablauf	92
6	Numerische Simulation von druckentlasteten Gasexplosionen	95
6.1	Theoretische Grundlagen zur Modellierung von Wärme- und Stofftransportvorgängen in strömenden Brenngas-Luft-Gemischen	96
6.1.1	Methodische Grundsätze der Modellbildung	96
6.1.2	Die allgemeinen Transportgleichungen	98
6.1.2.1	Annahmen und Vereinfachungen	98
6.1.2.2	Kontinuitätsgleichung	98
6.1.2.3	Impulstransportgleichung	99
6.1.2.4	Speziestransportgleichung	99
6.1.2.5	Energietransportgleichung	100
6.1.3	Berechnung der Stoffeigenschaften	100
6.1.4	Modellierung des turbulenten Massen-, Impuls- und Energetransportes	102
6.1.4.1	Definition effektiver Transportkoeffizienten	102
6.1.4.2	Das k-ε-Turbulenzmodell	103
6.1.5	Modellierung der Quellterme	104
6.2	Verwendete Simulationsprogramme	106
6.3	Ergebnisse ausgewählter Simulationsrechnungen und Vergleich mit Messwerten	107
7	Gültige und zukünftige Richtlinien auf dem Gebiet der Druckentlastung	113
7.1	Berechnungsmethoden	113

7.2	Gegenüberstellung:	experimentell	ermittelter
	Entlastungsquerschnitt - nach Normentwurf DIN EN 14994 berechneter		
	Querschnitt		114
8	Fehlerbetrachtung		118
9	Zusammenfassung und Schlussfolgerungen		118
10	Formelzeichen und Abkürzungen		125
11	Abbildungen		128
12	Tabellen.....		133
13	Literatur.....		133
14	Anhang		140
15	Ehrenwörtliche Erklärung.....		151
16	Lebenslauf.....		152

1 Problemstellung

1.1 Einleitung

Der Betrieb von Apparaten, Behältern und Anlagen mit brennbaren Gemischen birgt oftmals ein Gefahrenpotential. So führten in der Vergangenheit Brände oder Explosionen von brennbaren Stäuben, Gasen und Flüssigkeiten immer wieder zu großen Schäden und nicht selten auch zur vollständigen Zerstörung verfahrenstechnischer Anlagen. Oftmals waren hierbei auch Menschenleben zu beklagen. Zur Vermeidung solcher Ereignisse wurde seit Beginn des 20. Jahrhunderts umfangreich Forschung zur Vermeidung und Beherrschung von Bränden und Explosionen betrieben. Im Ergebnis dieser Arbeiten wurden Regelwerke zum sicheren Betrieb von Anlagen und zur Auslegung von Schutzmaßnahmen gegen Brände und Explosionen geschaffen. Die Umsetzung der hierin geforderten Maßnahmen führte in den darauf folgenden Jahren zu einer merklichen Reduzierung der Häufigkeit und Schwere von entsprechenden Unglücken. Dennoch kam es in jüngster Vergangenheit immer noch zu größeren Schadensereignissen durch Brände und Explosionen. Eine Auflistung solcher Unglücke sowie Information über das Schadensausmaß findet man in [1-6]. Weitere Forschungsarbeit zur Verbesserung und Optimierung von Schutzmaßnahmen, nicht zuletzt aus wirtschaftlicher Sicht ist daher weiterhin unbedingt erforderlich.

1.2 Sicherheitstechnische Schutzmaßnahmen gegen Explosionen

Bei der Planung von Explosionsschutzmaßnahmen müssen nicht nur der normale Betriebszustand, sondern auch An- und Abfahrvorgänge berücksichtigt werden. Zusätzlich sind mögliche technische Störungen und vorhersehbarer Missbrauch zu betrachten.

Explosionen können nur auftreten, wenn gleichzeitig eine explosionsfähige Atmosphäre und eine wirksame Zündquelle vorhanden sind. Schutzmaßnahmen gegen Explosionen zielen daher zunächst darauf, entweder das Entstehen einer explosionsfähigen Atmosphäre oder wirksamer Zündquellen zu vermeiden. Da diese Maßnahmen verhindern, dass Explosionen entstehen, werden sie als vorbeugende Explosionsschutzmaßnahmen bezeichnet. Eine Übersicht solcher Maßnahmen findet man in der europäischen Norm EN 1127-1 [7] und in der VDI-Richtlinie 2263 [8].

Bei den Maßnahmen, die das Entstehen von explosionsfähigen Atmosphäre vermeiden wird in der Regel entweder die Konzentration des Brennstoffes so verändert, dass sie außerhalb des explosionsfähigen Bereiches liegt oder durch Zugabe eines inerten Gases oder Feststoffes die

Sauerstoffkonzentration unter die Sauerstoffgrenzkonzentration abgesenkt. Hierbei handelt es sich nach [7] um die unter festgelegten Versuchsbedingungen bestimmte maximale Sauerstoffkonzentration in einem Gemisch eines brennbaren Stoffes mit Luft und inertem Gas in dem eine Explosion nicht auftritt. In der Praxis wird das Entstehen von explosionsfähiger Atmosphäre häufig durch Inertisierung der entsprechenden Anlagenteile mit z. B. Stickstoff, Kohlendioxid oder bei brennbaren Stäuben auch mit inertem Staub verhindert.

Bei der Schutzmaßnahme „Vermeidung von Zündquellen“ sind alle möglichen wirksamen Zündquellen zu vermeiden. Eine wirksame Zündquelle liegt vor, wenn diese in der Lage ist, dass vorliegende explosionsfähige Gemisch zu zünden. Hierzu muss eine Vielzahl möglicher Zündquellen berücksichtigt werden. Mögliche wirksame Zündquellen können nach DIN EN 1127-1 [7] sein:

- heiße Oberflächen
- Flammen und heiße Gase (einschließlich heißer Partikel)
- Glimmnester
- mechanisch erzeugte Funken
- elektrische Anlagen
- elektrische Ausgleichsströme, kathodischer Korrosionsschutz
- statische Elektrizität
- Blitzschlag
- elektromagnetische Wellen
- ionisierende Strahlung
- Ultraschall
- adiabatische Kompression und Stoßwellen
- exotherme Reaktionen, einschließlich Selbstentzündung von Stäuben.

Oftmals können allerdings Explosionen aus verfahrenstechnischen oder wirtschaftlichen Gründen nicht oder nicht sicher mit Hilfe von vorbeugenden Schutzmaßnahmen verhindert werden. Für den sicheren Betrieb derartiger Anlagen sind somit konstruktive Maßnahmen erforderlich, welche nicht das Auftreten einer Explosion verhindern, sondern die Auswirkungen auf Umwelt, Beschäftigte etc. auf ein annehmbares Maß reduzieren. Maßnahmen des konstruktiven Explosionsschutzes sind [7]:

- Explosionsfeste Bauweise
- Explosionsdruckentlastung
- Explosionsunterdrückung und
- Unterbindung der Flammen- und Explosionsübertragung (Entkopplung)

Bei der Schutzmaßnahme „Explosionsfeste Bauweise“ erfolgt die Konstruktion der Anlagenteile so, dass diese einer Explosion im Inneren standhalten und nicht aufreißen. Hierzu wird das zu schützende Anlagenteil entweder für den maximalen Explosionsdruck oder, zuweilen in Kombination mit einer Druckentlastung oder Explosionsunterdrückung, für einen in Kapitel 1.3 erläuterten so genannten reduzierten Explosionsdruck ausgelegt [9].

Einrichtungen zur Explosionsunterdrückung verringern durch schnelles Einblasen von Löschmittel in die zuschützenden Anlagenteile den im Fall einer Explosion entstehenden Explosionsdruck und löschen die Explosionsflamme. Die mit dieser Schutzmaßnahme geschützten Anlagenteile brauchen somit nicht mehr für den maximalen Explosionsdruck ausgelegt werden, sondern für einen deutlich geringeren reduzierten Explosionsdruck. Die Anforderungen für Einrichtungen zu Explosionsunterdrückung sind im Entwurf der europäischen Norm DIN EN 14373 [10] beschrieben.

Aktive und passive Einrichtungen wie Flammen- und Flüssigkeitssperren kommen häufig zum Einsatz, um das Übertragen von Explosionen durch z.B. Rohre, Atmungseinrichtungen oder Füll- und Entleerungseinrichtungen zu verhindern. Die Art der verwendbaren Einrichtungen hängt von der Art der explosionsfähigen Atmosphäre ab (Gas, Dampf, Nebel, Staub-Luft und hybride Gemische).

Bei brennbaren Gasen, Nebeln und Dämpfen werden z. B. folgende Entkopplungseinrichtungen verwendet [7]:

- Deflagrationssicherungen
- Dauerbrandsicherungen
- Detonationssicherungen
- Flammenrückschlagsicherungen und
- Löschmittelsperren

Bei brennbaren Stäuben kommen die folgenden Einrichtungen zum Einsatz [7]:

- Schnellschluss-Schieber und –Klappen
- Zellenradschleusen
- Entlastungsschlote
- Doppelschieber
- Sperre durch sichergestellte Produktvorlage
- Ventex-Ventile

Das Prinzip der konstruktiven Schutzmaßnahme „Explosionsdruckentlastung“ ist in Kapitel 1.3 beschrieben. Da bei Anwendung dieser Schutzmaßnahme Produkte aus dem zu schützen-

den Anlagenteil ausgetragen werden, sollte diese Schutzmaßnahme nicht verwendet werden, wenn es sich hierbei um giftige, ätzende, reizende, kanzerogene oder erbgutschädigende Stoffe handelt bzw. wenn diese während einer Explosion entstehen können. Gleiches gilt für umweltschädliche und umweltgefährdende Stoffe. Falls es keine Alternative zur Schutzmaßnahme Druckentlastung gibt ist ein Gefährdungsbereich auszuweisen. Da es bei einer Explosionsdruckentlastung zu Flammenaustritten und Sekundärexplosion sowie Druckwellen in der Umgebung kommen kann, hat eine Druckentlastung immer in einen ungefährdeten Bereich zu erfolgen.

1.3 Konstruktive Schutzmaßnahme Druckentlastung

Die Druckentlastung von Apparaten und Behältern ist eine weit verbreitete und in den meisten Fällen kostengünstige und wenig wartungsaufwändige Maßnahme, um die Auswirkungen von Explosionen zu reduzieren.

Bei dieser Maßnahme wird durch frühzeitige Entlastung über genügend groß ausgelegte Sollbruchstellen der im Fall einer Explosion auftretende Druck auf einen Wert reduziert, der nicht zum Bersten der Apparatur, des Behälters oder der Anlage führt. Diesen nennt man reduzierter Explosionsdruck p_{red} . Hierzu wird der zu schützende Behälter mit einer oder mehreren Druckentlastungsöffnungen versehen, welche durch Einrichtungen verschlossen sind, die im Explosionsfall bei einem Druck deutlich unter dem maximalen Explosionsdruck nachgeben und die Öffnung freigeben. Infolgedessen kann durch die Entlastungsöffnung der Inhalt des Behälters zumindest teilweise ausströmen und der Druck im Inneren erreicht bei richtiger Anwendung der Schutzmaßnahme nur einen Bruchteil des maximalen Explosionsdruckes. Das Prinzip der Druckentlastung ist in Abb. 1.3.1 dargestellt. Als Druckentlastungseinrichtungen kommen entweder Berstscheiben, Knickstabeinrichtungen, Explosionsklappen, Druckentlastungspaneele oder Sonderformen, bei denen z. B. der Flammenaustritt aus der Apparatur verhindert wird, zum Einsatz. Im Rahmen dieser Arbeit wird allerdings nur die Druckentlastung mittels Berstscheiben behandelt.

Ein wesentliches Problem bei der Anwendung dieser Schutzmaßnahme besteht in der Bemessung der zur Druckentlastung strömungstechnisch erforderlichen Entlastungsfläche unter Abwägung der Kriterien Sicherheit und Wirtschaftlichkeit. In Abb. 1.3.2 sind in Teilbildern drei Möglichkeiten für den Druckverlauf einer druckentlasteten Explosion dargestellt.

Im Fall a wurde eine so große Entlastungsfläche gewählt, dass nach der Freigabe der Entlastungsöffnung der Druck abfällt und nicht wieder ansteigt. Im Fall b wurde eine etwas kleinere

Entlastungsfläche gewählt. In diesem Fall fällt der Druck zwar nach dem Beginn der Druckentlastung zunächst ab, steigt im Folgenden aber über den Ansprechdruck der Druckentlastungseinrichtung an. Die Entlastungsfläche wurde allerdings so groß bemessen, dass der Druck die Behälterfestigkeit nicht überschreitet. Im Fall c wurde die Entlastungsfläche zu klein gewählt. Der Druck steigt trotz Entlastung über die Behälterfestigkeit an und könnte somit zu einem Bersten des Behälters führen (der Druckabfall durch ein solches Behälterbersten ist in der Abbildung nicht dargestellt).

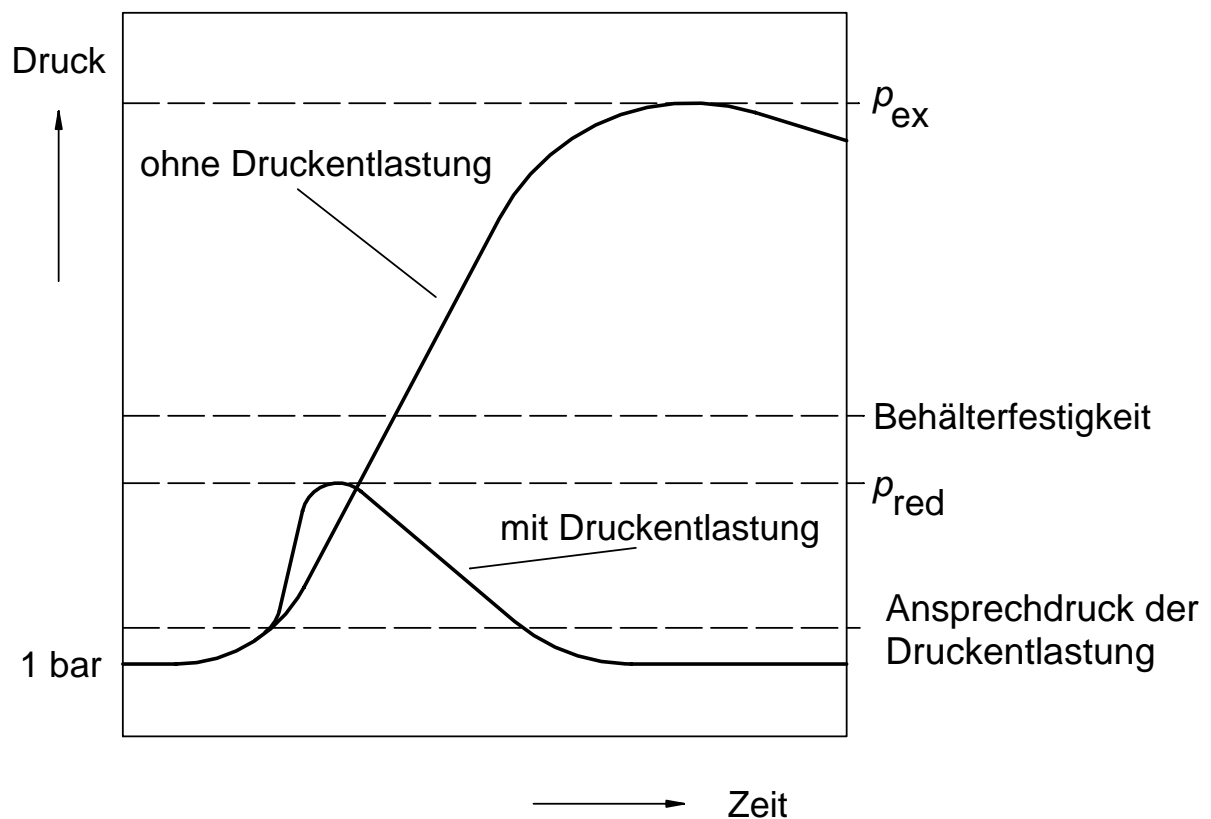
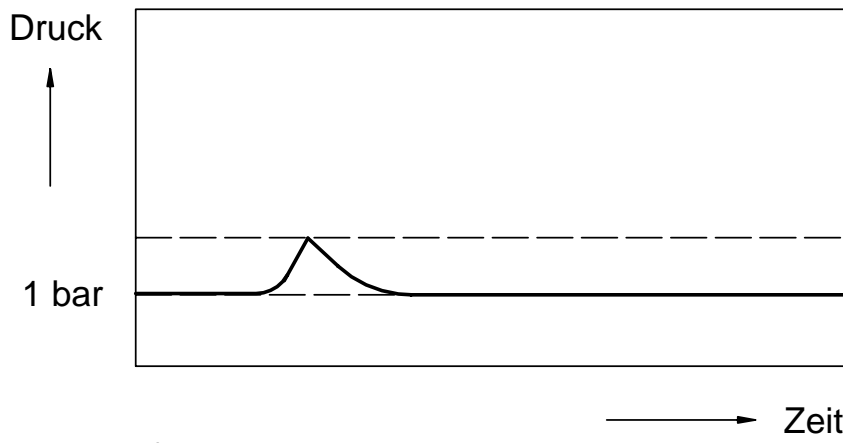
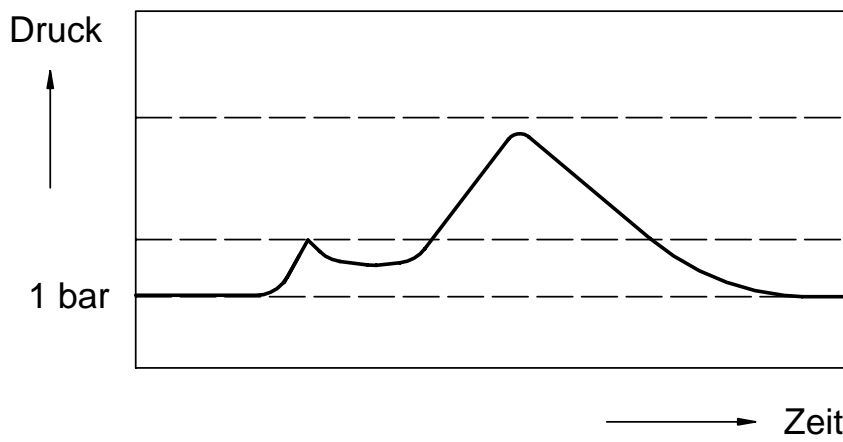


Abb. 1.3.1: Prinzip der Druckentlastung [11]



Ansprechdruck der
Druckentlastung

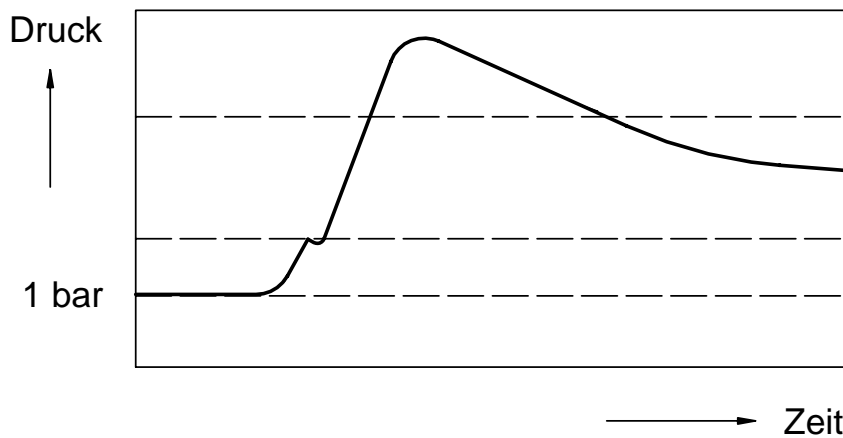
a)



Behälterfestigkeit

Ansprechdruck der
Druckentlastung

b)



Behälterfestigkeit

Ansprechdruck der
Druckentlastung

c)

Abb. 1.3.2: Möglichkeiten des Druckverlaufes bei druckentlasteten Explosionen [11]

1.4 Stand des Wissens

1.4.1 Einflussparameter auf den Ablauf von Explosionen in druckentlasteten Reaktionsgefäßen

Zur Untersuchung von Schadensfällen sowie zum sicheren Auslegen von Anlagen, insbesondere mit einem Verfahren wie der numerischen Strömungssimulation, sind sowohl die Kenntnis des Mechanismus der zum Druckaufbau während einer Explosion beiträgt, als auch der unterschiedlichen Einflussgrößen auf den Ablauf der Explosionen unerlässlich.

Die in der Literatur aufgeführten Ergebnisse von Untersuchungen zeigen, dass die Zunahme des Explosionsdruckes mit der Zeit sowie das dabei auftretende Maximum abhängen von:

- Gemischzusammensetzung [12-16] und
- Eigenschaften des explosionsfähigen Gemisches wie
 - Anfangsdruck [17-18],
 - Anfangstemperatur [19] und
 - zum Zündzeitpunkt vorliegender Turbulenz [18, 20-33].

Bisher noch unzureichend untersucht wurde der Einfluss der entlastungsinduzierten Turbulenz auf den zeitlichen Verlauf von Gas- und Staubexplosionen.

Außerdem werden der Verlauf und die Maximalwerte bestimmt von

- Behälter- bzw. Apparatecharakteristika wie
 - Größe und Form des Behälters,
 - Entlastungsquerschnitt, Ansprechdruck und Position der Druckentlastung,
 - eventuell vorhandenen Einbauten [19, 34-35] sowie vom
- Zündort.

Eine Übersicht der Erkenntnisse zum Einfluss der Behälter- und Apparatecharakteristika auf druckentlastete Explosionen findet man in den Standardwerken zum Explosionsschutz von Bartknecht [36], Steen [11] und Eckhoff [37]. Die dort zu findenden Angaben beziehen sich aber im Wesentlichen auf den reduzierten Explosionsüberdruck und nur in wenigen Fällen auf den zeitlichen Explosionsablauf. Es fehlen fast immer quantitative Angaben zum Einfluss der Apparatecharakteristika auf die Ausbreitung der Explosion bzw. der Explosionsflamme sowie auf die sich durch den Entlastungsvorgang in der Apparatur einstellenden Strömungsverhältnisse und Turbulenzintensitäten. Weiter ist auch sehr wenig bekannt über die Wechselwirkung von Flamme, Druck, Strömung und entlastungsinduzierter Turbulenz.

Hervorzuheben hierzu sind Untersuchungen von **Heinrich** [38] zum zeitlichen Verlauf des Druckes sowie zur synchron aufgenommenen Flammenausbreitung während druckentlasteter Explosionen.

Von **Cooper et al.** [39] wurden systematisch die einzelnen, bei einer Explosion in druckentlasteten Behältern auftretenden Druckspitzen und z. T. auch die dazugehörige Flammenausbreitung untersucht. Die Versuche wurden in fünf nahezu kubischen Apparaturen mit Volumina zwischen 0,68 und 2,55 m³ durchgeführt, wobei jedoch nur bei einem Behälter die Flammenausbreitung mit einer Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommen werden konnte. Bei den Untersuchungen wurden bis zu vier lokale Druckmaxima festgestellt. Diese traten auf beim Ansprechen der Entlastung, zum Zeitpunkt einer Sekundärexplosion im Außenraum und als die Flammenfront die Behälterwände erreichte. Das vierte Maximum wurde nur bei einigen Messungen beobachtet und war vermutlich auf eine starke Zunahme der Verbrennungsgeschwindigkeit aufgrund einer Wechselwirkung der Druckwellen aus der Verbrennung mit der Eigenfrequenz des Behälters zurückzuführen. Im Rahmen der Arbeit wurde der Einfluss des Ansprechdruckes des Entlastungselementes sowie des Entlastungsparameters $A/V^{2/3}$ auf die Höhe der einzelnen Druckmaxima und die Flammenform bzw. die Beschaffenheit der Flammenoberfläche untersucht.

Chow et al. [40] führten in einem druckentlasteten Zylinder mit einem Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis von 3 Untersuchungen zum Einfluss von Entlastungsquerschnitt, Ansprechdruck des Entlastungselementes, Zündort, verwendetem Brenngas und Ausrichtung der Zylinders auf den zeitlichen Druckverlauf, den reduzierten Explosionsüberdruck und die Flammenausbreitung durch. Die Explosionsversuche wurden in jeweils stöchiometrischen Gemischen der Brenngase Methan, Propan und Ethen mit Luft durchgeführt. Da die Glaszylinder aus Plexiglas gefertigt waren, wurden nur Untersuchungen mit vergleichsweise großen Entlastungsquerschnitten und relativ geringen Ansprechüberdrücken von weniger als 120 mbar durchgeführt. Es stellten sich folglich reduzierte Explosionsüberdrücke von weniger als 500 mbar ein.

Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammenausbreitung wurde bereits von einer Vielzahl von Autoren beschrieben. Eine grundlegende Zusammenfassung geben z. B. Warnatz, Maas und Dibble [79].

Bei Explosionen in druckentlasteten Reaktionsgefäßen kann bezüglich des Turbulenzeinflusses auf die Flammenausbreitung unterschieden werden zwischen:

- bedingt durch das Verfahren zum Zündzeitpunkt im Reaktionsgefäß vorherrschender, so genannter Anfangsturbulenz

- Turbulenz die durch die Ausbreitung der Flamme infolge von Flammenauffaltungen, Ausdehnung heißer Verbrennungsprodukte, Flammenstretching oder durch Hindernisse erzeugt wird
- sowie Turbulenz die durch den Entlastungsvorgang generiert wird.

Eine Übersicht der Arbeiten, die bis Ende der 80er Jahre bezüglich des Turbulenzeinflusses auf Staubexplosionen verfasst wurden und eine Zusammenstellung der daraus erzielten Aussagen zum Turbulenzeinfluss findet man bei **Amyotte et al.** [20]. Hervorzuheben ist hierbei die Arbeit von **Kauffmann et al.** [21], in der quantitativ der Einfluss der Anfangsturbulenz auf den Ablauf von Explosionen in Staub-Luft-Gemischen in einer nicht druckentlasteten Versuchsapparatur von 1 m³ ermittelt wurde. Die Messungen hierzu wurden mit Hitzdrahtsonden in der kalten Strömung ohne Staubeinladung durchgeführt. Hierbei wurde eine deutliche Abhängigkeit der Verbrennungsgeschwindigkeit sowie des maximalen Druckes und der Druckanstiegsgeschwindigkeit von der Turbulenzintensität festgestellt.

Leisenheimer [22] und **Christill et al.** [23] untersuchten an der Universität Karlsruhe den Einfluss der Anfangsturbulenz auf Explosionen von Brenngas-Luft-Gemischen in geschlossenen Behältern. Als Explosionsgefäße dienten bei Leisenheimer zwei Kugelapparaturen mit Volumina von 0,066 m³ und 1,3 m³. Brenngase waren Methan, Propan, Acetylen und Wasserstoff. Zur Turbulenzerzeugung dienten drehzahlregelte Ventilatoren. Die Turbulenzmessungen erfolgten mit Hitzdrahtanemometern in der kalten Strömung. Hauptaugenmerk der Versuche galt dem Ausbreitungsverhalten der Flamme und der Struktur der Flammenfront. Die Untersuchungen von Christill et al. erfolgten in einem sphärischen Behälter mit einem Volumen von 0,065 m³ sowie einem zylinderförmigen Behälter mit einem Volumen von 1 m³. Zur Turbulenzerzeugung dienten ebenfalls Ventilatoren. Strömungsmessungen wurden ausschließlich in der kalten Strömung durchgeführt. Als Ergebnis konnte eine Zunahme des zeitlichen Druckanstieges mit der Turbulenzintensität festgestellt werden.

Weitere Untersuchungen zum Einfluss der Anfangsturbulenz auf den zeitlichen Druckanstieg und den Explosionsdruck in einem geschlossenen Behälter erfolgten durch **van der Wel** [24] an der Technischen Universität Delft sowie durch **Timmers et al.** [25] am niederländischen Institut TNO. Explosionsgefäße waren Standardprüfapparaturen mit Volumina von 1 m³ und 20 l. Es wurden sowohl Versuche mit Brennstaub-Luft- als auch mit Brenngas-Luft-Gemischen durchgeführt. Im Gegensatz zu den Arbeiten von Leisenheimer und Christill lag zum Zündzeitpunkt kein stationäres Turbulenzfeld vor. Entsprechend konnten unterschiedliche Anfangsturbulenzen durch Variation der Zündverzögerungszeit eingestellt werden. Die

Turbulenzmessungen erfolgten mit Hilfe von Hitzdrahtsonden während Einströmvorgängen mit staubfreier Luft.

Eckhoff [26] fasste die Ergebnisse von Untersuchungen zum Einfluss von Anfangsturbulenz und von einer Explosion generierten Turbulenz auf Staubexplosionen in geschlossenen und druckentlasteten Behältern beim Christian Michelsen Institut zusammen. Versuche in einer geschlossenen Hartmann-Apparatur mit 1,2 l Inhalt bei unterschiedlichen, durch Variation der Zündverzögerungszeit eingestellten Anfangsturbulenzen, zeigten einen sehr deutlichen Einfluss der Anfangsturbulenz auf den maximalen zeitlichen Druckanstieg. Der Einfluss auf den Maximaldruck war hingegen bei geringen Verzögerungszeiten eher unbedeutend. Bei größeren Zündverzögerungszeiten war jedoch ein deutlicher Einfluss festzustellen. Weitere Untersuchungen zum Einfluss der Anfangsturbulenz wurden in einem druckentlasteten 500 m³ Silo mit einem Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis von 4 durchgeführt. Es zeigte sich ein deutlicher Unterschied im Druck-Zeit-Verlauf von Versuchen mit hoher und niedriger Anfangsturbulenz, die bei ersteren zu einem deutlich höheren Druck führte. Untersuchungen zum Einfluss der durch die Explosion selbst erzeugten Turbulenz auf den Druckverlauf erfolgten unter Variation des Zündortes in einem druckentlasteten 236 m³ Silo mit einem L/D-Verhältnis von 6. Die Druckentlastung erfolgte hierbei entweder über Entlastungsöffnungen im Deckel oder im Mantel unmittelbar unterhalb des Deckels.

Tamanini und Ural [27] gaben eine Übersicht über im FMRC durchgeführte Untersuchungen zum Einfluss der Anfangsturbulenz (instationär) auf den Explosionsablauf in geschlossenen und druckentlasteten Behältern. Die Untersuchungen im geschlossenen Behälter erfolgten in einer Kugel mit einem Volumen von 1,35 m³. Brenngase waren Methan und Propan. Zur Untersuchung von druckentlasteten Staub-Luft-Explosionen diente ein Behälter mit einem Volumen von 63,7 m³. Für die nicht druckentlasteten Versuche konnte eine Zunahme des Explosionsdruckes, des zeitlichen Druckanstieges und der turbulenten Verbrennungsgeschwindigkeiten mit der Turbulenzintensität festgestellt werden. Auch bei den Versuchen mit Druckentlastung stellten sich mit zunehmender Turbulenzintensität größere zeitliche Druckanstiege ein.

Hauert et al. [13-15] untersuchten im Versuchsfeld der Berufsgenossenschaft Nahrungsmittel und Gaststätten mit einem Laser-Doppler-Anemometer die Turbulenz und Staubkonzentration in Abhängigkeit vom Messort in einem Silo mit einem Volumen von 12 m³. Die Messungen erfolgten mit Maisstärke für unterschiedliche pneumatische und mechanische Befüllvorgänge. Unter den gleichen Bedingungen wurden auch Explosionsversuche durchgeführt. Hierbei wurde der Auslauf des Silos mit Sand aufgefüllt und damit das Behältervolumen auf 9,4 m³ begrenzt. Die Untersuchungen erfolgten allerdings nur für zwei Entlastungsquerschnitte und

zwei Zündorte. Mit einem numerischen Verfahren wurden die während der pneumatischen Befüllung auftretenden Geschwindigkeiten, Turbulenzen und Teilchenkonzentrationen berechnet.

Bei pneumatischer axialer Befüllung überstiegen die Staubkonzentrationen nahezu im gesamten Silo die untere Explosionsgrenze. Im Fall einer tangentialen Befüllung wurde die untere Explosionsgrenze nur in einer dünnen Schicht am Silorand weit überschritten, wogegen im restlichen Volumen nur lokal optimale Konzentrationen auftraten. Die Ergebnisse der Explosionsversuche ergaben, dass die reduzierten Explosionsdrücke bei tangentialer Befüllung deutlich unter denen bei vertikaler Befüllung lagen.

Bei Battelle untersuchten **Schumann et al.** [28-29] für unterschiedliche Stäube den Einfluss von Entlastungsquerschnitt und in Abhängigkeit von der Zündverzögerungszeit eingestellter Anfangsturbulenz auf Explosionen in geschlossenen und druckentlasteten Behältern mit einem Volumen von 1 und 25 m³. Schwerpunkt der Untersuchungen waren Sekundärexplosionen im Außenraum, insbesondere die Ausdehnung der hierbei entstehenden Flamme sowie die Druckverläufe innerhalb und außerhalb des Behälters. Die Ergebnisse wurden mit nach der VDI Richtlinie 3673 „Druckentlastung von Staubexplosionen“ empirisch berechneten Werten verglichen.

Es zeigte sich, dass die Gleichung der Richtlinie innerhalb ihres Geltungsbereiches für Stäube mit K_{St} -Werten kleiner 200 eine weitgehend konservative Abschätzung lieferte. Bei Stäuben mit sehr kleinen K_{St} -Werten (ca. 100) wurden die Ergebnisse zum Teil stark überschätzt. Eine Erweiterung des Geltungsbereiches auf Stäube mit höheren K_{St} -Werten war wegen der wesentlich heftigeren Reaktion nicht ohne Änderung der Gleichung möglich. Numerische Simulationen mit dem CFD-Code BASSIM ergaben in einem geschlossenen Behälter mit einem Volumen von 1 m³ eine gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Explosionsdrücken.

Von **Scheuermann et al.** [30-31] wurden im Versuchsfeld der Berufsgenossenschaft Nahrungsmittel und Gaststätten Untersuchungen mit Propan-Luft- und mit Maisstärke-Luft-Gemischen zum Einfluss der Turbulenz auf den Druckverlauf in geschlossenen und teilentlasteten Behältern durchgeführt. Als Versuchsanlage diente ein 1 m³ Behälter, welcher sowohl komplett verschlossen als auch mit Druckentlastungsflächen unterschiedlicher Größe versehen werden konnte. Die Turbulenzerzeugung erfolgte durch eine mit hoher Geschwindigkeit durch den zylindrischen Behälter gezogene Lochplatte. Die zum Explosionszeitpunkt wirksame Turbulenz konnte über die Verzögerungszeit bis zur Zündung vorgegeben werden. Untersuchungen in der kalten Strömung mit einem Laser-Doppler-Anemometer ergaben ein

im Wesentlichen homogenes und isotropes Strömungsfeld. Es bestand keine Möglichkeit, die Flammengeschwindigkeit durch optische Verfahren zu beobachten.

Sowohl bei den Explosionen mit der Maisstärke als auch mit Propan konnte ein funktionaler Zusammenhang zwischen normierter turbulenter Flammengeschwindigkeit und normierter Turbulenzintensität festgestellt werden. Ein Vergleich zwischen geschlossenem und teilentlastetem Behälter ergab, dass der Ausströmvorgang nur einen geringen Einfluss auf die Flammengeschwindigkeit und Turbulenzintensität hatte. Aus den Versuchen im teilentlasteten Behälter ergab sich ein annähernd linearer Zusammenhang zwischen dem reduzierten Explosionsdruck und der Turbulenzintensität. Der maximale zeitliche Druckanstieg nahm mit der Turbulenzintensität stärker als linear zu.

Höchst und Leuckel [32-33] führten an der Universität Karlsruhe Untersuchungen mit Methan-Luft- und Maisstärke-Luft-Gemischen in einem druckentlasteten Silo mit einem Volumen von 50 m³ und einem Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis von 4 durch. Zur Erzeugung unterschiedlicher Turbulenzzustände wurden 8 drehzahlgeregelte Ventilatoren paarweise in verschiedenen Höhenstufen installiert. Es wurde von einem linearen Zusammenhang zwischen turbulenter Schwankungsgeschwindigkeit und Drehzahl ausgegangen. Zur Erfassung der mittleren Flammenfrontgeschwindigkeit wurden Ionisationssonden entlang der Siloachse eingesetzt. Bei einigen Versuchen wurden auch Video-Aufnahmen gemacht. Mit zunehmender Anfangsturbulenz wurden bei den Versuchen mit Gas höhere Drücke erzielt. Bei den Versuchen mit Staub war fast kein Einfluss von der ventilatorinduzierten Turbulenz festzustellen. Nur bei langen Zündverzögerungszeiten konnte ein Einfluss festgestellt werden. Die Ursache lag darin, dass das gewählte Einblasverfahren eine höhere Turbulenz erzeugte als die Ventilatoren. Erst nach dem Abklingen der durch das Einblasen bedingten Turbulenz wurde wieder ein Einfluss der durch die Ventilatoren erzeugten Turbulenz erkennbar.

Amyotte et al. [18] untersuchten an der Dalhousie University den Einfluss der Anfangsturbulenz auf Explosionen mit einem Ethylen-Luft-Gemisch in einer geschlossenen und einer druckentlasteten kugelförmigen Versuchsapparatur mit einem Volumen von 26 l. Der Ansprechdruck der Druckentlastung betrug 1,25 bzw. 1,5 bar. Zur Turbulenzerzeugung dienten zwei Rührer, die zur Realisierung unterschiedlicher Turbulenzzustände abgeschaltet oder mit zwei unterschiedlichen Drehzahlen betrieben wurden. Bei den Versuchen in der geschlossenen Versuchsapparatur konnte nur ein geringer Einfluss der Anfangsturbulenz auf den reduzierten Explosionsdruck festgestellt werden. Mit zunehmender Ventilator-drehzahl stieg der Maximalwert des zeitlichen Druckanstieges linear an und der Explosionsdruck stellte sich zu früheren Zeiten ein. Bei den Versuchen mit Druckentlastung wurde eine geringe Zunahme des reduzierten Explosionsdruckes mit der Anfangsturbulenz beobachtet.

Die Auswertung der Veröffentlichungen zur Druckentlastung von Gas- und Staubexplosionen zeigt, dass es nur wenige Arbeiten gibt, bei denen quantitativ der Einfluss der Anfangsturbulenz auf den Explosionsablauf in druckentlasteten Apparaturen untersucht wurde. Fast alle dem Autor bekannten Arbeiten beziehen sich entweder auf qualitative Untersuchungen oder auf Untersuchungen in geschlossenen Apparaturen. Es existieren auch nur wenige Arbeiten die den Zusammenhang von Flammenausbreitung und Druckverlauf bei druckentlasteten Explosionen beschreiben. In den wenigen Arbeiten wurde allerdings der Einfluss der Behältergeometrie nur unzureichend untersucht. Es gibt diesbezüglich auch sehr wenige Arbeiten, in denen systematisch der Einfluss von Entlastungsquerschnitt und Ansprechdruck der Entlastung auf die Flammenform (vor und nach der Entlastung) sowie die Flammenausbreitung untersucht wurde.

Bei den Arbeiten zum Einfluss der Anfangsturbulenz wurden wie z.B. bei Scheuermann et al. [30-31] fast ausschließlich Fälle untersucht, bei denen die Anfangsturbulenz zeitlich veränderlich war und zum Zündzeitpunkt hin abklang. Weiter wurden die Turbulenzmessungen in der Regel in der kalten Strömung durchgeführt, so dass keine Ergebnisse über das sich nach der Zündung bzw. nach Entlastungsbeginn einstellende Turbulenzfeld und den Anteil der Anfangsturbulenz an der Turbulenz gewonnen werden können.

1.4.2 Berechnung der erforderlichen Entlastungsfläche in der Praxis

Mit Hilfe von Strömungssimulationsprogrammen, so genannten CFD-Codes können bereits Strömungen mit überlagerten chemischen Reaktionen z.B. Gasexplosionen beschrieben werden. Diese Methode ist für die Auslegung von Entlastungsquerschnitten in der Praxis aber noch zu arbeitsaufwendig und auch noch nicht hinreichend validiert.

Alle aktuellen technischen Regelwerke zur Druckentlastung von Gas- und Staubexplosionen [41-42] enthalten ausschließlich empirische, für den Anwender möglichst einfach anwendbare Zahlenwertgleichungen. Auch in zukünftigen Regelwerken werden ausschließlich mathematisch einfache empirische oder semi-empirische Berechnungssätze enthalten sein [43-44]. Die Gründe hierfür sind gemäß Krause [45]:

- CFD-Berechnungen sind noch nicht in das Allgemeinwissen des Ingenieurs eingegangen.
- Es existieren erst ansatzweise Bestrebungen zur Standardisierung und Qualitätssicherung von CFD-Software.
- Technische Regelwerke sind als Handlungshilfen für eine weit gefächerte Klientel in den Betrieben praktisch tätiger Ingenieure und staatliche Aufsichtspersonen gedacht, die nicht über Detailkenntnisse in der Strömungssimulation verfügen.

Das in Deutschland gültige Regelwerk zur Berechnung der erforderlichen Druckentlastungsfläche bei Staubexplosionen war bisher die VDI-Richtlinie 3673 [42]. Auf europäischer Ebene existiert seit 2002 der Norm-Entwurf DIN EN 14491 [44] „Systeme zur Druckentlastung von Staubexplosionen“.

Die Bemessung bei Gasexplosionen erfolgt in der Praxis meist noch auf der Basis einfacher Methoden bzw. Arbeitsgleichungen. In der Literatur findet man mehrere solcher Methoden wie z.B. von Molkov [46-48], deren Vorhersagen gemäß Razus und Krause [49] in ihren Ergebnissen zum Teil deutlich voneinander abweichen. Demgegenüber existiert seit November 2004 der Norm-Entwurf DIN EN 14994: „Systeme zur Druckentlastung bei Gasexplosionen“ [43], um Praktikern für die Berechnung der erforderlichen Entlastungsfläche eine geeignete Vorschrift zu Verfügung zu stellen.

Ein grundlegendes Problem bei der Auslegung von Druckentlastungseinrichtungen mit Hilfe der in den Richtlinien und Normen enthaltenen empirischen Berechnungsmethoden ist, dass diese den erforderlichen Entlastungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Behälterfestigkeit nur näherungsweise auf der Basis einer begrenzten Zahl von Explosionsversuchen berechnen können. Bei keiner dieser Methoden werden die Strömungsverhältnisse in den zu schützenden Anlagen berücksichtigt. In den meisten Fällen führen empirische Methoden daher zu einer deutlichen Überdimensionierung des erforderlichen Entlastungsquerschnittes. Weiter sind empirische Berechnungsmethoden auch nicht in der Lage, den zeitlichen Verlauf des Explosionsdruckes und der Flammenausbreitung vorherzusagen. Weitere Erkenntnisse zur gegenseitigen Beeinflussung von Flamme und Druck in Abhängigkeit von der Geometrie des Anlagenteils wären besonders bei komplexen Anlagen von Vorteil, da dort neben der Druckentlastung häufig eine explosionstechnische Entkopplung angestrebt wird.

2 Ziel der Arbeit und Untersuchungsprogramm

Ziel dieser Dissertation ist es, aufbauend auf den in der Literatur aufgeführten Ergebnissen und Erkenntnissen insbesondere von Chow et al. [40], Cooper et al. [39], Heinrich [38], Scheuermann et al. [30-31] und Höchst und Leukel [32-33] weitere, vertiefte auf experimentellen Untersuchungen basierende Erkenntnisse zum Ablauf druckentlasteter Gas- und Staubexplosionen zu gewinnen. Von großem Interesse ist vor allem der Einfluss der zum Zündzeitpunkt vorliegenden so genannten Anfangsturbulenz, da es bisher nur unzureichende quantitative Erkenntnisse zum Einfluss dieses Parameters auf den Ablauf druckentlasteter Gasexplosionen gibt. Aus diesem Grund wurde auch im Norm-Entwurf DIN EN 14994 [43] keine Berechnungsmethode für Anlagen mit Anfangsturbulenz angegeben. In Abschnitt 1.4.1

wurde hierzu gezeigt, dass in der Literatur fast ausschließlich Untersuchungen mit abklingender Turbulenz veröffentlicht wurden. In der Praxis traten allerdings häufig Explosionen in Prozessen auf, in denen verfahrenstechnisch bedingt ein zeitlich unveränderliches Turbulenzfeld vorlag. Beispiele hierfür sind Schadensfälle in Trocknern und Absauganlagen. Ein Ziel dieser Arbeit ist es daher den Einfluss von stationärer Turbulenz auf den Ablauf von Explosionen in druckentlasteten Reaktionsgefäßen zu untersuchen. Insbesondere soll untersucht werden, ob der Einfluss der Turbulenz auf den Explosionsablauf vom Ansprechdruck des Entlastungselementes und dessen Querschnitt abhängt.

Außerdem dienen die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen den zur Verfügung stehenden Datensatz zur Validierung von fortschrittlichen Methoden zur Berechnung des Entlastungsquerschnittes zu vergrößern. Mit Hilfe des Datensatzes und den gewonnenen Erkenntnissen sollen dann mit einem Strömungssimulationsprogramm erste numerische Berechnungen zur Druckentlastung von Gasexplosionen durchgeführt werden. Hierdurch soll ein erster Schritt unternommen werden, in absehbarer Zeit von dem gegenwärtigen Stadium des empirischen Berechnens der erforderlichen Entlastungsfläche zu auf physikalischen Prinzipien beruhenden, für den Anlagen angepassten Explosionsschutz verwertbaren Berechnungsmethoden übergehen zu können.

Weiter sollen die gewonnen Daten zur Überprüfung der in der zukünftigen Norm zur Druckentlastung von Gasexplosionen enthalten Methode zur Berechnung der erforderlichen Entlastungsfläche für Geometrien mit Verhältnissen aus Länge zu Durchmesser ≤ 5 und Anfangsturbulenzen mit Intensitäten bis 0,45 m/s genutzt werden.

Zur Durchführung der experimentellen Untersuchungen wurden zwei Versuchsaapparaturen entwickelt, in denen neben dem Druck auch die Ausbreitung der Explosionsflamme sowie in einigen Versuchen auch die Geschwindigkeit in Entlastungsrichtung gemessen werden konnte.

In Apparatur I wurde der Einfluss von Entlastungsquerschnitt, Ansprechdruck der Berstfolie sowie von Behältervolumen und -form auf den Druckverlauf, die Flammenausbreitung und in einigen Fällen auch auf die während einer Explosion entstehende Turbulenz untersucht. Alle Versuche erfolgten mit Brenngas-Luft-Gemischen ohne Anfangsturbulenz. Außerdem wurde untersucht, inwieweit die Strömungsverhältnisse einen Einfluss auf die Flammenausbreitung hatten und wie hierdurch zeitlicher Druckverlauf und reduzierter Explosionsüberdruck beeinflusst wurden.

Mit den in der Apparatur I gewonnenen Erkenntnissen wurde eine neue Versuchsaapparatur konstruiert, mit der Untersuchungen sowohl mit Brenngas-Luft-Gemischen als auch mit

Brennstaub-Luft-Gemischen durchgeführt werden konnten. Durch Einbau von 16 Ventilatoren waren in dieser Apparatur II Untersuchungen bei unterschiedlichen Anfangsturbulenzen möglich. Zusätzlich wurden auch einige Untersuchungen zum Einfluss des Zündortes durchgeführt.

Die gewonnenen Ergebnisse und Erkenntnisse wurden zur Verifikation von numerischen Druckentlastungsberechnungen mit Hilfe des Strömungssimulations-Programms FLUENT6 verwendet. Mit Hilfe dieses Programms wurden für einige Behältergeometrien Berechnungen der erforderlichen Druckentlastungsfläche sowie zum Ablauf von druckentlasteten Gasexplosionen durchgeführt. Die Berechnungen wurden durch Vergleichsrechnungen mit dem Programm FLACS ergänzt.

Schließlich wurden die Messergebnisse aus den Experimenten mit Brenngas mit den gemäß der zukünftigen Norm zu Druckentlastung berechneten Werten verglichen. Dieser Vergleich bezog sich einmal auf den in der Norm angegebenen Gültigkeitsbereich und auch auf Bereiche außerhalb desselben.

3 Grundlagen

3.1 Turbulenz und Turbulenzintensität

Zur Beschreibung von Explosionsvorgängen kann zwischen zwei Komponenten von Turbulenz unterschieden werden. Die erste Komponente ist die zum Zündzeitpunkt in der Apparatur vorherrschende und durch die Prozessbedingungen vorgegebene Anfangsturbulenz. Die zweite Komponente ist die durch den Explosionsvorgang erzeugte Turbulenz. Diese entsteht durch die Ausdehnung heißer Verbrennungsgase und im Falle einer Druckentlastung durch die Entlastungsströmung sowie die Wechselwirkung der Strömung mit Einbauten.

Als Turbulenz werden unregelmäßige Schwankungen von Erhaltungsgrößen wie Druck, Temperatur und Geschwindigkeit in alle drei Raumrichtungen verstanden, die nicht durch äußere Einflüsse erklärt werden können. Von Bradshaw [50] wurde folgende Definition der Turbulenz gegeben:

„Turbulence is a three-dimensional time-dependent motion in which vortex stretching causes velocity fluctuations to spread to all wavelengths between a minimum determined by viscous forces and a maximum determined by the boundary conditions of the flow”. (Turbulenz ist eine dreidimensionale, zeitabhängige Bewegung, in der Wirbelstreckungen zu Schwankungen in der Geschwindigkeit führen mit Wellenlängen, die zwischen einem durch die Viskositäts-

kräfte bedingten Minimum und einem durch die Ausdehnung der Strömung bedingten Maximum liegen.)

Mit Hilfe des Verfahrens der Reynolds Zerlegung lässt sich für turbulente Strömungen die Strömungsgeschwindigkeit v als Summe aus einer mittleren Geschwindigkeit \bar{v} und einer turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit v' darstellen.

$$v(t) = \bar{v} + v'(t) \quad (3.1.1)$$

Wobei \bar{v} definiert ist durch

$$\bar{v} = \frac{1}{\tau} \int_{t_0}^{t_0+\tau} v(t) dt. \quad (3.1.2)$$

Hierbei ist im Fall einer stationären Strömung das Mittelungsintervall τ so groß zu wählen, dass sich der Mittelwert der Geschwindigkeit bei einer weiteren Vergrößerung von τ nicht mehr ändert. Im Fall einer instationären Strömung muss das Integrationsintervall dagegen so groß gewählt werden, dass die kleinen unregelmäßigen Schwankungen herausgemittelt werden, aber dennoch so klein, dass die durch Randbedingungen aufgeprägte zeitliche Änderung beibehalten bleibt.

Die Turbulenzintensität u' ist definiert als der quadratische Mittelwert der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit (RMS-Wert).

$$u' = v'_{rms} = \sqrt{\overline{v'^2}} = \sqrt{\frac{1}{\tau} \int_{t_0}^{t_0+\tau} v'^2 dt} \quad (3.1.3)$$

Der Turbulenzgrad Tu ist das Verhältnis aus Turbulenzintensität und mittlerer Geschwindigkeit.

$$Tu = \frac{u'}{\bar{v}} \quad (3.1.4)$$

3.2 Kenngrößen

Zum sicheren Betrieb verfahrenstechnischer Anlagen im Hinblick auf Brand- und Explosionsgefahren, finden in der Praxis häufig so genannte sicherheitstechnische Kenngrößen (STK) Anwendung. Sie dienen zur Charakterisierung gefährlicher Eigenschaften brennbarer Stoffe und Stoffgemische und zur Ableitung von Betriebsparametern sowie zur konstruktiven Auslegung von Maßnahmen zum Brand- und Explosionsschutz.

Die STK sind in der historischen Entwicklung der Verfahrenstechnik entstandene Parameter, vorwiegend empirischer Natur und hängen in der Mehrzahl von dem experimentellen

Messverfahren für ihre Bestimmung ab. Es handelt sich hierbei daher nicht um physikalische Konstanten, sondern lediglich um eine Vergleichsbasis zur Beurteilung des Zünd- und Reaktionsverhaltens von brennbaren Stoffen unter festgelegten Randbedingungen.

Eine Übersicht der wichtigsten sicherheitstechnischen Kenngrößen und Methoden zu deren Bestimmung findet man in den Büchern von Bartknecht [36], Steen [11], und Eckhoff [37] sowie in der VDI-Richtlinie 2263 Blatt 1 [51].

Im Folgenden werden nur die insbesondere in Kapitel 7 zur Berechnung des Entlastungsquerschnittes verwendeten Kenngrößen definiert.

„Explosionsdruck“ p_{ex} und „Maximaler Explosionsdruck“ p_{max}

Der Explosionsdruck p_{ex} ist definitionsgemäß der unter vorgeschriebenen Versuchsbedingungen ermittelte, maximale Druck, der in einem geschlossenen Behälter bei der Explosion eines Brenngas-Luft-, Brenngas-Luft-Inertgas- oder Staub-Luft-Gemisches mit einer bestimmten Gemischzusammensetzung auftritt.

Unter dem maximalen Explosionsdruck p_{max} versteht man den unter systematischer Variation der Brenngas- oder Brennstaubkonzentration unter vorgegebenen Versuchsbedingungen ermittelten höchsten Wert für den Explosionsdruck p_{ex} .

Explosionsdruck und maximaler Explosionsdruck werden bei brennbaren Gasen in einem sphärischen oder zylindrischen Behälter mit einem Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis von ca. 1 und einem Volumen von mehr als 5 l bei zentraler Zündung entsprechend der Norm DIN EN 13673-1 [52] ermittelt.

Bei brennbaren Stäuben erfolgt die Bestimmung entsprechend der VDI-Richtlinie 2263 Blatt 1 [51] durch zentrale Zündung im so genannten 1-m³-Behälter oder der 20-l-Kugel.

„Zeitlicher Druckanstieg“ $(dp/dt)_{ex}$ und „maximaler zeitlicher Druckanstieg, $(dp/dt)_{max}$

Für die Dimensionierung von Druckentlastungsvorrichtungen werden Angaben zum zeitlichen Ablauf der Verbrennungsreaktion benötigt. Hierzu gibt der zeitliche Verlauf der Druckentwicklung einen groben Anhaltspunkt.

Der zeitliche Druckanstieg $(dp/dt)_{ex}$ ist der unter vorgeschriebenen Versuchsbedingungen ermittelte, größte Wert der Steigung der an die Druck-Zeit-Kurve anzulegenden Tangentenschar, gemessen in einem geschlossenen Behälter bei der Explosion eines Brenngas-Luft-, Brenngas-Luft-Inertgas- oder Staub-Luft-Gemisches mit einer bestimmten Gemischzusammensetzung.

Unter maximalem zeitlichen Druckanstieg $(dp/dt)_{\max}$ versteht man den unter vorgeschriebenen Versuchsbedingungen unter systematischer Variation der Brenngas- bzw. Brennstaubkonzentration ermittelten Maximalwert des zeitlichen Druckanstieges $(dp/dt)_{\text{ex}}$.

Die Bestimmung beider Kenngrößen erfolgt in den zur Bestimmung von p_{ex} und p_{\max} genannten Gefäßen nach dem Norm-Entwurf DIN EN 13673-2 [53] bzw. der VDI-Richtlinie 2263 [51].

Zur Vergleichbarkeit der gemessenen zeitlichen Druckanstiege aus Explosionsapparaturen verschiedener Volumina wird in der Praxis das so genannte Kubische Gesetz verwendet.

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_{\max} \cdot V^{1/3} = \text{const} = K_G \quad (3.2.1)$$

K_G ist die so genannte Gasexplosionskonstante. In Analogie existiert bei Stäuben die so genannte Staubexplosionskonstante K_{St} . Beide Konstanten sollen ausdrücken, dass das Produkt aus maximalem zeitlichen Druckanstieg multipliziert mit den charakteristischen Abmessungen der verwendeten Explosionsgefäße für unterschiedliche Gefäße näherungsweise gleich ist. Obwohl experimentell nachgewiesen wurde, dass diese Annahme nur eine grobe Näherung darstellt, wird die Kenngröße in der Praxis zur Auslegung von Schutzmaßnahmen verwendet.

„Statischer Ansprechüberdruck“ Δp_{stat} und dynamischer Ansprechüberdruck Δp_{dyn}

Für die Dimensionierung einer Druckentlastungsvorrichtung wie z. B. einer Berstmembran wird der Ansprechdruck der Vorrichtung benötigt. In der Praxis verwendet man hierzu den so genannten statischen Ansprechüberdruck Δp_{stat} .

Der statische Ansprechüberdruck Δp_{stat} ist hierbei der Druck, der zum Bersten der jeweiligen Membran bei einem zeitlichen Druckanstieg $\leq 0,1$ bar/min führt. Bei einer realen Explosion öffnet die Druckentlastungsvorrichtung jedoch nicht bei Δp_{stat} , sondern bei einem dynamischen Ansprechüberdruck Δp_{dyn} . Die Ursache dafür liegt darin, dass der relativ kurzzeitige Druckimpuls bei einer Explosion bei gleichem Druckanstieg zu einer geringeren statischen Ersatzlast für die Berstmembran führt. Um die gleiche Kraft auf die Membran wie bei einer statischen Belastung auszuüben, ist deshalb bei kurzzeitiger Belastung durch die Explosion eine starke Druckänderung erforderlich. Der dynamische Ansprechüberdruck steigt mit zunehmendem zeitlichem Druckanstieg an [36]. Die Bestimmung des statischen Ansprechüberdruckes erfolgt nach dem Normentwurf DIN EN 14797 [54].

„laminare Verbrennungsgeschwindigkeit“

Unter Verbrennungsgeschwindigkeit versteht man die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront relativ zum Frischgas unmittelbar vor der Flamme. Die laminare Verbrennungsgeschwindigkeit ist die Geschwindigkeit mit der sich eine ebene ungestörte Flamme durch ein ruhendes vorgemischtes Brennstoff/Luft-Gemisch ausbreitet. Sie hängt nur von der Zusammensetzung des Gemisches sowie von Druck und Temperatur ab und ist daher eine stoffspezifische Größe.

„turbulente Verbrennungsgeschwindigkeit“

Die turbulente Verbrennungsgeschwindigkeit ist das Analoge zur laminaren Verbrennungsgeschwindigkeit in turbulenten Flammen, die dadurch zustande kommt, dass die Flamme nicht mehr laminar, sondern durch Streckungsvorgänge aufgefaltet ist.

„Flammengeschwindigkeit“

Die Flammengeschwindigkeit ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront relativ zu einem stationären Beobachter. Sie ergibt sich aus der Summe von Verbrennungsgeschwindigkeit und Strömungsgeschwindigkeit des Frischgases unmittelbar vor der Flamme.

4 Versuchsaufbauten

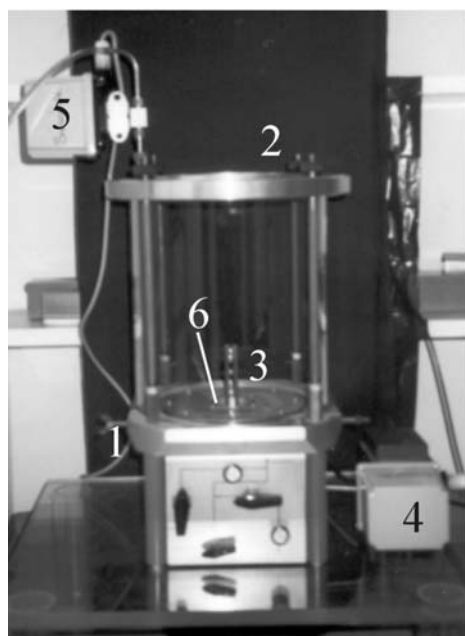
Der Schwerpunkt dieser Forschungsarbeit war die experimentelle Untersuchung von Druckentlastungsvorgängen bei Gas- und Staubexplosionen. Hierzu wurden zunächst in einer vorhandenen, im Aufbau und der Messtechnik an die Gegebenheiten der geplanten Experimente anzupassenden Apparatur Untersuchungen mit Brenngas-Luft-Gemischen ohne Anfangsturbulenz, d.h. in zum Zündzeitpunkt ruhenden Gemischen jedoch bei variabler Behältergeometrie durchgeführt. Aufbauend auf den Versuchsergebnissen und Erfahrungen mit dieser Apparatur wurde eine zweite Versuchsapparatur entwickelt. In dieser erfolgten Untersuchungen mit Brenngas-Luft- und Brennstaub-Luft-Gemischen sowohl mit als auch ohne Anfangsturbulenz.

4.1 Apparatur I

4.1.1 Versuchsaufbau

In der in Abb. 4.1.1 dargestellten Versuchsapparatur I erfolgten Untersuchungen von Druckentlastungsvorgängen in Brenngas-Luft-Gemischen ohne Anfangsturbulenz. Die Apparatur war frei in einem Bunker mit einem Volumen von ca. 100 m³ aufgestellt.

Das Explosionsgefäß bestand aus einem stehend angeordneten Glaszylinder. Durch Austausch des Glaszylinders konnten Höhe (Länge), Durchmesser und Volumen des Explosionsgefäßes variiert und Untersuchungen in Volumina von 2 bis 59 l bei Länge-zu-Durchmesser-Verhältnissen von 0,7 bis 14 durchgeführt werden. Tabelle 4.1.1 enthält eine Übersicht über die für Versuchsapparatur I verwendeten Glaszylinder mit deren Volumina V , Durchmessern D und Verhältnissen aus Länge zu Durchmesser L/D .



- 1 - Boden mit Haltevorrichtung**
- 2 - Deckel mit Druckentlastungseinrichtung**
- 3 - Zündvorrichtung**
- 4 - Ventil zur Gaszufuhr**
- 5 - Ventil für Abgas**
- 6 - Druckaufnehmer**

Abb. 4.1.1: Versuchsapparatur I zur Untersuchung druckentlasteter Gasexplosionen bei unterschiedlichen Ansprechdrücken, Entlastungsquerschnitten, Behältervolumina, und Länge-zu-Durchmesser-Verhältnissen

Tabelle 4.1.1 Behältervolumina und Länge-zu-Durchmesser-Verhältnisse der Glaszylinder bei Versuchen in Apparatur I

Glaszylinderabmessungen	Behältervolumen [l]								
	2,1	9,5			21			59	
Höhe (Länge) [mm]	300	180	300	540	1340	400	670	1200	1200
Durchmesser [mm]	94	260	200	150	95	260	200	150	250
Länge-zu-Durchmesser [-]	3,2	0,7	1,5	3,6	14,1	1,5	3,4	8,0	4,8

Kopfseitig war der Glaszylinder mit einem ebenen Deckel ausgestattet, in dem mit einer Berstfolie verschlossene Entlastungsquerschnitte mit unterschiedlicher Größe einsetzbar waren. Als Berstfolien wurden Pergamentpapier, Aluminiumfolien sowie Polyethylenfolien mit unterschiedlichen Dicken verwendet. Durch Variation der Entlastungsquerschnitte und der Werkstoffe wurde der statische Ansprechüberdruck der Berstfolien eingestellt. In Tabelle 4.1.2 sind die Werkstoffe der Berstfolien, die Entlastungsquerschnitte A_{Entl} sowie die

zugehörigen statischen Ansprechüberdrücke Δp_{stat} aufgeführt, welche aus der Differenz zwischen statischem Ansprechdruck und Umgebungsdruck ermittelt wurden.

Das untere Ende des Glaszylinders war mit einer Bodenplatte verschlossen, in der sich eine Einströmöffnung zur Beladung des Zylinders mit einem vorgemischtem Brenngas-Luft-Gemisch befand. Als Brenngas diente bei allen Versuchen ein Gemisch mit Stoffmengenanteilen von 4,5 % Propan, 85,5 % Luft und 10 % (zusätzlichem) Stickstoff. Die Zugabe von Stickstoff erfolgte, um die Heftigkeit der Explosionen zu verringern und eine mechanische Überbeanspruchung der Glasrohre zu verhindern, da deren Druckstoßfestigkeit nur ungefähr bekannt war. Für dieses Gemisch war in einem geschlossenen Kugelautoklav mit einem Volumen von 14 l bei zentraler Zündung ein Explosionsdruck p_{ex} von 8,4 bar (a) und eine Gasexplosionskonstante (K_G -Wert) von 64 bar m/s ermittelt worden

Für ein Gemisch ohne Stickstoff wird von Bartknecht [36] für Versuche in einem Kugelautoklaven mit einem Volumen von 5 l ein maximaler Explosionsdruck p_{max} von 8,9 bar (a) und ein K_G -Wert von 100 bar m/s angegeben. Es wurde ein Gemisch mit 4,5 % Propan gewählt, da sich bei diesem Brennstoffanteil der größte Explosionsdruck einstellte und der Konzentrationseinfluss auf die Kenngrößen maximaler Explosionsdruck und K_G -Wert gering war. Hierdurch wurde sichergestellt, dass geringe Abweichungen in der Gemischzusammensetzung praktisch keinen Einfluss auf die Reproduzierbarkeit der Versuche hatten.

In Apparatur I konnte weitgehend unabhängig voneinander der Einfluss von

- Behältervolumen (V),
- Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis (L/D),
- Entlastungsquerschnitt (A_{Entl}),
- statischem bzw. dynamischem Ansprechdruck der Berstfolie (p_{dyn}) und
- dimensionslosem Quotienten aus Entlastungsfläche und Behältervolumen ($A/V^{2/3}$)

auf

- den zeitlichen Druckverlauf,
- den reduzierten Explosionsüberdruck,
- die Flammenform,
- die Flammengeschwindigkeit und somit auch näherungsweise auf die Stoffumsatzrate untersucht werden.

Tabelle 4.1.2: statischer Ansprechüberdruck in Abhängigkeit von Berstfolienwerkstoff und Entlastungsquerschnitt

Werkstoff	d_{Entl} Entlastung [mm]	A_{Entl} [m ²]	Δp_{stat} [mbar]
Aluminiumfolie (AF) 15 μm Dicke	30	0,0007	630 \pm 40
	36	0,001	550 \pm 40
	42	0,0014	430 \pm 30
	50	0,002	350 \pm 30
	75	0,0044	245 \pm 15
	120	0.0113	145 \pm 15
	170	0,0227	100 \pm 15
Aluminiumfolie 2 (AF 2) 20 μm Dicke	42	0,0014	610 \pm 30
	50	0,002	480 \pm 30
Pergamentpapier (PP) 50 μm Dicke	42	0,0014	880 \pm 50
	75	0,0044	460 \pm 30
	120	0,0113	260 \pm 20
	170	0,0227	170 \pm 20
Polyethylenfolie 1 (PE1) 10 μm Dicke	26	0,0005	250 \pm 25
	30	0,0007	200 \pm 25
	36	0,001	180 \pm 20
	42	0,0014	150 \pm 20
	50	0,0020	115 \pm 20
	75	0,0044	85 \pm 15
	120	0,0113	40 \pm 10
	170	0,0227	30 \pm 10
Polyethylenfolie 2 (PE2) 15 μm Dicke	36	0,001	315 \pm 20
	50	0,002	230 \pm 20
	75	0,0044	155 \pm 15
	120	0,0113	95 \pm 10
	170	0,0227	70 \pm 10
Polyethylenfolie 3 (PE3) 40 μm Dicke	50	0,002	480 \pm 30
	75	0,0044	310 \pm 20
	120	0,0113	185 \pm 20
	170	0,0227	135 \pm 20

4.1.2 Versuchsdurchführung

Es wurden zwei Versuchsreihen durchgeführt. In der ersten wurde das Gasgemisch, wie in Abb. 4.1.2 dargestellt, in einem Mischautoklaven hergestellt und anschließend in die Apparatur geleitet. Hierzu wurde der Autoklav zunächst evakuiert und nach dem Partialdruckverfahren mit den Komponenten Propan, Luft und zusätzlichem Stickstoff gefüllt. Der Enddruck des Autoklaven nach dem Befüllen betrug 10 bar (a). Zur Unterstützung des Mischvorgangs enthielt der Autoklav einen Rührer. Das Einleiten des Brenngas-Luft-Gemisches in die Explosionsapparatur erfolgte durch Öffnen des Ein- und Auslassventils. Die Apparatur wurde vor jedem Versuch mit dem Dreifachen des Apparaturvolumens an Gasgemisch gespült, um eine Verfälschung der Gemischzusammensetzung auszuschließen. Nach dem Spülen wurden Ein- und Auslassventil verschlossen. Da alle Versuche ohne Anfangsturbulenz durchgeführt werden sollten, betrug der Zeitraum zwischen dem Schließen der Ventile und der Zündung des Gemisches ca. 5 s. Hierdurch konnte ein Abklingen der durch den Füllvorgang erzeugten Turbulenz sichergestellt werden. Die Zündung des Gemisches erfolgte in der Rohrachse in einem Abstand von etwa 80 mm über dem Boden durch einen Hochspannungsfunken mit einer Zündenergie von ca. 10 Joule.

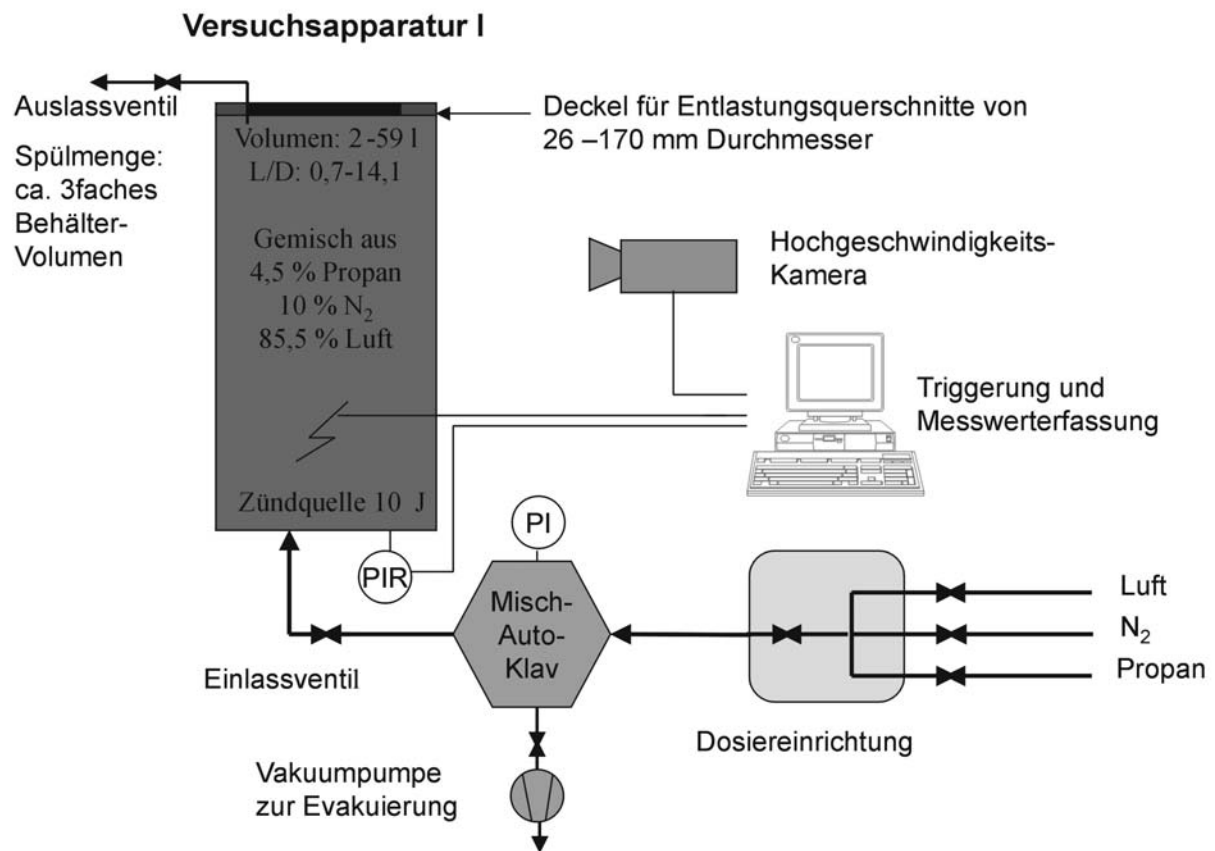


Abb. 4.1.2: Skizze Versuchsdurchführung in Apparatur I für Versuche mit Mischautoklav (1. Versuchsreihe)

In der zweiten Versuchsreihe wurden anstelle des Mischautoklaven zwei Massendurchflussregler verwendet, mit denen die Volumenströme von Propan und einem bereits in einer Druckflasche vorgemischten Luft-Stickstoff-Gemisch entsprechend der in der Apparatur einzustellenden Gemischzusammensetzung eingeregelt wurden (vgl. Abb. 4.1.3). Die Massendurchflussregler wurden vor Beginn der Messreihe kalibriert. Im Vergleich zur vorausgehenden Messreihe ergaben sich hierbei keine oder nur unwesentliche, im Bereich der Reproduzierbarkeit der Versuche liegende Unterschiede.

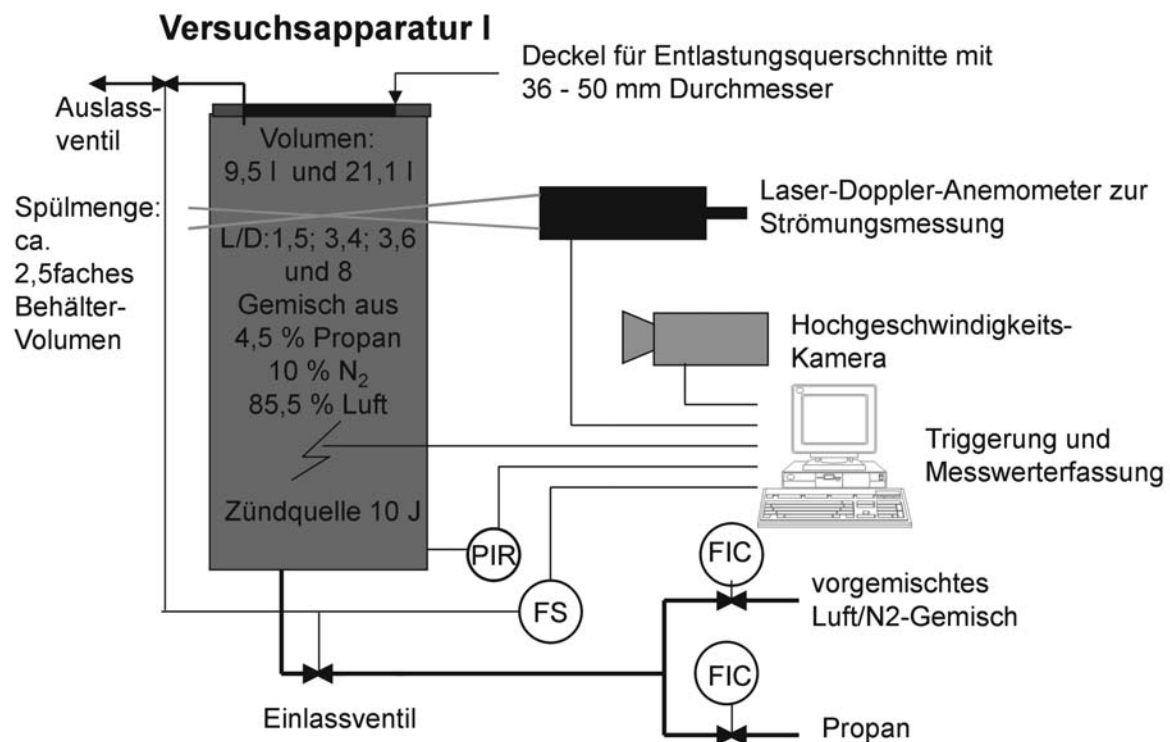


Abb. 4.1.3: Skizze Versuchsdurchführung in Apparatur I für Versuche mit Mass-Flow Control System (2. Versuchsreihe)

Der Druck wurde über eine Bohrung in der Bodenplatte mit einem piezoresistiven Druckaufnehmer kontinuierlich mit einer Abtastrate von 4 kHz gemessen. Die Zunahme des Flammenvolumens, die Änderung der Flammenform sowie die Flammengeschwindigkeit wurden mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera in Farbe mit einer Aufnahme Frequenz von 250 Bildern/s beobachtet. Auf den Aufnahmen war das Platzen der Berstmembran und damit der Zeitpunkt des Beginns der Druckentlastung zu erkennen. Der Messfehler betrug maximal 4 ms und war bedingt durch die Aufnahme rate.

Bei der zweiten Versuchsreihe wurden zusätzlich Messungen der lokalen Strömungsgeschwindigkeit in Entlastungsrichtung durchgeführt. Hierzu diente ein 1D Laser-Doppler-Anemometer (LDA). Es ermöglichte die Strömung in einer Raumrichtung zu messen. Über

ein Triggersignal, welches bei Auslösung der Zündung gesendet wurde, konnte eine synchrone Funktion aller untersuchten Messsysteme erreicht werden.

Zur Durchführung der Messungen mit dem LDA war es erforderlich, so genannte Tracerpartikel gleichmäßig über das Behältervolumen des jeweiligen Glaszylinders zu verteilen. Zu diesem Zweck wurden die Tracerpartikel vor dem Spülen der Apparatur unmittelbar an der Einströmöffnung vorgelegt. Durch den Spülvorgang wurden die Partikel aufgewirbelt und gleichmäßig in der Apparatur verteilt. Die Partikel mussten zum einen groß genug sein, um ausreichend Laserlicht zur Ermittlung der Dopplerfrequenz zu streuen. Zum anderen mussten sie klein genug sein, um der in der Versuchsapparatur auftretenden Strömung hinreichend genau folgen zu können.

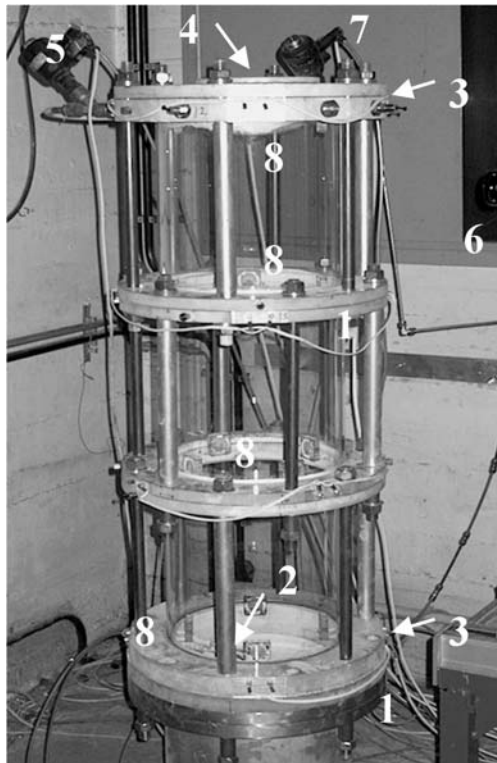
Hierzu wurde Zirkonsilikat mit einer Korngröße von 0,5 bis 5 μm und einer Dichte von ca. 3-4 g/cm^3 verwendet. Im Hinblick auf die Größe und die Form konnte angenommen werden, dass die Partikel nahezu trägheitslos in der Strömung mitgeführt wurden. Sie wurden ausgewählt, da sie keinen Einfluss auf den Reaktionsablauf nahmen und im Vergleich zu anderen Partikeln eine sehr hohe Anzahl von Messwerten pro Zeit sowohl im unverbrannten Gemisch als auch in der Flamme und im verbrannten Gemisch erreichbar war [56]. Die Partikelkonzentration war kleiner 1 g/m^3 und damit so gering, dass die Änderung der Wärmekapazität im Gemisch vernachlässigt werden konnte.

4.2 Apparatur II

4.2.1 Versuchsaufbau

In der in Abb. 4.2.1 dargestellten Versuchsapparatur II wurden Untersuchungen mit Brenngas- und Staub-Luft-Gemischen sowohl mit als auch ohne Anfangsturbulenz durchgeführt. Die Apparatur II war wie Apparatur I frei in einem Bunker mit einem Volumen von ca. 100 m^3 aufgestellt. Alle Versuche mit dieser Apparatur erfolgten bei einem konstanten Volumen und ohne Veränderung der Behälterform.

Die Apparatur bestand aus drei stehend angeordneten, transparenten zylindrischen Segmenten mit einer Höhe von jeweils 300 mm und einem Innendurchmesser von 290 mm. Die drei Zylinder waren auf einem Bodentopf aus Edelstahl aufgesetzt und durch zwei Aluminiumflansche untereinander verbunden. Kopfseitig war die Apparatur mit einem Deckel ausgestattet, in dem mit einer Berstfolie verschlossene Entlastungsquerschnitte mit unterschiedlicher Größe einsetzbar waren.



- 1 – Bodentopf mit Gaszufuhr
- 2 – Zündquelle (verdeckt)
- 3 – Druckaufnehmer (2)
- 4 – Deckel mit Druckentlastungsfläche
- 5 – Ventil zur Gasabfuhr
- 6 – LDA
- 7 – Ventil zur Zugabe der Tracerpartikel
- 8 – Lüfterebenen (4)

Abb. 4.2.1: Versuchsanlage II zur Untersuchung druckentlasteter Gas- und Staubexplosionen bei unterschiedlichen Anfangsturbulenzen, Ansprechdrücken und Entlastungsquerschnitten

An den Verbindungsflanschen sowie in zwei weiteren Flanschen unterhalb des untersten Glaszylinders und zwischen oberstem Flansch und Deckel waren jeweils vier gleichmäßig über den Umfang verteilte Ventilatoren installiert. Die vertikalen Abstände zwischen den Ventilatoren betragen jeweils etwa 300 mm. Durch Betrieb der Ventilatoren mit Gleichspannung von 0, 6 und 9 V, sowie durch eine zusätzliche Feinjustierung der Spannung konnte die Drehzahl der Ventilatoren und damit die zum Zündzeitpunkt vorliegende Turbulenz variiert werden. Vor jedem Versuch wurden die Ventilatoren auf Beschädigungen durch die Flamme untersucht und ggf. instand gesetzt oder ausgetauscht. Hierdurch konnten reproduzierbare Strömungsbedingungen sichergestellt werden.

Der untere Teil der Apparatur bestand aus einem Edelmetalltopf an den die Brenngas-Luft Zufuhr angeschlossen war. Das Behältervolumen bei den Versuchen mit Brenngas-Luft-Gemischen lag bei ca. 100 l. Die Behälterhöhe betrug 1420 mm, wovon der obere Teil mit einer Höhe von ca. 1100 mm durch die Glassegmente optisch zugänglich war.

Bei Versuchen mit Brennstaub-Luft-Gemischen wurde zwischen dem untersten Glaszylinder und dem Bodentopf eine Glassinterplatte mit der Porositätsklasse 3 (Porenweite 40 bis 100 μm) eingelegt. Der Brennstaub wurde vor jedem Versuch gleichmäßig auf dieser Sinterplatte verteilt. Das Aufwirbeln des Staubes erfolgte dadurch, dass die Partikel von der die Sinterplatte durchströmenden Luft aus der Staubschicht ausgetragen wurden. Durch den Einbau der

Sinterplatte verringerte sich das für die Explosionsausbreitung zu Verfügung stehende Volumen auf ca. 75 l bei einer Höhe von 1130 mm.

Während der Versuche mit Brennstaub-Luft-Gemischen waren in den Verbindungsflanschen zwischen den Glaszylindern zwei zusätzliche Flansche mit Konzentrationsmesssonden installiert. Deren Messprinzip beruhte auf der Methode der Infrarotlichtabschwächung.

Mit Hilfe von Versuchsapparatur II wurde unabhängig voneinander der Einfluss von

- Anfangsturbulenz,
- Entlastungsquerschnitt (A_{Entl}) und
- dynamischem Ansprechdruck der Berstfolie (p_{dyn})

auf

- den zeitlichen Druckverlauf,
- den reduzierten Explosionsüberdruck,
- die Strömungsgeschwindigkeit in Entlastungsrichtung
- die Flammenform,
- die Flammengeschwindigkeit und somit auch näherungsweise die Stoffumsatzrate untersucht.

4.2.1.1 Versuche mit Brenngas-Luft-Gemischen

In allen Versuchen kam das gleiche Propan-Luft-Gemisch mit zusätzlichem Stickstoffanteil zum Einsatz wie bei den Versuchen in Apparatur I. Es wurden Berstfolien aus Aluminium (AF1; AF2, AF3) und Polyethylen (PE1 und PE4) verwendet. Die Berstfolien und Entlastungsquerschnitte sowie die zugehörigen statischen Ansprechdrücke sind in Tabelle 4.2.1 aufgeführt.

Tabelle 4.2.1: statischer Ansprechüberdruck in Abhängigkeit von Berstfolienwerkstoff und Entlastungsquerschnitt

Material	d _{Entl} Entlastung [mm]	A _{Entl} [m ²]	Δp _{stat} [mbar]
Aluminiumfolie 1 (AF1) 15 μm Dicke	80	0,0050	225 ± 20
	100	0,0079	175 ± 15
	120	0,0113	150 ± 15
Aluminiumfolie 2 (AF2) 20 μm Dicke	100	0,0079	260 ± 20
	140	0,0154	170 ± 20
Aluminiumfolie 3 (AF3) 22 μm Dicke	120	0,0113	275 ± 30
Polyethylenfolie 1 (PE1) 10 μm Dicke	70	0,0039	72 ± 6
	80	0,0050	59 ± 10
	100	0,0079	41 ± 8
	120	0,0113	37 ± 5
Polyethylenfolie 4 (PE4) 15 μm Dicke	160	0,0201	65 ± 10

4.2.1.2 Versuche mit Brennstaub-Luft-Gemischen

Alle Untersuchungen wurden mit Maisstärke-Luft-Gemischen durchgeführt. Hierbei wurde Maistärke mit einer Korngröße von 10 – 20 μm verwendet. Zur Vermeidung von Agglomerationen wurde der Maisstärke ca. 1 % Aerosil zugemischt.

Als Berstfolien dienten ausschließlich Polyethylenfolien (PE1). Tabelle 4.2.2 gibt eine Übersicht der verwendeten Entlastungsquerschnitte sowie der dazugehörigen dynamischen Ansprechdrücke.

Tabelle 4.2.2: statischer Ansprechüberdruck in Abhängigkeit von Berstfolienwerkstoff und Entlastungsquerschnitt

Material	d _{Entl} Entlastung [mm]	A _{Entl} [m ²]	Δp _{stat} [mbar]
Polyethylenfolie 1 (PE1) 10 μm Dicke	40	0,0013	147 ± 8
	50	0,0020	106 ± 7
	70	0,0039	72 ± 6
	90	0,0064	55 ± 8

4.2.2 Versuchsdurchführung

4.2.2.1 Versuche mit Brenngas-Luft-Gemischen

Die Zufuhr des Brenngas-Luft-Gemisches erfolgte über die bereits in Kapitel 5.1.2 beschriebenen Massendurchflussregler in die Bodensektion der Apparatur (vgl. Abb. 4.2.2). Bis zum Beginn der Versuche wurde mit dem 2,5fachen des Behältervolumens gespült. Die Gasabfuhr während des Spülvorgangs erfolgte über eine Spülleitung am Deckel der Apparatur.

Zur Messung der Strömungsgeschwindigkeit und deren Fluktuation mit dem LDA mussten in analoger Weise wie in Versuchsapparatur I Tracerpartikel (Zirkonsilikat) in der Apparatur aufgewirbelt werden. Hierzu besaß die Gaszufuhrleitung einen Bypass, der in einer zweiten Einströmöffnung im Deckel der Apparatur mündete. In diese Öffnung wurden vor Beginn der Versuche Tracerpartikel vorgelegt und während des Spülvorganges in der Apparatur verteilt. Durch den Betrieb der Ventilatoren wurde eine nahezu gleichmäßige Verteilung der Partikel in der Apparatur sichergestellt.

Die Zündung des Gemisches erfolgte durch einen Hochspannungsfunken mit einer Zündenergie von ca. 10 Joule. Der Zündort befand sich in der Rohrachse in einem Abstand von ca. 500 mm zum Behälterboden. Ein tieferer Zündort hätte zur Folge gehabt, dass die Zündung im nicht optisch zugänglichen Teil der Apparatur erfolgt wäre, und somit zu Beginn der Explosionen keine Aussagen über die Flammenform und Flammengeschwindigkeit möglich gewesen wären.

Bei Versuchen ohne Anfangsturbulenz wurden die Ventilatoren einige Sekunden vor der Zündung abgeschaltet. Messungen mit dem LDA ergaben, dass die durch die Ventilatoren erzeugte Turbulenz bis zum Zeitpunkt der Zündung vollständig abgeklungen war. Bei Versuchen mit Anfangsturbulenz ergaben die LDA-Messungen, dass die durch den Einströmvorgang bedingte Turbulenz bis zum Zündzeitpunkt abgeklungen war, so dass das zu diesem Zeitpunkt vorhandene Turbulenzfeld nur durch die Bewegung der Ventilatoren erzeugt wurde (vgl. Kap. 4.4.1).

Der Druck wurde über zwei piezoresistive Druckaufnehmer im Deckel der Apparatur und in Höhe des Zündortes gemessen. Zur Untersuchung der Flammenausbreitung wurde die gleiche Hochgeschwindigkeitskamera verwendet wie bei Apparatur I. Die Aufnahmerate lag ebenfalls bei 250 Aufnahmen/s. Über ein Triggersignal, welches bei Auslösung der Zündung gesendet wurde, konnte eine synchrone Aufnahme aller aufgenommenen Daten sichergestellt werden.

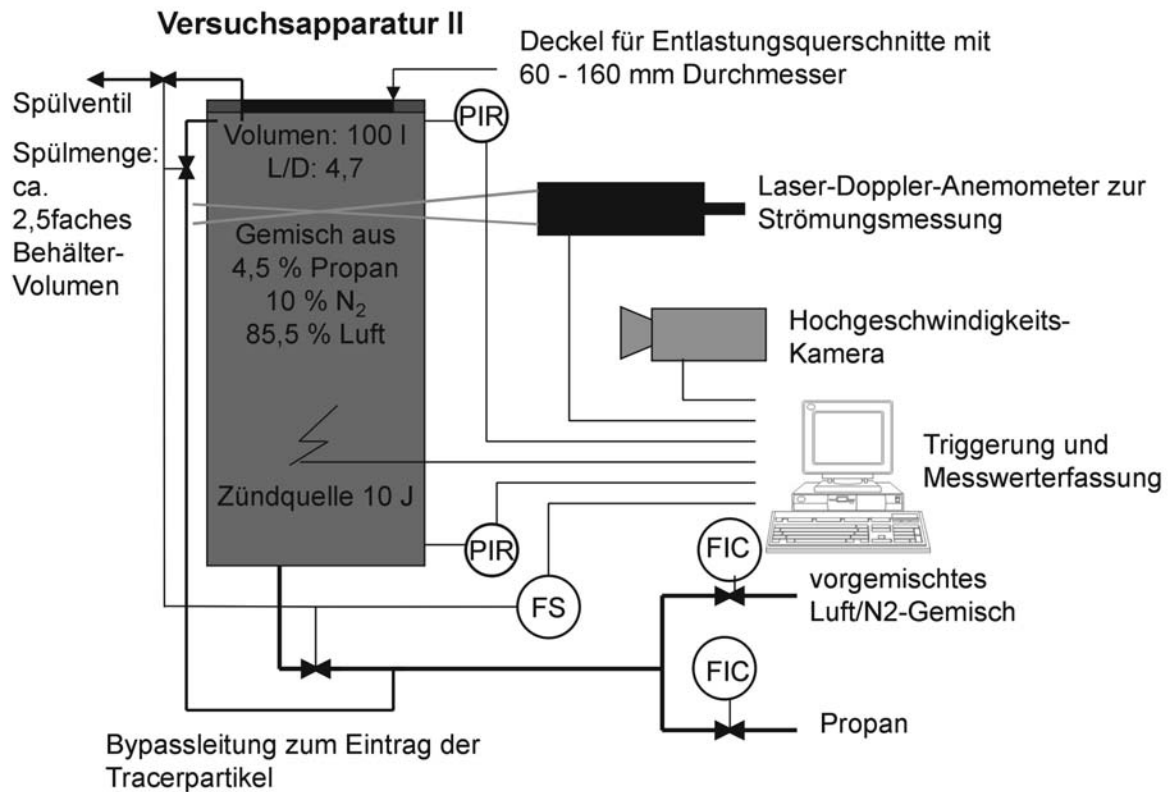


Abb. 4.2.2: Skizze Versuchsdurchführung in Apparatur II für Versuche mit Propan-Luft-Gemischen

4.2.2.2 Versuche mit Brennstaub-Luft-Gemischen

Für die Versuche mit Brennstaub-Luft-Gemischen wurde jeweils vor Versuchsbeginn eine der gewünschten Staubkonzentration entsprechende Menge Staub abgewogen und gleichmäßig auf der in der Explosionsapparatur befindlichen Glassinterplatte verteilt (vgl. Abb. 4.2.3). Zu Versuchsbeginn wurde ein regelbarer Luftstrom in das Bodensegment der Apparatur eingeleitet, welcher bei der Durchströmung der Sinterplatte ein gleichmäßiges Geschwindigkeitsprofil erzeugte, wodurch eine möglichst homogene Partikelverteilung in der Apparatur erreicht werden sollte. Es zeigte sich, dass diese Bedingungen bei einem Volumenstrom von ca. 20-25 m³/h sehr gut erfüllt waren. Eine Zugabe von Zirkonsilikat war in dieser Versuchsreihe nicht erforderlich, da die Maistärke selbst als Tracerpartikel fungierte.

Bei den Versuchen mit Staub-Luft-Gemischen waren im Deckel der Apparatur vier gleichmäßig über den Umfang verteilte und durch Ventile verschließbare Abluftleitungen installiert. Durch Öffnen der Ventile während der Luftzufuhr in die Apparatur sollte der Aufbau eines Überdruckes verhindert werden, der zum vorzeitigen Platzen der Berstfolie geführt hätte. Durch die gleichmäßige Verteilung der Auslassventile über den Umfang des Deckels wurde die Staubverteilung in der Apparatur verbessert. In Untersuchungen mit Anfangsturbulenz wurden während des gesamten Versuches die Ventilatoren in Betrieb gehalten.

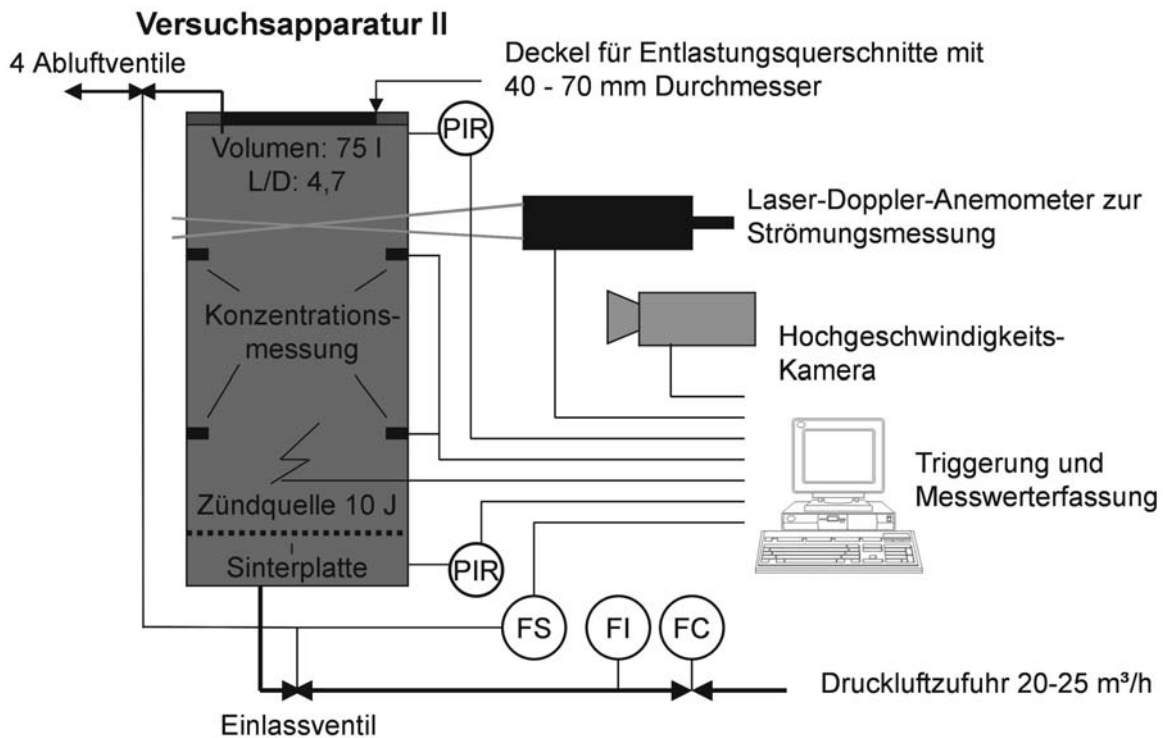


Abb. 4.2.3: Skizze Versuchsdurchführung in Apparatur II für Versuche mit Maisstärke -Luft-Gemischen

Das Einlassventil wurde geschlossen, nachdem die Staubwolke den Deckel der Apparatur erreicht hatte und die Konzentrationssonden annähernd übereinstimmende Konzentrationen anzeigten.

Die Auslassventile wurden zeitversetzt verschlossen, um einen Überdruck in der Apparatur durch voneinander abweichende Schließzeiten von Ein- und Auslassventilen und ein damit verbundenes Aufreißen der Berstfolie zu verhindern. Die Verzögerungszeit zwischen dem Schließen der Ventile und der Zündung wurde so eingeregelt, dass die durch das Aufwirbeln induzierte Turbulenz abgeklungen war, die Sedimentation der Staubpartikel aber noch nicht eingesetzt hatte. Als besonders geeignet erwies sich hierzu eine Verzögerungszeit von 1,5 s zwischen dem Schließen der Ein- und Auslassventile und einer weiteren Sekunde bis zur Zündung. Bei diesen Verzögerungszeiten zeigten Strömungsmessungen mit dem LDA, dass die Turbulenzintensität bis auf Werte abgeklungen war, die den durch die Ventilatoren erzeugten Werten entsprachen (vgl. Kap 5.4.1). Die Reproduzierbarkeit der Zeiten zwischen dem Schließen der Ventile und dem Zündzeitpunkt wurde durch ein Steuerungsprogramm sichergestellt. Auch bei dieser Versuchsreihe konnte über ein Triggersignal, welches bei Auslösung der Zündung gesendet wurde, eine synchrone Auslösung aller verwendeten Messsysteme sichergestellt werden.

Als Zündquelle diente wiederum ein Hochspannungsfunken mit einer Zündenergie von ungefähr 10 J. Der Zündort befand sich bei allen Versuchen mit Maisstärke in der Rohrachse 170 mm über der Glassinterplatte.

Die Aufnahme der Druck-Zeit-Verläufe sowie die Untersuchung der Flammenausbreitung erfolgte wie in Kapitel 4.2.2.1 beschrieben.

Die Staubeinwaage bei den Versuchen betrug 80 g Maisstärke. Durch Aufwirbeln der Maisstärke stellten sich in der Versuchsanordnung mittlere Staubkonzentrationen von 50 bis 100 g/m³ ein und damit Werte oberhalb der unteren Explosionsgrenze von Maisstärke von 30 g/m³. Hierdurch war im Vergleich zum am heftigsten reagierenden Gemisch (ca. 500 g/m³) mit deutlich niedrigeren Explosionsdrücken und langsameren Explosionsverläufen zu rechnen. Versuche mit größeren Staubkonzentrationen waren nicht möglich, da die für Messungen mit dem Laser-Doppler-Anemometer notwendige optische Durchlässigkeit oberhalb von 100 g/m³ nicht mehr gegeben war.

4.3 Messtechnik und Auswertung der Messwerte

In Versuchsanordnung I erfolgte die Synchronisation von Zündung, Aufnahmen mit der Hochgeschwindigkeitskamera sowie Druck- und LDA-Messung über einen manuell bedienten Trigger. Zur Aufnahme der Druckkurven diente in der ersten Versuchsreihe eine A/D-Wandlerskarte mit einer Abtastfrequenz von 4 kHz. Für die zweite Versuchsreihe stand eine Messwertkarte mit einer Abtastfrequenz von 15 kHz zur Verfügung.

Die Triggerung der Zündung sowie die Synchronisierung von Kamera, Druck und LDA-Messung bei den Versuchen in Apparatur II erfolgte über eine von einem PC gesteuerte Relaiskarte. Zur Aufnahme der Druck-Zeit-Kurven und der Konzentrationsmessung diente eine A/D-Wandlerskarte mit einer Abtastfrequenz von 15 kHz.

4.3.1 Druckmessung

Zur Druckmessung wurden piezoresistive Druckaufnehmer eingesetzt, deren Wirkungsweise auf dem piezoelektrischen Effekt beruht. Das dem Druck im Explosionsbehälter proportionale Spannungssignal wurde über einen Verstärker und eine A/D-Wandlerskarte zum PC übertragen. Durch einen Vergleich des Spannungsverlaufes mit den Kalibrierkurven der Druckaufnehmer konnten mittels einer geeigneten Software Druck-Zeit-Kurven ausgegeben werden.

Weiterhin konnten die maximalen zeitlichen Druckanstiege vor und nach der Freigabe der Druckentlastungsöffnung aus den jeweils steilsten Tangenten an die entsprechenden Abschnitte der Druck-Zeit-Kurve ermittelt werden.

Der Messbereich der Druckaufnehmer lag zwischen 0 und 10 bar mit einer Genauigkeit von $< \pm 0,3 \%$ des Maximalwertes lt. Herstellerangaben.

4.3.2 Flammenausbreitung und Flammenform

Die Ausbreitung der Flamme wurde mit einer digitalen Hochgeschwindigkeitskamera in Farbe aufgenommen. Hieraus konnten die Änderung der Flammenform sowie die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme als Maß für die Stoffumsatzrate untersucht werden.

Die hinsichtlich technisch möglicher Bildqualität und notwendiger zeitlicher Auflösung optimale Bildfrequenz lag bei 250 Aufnahmen pro Sekunde. Es wurde Wert darauf gelegt, dass auch das Platzen der Berstmembran und damit der Zeitpunkt des Beginns der Druckentlastung zu erkennen war. Der Messfehler betrug bedingt durch die Aufnahmefrequenz maximal 4 ms.

Die Auswertung der Aufnahmen bezüglich der Ermittlung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit erfolgte mit einem Bildverarbeitungsprogramm durch Ausmessen der zweidimensionalen Projektion der Flammenfront („äquivalente Flammenfläche“). Aus der äquivalenten Flammenfläche konnte bei näherungsweise kugelförmiger Flammenausbreitung dann ein äquivalenter Flammenradius ermittelt werden, vgl. Abb. 4.3.1. Mit Hilfe dieser Größe ließ sich aus der Änderung des Flammenradius zwischen zwei aufeinander folgenden Bildern und der Zeitdifferenz die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit v_{Fl} nach Gl. (4.3.1) berechnen:

$$v_{Fl} = \frac{\Delta r}{\Delta t} = \frac{r_2 - r_1}{\Delta t} \quad (4.3.1)$$

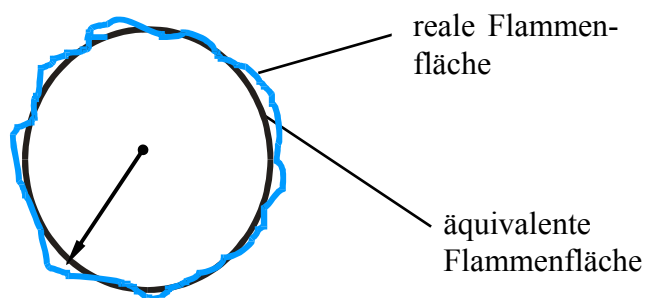


Abb. 4.3.1: Ermittlung des äquivalenten Flammenradius [55]

Diese Berechnungsart eignet sich allerdings nur für die frühe Phase der Flammenausbreitung von der Zündung bis zum Erreichen der Behälterwand. Unter dem Einfluss der Behälterwand konnte sich die Flamme nur noch in Längsrichtung ausbreiten (vgl. Abb. 4.3.2). Die Berechnung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit erfolgte ab diesem Zeitpunkt aus der Änderung der Flammenhöhe:

$$v_{Fl} = \frac{\Delta h}{\Delta t} = \frac{h_2 - h_1}{\Delta t} \quad (5.3.2)$$

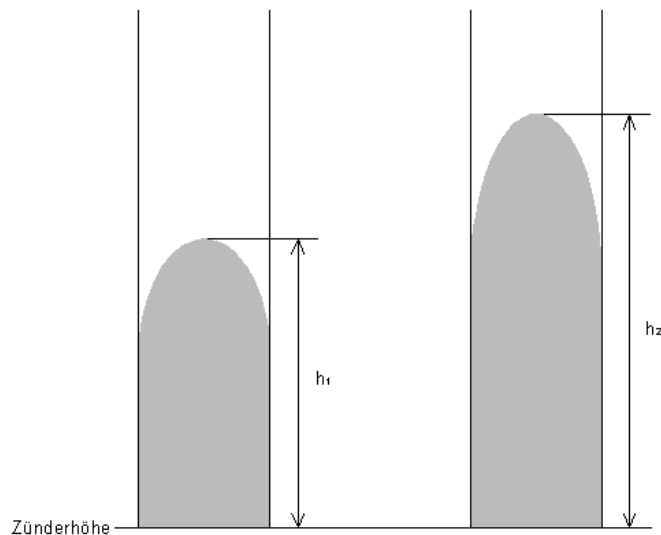


Abb. 4.3.2: Ermittlung der Flammenhöhe [55]

4.3.3 Strömungsmessung

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Strömungsmessungen erfolgten mit einem Laser-Doppler-Anemometer (LDA).

Die Laser-Doppler-Anemometrie ist ein bewährtes optisches Messverfahren zur Geschwindigkeitsmessung in Gasen und Flüssigkeiten. Vorteile dieser Messtechnik liegen in der berührungslosen Arbeitsweise und dem hohen örtlichen und zeitlichen Auflösungsvermögen bedingt durch ein geringes Messvolumen und schnelle Signalverarbeitung. Außerdem ist keine Kalibrierung des Gerätes erforderlich.

Zur Ermittlung der Strömungsgeschwindigkeit nutzt das Verfahren den Doppler-Effekt aus, der eintritt, wenn Staubteilchen beim Passieren des Messvolumens den Laserstrahl streuen. Da somit nicht die Geschwindigkeit der Strömung selbst, sondern die Geschwindigkeit sich mit der Strömung bewegendes Staubpartikel gemessen wird, müssen diese leicht genug sein, um nahezu trägheitslos der Strömung folgen zu können. Einzige Voraussetzung für die Anwendbarkeit des Verfahrens ist eine optische Zugänglichkeit zum Messort (transparentes Gehäuse und ausreichend transparentes Strömungsmedium).

Bei dem verwendeten LDA handelte sich um ein 1D-Gerät, welches es ermöglichte, die Strömung in einer Raumrichtung zu messen. Das Gerät ist in Abb. 4.3.3 in einer Prinzipskizze dargestellt und bestand im Wesentlichen aus folgenden Bauteilen:

- kontinuierlicher ND:YAG Laser mit 50 mW Laserleistung, Wellenlänge 532 nm
- Strahlenteiler
- 40 MHz Braggzelle
- Sende- und Empfangsoptik mit Frontlinse; Brennweite $f = 400$ mm
- Photomultiplier mit Vorverstärker und Filter (Empfänger)
- Burst-Spectrum-Analyzer mit einer Bandbreite von 30 MHz für eine max. Dopplereffrequenz von 100 MHz
- Traversierung

Bei Geräten der verwendeten Bauart wird ein Laserstrahl durch einen Strahlteiler in zwei Teilstrahlen mit gleicher Intensität geteilt und über Glasfaserkabel in die Sende- und Empfangsoptik (Messkopf) geleitet. Von dort werden die Strahlen durch eine Sendelinse auf den Messort fokussiert. Wie in Abb. 4.3.3 dargestellt, entsteht dort ein Messvolumen mit einer Ausdehnung von wenigen Millimetern. Durch Interferenz der beiden sich kreuzenden Laserstrahlen bilden sich Ebenen mit hoher Lichtintensität. Der Abstand dieser Ebenen Δx hängt nur von der Wellenlänge des Lasers λ und dem Schnittwinkel der sich kreuzenden Strahlen Θ ab. Da durch das Messvolumen hindurch tretende Partikel das Licht proportional zur lokalen Intensität streuen, weist das Streulicht je nach Position des Partikels eine hohe oder niedrige Intensität auf. Zur Bestimmung der Geschwindigkeitskomponente eines Partikels senkrecht zu den Ebenen nutzt man aus, dass Wellen, die auf ein bewegtes Partikel treffen, mit einer zur Geschwindigkeit des Partikels proportionalen Frequenzverschiebung wieder abgestrahlt werden (Dopplereffekt).

Die Ergebnisse der Strömungsuntersuchungen während der Explosionsversuche sind in Kapitel 5 dargestellt. Da nur ein LDA zur Verfügung stand und die Strömung während der Explosionsdruckentlastung zeitlich veränderlich war, konnte die Strömungsgeschwindigkeit nur an einem Punkt im Explosionsgefäß gemessen werden. Als Messpunkt wurde eine Position in der Behälterachse, 110 mm unter der Entlastungsöffnung gewählt. An dieser Position war das Turbulenzfeld vor Entlastungsbeginn unbeeinflusst von Wandeffekten, jedoch stark beeinflusst vom Ausströmvorgang während der Entlastung.

Ein Großteil der Untersuchungen in Apparatur II wurde, abhängig von der Drehzahl der installierten Ventilatoren, mit unterschiedlichen Intensitäten der Anfangsturbulenz durchge-

führt. Zur Untersuchung der lokalen Turbulenzintensitäten und Strömungsgeschwindigkeiten zum Zündzeitpunkt waren in der Apparatur an unterschiedlichen Orten LDA-Messungen erforderlich. Diese Voruntersuchungen erfolgten mit Maisstärke-Luft-Gemischen. Die Versuchsdurchführung sowie die Ergebnisse hierzu sind in Kapitel 4.4.1 beschrieben.

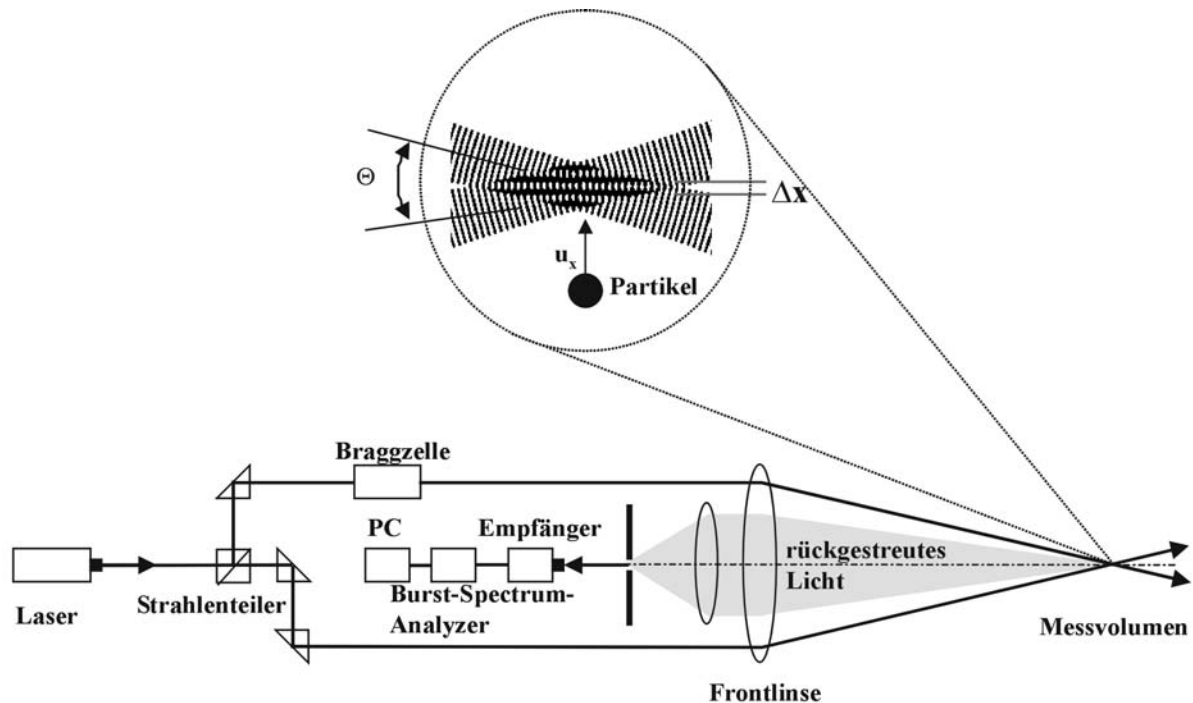


Abb. 4.3.3 Prinzipskizze des LDA

4.3.4 Konzentrationsmessung

Bei den Versuchen mit Maisstärke-Luft-Gemischen wurde die Staubkonzentration in einer Höhe von 390 und 750 mm oberhalb der in der Versuchsanordnung eingelegten Sinterplatte in Abhängigkeit von der Zeit gemessen. Hierzu waren in der Apparatur zwei Konzentrationsmesssonden installiert. Beide Messsonden arbeiteten nach dem Prinzip der Abschwächung eines Infrarotlichtstrahles beim Durchtritt von Staubteilchen zwischen Sende- und Empfangsoptik. Je mehr Staubpartikel sich im Strahlengang befanden, desto geringer war das von der Empfangsoptik gemessene Signal im Vergleich zu dem Signal ohne Staub. Die Stärke des Restsignals konnte daher als Maß für die Staubkonzentration verwendet werden. Da die Messungen stark durch die sich nach der Zündung ausbreitende Flamme beeinflusst wurden, waren nur zuverlässige Messungen bis zum Zündzeitpunkt möglich.

Vor den Messungen war eine Kalibrierung der Konzentrationsmesssonden erforderlich, um vom Messsignal auf die Staubkonzentration schließen zu können. Hierzu wurde der in Abb. 4.3.4 dargestellte Aufbau verwendet. Dieser bestand aus einer mit Methanol gefüllten Kalibrierküvette durch die der Strahlengang der Konzentrationsmessung geleitet wurde.

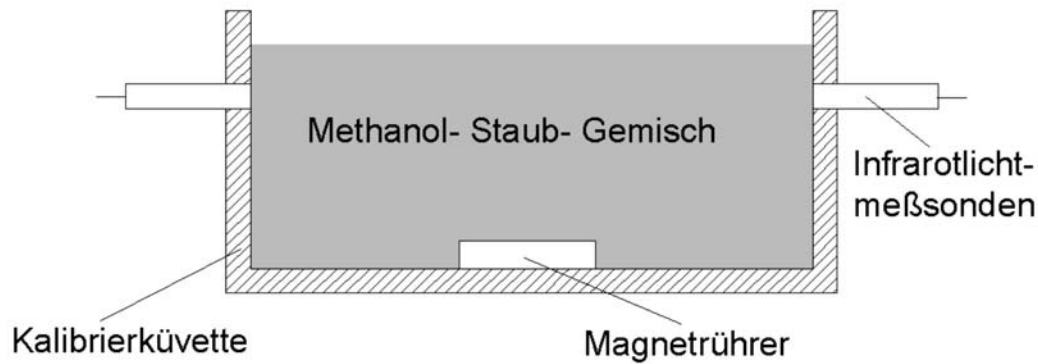


Abb. 4.3.4: Aufbau zur Kalibrierung der Konzentrationsmesssonden

Zunächst wurde das Ausgangssignal am Konzentrationsmessgerät bei Durchstrahlung der zunächst partikelfreien Flüssigkeit notiert. Im Folgenden wurde eine definierte Menge der bei den Versuchen zum Einsatz kommenden Maisstärke in dem vorgelegten Volumen an Methanol dispergiert. Durch Verwendung eines Magnetrührers konnte eine relativ homogene Staubverteilung in der Suspension sichergestellt werden. Mit der Zugabe des Staubes kam es zu einer Abschwächung des Signals bezogen auf den Anfangswert. Durch schrittweise Zugabe definierter Mengen an Staub konnte somit aus den gemessenen Signalwerten eine Kalibrierkurve ermittelt werden [57].

Nach dem Bouguer-Lambert-Beer-Gesetz gilt:

$$\frac{I}{I_0} = \exp\left(\frac{-3QC\ell}{2\rho d}\right) \quad (4.3.6)$$

In Gl. 4.3.6 ist Q der dimensionslose Extinktionskoeffizient, ℓ die Probenlänge (Durchmesser Kuvette in m), C die Konzentration an Maisstärke in g/m^3 , ρ die Dichte der Partikel in g/m^3 , d der Partikeldurchmesser in m, I die Anzeige des Messgerätes nach Staubzugabe und I_0 die Anzeige des Messgerätes vor der Staubzugabe.

Für näherungsweise gleiche Partikel gilt entsprechend Gl. 4.3.6:

$$\frac{I}{I_0} = \exp(-k_1 C \ell) \quad (4.3.7)$$

In Gl. (4.3.7) ist k_1 eine Konstante, welche nach logarithmischer Auftragung von I/I_0 über $C \ell$ aus der Steigung der Ausgleichsgeraden ermittelt wurde. Ein Beispiel für eine Kalibrierkurve findet sich im Anhang 1.

Die Konzentration während eines Versuches konnte dann aus den jeweiligen Messwerten I und I_0 nach Gl. (4.3.8) ermittelt werden. Bei allen Versuchen betrug die Probenlänge ℓ 0,1 m.

$$C = -\frac{1}{k_1 \ell} \ln \frac{I}{I_0} \quad (4.3.8)$$

4.4 Voruntersuchungen

4.4.1 Untersuchung des Turbulenzfeldes bei unterschiedlichen Ventilatoren-drehzahlen

Durch den Betrieb der in der Apparatur II installierten Ventilatoren mit einer Gleichspannung von 0, 6 oder 9 Volt und die zusätzliche Feinjustierung der Spannung war es möglich, abhängig von der Drehzahl der Ventilatoren mehrere unterschiedliche Anfangsturbulenzen in der Apparatur zu erzeugen. Bei den Druckentlastungsversuchen wurden bis zu fünf unterschiedliche Turbulenzniveaus eingestellt. Folgende Ventilatoreneinstellungen wurden untersucht:

- Ventilatoren ausgeschaltet (0 V)
- Betrieb der Ventilatoren mit 6 V bei
 - minimal einstellbarer Drehzahl (6 V min)
 - maximal einstellbarer Drehzahl(6 V max)
- Betrieb der Ventilatoren mit 9V bei
 - minimal einstellbarer Drehzahl (9 V min)
 - maximal einstellbarer Drehzahl(9 V max).

Für diese Einstellungen wurden mit Hilfe von LDA-Messungen an unterschiedlichen Orten in der Apparatur die Turbulenzintensitäten und das Strömungsprofil zum Zündzeitpunkt untersucht. Eine Übersicht dieser Messorte liefert Tabelle A2.1 im Anhang 2. Alle Untersuchungen erfolgten mit Maisstärke-Luft-Gemischen. Zur Durchführung der Messungen wurde bei entsprechend eingestellter Ventilatorendrehzahl in der Versuchsapparatur ein möglichst homogenes Staub-Luft-Gemisch erzeugt (vgl. Kap 4.2.2.2). Nach dem Schließen der Auslassventile und einer ausreichenden Verzögerungszeit zum Abklingen der durch das Aufwirbeln des Staubes induzierten Turbulenz, wurde über einen Zeitraum von 60 s die Geschwindigkeit in Achsenrichtung gemessen. Da das Gemisch nicht gezündet wurde, war das Strömungsprofil über den gesamten Messzeitraum stationär. Demnach konnten die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und der RMS-Wert der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit (jeweils in Achsenrichtung) nach den Gleichungen 3.1.2 und 3.1.3 aus den Messwerten ermittelt werden. Durch Wiederholung der Messungen an verschiedenen Positionen wurden Strömungs- und RMS-Profile erstellt. Abb. 4.4.1 zeigt solche Profile der Turbulenzintensitäten bzw. RMS-

Werte für unterschiedliche Ventilatoreneinstellungen in einer Höhe von 900 mm über dem Behälterboden.

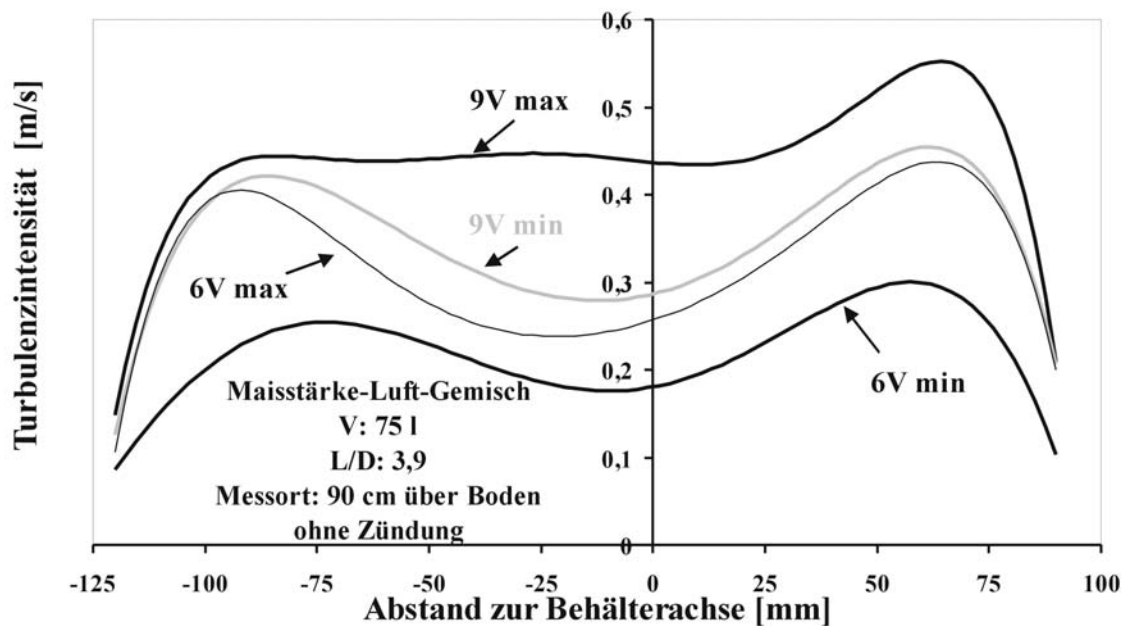


Abb. 4.4.1: Profile der Turbulenzintensität in einer Höhe von 900 mm über dem Behälterboden bei unterschiedlichen Ventilatoreneinstellungen

Es ist zu erkennen, dass das Turbulenzfeld inhomogen war und die Messwerte besonders zur Behälterwand hin deutlich abnahmen. Bei den meisten Ventilatoreneinstellungen war auch eine Abnahme der Werte im Bereich um die Behälterachse zu erkennen. Weitere Profile der Turbulenzintensität sind im Anhang 3 aufgeführt. Ein Vergleich dieser Profile aus unterschiedlichen Messhöhen lässt erkennen, dass diese bei vorgegebener Ventilatoreneinstellung mit einem Fehler von 10 bis 15 % unabhängig von der axialen Position waren.

Im Folgenden wird ein gemittelter Wert für die Turbulenzintensität angegeben, um die Turbulenzverhältnisse innerhalb des Explosionsgefäßes in Abhängigkeit vom Betriebszustand der Ventilatoren zu kennzeichnen. Diese Mittelwerte können trotz der lokalen Abweichungen als Näherung für den Einfluss von Anfangsturbulenz auf den Ablauf druckentlasteter Explosionen verwendet werden. Die entsprechenden Werte von u' sind aus Tabelle 4.1.1 ersichtlich.

Tabelle 4.4.1: mittlere Turbulenzintensität u' in Versuchsanlage II in Abhängigkeit von der Ventilatoreneinstellung

6 V, min. Drehzahl	6 V, max. Drehzahl	9 V, min. Drehzahl	9 V, max. Drehzahl
0,21 m/s	0,29 m/s	0,33 m/s	0,45 m/s

4.4.2 Versuche in einer nicht druckentlasteten Versuchsapparatur

Die sicherheitstechnische Kenngröße „Maximaler Explosionsdruck“ für das verwendete Brenngas-Luft-Stickstoff-Gemisch wurde in Anlehnung an die DIN EN 13673-1 [52] in einem geschlossenen Kugelautoklav mit einem Volumen von 14 l bestimmt, siehe Abschnitt 4.1.1. Die Zündung des Gemisches erfolgte in der Behältermitte. Prinzipiell haben die Größe und die Form des Behälters u. a. über das Verhältnis Oberfläche zu Volumen sowie der Zündort Einfluss auf das Messergebnis [36].

Zur Überprüfung der Übertragbarkeit des in der 14Liter-Apparatur gemessenen Explosionsdruckes auf die Apparatur II, wurde diese als geschlossener Explosionsbehälter modifiziert. Hierzu wurden die Glassegmente durch einen Stahlzylinder von ca. 1000 mm Länge ersetzt.

Die bei den Versuchen in der modifizierten Apparatur II ohne Druckentlastung gemessenen Explosionsdrücke lagen bei $8,2 \pm 0,3$ bar und wiesen damit keinen signifikanten Unterschied zu den im Kugelautoklav gemessenen Werten von $8,3 \pm 0,1$ bar auf. Ein Einfluss der Oberfläche auf den Explosionsdruck konnte somit nicht festgestellt werden.

5 Versuchsergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit wurden ca. 600 Versuche zur Druckentlastung von Gas- und Staubexplosionen durchgeführt. Hierzu wurden die in Kapitel 4 beschriebenen Versuchsapparaturen verwendet. Mit Hilfe dieser Apparaturen konnten Explosionsabläufe unter Variation von Behältervolumen und –geometrie, Entlastungsquerschnitt und statischem Ansprechüberdruck des Entlastungselementes sowie der Anfangsturbulenz untersucht werden. Die Ergebnisse der Versuche in Apparatur I sind in Kapitel 5.1 dargestellt, die Ergebnisse der Versuche in Apparatur II sind in Kapitel 5.2 zu finden.

Aufgrund der Vielzahl an Variationsmöglichkeiten von Behältergeometrie, Entlastungsquerschnitt, Ansprechdruck der Berstfolien und Anfangsturbulenz konnte jedoch nicht jede mögliche Parameterkombination untersucht werden. Beispielsweise hängt der Ansprechdruck vom Werkstoff der Berstfolie und der Entlastungsfläche ab und unterliegt zusätzlich noch mehr oder weniger großen werkstoffbedingten Schwankungen. Somit war es oftmals nicht möglich, eine zur Auswertung ausreichende Anzahl an Messwerten mit einem bestimmten Ansprechdruck zu erhalten. Aus diesem Grund wurden im Folgenden häufig Intervalle für den Ansprechdruck angegeben, innerhalb derer die Einzelwerte liegen.

5.1 Versuche in der Apparatur I

Alle in der Apparatur I durchgeführten Versuche erfolgten mit Propan-Luft-Stickstoff-Gemischen ohne Anfangsturbulenz. Durch Austausch der Glaszylinder und Variation von Entlastungsquerschnitt und Folienwerkstoff konnte in dieser Apparatur der Einfluss von Behältervolumen und -geometrie sowie von Entlastungsquerschnitt und statischem Ansprechüberdruck der Berstfolie auf den Explosionsablauf, insbesondere den zeitlichen Druckverlauf und die Flammenausbreitung, untersucht werden.

5.1.1 Ablauf druckentlasteter Explosionen

In Abb. 5.1.1 sind die typischen Druck-Zeit-Verläufe für Explosionen eines Propan-Luft-Stickstoff-Gemisches in einem druckentlasteten Behälter für zwei verschiedene Entlastungsquerschnitte dargestellt. Der statische Ansprechüberdruck betrug ca. 250 ± 30 mbar. Nach erfolgter Zündung stieg der Druck in dem noch geschlossenen Behälter progressiv durch die exotherme Verbrennungsreaktion an. Der Druckanstieg war zum einen auf die Temperaturerhöhung in der Reaktionszone und zum anderen auf die Zunahme der Molzahl in der Gasphase entsprechend der Bruttoreaktionsgleichung (5.1.1) zurückzuführen. Der Einfluss der Molzahl ist allerdings wegen des hohen Stickstoffanteils im Reaktionsgemisch als gering einzustufen.



Nach Erreichen des dynamischen Ansprechüberdruckes der Berstfolie Δp_{dyn} riss diese auf und ermöglichte ein Ausströmen des in der Apparatur enthaltenen Gasgemisches durch die Entlastungsöffnung. Hierdurch fiel der Druck zwischenzeitlich ab und es entstand ein erstes Druckmaximum.* Der Druckabfall war dadurch bedingt, dass der durch das Abströmen durch die Entlastungsöffnung verursachte Druckabbau größer war, als der Druckaufbau im Behälterinneren aufgrund der Temperaturzunahme in der Reaktionszone. Infolge der Ausbreitung der Flamme in Verbindung mit der hierdurch induzierten Turbulenz und dem damit vergrößerten Stoffumsatz stieg der Druck wieder an, weil jetzt der Druckaufbau den Abbau überwog. Dieser erneute Anstieg endete mit einem zweiten Druckmaximum, welches je nach Größe des Entlastungsquerschnittes höher oder niedriger als das erste sein konnte. Der höchste, während des gesamten Explosionsablaufes erreichte Druck wird als reduzierter Explosionsüberdruck Δp_{red} bezeichnet.

* Anmerkung: Es wurde angenommen, dass die Höhe dieses Druckmaximums dem dynamischen Ansprechüberdruck entspricht. Ein ggf. geringer Unterschied u. a. durch den Abstand zwischen Entlastungsöffnung und Druckaufnehmer wurde vernachlässigt.

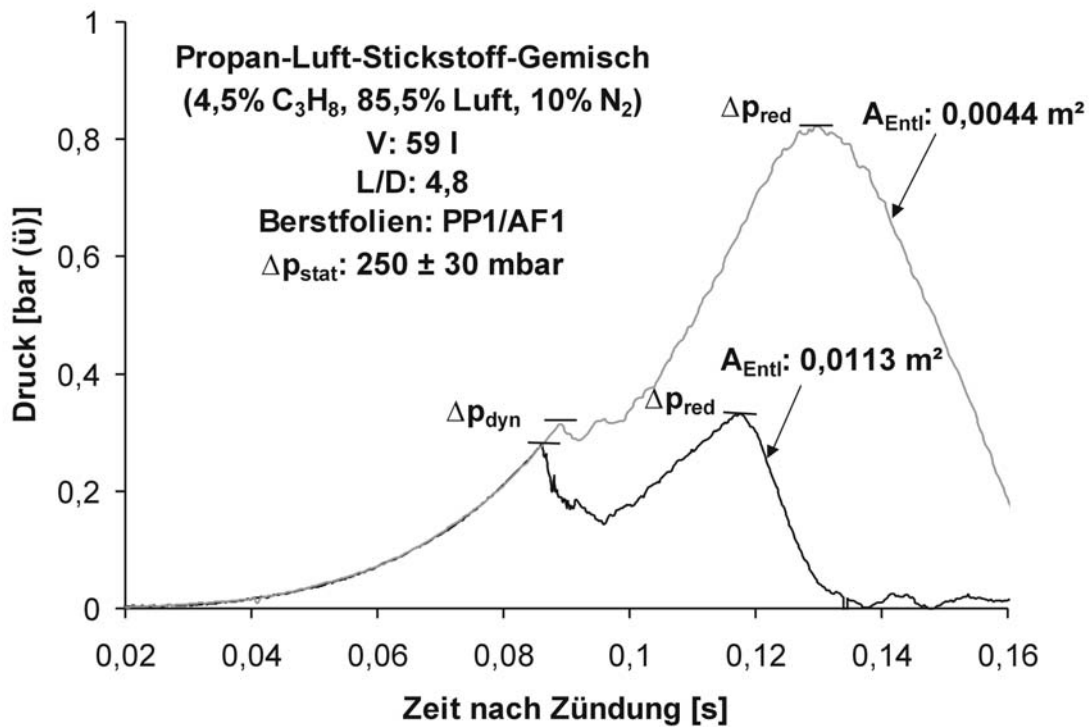


Abb. 5.1.1: Druck in Abhängigkeit von der Zeit während druckentlasteter Explosionen eines Propan-Luft-Stickstoff-Gemisches

Für den Entlastungsquerschnitt von 0,0113 m² (Durchmesser 120 mm) war der reduzierte Explosionsüberdruck mit 320 mbar nur geringfügig höher als der dynamische Ansprechüberdruck. Dagegen stellte sich bei einem Querschnitt von 0,0044 m² (Durchmesser 75 mm) ein deutlicher höherer reduzierter Explosionsüberdruck von ca. 820 mbar ein. Außerdem nahm beim Entlastungsquerschnitt von 0,0044 m² der Druck nach dem Öffnen der Druckentlastung wegen des geringeren Volumenstromaustrags je Zeiteinheit nur noch geringfügig ab und schon wenige Millisekunden später wieder deutlich zu. Der sich hierbei einstellende zeitliche Druckanstieg war im Vergleich zum Versuch mit einem Entlastungsquerschnitt von 0,0113 m² deutlich größer. Bei Versuchen mit noch kleineren Entlastungsquerschnitten war der Entlastungsbeginn praktisch nicht mehr aus dem Druckverlauf zu erkennen. Zur Ermittlung des reduzierten Explosionsüberdruckes wurden hochfrequente Oberschwingungen der Kurve mit einer Schwingungsdauer von weniger als 0,5 ms nicht berücksichtigt.

Abbildung 5.1.2 zeigt eine Sequenz von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zur Darstellung der Flammenausbreitung für den Versuch mit einem Entlastungsquerschnitt von 0,0113 m² aus Abb. 5.1.1. Nach der Zündung breitete sich die Flammenfront zunächst kugelförmig vom Zündort weg aus. Nach einer Zeit zwischen 0,056 und 0,064 s nach der Zündung begann die Verformung der Flamme infolge des Wandeinflusses und die Flamme breitete sich elliptisch

aus. Dies erfolgte zunächst mit konstanter Geschwindigkeit in Richtung des Entlastungselementes. Die Flamme zeigte in diesem Stadium keinerlei Turbulenzmerkmale, wie eine Vergrößerung der Oberfläche infolge von Auffaltungen, so dass von einer laminaren Flammenausbreitung ausgegangen werden konnte. Allerdings lag die aus der Sequenz ermittelte Flammenausbreitungsgeschwindigkeit bei $ca. 5 \pm 1 \text{ m/s}$ und war damit deutlich höher als die laminare Verbrennungsgeschwindigkeit, die für ein entsprechendes Gemisch ohne zusätzlichen Stickstoff ungefähr $0,3 \text{ m/s}$ beträgt. Das Ansprechen der Berstfolie erfolgte nach $0,086 \text{ s}$, als die Flamme ungefähr ein Viertel des Weges zwischen Zündort und oberem Rand des Behälters zurückgelegt hatte. Mit dem Beginn der Druckentlastung stellte sich eine größere Flammenausbreitungsgeschwindigkeit ein, die durch das Abströmen des Gases und die damit verbundene Sogwirkung verursacht wurde. Bemerkenswert war, dass die Geschwindigkeit trotz vermuteter Turbulenzerhöhung durch den Entlastungsvorgang einen konstanten Wert von ungefähr $26 \pm 3 \text{ m/s}$ hatte und sich während der Ausbreitung der Flamme offensichtlich nicht weiter erhöhte. Der reduzierte Explosionsdruck stellte sich nach $0,118 \text{ s}$ ein und damit ungefähr zu der Zeit, als die Flamme ihre größte Ausdehnung erreichte. Anschließend verlosch die Flamme, da der Brennstoff verbraucht war.

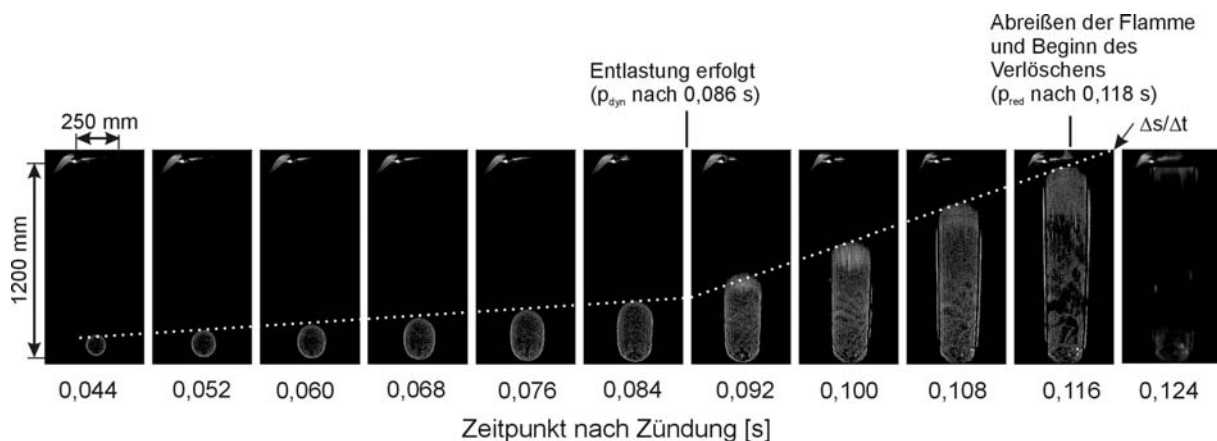


Abb. 5.1.2: Flammenausbreitung während einer druckentlasteten Explosion eines Propan-Luft-Stickstoff-Gemisches in einem Behälter mit einem Volumen von 59 l , einem Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis von $4,8$ und einem Entlastungsquerschnitt von $0,0113 \text{ m}^2$ sowie einem statischen Ansprechüberdruck von $260 \pm 20 \text{ mbar}$

Abbildung 5.1.3. zeigt die unterschiedliche Ausbreitung der Flamme in Richtung der Entlastungsöffnung für die beiden Versuche aus Abb. 5.1.1. Hierzu wurde der vertikale Abstand zwischen dem aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ermittelten höchsten Punkt der Flamme und dem Zündort in Abhängigkeit von der Zeit nach der Zündung aufgetragen. In jeder der dargestellten Kurven ist der Beginn der Druckentlastung optisch hervorgehoben. Es ist zu erkennen, dass sich beide Flammen zunächst näherungsweise gleich und mit konstanter Geschwindigkeit ausbreiteten. Von Beginn der Druckentlastung an vergrößerte sich bei

beiden Kurven die Ausbreitungsgeschwindigkeit, wobei sich jedoch die Flamme in dem Behälter mit dem kleineren Entlastungsquerschnitt im Vergleich zu dem mit dem großen Querschnitt langsamer ausbreitete. Das bedeutet, dass die zuvor gezeigte Zunahme des zeitlichen Druckanstieges mit abnehmendem Entlastungsquerschnitt nicht auf eine größere Flammenausbreitungsgeschwindigkeit, sondern vermutlich auf einen geringeren Volumenstrom durch das Entlastungselement zurückzuführen ist. Untersuchungsergebnisse zur Flammenausbreitung werden auch von Chow et al. in [40] beschrieben. Diese führten ihre Messungen in einem druckentlasteten Zylinder mit vergleichbaren Abmessungen durch, allerdings mit einem stöchiometrischen Methan-Luft-Gemisch. Hierbei wurde kein Einfluss des Entlastungsquerschnittes auf die Flammengeschwindigkeit festgestellt.

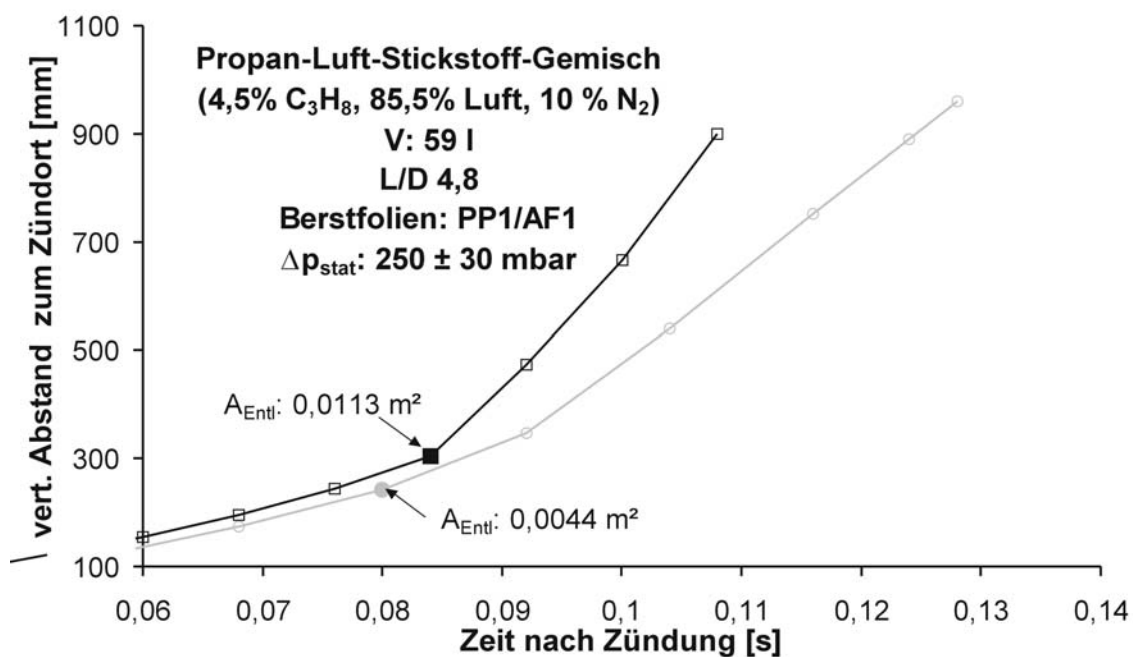


Abb. 5.1.3: Ausbreitung der Flamme oberhalb des Zündortes in Abhängigkeit von der Zeit für Versuche mit unterschiedlichem Entlastungsquerschnitt. In den Kurven ist jeweils der Beginn der Druckentlastung hervorgehoben

In Abb. 5.1.4 sind die Verläufe von Druck und axialer Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Zeit für einen Behälter mit einem Volumen von 21 l aufgetragen. Das Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis dieses Behälters war 1,5. Der Entlastungsquerschnitt betrug 0,002 m² (Durchmesser 50mm). Als Messpunkt für die Strömungsmessung wurde eine Position in der Zylinderachse 110 mm unter der Entlastungsöffnung gewählt.

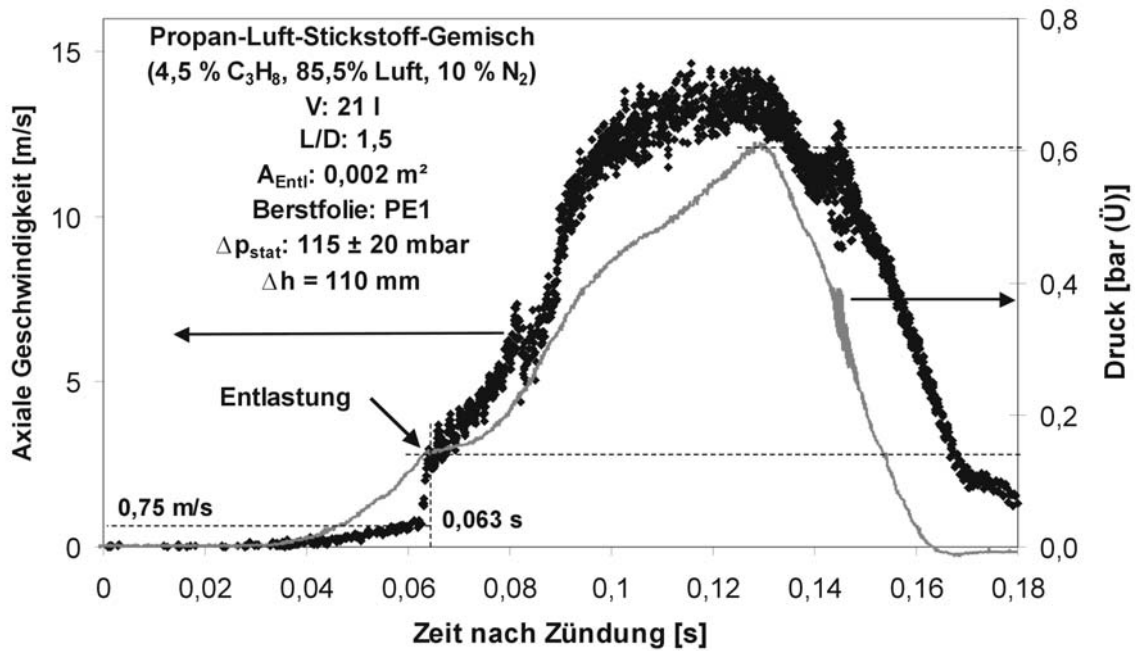


Abb. 5.1.4: Geschwindigkeits- und Druck-Zeit-Verlauf einer druckentlasteten Explosionen eines Propan-Luft-Stickstoff-Gemisches; Δh ist der vertikale Abstand zwischen Messort und Entlastungsöffnung

Es ist zu erkennen, dass nach der Zündung der Druck bis zum dynamischen Ansprechüberdruck von 0,14 bar und die axiale Geschwindigkeit bis auf einen Wert von ca. 0,75 m/s anstiegen. Die Zunahme der Geschwindigkeit im zunächst noch geschlossenen Behälter war auf die Ausdehnung des verbrannten Volumens durch die höhere Temperatur in der Flamme in Richtung des unverbrannten Gemisches zurückzuführen. Mit dem Aufreißen der Berstfolie nahm die Geschwindigkeit bedingt durch den Entlastungsvorgang im Einklang mit dem Druck deutlich zu. Beide Größen erreichten ihren Maximalwert ungefähr zum gleichen Zeitpunkt. Außerdem erhöhte sich nach Entlastungsbeginn die Turbulenz bzw. die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit v' . Hierbei wurde angenommen dass sich die Strömungsgeschwindigkeit v entsprechend dem Verfahren der Reynolds Zerlegung aus einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit und der Schwankungsgröße v' zusammensetzt, $v = \bar{v} + v'$ siehe Gl. (3.1.1). Die größere Schwankungsgeschwindigkeit ist in Abb. 5.1.4 an der Zunahme der Streuung der Geschwindigkeitsmesswerte nach Entlastungsbeginn zu erkennen. Diese Streuung war bei hohen Geschwindigkeitswerten besonders groß. Beispielsweise betrug die Geschwindigkeit beim Maximalwert der Kurve $13,5 \pm 2$ m/s.

Die Unregelmäßigkeit in der Geschwindigkeitskurve nach 0,082 s stellte sich auch bei weiteren Messungen immer ungefähr zu dem Zeitpunkt ein, als die Flamme die Stelle der Strömungsmessung erreichte. Es wird vermutet, dass diese auf eine Dichteänderung und eine damit verbundene Änderung des Brechungsindex an der Innenseite des Glasbehälters

zurückzuführen war, die auftrat, als heiße Verbrennungsprodukte in den Strahlengang des Laser-Doppler-Anemometers gelangten. Andererseits könnte sie auch durch Instabilitäten beim Übergang der Reaktionszone in das unverbrannte Gemisch verursacht worden sein.

Abb. 5.1.5 zeigt schematisch die aus Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ermittelten Konturen der Flamme in Abhängigkeit von der Zeit nach der Zündung für den Versuch, gemäß Abb. 5.1.4. Aus den Abständen der stromabwärts gerichteten Scheitelpunkte der Konturen und der Zeitdifferenz folgte wie schon in den in Abb. 5.1.2 und Abb. 5.1.3 dargestellten Ergebnissen eine Vergrößerung der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit nach dem Beginn der Druckentlastung (zu einer Zeit von 0,063 s). So betrug die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit vor Entlastungsbeginn ca. $3 \pm 0,5$ m/s und nach Entlastungsbeginn ca. $5 \pm 0,5$ m/s. Eine weitere Erhöhung der Ausbreitungsgeschwindigkeit konnte nur unmittelbar vor Erreichen der Entlastungsöffnung festgestellt werden und war vermutlich auf eine Einschnürung der Flamme zurückzuführen.

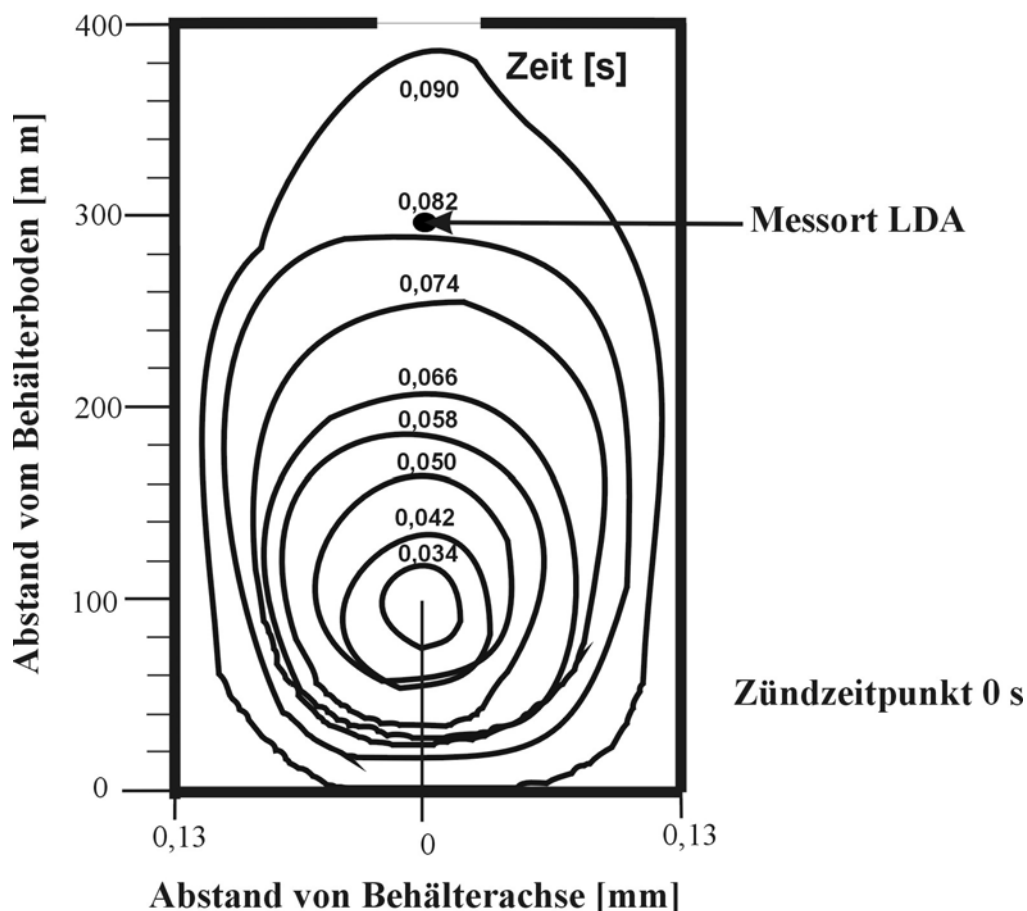


Abb. 5.1.5: Flammenausbreitung während einer druckentlasteten Explosion eines Propan-Luft-Stickstoff-Gemisches in einem Behälter mit einem Volumen von 21 l und einem Länge- zu -Durchmesser Verhältnis von 1,5. Der Entlastungsquerschnitt betrug $0,002 \text{ m}^2$, der statische Ansprechüberdruck lag bei $115 \pm 20 \text{ mbar}$; Entlastung nach 0,063 s

Ein Vergleich zwischen Flammenausbreitungsgeschwindigkeit und Strömungsgeschwindigkeit zu der Zeit, als die Flamme den Ort der Strömungsmessung erreichte, ergab keinen nennenswerten Unterschied zwischen den beiden Werten. So wurde aus Abb. 5.1.4 für die Strömungsgeschwindigkeit im Zeitraum zwischen 75 und 85 ms ein Wert von $6 \pm 1,5$ m/s ermittelt. Es konnte demnach im Rahmen der Messgenauigkeit kein Unterschied festgestellt werden zwischen der Geschwindigkeit des unverbrannten Gases vor der Flammenfront und der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit. Dies konnte bei weiteren Messungen bestätigt werden. Somit ist davon auszugehen, dass die größere Flammengeschwindigkeit nach Entlastungsbeginn einzig auf die größere Strömungsgeschwindigkeit des unverbrannten Gemisches vor der Flammenfront infolge des Entlastungsvorganges zurückzuführen war und sich die Relativgeschwindigkeit zwischen Flamme und Strömung nicht durch den Entlastungsvorgang erhöhte. Daraus lässt sich ableiten, dass in diesem Fall die entlastungsinduzierte Turbulenz keine Rolle spielte.

5.1.2 Einfluss des Behältervolumens auf den reduzierten Explosionsüberdruck

In der Literatur ist eine Auftragung des reduzierten Explosionsdruckes in Abhängigkeit vom dimensionslosen Entlastungsparameter $A/V^{2/3}$ üblich [58]. Hierbei ist A der Entlastungsquerschnitt und V das Behältervolumen. In Bezug auf die hier vorgestellten Versuche kann mit dieser empirischen Auftragung gezeigt werden, dass sich unabhängig von der Behältergröße aber identischem Verhältnis aus Länge zu Durchmesser sowie vergleichbarem Zündort, bei gleichem Entlastungsparameter auch annähernd gleiche reduzierte Explosionsüberdrücke einstellen. Dies erlaubt es, die Ergebnisse aus den Versuchen in unterschiedlichen Behältern miteinander zu vergleichen und ggf. die Ergebnisse auf technische Apparaturen zur übertragen. Hierzu wurden die reduzierten Explosionsüberdrücke von Versuchen in Apparaturen mit unterschiedlichem Volumen, aber ähnlichen Länge-zu-Durchmesser-Verhältnissen und Ansprechüberdrücken miteinander verglichen. Die Zündung erfolgte bei allen Versuchen 50 mm über dem Behälterboden.

In Abb. 5.1.6 sind die Ergebnisse für Behälter mit einem Volumen von 2,1, 9,5 und 21 Litern bei Länge-zu-Durchmesser-Verhältnissen von 3,2, 3,4, 3,6 sowie einem statischen Ansprechüberdruck von 200 ± 50 mbar dargestellt. Zusätzlich wurde ein vierter Behälter mit einem Volumen von 58,9 l und einem etwas größerem Verhältnis aus Länge-zu-Durchmesser von 4,8 mit in die Abbildung aufgenommen. Die Verwendung dieser relativ großen Streuung beim statischen Ansprechüberdruck war unvermeidlich, da andernfalls nicht genügend Vergleichsergebnisse von Behältergeometrie, Entlastungsfläche und Ansprechdruck zur Verfügung

standen. Bei allen dargestellten Ergebnissen war der reduzierte Explosionsdruck höher als der dynamische Ansprechüberdruck der Berstfolien.

Die Auftragung zeigt erwartungsgemäß eine tendenzielle Abnahme des reduzierten Explosionsüberdruckes mit zunehmendem dimensionslosem Entlastungsparameter. Unterer Grenzwert war der dynamische Ansprechüberdruck der Berstfolien. Nahezu alle Messwerte wichen dabei um weniger als 8 % von der Ausgleichskurve ab. Nur bei Entlastungsparametern $< 0,1$ stellten sich für den Behälter mit einem Volumen von 59 l um ca. 12 % niedrigere reduzierte Explosionsdrücke ein. Die Ursache hierfür dürfte daran liegen, dass es wegen des im Vergleich zu den übrigen Behältern größeren Verhältnisses aus Länge-zu-Durchmesser zu einem frühzeitigeren Zerfallen der Flammenfront mit anschließendem Verlöschen kam. Hierauf wird nachfolgend noch eingegangen.

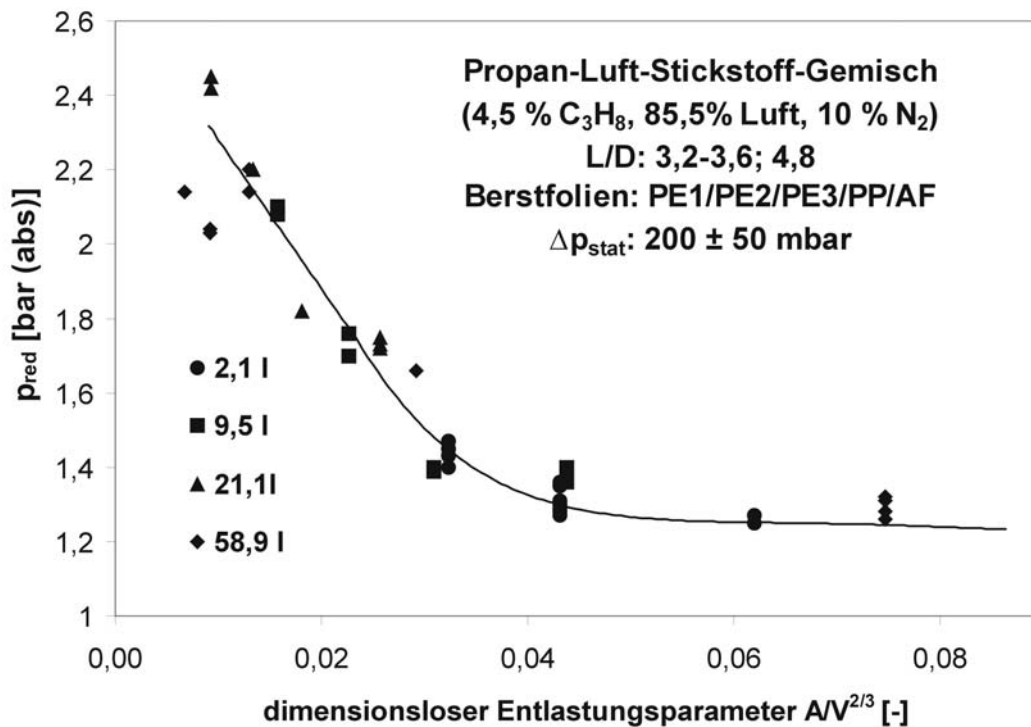


Abb. 5.1.6: Reduzierte Explosionsdrücke in Abhängigkeit vom dimensionslosen Entlastungsparameter

Im Rahmen dieser Versuche zeigte sich außerdem, dass sich bei identischen Entlastungsquerschnitten und Berstfolien mit annähernd gleichen statischen Ansprechdrücken, aber aus unterschiedlichen Werkstoffen, nur geringfügig voneinander abweichende reduzierte Explosionsdrücke einstellten. Die Werkstoffe der Berstfolien hatten demnach keinen Einfluss auf den reduzierten Explosionsdruck. Dies erlaubt es, die Ergebnisse auf Fälle mit anderen Berstfolien zu übertragen, sofern diese ebenfalls nahezu trägheitslos sind, (Masse kleiner 0,5 kg /m²).

5.1.3 Einfluss des statischen Ansprechüberdruckes auf Explosionsdruck und Flammenausbreitung

In Abb. 5.1.7 ist der Druck in Abhängigkeit von der Zeit nach der Zündung für Versuche mit statischen Ansprechüberdrücken der Berstfolie von 30 bis 200 mbar dargestellt. Der Entlastungsquerschnitt betrug $0,0227 \text{ m}^2$ (Durchmesser 170 mm). Das untersuchte Behältervolumen lag bei 59 l und das Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis war 4,8.

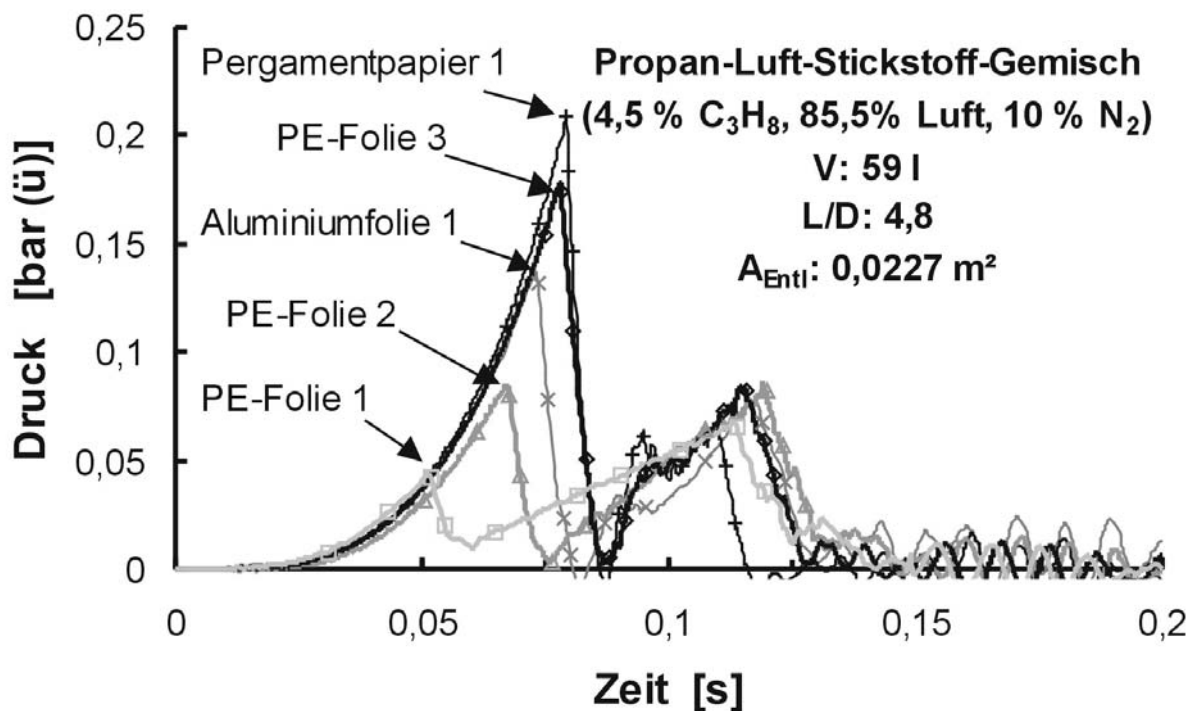


Abb. 5.1.7: Druck in Abhängigkeit von der Zeit für Versuche mit unterschiedlichen Berstmembranen (Die Symbole zeigen keine bestimmten Messwerte und dienen nur zur Unterscheidung der Kurven)

Bei allen Kurven stellte sich, mit Ausnahme der Folie mit dem geringsten statischen Ansprechdruck (Folie PE1), der maximale Druck zu der Zeit ein, bei der die Entlastung ansprach. Reduzierter Explosionsüberdruck und dynamischer Ansprechüberdruck waren demzufolge identisch. Der zweite Druckanstieg erfolgte einheitlich, unabhängig von der Höhe und dem Zeitpunkt des ersten Druckmaximums, praktisch zur gleichen Zeit und es stellte sich der gleiche Maximalwert ein. Dies zeigt, dass die Höhe des zweiten Druckmaximums bei diesem Entlastungsquerschnitt unabhängig von der „Vergangenheit“ der Flamme war. Bei den dargestellten Versuchen war die Entlastungsfläche so groß, dass der Druck nach Entlastungsbeginn auf Umgebungsdruck fiel. Erst im weiteren Verlauf stieg der Druck infolge des durch den mit zunehmender Flammenausbreitung vergrößerten Stoffumsatz wieder an. Die Höhe des Wiederanstieg es unterschied sich nur geringfügig, da zu diesem Zeitpunkt für alle

Versuche der Ausgangsdruck näherungsweise gleich war. Der Entlastungsquerschnitt war demnach bei diesen Versuchen deutlich überdimensioniert.

In Abb. 5.1.8 sind Druck-Zeit-Verläufe aus Versuchen in dem gleichen Zylinder, aber bei einer deutlich kleineren Entlastungsfläche von nur noch 0,0044 m² (Durchmesser 75 mm) dargestellt. Die statischen Ansprechüberdrücke der Berstfolien lagen je nach Werkstoff und Dicke zwischen 70 und 500 mbar und waren demnach ungefähr doppelt so hoch wie zuvor. Entsprechend waren auch die dynamischen Ansprechüberdrücke ungefähr doppelt so hoch. Nach dem Bersten der Folien kam es zu keinem merklichen Druckabbau. Es stellte sich allenfalls kurzzeitig ein sehr geringer Druckabfall und eine vorübergehende Verringerung des zeitlichen Druckanstieges ein. Somit konnte unabhängig vom Ansprechdruck der Berstfolie bereits zum Entlastungsbeginn der Druckaufbau durch die Temperaturerhöhung nicht mehr durch den Austrag kompensiert werden. Dadurch war das zweite Druckmaximum höher als das erste und wuchs entsprechend dem Ansprechdruck der Folie. Im Einzelnen stellte sich bei allen Versuchen im Vergleich zum dynamischen Ansprechüberdruck ein um ca. 480 ± 50 mbar höherer reduzierter Explosionsdruck ein, wobei mit zunehmendem Ansprechdruck der Berstfolien dieser Wert andeutungsweise geringer zu werden schien. So betrug der Unterschied zwischen reduziertem Explosionsüberdruck und dynamischem Ansprechüberdruck für den Versuch mit der Polyethylenfolie 1 ca. 530 mbar während für den Versuch mit Pergamentpapier der Unterschied bei ca. 460 mbar lag.

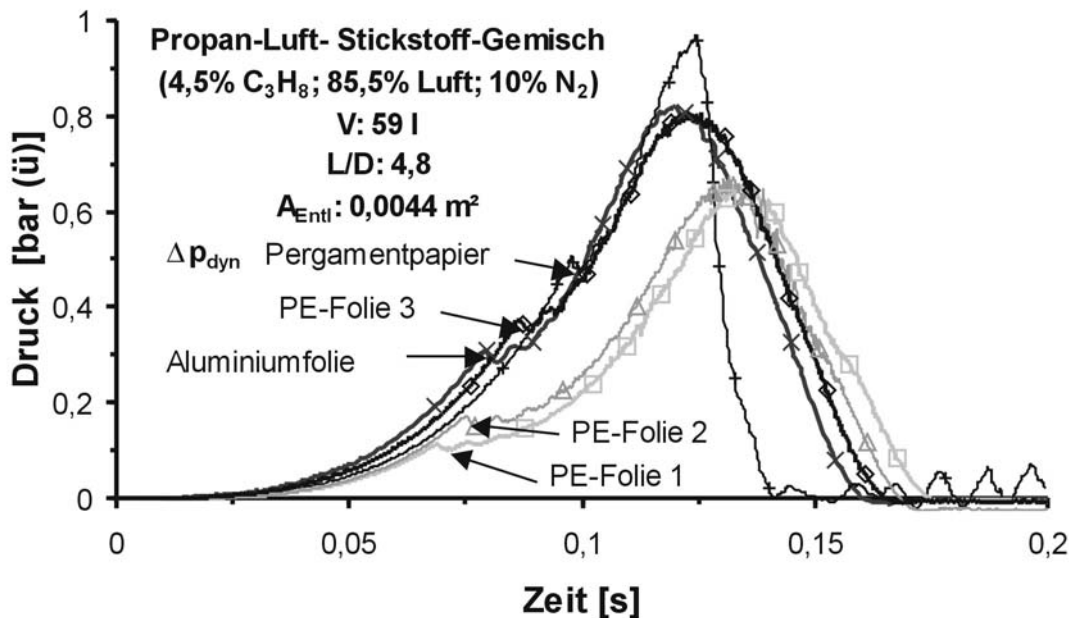


Abb. 5.1.8: Druck in Abhängigkeit von der Zeit für Versuche mit unterschiedlichen Berstmembranen (Die Symbole zeigen keine bestimmten Messwerte und dienen nur zur Unterscheidung der Kurven)

Des weiteren ist ersichtlich, dass bei Versuchen mit größeren Ansprechüberdrücken die Steigung der Kurven nach Entlastungsbeginn größer war, als bei solchen mit geringeren Ansprechdrücken. Eine mögliche physikalische Erklärung für diese Ergebnisse liefert Abb. 5.1.9.

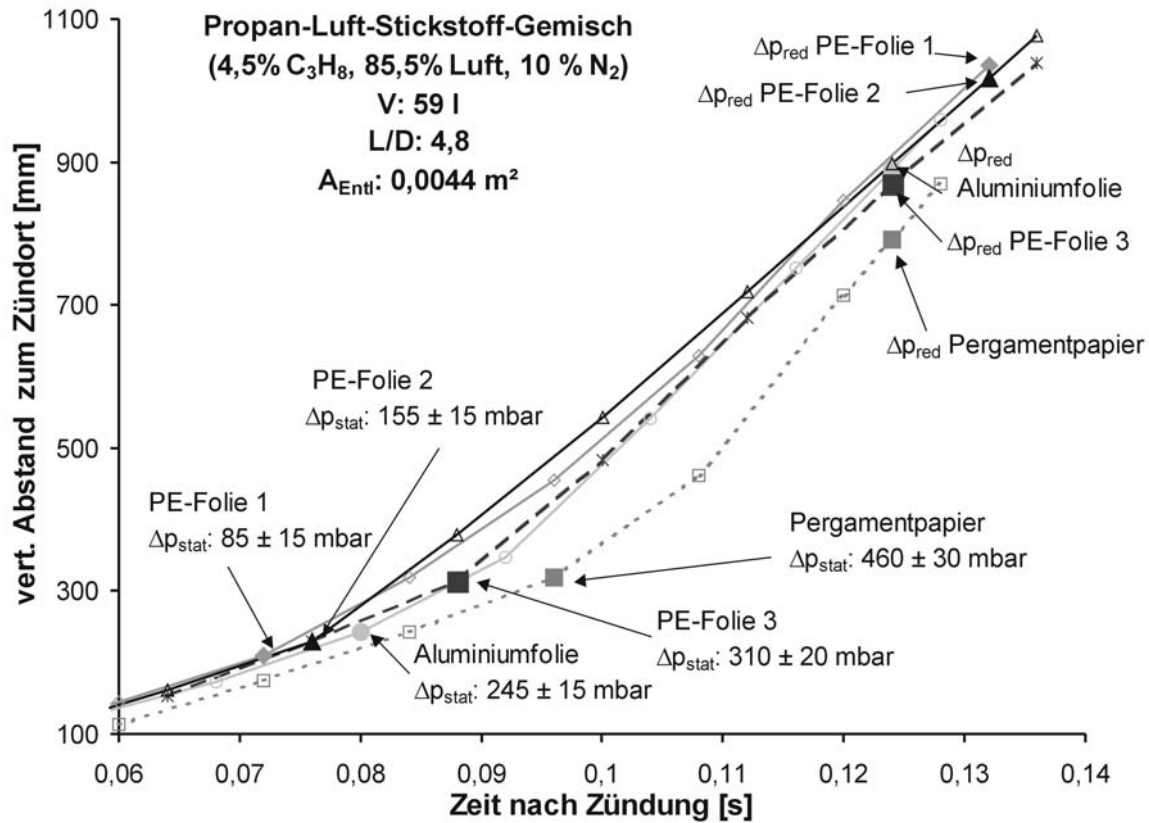


Abb. 5.1.9: Ausbreitung der Flamme oberhalb des Zündortes in Abhängigkeit von der Zeit für Versuche mit unterschiedlichem statischen Ansprechüberdruck. In den Kurven sind jeweils zwei Punkte hervorgehoben, wobei der erste den Beginn der Druckentlastung und der zweite die Zeit zu der sich der reduzierte Explosionsüberdruck einstellte wiedergibt

In Abb. 5.1.9 ist die Ausbreitung der Flamme in Richtung der Entlastungsöffnung für die Versuche gemäß Abb. 5.1.8 dargestellt. Hierzu wurde der vertikale Abstand zwischen dem aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ermittelten höchsten Punkt der Flamme und dem Zündort in Abhängigkeit von der Zeit nach der Zündung aufgetragen. In jeder der Kurve ist der Beginn der Druckentlastung und die Zeit, zu der sich das Druckmaximum einstellte, angegeben. Der reduzierte Explosionsüberdruck stellte sich jeweils ein, als die Flammenausbreitung maximal war. Dies war in diesem Fall zu einer Zeit ein, als die Flamme den oberen Behälterrand noch nicht erreicht hatte und die Flamme im unteren Teil der Apparatur schneller verlöschte als sie sich im oberen Teil ausbreitete. An dem fast parallelen Verlauf der Kurven bis zum Entlastungsbeginn ist zu erkennen, dass die Flammenausbreitung in der noch geschlossenen Apparatur erwartungsgemäß näherungsweise gleich erfolgte. Die zeitliche

Verschiebung der einzelnen Kurven dürfte auf den durch die Aufnahmezeit bedingten Messfehler der Kamera zurückzuführen sein. Entsprechend dem Ansprechdruck der Berstfolie begann die Druckentlastung zu unterschiedlichen Zeiten. Im Folgenden vergrößerte sich, wie bereits an anderer Stelle beschrieben, die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme. Aus der Steigung der Kurven nach Entlastungsbeginn ist zu erkennen, dass die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit mit zunehmendem Ansprechdruck der Berstfolie tendenziell größer wurde und zu dem beschriebenen schnelleren Druckanstieg führte.

Weiter ist zu erkennen, dass mit dem Ansprechdruck die Zeit zwischen Entlastungsbeginn und reduziertem Explosionsüberdruck deutlich abnahm. Demzufolge wurde mit zunehmendem Ansprechüberdruck bis zum Druckmaximum vermutlich weniger Gas aus der Apparatur ausgetragen, obwohl sich wegen des höheren Druckes die Ausströmgeschwindigkeit vergrößert haben dürfte. Folglich stellten sich mit zunehmendem Ansprechüberdruck höhere reduzierte Explosionsüberdrücke ein.

5.1.4 Einfluss des Verhältnisses aus Länge-zu-Durchmesser auf Explosionsdruck und Flammenausbreitung

Abbildung 5.1.10 zeigt den Druck in Abhängigkeit von der Zeit für Versuche in Behältern mit Länge-zu-Durchmesser-Verhältnissen von 0,7, 1,5, 3,6 und 14,1. Das Behältervolumen betrug immer 9,5 l und der Entlastungsquerschnitt war 0,002 m² (Durchmesser 50 mm). Alle Versuche erfolgten mit Polyethylenfolie (PE1) mit einem statischen Ansprechüberdruck von ca. 115 mbar.

Der geringste reduzierte Explosionsüberdruck stellte sich in dem Behälter mit einem Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis von 0,7 ein, und damit in dem Behälter, in dem der Abstand zwischen Zündquelle und Entlastungsöffnung am geringsten war. Im Einzelnen erreichte die Höhe des zweiten Druckmaximums nicht mehr die des ersten und folglich war der reduzierte Explosionsüberdruck identisch mit dem dynamischen Ansprechdruck. Weiter ist zu erkennen, dass mit zunehmendem Verhältnis aus Länge zu Durchmesser zunächst die Höhe des zweiten Druckmaximums zunahm. Bereits in dem Versuch mit einem Verhältnis von 1,5 wurde der reduzierte Explosionsüberdruck im zweiten Druckmaximum erreicht und war entsprechend höher, als beim Versuch mit dem L/D-Verhältnis von 0,7. Der größte reduzierte Explosionsdruck stellte sich bei dem Versuch mit einem Verhältnis aus Länge-zu-Durchmesser von 3,6 ein. Beim nächst größeren untersuchten Verhältnis von 14,1 war der entsprechende Druck wieder deutlich niedriger. Der reduzierte Explosionsdruck vergrößerte sich somit nicht wie vermutet mit zunehmendem L/D-Verhältnis, sondern erreichte bei dem untersuchten Behältervolumen von 9,5 l ein Maximum bei einem L/D-Verhältnis von 3,6.

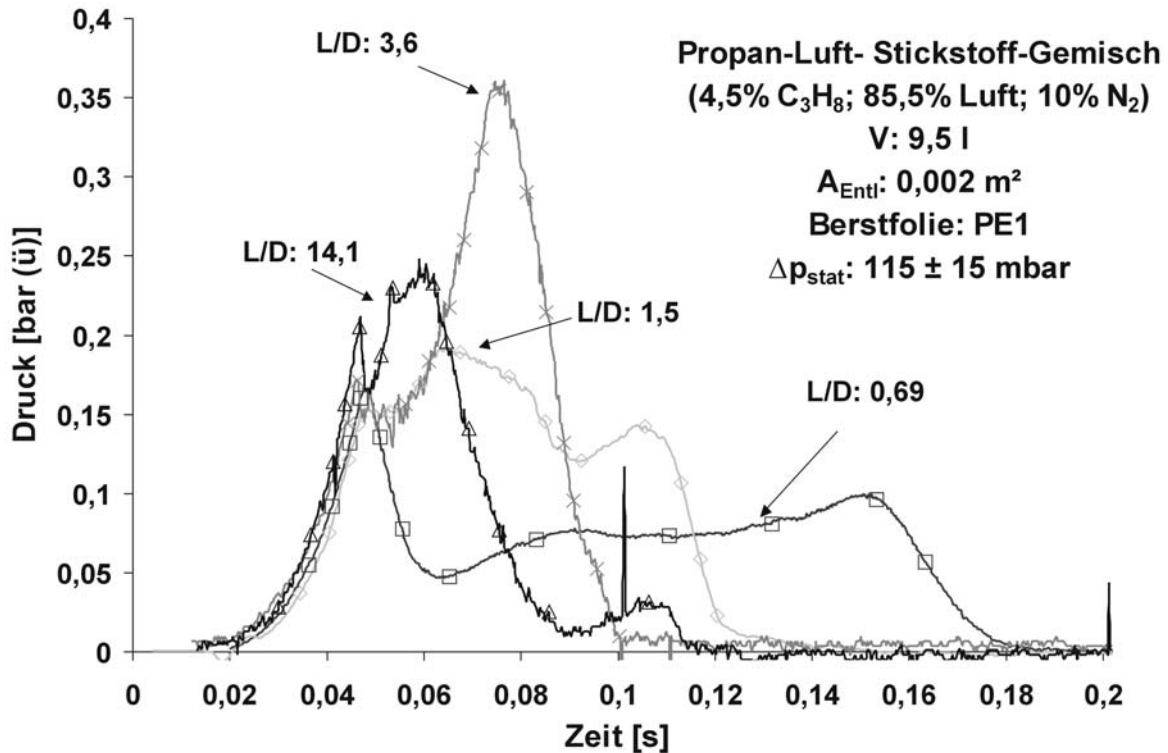


Abb. 5.1.10: Druck in Abhängigkeit von der Zeit bei unterschiedlichen Länge-zu-Durchmesser-Verhältnissen (Anmerkung: Die Symbole zeigen keine bestimmten Messwerte und dienen nur zur Unterscheidung der Kurven)

Die dargestellte Abhängigkeit des reduzierten Explosionsdruckes von der Behältergeometrie lässt sich folgendermaßen erklären:

Mit zunehmendem Verhältnis aus Länge-zu-Durchmesser erhöhte sich zum einen das Verhältnis aus Entlastungs- zu Behälterquerschnitt, da die Glaszylinder immer schlanker wurden, zum anderen vergrößerte sich der Abstand zwischen Zündort und Entlastungselement. Hierdurch breitete sich die Flamme nach Entlastungsbeginn schneller aus und führte mit zunehmendem Verhältnis aus Länge-zu-Durchmesser zu einem schnelleren Druckanstieg nach Entlastungsbeginn. Gleichzeitig erhöhte sich mit der Behälterlänge bei einem Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis von größer als 1 die volumenbezogene Oberfläche der Apparatur und damit der Wärmeverlust über die Behälterwand. Wegen des schnellen Reaktionsablaufes in einer Zeit von weniger als 200 ms und aufgrund der niedrigen Wärmeleitfähigkeit von Glas als überwiegendem Behältermaterial dürfte letzter Einfluss auf den reduzierten Explosionsdruck geringer sein, als der der schnelleren Flammenausbreitung. Die Ursache für den im Vergleich zu einem L/D-Verhältnis von 3,6 geringeren reduzierten Explosionsüberdruck bei einem Verhältnis von 14,1 ist auf Unterschiede in der Flammenausbreitung zurückzuführen.

Hierzu ist in Abb. 5.1.11 zunächst die Flammenausbreitung für den Versuch mit dem Verhältnis aus Länge-zu-Durchmesser von 3,6 dargestellt. Der reduzierte Explosionsüberdruck stellte sich nach ca. 75 ms ein und damit ungefähr zu dem Zeitpunkt, als die Flamme

den oberen Rand des Explosionsgefäßes erreicht hatte. Für den Versuch in dem Behälter mit einem L/D-Verhältnis von 14,1 stellte sich dagegen der reduzierte Explosionsdruck bereits nach ca. 60 ms ein, Abb. 5.1.12. Zu diesem Zeitpunkt hatte sich die Flamme trotz der im Vergleich zur kürzeren Apparatur schnelleren Flammenausbreitung erst bis zur halben Höhe des Explosionsgefäßes ausgebreitet. Das Druckmaximum bildete sich bereits so frühzeitig aus, da die Flamme im unteren Teil deutlich schneller zu verlöschen begann, als sie sich im oberen Teil ausbreitete. Bis zum Erreichen des Druckmaximums wurde demnach weniger Brennstoff umgesetzt, als bei der kürzeren Apparatur. Der für ein L/D von 14,1 gegenüber beispielsweise einem L/D von 3,6 geringere Stoffumsatz, ist in Abb. 5.1.10 an der deutlich kleineren Fläche unter der Druck-Zeit-Kurve zu erkennen. Für die Apparaturen mit L/D-Verhältnissen von 0,7 bis 3,6 unterschieden sich die Flächen unter den Druck-Zeit-Kurven nur wenig.

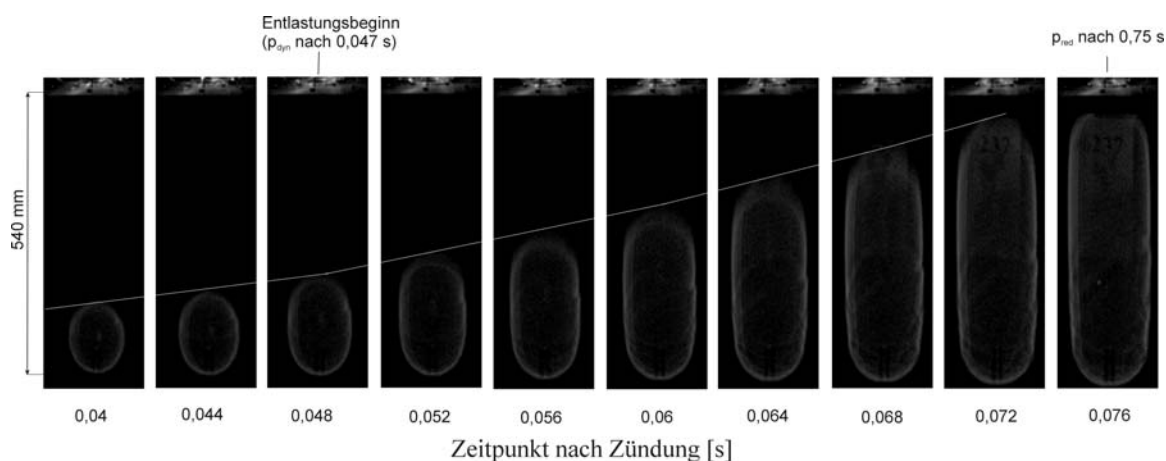


Abb. 5.1.11: Flammenausbreitung während einer druckentlasteten Explosion eines Propan-Luft-Stickstoff-Gemisches in einem Behälter mit einem Volumen von 9,5 l und einem Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis von 3,6 sowie einem Entlastungsquerschnitt von 0,002 m²; der statische Ansprechüberdruck betrug 115 ± 20 mbar

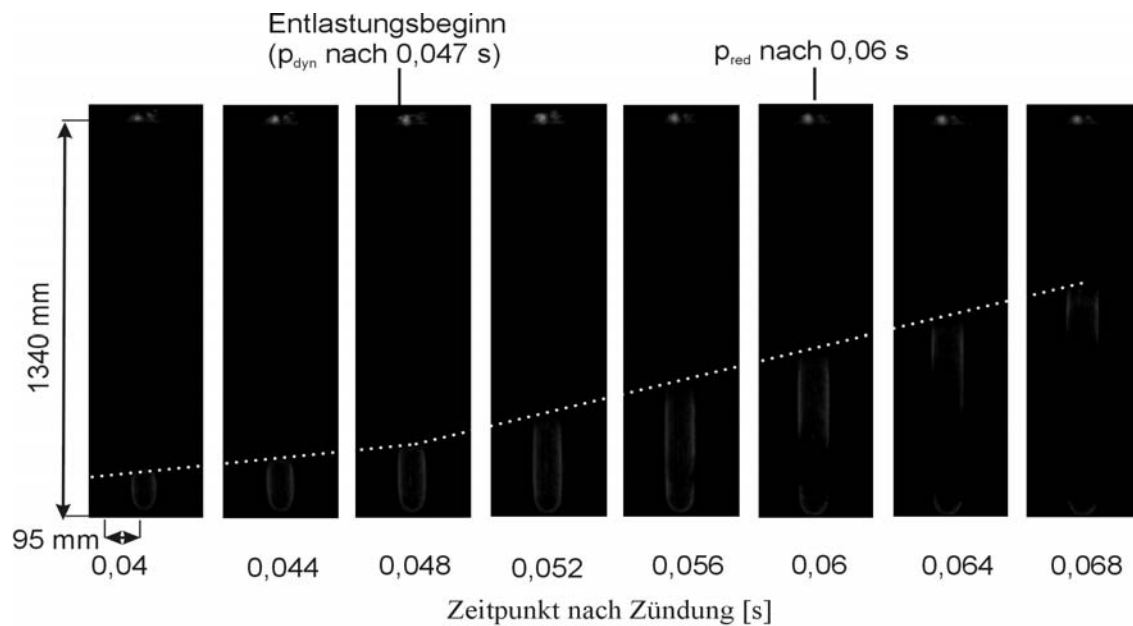


Abb. 5.1.12: Flammenausbreitung während einer druckentlasteten Explosion eines Propan-Luft-Stickstoff-Gemisches in einem Behälter mit einem Volumen von 9,5 l und einem Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis von 14,1 sowie einem Entlastungsquerschnitt von 0,002 m²; der statische Ansprechüberdruck betrug 115 ± 20 mbar

In Abb. 5.1.13 ist der Druck in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt für Versuche in den gleichen Behältern mit einem Volumen von 9,5 l wie zuvor, allerdings bei einem Entlastungsquerschnitt von nur noch 0,0005 m² (Durchmesser 26 mm). Der statische Ansprechüberdruck betrug ca. 250 mbar.

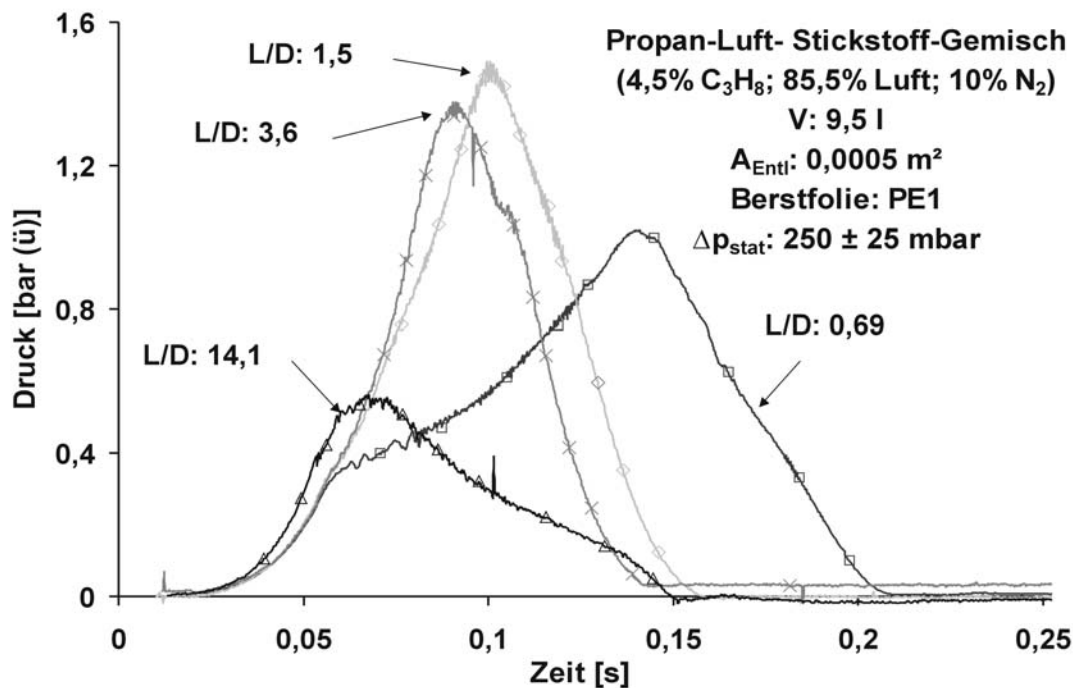


Abb. 5.1.13: Druck-Zeit-Verläufe von druckentlasteten Gasexplosionen bei verschiedenen L/D-Verhältnissen (Anmerkung: Die Symbole zeigen keine bestimmten Messwerte und dienen nur zur Unterscheidung der Kurven)

Im Gegensatz zu den Ergebnissen bei größerem Querschnitt stellte sich bei diesen Versuchen bei einem L/D-Verhältnis von 1,5 ein geringfügig höherer reduzierter Explosionsüberdruck ein, als bei einem von 3,6. Weiter betrug der reduzierte Explosionsüberdruck bei dem Versuch mit einem Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis von 14,1 nur ca. 0,55 bar und war damit deutlich niedriger, als bei allen anderen Verhältnissen bzw. betrug im Vergleich zum Versuch in dem Behälter mit einem L/D-Verhältnis von 1,5 nur ungefähr ein Drittel des Wertes. Bei dem größeren Entlastungsquerschnitt hatten sich beide Werte nur geringfügig unterschieden. Auch für ein L/D-Verhältnis von 0,7 stellte sich im Vergleich zum L/D-Verhältnis von 14,1 ein fast doppelt so hoher reduzierter Explosionsüberdruck ein.

In Abb. 5.1.14 ist die Flammenausbreitung für den Versuch mit dem L/D-Verhältnis von 3,6 dargestellt. Es fällt auf, dass sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme nach Entlastungsbeginn nur geringfügig vergrößerte. So wurde aus der Flammensequenz vor Entlastungsbeginn eine Ausbreitungsgeschwindigkeit von ca. $5 \pm 0,5$ m/s ermittelt. Mit Entlastungsbeginn erhöhte sich die Geschwindigkeit nur geringfügig auf ca. $8,5 \pm 0,5$ m/s. Aus Abb. 5.1.11 wurde dagegen für einen Entlastungsquerschnitt von $0,002$ m² eine deutlich größere Flammenausbreitungsgeschwindigkeit von ca. 12 ± 1 m/s ermittelt. Die Ursache hierfür lag in der wegen der größeren Entlastungsfläche höheren Strömungsgeschwindigkeit vor der Flammenfront. Aufgrund der niedrigen Ausbreitungsgeschwindigkeit begann die Flamme beim kleineren Entlastungsquerschnitt bereits vor Erreichen des Deckels zu verlöschen und das Druckmaximum stellte sich ein. Entsprechend war der Stoffumsatz bis zum Druckmaximum geringer, als in dem Behälter mit einem L/D-Verhältnis von 1,5. In diesem Behälter begann das Verlöschen der Flamme erst, nachdem diese die Entlastungsöffnung erreicht hatte. Folglich stellte sich bei einem Verhältnis aus Länge-zu-Durchmesser von 1,5 ein höherer reduzierter Explosionsüberdruck ein, als bei einem Verhältnis von 3,6.

Ein Verringerung des Entlastungsquerschnittes führte bei den untersuchten Behältern mit einem Volumen von 9,5 l demnach besonders dann zu deutlich höheren reduzierten Explosionsüberdrücken, wenn Durchmesser und Rohrlänge nahezu gleich waren. Bei besonders lang gestreckten Behältern ergab eine Verringerung des Entlastungsquerschnittes dagegen nur einen geringfügig höheren reduzierten Explosionsüberdruck.

Vergleichbare Ergebnisse wurden auch in Behältern mit einem Volumen von ca. 21 l und Länge-zu-Durchmesser-Verhältnissen von 1,5, 3,4 sowie 8 erzielt. Die untersuchten Entlastungsquerschnitte betrugen $0,002$ und $0,007$ m² und die statischen Ansprechüberdrücke lagen bei ca. 115 bzw. ca. 200 mbar (vgl. Anhang 4).

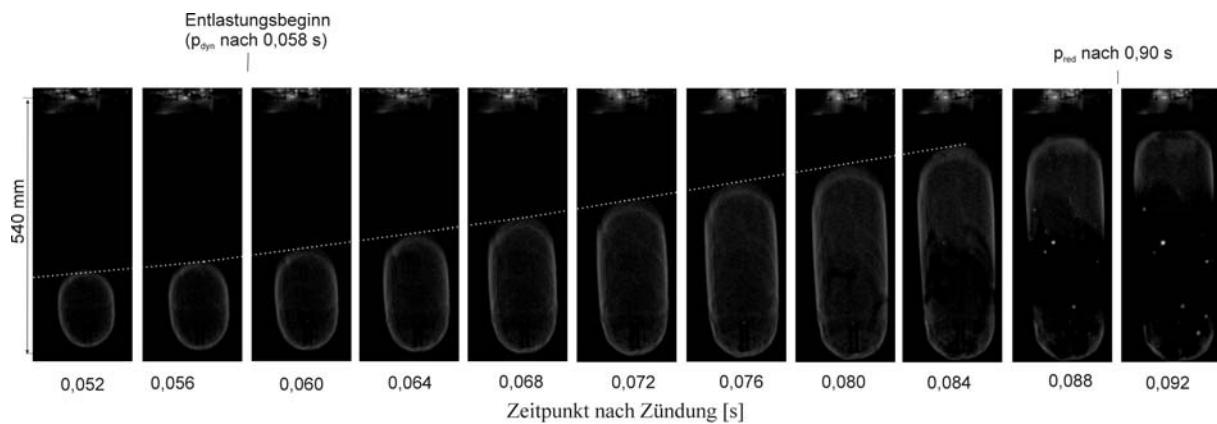


Abb. 5.1.14: Flammenausbreitung während einer druckentlasteten Explosion eines Propan-Luft-Stickstoff-Gemisches in einem Behälter mit einem Volumen von 9,5 l und einem Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis von 3,6 sowie einem Entlastungsquerschnitt von 0,0005 m²; der statische Ansprechüberdruck betrug 250 ± 25 mbar

5.1.5 Spezielle Versuchsergebnisse

Bei Explosionsversuchen mit Berstfolien mit vergleichsweise hohen statischen Ansprechüberdrücken war die Reproduzierbarkeit nicht so gut, wie bei Versuchen mit vergleichsweise niedrigen Ansprechüberdrücken. Dies war im Wesentlichen auf werkstoffbedingte Schwankungen im statischen Ansprechüberdruck zurückzuführen. Insbesondere für Berstfolien aus Aluminium und Pergament schwankten z. B. die experimentell ermittelten statischen Ansprechdrücke bei Entlastungsquerschnitten von 0,002 und 0,0014 m² (Durchmesser 50 bzw. 42 mm) um bis zu 50 mbar, vgl. Tabelle 4.1.2. Hierdurch stellten sich bei Explosionsversuchen trotz gleicher Randbedingungen z. T. deutlich von einander abweichende dynamische Ansprechüberdrücke ein.

Zum Einfluss des dynamischen Ansprechüberdruckes auf den reduzierten Explosionsüberdruck wurde in Kapitel 5.1.3 für einen Versuchsbehälter mit einem Volumen von ca. 59 l gezeigt, dass die Unterschiede im reduzierten Explosionsdruck ungefähr in der gleichen Größenordnung lagen wie die Unterschiede im dynamischen Ansprechüberdruck. Die werkstoffbedingten Schwankungen im Ansprechdruck hatten demnach nur einen vergleichsweise geringen Einfluss auf den reduzierten Explosionsdruck.

Anders war dies für einen Versuchsbehälter mit einem Volumen von 21 l und einem Verhältnis aus Länge-zu-Durchmesser von 1,5. Wie aus Abb. 5.1.15 anhand von Druck-Zeit-Kurven von Versuchen mit dynamischen Ansprechüberdrücken zwischen 0,35 und 0,56 bar für einen Entlastungsquerschnitt von 0,002 m² zu erkennen, führten schon geringfügig voneinander abweichende Ansprechüberdrücke zu deutlichen Unterschieden im Druckverlauf und reduzierten Explosionsdruck.

So stieg der Druck bei einem Versuch mit einem dynamischen Ansprechüberdruck von 0,35 bar nur bis auf ca. 1,6 bar. Dagegen stellte sich bei einem nur geringfügig höheren dynamischen Ansprechüberdruck von 0,43 bar ein reduzierter Explosionsdruck von ca. 2,5 bar ein und für einen dynamischen Ansprechüberdruck von 0,45 bar betrug der reduzierte Explosionsdruck bereits 3,4 bar. Bei einem dynamischen Ansprechüberdruck von 0,56 bar stieg der Druck sogar bis auf 3,8 bar.

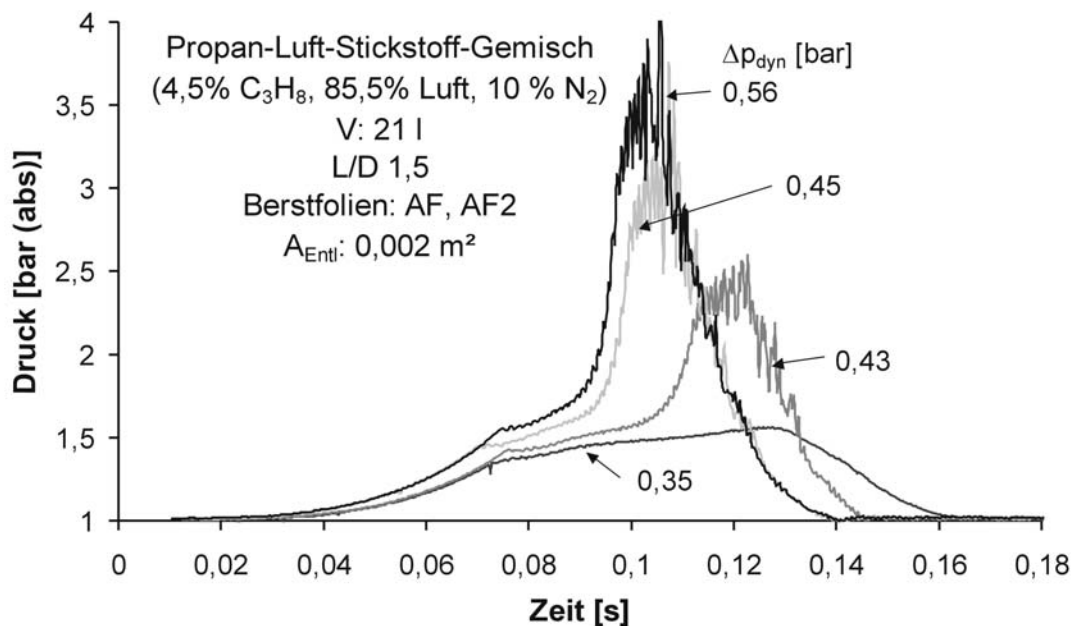


Abb. 5.1.15: Druck-Zeit-Verläufe von druckentlasteten Gasexplosionen in Abhängigkeit vom Ansprechdruck

Bei allen Kurven nahm der Druck nach Entlastungsbeginn zunächst nur geringfügig weiter zu. Ab einem bestimmten Zeitpunkt stieg der Druck aber, mit Ausnahme des Versuches mit einem Ansprechüberdruck von 0,35 bar, sehr steil an. Mit zunehmendem dynamischem Ansprechüberdruck begann dieser Druckanstieg zu früheren Zeiten. Entsprechend stellte sich auch der reduzierte Explosionsüberdruck mit zunehmendem Ansprechüberdruck früher ein. Die Druck-Zeit-Kurven unterschieden sich auch insofern, dass die Kurve für den Versuch mit einem dynamischen Ansprechüberdruck von 0,35 bar nach Entlastungsbeginn nur geringe Druckschwankungen aufwies. Dagegen waren bei den Versuchen mit größeren Ansprechüberdrücken, insbesondere nach Beginn des steilen Druckanstieges, Oszillationen im Druck mit Amplituden bis zu 1 bar zu erkennen.

Abb. 5.1.16 zeigt die Flammenausbreitung der Versuche mit dynamischen Ansprechüberdrücken von 0,35 und 0,56 bar. Hierzu wurde der vertikale Abstand zwischen dem aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ermittelten höchsten Punkt der Flamme und dem Zündort

in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Die Entlastungszeitpunkte wurden optisch hervorgehoben.

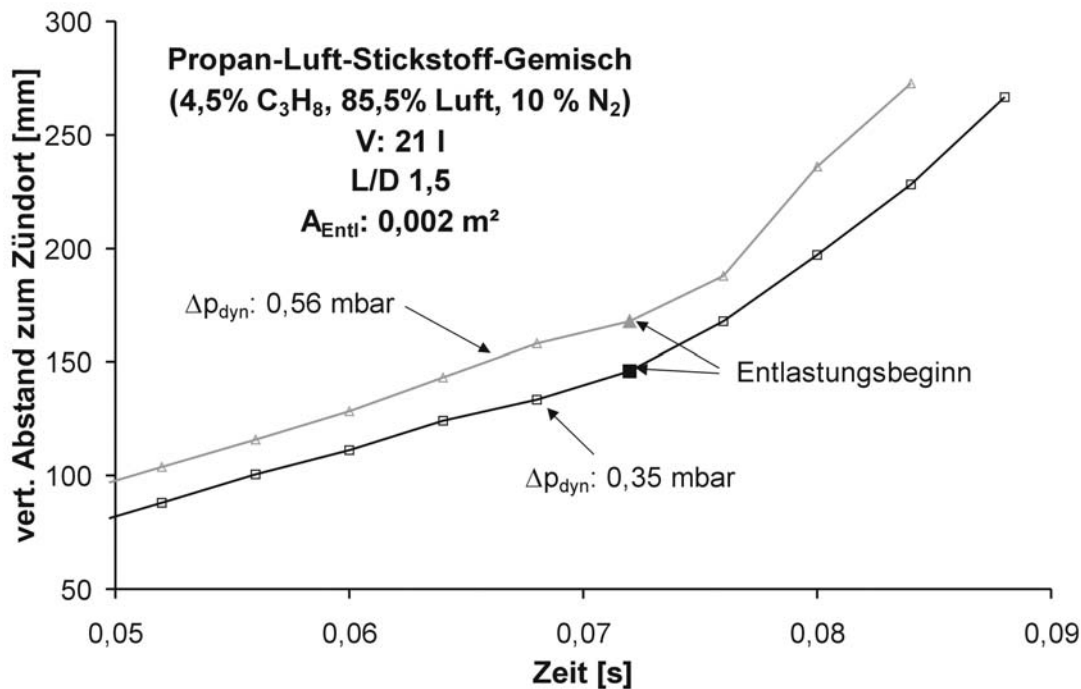


Abb. 5.1.16: Ausbreitung der Flamme oberhalb des Zündortes in Abhängigkeit von der Zeit für dynamische Ansprechüberdrücke von 0,35 und 0,56 bar, die Entlastungszeitpunkte sind optisch hervorgehoben

Es ist zu erkennen, dass beide Kurven zwar zeitlich versetzt sind, die Flammenausbreitungsgeschwindigkeiten unterscheiden sich aber praktisch nicht. Nur unmittelbar nach Entlastungsbeginn sind geringfügige Unterschiede zu erkennen. Die Kurven enden 0,084 bzw. 0,088 s nach der Zündung, da für die jeweils nachfolgende Hochgeschwindigkeitsaufnahme die Flamme bereits den oberen Behälterrand erreicht hatte. Bis zu diesem Zeitpunkt war der Explosionsdruck für den Versuch mit einem dynamischen Ansprechüberdruck von 0,56 bar allerdings, wie aus Abb. 5.1.15 zu erkennen, seit Entlastungsbeginn nur geringfügig angestiegen und der steile Druckanstieg hatte noch nicht begonnen. Demnach kann der steile Druckanstieg nur vom Explosionsablauf nach diesem Zeitpunkt abhängen.

Hierzu sind in Abb. 5.1.17 die zeitlich an Abb. 5.1.16 anschließenden Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der beiden Versuche mit dynamischen Ansprechüberdrücken von 0,35 und 0,56 bar dargestellt.

Es fällt auf, dass die Konturen im oberen Teil der Flamme bei dem Versuch mit einem dynamischen Ansprechüberdruck von 0,56 bar bereits vor Beginn des steilen Druckanstieges heller waren, als bei dem anderen Versuch. Mit Beginn des steilen Druckanstieges wurde die gesamte Flamme deutlich heller und breitete sich im Vergleich zu dem Versuch ohne den

steilen Anstieg schneller in die noch unverbrannten Bereiche des Gasgemisches aus. Weiter änderte sich die Lichtemission der Flamme einige Millisekunden bevor sich der reduzierte Explosionsüberdruck einstellte von blau nach gelb. Der reduzierte Explosionsdruck stellte sich nach 0,105 s ein und damit ca. 23 ms früher, als bei dem Versuch ohne den steilen Druckanstieg.

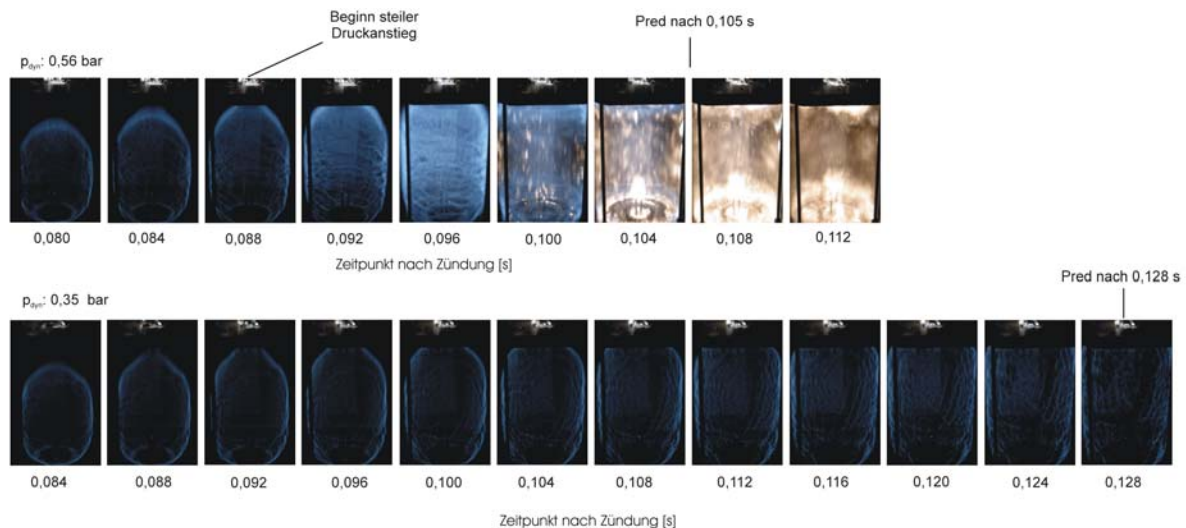


Abb. 5.1.17: Flammenausbreitung für Versuche mit und ohne steilen Druckanstieg; Behältervolumen 21 l; L/D: 1,5; Entlastungsquerschnitt 0,002 m²

Eine mögliche Ursache für den steilen Druckanstieg könnte demnach auf eine sehr schnelle Reaktion noch unverbrannten Brenngases zurückzuführen sein, ungefähr zum Zeitpunkt, als die Flamme den oberen Behälterrand erreichte. Die helle Flamme würde in diesem Fall durch diese schnelle Reaktion bewirkt.

Der steile Druckanstieg könnte aber auch durch eine so genannte zweistufige Verbrennung verursacht worden sein. Entsprechende Verbrennungen wurden von Pekalski [4] für die Selbstentzündung von Iso-Butan beschrieben und als „Two-Stage-Ignition“ oder „Two-Stage-Process“ bezeichnet. Bei solch einer Reaktion wird der Brennstoff in so genannten „kalten Flammen“ nicht vollständig umgesetzt, sondern es werden reaktive Zwischenprodukte gebildet, die in einem zweiten Schritt weiter umgesetzt werden. In diesem Fall würde die helle Flamme dann durch die zweite Stufe der Verbrennung hervorgerufen. Darauf hin deuten auch Hochgeschwindigkeitsaufnahmen in einem geschlossenen zylinderförmigen Reaktionsgefäß mit einem Verhältnis von Länge-zu-Durchmesser von ca. 1, (vgl. Anhang 5). In diesem Gefäß wurde das Propan-Luft-Stickstoff-Gemisch zentral in einem Fall durch einen glimmenden und im anderen Fall durch einen explodierenden Draht gezündet.

Bei dem Versuch mit glimmendem Draht breitete sich nach Auslösen der Zündung eine helle Flamme unmittelbar um den Draht aus und vergrößerte sich zunächst nur geringfügig. Um

diese helle Flamme bildete sich dann im weiteren Explosionsverlauf eine blaue Flamme, deren Ausbreitungsgeschwindigkeit deutlich größer war, als die der hellen Flamme. Erst als die blaue Flamme die Gefäßwand erreichte, vergrößerte sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der hellen Flamme.

Beim Versuch mit einem explodierenden Draht breitete sich nach der Zündung ebenfalls zunächst eine helle Flamme mit geringer Geschwindigkeit aus. Die Ausdehnung der Flamme war allerdings in diesem Stadium im Vergleich zum Versuch mit dem Glimmdraht deutlich größer und nahm ca. ein Viertel des Gefäßvolumens ein. Von dieser Flamme ging wiederum eine blaue Flamme mit deutlich höherer Flammenausbreitungsgeschwindigkeit aus. Wie schon im zuvor beschriebenen Fall vergrößerte sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der hellen Flamme erst, nachdem die helle Flamme die Wand des Reaktionsgefäßes erreicht hatte.

Aus den Druck-Zeit-Verläufen der entsprechenden Versuche, vgl. Anhang 6, war zu entnehmen, dass sich der maximale zeitliche Druckanstieg bei beiden Versuchen einstellte, nachdem die blaue Flamme den Behälterrand bereits erreicht hatte und die Reaktion durch die Ausbreitung der hellen Flamme bestimmt wurde. Demnach hatte die Ausbreitung der hellen Flamme einen maßgeblichen Einfluss auf den maximalen zeitlichen Druckanstieg.

Zum Reaktionsablauf der beiden Versuche ohne Druckentlastung kann angenommen werden, dass die Zündenergie nur ausreichte, den Brennstoff innerhalb eines gewissen Volumens vollständig in einer hellen Flamme umzusetzen. Um diese Zone reichte die freigesetzte Reaktionswärme für eine vollständige Verbrennung nicht aus und es bildete sich nur eine blaue Flamme^{*}. Nachdem die blaue Flamme den Behälterrand erreicht hatte, war die Aktivierungsenergie für die zweite Stufe der Reaktion ausreichend und die reaktiven Zwischenprodukte wurden in einer hellen Flamme umgesetzt.

Es konnte nicht geklärt werden, was die zweite Stufe der Reaktion auslöste, denkbar wären der sich einstellende Explosionsdruck oder eine Reflektion der Druckwelle an der Behälterwand.

Ebenfall konnte nicht geklärt werden, was letztendlich die steilen Druckanstiege mit überlagerten Schwingungen bei den druckentlasteten Versuchen auslöste und warum diese nur ab

^{*} Es wird angenommen, dass die Temperatur in der so genannten kalten oder blauen Flamme niedriger war als in der hellen Flamme. Dies kann auch damit begründet werden, dass zum Zeitpunkt, als die blaue Flamme die Behälterwand erreichte sich bei beiden Versuchen ein Druck von 3-4 bar einstellte, der somit nur halb so groß war, wie der maximale Druck von ca. 8 bar. Da der sich einstellende Druck im dargestellten Fall im Wesentlichen von der Temperatur im Gefäß herrührt, ist daher von einer wesentlich niedrigeren Flammentemperatur in der blauen Flamme auszugehen.

einem bestimmten dynamischen Ansprechüberdruck erfolgten bzw. nur in einem Behälter mit einem Volumen von 21 l und einem Verhältnis aus Länge-zu-Durchmesser von 1,5 auftraten.

Vergleichbare Druckverläufe mit großen Oszillationen des Druckes wurden bereits von Cooper, Fairweather und Tite in [39] beschrieben. Die Versuche erfolgten allerdings in größeren Apparaturen mit bezogen auf das Behältervolumen deutlich größeren Entlastungsquerschnitten. Hierdurch fiel der Druck nach dem Beginn der Druckentlastung fast wieder bis auf den Umgebungsdruck ab und führte somit auch nur zu einem Druckmaximum mit im Vergleich zu den in diesem Abschnitt betrachteten Fällen deutlich geringerem Maximaldruck. Entsprechend war auch der zeitliche Druckanstieg geringer. Als Ursache für den erneuten Druckanstieg und die Oszillationen wurde die Anregung der Behälterstruktur durch die während der Verbrennung erzeugten Druckwellen genannt. Hierdurch kam es zu Druck-Oszillationen mit der Eigenfrequenz des Behälters, die zur Ausbildung von zellulären Flammen mit durch die Oszillation diktiertem charakteristischer Amplitude und Frequenz führten. Durch die wegen der zellulären Flammen deutlich vergrößerte Flammenoberfläche kam es dann zu einer sehr hohen Verbrennungsrate, welche durch Rückkopplung mit den Behälterschwingungen aufrechterhalten wurde.

Auch Kersten und Förster [59] berichten von Druckanstiegen mit überlagerten akustischen Oszillationen, die sie bei Versuchen in druckentlasteten Rohrleitungen festgestellt hatten. Die Wellenlänge der Schwingungen entsprach hierbei dem Zweifachen der Rohrlänge. Eine entsprechende Wellenlänge konnte auch bei den Schwingungen der in diesem Abschnitt untersuchten Fälle festgestellt werden. Es könnte daher sein, dass die steilen Druckanstiege durch akustische Schwingungen ausgelöst wurden. Für diese Annahme spricht, dass die steilen Druckanstiege bei den Versuchen auftraten, bei denen der Behälterquerschnitt sowie das Verhältnis aus Behälter- zu Entlastungsquerschnitt vergleichsweise groß waren. Demnach war in diesen Fällen auch die nach Entlastungsbeginn zu Verfügung stehende Reflexionsfläche für Druckwellen am Deckel besonders groß.

Abbildung 5.1.18 zeigt die Druck-Zeit-Verläufe von Versuchen im gleichen Explosionsgefäß wie bei Abb. 5.1.15 aber für einen Entlastungsquerschnitt von nur noch 0,0014 m² (Durchmesser 42 mm).

Wie schon bei dem Entlastungsquerschnitt von 0,002 m² stellte sich bei einigen Versuchen ein steiler Druckanstieg ein und bei anderen nicht. Anders als bei der größeren Fläche wurde in diesem Fall der steile Druckanstieg jedoch nicht bei den Versuchen mit den höchsten dynamischen Ansprechüberdrücken beobachtet, sondern bei solchen mit vergleichsweise niedrigen Ansprechüberdrücken. So kam es bei den Versuchen mit dynamischen Ansprech-

überdrücken von 0,47, 0,57 und 0,69 bar zu einem schnellen Druckanstieg mit starken Druckanschwan- kungen und es stellten sich mit zunehmendem dynamischen Ansprechüber- druck auch höhere reduzierte Explosionsdrücke ein. Für den Versuch mit einem geringfügig höheren dynamischen Ansprechüberdruck von 0,7 bar kam es allerdings zu keinem steilen Druckanstieg mehr und es stellte sich im Vergleich zu dem Versuch mit einem Ansprech- überdruck von 0,69 bar ein um fast 2 bar niedrigerer reduzierter Explosionsüberdruck ein. Außerdem waren die Druckwankungen wesentlich geringer. Der Druckverlauf unterschied sich von den Versuchen mit niedrigeren Ansprechüberdrücken auch darin, dass der zeitliche Anstieg nach Entlastungsbeginn zunächst deutlich größer war. Dies änderte sich erst, als bei den Versuchen mit niedrigerem Ansprechdruck der steile Druckanstieg einsetzte. Der Druckverlauf für einen dynamischen Ansprechüberdruck von 0,94 bar war ähnlich dem für einen Ansprechüberdruck von 0,7 bar. Es stellte sich aber entsprechend dem Unterschied im dynamischen Ansprechüberdruck ein um 0,3 bar höherer reduzierter Explosionsdruck ein.

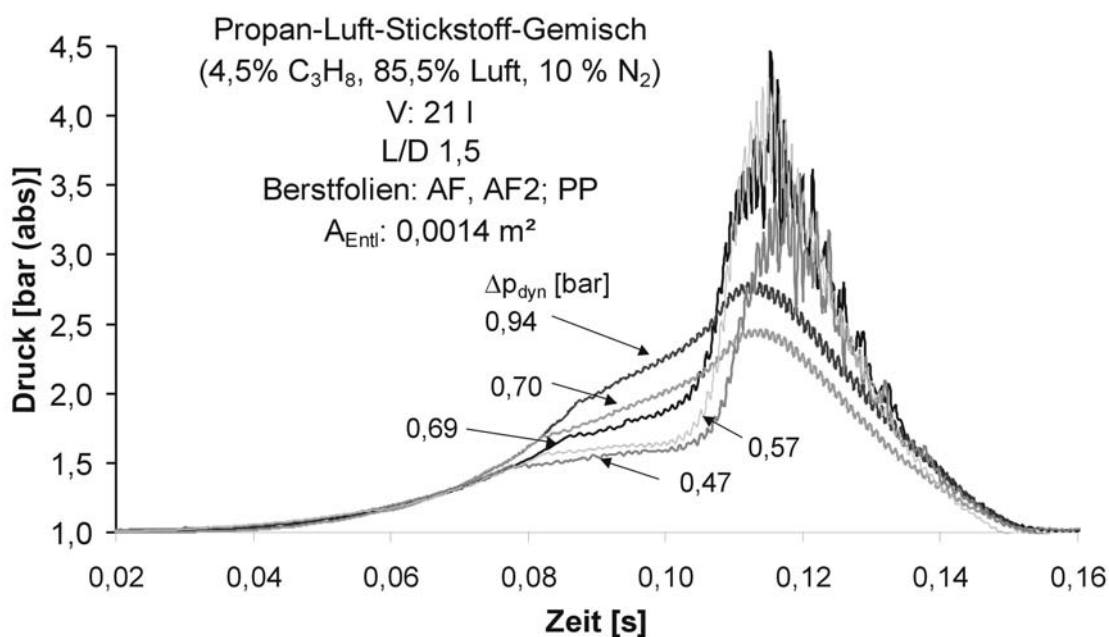


Abb. 5.1.18: Druck-Zeit-Verläufe von druckentlasteten Gasexplosionen in Abhängigkeit vom Ansprechdruck

In Abb. 5.1.19 und Abb. 5.1.20 ist die Flammenausbreitung der Versuche mit dynamischen Ansprechüberdrücken von 0,57 bar und 0,94 dargestellt. Die im Vergleich zu den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen aus Abb. 5.1.17 abweichende Flammenfarbe war auf die Zugabe von Tracerpartikeln zur Durchführung von LDA-Messung zurückzuführen. Es ist zu erkennen, dass die Flamme bei dem Versuch mit einem dynamischen Ansprechüberdruck von 0,94 bar schon bereits vor Entlastungsbeginn deutlich heller war, als bei dem Versuch mit einem Ansprechüberdruck von 0,57 bar. Die Helligkeit der Flamme nahm im weiteren Verlauf der Explosion weiter zu und erreichte ihre größte Helligkeit ungefähr zu der Zeit, als sich auch

der reduzierte Explosionsüberdruck einstellte. Weiter ist aus Abb. 5.1.19 zu erkennen, dass die helle Flamme zu diesem Zeitpunkt nicht das gesamte Behältervolumen ausfüllte. Unmittelbar unterhalb des Deckels war die Flamme z. T. noch blau.

Wie aus Abb. 5.1.20 zu erkennen, erfolgte die Helligkeitszunahme bei dem Versuch mit steilem Druckanstieg innerhalb von weniger als 10 ms. Die helle Flamme breitete sich dann im Vergleich zum Versuch aus Abb. 5.1.19 deutlich schneller in das noch unverbrannte Gasmisch aus und füllte auch die Teilvolumina aus, in denen die Flamme bei Abb. 5.1.19 blau blieb.

Die unterschiedlichen Druckverläufe entstanden vermutlich dadurch, dass bei dem Versuch mit dem höheren Ansprechüberdruck, entsprechend der zuvor getroffenen Annahme einer zweistufigen Reaktion, die freiwerdende Reaktionswärme auseichend war, das Gasmisch vollständig umzusetzen. Bei dem Versuch mit dem niedrigeren Ansprechdruck setzte die zweite Reaktionsstufe erst ein, als die Flamme den oberen Behälerrand erreicht hatte. Die Umsetzung erfolgte hierdurch in sehr kurzer Zeit, so dass der Druck im Vergleich zum dem Versuch aus Abb. 5.1.19 deutlich schneller Anstieg.

Die Ergebnisse aus Kapitel 5.1.5 zeigen, dass immer dann von einem hohen Gefährdungspotential auszugehen ist und es zu sehr hohen Explosionsdrücken in zu schützenden Anlagen kommen kann, wenn es während der Druckentlastung zu dem beschriebenen Flammenumschlag mit steilem Druckanstieg kommt. Hierbei stellten sich in der Versuchsapparatur im Vergleich zu Versuchen, bei denen es zu keinem Umschlag der Explosion kam oder dieser vor Entlastungsbeginn erfolgte, deutlich höhere reduzierte Explosionsüberdrücke ein. Die steilen Druckanstiege traten allerdings ausschließlich in dem Behälter mit einem Volumen von 21 l und einem Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis von 1,5 auf und nur bei im Vergleich zum Behälterquerschnitt kleinen Entlastungsquerschnitten von weniger als 0,002 m² (Durchmesser 50 mm).

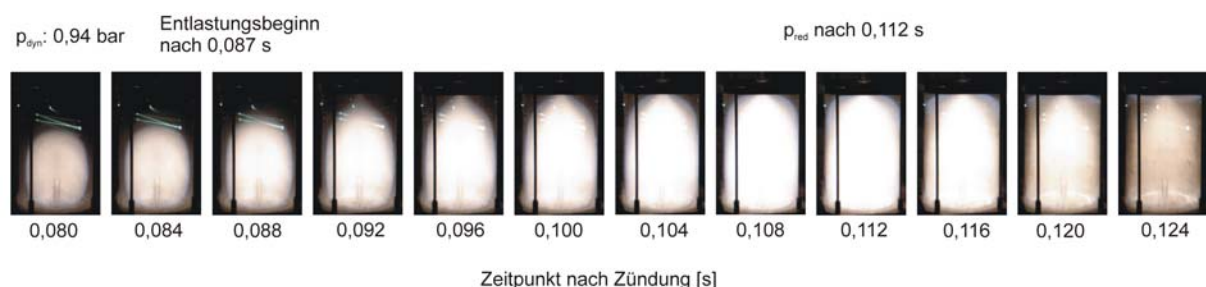


Abb. 5.1.19: Flammenausbreitung für einen Versuch ohne steilen Druckanstieg; Behältervolumen 21 l; L/D: 1,5; Entlastungsquerschnitt 0,014 m²

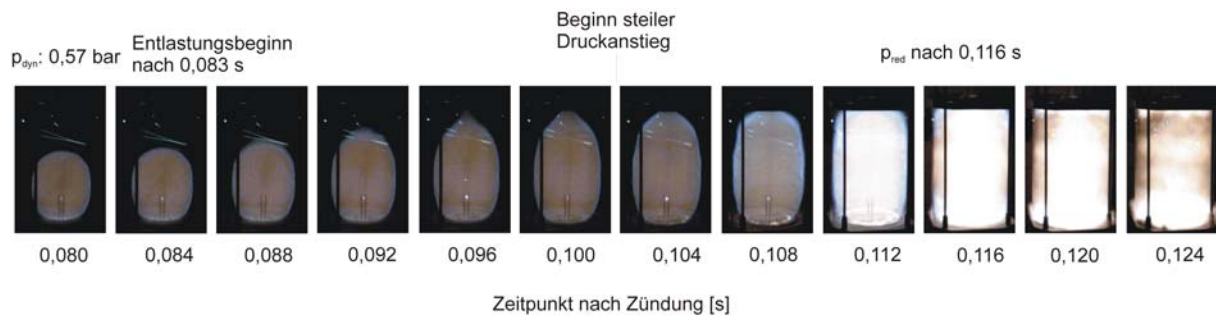


Abb. 5.1.20: Flammenausbreitung für einen Versuch mit steilem Druckanstieg; Behältervolumen 21 l; L/D : 1,5; Entlastungsquerschnitt $0,0014 \text{ m}^2$

5.2 Versuche in der Apparatur II

In Apparatur II wurden Versuche mit Propan-Luft-Stickstoff- und Maisstärke-Luft-Gemischen durchgeführt. Der Schwerpunkt dieser Untersuchungen galt dem Einfluss der zum Zündzeitpunkt in der Apparatur vorliegenden, stationären Anfangsturbulenz auf den Explosionsablauf. Durch Variation des Werkstoffes der Berstfolie und der Entlastungsquerschnitte konnte der Einfluss der Turbulenz bei unterschiedlichen Entlastungsquerschnitten und Ansprechdrücken untersucht werden.

Bei den Versuchen in Apparatur II wurden zwei Druckaufnehmer verwendet, einer in Höhe des Zündortes, oberer Aufnehmer und einer in einer Bohrung im Deckel der Apparatur, unterer Aufnehmer. Hierdurch konnte zum einen untersucht werden, ob es während der Explosion zu Druckgradienten in der Apparatur kommt und zum anderen konnte der Druck in unmittelbarer Nähe der Entlastungsöffnung gemessen werden. Somit war eine im Vergleich zu den Versuchen in Apparatur I verbesserte Bestimmung des dynamischen Ansprechdruckes der Berstfolie und des Entlastungszeitpunktes möglich.

In Abb. 5.2.1 sind zur Verdeutlichung der Unterschiede zwischen den am unteren und oberen Druckaufnehmer gemessenen Werten die Druck-Zeit-Kurven einer Explosion in einem Propan-Luft-Stickstoff-Gemisch für einen Entlastungsquerschnitt von $0,0113 \text{ m}^2$ (Durchmesser 120 mm) aufgetragen. Der Versuch wurde ohne Anfangsturbulenz durchgeführt und der statische Ansprechüberdruck betrug ca. 150 mbar. Es ist zu erkennen, dass beide Kurven bis zum Beginn der Druckentlastung fast identisch waren. Der im Deckel eingebaute obere Aufnehmer registrierte den durch den Entlastungsvorgang verursachten Druckabfall ca. 1-3 ms vor dem unteren Aufnehmer. Entsprechend stieg der Druck am unteren Aufnehmer auf einen um ca. 10 mbar höheren Wert.

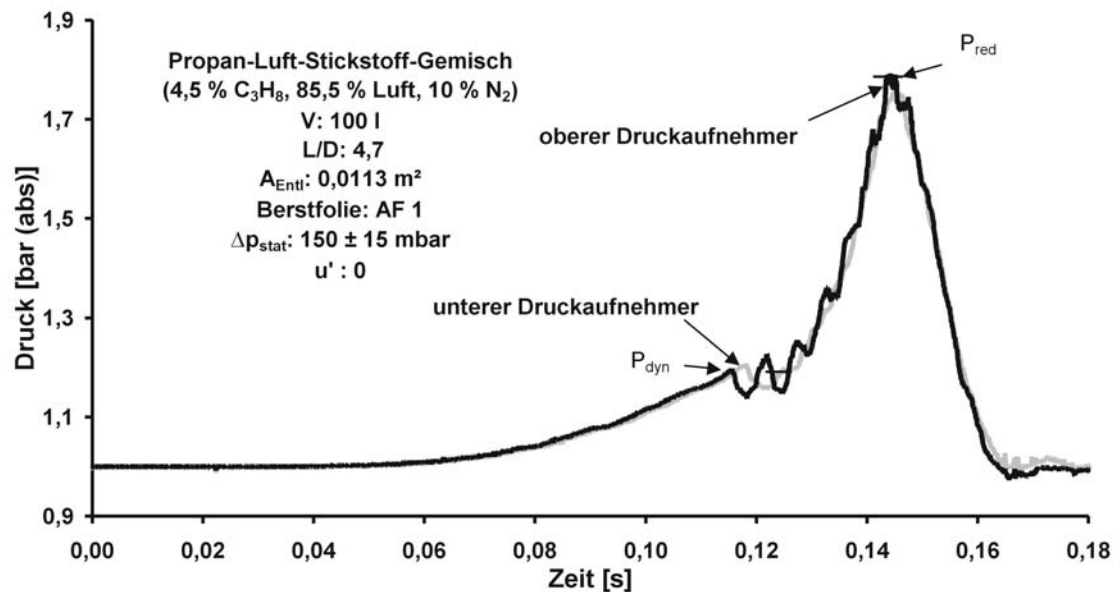


Abb. 5.2.1: Druck in Abhängigkeit von der Zeit bei Verwendung von zwei Druckaufnehmern in Höhe des Zündortes und in unmittelbarer Nähe der Entlastungsöffnung

Nach Entlastungsbeginn waren bei beiden Kurven bis zum Erreichen des Druckmaximums unregelmäßige Schwingungen zu erkennen. Auffallend war, dass die Schwingungen untereinander so verschoben waren, dass wenn eine Kurve ein lokales Maximum hatte, die andere zum gleichen Zeitpunkt ein Minimum hatte. Weiter waren die Schwankungen am oberen Aufnehmer im Vergleich zum unteren größer. Der am oberen Druckaufnehmer gemessene reduzierte Explosionsüberdruck war bei allen Versuchen größer, als der am unteren Aufnehmer gemessene.

Im Folgenden wurden wegen der genaueren Wiedergabe des dynamischen Ansprechdruckes und zur sicherheitstechnisch konservativen Ermittlung des reduzierten Explosionsdruckes ausschließlich die Druck-Zeit-Verläufe des oberen Aufnehmers für die Versuchsauswertung berücksichtigt. Die Ermittlung des reduzierten Explosionsdruckes erfolgte wie in Kap. 5.1 beschrieben unter Vernachlässigung von hochfrequenten Oberschwingungen. Entsprechend wurden Druckspitzen mit einer Dauer von weniger als einer ms nicht berücksichtigt.

5.2.1 Einfluss der Anfangsturbulenz auf Explosionen mit Propan-Luft-Gemischen

Abbildung 5.2.2 zeigt den reduzierten Explosionsüberdruck in Abhängigkeit vom dimensionslosen Entlastungsparameter $A/V^{2/3}$ für zum Zündzeitpunkt vorliegende, unterschiedliche Turbulenzintensitäten. Die verwendeten Berstfolien waren aus Polyethylen (PE1 und PE4) mit einem statischen Ansprechüberdruck von ca. 55 mbar.

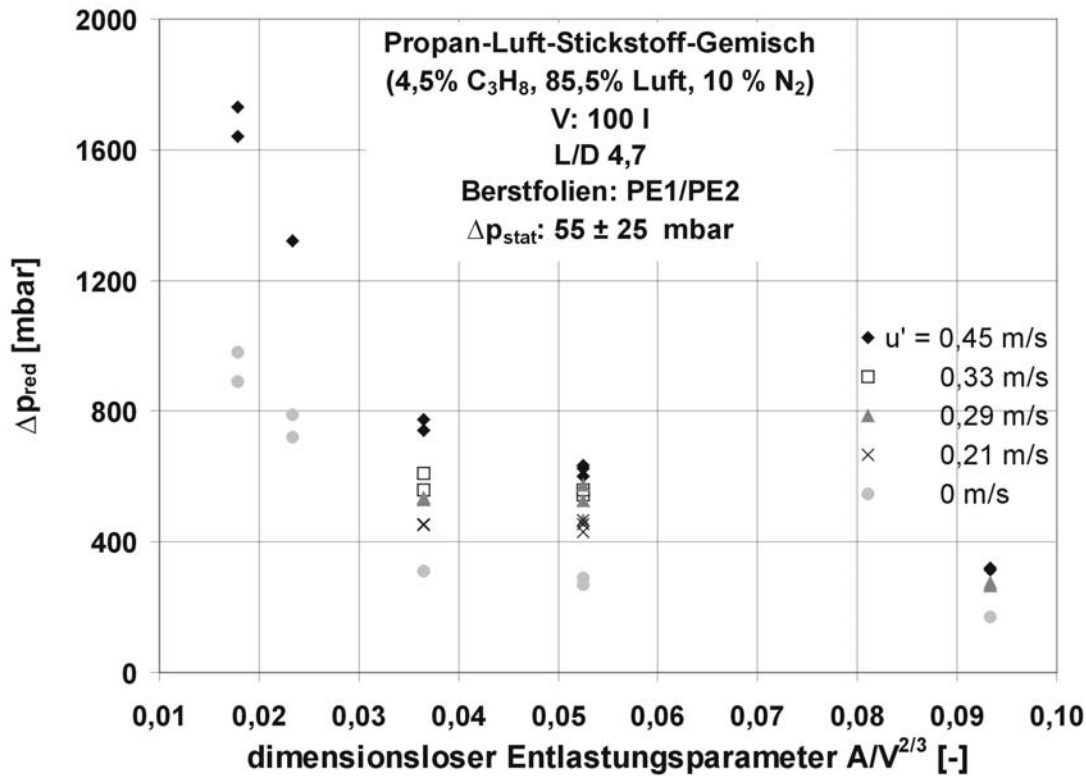


Abb. 5.2.2: Reduzierter Explosionsüberdruck in Abhängigkeit vom dimensionslosen Entlastungsparameter für unterschiedliche, zum Zündzeitpunkt vorliegende Turbulenzintensitäten

Für alle dargestellten $A/V^{2/3}$ war eine Zunahme des reduzierten Explosionsüberdruckes mit der Turbulenzintensität u' zu erkennen. In Bezug auf die Absolutwerte für den reduzierten Explosionsüberdruck schien der Einfluss der Anfangsturbulenz bei geringen Werten für $A/V^{2/3}$ deutlich stärker zu sein, als bei großen. So betrug für einen Wert des Entlastungsparameters von 0,093 der Unterschied im reduzierten Explosionsüberdruck zwischen Versuchen mit Turbulenzintensitäten von 0 und 0,45 m/s nur ca. 150 mbar. Bei einem Entlastungsparameter von 0,053 lag der Unterschied bei ca. 350 mbar und bei einem Wert für $A/V^{2/3}$ von 0,018 bereits bei ca. 750 mbar. Hierauf wird zum Ende dieses Kapitels noch näher eingegangen.

Eine mögliche Erklärung für den Einfluss der Anfangsturbulenz liefert die von Heinrich und Kowall [81] getroffene Annahme, dass der reduzierte Explosionsüberdruck näherungsweise proportional zum Quadrat aus dem Verhältnis von turbulenter Verbrennungsgeschwindigkeit zu Entlastungsquerschnitt ist. Diese Annahme wird auch von weiteren Autoren wie z.B. Tamanini [82] vertreten.

$$\Delta p_{red} \propto \left(\frac{S_t}{A_{Entl}} \right)^2 \quad (5.2.1)$$

In Gleichung 5.2.1 ist S_t die turbulente Verbrennungsgeschwindigkeit. Nimmt man weiter an, dass die turbulente Verbrennungsgeschwindigkeit, wie von Damköhler [83] gezeigt, proportional zur Turbulenzintensität ist, gilt für einen vorgegebenen Entlastungsquerschnitt:

$$\Delta p_{red} \propto u'^2$$

Abb. 5.2.3 zeigt zur Bestätigung der Annahme den reduzierten Explosionsüberdruck in Abhängigkeit von der Turbulenzintensität für einen Entlastungsquerschnitt von $0,0079 \text{ m}^2$ (Durchmesser 100 mm) bzw. für einen dimensionslosen Entlastungsparameter von 0,037. Hierbei konnten die experimentell ermittelten reduzierten Explosionsüberdrücke vergleichsweise genau mit Hilfe einer parabolischen Regressionsfunktion mit einem Bestimmtheitsmaß von 0,9984 wiedergegeben werden.

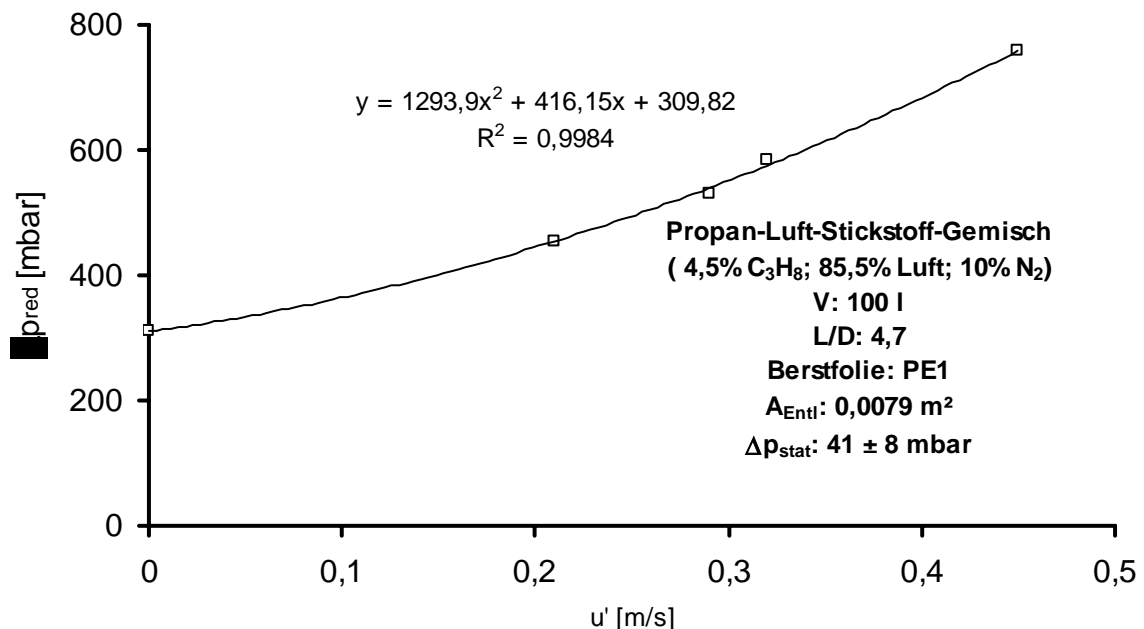


Abb. 5.2.3: Zusammenhang zwischen reduziertem Explosionsüberdruck und Turbulenzintensität bei einer druckentlasteten Explosion eines Propan-Luft-Stickstoff-Gemisches

In Abb. 5.2.4 ist der reduzierte Explosionsüberdruck in Abhängigkeit vom dimensionslosen Entlastungsparameter für einen im Vergleich zu zuvor 3 fachen statischen Ansprechüberdruck von 160 mbar aufgetragen. Die Berstfolien waren aus Aluminium und die Turbulenzintensitäten lagen zwischen 0 und 0,45 m/s. Für alle Werte des dimensionslosen Entlastungsparameters war wie schon in Abb. 5.2.2 eine Zunahme des reduzierten Explosionsüberdruckes mit der Anfangsturbulenz zu erkennen. Hierbei war der reduzierte Explosionsüberdruck aus den Versuchen mit einer Turbulenzintensität 0,45 m/s bei allen Entlastungsparametern um 250 ± 50 mbar höher, als bei einer Turbulenzintensität von 0 und damit um den Faktor 1,2 bis 1,3 größer.

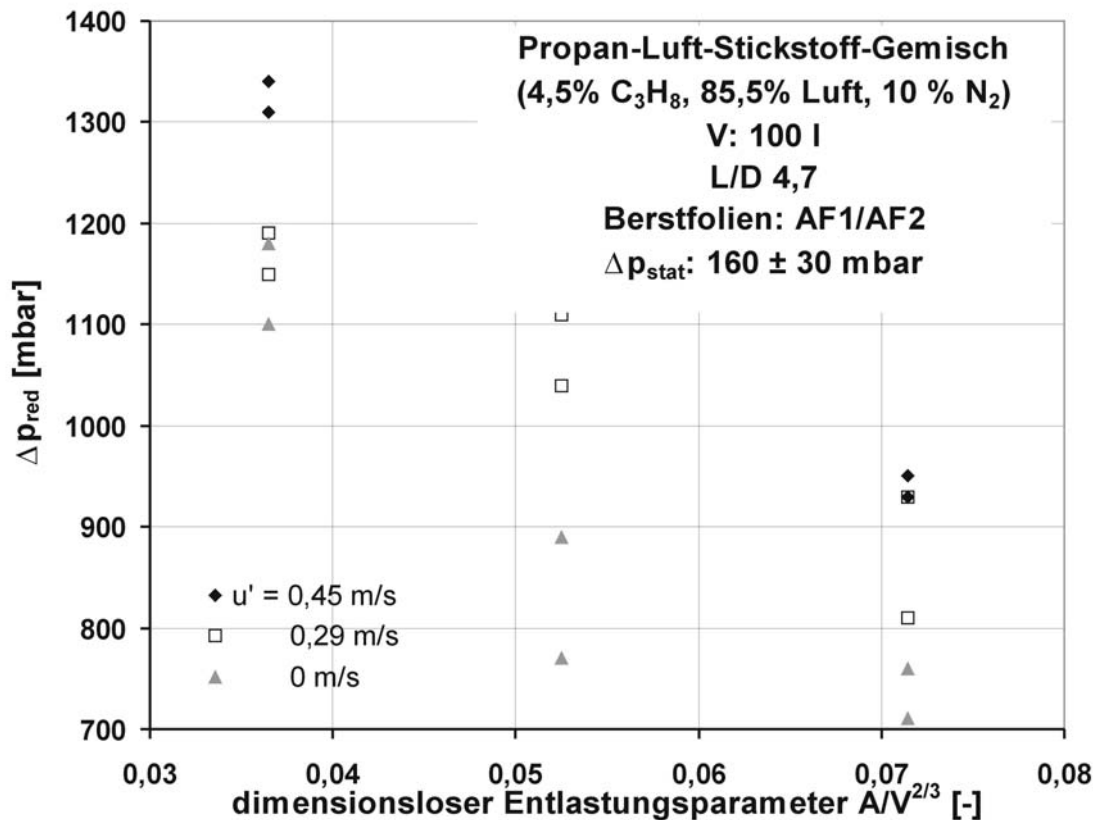


Abb. 5.2.4: Reduzierter Explosionsüberdruck in Abhängigkeit vom dimensionslosen Entlastungsparameter für unterschiedliche, zum Zündzeitpunkt vorliegende Turbulenzintensitäten

Bei Versuchen mit statischen Ansprechüberdrücken von ca. 255 mbar wurde, wie aus Abb. 5.2.5 zu erkennen, nur ein geringer Einfluss der Anfangsturbulenz auf den reduzierten Explosionsüberdruck festgestellt. Hinzu kommt, dass die Reproduzierbarkeit der Versuche im Vergleich zu denen mit niedrigeren Ansprechdrücken deutlich schlechter war. Dies ist besonders deutlich für eine Turbulenzintensität von 0,45 m/s und ein Verhältnis von $A/V^{2/3}$ von 0,52 zu erkennen. Dort unterschieden sich die beiden reduzierten Explosionsüberdrücke um mehr als 300 mbar. Dem gegenüber betrug der Unterschied im reduzierten Explosionsüberdruck zwischen Versuchen mit Turbulenzintensitäten von 0 und 0,33 m/s bei allen Entlastungsparametern weniger als 200 mbar und lag damit im Bereich der Schwankungsbreite.

Eine mögliche Erklärung für den abnehmenden Einfluss der Anfangsturbulenz auf den reduzierten Explosionsüberdruck bei hohen Ansprechdrücken liegt darin, dass die Ausbreitung der Explosionsflamme und damit der Druckverlauf durch die in der Apparatur vorliegende Turbulenz beeinflusst werden. Die Turbulenz besteht anteilig aus der während der gesamten Explosion konstanten Anfangsturbulenz sowie der durch die Explosion und den Entlastungsvorgang erzeugten Turbulenz. Mit zunehmendem Ansprechdruck der Berstfolie

vergrößert sich, wie in einem nachfolgenden Abschnitt gezeigt wird, die entlastungsinduzierte Turbulenz. Demzufolge nimmt der Anteil der Anfangsturbulenz an der während der Druckentlastung in der Apparatur vorliegenden Turbulenz ab.

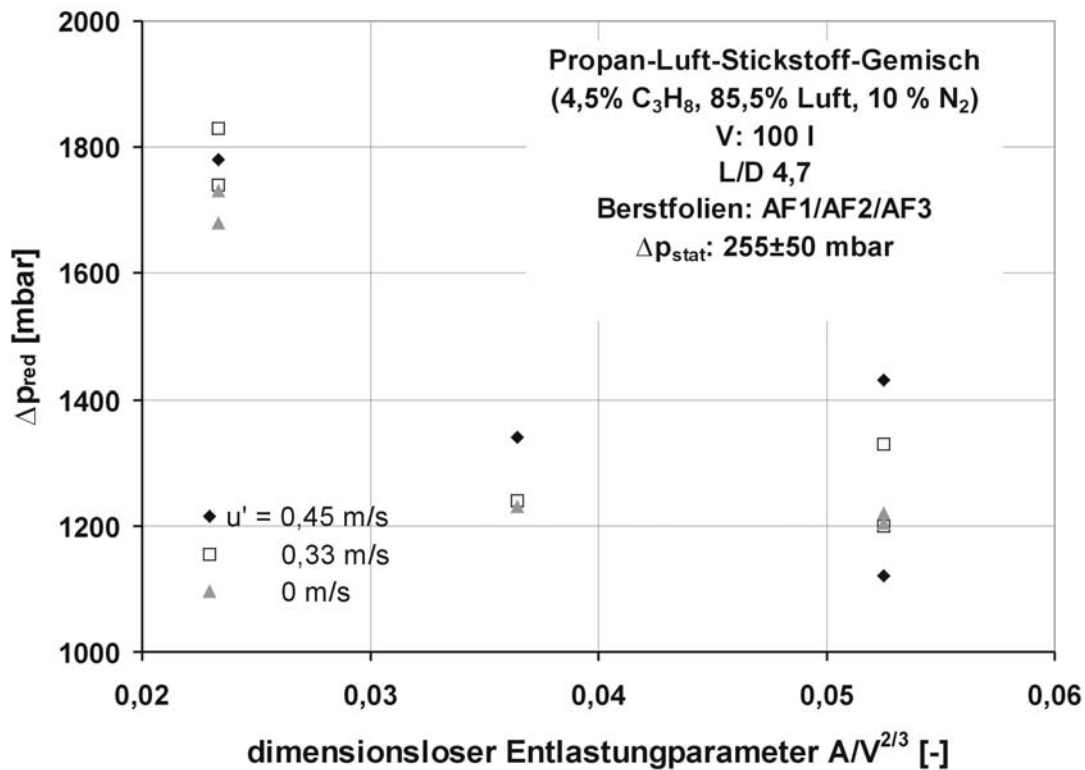


Abb. 5.2.5: Reduzierter Explosionsüberdruck in Abhängigkeit vom dimensionslosen Entlastungsparameter für unterschiedliche, zum Zündzeitpunkt vorliegende Turbulenzintensitäten

Neben dem reduzierten Explosionsüberdruck beeinflusst die Anfangsturbulenz auch den zeitlichen Druckanstieg. Als Beispiel hierfür zeigt Abb. 5.2.6 die zeitlichen Druckverläufe für Turbulenzintensitäten von 0, 0,21 und 0,45 m/s. Der Entlastungsquerschnitt betrug 0,0113 m² (Durchmesser 120 mm) und der statische Ansprechüberdruck lag bei ca. 37 mbar. Es ist zu erkennen, dass die Berstfolie im Fall der höchsten Anfangsturbulenz bereits nach 68 ms öffnete. Im Versuch ohne Anfangsturbulenz geschah dies erst nach 81 ms. Die turbulente Flammenausbreitung führte somit bereits vor Entlastungsbeginn zu einem schnelleren Druckanstieg.

Nach der Freigabe der Entlastungsöffnung konnten mit zunehmender Turbulenzintensität deutlich höhere zeitliche Druckanstiege beobachtet werden. So wurde der reduzierte Explosionsdruck von 1,65 bar bei $u' = 0,45$ m/s bereits nach 105 ms erreicht, während sich bei $u' = 0$ der reduzierte Explosionsdruck von 1,29 bar erst nach 150 ms einstellte.

Die Ursache hierfür liegt in dem durch die erhöhte Turbulenz verbesserten Transport von Masse, Impuls und Energie, der zu einem schnelleren Stoffumsatz und damit zu dem beobachteten schnelleren Explosionsablauf führt.

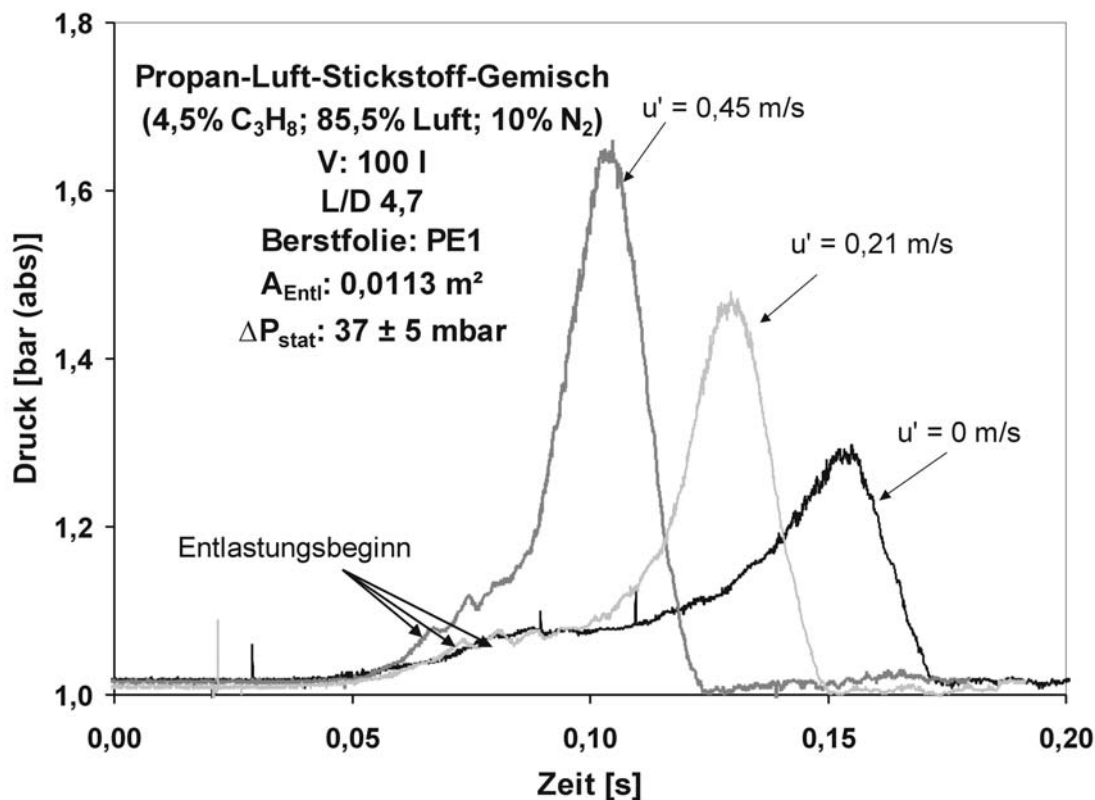


Abb. 5.2.6: Zeitlicher Verlauf des Druckes während druckentlasteter Explosionen bei unterschiedlichen Anfangsturbulenzen

Bei Versuchen mit einem im Vergleich zu Abb. 5.2.6 größeren statischen Ansprechüberdruck von ca. 260 mbar und einem Entlastungsquerschnitt von 0,0079 m² (Durchmesser 100 mm) öffnete die Druckentlastung, wie aus Abb. 5.2.7 zu erkennen, bei dem Versuch mit Anfangsturbulenz wieder deutlich früher als beim Versuch ohne Anfangsturbulenz. Entsprechend war der Druckanstieg in der noch geschlossenen Apparatur auch in diesem Fall bei dem Versuch mit Anfangsturbulenz schneller, als bei dem Versuch im anfänglich ruhenden Gemisch. Nach Entlastungsbeginn konnte allerdings kein nennenswerter Unterschied in zeitlichen Druckanstieg festgestellt werden. Die reduzierten Explosionsüberdrücke unterschieden sich ebenfalls nur geringfügig.

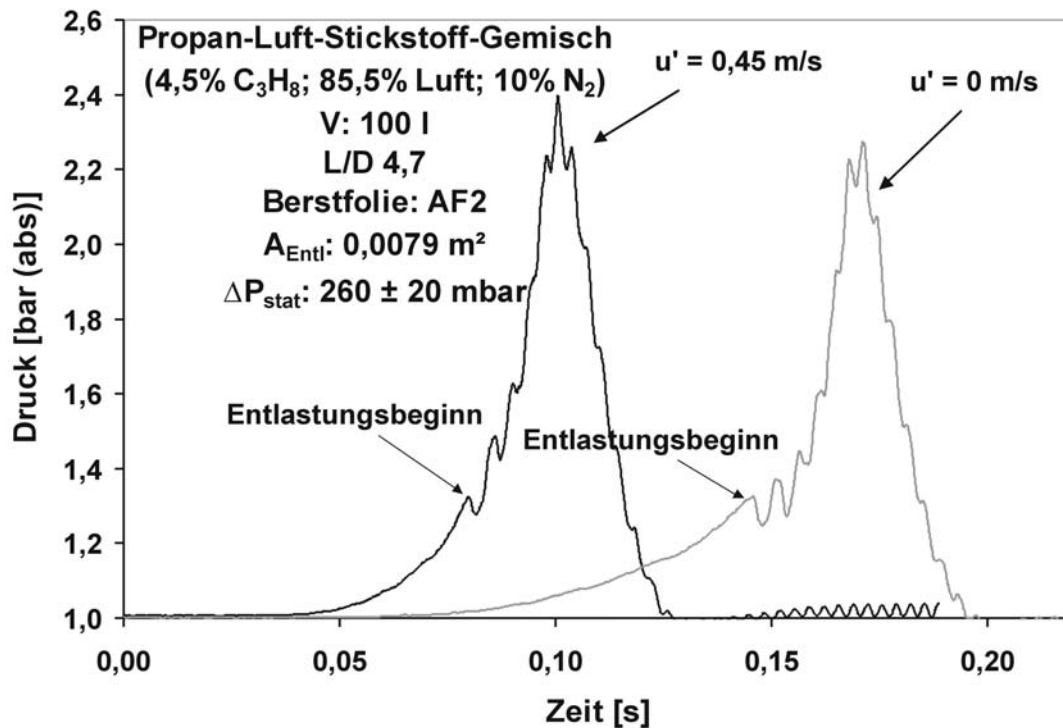


Abb. 5.2.7: Zeitlicher Verlauf des Druckes während druckentlasteter Explosionen bei unterschiedlichen Anfangsturbulenzen

In Abb. 5.2.8 ist der maximale zeitliche Druckanstieg in Abhängigkeit von der Turbulenzintensität für zwei vergleichsweise niedrige (Polyethylenfolien) und zwei hohe (Aluminiumfolien) statische Ansprechüberdrücke aufgetragen. Für die beiden Messreihen mit Berstfolien aus Polyethylen war eine Zunahme des maximalen zeitlichen Druckanstieges mit der Anfangsturbulenz zu erkennen. Es fällt allerdings auf, dass der Einfluss der zum Zündzeitpunkt vorliegenden Turbulenz auf den Druckanstieg bei einem Wert für den Entlastungsparameter von 0,018 größer war, als bei einem Wert von 0,093. So führte eine Erhöhung der Turbulenzintensität von 0 auf 0,45 m/s bei der kleineren Fläche zu um ca. 35 bar/s höheren Werten, während bei der größeren Fläche der maximale zeitliche Druckanstieg nur um ca. 10 bar/s zunahm. Dies entspricht einer prozentualen Zunahme bezogen auf die Werte ohne Anfangsturbulenz von ca. 100 bzw. 65 %.

Im Vergleich zu den Versuchen mit Polyethylenfolien sind die maximalen zeitlichen Druckanstiege mit Berstfolien aus Aluminium (p_{stat} : 260 und 270 mbar) deutlich größer. Hier war allerdings nur für einen Wert des Entlastungsparameters von 0,053 ein geringer Einfluss der Anfangsturbulenz auf den maximalen zeitlichen Druckanstieg zu erkennen. So führte eine Erhöhung der Turbulenzintensität von 0 auf 0,45 m/s nur zu um ca. 15 % höheren Werten. Bei einem $A/V^{2/3}$ von 0,037 betrug die Werte unabhängig von der Anfangsturbulenz ca. 130

bar/s. Demnach scheint bei den Versuchen mit dimensionslosen Entlastungsparametern bzw. statischen Ansprechdrücken bei denen der Turbulenzeinfluss auf den reduzierten Explosionsüberdruck am größten war auch der Einfluss auf den maximalen zeitlichen Druckanstieg am größten zu sein. Aus der Auftragung ist außerdem zu entnehmen, dass insofern ausreichend Messwerte vorliegen, der Einfluss der Anfangsturbulenz näherungsweise durch eine lineare Regressionsfunktion wiedergegeben wird.

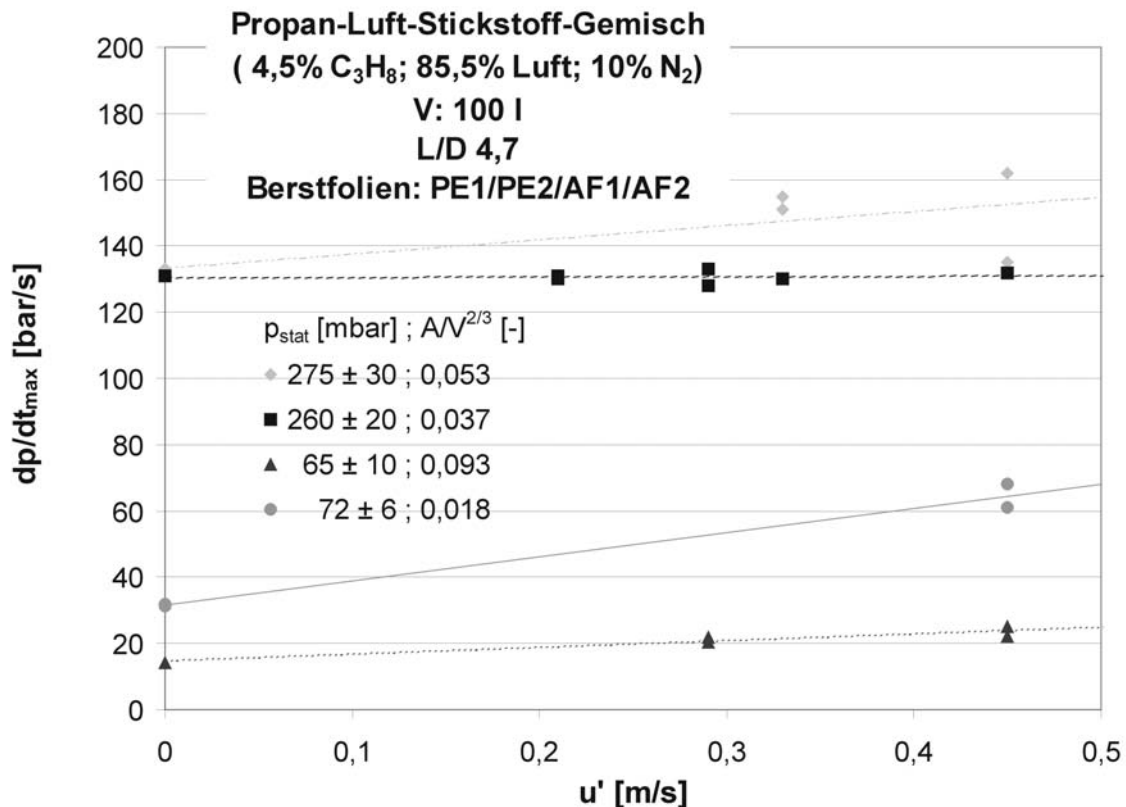


Abb. 5.2.8: Maximaler zeitlicher Druckanstieg in Abhängigkeit von der Turbulenzintensität für unterschiedliche Ansprechdrücke und dimensionslose Entlastungsquerschnitte

Abbildung 5.2.9 zeigt Beispiele der Flammenausbreitung für Versuche mit einem Entlastungsquerschnitt von 0,005 m², bzw. einem dimensionslosen Entlastungsparameter von 0,023 in Abhängigkeit von der Turbulenzintensität und dem statischen Ansprechüberdruck. Die dargestellten Sequenzen bestehen aus jeweils 9 Hochgeschwindigkeitsaufnahmen. Wobei die Zeitdifferenz zwischen den einzelnen Aufnahmen im Teil a) 12 ms und im Teil b) 8 ms betrug. Die Sequenzen zeigen daher einen 96 bzw. 64 ms andauernden Ausschnitt einer Explosion. Die Druckentlastung begann ungefähr beim dritten Bild, so dass durch diese zeitliche Normierung ein qualitativer Vergleich der Flammenausbreitung zwischen den Versuchen jeweils in Teil a) und Teil b) möglich war. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden in den einzelnen Sequenzen Hilfsgeraden eingezeichnet. Die Steigung dieser Geraden ist ein Maß für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme in Richtung des Entlastungselementes.

Der reduzierte Explosionsdruck stellte sich bei allen Versuchen ungefähr zum Zeitpunkt ein, als die Flamme sich über den gesamten einsehbaren Teil der Apparatur ausgebreitet hatte. Bis zu diesem Zeitpunkt dürfte fast das gesamte nicht durch die Entlastungsöffnung aus der Apparatur ausgetragene Brenngas umgesetzt worden sein.

Teil a) zeigt die Flammenausbreitung für zwei Versuche mit Turbulenzintensitäten von 0 und 0,45 m/s. Die Berstfolien waren aus der Polyethylenfolie PE1 und hatten einen statischen Ansprechüberdruck von ca. 59 mbar.

Bei dem Versuch ohne Anfangsturbulenz ist zu erkennen, dass sich die Flamme in der ersten Phase der Explosion kugelförmig ausbreitete. Nach Erreichen der Wand des Explosionsgefäßes breitete sie sich laminar in Richtung der Längsachse des Gefäßes aus. Die Flammenoberfläche war glatt und wies keine Turbulenzmerkmale wie z. B. eine Vergrößerung durch Auffaltungen auf. Die Druckentlastung begann nach 92 ms. Bis zu diesem Zeitpunkt hatte die Flamme etwa ein Drittel des Weges zwischen Zündort und oberem Gefäßrand zurückgelegt und die Flammenausbreitung erfolgte bis zu dieser Zeit mit konstanter Geschwindigkeit. Nach Entlastungsbeginn erhöhte sich die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit aufgrund der durch den Entlastungsvorgang bedingten Strömung in Richtung Entlastungsöffnung. Die Ausbreitung der Flamme erfolgte aber zunächst weiterhin laminar. Erst im Nachlauf der in diesem Fall inaktiven Ventilatoren (Bereich oberhalb der Ventilatoren) bildeten sich Wirbel. Diese waren in den Aufnahmen an der Helligkeitszunahme der Flamme zu erkennen. Die Flamme erreichte das obere Ende des Explosionsgefäßes nach ca. 167 ms, der reduzierte Explosionsüberdruck betrug bei diesem Versuch 720 mbar und stellte sich nach 169 ms ein.

Bei dem Versuch mit Anfangsturbulenz breitete sich die Flamme bis zum Beginn der Druckentlastung ebenfalls mit konstanter Geschwindigkeit aus. Die Flammenoberfläche zeigte allerdings bereits in einem frühen Stadium der Explosion Turbulenzeinflüsse in Form einer Oberflächenvergrößerung durch Auffaltungen.

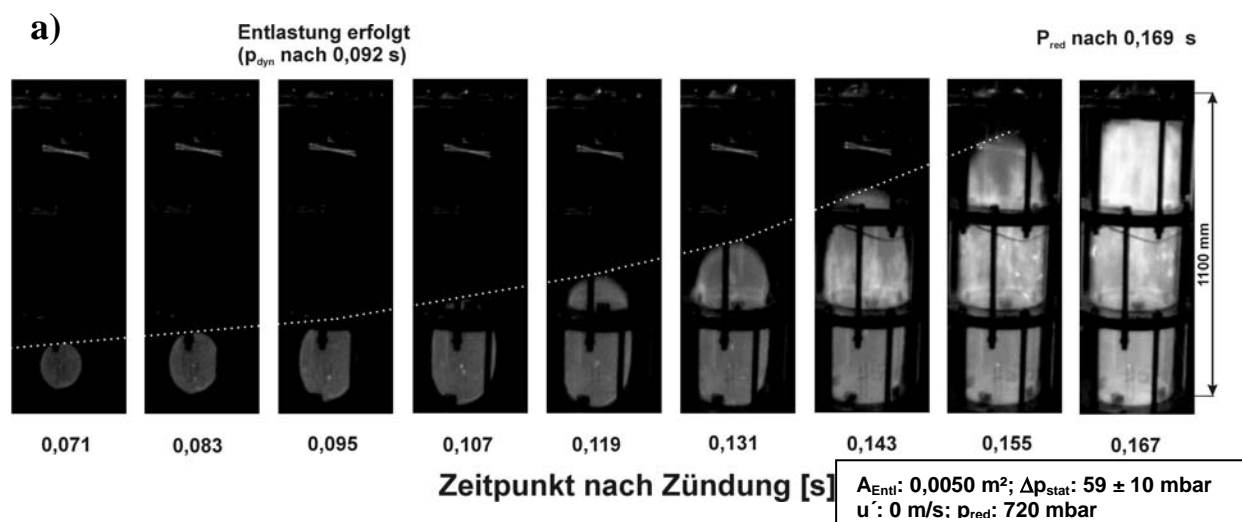
Die Druckentlastung begann 62 ms nach der Zündung und damit ca. 30 ms früher, als beim Versuch ohne Anfangsturbulenz. Auch in diesem Fall öffnete die Druckentlastung, nachdem die Flamme etwa ein Drittel des Weges zwischen Zündort und oberem Rand des Explosionsgefäßes zurückgelegt hatte. Entsprechend musste sich die turbulente Flamme bis zu diesem Zeitpunkt deutlich schneller ausgebreitet haben, als die laminare Flamme aus dem Versuch ohne Anfangsturbulenz.

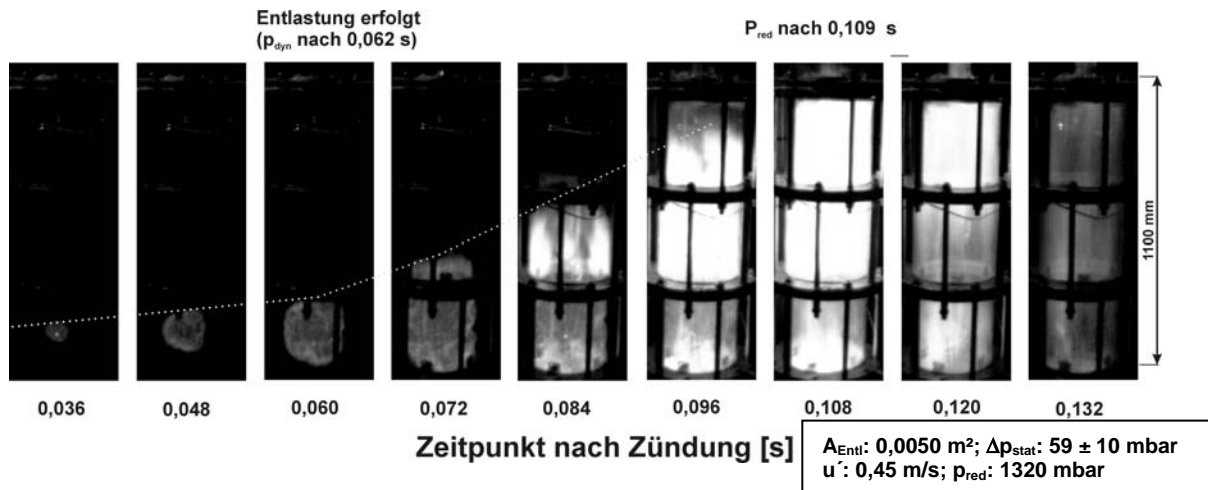
Mit dem Beginn der Druckentlastung erhöhte sich die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit deutlich. So erreichte die Flamme den oberen Rand des Gefäßes bereits nach ca. 108 ms und

der reduzierte Explosionsüberdruck stellte sich nach 109 ms ein. Die anfänglich turbulente Flamme benötigte demnach von der Zündung bis zum höchsten Druck nur ca. 65 % der Zeit, den die anfänglich laminare Flamme benötigte. Des Weiteren betrug die Zeit zwischen Entlastungsbeginn und höchstem Druck sogar nur 60 % der entsprechenden Zeit der Flamme ohne Anfangsturbulenz. Folglich stellte sich für das anfänglich turbulente Gemisch mit einem Wert von 1320 mbar ein ca. 600 mbar höherer reduzierter Explosionsdruck ein, als bei Versuchen ohne Anfangsturbulenz.

In Teil b) ist die Flammenausbreitung für zwei Versuche mit Berstfolien aus Aluminium (AF1) und einem statischen Ansprechüberdruck von ca. 225 mbar dargestellt. Bei beiden Versuchen breitete sich die Flamme wie schon in Teil a) bis zum Entlastungsbeginn mit konstanter Geschwindigkeit aus. Bis zu diesem Zeitpunkt war die Ausdehnung der Flammen im Vergleich zu a) allerdings schon deutlich größer.

Beim Versuch ohne Anfangsturbulenz wurde die Entlastungsöffnung nach 116 ms freigegeben. Nach dem Entlastungsbeginn erhöhte sich die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit deutlich. Die Flamme blieb aber zunächst noch laminar. Im Folgenden bildeten sich aber im Nachlauf der (inaktiven) Ventilatoren Wirbel. Der obere Rand des Explosionsgefäßes wurde von der Flamme nach ca. 148 ms erreicht, der reduzierte Explosionsüberdruck von 1730 mbar stellte sich nach 149 ms ein.





b)

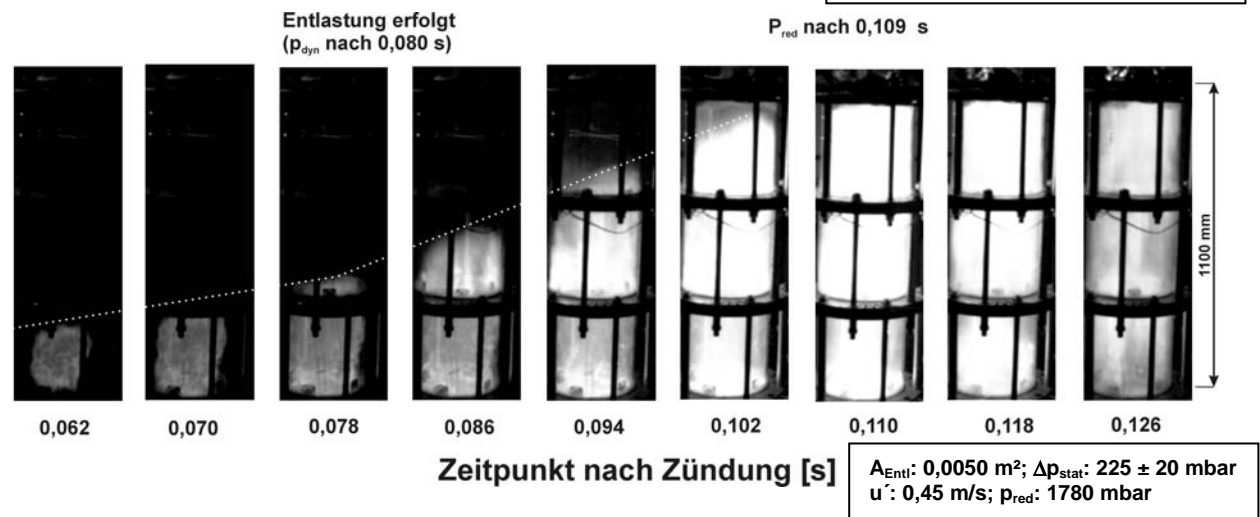
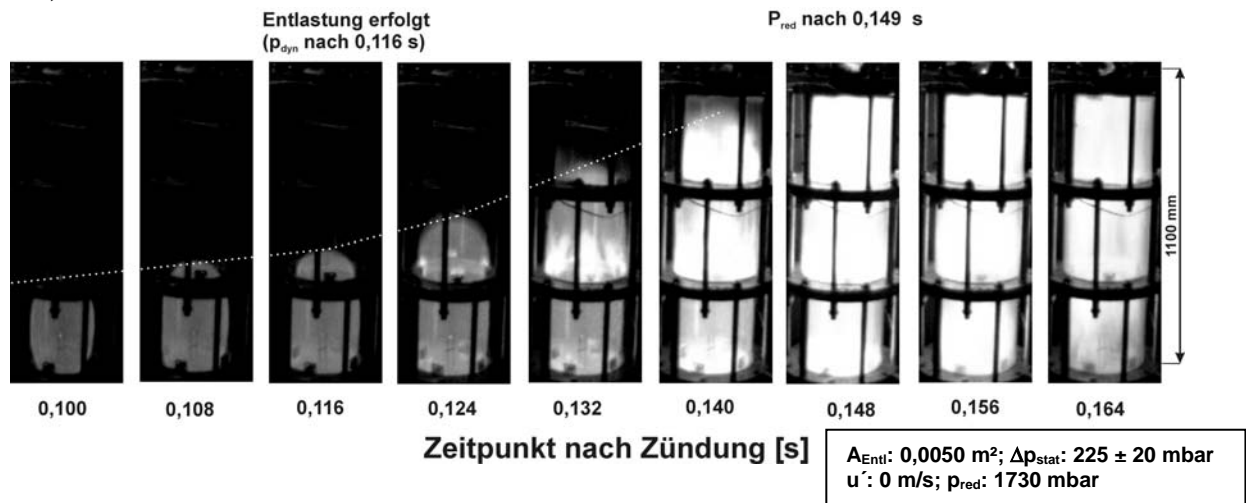


Abb. 5.2.9: Flammenausbreitung während Explosionen mit einem Propan-Luft-Stickstoff-Gemisch in einem Behälter mit einem Volumen von 100 l für verschiedene Anfangsturbulenzen, dynamische Ansprechdrücke und Entlastungsquerschnitte

Bei dem Versuch mit einer Turbulenzintensität von 0,45 m/s wies die Flamme schon in einem frühen Stadium Auffaltungen auf. Die Entlastungsöffnung wurde nach 80 ms freigegeben und damit im Vergleich zum Versuch ohne Anfangsturbulenz 36 ms früher. Durch den Entlas-

tungsvorgang vergrößerte sich die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit deutlich. So erreichte die Flamme bereits ca. 102 ms nach der Zündung den oberen Rand des Gefäßes und nach 109 ms stellte sich ein reduzierter Explosionsüberdruck von 1780 mbar ein. Die anfänglich turbulente Flamme benötigte demnach von der Zündung bis zum höchsten Druck nur ca. 75 % der Zeit, den die Flamme ohne Anfangsturbulenz benötigte. Dagegen benötigte sie vom Entlastungsbeginn bis zum höchsten Druck ca. 90 % der Zeit, den die anfänglich laminare Flamme benötigte. Demnach schien die Anfangsturbulenz bei den dargestellten Versuchen mit Berstfolien aus Aluminium nur einen geringen Einfluss auf die Flammenausbreitung nach Entlastungsbeginn zu haben. Entsprechend konnte auch nur ein geringer Einfluss der Anfangsturbulenz auf den reduzierten Explosionsdruck und den zeitlichen Druckanstieg festgestellt werden. Die in Abb. 5.2.9 dargestellten Sequenzen eignen sich somit sehr gut, um die in den Abb. 5.2.2 - 5.2.8 dargestellten Abhängigkeiten des reduzierten Explosionsdruckes bzw. des zeitlichen Druckanstieges von der Anfangsturbulenz zu beschreiben.

Abb. 5.2.10 zeigt quantitativ die Ausbreitung der Flamme in Richtung der Entlastungsöffnung für die Versuche aus Abb. 5.2.9. Hierzu wurde jeweils der vertikale Abstand zwischen dem höchsten Punkt der Flamme und dem Zündort in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. In jeder der Kurven ist der Entlastungsbeginn optisch hervorgehoben.

Aus der Steigung der Kurven der beiden Versuche mit vergleichsweise niedrigem Ansprechüberdruck ist zu erkennen, dass die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit bei dem Versuch mit Anfangsturbulenz sowohl vor als auch nach Entlastungsbeginn merklich größer ist, als bei dem ohne. Bei den beiden Versuchen mit vergleichsweise hohem Ansprechdruck wurde beim Versuch mit Anfangsturbulenz in der noch geschlossenen Apparatur ebenfalls eine größere Flammenausbreitungsgeschwindigkeit festgestellt. Allerdings war nach Entlastungsbeginn kein Unterschied mehr zu erkennen.

Die bisherigen Ergebnisse zeigen, dass die Anfangsturbulenz immer dann einen signifikanten Einfluss auf den reduzierten Explosionsüberdruck und den Druckanstieg hatte, wenn sie im Vergleich zum ruhenden Gemisch eine schnellere Flammenausbreitung nach Entlastungsbeginn bewirkte. Durch den hierdurch schnelleren Explosionsablauf nach Entlastungsbeginn vergrößerte sich der zeitliche Druckanstieg und der reduzierte Explosionsüberdruck stellte sich im Vergleich zu einem Versuch ohne Anfangsturbulenz früher ein. Folglich wurde bis zum Druckmaximum eine geringere Stoffmenge aus der Apparatur ausgetragen und der reduzierte Explosionsüberdruck war größer.

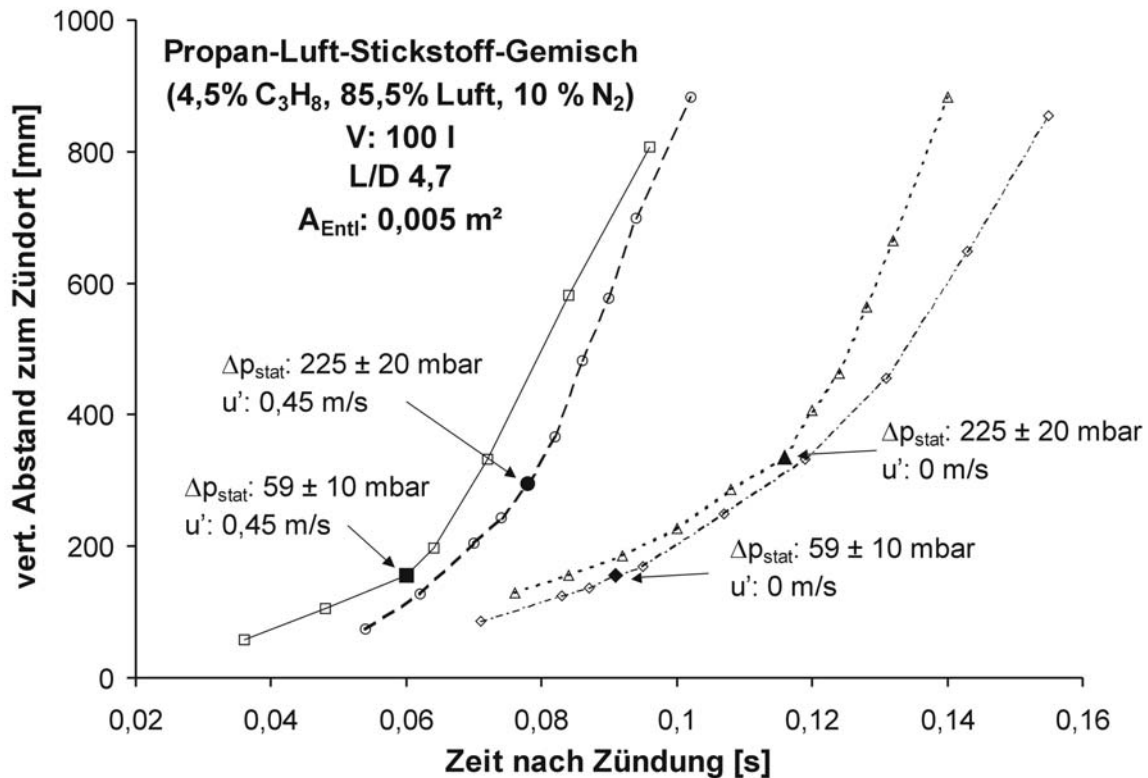


Abb. 5.2.10: Ausbreitung der Flamme oberhalb des Zündortes in Abhängigkeit von der Zeit für Versuche mit vergleichsweise hohem und niedrigen statischen Ansprechdrücken und Turbulenzintensitäten von 0 und 0,45 m/s. Die Entlastungszeitpunkte sind optisch hervorgehoben.

Im Folgenden soll nun geklärt werden, wann die Anfangsturbulenz einen Einfluss auf die Flammenausbreitung hatte. Hierzu wurde der Strömungsgeschwindigkeits-Zeit-Verlauf des unverbrannten Gases in Abhängigkeit von Entlastungsquerschnitt, Ansprechdruck und Anfangsturbulenz untersucht, da die Ausbreitung der Flamme in Entlastungsrichtung sehr stark durch den Entlastungsvorgang beeinflusst wird, vgl. Kap 5.1.

In Abb. 5.2.11 ist für vier Versuche die axiale Strömungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt. Hierbei handelt es sich um zwei Versuche mit Turbulenzintensitäten von 0 und zwei mit 0,45 m/s. Jeweils einer der Versuche wurde mit einer Berstfolie mit einem vergleichsweise geringeren statischen Ansprechüberdruck von 37 ± 5 mbar durchgeführt und der andere mit einem vergleichsweise hohen von 275 ± 30 mbar. Der Entlastungsquerschnitt betrug $0,113 \text{ m}^2$. Als Messpunkt für die Strömungsmessung wurde eine Position in der Zylinderachse 110 mm unterhalb der Entlastungsöffnung gewählt. Die Zeitpunkte zu denen sich der reduzierte Explosionsüberdruck einstellte, sind durch senkrechte Pfeile gekennzeichnet.

Bei allen dargestellten Kurven wurde, wie in Kap. 5.1.1 beschrieben, mit dem Beginn der Druckentlastung eine deutliche Zunahme der Strömungsgeschwindigkeit festgestellt. Die

Werte stiegen mindestens bis zu dem Zeitpunkt an, zu dem sich der reduzierte Explosionsdruck eingestellt hatte. Die einzelnen Verläufe unterscheiden sich jedoch abhängig von Ansprechüberdruck und Anfangsturbulenz beträchtlich.

Für den Versuch ohne Anfangsturbulenz und mit vergleichsweise niedrigem Ansprechüberdruck stellte sich innerhalb von 5 ms nach Beginn der Druckentlastung eine Entlastungsströmung mit einer Geschwindigkeit von ca. 5 m/s ein. In der Folge blieben die Werte für ca. 20 ms konstant und stiegen anschließend progressiv und synchron zum Druck, vgl. Abb. 5.2.6, bis auf ca. 53 m/s an. Bei dem Versuch mit gleichem Ansprechüberdruck aber einer Turbulenzintensität von 0,45 m/s stellte sich ebenfalls zunächst eine Entlastungsströmung in der gleichen Größenordnung ein (Geschwindigkeit von 5-8 m/s). Im Folgenden blieb die Geschwindigkeit aber nicht konstant, sondern nahm weiter zu. Im Vergleich zum Versuch ohne Anfangsturbulenz war demzufolge der Zeitraum zwischen Entlastungsbeginn und Geschwindigkeitsmaximum deutlich kürzer. Da sich beim Versuch mit Anfangsturbulenz auch ein höherer reduzierter Explosionsdruck einstellte, war die Geschwindigkeit zu diesem Zeitpunkt geringfügig größer und betrug ca. 57 m/s. Im Folgenden stieg die Geschwindigkeit noch bis auf ca. 65 m/s und fiel dann erst ab.

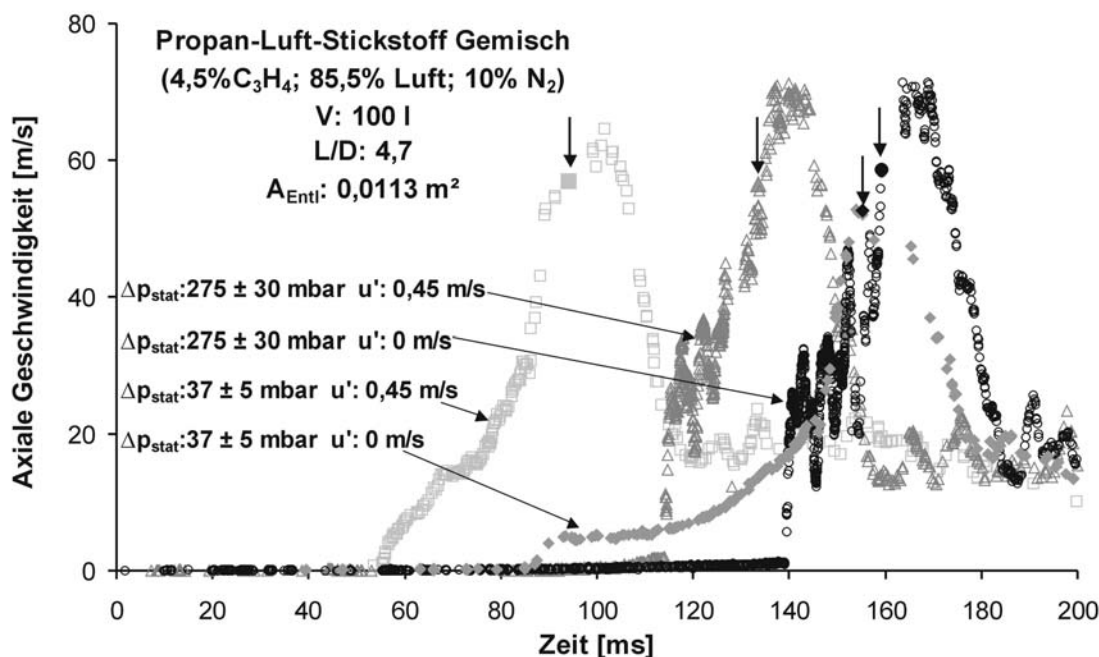


Abb. 5.2.11: Axiale Strömungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Zeit für unterschiedliche statische Ansprechüberdrücke und Anfangsturbulenzen; Pfeile verdeutlichen Zeitpunkte, zu denen sich die reduzierten Explosionsüberdrücke einstellten

In den beiden Versuchen mit vergleichsweise hohen Ansprechdrücken stieg die Geschwindigkeit mit dem Entlastungsbeginn sprunghaft bis auf ca. 25 m/s und war damit im Vergleich

zu den Versuchen mit niedrigem Ansprechüberdruck deutlich größer. Außerdem war auch eine starke Streuung der Messwerte zu erkennen, was entsprechend der Definition der turbulenten Geschwindigkeit nach dem Verfahren der Reynolds Zerlegung einer hohen turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit und damit einer hohen Turbulenzintensität entspricht. Im Folgenden stiegen beide Geschwindigkeitskurven mit näherungsweise gleicher Steigung bis auf ca. 70 m/s an. Die Geschwindigkeit zu der Zeit, als sich der reduzierte Explosionsdruck einstellte, betrug bei beiden Versuchen ca. 58 m/s und der Zeitraum zwischen Entlastungsbeginn und Druckmaximum war ungefähr gleich. Demnach bestätigt sich die Vermutung, dass bei Versuchen mit vergleichsweise hohem Ansprechüberdruck die entlastungsinduzierte Turbulenz so groß wird, dass der Anteil der Anfangsturbulenz an der gesamten Turbulenz fast vernachlässigbar wird. Infolgedessen hat die Anfangsturbulenz auch so gut wie keinen Einfluss mehr auf den Explosionsverlauf nach Entlastungsbeginn.

Es konnte gezeigt werden, dass bei Versuchen mit vergleichsweise niedrigem Ansprechdruck die Explosionen mit zunehmender Anfangsturbulenz schneller abliefen. Demzufolge stieg der Druck in der Apparatur im Vergleich zu einem Versuch mit geringerer Turbulenz schneller an. Außerdem stellte sich der reduzierte Explosionsüberdruck sowohl bezogen auf den Zündzeitpunkt als auch auf den Entlastungsbeginn früher ein. Infolge dessen wurde mit zunehmender Anfangsturbulenz eine geringere Stoffmenge ausgetragen und es stellte sich ein höherer reduzierter Explosionsdruck ein. Durch den schnelleren Anstieg des Druckes stellte sich allerdings nach Entlastungsbeginn mit zunehmender Anfangsturbulenz im Behälterinneren auch eine größere Strömungsgeschwindigkeit ein, vgl. Abb. 5.2.11, die wiederum einen größeren Stoffaustrag zur Folge haben dürfte. Es wird daher davon ausgegangen, dass hierdurch der vorgenannte Einfluss des schnelleren Explosionsablaufes auf den reduzierten Explosionsüberdruck und damit der Einfluss der Anfangsturbulenz geringfügig abgeschwächt wurde.

Bisher konnte noch nicht geklärt werden, warum sich die reduzierten Explosionsüberdrücke zwischen den Versuchen ohne Anfangsturbulenz und einer Turbulenzintensität von 0,45 m/s, wie in Abb. 5.2.2 für einen Ansprechüberdruck von 55 ± 25 mbar gezeigt, bei einem dimensionslosen Entlastungsparameter von 0,093 nur um ca. 150 mbar und bei einem Entlastungsparameter von 0,018 um ca. 750 mbar unterschieden.

Hierzu sind in Abb. 5.2.12 die Geschwindigkeits-Zeit-Kurven von Versuchen mit Turbulenzintensitäten von 0 und 0,45 m/s für im Vergleich zu Abb. 5.2.11 kleinere Entlastungsquerschnitte von 0,0079 und 0,0038 m² aufgetragen. Bei beiden Querschnitten stellte sich der reduzierte Explosionsüberdruck wie zuvor beim Versuch mit Anfangsturbulenz früher ein und

auch der Zeitraum zwischen Entlastungsbeginn und Druckmaximum war geringer als beim Versuch ohne Anfangsturbulenz. Allerdings unterscheiden sich die Kurvenverläufe, insbesondere für einen Entlastungsquerschnitt von $0,0038 \text{ m}^2$, wesentlich von den Kurven mit einem vergleichbaren Ansprechüberdruck aus Abb. 5.2.11. Bereits bei dem größeren Entlastungsquerschnitt von $0,0079 \text{ m}^2$ stieg die Geschwindigkeit zwischen Entlastungsbeginn und Druckmaximum nicht mehr monoton an, sondern verringerte sich unmittelbar vor dem Druckmaximum geringfügig. Dieser Abfall der Strömungsgeschwindigkeit war bei den Versuchen mit kleinerem Entlastungsquerschnitt, insbesondere für den Versuch mit Anfangsturbulenz, deutlich größer und begann bezogen auf den Entlastungsbeginn auch frühzeitiger. Hierdurch war die Strömungsgeschwindigkeit bei dem Versuch mit Anfangsturbulenz im Vergleich zu dem ohne vom Beginn des Abfalls an bis zum Zeitpunkt des Druckmaximums durchweg niedriger. Folglich dürfte der Stoffaustrag innerhalb dieses Zeitraums für den Versuch mit Anfangsturbulenz geringer sein, als für den ohne Anfangsturbulenz. Es wird daher davon ausgegangen, dass der Turbulenzeinfluss bei diesem vergleichsweise kleinen Entlastungsquerschnitt nicht durch einen größeren Stoffaustrag verringert wurde. Folglich unterschieden sich die reduzierten Explosionsüberdrücke zwischen Versuchen mit und ohne Anfangsturbulenz stärker, als bei vergleichsweise großen Entlastungsquerschnitten.

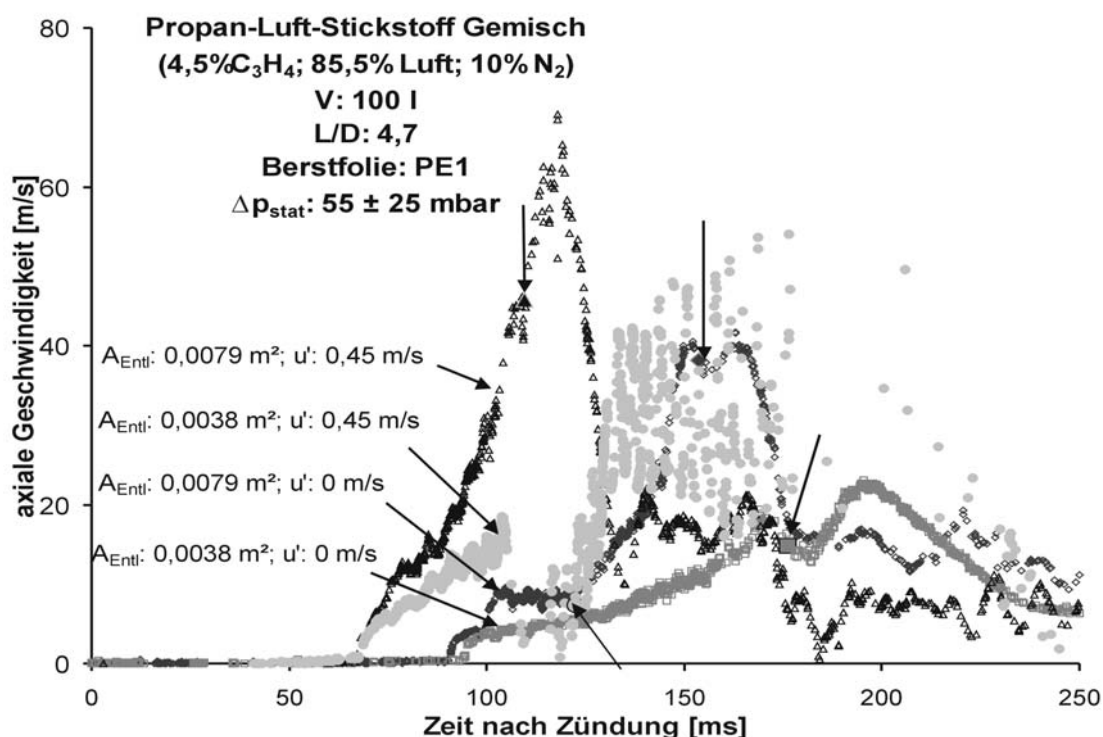


Abb. 5.2.12: Axiale Strömungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Zeit für unterschiedliche Entlastungsquerschnitte; Pfeile verdeutlichen die Zeitpunkte, zu denen sich die reduzierten Explosionsüberdrücke einstellten

Die Ergebnisse zeigen, dass bei druckentlasteten Explosionen mit Anfangsturbulenz zum Teil deutlich höhere reduzierte Explosionsdrücke einstellten, als bei solchen ohne Anfangsturbulenz. Dies war immer dann der Fall, wenn der Ansprechdruck der Entlastungseinrichtung und die durch den Entlastungsvorgang erzeugte Strömungsgeschwindigkeit unmittelbar nach Entlastungsbeginn gering waren. Hierbei waren besonders Fälle mit kleinen Verhältnissen aus Entlastungs- zu Apparaturquerschnitt zu beachten, bei denen sich die Strömungsgeschwindigkeit im Behälterinneren während der Druckentlastung und damit vermutlich auch der ausgetragene Volumenstrom nur geringfügig erhöhten. Es konnte allerdings nicht nachgewiesen werden, warum sich die Geschwindigkeit nicht weiter erhöhte. Möglich Ursachen dürften, eine kritische Strömungsgeschwindigkeit im Entlastungsquerschnitt sowie eine Sekundärexplosion im Außenraum oder eventuell eine vergleichsweise heftige Verbrennungsreaktion im Entlastungsquerschnitt sein.

5.2.2 Einfluss der Anfangsturbulenz bei Explosionen mit Maisstärke-Luft-Gemischen

Es ist bekannt, dass bei brennbaren Stäuben die beim Wirksamwerden der Zündquelle vorliegende Turbulenz einen entscheidenden Einfluss auf die sicherheitstechnischen Kenngrößen maximaler Explosionsdruck und maximaler zeitlicher Druckerhöhung hat. [36-37]. Ein Maß für die zum Zündzeitpunkt vorliegende Turbulenz bei den zur Bestimmung der entsprechenden Kenngrößen durchzuführenden Tests ist die so genannte Zündverzögerungszeit. Hierunter versteht man das Zeitintervall zwischen dem Beginn der Staubaufwirbelung und der Aktivierung der Zündquelle.

Der Grund für diesen Einfluss der Zündverzögerungszeit liegt in der Zeitabhängigkeit der Erzeugung des Staub-Luft-Gemisches. Geschieht dies z.B. durch Überlagerung mehrerer turbulenter Freistrahlen, wie beispielsweise im 1 m³ Standardexplosionsgefäß [36], so ändert sich die Verteilung der Staubpartikel in der Strömung mit dem Abklingen der Turbulenz nach dem Einströmvorgang. Demzufolge wurden in diesbezüglichen Untersuchungen [25, 60-61] unterschiedliche Druck-Zeit-Verläufe für unterschiedliche Zündverzögerungszeiten gemessen.

In diesem Kapitel sollen nun die Ergebnisse zur Rolle der durch die Ventilatoren in der Apparatur erzeugten, zum Zündzeitpunkt vorliegenden Anfangsturbulenz auf den zeitlichen Ablauf von druckentlasteten Staubexplosionen dargestellt werden. Hierzu wurden Untersuchungen bei Zeitintervallen zwischen dem Ende des Staub-Einblasevorganges bis zur Aktivierung der Zündquelle von 2,5 und 0,75 s durchgeführt. Dieser Zeitraum wird im Folgenden als Zündverzögerungszeit bezeichnet und entspricht somit nicht der oben genann-

ten Definition. Dies ist durch die unterschiedlichen Verfahren zur Erzeugung der Staub-Luft-Gemische bedingt.

5.2.2.1 Zündverzögerungszeit 2,5s

Abbildung 5.2.13 zeigt den zeitlichen Verlauf des Druckes für druckentlastete Explosionen mit einem Maisstärke-Luft-Gemisch bei Turbulenzintensitäten von 0,29, 0,33 und 0,45 m/s. Der Entlastungsquerschnitt betrug 0,0039 m² (Durchmesser 70 mm) und der statische Ansprechüberdruck war 72 ± 6 mbar. Die Zündung der Staubwolke erfolgte jeweils 2,5 s nach dem Schließen der Luftzufuhr. Diese Verzögerungszeit wurde so gewählt, dass die durch den Einblasevorgang des Staubes erzeugte Turbulenz bereits abgeklungen und nur noch eine durch die Ventilatoren erzeugte stationäre Turbulenz vorhanden war. Dies wurde durch entsprechende Messungen mit dem LDA nachgewiesen. Zum Zündzeitpunkt wurde eine Staubkonzentration von 82 ± 8 g/m³ ermittelt.

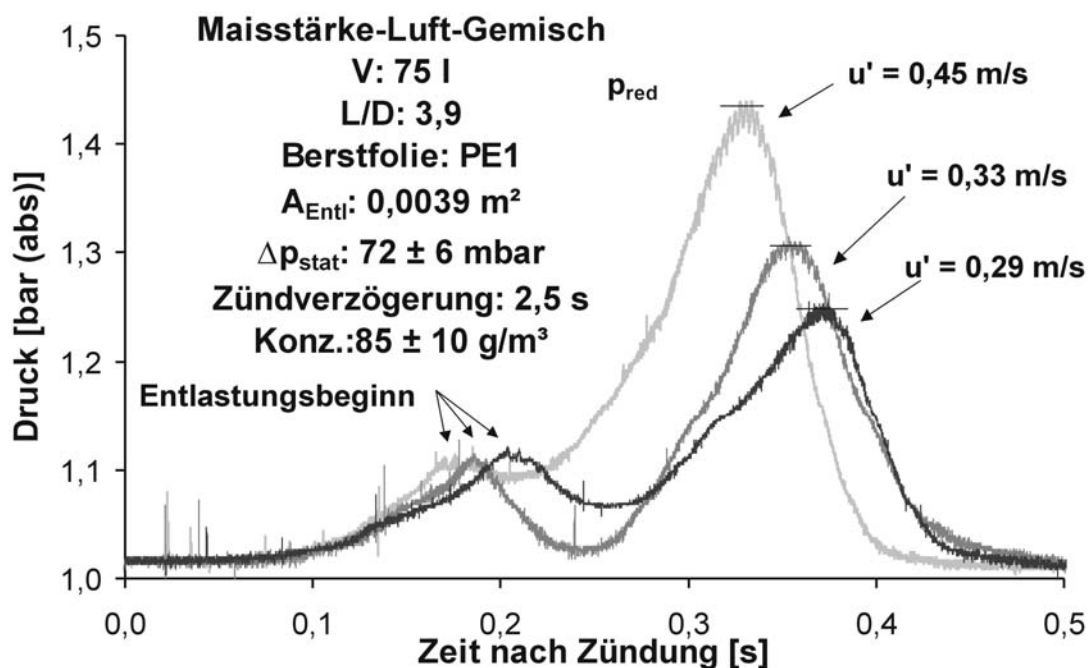


Abb. 5.2.13: zeitlicher Verlauf des Druckes während druckentlasteter Maisstärke-Luft Explosionen mit drei unterschiedlichen Anfangsturbulenzen

Es ist zu erkennen, dass der reduzierte Explosionsdruck p_{red} mit zunehmender Turbulenzintensität größer wurde. So führte z.B. eine Erhöhung der Turbulenzintensität von 0,29 auf 0,45 m/s zu einem um ca. 200 mbar höheren reduzierten Explosionsdruck. Bei allen Kurven fiel der Druck nach Beginn der Entlastung zwischenzeitlich ab und stieg anschließend wieder bis zum zweiten Druckmaximum an.

Aus Abb. 5.2.13 geht außerdem hervor, dass sich mit zunehmender Anfangsturbulenz auch der zeitliche Druckanstieg sowohl in der noch geschlossenen, als auch in der druckentlasteten Apparatur vergrößerte. Entsprechend begann die Druckentlastung zu einem früheren Zeitpunkt und auch der reduzierte Explosionsüberdruck stellte sich früher ein.

Eine Zunahme der Turbulenzintensität führt, wie aus Abb. 5.2.14 zu erkennen, außerdem zu einer Zunahme des maximalen zeitlichen Druckanstieges. Entlastungsquerschnitt, statischer Ansprechüberdruck der Berstfolien, Zündverzögerungszeit und Staubkonzentration entsprachen hierbei den Werten aus Abb. 5.2.13.

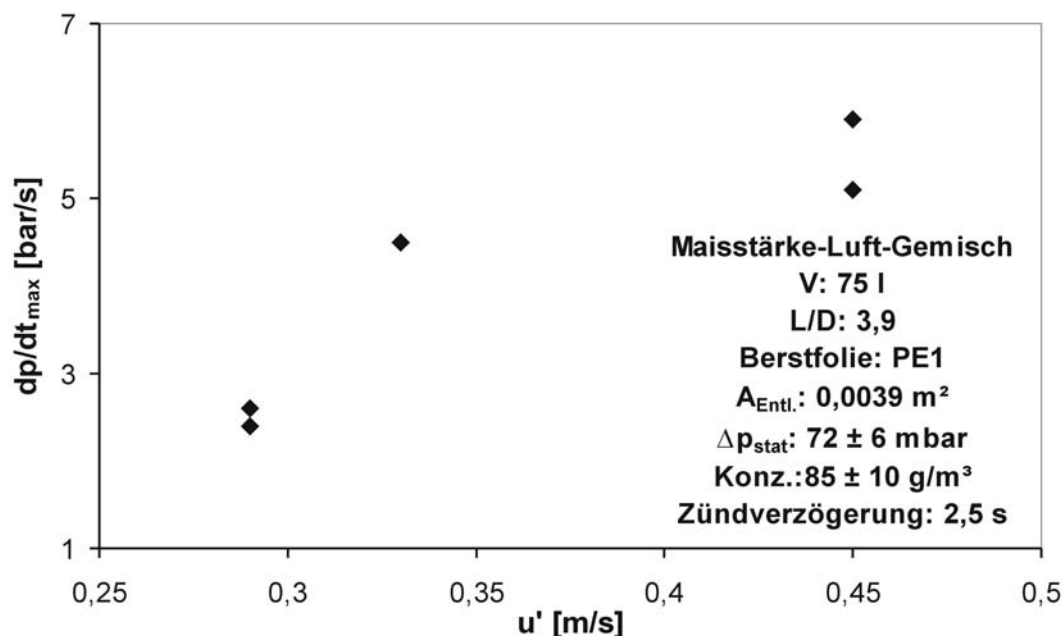


Abb. 5.2.14: Maximaler zeitlicher Druckanstieg in Abhängigkeit von der zum Zündzeitpunkt vorliegenden Turbulenzintensität

Abb. 5.2.15 zeigt die Ausbreitung der Flamme während druckentlasteter Maisstärke-Luft Explosionen mit Turbulenzintensitäten u' von 0,29 (Teil a) und 0,45 m/s (Teil b). Für diese Versuche wurden die Druck-Zeit-Verläufe in Abb. 5.2.13 dargestellt.

Bei beiden Turbulenzintensitäten hatten die Flammen bereits in einem frühen Stadium keine glatte Flammenoberfläche mehr. In Teil a) der Abbildung Abb. 5.2.15 sind hierzu deutliche, durch die Anfangsturbulenz verursachte Auffaltungen zu erkennen. Die Ausbreitung der Flamme erfolgte bis zum Erreichen der Wand des Explosionsgefäßes aber noch näherungsweise kugelförmig. Anschließend breitete sich die Flamme mit konstanter Geschwindigkeit in Richtung der Längsachse des Explosionsgefäßes aus. Die Freigabe der Entlastungsöffnung erfolgte, wenn die Flamme etwa ein Drittel des Weges zwischen Zündort und oberem Rand des Gefäßes zurückgelegt hatte. Für $u' = 0,29$ m/s begann die Druckentlastung nach 0,204 s,

für $u' = 0,45$ m/s dagegen schon nach 0,17 s. Entsprechend betrug die aus der Steigung der Hilfsgeraden ermittelte Flammengeschwindigkeit für den Versuch mit $u' = 0,45$ m/s ca. 2,5 m/s, während für den Versuch mit $u' = 0,29$ m/s ein deutlich niedriger Wert von 1,5 m/s berechnet wurde.

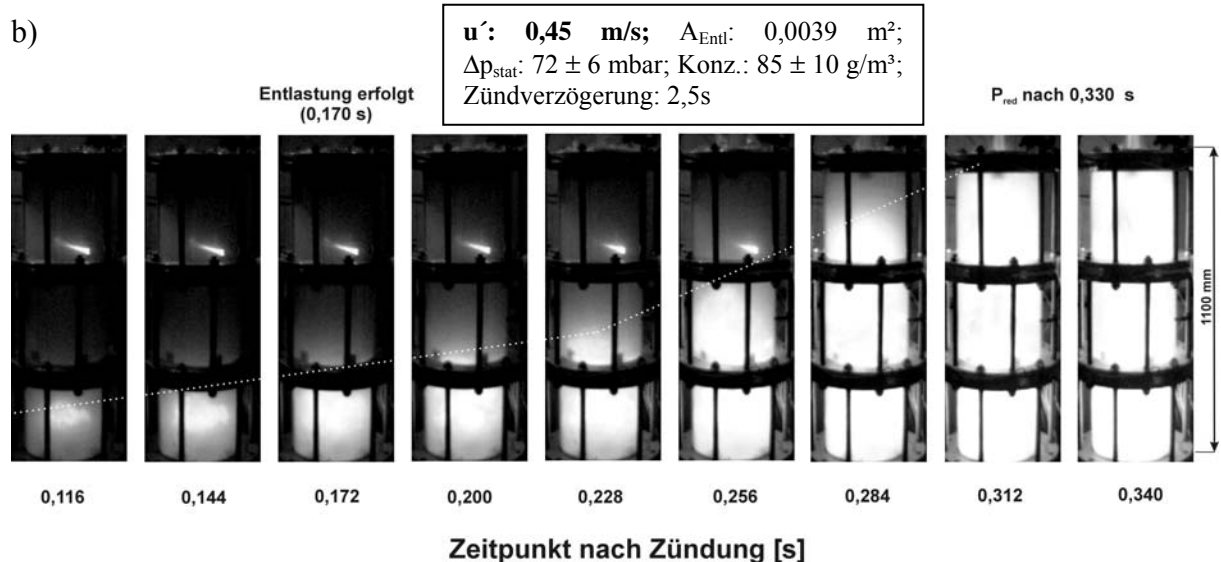
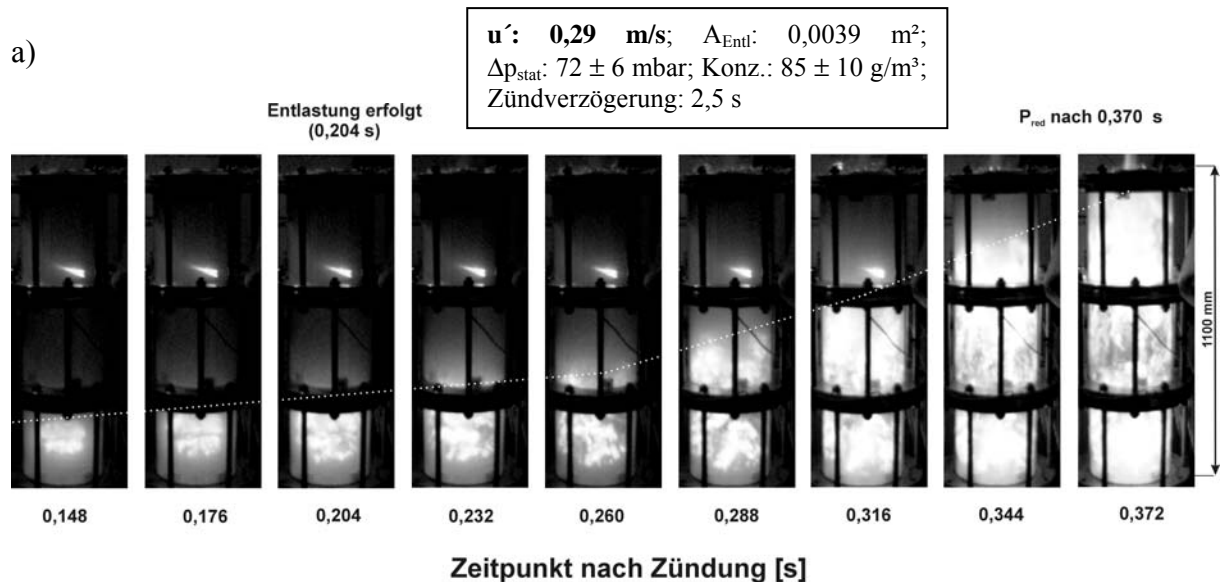


Abb. 5.2.15: Flammenausbreitung während druckentlasteter Explosionen von Maisstärke-Luft-Gemischen in einem Explosionsgefäß mit einem Volumen von 75 l

Nach Entlastungsbeginn breitete sich die Flamme für beide Anfangsturbulenzen mit der gleichen Geschwindigkeit wie zuvor weiter aus. Erst ungefähr zu dem Zeitpunkt, zu dem in Abb. 5.2.13 der Druck nach zwischenzeitlichem Abfall wieder anstieg, war eine deutliche Erhöhung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme zu erkennen. Dies ist in Abb. 5.2.15

an der größeren Steigung der eingezeichneten Hilfsgeraden zu erkennen. So wurde für $u' = 0,45 \text{ m/s}$ eine Flammenausbreitungsgeschwindigkeit von $7,6 \text{ m/s}$ und für $u' = 0,29 \text{ m/s}$ ein Wert von $5,9 \text{ m/s}$ ermittelt.

Die Flamme erreichte für $u' = 0,29 \text{ m/s}$ das obere Ende des Explosionsgefäßes nach einer Zeit vom ca. $0,372 \text{ s}$ nach der Zündung. Für $u' = 0,45 \text{ m/s}$ erreichte die Flamme bedingt durch die schnellere Ausbreitung das obere Ende schon nach einer Zeit von ca. $0,312 \text{ s}$ nach der Zündung.

Der reduzierte Explosionsdruck stellte sich jeweils ein, wenn die Flamme das gesamte Explosionsgefäß ausgefüllt hatte.

Bei Versuchen ohne Anfangsturbulenz war bei einer Zündverzögerungszeit von $2,5 \text{ s}$ bereits ein Teil des aufgewirbelten Staubes sedimentiert. Eine Vergleichbarkeit zu den Versuchen mit Anfangsturbulenz war wegen der hierdurch geringeren und zusätzlich deutlich inhomogeneren Staubkonzentration daher nicht mehr gegeben.

5.2.2.2 Zündverzögerungszeit 0,75 s

In Abb. 5.2.16 ist der zeitliche Verlauf des Druckes für einen Entlastungsquerschnitt von $0,0039 \text{ m}^2$ (Durchmesser 70 mm) bei Turbulenzintensitäten von $0,29$, $0,33$ und $0,45 \text{ m/s}$ dargestellt. Der statische Ansprechüberdruck der Berstfolien betrug $72 \pm 6 \text{ mbar}$. Zum Zündzeitpunkt wurde in der Apparatur eine Staubkonzentration von $70 \pm 10 \text{ g/m}^3$ ermittelt.

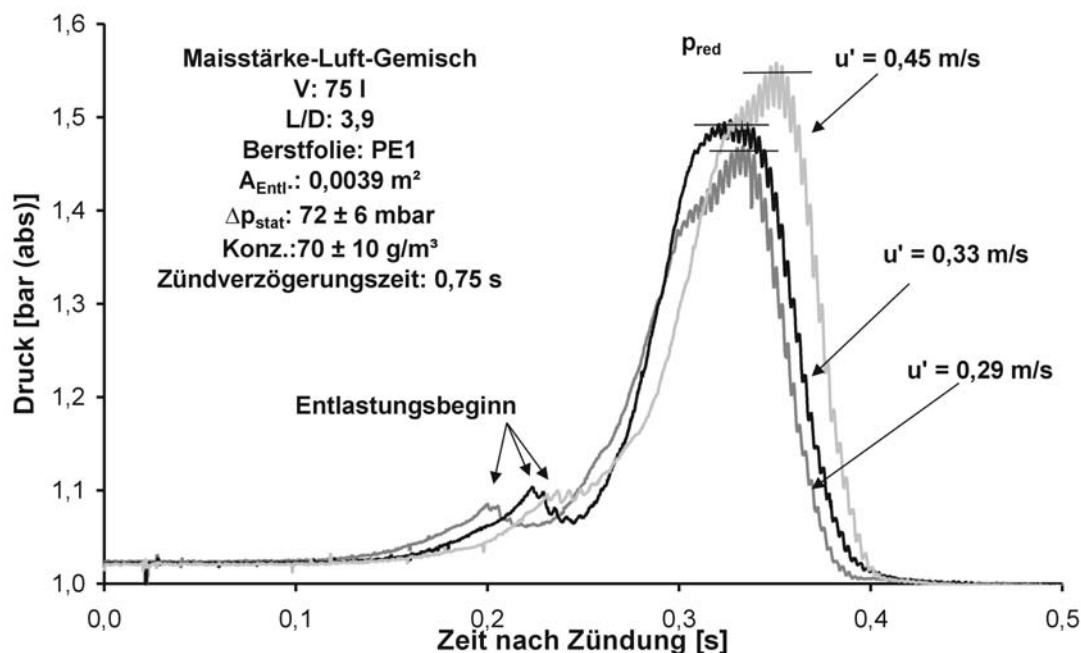


Abb. 5.2.16: zeitlicher Verlauf des Druckes während einer druckentlasteten Staubexplosion für drei unterschiedliche Anfangsturbulenzen

Die Kurven zeigen, dass sich mit zunehmender Anfangsturbulenz wiederum höhere reduzierte Explosionsdrücke einstellen. So differierten die entsprechenden Werte für Turbulenzintensitäten von 0,29 und 0,45 m/s um ca. 100 mbar. Die Differenz war damit allerdings im Vergleich zu dem in Abb. 5.2.13 dargestellten Fall mit einer Zündverzögerungszeit von 2,5 s nur halb so groß. Auffallend war, dass trotz Erhöhung der Anfangsturbulenz kein schnellerer Explosionsablauf beobachtet werden konnte. Sowohl der Entlastungsbeginn, als auch der reduzierte Explosionsdruck stellten sich mit zunehmender Anfangsturbulenz zu späteren Zeiten ein.

In Vergleich zur Verzögerungszeit von 2,5 s (Abb. 5.2.13) ergaben sich für eine Verzögerungszeit von 0,75 s (Abb. 5.2.16) für alle Turbulenzintensitäten trotz geringfügig niedrigerer Staubkonzentrationen höhere reduzierte Explosionsdrücke. Hierbei überstieg der Wert für eine Turbulenzintensität von 0,29 m/s sogar den Wert für 0,45 m/s aus Abb. 5.2.13. Hieraus ergibt sich, dass bei den Versuchen mit einer Zündverzögerungszeit von 0,75 s zum Zündzeitpunkt eine Turbulenzintensität größer 0,45 m/s vorgelegen haben muss. Es lässt sich daher vermuten, dass bei diesen Versuchen die durch das Aufwirbeln des Staubes erzeugte Turbulenz bis zur Zündung noch nicht vollständig abgeklungen war und die durch die Bewegung der Ventilatoren erzeugte Turbulenz überlagerte. Hierdurch scheinen auch die unterschiedlichen Ventilatorendrehzahlen im Vergleich zu Versuchen mit einer Zündverzögerungszeit von 2,5 s einen geringeren Einfluss auf die zum Zündzeitpunkt vorliegende Anfangsturbulenz zu haben. Dies würde auch die im Vergleich zu den Kurven aus Abb. 5.2.13 geringeren Differenzen im reduzierten Explosionsdruck erklären.

Auch für den maximalen zeitlichen Druckanstieg ergaben sich bei einer Zündverzögerungszeit von 0,75 s im Vergleich zu einer Zündverzögerungszeit von 2,5 s höhere Werte (vgl. Abb. A7.1 in Anhang 7 und Abb. 5.2.14). So betrug für eine Zündverzögerungszeit von 2,5 s der maximale zeitliche Druckanstieg während der Druckentlastung bei einer nur durch die Ventilatoren erzeugten Turbulenzintensität von 0,45 m/s $5,5 \pm 0,5$ bar/s, während für eine Verzögerungszeit von 0,75 s schon bei einer durch die Ventilatoren erzeugten Intensitäten von 0,29 m/s bei Überlagerung mit der durch den Staubeintrag erzeugten Turbulenz ein Wert von ca. 7 bar/s erreicht wurde.

Bei Entlastungsquerschnitten von 0,0064 und 0,002 m² konnte für eine Zündverzögerungszeit von 0,75 s kein Einfluss der Ventilatorendrehzahl auf den reduzierten Explosionsdruck und den maximalen zeitlichen Druckanstieg festgestellt werden. Entsprechende Auftragungen sind in im Anhang 7 als Abbildungen A7.2 bis A7.5 dargestellt.

5.2.3 Einfluss des Zündortes

Mit dem bereits beschriebenen Propan-Luft-Stickstoff-Gemisch wurden zusätzlich zu den Versuchen zum Einfluss der Anfangsturbulenz noch weitere zum Einfluss des Zündortes auf den Druckverlauf und die Flammenausbreitung durchgeführt. Die Zündung erfolgte hierzu in einem Abstand von 220 mm zum Behälterboden und die Entlastungsquerschnitte waren 0,0113 und 0,005 m² (Durchmesser 120 und 80 mm), wobei für jeden Querschnitt Untersuchungen mit einer Berstfolie mit vergleichsweise niedrigem und einer mit vergleichsweise hohem Ansprechüberdruck durchgeführt wurden. Alle Versuche erfolgten ohne Anfangsturbulenz.

In Tabelle 5.2.1 sind die bei diesen Versuchen ermittelten, über mehreren Wiederholungsmessungen gemittelten reduzierten Explosionsüberdrücke denen für einen Zündort mit einem Abstand zum Behälterboden von 500 mm gegenübergestellt.

Es ist zu erkennen, dass sich unabhängig vom Entlastungsquerschnitt für einen Zündort von 220 mm um ca. 300-450 mbar höhere reduzierte Explosionsüberdrücke einstellen.

Tabelle 5.2.1: Einfluss des Zündortes auf den reduzierten Explosionsüberdruck.

A_{Entl} [m ²]	Zündort 220 mm über Boden		Zündort 500 mm über Boden	
	Δp_{stat} [bar]	Δp_{red} [bar]	Δp_{stat} [bar]	Δp_{red} [bar]
0,0113	37 ± 5	600	37 ± 5	280
	150 ± 15	1230	150 ± 15	850
0,0050	59 ± 10	1250	59 ± 10	820
	225 ± 20	2020	225 ± 20	1715

Neben dem reduzierten Explosionsüberdruck beeinflusst der Zündort, wie aus Abb. 5.2.17 zu erkennen, auch den zeitlichen Druckanstieg nach Entlastungsbeginn. Abbildung 5.2.17 zeigt die zeitlichen Druckverläufe für die in Tabelle 5.2.1 dargestellten Versuche mit einem Entlastungsquerschnitt von 0,0113 m².

Aus dem Verlauf der Kurven der beiden Versuche mit einem vergleichsweise niedrigem statischen Ansprechüberdruck von ca. 37 mbar ist zu erkennen, dass bei einer Zündung in einem Abstand von 220 mm zum Behälterboden der Druck nach Entlastungsbeginn im Vergleich zu einem Zündort in einem Abstand von 500 mm wesentlich schneller ansteigt. Dagegen konnte bei einem statischen Ansprechüberdruck von ca. 150 mbar für einen Zündort von 220 mm über dem Behälterboden nur noch ein geringfügig schnellerer Druckanstieg festgestellt werden. Für die Versuche mit einem Entlastungsquerschnitt von 0,005 m² war

kein Einfluss des Zündortes auf den Druckanstieg nach Entlastungsbeginn zu erkennen, vgl. Anhang 8.

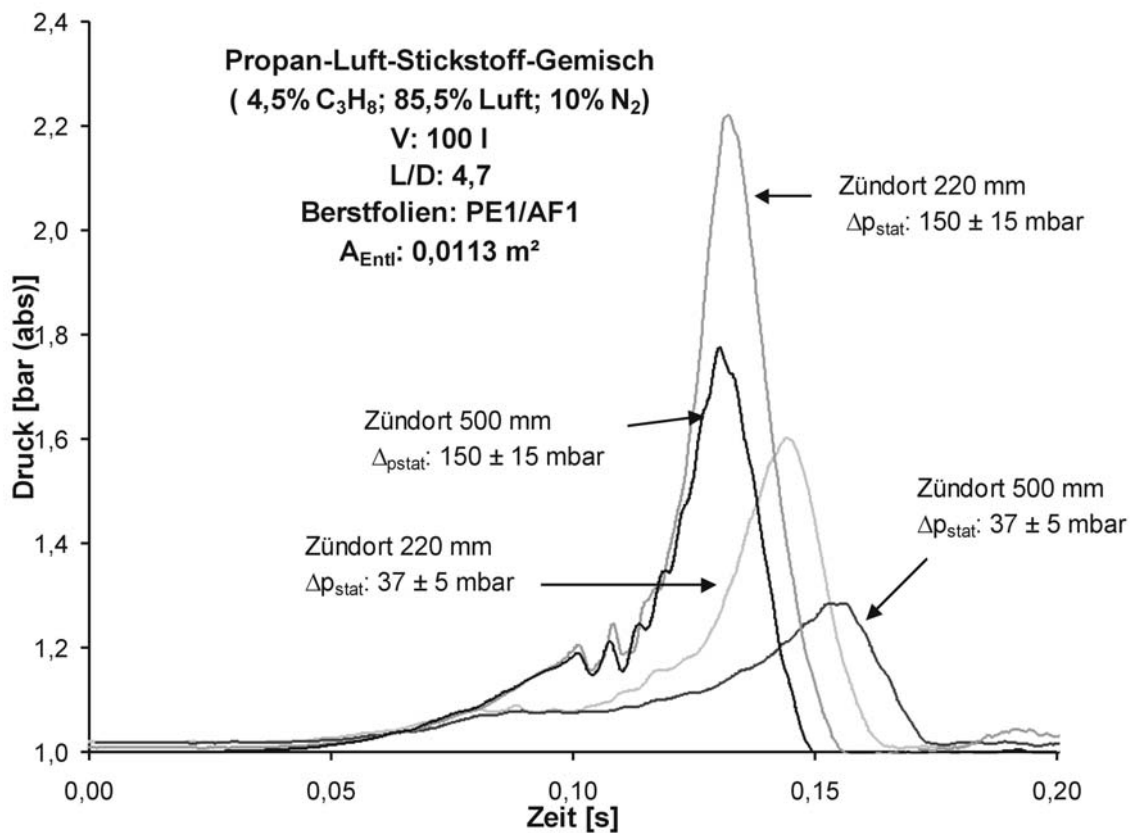


Abb. 5.2.17: Zeitlicher Verlauf des Druckes während druckentlasteter Explosion bei unterschiedlichen Zündorten in Abhängigkeit vom Ansprechüberdruck

In Abb. 5.2.18 ist die Flammenausbreitung für die Versuche gemäß Abb. 5.2.17 dargestellt. Hierzu wurde der vertikale Abstand des höchsten Punktes der Flamme zum Behälterboden in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Bei allen Kurven wurde der Entlastungsbeginn optisch hervorgehoben.

Aus der Steigung der Kurven ist zu erkennen, dass die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit nach Entlastungsbeginn bei dem Versuch mit Zündung in einem Abstand von 220 mm zum Behälterboden für beide statischen Ansprechüberdrücke größer war, als bei einem Abstand von 500 mm. Allerdings unterschieden sich die Ausbreitungsgeschwindigkeiten bei den Versuchen mit vergleichsweise hohem Ansprechüberdruck weniger stark, als bei einem vergleichsweise niedrigen Ansprechüberdruck. Die Flammenausbreitung spiegelte somit die in Abb. 5.2.17 dargestellten Druckverläufe wieder.

Die Ursache für den vom Ansprechdruck abhängigen Einfluss des Zündortes auf die Flammenausbreitung dürfte auf die sich nach Beginn der Druckentlastung einstellende Entlas-

tungsströmung zurückzuführen sein. Bei niedrigem Ansprechdruck der Berstfolie war die Geschwindigkeit der Entlastungsströmung gering und hatte demzufolge nur einen geringen Einfluss auf die Flammenausbreitung. Erst mit fortschreitender Explosion und zunehmendem Druck vergrößerte sich die Strömungsgeschwindigkeit in Richtung Entlastungsöffnung und erhöhte auch die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit. Somit dürfte die Zunahme der Flammenausbreitungsgeschwindigkeit zu großen Teilen von einer Selbstbeschleunigung der Flamme mit zunehmender Ausbreitung herrühren. Da der Flammenweg für den Versuch mit Zündung in einem Abstand zum Boden von 220 mm nach Entlastungsbeginn länger war, als bei Zündung mit einem Abstand von 500 mm, stellte sich somit eine größere Flammenausbreitungsgeschwindigkeit ein. Dies wurde vermutlich auch durch Turbulenz erzeugende Hindernisse wie die Ventilatoren begünstigt. Bei den Versuchen mit vergleichsweise hohem Ansprechüberdruck stellte sich mit Entlastungsbeginn, wie bereits an anderer Stelle gezeigt, eine vergleichsweise hohe Strömungsgeschwindigkeit ein und führte damit zu einer deutlich größeren Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme, als bei den Versuchen mit vergleichsweise niedrigem Ansprechüberdruck. Im weiteren Verlauf vergrößerte sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit nur noch geringfügig. Die mögliche Ausbreitungslänge und somit der Zündort hatten demzufolge nur noch einen geringen Einfluss auf die Flammenausbreitung und den Druckverlauf.

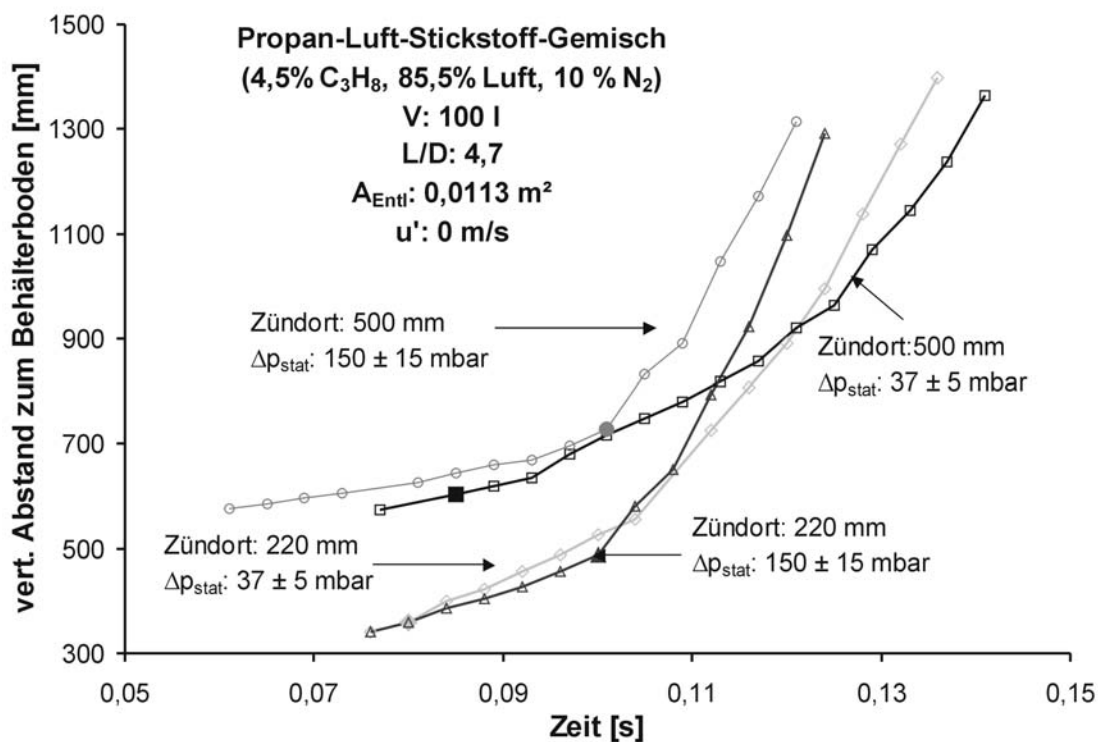


Abb. 5.2.18: Ausbreitung der Flamme in Abhängigkeit von der Zeit für Versuche mit Zündung in einem Abstand von 220 bzw. 500 mm zum Behälterboden; die Entlastungszeitpunkte sind optisch hervorgehoben

5.2.4 Einfluss der inaktiven Ventilatoren auf den Explosionsablauf

Es ist bekannt, dass Einbauten in Behältern und Rohrleitungen den Explosionsablauf beeinflussen und sich abhängig von der Anordnung und vom Versperrungsgrad der Strömungshindernisse teilweise sehr viel höhere Explosionsdrücke einstellen können, als ohne diese Einbauten [11, 19, 34-36, 62].

Da die in Versuchsapparatur II zur Turbulenzerzeugung installierten Ventilatoren etwa 30 mm von den Flanschen in das Innere des Behälters hineinragen und damit auch Hindernisse darstellen, konnte in der Apparatur untersucht werden, inwieweit schon bereits sehr kleine Einbauten einen Einfluss auf den Explosionsablauf haben. Von besonderem Interesse waren hierbei die Ausbreitung der Flamme und der Explosionsdruck in Abhängigkeit von der Zeit. Hierzu wurden in Apparatur II für Entlastungsquerschnitte von 0,0113 und 0,005 m² (Durchmesser 120 mm und 80 mm) Versuche durchgeführt, bei denen die Ventilatoren ausgebaut waren. Für jeden der Querschnitte wurde eine Berstfolie mit vergleichsweise niedrigem und eine mit vergleichsweise hohem statischen Ansprechüberdruck verwendet. Als Brenngas diente wieder das bekannte Propan-Luft-Stickstoff-Gemisch.

In Tabelle 6.1.2 sind die so bestimmten, über mehrere Wiederholungsversuche gemittelten reduzierten Explosionsüberdrücke dargestellt und denen von Versuchen mit eingebauten aber inaktiven Ventilatoren gegenübergestellt.

Es ist zu erkennen, dass sich in den Versuchen mit niedrigen Ansprechüberdrücken und mit eingebauten Ventilatoren für einen Entlastungsquerschnitt von 0,0113 m² ein um ca. 29 % und für einen Entlastungsquerschnitt von 0,005 m² ein um ca. 21 % höherer reduzierter Explosionsüberdruck einstellte. Bei den Versuchen mit den Berstfolien mit höherem Ansprechdruck unterschieden sich die reduzierten Explosionsüberdrücke um weniger als 5 %, so dass in diesem Fall davon ausgegangen werden kann, dass die inaktiven Ventilatoren keinen Einfluss auf den reduzierten Explosionsüberdruck hatten.

Tabelle 5.2.2: Gegenüberstellung der Ergebnisse zum Einfluss der Ventilatoren auf den reduzierten Explosionsüberdruck.

Entlastungsfläche [m ²]	ohne Ventilatoren		mit Ventilatoren	
	p _{dyn} [barÜ]	p _{red} [barÜ]	p _{dyn} [barÜ]	p _{red} [barÜ]
0,0113	37± 5	210	37± 5	280
	150 ± 15	835	150 ± 15	850
0,0050	59 ± 10	660	59 ± 10	820
	225 ± 20	1640	225 ± 20	1715

Für alle untersuchten Entlastungsquerschnitte und Ansprechüberdrücke der Berstfolien konnte, wie in Abb. 5.2.19 für einen Querschnitt von 0,0113 m² gezeigt, nur ein geringfügiger Einfluss der Ventilatoren auf den zeitlichen Druckanstieg festgestellt werden. In Abb. 5.2.19 wurde hierzu der Druck in Abhängigkeit von der Zeit von Versuchen mit und ohne Ventilatoren für einen vergleichsweise niedrigen und einen vergleichsweise hohen Ansprechdruck aufgetragen. Bei den Versuchen mit eingebauten Ventilatoren waren diese inaktiv.

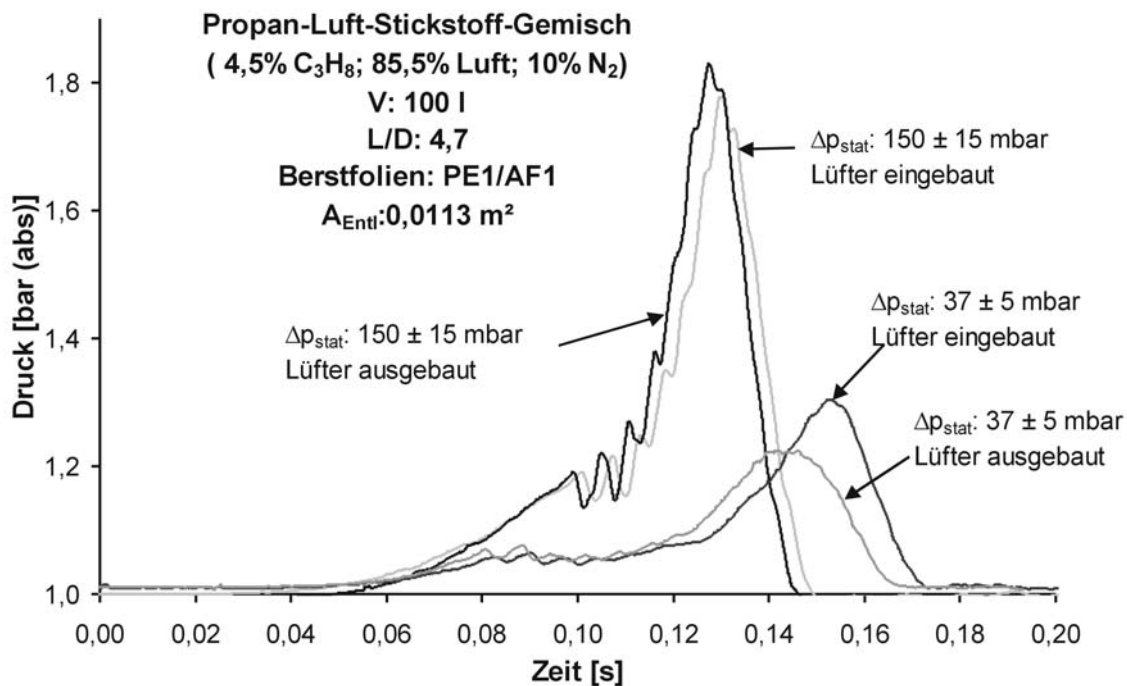


Abb. 5.2.19: Zeitlicher Verlauf des Druckes während druckentlasteter Gasexplosion für Versuche mit ein- und ausgebauten Ventilatoren in Abhängigkeit vom Ansprechüberdruck

Abb. 5.2.20 zeigt die Ausbreitung der Flamme in Abhängigkeit von der Zeit für die in Abb. 5.2.19 dargestellten Versuche. Wie schon beim Druck-Zeit-Verlauf, ist auch bei der Flammenausbreitung kein wesentlicher Unterschied zwischen den Versuchen mit und ohne Ventilatoren zu erkennen.

Somit lassen sich die höheren reduzierten Explosionsüberdrücke bei den Versuchen mit eingebauten Ventilatoren nicht mit der Flammenausbreitung erklären. Die Druckverläufe der Versuche mit vergleichsweise niedrigem Ansprechdruck unterschieden sich nur insoweit, dass der Druck bei den Versuchen mit Ventilatoren über einen längeren Zeitraum anstieg als bei den Versuchen ohne Ventilatoren. Die Unterschiede können daher nur auf einen vergleichsweise größeren Stoffumsatz bei den Versuchen mit eingebauten Ventilatoren zurückgeführt werden. Dieser dürften dadurch zustande gekommen sein, dass sich im Nachlauf der Ventilatoren, wie an anderer Stelle gezeigt, Wirbel bildeten, die zwar zu keiner schnelleren Flam-

menausbreitung führten aber zu einer verbesserten Durchmischung von Verbrennungsprodukten und unverbranntem Brennstoff, vorzugsweise im obersten Segment der Versuchsanlage. Hierdurch wurde im Vergleich zu den Versuchen ohne Ventilatoren vermutlich eine größere Menge an Verbrennungsprodukten und entsprechend eine geringere Menge an Brenngas ausgestoßen und somit letztendlich eine größere Stoffmenge in der Apparatur umgesetzt. So war auf den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen der Versuche mit eingebauten Lüften und vergleichsweise niedrigem Ansprechdruck eine von den Nachläufen der Ventilatoren ausgehende und sich über den oberen Teil der Apparatur ausbreitende helle Flamme zu erkennen, vgl. Abb. 5.2.9. Hierbei wird angenommen, dass die größere Helligkeit auf einen höheren Stoffumsatz einhergehend mit einer höheren Reaktionstemperatur zurückzuführen war. Eine Flamme mit vergleichbarer Helligkeit konnte bei den entsprechenden Versuchen ohne Ventilatoren nicht beobachtet werden.

Bei den Versuchen mit vergleichsweise hohem Ansprechdruck stellte sich nach Entlastungsbeginn, wie an anderer Stelle gezeigt, eine deutlich höhere Entlastungsströmung in der Apparatur ein. Hierdurch waren die Flansche als Einbauten ausreichend um auch ohne Ventilatoren im Nachlauf zu einer hellen Flamme zu führen. Entsprechend wurde auch kein Einfluss der Ventilatoren auf den reduzierten Explosionsdruck festgestellt.

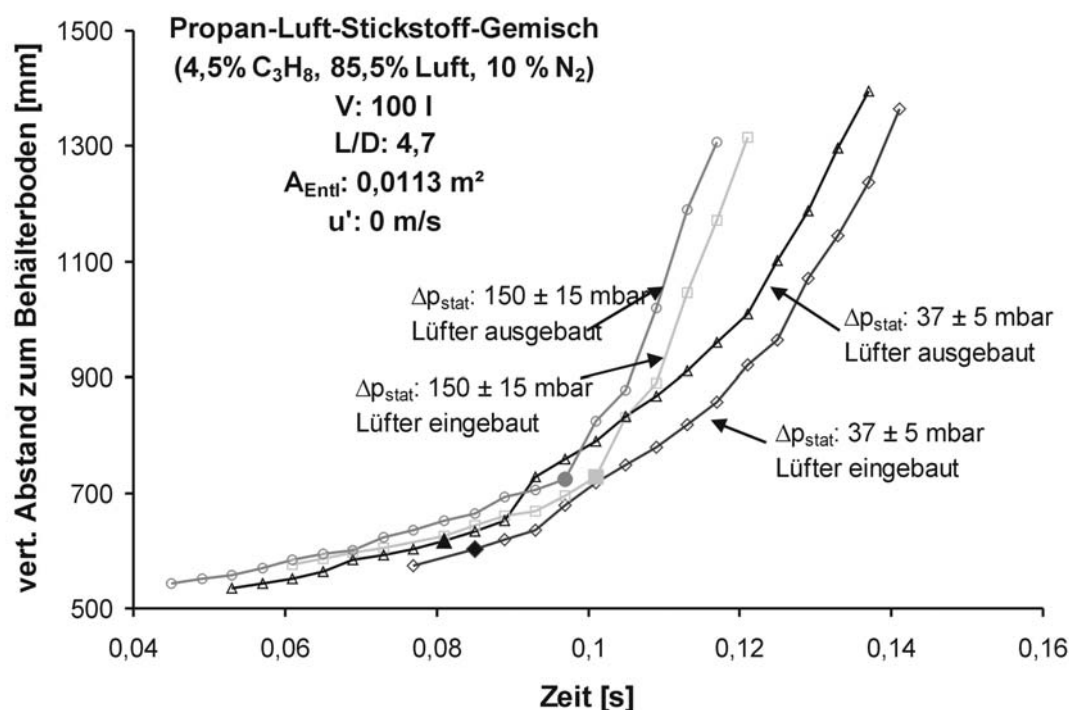


Abb. 5.2.20: Ausbreitung der Flamme in Abhängigkeit von der Zeit für Versuche mit ein- und ausgebauten Ventilatoren; die Entlastungszeitpunkte sind optisch hervorgehoben

6 Numerische Simulation von druckentlasteten Gasexplosionen

Explosionen von brennbaren Gasen und Dämpfen stellen komplexe Prozesse mit gegenseitiger Beeinflussung physikalischer und chemischer Prozesse dar. Sie sind dadurch gekennzeichnet, dass zum einen der Reaktionsmechanismus die Geschwindigkeit der Energiefreisetzung und damit die Heftigkeit einer Explosion bestimmt. Zum anderen beeinflussen die Strömungsverhältnisse und die Temperatur wiederum die Reaktionsgeschwindigkeit der chemischen Reaktionen. Da experimentelle Untersuchungen von Detailproblemen, insbesondere im technischen Maßstab, sehr zeit- und kostenintensiv sind und nur bedingt verallgemeinerungsfähige Aussagen erlauben, wurden in der Vergangenheit Anstrengungen unternommen, um Druckentlastungsvorgänge mit Hilfe von empirischen und halbempirischen Modellen zu beschreiben, die auf eine möglichst große Anzahl an Problemfällen anwendbar sein sollten. Razus und Krause [49] geben eine Übersicht der wichtigsten dieser Modelle. Ein Vergleich einiger dieser Modelle, insbesondere jener, die in die Auswahl für die zukünftige Norm EN 14994 [43] „Systeme zur Druckentlastung von Gasexplosionen“ kamen, mit experimentellen Ergebnissen [63] zeigte, dass keines der betrachteten Modelle eine zufriedenstellende Wiedergabe der experimentell ermittelten reduzierten Explosionsdrücke erlaubte. Dies dürfte daran liegen, dass solch ein komplexer Vorgang mit Zusammenwirken von chemischen Reaktionen und mehrdimensionaler, zeitlich veränderlicher, turbulenter Strömung nicht durch mathematisch einfache Zusammenhänge wiedergegeben werden kann. Infolgedessen enthalten diese vereinfachten Ansätze Anpassungsparameter, die nur die jeweils zugrunde gelegten Bedingungen mit der gewünschten Genauigkeit wiedergeben.

Ein geeignetes Verfahren zur Beschreibung derartiger komplexer Vorgänge und Wechselwirkungen ist die numerische Strömungssimulation (Computational Fluid Dynamics, CFD). Mit diesem Verfahren werden die Feldgleichungen für die zeitlich veränderlichen Verteilungen von Masse, Energie, Strömungsgeschwindigkeiten und Spezieskonzentrationen gelöst. Hinzu kommen so genannte Schließungsgesetze für den Druck, die kinetische Wirbelenergie und deren Dissipationsrate, stöchiometrische Beziehungen und Reaktionsraten.

Im Folgenden wird das Verfahren der numerischen Strömungssimulation erläutert. Anschließend werden mit Hilfe der Strömungssimulationsprogramme FLUENT und FLACS berechnete Verläufe von druckentlasteten Explosionen mit den entsprechenden experimentell ermittelten verglichen.

6.1 Theoretische Grundlagen zur Modellierung von Wärme- und Stofftransportvorgängen in strömenden Brenngas-Luft-Gemischen

6.1.1 Methodische Grundsätze der Modellbildung

Es wäre prinzipiell möglich, ein für alle Fälle universell einzusetzendes Modell zur Simulation von Wärme- und Stofftransportvorgängen in strömenden Medien mit darin ablaufenden chemischen Reaktionen aufzustellen. Da dies aber weder sinnvoll ist, noch numerisch bewältigt werden kann, ist man gezwungen, das Gleichungssystem soweit wie möglich zu vereinfachen. Hierzu werden physikalisch sinnvolle und im Rahmen der geforderten Genauigkeit vertretbare Vereinfachungen getroffen, welche von den Besonderheiten des zu untersuchenden Prozesses abhängen. Ziel ist ein möglichst einfacher Algorithmus, der entsprechende Experimente oder Referenzrechnungen hinreichend genau wiedergibt. Die Vereinfachungen lassen sich im Wesentlichen unterteilen in [45]:

- a) Vereinfachung der Transportgleichungen bezüglich der Anzahl der Raumrichtungen,
- b) Reduzierung der Anzahl an Erhaltungsgrößen durch Mischungsansätze, quasistatische und quasistationäre Ansätze,
- c) Vereinfachung der Formulierungen für Quellterme durch empirische oder halbempirische Ansätze,
- d) Vernachlässigung von Termen, die keine merklichen Beitrag zur Lösung des Gleichungssystems liefern,
- e) Vernachlässigung der Zeitabhängigkeit.

Fall a) bietet sich an, wenn der Gradient einer Erhaltungsgröße nach einer Raumrichtung sehr viel kleiner ist als nach den anderen Raumrichtungen, wie z. B. bei rotationssymmetrischen Problemen. Diese können zweidimensional behandelt werden, da keine Änderungen der abhängigen Variablen in azimuthaler Richtung auftreten.

Für den Fall, dass wie beispielsweise in einer subsonischen Strömung thermodynamische Zustandsänderungen sehr viel schneller ablaufen als sich die zu betrachtende thermische oder mechanische Störung ausbreitet, kann Vereinfachung b) angenommen werden. Die Zustandsänderung wird dann als quasistatisch bezeichnet und die in Frage kommenden Größen sind durch thermodynamische Zustandsfunktionen verknüpft, welche jeweils eine Differentialgleichung ersetzen.

Tritt der Fall auf, dass die Quellterme von Transportgleichungen Funktionen der gesuchten Variablen darstellen, hat dies zur Folge, dass der Gleichungstyp (elliptisch, parabolisch oder hyperbolisch) des Differentialgleichungssystems nicht mehr eindeutig bestimmbar ist und starke Nichtlinearitäten auftreten. Hierdurch wird die numerische Lösung der Transportgleichungen enorm erschwert. In solchen Fällen findet meist Vereinfachung c) Anwendung und es werden für die Quellterme häufig vereinfachte Beziehungen benutzt, die auf der Auswertung gezielter Experimente beruhen und die realen Verhältnisse mit akzeptabler Genauigkeit approximieren.

Die Vernachlässigung von einzelnen Termen, wie in Fall d) beschrieben, ist zulässig, wenn einzelne physikalische Effekte für einen bestimmten Vorgang keine Rolle spielen. So dürften in einer stark beschleunigten Gasströmung oder in einer stark turbulenten Strömung, in der die Wärmeleitung im Fluid keinen merklichen Anteil zum thermischen Energietransport liefert, Gravitation bzw. Wärmeleitung zu vernachlässigen sein.

Fall e) findet Anwendung, falls die Dynamik des Stoffumwandlungsprozesses vernachlässigbar ist. Dies ist gegeben, wenn die lokalen Verteilungen der interessierenden Parameter keinen oder vernachlässigbar kleinen zeitlichen Veränderungen unterliegen. In einigen Fällen ist es sinnvoll, nur den Endzustand der Energie- und Stoffumwandlung zu betrachten, nicht aber den Weg, auf welchem das System in diesen Zustand gelangt ist.

Inwieweit die dargestellten Vereinfachungen für ein speziell zu untersuchendes Problem anwendbar sind, muss anhand von physikalisch sinnvollen Abschätzungen und Beispielrechnungen quantitativ überprüft werden.

Zur Simulation von Strömungen mit chemischen Reaktionen existieren kommerzielle Computercodes, die als best-estimate-Modelle bewertet werden können und sich durch folgende Eigenschaften auszeichnen [45]:

- dreidimensionale Berechnung des Strömungsfeldes,
- fortgeschrittenes Turbulenzmodell,
- modernes numerisches Lösungsverfahren,
- Kopplung an mechanische Spannungsberechnung (structural response) oder temperaturveränderliche Randbedingungen (wärmeübertragende Wände),
- Gittergenerierung auf CAD-Basis und interaktive Ein- und Ausgabestruktur.

Beispiele für Programmsysteme, die diese Charakteristika aufweisen, sind die CFD-Codes FLUENT und FLACS.

6.1.2 Die allgemeinen Transportgleichungen

6.1.2.1 Annahmen und Vereinfachungen

Es ist zwar prinzipiell möglich, die allgemeinen Erhaltungsgleichungen für den Massen-, Impuls-, Energie- und Speziestransport für jede im Strömungsfeld vorzufindende stoffliche Komponente, soweit es sich um ein Kontinuum handelt, sowie für jeden Aggregatzustand einer bestimmten Komponente einzeln zu formulieren. In den meisten Fällen ist allerdings die Einführung von Vereinfachungen empfehlenswert, da ansonsten sehr große, numerisch schwer handhabbare Gleichungssysteme entstehen.

Durch solche Vereinfachungen kommt es allerdings nicht zwangsläufig zu Einbußen in der Qualität der Aussage von Simulationsrechnungen. Mit der Größe des Gleichungssystems wächst auch die Anzahl der notwendigen konstitutiven Gleichungen, welche häufig jedoch auf experimentell gefundenen Zusammenhängen basieren, die für sehr detaillierte Modelle u. U. nicht zur Verfügung stehen oder nicht hinreichend experimentell abgesichert sind.

An dieser Stelle wird auf ausführliche Herleitungen der allgemeinen Transportgleichungen für die in Frage kommenden Erhaltungsgrößen verzichtet. Diese finden sich in Lehrbüchern zur Strömungsmechanik, z. B. bei Baehr und Stephan [64], Shames [65] oder Ferziger und Perić [66].

Das bei den Untersuchungen verwendete und in diesem Kapitel beschriebene Modell geht von gemittelten Temperaturen und Geschwindigkeitskomponenten für alle in einem infinitesimal kleinen Volumenelement vorzufindenden stofflichen Komponenten aus. Für das Stoffgemisch ist daher nur jeweils eine Bewegungsgleichung pro Raumrichtung und eine Energietransportgleichung zu lösen.

Hierzu werden zunächst in den Abschnitten 6.1.2.2 bis 6.1.2.5 die Transportgleichungen für laminare, kompressible Strömungen vorgestellt. In Kapitel 6.1.4 erfolgt dann eine Erweiterung auf turbulente Strömungsverhältnisse.

6.1.2.2 Kontinuitätsgleichung

Die Bilanzgleichung für den Massentransport (Kontinuitätsgleichung) für das Stoffgemisch in Tensorschreibweise lautet:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (6.1.1)$$

Die Gleichung gibt wieder, dass die zeitliche Änderung der Dichte des Stoffgemisches in einem betrachteten Volumenelement bestimmt wird durch den Transport des Stoffgemisches

über die Begrenzungen des Volumenelementes mit den Geschwindigkeitskomponenten u_i längs der Raumrichtungen x_i .

6.1.2.3 Impulstransportgleichung

Die Bilanzgleichung für den Impulstransport durch ein differentielles Volumenelement (Navier-Stokes-Gleichung) lautet in Tensorschreibweise:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i \quad (6.1.2)$$

Sie berücksichtigt die Anteile von Trägheits-, Reibungs- und Gravitationskräften sowie die Änderung des statischen Druckes längs einer Koordinate x_i .

Hierin ist τ_{ij} der Schubspannungstensor, durch den der Impulsverlust durch Reibung beschrieben wird. Es gilt:

$$\tau_{ij} = \eta \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \eta \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (6.1.3)$$

mit η als dynamische Viskosität und δ_{ij} als Kronecker-Delta.

6.1.2.4 Speziestransportgleichung

Für die Bilanzgleichung des Massenerhaltes einer Spezies k im betrachteten differentiellem Volumenelement gilt:

$$\frac{\partial \rho \mu_k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i \mu_k}{\partial x_i} = \frac{\partial J_{k,i}}{\partial x_i} + S_{\mu k} \quad (6.1.4)$$

Hierin wird die zeitliche Änderung des Massenanteiles μ_k einer Spezies k bestimmt durch die lokale Änderung des mit der Strömung mitgeführten Massenstromes der Spezies sowie deren Transport durch Diffusion und durch eine Produktionsrate $S_{\mu k}$ der Spezies durch chemische Umsetzung.

Der Massenanteil einer Spezies k aus Gleichung 6.1.4 ist bei K Spezieskomponenten definiert durch:

$$\mu_k = \frac{m_k}{\sum_{k=1}^K m_k} \quad (6.1.5)$$

mit K als Gesamtzahl aller betrachteten stofflichen Komponenten.

$J_{k,i}$ ist in Gl. (6.1.4) die Diffusionsstromdichte der Spezies k längs der Koordinate x_i und wird im Wesentlichen aus dem Diffusionsstrom aufgrund eines Konzentrationsgradienten gebildet. Effekte wie z.B. Thermodiffusion können gemäß der getroffenen Annahmen (einheitliche Temperatur des Stoffgemisches) vernachlässigt werden. Es gilt:

$$J_{k,i} = -\rho D_k \frac{\partial \mu_k}{\partial x_i} \quad (6.1.6)$$

mit D_k als Diffusionskoeffizient der Komponente k im Stoffgemisch.

6.1.2.5 Energietransportgleichung

Zur Beschreibung des Energietransportes durch das zu betrachtende Volumenelement erfolgt eine Bilanzierung der spezifischen Enthalpie h des fluiden Stoffgemisches. Es gilt:

$$h = \sum_{k=1}^K \mu_k h_k \quad (6.1.7)$$

und

$$h_k = h_{0,k} + \int_{(T)} c_{p_k} dT \quad (6.1.8)$$

mit $h_{0,k}$ als Bezugsgröße.

Die Energietransportgleichung ist dann die Bilanz am differentiellen Volumenelement aus konvektivem, konduktivem und diffusivem Energietransport, sowie Volumenänderungsarbeit, Reibungsarbeit und einem Quellterm S_h , der z. B. die durch Umsetzung von chemischer Bindungsenergie freigesetzte Wärmemenge beinhaltet:

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i h}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial}{\partial x_i} \sum_{k=1}^K J_k h_k + \frac{\partial p}{\partial t} + u_i \frac{\partial p}{\partial x_i} + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + S_h \quad (6.1.9)$$

Hierbei ist λ die Wärmeleitfähigkeit und τ_{ij} der Schubspannungstensor gemäß Gl. (6.1.3).

6.1.3 Berechnung der Stoffeigenschaften

Im folgenden wird das verwendete Brenngas-Luft-Gemisch als ideales Gas behandelt. Dies ist dadurch gerechtfertigt, dass sich die vorliegende Arbeit auf Gemische mit 1 bar (a) als Ausgangsdruck bezieht und die maximal erreichten Drücke weit unterhalb dem zur Verflüssigung notwendigen Druck liegen. Die Dichte der fluiden Phase lässt sich daher aus der Zustandsgleichung des idealen Gases, Gl. (6.1.10), berechnen.

$$\rho = \frac{p}{RT \sum_{k=1}^K \frac{\mu_k}{M_k}} \quad (6.1.10)$$

R ist die universelle Gaskonstante, M_k die Molmasse der Spezies k.

Zur Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der dynamischen Viskosität η , des Diffusionskoeffizienten D_k , der Wärmeleitfähigkeit λ sowie der spezifische Wärmekapazität c_p werden üblicherweise Polynomansätze verwendet, die an experimentell gefundene Abhängigkeiten angepasst werden, siehe z. B. Glück [67]. Es gilt z.B. für die dynamische Viskosität:

$$\eta = \eta(T) \quad (6.1.11)$$

Bei Transportkoeffizienten einzelner Komponenten in einem Stoffgemisch, die sich in ihrem Betrag oder in ihrer Temperaturabhängigkeit erheblich unterscheiden, ist es erforderlich, durch einen Mischungsansatz eine mittlere Größe zu berechnen. Für die mittlere dynamische Viskosität eines Stoffgemisches kann, wie von Buddenberg und Wilke [68] dargestellt, angenommen werden:

$$\eta = \sum_{k=1}^K \frac{X_k \eta_k}{\sum_{l \neq k} X_l \Psi_{kl}} \quad (6.1.12)$$

mit X_k als Molanteil der Spezies und Ψ_{kl} als Wichtungsfaktor, der entsprechend [68] ermittelt wird:

$$\Psi_{kl} = \frac{\left[1 + \left(\frac{\eta_k}{\eta_l} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{M_l}{M_k} \right)^{\frac{1}{4}} \right]^2}{\left[8 \left(1 + \frac{M_k}{M_l} \right) \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (6.1.13)$$

Die Gln. (6.1.12) und 6.1.13) können analog auch auf die Wärmeleitfähigkeit angewendet werden. Die spezifische Wärmekapazität eines Mehrstoffgemisches berechnet sich aus Gl. (6.1.14):

$$c_p = \sum_{k=1}^K \mu_k c_{p_k} \quad (6.1.14)$$

Ein Diffusionskoeffizient für das Stoffgemisch ist nicht sinnvoll zu definieren, da die molekulare Diffusion stets binär, d. h. zwischen zwei Stoffen erfolgt.

6.1.4 Modellierung des turbulenten Massen-, Impuls- und Energietransportes

6.1.4.1 Definition effektiver Transportkoeffizienten

Die in den Kapiteln 6.1.2.2 bis 6.1.2.5 dargestellten Transportgleichungen gelten nur für laminare Strömungen. Liegt dagegen eine turbulente Strömung vor, müssen zusätzliche Transportterme berücksichtigt werden, welche den Massen-, Impuls-, Energie- und Spezies-transport infolge von Wirbelbewegungen beschreiben.

Hierdurch wird die Lösung der Transportgleichungen sehr zeitintensiv und ist auch bei Verwendung sehr schneller Rechner in den meisten Fällen nicht möglich. Zur Lösung des Problems werden daher gewöhnlich Vereinfachungen getroffen.

Häufig wird zur mathematischen Modellierung der zusätzlichen Transportterme das folgende, im englischen Sprachgebrauch als „Reynolds averaging“ bezeichnete und in der Literatur ausführlich beschriebene Verfahren angewendet, siehe Baehr und Stephan [64] oder Shames [65]:

Eine skalare Erhaltungsgröße Φ in einem turbulenten Strömungsfeld sei zusammengesetzt aus einem Mittelwert $\bar{\Phi}$ und einer Schwankungsgröße Φ'

$$\Phi = \bar{\Phi} + \Phi' \quad (6.1.15)$$

Hierbei repräsentiert Φ jeweils die Dichte, die Beträge der Strömungsgeschwindigkeiten in den drei Raumrichtungen, die spezifische Enthalpie bzw. den Massenanteil einer Spezies k . Werden die in den Gleichungen 6.1.1 bis 6.1.9 enthaltenen Erhaltungsgrößen gemäß Gl. (6.1.15) durch ihre Anteile von Mittelwert und Schwankungsgröße ersetzt, so entstehen zusätzliche Terme, die den Anteil des turbulenten Transports charakterisieren. Diese Terme haben die Form $-\rho u'_k \Phi'_k$.

Eine direkte Berechnung der turbulenten Transportgrößen ist damit nur bei Kenntnis der turbulenten Fluktuationen der Erhaltungsgrößen möglich. Da hiervon i.a. allerdings nicht ausgegangen werden kann, muss demzufolge ein zusätzlicher Ansatz zur Berechnung der Terme $-\rho u'_k \Phi'_k$ eingeführt werden. Üblicherweise wird hierzu eine Näherung nach Boussinesq verwendet, vgl. auch [69].

$$-\rho u'_k \Phi'_k = \Gamma_{\Phi, k} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial x_k} \quad (6.1.16)$$

In Gleichung (6.1.16) ist die turbulente Stromdichte der Größe Φ direkt proportional zur örtlichen Ableitung des Mittelwertes von Φ in der Raumrichtung k . $\Gamma_{\Phi, k}$ ist der der Größe Φ zugeordnete turbulente Transportkoeffizient.

Der Vorteil des Ansatzes nach Boussinesq besteht darin, dass die turbulenten Transportterme nun die gleiche Form haben, wie die molekularen Transportterme in den Gln. (6.1.2), (6.1.4) und (6.1.9). Entsprechend können molekulare und turbulente Transportterme wie die Schubspannung gemäß Gl. (6.1.2), die Diffusionsstromdichte gemäß Gl. (6.1.4) und die Wärmestromdichte gemäß Gl. (6.1.9) zu so genannten effektiven Transporttermen zusammengefasst werden. Beispielsweise gilt für die effektive dynamische Viskosität:

$$\eta_{eff} = \eta + \eta_t \quad (6.1.17)$$

6.1.4.2 Das k-ε-Turbulenzmodell

Zur Berechnung des turbulenten Impuls-, Energie- und Speziestransportes nach dem Boussinesq-Ansatz ist es erforderlich, die turbulenten Transportkoeffizienten η_t , λ_t und D_t zu ermitteln. In der Literatur findet man hierzu eine Reihe entsprechender Verfahren vgl. Krause [70]. In dieser Arbeit wird nur zusammenfassend auf das k-ε-Turbulenzmodell von Spalding und Launder eingegangen, welches für die nachfolgenden Betrachtungen verwendet wird. Dieses Modell ist das in CFD-Anwendungen am häufigsten verwendete Modell zur Beschreibung des turbulenten Massen-, Impuls-, Energie- und Speziestransportes. Die hierfür getroffenen Annahmen wurden ausführlich von Hjertager [71] beschrieben.

Bei diesem Verfahren werden die turbulenten Anteile der Transportkoeffizienten aus der kinetischen Energie k der Wirbelbewegung und deren Dissipationsrate ε berechnet. Für die turbulente Viskosität ergibt sich beispielsweise:

$$\eta_t = \rho C_\eta \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6.1.18)$$

C_η ist hierbei eine empirische Konstante mit dem Wert 0,09. Die kinetische Wirbelenergie und die Dissipationsrate sind Erhaltungsgrößen und lassen sich daher, wie die zuvor in den Kapiteln 6.1.2.2 bis 6.1.2.5 beschriebenen skalaren Größen berechnen:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\eta_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + G_k + G_b - \rho \varepsilon \quad (6.1.19)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\eta_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} [G_k + (1 - C_{3\varepsilon}) G_b] - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (6.1.20)$$

σ_ε und σ_k sind darin die Prandtlzahlen der „turbulente Diffusion“ von k und ε . $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$ und $C_{3\varepsilon}$ sind empirische Konstanten, für welche die von Hjertager [71] bzw. von Michelassi und

Martelli [72] angegebenen und in Tabelle 6.1.1 dargestellten Werte eingesetzt werden können.

Tab. 6.1.1 Zahlenwerte der Konstanten im Standard-k-ε-Modell (Hjertager [71], Michelassi und Martelli [72])

σ_ϵ	σ_k	$C_{1\epsilon}$	$C_{2\epsilon}$	$C_{3\epsilon}$	C_η
1,3	1,0	1,44	1,92	0,04	0,09

G_k ist die Produktionsrate der kinetischen Wirbelenergie durch Wirbelbildung in der Grundströmung:

$$G_k = \eta_t \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (6.1.21)$$

G_b beschreibt die Produktionsrate der kinetischen Wirbelenergie durch die Auftriebskraft:

$$G_b = -g_i \frac{\eta_t}{\rho \rho_k} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \quad (6.1.22)$$

mit g_i als Gravitationsbeschleunigung längs der Achse x_i .

Bei den dargestellten Gleichungen handelt es sich um das sog. Standard-k-ε-Modell. Dieses Modell hat in den letzten Jahren eine Reihe von Weiterentwicklungen erfahren, auf die hier im Einzelnen nicht näher eingegangen wird. Diese beziehen sich im Wesentlichen auf die Anpassung des Modells zur Behandlung wandnaher Strömungsbereiche und auf das Übergangsbereich von der laminaren zur turbulenten Strömung, vgl. hierzu [69].

6.1.5 Modellierung der Quellterme

Für die geschlossene Lösung des in Kapitel 6.1.2 beschriebenen Gleichungssystems ist die Kenntnis der Quellterme $S_{\mu k}$, in Gl. (6.1.4), und S_b , in Gl. (6.1.9) erforderlich. $S_{\mu k}$ beschreibt hierbei die zeitliche Rate von Entstehung oder Verbrauch der Spezies k pro Volumeneinheit durch chemische Umsetzung. Zur quantitativen Ermittlung der Größe $S_{\mu k}$ ist eine hinreichend genaue Beschreibung des Reaktionsmechanismus erforderlich. Dies kann für die Oxidation von Kohlenwasserstoffen eine recht komplizierte Aufgabe sein, da abhängig von Druck, Temperatur und Sauerstoffgehalt eine große Zahl von Zwischenreaktionen möglich ist. Allerdings sind hiervon meist nur wenige geschwindigkeitsbestimmende Teilreaktionen interessant. Es wird daher versucht, den Reaktionsmechanismus auf diejenigen Reaktionen zu begrenzen, welche die Reaktionsgeschwindigkeit wesentlich beeinflussen. Zur Herleitung

reduzierter Reaktionsmechanismen bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen existieren beispielsweise Arbeiten von Warnatz [73] und von Bockhorn [74, 75]. Im Rahmen dieser Arbeit wird für die Simulation der Verbrennungsreaktion von Propan ein vereinfachter Mechanismus mit einer Ein-Schritt-Reaktion ohne Zwischenschritte entsprechend der Bruttoreaktion angenommen:



Für ein turbulenzfrei strömendes Reaktionssystem mit K beteiligten chemischen Komponenten wird eine zeitliche Rate vom Arrhenius-Typ angenommen:

$$S_{\mu_k} = -k_0 C_k^{n_k} \prod_{l=1, l \neq k}^{K-1} C_l^{n_l} \cdot \exp\left(-\frac{E_k}{RT}\right) \quad (6.1.24)$$

Bei turbulenten Strömungen hängt die Reaktionsrate nicht in erster Linie von der thermischen Reaktionsbeschleunigung ab, wie sie aus dem Arrhenius-Ansatz hervorgeht. Der geschwindigkeitsbestimmende Schritt erfolgt stattdessen durch den Stoff- und Wärmetransport infolge von Wirbelbewegungen. Dem trägt das Eddy-Dissipation Modell von Magnussen und Hjertager [76] Rechnung, welches auf das von Spalding [77] vorgeschlagene Eddy-Break-Up-Modell zurückgeht. Entsprechend erfolgt die Berechnung der Reaktionsrate der Spezies k aus den Turbulenzparametern k und ϵ durch:

$$S_{\mu_k} = -K_1 \frac{\epsilon}{k} C_k \quad (6.1.25)$$

wobei K_1 eine empirische Konstante ist, für die Hjertager [71] den Wert 4,0 angibt. Die Reaktionsrate der Gesamtreaktion S_g entspricht dem kleinsten Wert von S_{μ_k} aus allen K Spezies.

Der Quellterm S_h beschreibt die pro Volumen und Zeiteinheit infolge der Gesamtreaktion umgesetzte Wärmemenge (Wärmequellichte).

$$S_h = \sum_{k=1}^K h_{B_k} S_{\mu_k} \quad (6.1.26)$$

mit h_{B_k} als Standardbildungsenthalpie der Spezies k .

Mit den Gln. (6.1.24) bis (6.1.26) wurde das Modell zur Beschreibung der reaktiven Strömung komplettiert. Das in diesem Kapitel bisher vorgestellte Gleichungssystem kann damit numerisch gelöst werden.

6.2 Verwendete Simulationsprogramme

Die Mehrzahl der Simulationsrechnungen erfolgte mit dem Strömungssimulations-Programm FLUENT 6.1. Zusätzlich wurden mit Hilfe des CFD-Codes FLACS Vergleichsrechnungen durchgeführt.

Bei den Berechnungen mit FLUENT erfolgte die Zeitdiskretisierung der Differentialgleichungen mit Hilfe eines impliziten Schemas. Zur Ortsdiskretisierung diente ein unstrukturisiertes dreidimensionales Gitter.

Die Zündung des Reaktionsgemisches wurde simuliert, indem die Temperatur in einem kleinen kugelförmigen Volumen in Höhe des Zündortes auf 2000 °C erhöht wurde. Hierdurch breitete sich eine zunächst kugelförmige Reaktionsfront um dieses Volumen aus. Hierzu wurde entsprechend Abschnitt 6.1 zunächst mit dem Arrhenius-Ansatz gerechnet. Nach Ausbildung einer flammeninduzierten Turbulenz erfolgte der Übergang zum Eddy-Break-Up-Modell.

Der Vorgang der Druckentlastung wurde in der Weise modelliert, dass eine dem gewählten Entlastungsquerschnitt entsprechende, zunächst als „Wand“ modellierte Randzone bei Erreichen des Ansprechdruckes als „Strömungsauslass“ modelliert wurde.

FLACS verwendet für die Ortsdiskretisierung ein strukturiertes kartesisches Gitter. Zur Modellierung der Verbrennung dient ein Flamelet-Modell, welches ein Sub-Modell für die Verbrennungsgeschwindigkeit als Funktion von Gemischzusammensetzung, Temperatur, Druck und Turbulenz beinhaltet [78]. Die Zündung wird modelliert indem angenommen wird, dass innerhalb des Kontrollvolumens in dem die Zündung erfolgen soll 50 % des Brenngases umgesetzt wurde. Hierdurch wird die Temperatur angehoben und die Explosion startet.

Da der Code FLACS für die Berechnung von Explosionen insbesondere in druckentlasteten Behältern und Anlagenteilen entwickelt wurde, ist keine stufenweise Berechnung des Explosionsvorgangs wie für den Code FLUENT dargestellt erforderlich. Der Code hat allerdings für den Anwender den Nachteil, dass nur wenige Einstellungen variiert werden können und eine Validierung der Simulationsrechnungen mit Hilfe von Messwerten nur eingeschränkt möglich ist. Weiterhin wird die chemische Umsetzung des Brenngas-Luft-Gemisches lediglich durch die laminare Verbrennungsgeschwindigkeit repräsentiert.

6.3 Ergebnisse ausgewählter Simulationsrechnungen und Vergleich mit Messwerten

In Abb. 6.3.1 sind experimentell ermittelter und mit Hilfe des Programms FLUENT berechneter Druck-Zeit-Verlauf für die Explosion eines Propan-Luft-Stickstoff-Gemisches in einem Reaktionsgefäß mit einem Volumen von 21 l und einem Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis von 1,5 dargestellt. Der Entlastungsquerschnitt war 0,0014 m² (Durchmesser 42 mm) und der dynamische Ansprechüberdruck betrug 500 mbar.

Es ist zu erkennen, dass der berechnete Verlauf den experimentellen sowohl qualitativ als auch quantitativ zufrieden stellend wiedergibt. Der aus der berechneten Druck-Zeit-Kurve ermittelte reduzierte Explosionsdruck war im Vergleich zu dem experimentell bestimmten nur um ca. 0,5 bar höher.

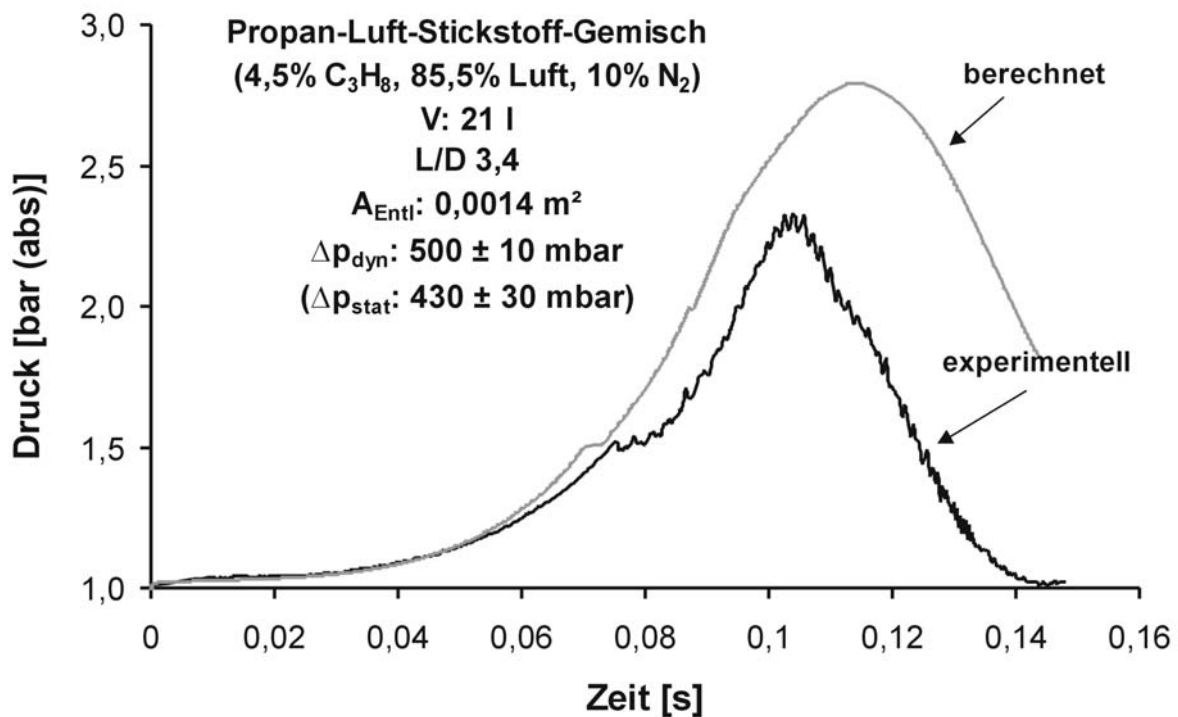


Abb. 6.3.1: Experimentell ermittelter und mit FLUENT berechneter Druckverlauf

Auch Form und Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme stimmten, wie aus Abb. 6.3.2 für den Zeitraum nach Entlastungsbeginn zu erkennen, gut mit dem Experiment überein. Hierzu wurde zur Visualisierung der Flamme aus der Simulationsrechnung die Temperaturverteilung gewählt. Es wäre ebenso möglich gewesen, die Flamme z.B. durch die Reaktionsrate oder die Konzentrationsverteilung von Edukten oder Produkten darzustellen. Der in den Bildern jeweils zu erkennende weiße Kreis im unteren Bilddrittel kennzeichnet das „Zündvolumen“ und war kein Bestandteil des Berechnungsgebietes.

Die mittlere Ausbreitungsgeschwindigkeit im Experiment betrug ca. 1,3 m/s, in der Berechnung ergab sich ein Wert von ca. 1 m/s

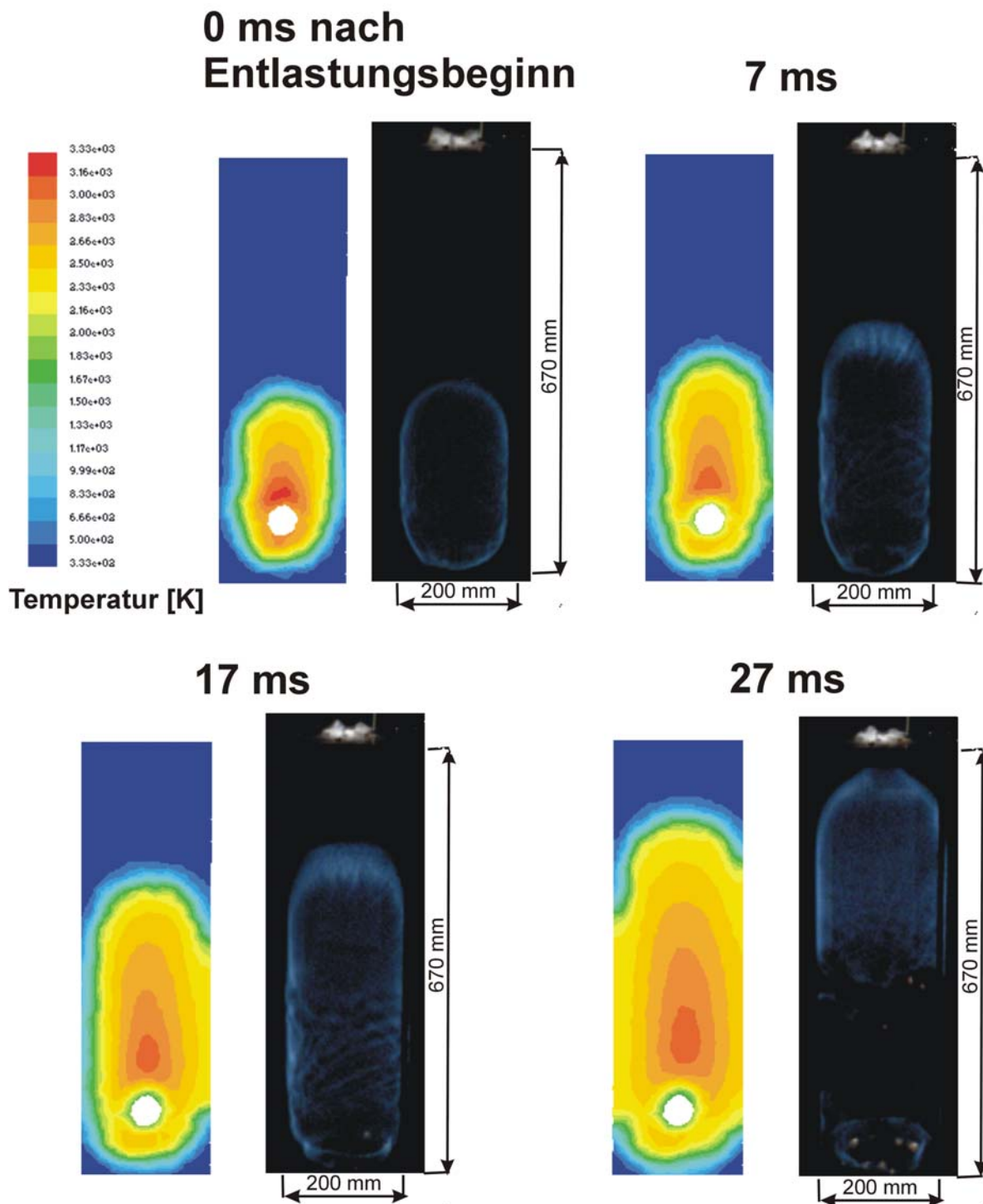


Abb. 6.3.2: Ausbreitung der Flamme nach Entlastungsbeginn in Experiment (jeweils rechte Aufnahme) und Simulation (jeweils linke Aufnahme) in einem Reaktionsgefäß mit: $V: 21 \text{ l}$, $L/D: 3,4$, $A_{Entl}: 0,0014 \text{ m}^2$, $p_{dyn}: 500 \text{ mbar}$

Ein großer Vorteil von Simulationsrechnungen ist, dass Informationen erhalten werden, die sich nicht oder nur zum Teil durch Messungen ermitteln lassen. Beispiele hierfür sind die

Strömungsverhältnisse und das Turbulenzfeld. Als Beispiel wurde in Abb. 6.3.3 die Verteilung der turbulenten kinetischen Energie k zu den gleichen Zeiten dargestellt, wie zuvor die Verteilung der Temperatur. Hierin ist zunächst zu erkennen, dass mit Ausnahme des Bereiches unmittelbar um die Entlastungsöffnung nur in der Flamme Werte für k von mehr als $1 \text{ m}^2/\text{s}^2$ berechnet wurden. Die Auftragung eignet sich somit auch zur Verdeutlichung der Ausbreitung der Flamme. Weiter fällt auf, dass k im obersten Teil der Flamme besonders hohe Werte annimmt. Die höchsten Werte ergaben sich hierbei unmittelbar nach Entlastungsbeginn und wurden vermutlich durch die einsetzende Entlastungsströmung verursacht. So wurden in den ersten 7 ms nach Entlastungsbeginn k -Werte bis $21 \text{ m}^2/\text{s}^2$ berechnet, während nach 32 ms nur Werte von ca. $15 \text{ m}^2/\text{s}^2$ berechnet wurden. Demnach schien die Freigabe der Entlastungsöffnung und die dadurch erzeugte Entlastungsströmung nur einen kurzzeitigen Einfluss auf die Turbulenz im oberen Teil der Flamme zu haben.

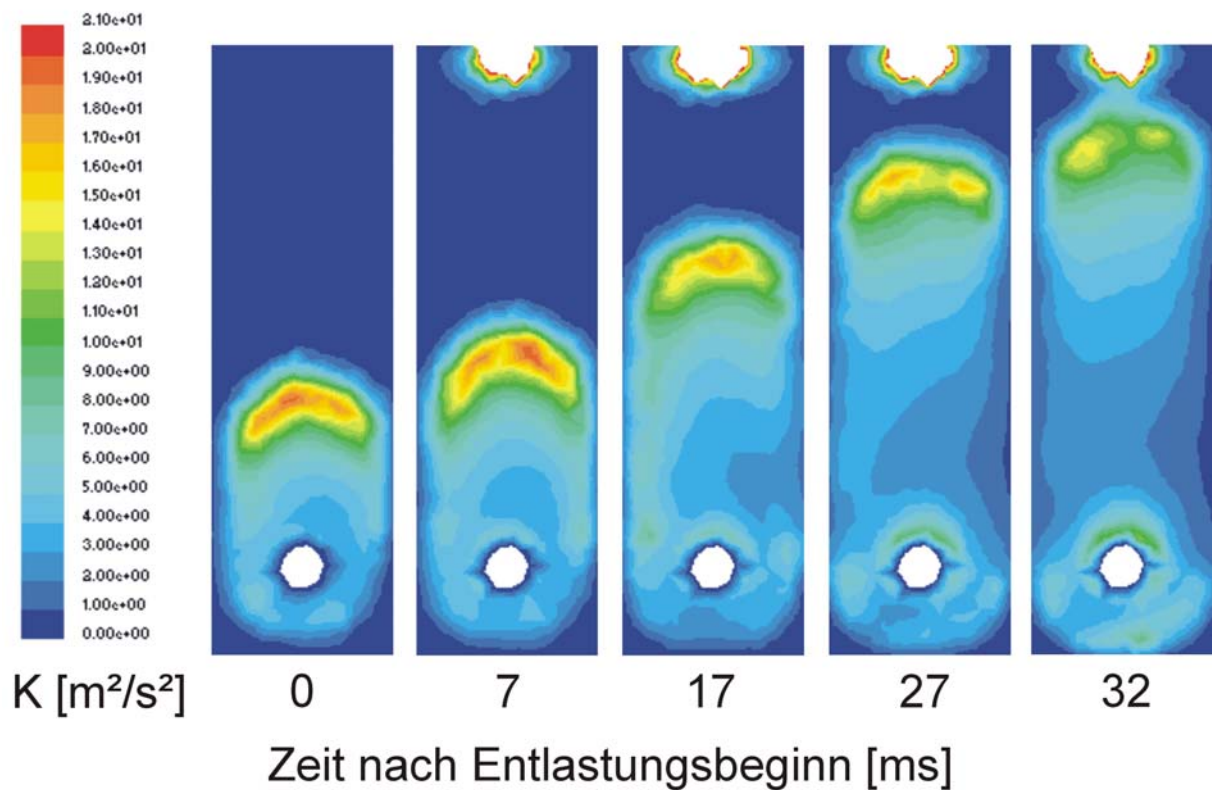


Abb. 6.3.3: Verteilung der turbulenten kinetischen Energie k nach Entlastungsbeginn in Abhängigkeit von der Zeit für ein Reaktionsgefäß mit: V : 21 l, L/D : 3,4, A_{Entl} : 0,0014, p_{dyn} : 500 mbar

Abbildung 6.3.4 zeigt den berechneten und experimentell ermittelten Druckverlauf in einem Behälter mit einem Volumen von ca. 21 l und einem Verhältnis von Länge zu Durchmesser von ca. 1,5. Der Entlastungsquerschnitt betrug $0,0014 \text{ m}^2$ (Durchmesser 42 mm) und der dynamische Ansprechüberdruck lag bei ca. 700 mbar. Bei diesem Beispiel handelt es sich um einen Fall, in dem nach Kapitel 5.1.5 nach Auswertung von Druckverlauf und Flammenaus-

breitung von einer vollständigen Umsetzung des Reaktionsgemisches in einem Schritt ausgegangen wurde.

Es ist zu erkennen, dass sich berechnete und gemessene Kurve sowohl qualitativ als auch quantitativ recht deutlich unterscheiden. So war der berechnete reduzierte Explosionsüberdruck um ca. 1 bar höher als der gemessene. Außerdem stellte sich dieser Druck im Vergleich zum Experiment deutlich später ein. Wird die berechnete Kurve allerdings soweit verschoben, dass die Druckentlastung ungefähr zur gleichen Zeit wie im Experiment erfolgt, ergibt sich dennoch eine zufrieden stellende qualitative Übereinstimmung der Kurven. Es fällt allerdings auf, dass die durch den Entlastungsbeginn verursachte Stufe im Explosionsverlauf der gemessenen Kurve bei der Simulation nicht zu erkennen ist.

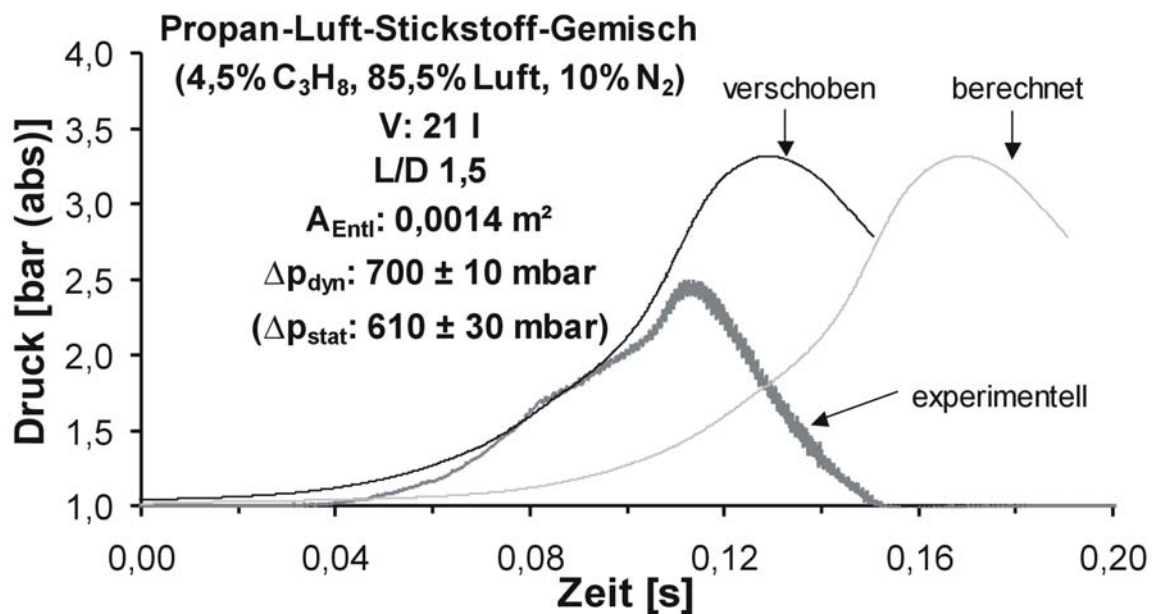


Abb. 6.3.4: Druckverlauf von Experiment und Simulationsrechnung

Auch für Versuchsanlage II wurde bei der Simulation von Explosionen mit einem Propan-Luft-Stickstoff-Gemisch ohne Anfangsturbulenz eine relativ gute qualitative und quantitative Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Druck-Zeit-Kurven festgestellt. Hierzu ist in Abb. 6.3.5 der mit FLUENT berechnete Druckverlauf dem gemessenen gegenübergestellt. Der Entlastungsquerschnitt betrug 0,005 m² (Durchmesser 80 mm) und der dynamische Ansprechüberdruck der Berstfolie war ca. 85 mbar.

Aus der Abbildung ist zu erkennen, dass der berechnete reduzierte Explosionsüberdruck im Vergleich zum Experiment nur um ca. 200 mbar höher war. Wie schon in den zuvor geschilderten Fällen stellte sich der berechnete reduzierte Explosionsdruck für das Gemisch ohne Anfangsturbulenz etwas später ein, als im Experiment. Allerdings begann die Druckentlas-

tung deutlich früher, als im Vergleichs-Experiment. Demnach ist der im Vergleich zum Experiment zu langsame Explosionsablauf auf einen zu geringen zeitlichen Druckanstieg im entlasteten Gefäß zurückzuführen.

In Abb. 6.3.5 sind auch der experimentell ermittelte und mit FLUENT berechnete Druckverlauf für einen Fall mit einer Turbulenzintensität zum Zündzeitpunkt von 0,45 m/s dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sich der reduzierte Explosionsdruck im Experiment für den Fall mit Anfangsturbulenz im Vergleich zum anfänglich ruhenden Gemisch deutlich früher einstellt. Allerdings verläuft die Explosion im Vergleich zum Experiment von Anfang an langsamer ab und nicht wie im Fall ohne Anfangsturbulenz erst vom Entlastungsbeginn an. Außerdem war der berechnete reduzierte Explosionsdruck um ca. 0,5 bar niedriger, als der experimentell ermittelte. Bisher nicht geklärt werden konnte, warum der Wert sogar niedriger war, als im Fall ohne Anfangsturbulenz. Alles in allem war in diesem Fall die Wiedergabe des Druckverlaufes unbefriedigend.

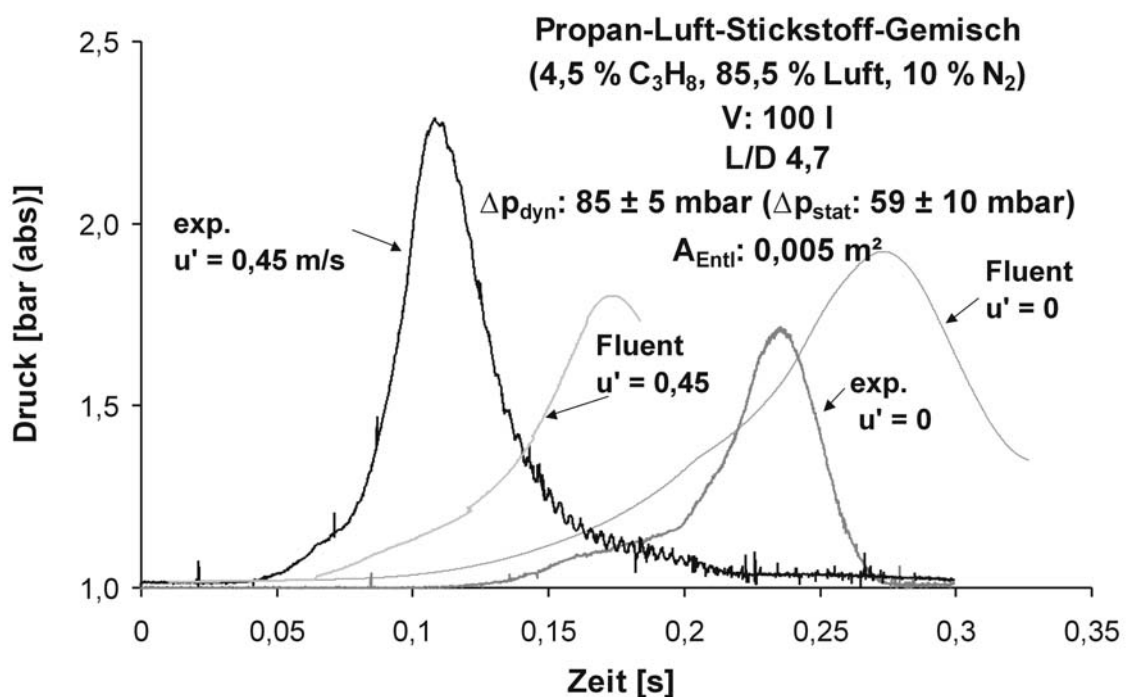


Abb. 6.3.5: Druck in Abhängigkeit von der Zeit mit und ohne Anfangsturbulenz für Experiment und Simulation mit FLUENT

Für die gleichen Versuche sind in Abb. 6.3.6 die mit FLACS berechneten Druck-Zeit-Kurven dargestellt. Es fällt auf, dass die berechneten Kurven den Verlauf der Explosion einschließlich des Beginns der Druckentlastung qualitativ relativ gut wiedergeben. Es stellen sich allerdings im Vergleich zum Experiment um ca. 1 bar zu hohe reduzierte Explosionsüberdrücke ein.

Außerdem liefen die Explosionen in beiden Fällen im Vergleich zum Experiment deutlich schneller ab und der reduzierte Explosionsüberdruck stellte sich demzufolge deutlich früher ein.

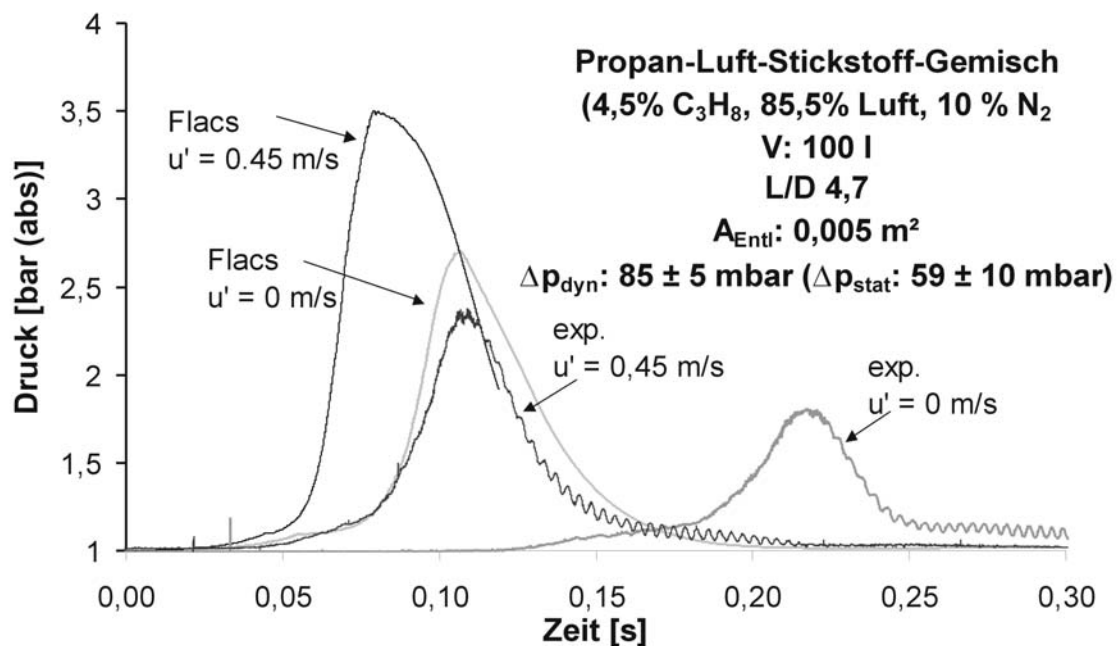


Abb. 6.3.6: Druck in Abhängigkeit von der Zeit mit und ohne Anfangsturbulenz für Experiment und Simulation mit FLACS

Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen mit FLUENT zeigen, dass die Druck-Zeit-Verläufe von Versuchen ohne Anfangsturbulenz relativ gut qualitativ wiedergegeben werden konnten. In einigen Fällen wurden auch gute quantitative Übereinstimmungen von Druckverlauf und Flammenausbreitung festgestellt.

Alle Berechnungen in anfänglich ruhenden Gemischen führten im Vergleich zum jeweiligen Experiment zu höheren reduzierten Explosionsdrücken. Im Hinblick auf eine Anwendung der CFD-Codes in der Praxis hätte sich eine Dimensionierung der betrachteten Anlage auf der sicheren Seite ergeben.

Für Untersuchungen mit Anfangsturbulenz waren die Ergebnisse der Simulationsrechnungen bislang nicht zufrieden stellend. Hierfür kommen mehrere Ursachen in Frage:

Zum einen setzt das k-ε-Modell ein homogenes isotropes Wirbelfeld voraus. Dies ist in turbulenten Flammen i.a. nicht gegeben, da hier ein verhältnismäßig breites Wirbelspektrum vorliegt. Während die strömungsinduzierten Wirbel großskalig sind, sind die flammeninduzierten Wirbel kleinskalig, siehe hierzu Warnatz et al. [79].

Eine mögliche Verbesserung in der Modellierung turbulenter Flammen bei Druckentlastung zeigten Molkov et al. [80] durch Anwendung der sog. Large-Eddy-Simulation (LES).

Eine Verbesserung der Übereinstimmung zwischen berechneten und experimentellen Druck-Zeit-Kurven lässt sich sicherlich auch durch Verfeinerung des Reaktionsmodells erzielen. FLUENT bietet diese Möglichkeit.

Bezüglich der Turbulenzmodellierung und der Modellierung des Reaktionsverlaufes bieten sich somit Ansatzpunkte für weiterführende Untersuchungen, die im Rahmen dieser Arbeit nicht ausgeführt werden konnten.

Die Simulationsrechnungen mit FLACS gaben zwar qualitativ recht gut den zeitlichen Druckverlauf wieder, führten aber zu viel zu hohen reduzierten Explosionsdrücken. Außerdem liefen die Explosionen zu schnell ab. Gründe hierfür sind nach Auskunft der Fa. Gexcon die den Code entwickelt hat, dass die eingesetzte Version für das verwendete Gasgemisch insbesondere wegen des erhöhten Stickstoffanteils nicht sehr gut validiert ist und eine zu hohe laminare Verbrennungsgeschwindigkeit annimmt. In einer neuen Version des Programms sollen entsprechende Fälle aber besser validiert sein, bzw. es ermöglichen die Verbrennungsgeschwindigkeit manuell herabzusetzen und an den entsprechenden Fall anzupassen.

7 Gültige und zukünftige Richtlinien auf dem Gebiet der Druckentlastung

7.1 Berechnungsmethoden

Zur Druckentlastung von Gasexplosionen wurde im November 2004 der Normentwurf DIN EN 14994 [43] veröffentlicht. Dieser enthält abhängig von Randbedingungen wie z.B. Ausgangsdruck und –temperatur sowie Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis des zu schützenden Behälters unterschiedliche Berechnungsmethoden. Alle Methoden beschränken sich ausschließlich auf Explosionen ohne Anfangsturbulenz und auf voneinander explosionstechnisch entkoppelte Anlagenteile.

Für ein Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis ≤ 3 erfolgt die Berechnung des erforderlichen Entlastungsquerschnittes in Abhängigkeit von der sicherheitstechnischen Kenngröße „maximaler zeitlicher Druckanstieg“ bzw. der daraus ermittelten Gasexplosionskonstante. Außerdem gehen das Behältervolumen, der reduzierte Explosionsüberdruck (gleichbedeutend mit der Behälterfestigkeit) und der statische Ansprechüberdruck der Entlastungseinrichtung in die Berechnung ein.

Im nachfolgenden Kapitel werden die experimentell ermittelten Entlastungsquerschnitte den mit Hilfe dieser Berechnungsgleichung ermittelten gegenübergestellt. Hierbei wurde sich im

Hinblick auf statischen Ansprechdruck, Behälterfestigkeit und Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis nicht allein auf den Gültigkeitsbereich der Gleichung beschränkt. Zusätzlich wurde überprüft, ob der berechnete Querschnitt auch bei den Versuchen mit Anfangsturbulenz ausreichend dimensioniert war.

Die Druckentlastung von Staubexplosionen ist in Deutschland durch die VDI-Richtlinie 3673 [42] geregelt. Im Rahmen der Harmonisierung der nationalen Regelwerke entstand auf europäischer Ebene der Normentwurf DIN EN 14491 [44] „Systeme zur Druckentlastung von Staubexplosionen“, welcher die gleiche empirische Berechnungsmethode zur Ermittlung des erforderlichen Druckentlastungsquerschnittes in Behältern, Silos und Apparaturen verwendet wie die VDI-Richtlinie. Hierin wird der Entlastungsquerschnitt in Abhängigkeit vom maximalen Explosionsüberdruck, der Staubexplosionskonstante, dem reduzierten Explosionsüberdruck, dem Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis, dem Behältervolumen und dem statischen Ansprechüberdruck der Entlastungseinrichtung ermittelt.

7.2 Gegenüberstellung: experimentell ermittelter Entlastungsquerschnitt - nach Normentwurf DIN EN 14994 berechneter Querschnitt

Zur Druckentlastung explosionstechnisch isolierten Behältern mit einem Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis von kleiner als 3 wird im Entwurf der Norm DIN EN 14994 die Gleichung 7.2.1 angegeben:

$$A = [\{(0.1265 \cdot \log_{10} K_G - 0.0567) \cdot \Delta p_{\text{red}}^{-0.5817}\} + \{0.1754 \cdot \Delta p_{\text{red}}^{-0.5722} \cdot (\Delta p_{\text{stat}} - 0.1)\}] \cdot V^{2/3} \quad (7.2.1)$$

Mit $K_G \leq 550 \text{ bar m/s}$, $0,1 \text{ bar} \leq \Delta p_{\text{stat}} \leq 0,5 \text{ bar}$, $\Delta p_{\text{red}} \leq 2 \text{ bar}$, $\Delta p_{\text{red}} > \Delta p_{\text{stat}} + 0,05 \text{ bar}$ und $V \leq 100 \text{ m}^3$.

Hier bezeichnet A den Entlastungsquerschnitt in m^2 , K_G die Gas-Explosions-Konstante in bar m/s , Δp_{red} den reduzierten Explosionsüberdruck in bar , Δp_{stat} den statischen Ansprechüberdruck in bar und V das Behältervolumen in m^3 .

Gleichung 7.2.1 kann sowohl zur Bestimmung des erforderlichen Entlastungsquerschnittes in Abhängigkeit von Δp_{red} , als auch zur Berechnung von Δp_{red} für einen gegebenen Entlastungsquerschnitt verwendet werden. Für letzteren Fall wird ein fester Entlastungsquerschnitt vorgegeben und der reduzierte Explosionsüberdruck wird iterativ berechnet. Im Rahmen dieser Arbeit soll sich allerdings auf den ersten Fall beschränkt werden.

Zum Vergleich der mit Gleichung 7.2.1 ermittelten Entlastungsquerschnitte mit den experimentellen Ergebnissen, wurden für den statischen Ansprechüberdruck, den reduzierten Explosionsüberdruck und das Volumen die jeweiligen Werte aus den Druckentlastungsversuchen in die Gleichung (7.2.1) eingesetzt. Als K_G -Wert wurden 64 bar m/s angenommen.

In Abb. 7.2.1 sind die Quotienten aus berechneten und experimentell ermittelten Entlastungsquerschnitten in Abhängigkeit vom dimensionslosen Entlastungsparameter $A/V^{2/3}$ für Versuche in Apparatur I mit Länge-zu-Durchmesser-Verhältnissen von 0,7 – 1,5 aufgetragen. Hierbei waren die berechneten Entlastungsquerschnitte stets deutlich größer, als die entsprechenden experimentellen Werte. So war bei einem Entlastungsparameter von 0,01 der berechnete Querschnitt um das 15-20 fache überdimensioniert. Zu größeren Entlastungsparametern hin verkleinerte sich allerdings das Verhältnis aus berechnetem und experimentellem Entlastungsquerschnitt, lag aber für einen Entlastungsparameter von 0,07 immer noch bei ca. 7. Auch bei den Versuchen, bei denen sich die in Kapitel 5.1.5 beschriebenen steilen Druckanstiege und vergleichsweise hohen reduzierten Explosionsüberdrücke einstellten, waren die berechneten Querschnitte 5 bis 10 mal größer, als die entsprechenden experimentell bestimmten Werte.

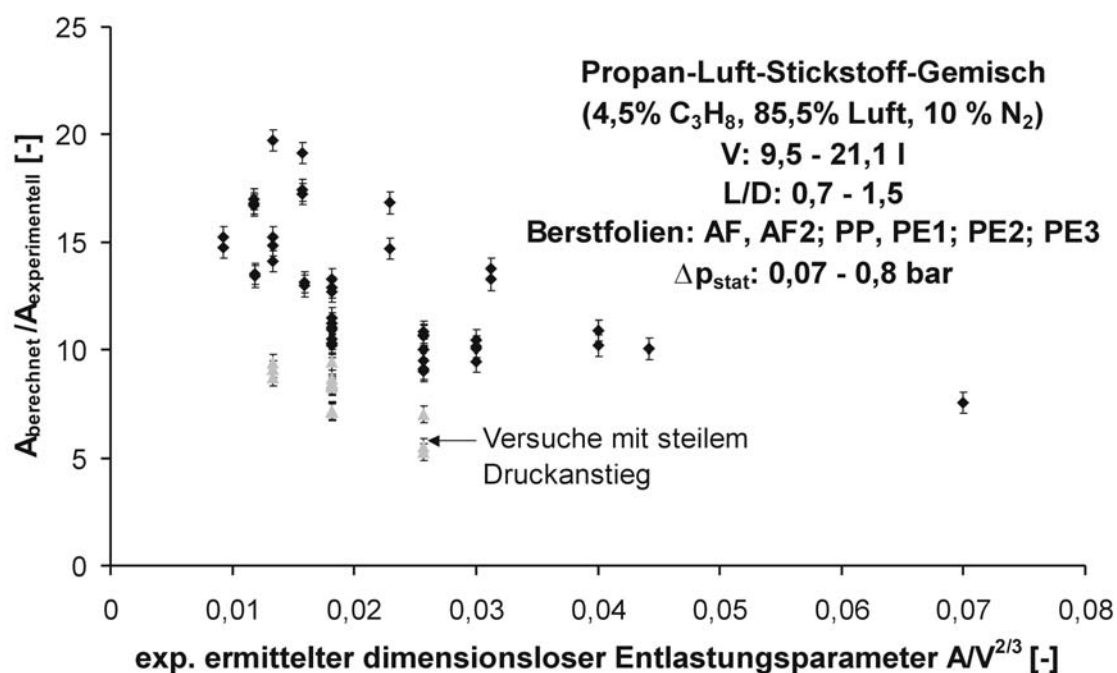


Abb. 7.2.1: Verhältnis aus berechnetem und experimentell ermitteltem Entlastungsquerschnitt in Abhängigkeit vom dimensionslosen Entlastungsparameter

Die eingezeichneten Fehlerbalken geben wieder, inwieweit sich die Ergebnisse unter Berücksichtigung der Schwankungsbreite im statischen Ansprechüberdruck unterscheiden. Da dieser

Einfluss nur gering war, wurden für die nachfolgenden Diagramme nur noch die Mittelwerte für den statischen Ansprechüberdruck berücksichtigt.

Im Gegensatz zur Druckentlastung bei Staubexplosionen ist im Normentwurf DIN EN 14994 für L/D-Verhältnisse größer 3 keine Berechnungsmethode zur Entlastung über eine einzige kopfseitig installierte Entlastungsöffnung angegeben. Es soll daher überprüft werden, inwieweit Gleichung 7.2.1 auch für Länge-zu-Durchmesser-Verhältnisse > 3 geeignet ist. Abb. 7.2.2 zeigt hierzu den Quotienten aus berechnetem und experimentellem Entlastungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Entlastungsparameter für Länge-zu-Durchmesser-Verhältnisse bis 4,8.

Es ist zu erkennen, dass bei L/D-Verhältnissen zwischen 3,2 und 4,8 der berechnete Entlastungsquerschnitt tendenziell weniger stark überdimensioniert war, als bei einem Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis von 1,2 bis 1,5 bzw. 0,69. Die berechneten Querschnitte waren aber auch im ungünstigsten Fall 5mal so groß wie die entsprechenden Werte aus den Druckentlastungsversuchen. Somit war für die untersuchten Behältervolumina bis ca. 60 l eine ausreichende Dimensionierung gewährleistet und demnach wäre eine Anwendung der Berechnungsgleichung bis zu L/D-Verhältnissen von ca. 5 zu vertreten.

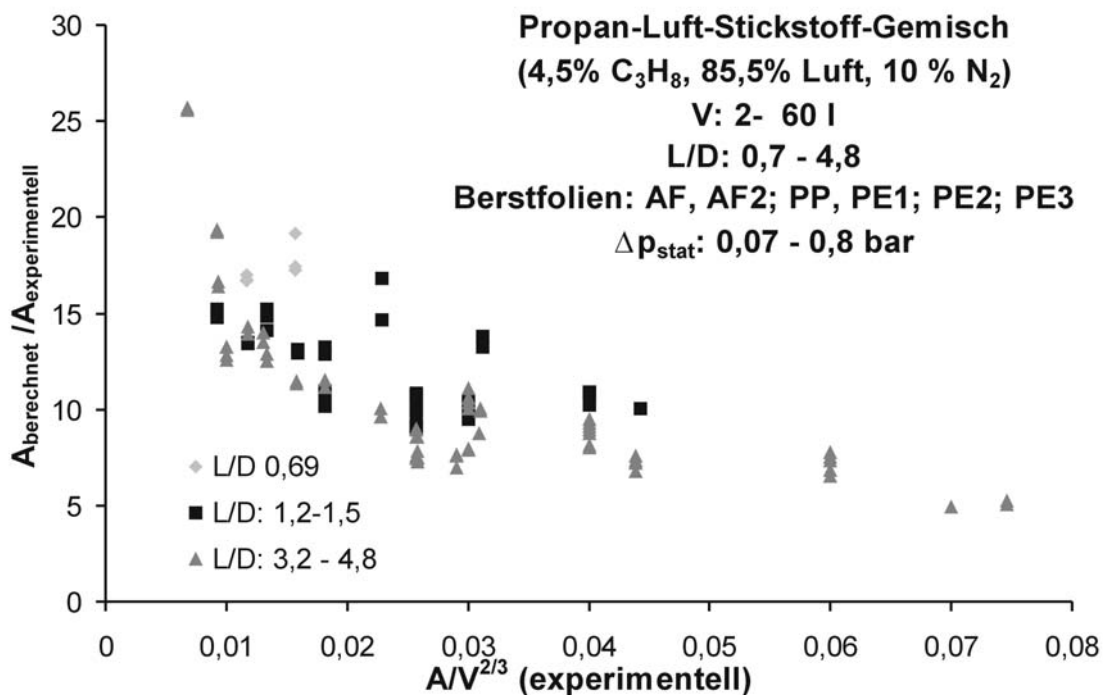


Abb. 7.2.2: Verhältnis aus berechnetem und experimentell ermitteltem Entlastungsquerschnitt in Abhängigkeit vom dimensionslosen Entlastungsparameter für definierte L/D-Verhältnisse

Auch für Versuchsanlage II waren die berechneten Entlastungsquerschnitte, wie aus Abb. 7.2.3 zu erkennen, ausreichend dimensioniert. Sogar bei einer Turbulenzintensität von 0,45

m/s betrug der berechnete Querschnitt im ungünstigsten Fall mehr als das 2,5fache des experimentell ermittelten Querschnittes. Aus der Abbildung ist weiter zu erkennen, dass sich für Berstfolien mit vergleichsweise niedrigem Ansprechüberdruck die Quotienten aus berechnetem und experimentell ermitteltem Entlastungsquerschnitt für die Druckentlastung mit und ohne Anfangsturbulenz um einen Faktor von 3 bis 4 unterschieden. Bei Berstfolien mit vergleichsweise hohen Ansprechüberdrücken unterschieden sich die Werte dagegen nur noch geringfügig. Die Ursache hierfür ist der in Kapitel 5.2.1 beschriebene große Einfluss der Anfangsturbulenz auf den Explosionsablauf bei Druckentlastung über Entlastungseinrichtungen mit vergleichsweise niedrigem statischem Ansprechüberdruck.

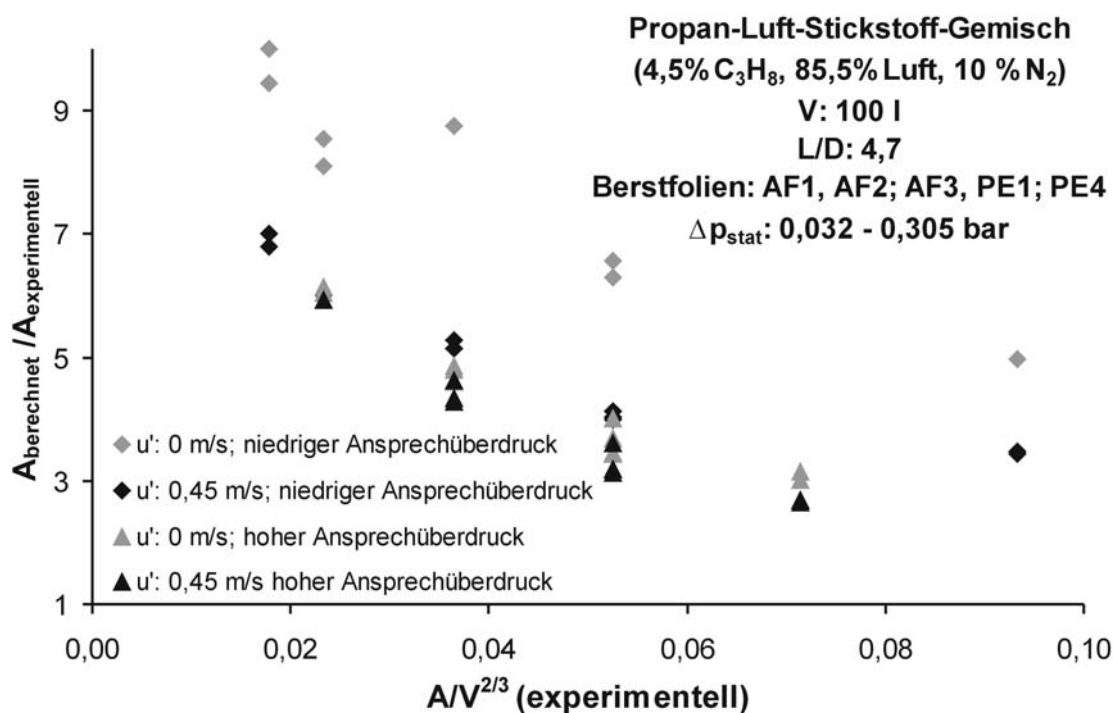


Abb. 7.2.3: Verhältnis aus berechnetem und experimentell ermitteltem Entlastungsquerschnitt in Abhängigkeit vom dimensionslosen Entlastungsparameter

Die dargestellten Ergebnisse zeigen, dass Gleichung 7.2.1 in allen dargestellten Fällen eine ausreichende Dimensionierung der Entlastungsöffnung sicherstellte. Nach Ansicht des Autors war die Überdimensionierung in einigen Fällen, insbesondere bei sehr kleinen dimensionslosen Entlastungsparametern zu groß, so dass speziell in solchen Fällen zukünftig andere Berechnungsmethoden zum Einsatz kommen sollten. Im Hinblick auf die Anwendbarkeit der Berechnungsgleichung bei größeren Turbulenzintensitäten als den untersuchten kann eine Unterdimensionierung nicht ausgeschlossen werden. Aufgrund der Messergebnisse wäre dies besonders in Fällen mit Entlastung über eine Berstfolie mit geringem Ansprechdruck bei Entlastungsparametern > 0,05 zu befürchten. Hier wären zur Überprüfung der Anwendbarkeit in jeden Fall Vergleichsmessungen erforderlich.

8 Fehlerbetrachtung

Bei dem verwendeten Brenngas-Stickstoff-Luft-Gemisch wurde die Zusammensetzung so gewählt, dass der Konzentrationseinfluss auf den maximalen Explosionsüberdruck und den K_G -Wert gering waren. Hierdurch konnte der Einfluss von Schwankungen in der Frischgaszusammensetzung auf den Explosionsablauf minimiert werden.

Wegen der Vielzahl an untersuchten Parametern war es nicht möglich, eine statistisch abgesicherte Anzahl an Versuchen durchzuführen. Zur Sicherstellung repräsentativer Messergebnisse wurden allerdings alle Versuche mindestens einmal, in den meisten Fällen sogar zwei- bis viermal wiederholt.

Die Streuung der Messwerte bei Versuchen in Propan-Luft-Stickstoff-Gemischen ohne Anfangsturbulenz war im Wesentlichen auf Schwankungen im Ansprechdruck der Berstfolie zurückzuführen. Der sich hieraus ergebende Unterschied im Druckverlauf und der daraus resultierende maximale zeitliche Druckanstieg sowie der Unterschied in der Flammenausbreitung waren allerdings sehr gering und können mit maximal $\pm 2\%$ abgeschätzt werden. Die Streuung der reduzierten Explosionsüberdrücke betrug in Apparatur I, mit Ausnahme der in Kapitel 5.1.5 beschriebenen Versuche mit steilem Druckanstieg, weniger als $\pm 5\%$. Bei Versuchen in Apparatur II war die Streuung der reduzierten Explosionsüberdrücke in Einzelfällen, insbesondere bei vergleichsweise hohen Ansprechüberdrücken, geringfügig höher und betrug bis zu $\pm 7\%$.

Für Versuche mit Anfangsturbulenz war die Streuung der reduzierten Explosionsüberdrücke besonders bei hohen Ansprechüberdrücken deutlich größer und lag in Einzelfällen bei bis zu $\pm 12\%$. Der maximale zeitliche Druckanstieg sowie die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit streuten dagegen um weniger als $\pm 10\%$. Bei den Versuchen mit Maisstärke wurden vergleichbare Streuungen beobachtet. Hier müssen allerdings bedingt durch die Erzeugung des Staub-Luft-Gemisches, Konzentrationsschwankungen als Fehlerquelle berücksichtigt werden.

In allen Fällen hatten jedoch die Abweichungen keinen Einfluss auf die in dieser Arbeit dargestellten Tendenzen sowie die getroffenen Aussagen.

9 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Die Auslegung von Druckentlastungseinrichtungen erfolgt in der Praxis mit Hilfe von empirischen und halbempirischen Berechnungsmethoden. Ein grundlegendes Problem dieser Methoden ist, dass sie den erforderlichen Entlastungsquerschnitt in Abhängigkeit von der

Behälterfestigkeit nur näherungsweise auf der Basis einer begrenzten Zahl von Explosionsversuchen berechnen können. Ein Vergleich einiger dieser Methoden, insbesondere jener, die in die Auswahl für die zukünftige Norm EN 14994 [43] „Systeme zur Druckentlastung von Gasexplosionen“ kamen, mit experimentellen Ergebnissen [63] zeigte, dass keine der betrachteten Methoden eine zufrieden stellende Wiedergabe der experimentell ermittelten reduzierten Explosionsdrücke erlaubte. Dies dürfte daran liegen, dass solch ein komplexer Vorgang mit Zusammenwirken von chemischen Reaktionen und mehrdimensionaler, zeitlich veränderlicher, turbulenter Strömung nicht durch mathematisch einfache Zusammenhänge wiedergegeben werden kann. Infolgedessen enthalten diese vereinfachten Ansätze Anpassungsparameter, die nur die jeweils zugrunde gelegten Bedingungen mit der gewünschten Genauigkeit wiedergeben. Ein geeignetes Verfahren zur Beschreibung derartiger komplexer Vorgänge und Wechselwirkungen ist die numerische Strömungssimulation (Computational Fluid Dynamics, CFD). Zur Validierung einer solchen Methode sind Versuchsergebnisse, insbesondere zu Druckverlauf, Flammenausbreitung und Turbulenz während einer druckentlasteten Explosion erforderlich.

Eine Auswertung von Veröffentlichungen zur Druckentlastung von Gas- und Staubexplosionen zeigte, dass die dort gewonnenen Informationen zur Validierung nicht ausreichen. Insbesondere wurden keine verwertbaren Erkenntnisse zum Einfluss stationärer Turbulenz auf den Ablauf von Explosionen in druckentlasteten Reaktionsgefäßen gewonnen. Solche Fälle treten in der Praxis jedoch häufig z. B. in Trocknern auf.

Diese Dissertation berichtet daher über weitere und vertiefte Erkenntnisse zum zeitlichen Ablauf von druckentlasteten Gas- und Staubexplosionen und dem Einfluss unterschiedlicher Größen auf den Druckverlauf und die Flammenausbreitung. Insbesondere wurde der Einfluss von stationärer Anfangsturbulenz auf den Explosionsverlauf in Abhängigkeit von Entlastungsquerschnitt und Ansprechdruck des Entlastungselementes untersucht. Durch Erhöhung des Datenschatzes zur Validierung wurde ein Beitrag geleistet, zukünftig in der Praxis Druckentlastungsquerschnitte mit fortschrittlichen, auf physikalischen Prinzipien beruhenden Methoden wie der numerischen Strömungssimulation zu ermitteln. Zusätzlich dienten die gewonnenen Versuchsergebnisse zur Überprüfung der Grenzen der Anwendbarkeit der zukünftigen Norm zur Druckentlastung von Gasexplosionen [43].

Hierzu wurden zwei Versuchsaapparaturen entwickelt, in denen außer dem Druck die Ausbreitung der Explosionsflamme und an einem ausgewählten Ort im Strömungsgebiet die Geschwindigkeit in Entlastungsrichtung gemessen werden konnte. Im Gegensatz zu den meisten Arbeiten, bei denen nur Strömungsuntersuchungen in der kalten Strömung durchgeführt

werden konnten, bestand durch die Verwendung der Laser-Doppler-Anemometrie die Möglichkeit, Strömungsmessungen während der Explosionen durchzuführen.

In Apparatur I wurde für ein Gemisch mit 4,5 % Propan, 85,5 % Luft und 10 % zusätzlichem Stickstoff der Einfluss von Entlastungsquerschnitt, Ansprechdruck der Berstfolie sowie von Behältervolumen und –geometrie auf den Druckverlauf, die Flammenausbreitung und in einigen Fällen auch auf die Entlastungsströmung untersucht. Es wurden durch Austausch des Explosionsgefäßes Experimente in Volumina von 2 bis 59 l sowie für Länge-zu-Durchmesser-Verhältnisse von 0,7 bis 14 durchgeführt. Weiter konnten in dieser Apparatur durch die Verwendung von Berstfolien aus mehreren Werkstoffen mit unterschiedlicher Stärke sowie durch Variation des Entlastungsquerschnittes zwischen 0,0007 und 0,0227 m² deutlich mehr Apparatecharakteristika untersucht werden, als bei vergleichbaren Untersuchungen z. B. von Cooper et al.[39] und Chow et al.[40].

Mit den in der Apparatur I gewonnenen Erkenntnissen wurde eine neue Versuchsapparatur (Apparatur II) konstruiert, in der Untersuchungen zum Einfluss der Anfangsturbulenz auf den Ablauf von druckentlasteten Explosionen unternommen wurden. Die Messungen erfolgten mit dem gleichen Brenngas-Luft-Gemisch wie zuvor sowie mit einem Maisstärke-Luft-Gemisch.

Aus den experimentellen Untersuchungen wurden folgende Erkenntnisse gewonnen:

Die Werkstoffe der Berstfolien hatten keinen Einfluss auf den reduzierten Explosionsdruck. Dies erlaubt es, die Ergebnisse auf Fälle mit anderen Berstfolien zu übertragen, sofern diese ebenfalls nahezu trägheitslos sind (Masse kleiner 0,5 kg /m²).

In Explosionsgefäßen ohne Anfangsturbulenz (Apparatur I) hing der reduzierte Explosionsdruck bei nahezu gleichen Länge-zu-Durchmesser-Verhältnissen und statischen Ansprechdrücken nur vom dimensionslosen Entlastungsparameter ab. Das Behältervolumen hatte keinen Einfluss, so dass eine Übertragbarkeit der Ergebnisse in technische Anlagen zu erwarten ist.

Alle experimentell ermittelten Druckkurven wiesen zwei Maxima auf, welche sich zum Entlastungsbeginn und ungefähr zu dem Zeitpunkt einstellten, als die Flammenausdehnung maximal war. Ein weiteres, durch eine Sekundärexplosion verursachtes Druckmaximum, wie von Cooper et al. [39] und Chow et al. [40] beschrieben, wurde bei keinem der Versuche festgestellt.

Bei allen Versuchen in Apparatur I wurde unmittelbar nach Entlastungsbeginn eine z. T. sehr deutliche Vergrößerung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme beobachtet. In den meisten Fällen blieb die Geschwindigkeit im Folgenden allerdings konstant oder vergrößerte

sich nur geringfügig. Mit Hilfe von LDA-Messungen konnte am Beispiel eines Behälters mit einem Volumen von 21 Litern gezeigt werden, dass die größere Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme nach Entlastungsbeginn allein auf die durch den Entlastungsvorgang erzeugte höhere Geschwindigkeit des unverbrannten Reaktionsgemisches zurückzuführen war. Die Entlastungsströmung führte demnach zu keiner nennenswerten Vergrößerung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme relativ zur Strömung vor ihr. Hieraus lässt sich ableiten, dass in diesem Fall die entlastungsinduzierte Turbulenz keine Rolle spielte.

Mit abnehmendem Entlastungsquerschnitt stellten sich sowohl höhere reduzierte Explosionsdrücke, als auch größere zeitliche Druckanstiege ein. Dagegen wurden bei vergleichsweise kleinen Entlastungsquerschnitten geringere Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Flamme beobachtet als bei großen. Demnach dürfte die Zunahme von reduziertem Explosionsdruck und zeitlichem Druckanstieg einzig auf einen geringeren Volumenstrom durch das Entlastungselement zurückzuführen sein. Im Vergleich hierzu stellten Chow et al. [40] in einem druckentlasteten Zylinder mit vergleichbaren Abmessungen für ein stöchiometrisches Methan-Luft-Gemisch keinen Einfluss des Entlastungsquerschnittes auf die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit fest.

Untersuchungen zum Einfluss des L/D-Verhältnisses auf den Explosionsablauf ergaben mit wachsendem Verhältnis einen größeren zeitlichen Druckanstieg. Zunächst stellten sich mit wachsendem L/D auch höhere reduzierte Explosionsdrücke ein. Bei größeren Verhältnissen nahm der reduzierte Explosionsdruck aber wieder ab. Das L/D-Verhältnis für den so ermittelten, maximalen reduzierten Explosionsdruck hing vom Entlastungsquerschnitt ab und verschob sich mit abnehmendem Querschnitt zu kleineren L/D-Verhältnissen. Folglich ist bei Verringerung des Entlastungsquerschnittes bei L/D-Verhältnissen nahe eins mit einer sehr starken und im Vergleich zu großen Verhältnissen deutlich größeren Zunahme des reduzierten Explosionsdruckes zu rechnen. Ursache für diese Abhängigkeit war die mit dem Verhältnis aus Entlastungs- und Behälterquerschnitt abnehmende Flammenausbreitungsgeschwindigkeit sowie der daraus resultierende Zeitpunkt, an dem die Flamme begann zu verlöschen.

Eine Vergrößerung des statischen Ansprechdruckes der Berstfolie bewirkte in fast allen Fällen einen in der gleichen Größenordnung höheren reduzierten Explosionsdruck. Gleichzeitig vergrößerten sich mit zunehmendem Ansprechdruck die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flamme und der zeitliche Druckanstieg.

Von besonderer sicherheitstechnischer Bedeutung waren Ergebnisse in einem Behälter mit einem Volumen von 21 Litern und einem Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis von ca. 1,5. Dort führten bei einem Entlastungsquerschnitt von $0,002 \text{ m}^2$ bereits um weniger als 30 mbar

voneinander abweichende und damit durchaus im Toleranzbereich liegende Ansprechdrücke zu Unterschieden im reduzierten Explosionsüberdruck von ca. 1 bar. Ursache hierfür war vermutlich eine zweistufige Verbrennungsreaktion, deren zweite Stufe während des Entlastungsvorganges einsetzte und zu einem sehr steilen Druckanstieg führte. Vergleichbare Beobachtungen solcher Anstiege mit überlagerten Schwingungen sind in der Literatur von Cooper et al. [39] sowie von Kersten und Förster [59] beschrieben. Diese führten allerdings zu deutlich niedrigeren reduzierten Explosionsdrücken wie im dargestellten Fall und stellten somit auch kein entsprechend großes sicherheitstechnisches Risiko dar. Weiter war dort auch die Abhängigkeit der Höhe des Druckmaximums vom Ansprechdruck geringer. Als Ursache für diesen Druckanstieg wird eine durch Druckwellen verursachte Anregung der Behälterstruktur genannt, die zu Druck-Oszillationen mit der Eigenfrequenz des Behälters und letztendlich zu einer größeren Verbrennungsrate führt.

Für einen Entlastungsquerschnitt von $0,0014 \text{ m}^2$ konnte gezeigt werden, dass oberhalb einer scharfen Grenze im dynamischen Ansprechdruck kein steiler Druckanstieg mehr auftrat. Hierdurch stellten sich trotz geringfügig höherem dynamischen Ansprechdruck um ca. 2 bar niedrigere reduzierte Explosionsüberdrücke ein. Aus den entsprechenden Hochgeschwindigkeitsaufnahmen, insbesondere bei Farbe und Helligkeit der Flamme konnte für Versuche ohne steilen Druckanstieg keine zweistufige Verbrennungsreaktion erkannt werden. Bei diesen Versuchen war die Flamme bereits vor Entlastungsbeginn so hell, dass von einem vollständigen Stoffumsatz ausgegangen wurde. Folglich war immer dann von einem hohen Gefährdungspotential auszugehen, wenn es während der Druckentlastung zu dem beschriebenen Flammenumschlag mit steilem Druckanstieg kam. Hierbei stellten sich in der Versuchsanordnung im Vergleich zu Versuchen, bei denen es zu keinem Umschlag der Explosion kam oder dieser vor Entlastungsbeginn erfolgte, deutlich höhere reduzierte Explosionsüberdrücke ein.

Bisher gibt es allerdings keine Erkenntnisse, ob solche Druckanstiege auch in Anlagen im technischen Maßstab auftreten können und mit welchen technischen Maßnahmen diese ggf. verhindert werden können. Solche Erkenntnisse zu erlangen, wäre Ansatzpunkt für weitere Forschungsarbeit.

Die Versuche mit Anfangsturbulenz zeigten, dass bereits moderate Turbulenzintensitäten in Prozessanlagen (hier bis $0,45 \text{ m/s}$) zu einer signifikanten Erhöhung von reduziertem Explosionsüberdruck und zeitlichem Druckanstieg bei druckentlasteten Explosionen führen. Beispielsweise wurden bei Versuchen mit einer Anfangsturbulenz von $0,45 \text{ m/s}$ doppelt so hohe reduzierte Explosionsüberdrücke gemessen, wie ohne Anfangsturbulenz. Ursache war ein nahezu linearer Anstieg der Verbrennungsgeschwindigkeit mit der Turbulenzintensität.

Vergleichbare Ergebnisse wurden auch von Scheuermann für Versuche mit abklingender Anfangsturbulenz erzielt [30].

Es zeigte sich allerdings, dass der Einfluss der Anfangsturbulenz sowohl auf den zeitlichen Druckanstieg als auch auf den reduzierten Explosionsdruck für verschiedene Bedingungen der Druckentlastung unterschiedlich hoch ausfiel. Für verhältnismäßig hohe Ansprechdrücke (Aluminiumfolien), sowie für niedrige Ansprechdrücke (Folie PE1) und große Entlastungsquerschnitte wurde nur ein geringer Einfluss der Anfangsturbulenz beobachtet. Insgesamt war die Zunahme von reduziertem Explosionsdruck und zeitlichem Druckanstieg mit zunehmender Anfangsturbulenz für Berstfolien mit höherem Ansprechdruck weniger stark ausgeprägt, als für solche mit geringerem Ansprechdruck. Bei sehr hohen Ansprechdrücken hatte die Anfangsturbulenz praktisch keinen Einfluss mehr auf den zeitlichen Druckanstieg nach Entlastungsbeginn.

Durch Auswertung der Flammenausbreitung konnte gezeigt werden, dass die Anfangsturbulenz immer dann einen signifikanten Einfluss auf den reduzierten Explosionsdruck und den zeitlichen Druckanstieg hatte, wenn sie nach Entlastungsbeginn zu einer im Vergleich zum ruhenden Gemisch schnelleren Flammenausbreitung führte.

Ursache für den geringen Einfluss der Anfangsturbulenz bei hohen Ansprechdrücken war vermutlich, dass nach Beginn der Druckentlastung mit zunehmendem Ansprechdruck der Anteil der Anfangsturbulenz an der gesamten Turbulenz zugunsten der entlastungsinduzierten Turbulenz abnahm. Eine solche Zunahme der Turbulenzintensität nach dem Beginn der Druckentlastung konnte anhand von Strömungsmessungen nachgewiesen werden.

Für Maisstärke-Luft-Gemische wurden Untersuchungen mit Zündverzögerungszeiten von 0,75 und 2,5 s unternommen. Die Versuche mit einer Zündverzögerungszeit von 2,5 s zeigten für Berstfolien mit niedrigem Ansprechdruck, dass mit zunehmender Turbulenzintensität sowohl der reduzierte Explosionsdruck als auch die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit größer wurden. Entsprechend vergrößerte sich auch der zeitliche Druckanstieg mit der Turbulenzintensität. Vergleichbare Ergebnisse zum reduzierten Explosionsdruck und zeitlichem Druckanstieg wurden auch von anderen Autoren erzielt [18, 26-27, 30-33]. Untersuchungen für eine kürzere Zündverzögerungszeit von nur noch 0,75 s ergaben praktisch keinen Einfluss der Anfangsturbulenz auf den reduzierten Explosionsdruck und den zeitlichen Druckanstieg. Dies war vermutlich darauf zurückzuführen, dass die durch das Aufwirbeln des Staubes erzeugte Turbulenz noch nicht vollständig abgeklungen war und die durch die Ventilatoren erzeugte Turbulenz überlagerte.

Zur Ergänzung der Experimente wurden Simulationsrechnungen mit den CFD-Programmen FLUENT6 und FLACS unternommen. Diese Rechnungen dienten zur Validierung der den Programmen zugrunde liegenden Modelle im Hinblick auf ihre Anwendbarkeit zur Berechnung von Explosionsabläufen in technischen Anlagen.

Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen mit FLUENT zeigen, dass die Druck-Zeit-Verläufe von Versuchen ohne Anfangsturbulenz relativ gut qualitativ wiedergegeben werden konnten. In einigen Fällen wurden auch gute quantitative Übereinstimmungen von Druckverlauf und Flammenausbreitung festgestellt. Alle Berechnungen in anfänglich ruhenden Gemischen führten im Vergleich zum jeweiligen Experiment zu höheren reduzierten Explosionsdrücken. Im Hinblick auf eine Anwendung der CFD-Codes in der Praxis hätte sich eine Dimensionierung der betrachteten Anlage auf der sicheren Seite ergeben.

Untersuchungen mit Anfangsturbulenz lieferten dagegen bisher keine zufrieden stellenden Ergebnisse. Mögliche Ursachen hierfür dürften u. a. sein, dass im k- ϵ Modell ein homogenes und isotropes Wirbelfeld vorausgesetzt wird, welches in turbulenten Flammen nicht gegeben ist und dass das Reaktionsmodell stark vereinfacht wurde. Hierzu ist weitere Validierungsarbeit erforderlich, die den Rahmen dieser Arbeit allerdings übersteigt.

Die Simulationsrechnungen mit FLACS gaben qualitativ recht gut den zeitlichen Druckverlauf wieder, führten aber zu zu hohen reduzierten Explosionsdrücken. Außerdem liefen die Explosionen zu schnell ab. Der wesentliche Grund hierfür dürfte eine vom Programm zu groß angenommene laminare Verbrennungsgeschwindigkeit für das verwendete Propan-Luft-Stickstoff-Gemisch sein. Diesbezügliche Modifikationen des Programms erfordern jedoch einen Eingriff in den Quellcode, wofür der Programmnutzer nicht die Autorisierung besitzt.

Diese Arbeit vergleicht ferner die experimentellen Ergebnisse der Propanversuche mit nach dem Normentwurf DIN EN 14994 berechneten Werten. Hierbei wurden alle Untersuchungen in Apparatur I mit L/D-Verhältnissen < 5 einschließlich der in Kapitel 5.1.5 beschriebenen Versuche mit steilem Druckanstieg sowie Untersuchungen in Apparatur II mit Turbulenzintensitäten $< 0,45$ m/s berücksichtigt. Es konnte gezeigt werden, dass die in der Norm vorgestellte Berechnungsmethode, die eigentlich nur auf Gemische ohne Anfangsturbulenz und für L/D-Verhältnisse < 3 Anwendung finden soll, in allen Fällen, auch bei denen mit steilem Druckanstieg, eine ausreichende Dimensionierung der Entlastungsöffnung sicherstellte. Allerdings war der berechnete Entlastungsquerschnitt in einigen Fällen, besonders bei sehr kleinen dimensionslosen Entlastungsparametern, sehr stark überdimensioniert. Insbesondere für solche Fälle wäre zukünftig eine Berechnung des Entlastungsquerschnittes mit Hilfe der Strömungssimulation anzustreben. Letztendlich führten alle Simulationsrechnungen ohne

Anfangsturbulenz zu besseren Ergebnissen, als die entsprechende Berechnung nach der zukünftigen Druckentlastungsnorm.

Im Hinblick auf die Anwendbarkeit der Berechnungsgleichungen bei größeren Turbulenzintensitäten als den untersuchten kann eine Unterdimensionierung nicht ausgeschlossen werden. Aufgrund der Messergebnisse wäre dies besonders in Fällen von Druckentlastung über Entlastungseinrichtungen mit niedrigen Ansprechdrücken und Entlastungsparametern von mehr als 0,05 zu befürchten. Hier wären zur Überprüfung der Anwendbarkeit in jedem Fall Vergleichsmessungen erforderlich.

Weiter wurden die Untersuchungen ausschließlich im Labormaßstab durchgeführt. Zur Überprüfung der Übertragbarkeit der Ergebnisse auf die Praxis sollten daher stichprobenartig Vergleichsmessungen im technischen Maßstab durchgeführt werden. Dies gilt insbesondere für die Ergebnisse aus Versuchen, bei denen steile Druckanstiege auftraten, da nicht ausgeschlossen werden kann, dass sich bei entsprechenden Explosionsabläufen im technischen Maßstab noch höhere Explosionsdrücke einstellen.

10 Formelzeichen und Abkürzungen

Formelzeichen

a		absolut
A_{Entl}	m^2	Entlastungsquerschnitt
dp/dt	bar/s	zeitlicher Druckanstieg
C	g/m^3	Staubkonzentration
c_p	$\text{J}/(\text{Kg K})$	spezifische Wärmekapazität
D	mm	Behälterdurchmesser
D_k	m^2/s	Diffusionskoeffizient
d	m	Partikeldurchmesser
d_{Entl}	mm	Durchmesser Entlastungsöffnung
$(\text{dp}/\text{dt})_{\text{ex}}$	bar/s	maximaler zeitlicher Druckanstieg (geschlossene Apparatur)
$\text{dp}/\text{dt}_{\text{max}}$	bar/s	maximaler zeitlicher Druckanstieg (teilentlastete Apparatur)
$(\text{dp}/\text{dt})_{\text{max}}$	bar/s	STK maximaler zeitlicher Druckanstieg
g	m/s^2	Gravitationsbeschleunigung
h	mm	Flammenhöhe
k	-	Konstante
k	m^2/s^2	kinetische Wirbelenergie

$J_{k,i}$	kg/(m ² s)	Diffusionsstromdichte
L	mm	Behälterlänge (Höhe)
l	m	Probenlänge der Konzentrationsmessung
M	g/mol	Molmasse
Q	-	dimensionsloser Extinktionskoeffizient
p	bar	Druck
p _{ex}	bar	maximaler Explosionsdruck eines Gemisches
p _{max}	bar	STK maximaler Explosionsdruck
p _{red}	bar	reduzierter Explosionsdruck
p _{stat}	bar	statischer Ansprechdruck
p _{dyn}	bar	dynamischer Ansprechdruck
r	m	Flammenradius
S _{μk}	kg/(m ³ s)	Produktionsrate der Spezies k
S _t	m/s	turbulente Verbrennungsgeschwindigkeit
S	-	Quellterm
t	s	Zeit
u _i	m/s	Geschwindigkeit in Raumrichtung i
Tu	-	Turbulenzgrad
u'	m/s	Turbulenzintensität
V	m ³	Behältervolumen
x _i	-	Raumrichtung
X _k	-	Molanteil
Δ	-	Differenz
Δp _{stat}	mbar	statischer Ansprechüberdruck
Δp _{dyn}	mbar	dynamischer Ansprechüberdruck
Φ	-	beliebige skalare Erhaltungsgröße
η	Pa s	dynamische Viskosität
λ	J/(m s K)	Wärmeleitfähigkeit
μ _k	-	Massenanteil der Komponente k
ε	m ² /s ³	Dissipationsrate
ρ	g/m ³	Dichte
v	m/s	Geschwindigkeit
\bar{v}	m/s	mittlere Geschwindigkeit

v'	m/s	turbulente Schwankungsgeschwindigkeit
v_{Fl}	m/s	Flammenausbreitungsgeschwindigkeit
τ	s	Mittelungsintervall zur Bestimmung der mittl. Geschwindigkeit
τ_{ij}	N/m ²	Schubspannung

Abkürzungen

AF		Aluminiumfolie mit 15 µm Dicke
AF1		Aluminiumfolie mit 15 µm Dicke
AF2		Aluminiumfolie mit 20 µm Dicke
AF3		Aluminiumfolie mit 22 µm Dicke
$A/V^{2/3}$	-	dimensionsloser Entlastungsparameter
CFD	-	Numerische Strömungssimulation
FS		Schalter
FI		Durchflussmesser mit lokaler Anzeige
FIC		Durchflussregelung mit lokaler Anzeige
L/D-Verhältnis		Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis
K_{St} -Wert	bar m/s	Staubexplosionskonstante
K_G -Wert	bar m/s	Gasexplosionskonstante
PE1		Polyethylenfolie mit 10 µm Dicke
PE2		Polyethylenfolie mit 15 µm Dicke
PE3		Polyethylenfolie mit 40 µm Dicke
PE4		Polyethylenfolie mit 15 µm Dicke
PIR		Druckmessung mit lokaler Anzeige und Aufzeichnung
PP		Pergamentpapier mit 50 µm Dicke
RMS-Wert		quadratischer Mittelwert der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit (root-mean-square)
STK		sicherheitstechnische Kenngröße(n)

11 Abbildungen

ABB. 1.3.1: PRINZIP DER DRUCKENTLASTUNG [11]	5
ABB. 1.3.2: MÖGLICHKEITEN DES DRUCKVERLAUFES BEI DRUCKENTLASTETEN EXPLOSIONEN [11]	6
ABB. 4.1.1: VERSUCHSAPPARATUR I ZUR UNTERSUCHUNG DRUCKENTLASTETER GASEXPLOSIONEN BEI UNTERSCHIEDLICHEN ANSPRECHDRÜCKEN, ENTLASTUNGSQUERSCHNITTEN, BEHÄLTERVOLUMINA, UND LÄNGE-ZU-DURCHMESSER- VERHÄLTNISSSEN	21
ABB. 4.1.2: SKIZZE VERSUCHSDURCHFÜHRUNG IN APPARATUR I FÜR VERSUCHE MIT MISCHAUTOKLAV (1. VERSUCHSREIHE).....	24
ABB. 4.1.3: SKIZZE VERSUCHSDURCHFÜHRUNG IN APPARATUR I FÜR VERSUCHE MIT MASS- FLOW CONTROL SYSTEM (2. VERSUCHSREIHE).....	25
ABB. 4.2.1: VERSUCHSAPPARATUR II ZUR UNTERSUCHUNG DRUCKENTLASTETER GAS- UND STAUBEXPLOSIONEN BEI UNTERSCHIEDLICHEN ANFANGSTURBULENZEN, ANSPRECHDRÜCKEN UND ENTLASTUNGSQUERSCHNITTEN.....	27
ABB. 4.2.2: SKIZZE VERSUCHSDURCHFÜHRUNG IN APPARATUR II FÜR VERSUCHE MIT PROPAN- LUFT-GEMISCHEN	31
ABB. 4.2.3: SKIZZE VERSUCHSDURCHFÜHRUNG IN APPARATUR II FÜR VERSUCHE MIT MAISSTÄRKE -LUFT-GEMISCHEN	32
ABB. 4.3.1: ERMITTLUNG DES ÄQUIVALENTEN FLAMMENRADIUS [55]	34
ABB. 4.3.2: ERMITTLUNG DER FLAMMENHÖHE [55].....	35
ABB. 4.3.3 PRINZIPIELSKIZZE DES LDA	37
ABB. 4.3.4: AUFBAU ZUR KALIBRIERUNG DER KONZENTRATIONSMESSSONDEN.....	38
ABB. 4.4.1: PROFILE DER TURBULENZINTENSITÄT IN EINER HÖHE VON 900 MM ÜBER DEM BEHÄLTERBODEN BEI UNTERSCHIEDLICHEN VENTILATORENEINSTELLUNGEN	40
ABB. 5.1.1: DRUCK IN ABHÄNGIGKEIT VON DER ZEIT WÄHREND DRUCKENTLASTETER EXPLOSIONEN EINES PROPAN-LUFT-STICKSTOFF-GEMISCHES	43
ABB. 5.1.2: FLAMMENAUSBREITUNG WÄHREND EINER DRUCKENTLASTETER EXPLOSION EINES PROPAN-LUFT-STICKSTOFF-GEMISCHES IN EINEM BEHÄLTER MIT EINEM VOLUMEN VON 59 L, EINEM LÄNGE-ZU-DURCHMESSER-VERHÄLTNISS VON 4,8 UND EINEM ENTLASTUNGSQUERSCHNITT VON 0,0113 m ² SOWIE EINEM STATISCHEN ANSPRECHÜBERDRUCK VON 260 ± 20 MBAR.....	44

ABB. 5.1.3: AUSBREITUNG DER FLAMME OBERHALB DES ZÜNDORTES IN ABHÄNGIGKEIT VON DER ZEIT FÜR VERSUCHE MIT UNTERSCHIEDLICHEM ENTLASTUNGSQUERSCHNITT. IN DEN KURVEN IST JEWEILS DER BEGINN DER DRUCKENTLASTUNG HERVORGEHOBEN	45
ABB. 5.1.4: GESCHWINDIGKEITS- UND DRUCK-ZEIT-VERLAUF EINER DRUCKENTLASTETEN EXPLOSIONEN EINES PROPAN-LUFT-STICKSTOFF-GEMISCHES; Δh IST DER VERTIKALE ABSTAND ZWISCHEN MESSORT UND ENTLASTUNGSÖFFNUNG	46
ABB. 5.1.5: FLAMMENAUSBREITUNG WÄHREND EINER DRUCKENTLASTETEN EXPLOSION EINES PROPAN-LUFT-STICKSTOFF-GEMISCHES IN EINEM BEHÄLTER MIT EINEM VOLUMEN VON 21 L UND EINEM LÄNGE- ZU –DURCHMESSER VERHÄLTNIS VON 1,5. DER ENTLASTUNGSQUERSCHNITT BETRUG 0,002 m ² , DER STATISCHE ANSPRECHÜBERDRUCK LAG BEI 115 ± 20 MBAR; ENTLASTUNG NACH 0,063 s	47
ABB. 5.1.6: REDUZIERTER EXPLOSIONSDRÜCKE IN ABHÄNGIGKEIT VOM DIMENSIONSLOSEN ENTLASTUNGSPARAMETER	49
ABB. 5.1.7: DRUCK IN ABHÄNGIGKEIT VON DER ZEIT FÜR VERSUCHE MIT UNTERSCHIEDLICHEN BERSTMEMBRANEN (DIE SYMBOLE ZEIGEN KEINE BESTIMMTEN MESSWERTE UND DIENEN NUR ZUR UNTERSCHIEDUNG DER KURVEN).....	50
ABB. 5.1.8: DRUCK IN ABHÄNGIGKEIT VON DER ZEIT FÜR VERSUCHE MIT UNTERSCHIEDLICHEN BERSTMEMBRANEN (DIE SYMBOLE ZEIGEN KEINE BESTIMMTEN MESSWERTE UND DIENEN NUR ZUR UNTERSCHIEDUNG DER KURVEN).....	51
ABB. 5.1.9: AUSBREITUNG DER FLAMME OBERHALB DES ZÜNDORTES IN ABHÄNGIGKEIT VON DER ZEIT FÜR VERSUCHE MIT UNTERSCHIEDLICHEM STATISCHEN ANSPRECHÜBERDRUCK. IN DEN KURVEN SIND JEWEILS ZWEI PUNKTE HERVORGEHOBEN, WOBEI DER ERSTE DEN BEGINN DER DRUCKENTLASTUNG UND DER ZWEITE DIE ZEIT ZU DER SICH DER REDUZIERTER EXPLOSIONSÜBERDRUCK EINSTELLTE WIEDERGIBT.....	52
ABB. 5.1.10: DRUCK IN ABHÄNGIGKEIT VON DER ZEIT BEI UNTERSCHIEDLICHEN LÄNGE-ZU-DURCHMESSER-VERHÄLTNISSEN (ANMERKUNG: DIE SYMBOLE ZEIGEN KEINE BESTIMMTEN MESSWERTE UND DIENEN NUR ZUR UNTERSCHIEDUNG DER KURVEN).....	54
ABB. 5.1.11: FLAMMENAUSBREITUNG WÄHREND EINER DRUCKENTLASTETEN EXPLOSION EINES PROPAN-LUFT-STICKSTOFF-GEMISCHES IN EINEM BEHÄLTER MIT EINEM VOLUMEN VON 9,5 L UND EINEM LÄNGE-ZU-DURCHMESSER-VERHÄLTNIS VON 3,6 SOWIE EINEM ENTLASTUNGSQUERSCHNITT VON 0,002 m ² ; DER STATISCHE ANSPRECHÜBERDRUCK BETRUG 115 ± 20 MBAR.....	55
ABB. 5.1.12: FLAMMENAUSBREITUNG WÄHREND EINER DRUCKENTLASTETEN EXPLOSION EINES PROPAN-LUFT-STICKSTOFF-GEMISCHES IN EINEM BEHÄLTER MIT EINEM VOLUMEN VON 9,5 L UND EINEM LÄNGE-ZU-DURCHMESSER-VERHÄLTNIS VON 14,1 SOWIE EINEM	

ENTLASTUNGSQUERSCHNITT VON 0,002 m ² ; DER STATISCHE ANSPRECHÜBERDRUCK BETRUG 115 ± 20 MBAR.....	56
ABB. 5.1.13: DRUCK-ZEIT-VERLÄUFE VON DRUCKENTLASTETEN GASEXPLOSIONEN BEI VERSCHIEDENEN L/D-VERHÄLTNISSEN (ANMERKUNG: DIE SYMBOLE ZEIGEN KEINE BESTIMMTEN MESSWERTE UND DIENEN NUR ZUR UNTERSCHIEDUNG DER KURVEN)	56
ABB. 5.1.14: FLAMMENAUSBREITUNG WÄHREND EINER DRUCKENTLASTETEN EXPLOSION EINES PROPAN-LUFT-STICKSTOFF-GEMISCHES IN EINEM BEHÄLTER MIT EINEM VOLUMEN VON 9,5 L UND EINEM LÄNGE-ZU-DURCHMESSER-VERHÄLTNIS VON 3,6 SOWIE EINEM ENTLASTUNGSQUERSCHNITT VON 0,0005 m ² ; DER STATISCHE ANSPRECHÜBERDRUCK BETRUG 250 ± 25 MBAR.....	58
ABB. 5.1.15: DRUCK-ZEIT-VERLÄUFE VON DRUCKENTLASTETEN GASEXPLOSIONEN IN ABHÄNGIGKEIT VOM ANSPRECHDRUCK	59
ABB. 5.1.16: AUSBREITUNG DER FLAMME OBERHALB DES ZÜNDORTES IN ABHÄNGIGKEIT VON DER ZEIT FÜR DYNAMISCHE ANSPRECHÜBERDRÜCKE VON 0,35 UND 0,56 BAR, DIE ENTLASTUNGSZEITPUNKTE SIND OPTISCH HERVORGEHOBEN	60
ABB. 5.1.17: FLAMMENAUSBREITUNG FÜR VERSUCHE MIT UND OHNE STEILEN DRUCKANSTIEG; BEHÄLTERVOLUMEN 21 L; L/D: 1,5; ENTLASTUNGSQUERSCHNITT 0,002 m ²	61
ABB. 5.1.18: DRUCK-ZEIT-VERLÄUFE VON DRUCKENTLASTETEN GASEXPLOSIONEN IN ABHÄNGIGKEIT VOM ANSPRECHDRUCK	64
ABB. 5.1.19: FLAMMENAUSBREITUNG FÜR EINEN VERSUCH OHNE STEILEN DRUCKANSTIEG; BEHÄLTERVOLUMEN 21 L; L/D: 1,5; ENTLASTUNGSQUERSCHNITT 0,014 m ²	65
ABB. 5.1.20: FLAMMENAUSBREITUNG FÜR EINEN VERSUCH MIT STEILEM DRUCKANSTIEG; BEHÄLTERVOLUMEN 21 L; L/D: 1,5; ENTLASTUNGSQUERSCHNITT 0,0014 m ²	66
ABB. 5.2.1: DRUCK IN ABHÄNGIGKEIT VON DER ZEIT BEI VERWENDUNG VON ZWEI DRUCKAUFNEMMERN IN HÖHE DES ZÜNDORTES UND IN UNMITTELBARER NÄHE DER ENTLASTUNGSÖFFNUNG.....	67
ABB. 5.2.2: REDUZIERTER EXPLOSIONSÜBERDRUCK IN ABHÄNGIGKEIT VOM DIMENSIONSLOSEN ENTLASTUNGSPARAMETER FÜR UNTERSCHIEDLICHE, ZUM ZÜNDZEITPUNKT VORLIEGENDE TURBULENZINTENSITÄTEN	68
ABB. 5.2.3: ZUSAMMENHANG ZWISCHEN REDUZIERTEM EXPLOSIONSÜBERDRUCK UND TURBULENZINTENSITÄT BEI EINER DRUCKENTLASTETEN EXPLOSION EINES PROPAN-LUFT- STICKSTOFF-GEMISCHES	69
ABB. 5.2.4: REDUZIERTER EXPLOSIONSÜBERDRUCK IN ABHÄNGIGKEIT VOM DIMENSIONSLOSEN ENTLASTUNGSPARAMETER FÜR UNTERSCHIEDLICHE, ZUM ZÜNDZEITPUNKT VORLIEGENDE TURBULENZINTENSITÄTEN	70

ABB. 5.2.5: REDUZIERTER EXPLOSIONSÜBERDRUCK IN ABHÄNGIGKEIT VOM DIMENSIONSLOSEN ENTLASTUNGSPARAMETER FÜR UNTERSCHIEDLICHE, ZUM ZÜNDZEITPUNKT VORLIEGENDE TURBULENZINTENSITÄTEN	71
ABB. 5.2.6: ZEITLICHER VERLAUF DES DRUCKES WÄHREND DRUCKENTLASTETER EXPLOSIONEN BEI UNTERSCHIEDLICHEN ANFANGSTURBULENZEN	72
ABB. 5.2.7: ZEITLICHER VERLAUF DES DRUCKES WÄHREND DRUCKENTLASTETER EXPLOSIONEN BEI UNTERSCHIEDLICHEN ANFANGSTURBULENZEN	73
ABB. 5.2.8: MAXIMALER ZEITLICHER DRUCKANSTIEG IN ABHÄNGIGKEIT VON DER TURBULENZINTENSITÄT FÜR UNTERSCHIEDLICHE ANSPRECHDRÜCKE UND DIMENSIONSLOSE ENTLASTUNGSQUERSCHNITTE.....	74
ABB. 5.2.9: FLAMMENAUSBREITUNG WÄHREND EXPLOSIONEN MIT EINEM PROPAN-LUFT- STICKSTOFF-GEMISCH IN EINEM BEHÄLTER MIT EINEM VOLUMEN VON 100 L FÜR VERSCHIEDENE ANFANGSTURBULENZEN, DYNAMISCHE ANSPRECHDRÜCKE UND ENTLASTUNGSQUERSCHNITTE.....	77
ABB. 5.2.10: AUSBREITUNG DER FLAMME OBERHALB DES ZÜNDORTES IN ABHÄNGIGKEIT VON DER ZEIT FÜR VERSUCHE MIT VERGLEICHSWEISE HOHEM UND NIEDRIGEN STATISCHEN ANSPRECHDRÜCKEN UND TURBULENZINTENSITÄTEN VON 0 UND 0,45 M/S DIE ENTLASTUNGSZEITPUNKTE SIND OPTISCH HERVORGEHOBEN	79
ABB. 5.2.11: AXIALE STRÖMUNGSGESCHWINDIGKEIT IN ABHÄNGIGKEIT VON DER ZEIT FÜR UNTERSCHIEDLICHE STATISCHE ANSPRECHÜBERDRÜCKE UND ANFANGSTURBULENZEN; PFEILE VERDEUTLICHEN ZEITPUNKTE, ZU DENEN SICH DIE REDUZIERTEN EXPLOSIONSÜBERDRÜCKE EINSTELLTEN	80
ABB. 5.2.12: AXIALE STRÖMUNGSGESCHWINDIGKEIT IN ABHÄNGIGKEIT VON DER ZEIT FÜR UNTERSCHIEDLICHE ENTLASTUNGSQUERSCHNITTE; PFEILE VERDEUTLICHEN DIE ZEITPUNKTE, ZU DENEN SICH DIE REDUZIERTEN EXPLOSIONSÜBERDRÜCKE EINSTELLTEN	82
ABB. 5.2.13: ZEITLICHER VERLAUF DES DRUCKES WÄHREND DRUCKENTLASTETER MAISSTÄRKE-LUFT EXPLOSIONEN MIT DREI UNTERSCHIEDLICHEN ANFANGSTURBULENZEN	84
ABB. 5.2.14: MAXIMALER ZEITLICHER DRUCKANSTIEG IN ABHÄNGIGKEIT VON DER ZUM ZÜNDZEITPUNKT VORLIEGENDEN TURBULENZINTENSITÄT	85
ABB. 5.2.15: FLAMMENAUSBREITUNG WÄHREND DRUCKENTLASTETER EXPLOSIONEN VON MAISSTÄRKE-LUFT-GEMISCHEN IN EINEM EXPLOSIONSGEFÄß MIT EINEM VOLUMEN VON 75 L	86
ABB. 5.2.16: ZEITLICHER VERLAUF DES DRUCKES WÄHREND EINER DRUCKENTLASTETEN STAUBEXPLOSION FÜR DREI UNTERSCHIEDLICHE ANFANGSTURBULENZEN.....	87

ABB. 5.2.17: ZEITLICHER VERLAUF DES DRUCKES WÄHREND DRUCKENTLASTETER EXPLOSION BEI UNTERSCHIEDLICHEN ZÜNDORTEN IN ABHÄNGIGKEIT VOM ANSPRECHÜBERDRUCK ..	90
ABB. 5.2.18: AUSBREITUNG DER FLAMME IN ABHÄNGIGKEIT VON DER ZEIT FÜR VERSUCHE MIT ZÜNDUNG IN EINEM ABSTAND VON 220 BZW. 500 MM ZUM BEHÄLTERBODEN; DIE ENTLASTUNGSZEITPUNKTE SIND OPTISCH HERVORGEHOBEN	91
ABB. 5.2.19: ZEITLICHER VERLAUF DES DRUCKES WÄHREND DRUCKENTLASTETER GASEXPLOSION FÜR VERSUCHE MIT EIN- UND AUSGEBAUTEN VENTILATOREN IN ABHÄNGIGKEIT VOM ANSPRECHÜBERDRUCK.....	93
ABB. 5.2.20: AUSBREITUNG DER FLAMME IN ABHÄNGIGKEIT VON DER ZEIT FÜR VERSUCHE MIT EIN- UND AUSGEBAUTEN VENTILATOREN; DIE ENTLASTUNGSZEITPUNKTE SIND OPTISCH HERVORGEHOBEN.....	94
ABB. 6.3.1: EXPERIMENTELL ERMITTELTEN UND MIT FLUENT BERECHNETEN DRUCKVERLAUF	107
ABB. 6.3.2: AUSBREITUNG DER FLAMME NACH ENTLASTUNGSBEGINN IN EXPERIMENT (JEWEILS RECHTE AUFNAHME) UND SIMULATION (JEWEILS LINKE AUFNAHME) IN EINEM REAKTIONSGEFÄß MIT: V: 21 L, L/D: 3,4, A _{ENTL} : 0,0014 m ² , P _{DYN} : 500 MBAR	108
ABB. 6.3.3: VERTEILUNG DER TURBULENTEN KINETISCHEN ENERGIE K NACH ENTLASTUNGSBEGINN IN ABHÄNGIGKEIT VON DER ZEIT FÜR EIN REAKTIONSGEFÄß MIT: V: 21 L, L/D: 3,4, A _{ENTL} : 0,0014, P _{DYN} : 500 MBAR	109
ABB. 6.3.4: DRUCKVERLAUF VON EXPERIMENT UND SIMULATIONSRECHNUNG.....	110
ABB. 6.3.5: DRUCK IN ABHÄNGIGKEIT VON DER ZEIT MIT UND OHNE ANFANGSTURBULENZ FÜR EXPERIMENT UND SIMULATION MIT FLUENT	111
ABB. 6.3.6: DRUCK IN ABHÄNGIGKEIT VON DER ZEIT MIT UND OHNE ANFANGSTURBULENZ FÜR EXPERIMENT UND SIMULATION MIT FLACS	112
ABB. 7.2.1: VERHÄLTNISSVERHÄLTNIS AUS BERECHNETEM UND EXPERIMENTELL ERMITTELTEN ENTLASTUNGSQUERSCHNITT IN ABHÄNGIGKEIT VOM DIMENSIONSLOSEN ENTLASTUNGSPARAMETER	115
ABB. 7.2.2: VERHÄLTNISSVERHÄLTNIS AUS BERECHNETEM UND EXPERIMENTELL ERMITTELTEN ENTLASTUNGSQUERSCHNITT IN ABHÄNGIGKEIT VOM DIMENSIONSLOSEN ENTLASTUNGSPARAMETER FÜR DEFINIERTE L/D-VERHÄLTNISSE.....	116
ABB. 7.2.3: VERHÄLTNISSVERHÄLTNIS AUS BERECHNETEM UND EXPERIMENTELL ERMITTELTEN ENTLASTUNGSQUERSCHNITT IN ABHÄNGIGKEIT VOM DIMENSIONSLOSEN ENTLASTUNGSPARAMETER	117

12 Tabellen

TABELLE 4.1.1 BEHÄLTERVOLUMINA UND LÄNGE-ZU-DURCHMESSER-VERHÄLTNISSE DER GLASZYLINDER BEI VERSUCHEN IN APPARATUR I	21
TABELLE 4.1.2: STATISCHER ANSPRECHÜBERDRUCK IN ABHÄNGIGKEIT VON BERSTFOLIENWERKSTOFF UND ENTLASTUNGSQUERSCHNITT	23
TABELLE 4.2.1: STATISCHER ANSPRECHÜBERDRUCK IN ABHÄNGIGKEIT VON BERSTFOLIENWERKSTOFF UND ENTLASTUNGSQUERSCHNITT	29
TABELLE 4.2.2: STATISCHER ANSPRECHÜBERDRUCK IN ABHÄNGIGKEIT VON BERSTFOLIENWERKSTOFF UND ENTLASTUNGSQUERSCHNITT	29
TABELLE 4.4.1: MITTLERE TURBULENZINTENSITÄT U' IN VERSUCHSAPPARATUR II IN ABHÄNGIGKEIT VON DER VENTILATORENEINSTELLUNG	40
TABELLE 5.2.1: EINFLUSS DES ZÜNDORTES AUF DEN REDUZIERTEN EXPLOSIONSÜBERDRUCK.	89
TABELLE 5.2.2: GEGENÜBERSTELLUNG DER ERGEBNISSE ZUM EINFLUSS DER VENTILATOREN AUF DEN REDUZIERTEN EXPLOSIONSÜBERDRUCK.	92

13 Literatur

- [1] Beck, H., Jeske, A.: Berichte über Staubexplosionen – Einzelereignisse und Dokumentation; VDI-Bericht 1272; VDI-Verlag, Düsseldorf, 1996
- [2] Kauffman, C.W, Mestrich, K.R., Regan, R.P., Seymour, T. H.: Dust Explosions in the US Grain Industrie – The Effects oft Research, Regulations and Education; K. van Wingerden (ed.); Proc. 7th Int. Coll. Dust Explosions, Bergen 1996
- [3] ZEMA Datenbank auf www.infosis.bam.de
- [4] Pekalski, A. A. Theoretical and experimental study on explosion safety of hydrocarbons oxidation at elevated conditions: Relevance for safe design and operation of industrial processes; Dissertation TU Delft 2004
- [5] Lees, F. P.: Loss Prevention in the Process Industries, 2nd edition, vol.3; Butterworth Heinemann 1996.
- [6] Jeske, A., Beck, H.: Dokumentation Staubexplosionen Analyse und Einzelfalldarstellung BIA-Report 11/97. Hrsg.: Hauptverband der gewerblichen Berufsgenossenschaften, Sankt Augustin 1997

- [7] DIN EN 1127-1, Ausgabe:1997-10 Explosionsfähige Atmosphären - Explosionsschutz - Teil 1: Grundlagen und Methodik; Deutsche Fassung EN 1127-1:1997
- [8] VDI 2263: Staubbrände und Staubexplosionen Gefahren – Beurteilung - Schutzmaßnahmen; Ausgabe Mai 1992
- [9] (Norm-Entwurf) DIN EN 14460, Ausgabe:2002-07 Explosionsfeste Geräte; Deutsche Fassung prEN 14460:2002
- [10] (Norm-Entwurf) DIN EN 14373, Ausgabe:2002-04 Explosionsunterdrückungssysteme; Deutsche Fassung prEN 14373:2002
- [11] Steen, H.: Handbuch des Explosionsschutzes. WILEY-VCH Verlag, 2000
- [12] Van Wingerden, K.;Wilkins, B.; Pedersen,G.: On the effect of gas mixtures non homogeneity and pre-ignition turbulence on gas explosions in high density congested industrial facilities. Symp. Loss Prevention, Safety Promotion in the Process Industry, 1998, Barcelona
- [13] Hauert, Vogl and Radandt; Measurement of Turbulence and Dust Concentration in Silos and Vessel, Proceedings of The Sixth International Colloquium on Dust Explosions, August 1994
- [14] Hauert, Vogl; Measurement of Dust Cloud Characteristics in Industrial Plants, Final Report: Protecting People, Equipment, Buildings and Environment Against Dust Explosions- CREDIT Project (Cooperative Research of Exploding Dusts on Industrial Terrains
- [15] Hauert, Fogt, Vogl, Wennerberg, Radandt; Staubverteilung und Geschwindigkeitsparameter in einem pneumatisch befüllten Silo mit numerischen Simulationen, VDI-Berichte 1272, 1986
- [16] Hauert, Arnold, Vogl, Radandt; Explosionsdruckentlastung, eines Kleinsilos bei pneumatischer Befüllung mit tangentialer Produkteinleitung; VDI-Berichte 1601, 2001
- [17] Hattwig, M.: Druckentlastung von Gasexplosionen bei hohen Anfangsdrücken. Amts- und Mitteilungsblatt der BAM 17 (1987), Nr. 1
- [18] Amyotte, P., Patil, S., Pegg, M.: Confined and Vented Ethylene/Air Deflagrations at Initially Elevated Pressures and Turbulence Levels. Trans TchemE; Vol 80, Part B; March 2002

- [19] Beauvais, R.: Brennverhalten vorgemischter, turbulenter Wasserstoff-Luft-Flammen in einem Explosionsrohr, Dissertation TU München 1994
- [20] Amyotte, Chippett, Pegg; Effects of Turbulence on Dust Explosions, Prog. Energy Combust. Sci. 1989, Vol. 14
- [21] Kauffman, Srinath, Tezok, Nicholls, Sichel; Turbulent and Accelerating Dust Flames; Twentieth Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute, 1984
- [22] Leisenheimer, B.: Zum Ausbreitungsverhalten von Deflagrationen in laminaren und turbulenten Brenngas-Luft-Gemischen innerhalb geschlossener Behälter. Dissertation TH Karlsruhe, 1997
- [23] Christill, M., Nastoll, W., Leukel, W, Zarzalis, N.: Der Einfluss von Strömungsturbulenz auf den Explosionsablauf in Staub-Luft-Gemischen,. VDI-Berichte 701, 1988
- [24] van der Wel; Ignition and Propagation of Dust Explosions; Dissertation, TU Delft, 1993
- [25] Timmers, Mercx, Lemkowitz, Scarlett und van der Wel; The Influence of Turbulence and Other Parameters on Dust Explosion Test Results, VDI-Berichte 975, 1992
- [26] Eckhoff; Influence of initial and explosion-induced turbulence on dust explosions in closed and vented vessels, Research at CMI, Powder Technology, 71 (1992)
- [27] Tamanini, Ural; FMRC studies of parameters affecting the propagation of dust explosions, Powder Technology, 71 (1992)
- [28] Schumann Haas, Schmittberger, Rasogi, Fogt, Friehmelt; Measurement of Pressure Blast Effects and Fireball Sizes from Vented Dust Explosions: Simulated Experiments/Large Test Cell, Report: Protecting People, Equipment, Buildings and Environment Against Dust Explosions- CREDIT Project (Cooperative Research of Exploding Dusts on Industrial Terrains
- [29] Schumann, Rastogi, Friehmelt; Druckentlastung von Staubexplosionen: Experimente und Modellierung der Wirkung; VDI-Berichte 1272, 1996
- [30] Scheuermann K.-P.: Untersuchung des Einflusses der Turbulenz auf den Explosionsablauf im geschlossenen und teilentlasteten Behälter. Dissertation RWTH Aachen, 1993
- [31] Scheuermann; Klug, Bielert und Adomeit; Zum Einfluss der Turbulenz auf den Explosionsablauf; VDI-Berichte 975, 1992

- [32] Höchst, S.: Untersuchungen zur Druckentlastung großer Behälter beim deflagrativen Abbrand von Brenngas-Luft- und Brennstaub-Luft-Gemischen. Dissertation TH Karlsruhe, 1997
- [33] Höchst, Leuckel; On the Effect of Venting Large Vessels With Mass Inert Devices; Proceedings of the International Symp. on Hazards, Prevention, and Mitigation of Industrial Explosion –The Seventh International Colloquium on Dust Explosions, Bergen, Norway, 1996
- [34] Ardey, N.: Struktur und Beschleunigung turbulenter Wasserstoff-Luft-Flammen in Räumen mit Hindernissen, Dissertation TU München 1998
- [35] Durst, B.: Messungen und Simulationen zur Wechselwirkung zwischen Turbulenz und vorgemischten Flammen, Dissertation TU München 2000
- [36] Bartknecht, W.: Explosionsschutz- Grundlagen und Anwendung. Springer Verlag, 1993
- [37] Eckhoff, R. K.: Dust Explosions in the Process Industries. 3. Auflage Butterworth-Heinemann, 2003
- [38] Heinrich, H.J.: Bemessung von Druckentlastungsöffnungen zum Schutz explosionsgefährdeter Anlagen in der chemischen Industrie, Chemie Ingenieur Technik 11, 1966
- [39] Cooper, M. G.; Fairweather, M.; Tite, J. P.: On the Mechanisms of Pressure Generation in Vented Explosions. Combustion and Flame 65 (1986).
- [40] Chow, S. K.; Cleaver, R. P.; Fairweather, M.; Walker, D. G.: An Experimental Study of Vented Explosions in a 3:1 Aspect Ratio Cylindrical Vessel; Trans IChemE, Vol 78, Part B, November 2000
- [41] NFPA 68 „Guide for Venting of Deflagrations“ 1998 Edition, NFPA
- [42] VDI 3673 Blatt 1, Ausgabe:2002-11 Druckentlastung von Staubexplosionen
- [43] (Norm-Entwurf) DIN EN 14994, Ausgabe:2004-11 Systeme zur Druckentlastung bei Gasexplosionen; Deutsche Fassung prEN 14994:2004
- [44] (Norm-Entwurf) DIN EN 14491, Ausgabe:2002-08 Systeme zur Druckentlastung von Staubexplosionen; Deutsche Fassung prEN 14491:2002
- [45] Krause, U.: Wärme- und Stofftransportvorgänge bei sicherheitstechnischen Untersuchungsverfahren für Staubbrände und Staubexplosionen, Shaker Verlag Aachen, 2002
- [46] Molkov V. V., Dobashi R., Suzuki T. and Hirano T.; Venting of Deflagrations: Hydrocarbon-Air and Hydrogen-Air Systems, International Symp. on Hazards, Prevention,

- and Mitigation of Industrial Explosion –Colloquium on Gas, Vapour and Fuel-Air Explosions, Schaumburg, Illinois USA 1998
- [47] Molkov, V.V.; Explosion Safety Engineering: NFPA 68 and Improved Vent Sizing Technology, Fire and Science Engineering, Proceedings of the 8th International Conference INTERFLAM'99, 29 June – 1 July 1999, Edinburgh, Scotland
- [48] Molkov V.V.; Unified Correlation for Vent Sizing of Enclosures at Atmospheric and Elevated Pressures, Proceedings The Third International Symp. on Hazards, Prevention, and Mitigation of Industrial Explosions, Tsukuba, Japan 2000
- [49] Razus, D., Krause, U.: Comparison of Empirical and Semi-empirical Calculation Methods for Venting of Gas Explosions. Fire Safety J. 36 (2001).
- [50] Absil; L. H. J.: Analysis of the laser doppler measurement technique for Application in turbulent flows, Delft University of Technology 1995
- [51] VDI 2263: Staubbrände und Staubexplosionen Gefahren – Beurteilung - Schutzmaßnahmen. Blatt 1: Untersuchungsmethoden zur Ermittlung von sicherheitstechnischen Kenngrößen von Stäuben, Ausgabe Mai 1990
- [52] DIN EN 13673-1, Ausgabe:2003-09 Verfahren zur Bestimmung des maximalen Explosionsdruckes und des maximalen zeitlichen Druckanstieges für Gase und Dämpfe - Teil 1: Bestimmungsverfahren für den maximalen Explosionsdruck; Deutsche Fassung EN 13673-1:2003
- [53] (Norm-Entwurf) DIN EN 13673-2, Ausgabe:2002-08 Verfahren zur Bestimmung des maximalen Explosionsdruckes und des maximalen zeitlichen Druckanstieges für Gas und Dämpfe - Teil 2: Bestimmungsverfahren für den maximalen zeitlichen Druckanstieg; Deutsche Fassung prEN 13673-2:2002
- [54] (Norm-Entwurf) DIN EN 14797, Ausgabe:2003-12 Einrichtungen zur Explosionsdruckentlastung; Deutsche Fassung prEN 14797:2003
- [55] Berge, M.: Untersuchungen zur Druckentlastung von Gas- und Staubexplosionen unter definierten Strömungsbedingungen, Diplomarbeit Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg 2001
- [56] Trautwein, S. E., Grudno, A., Adomeit, G.: Light Scattering Particles for LDV Measurements in Combustion Systems, 1988. ???
- [57] Cashdollar, K. L., Liebmann, I., Conti, R. S.: Three Bureau of Mines Optical Dust Probes, Report of Investigations- U.S. Bureau of Mines, 8542

- [58] Baker, W. E., Tang, M. J.: Gas, Dust and Hybrid Explosions. Elsevier 1991
- [59] Kersten; Ch.; Förster, H.: A Study of Pipe Deflagration Venting. Proceedings of the 5th International Symposium on Hazards, Prevention and Mitigation of Industrial Explosions (ISHPMIE), 10-14. Oktober 2004, Krakau
- [60] Mercer; Amyotte, Dupuis, Pegg; Dahoe, de Heij, Zevenbergen, Scarlett; The Measurement of Pre-ignition Turbulence during Dust Explosion Testing; Proceedings of the International Symp. on Hazards, Prevention, and Mitigation of Industrial Explosion –The Eighth International Colloquium on Dust Explosions, Schaumburg, Illinois USA 1998
- [61] Mercer; Amyotte, Dupuis, Pegg; Dahoe, de Heij, Zevenbergen, Scarlett; The influence of injector design on the decay of pre-ignition turbulence in a spherical explosion chamber, J. of Loss Prev. in the Proc. Industries 14 (2001)
- [62] Christill, M.: Untersuchungen zum Einfluss hinderniserzeugter Turbulenz auf die instationäre Flammenausbreitung in Brenngas-Luft-Gemischen, Dissertation TH Karlsruhe, 1990
- [63] Razus, D. M., Krause, U., Scheid, M., Berge, M.: Möglichkeiten und Grenzen von Berechnungsmethoden für die Druckentlastung von Gasexplosionen. 9. BAM/PTB-Kolloquium zu Fragen der chemischen und physikalischen Sicherheitstechnik, 11/12.09.2001, Braunschweig
- [64] Baehr, H. Stephan, K.: Wärme- und Stoffübertragung, Springer Verlag, Berlin, 1996
- [65] Shames, I. H.: Mechanics of Fluids, McGraw-Hill, New-York, 1992
- [66] Feriger, J. H., Perić, M.: Computational Methods for Fluid Dynamics, 3rd Edition Springer Verlag 2002
- [67] Glück, B.: Zustands- und Stoffwerte Wasser-Dampf-Luft, Verlag Bauwesen, Berlin, 1986
- [68] Buddenberg, J. W., Wilke, C. R.: Calculations of Gas mixture Viscosities, Industrial and Engineering Chemistry 41 (1949)
- [69] FLUENT 6.1 Documentation
- [70] Krause, U.: Ein Beitrag zur mathematischen Modellierung des Ablaufs von Explosionen, BAM-Forschungsbericht Nr. 194, Berlin, 1993
- [71] Hjertager, B. H.: Simulation of Transient Compressible Turbulent Reactive Flows, Comb. Sci. Techn. 27 (1982)

- [72] Michelassi, V., Marelli, F.: Numerical Computation of Turbulent Flows by Low-Reynolds-Number Two-Equation Models, W. Rodi, E.N. Ganic (eds.), Engineering Turbulence – Modelling and Experiments, Elsevier, New York, 1990
- [73] Warnatz, J.: Modelling and Simulation of Combustion Processes Including Detailed Chemical Reaction Mechanisms, Proc. Anglo-German Combustion Symposium, The British Section of the Combustion Institute, Cambridge, 1993
- [74] Bockhorn, H.: Modellierung turbulenter Flamme: Berücksichtigung chemischer Reaktionen und Empfindlichkeitsanalyse des turbulenten Verbrennungsmodells, VDI-Bericht Nr. 765, VDI-Verlag, Düsseldorf, 1989
- [75] Bockhorn, H.: Sensitivity Analysis Based Reduction of Complex Reaction Mechanisms in Turbulent Non-Premixed Combustion, Twenty-Third Symp. (Int.) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1990
- [76] Magnussen, B. F., Hjertager, B. H.: On Mathematical Modelling of Turbulent Combustion with Special Emphasis on Soot Formation and Combustion, Proc. 16th Symp. (Int.) Combustion Science, Pittsburgh, 1976
- [77] Spalding, D. B.: Development of the Eddy-Break-Up Model of Turbulent Combustion, Proc. 16th Symp. (Int.) Combustion Science, Pittsburgh
- [78] Bjerketvedt, D., Bakke, J. R., van Wingerden, K.: Gas Explosion Handbook, Journal of Hazardous Materials 52 (1997)
- [79] Warnatz, J., Maas, U., Dibble, R. W.: Verbrennung, 2. Auflage 1997, Springer Verlag
- [80] Molkov, V., Makarov, D., Puttock, J.: The nature of coherent deflagrations. Proceedings of the 5th International Symposium on Hazards, Prevention and Mitigation of Industrial Explosions (ISHPMIE), 10-14. Oktober 2004, Krakau
- [81] Heinrich, H., Kowall, R.: Beitrag zur Kenntnis des Ablaufs druckentlasteter Staubexplosionen bei Zündung durch turbulente Flammen, Staub-Reinhaltung der Luft 7 (1972)
- [82] Tamanini, F.: Scaling parameters for vented gas and dust explosions, J. Loss Prev. Process Industries 14 (2001)
- [83] Damköhler, G.: Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammengeschwindigkeit in Gasgemischen, Z. f. Elektroch. 66 (1940)

14 Anhang

Anhang 1: Kalibrierkurve für die Konzentrationsmesssonden für Maisstärke

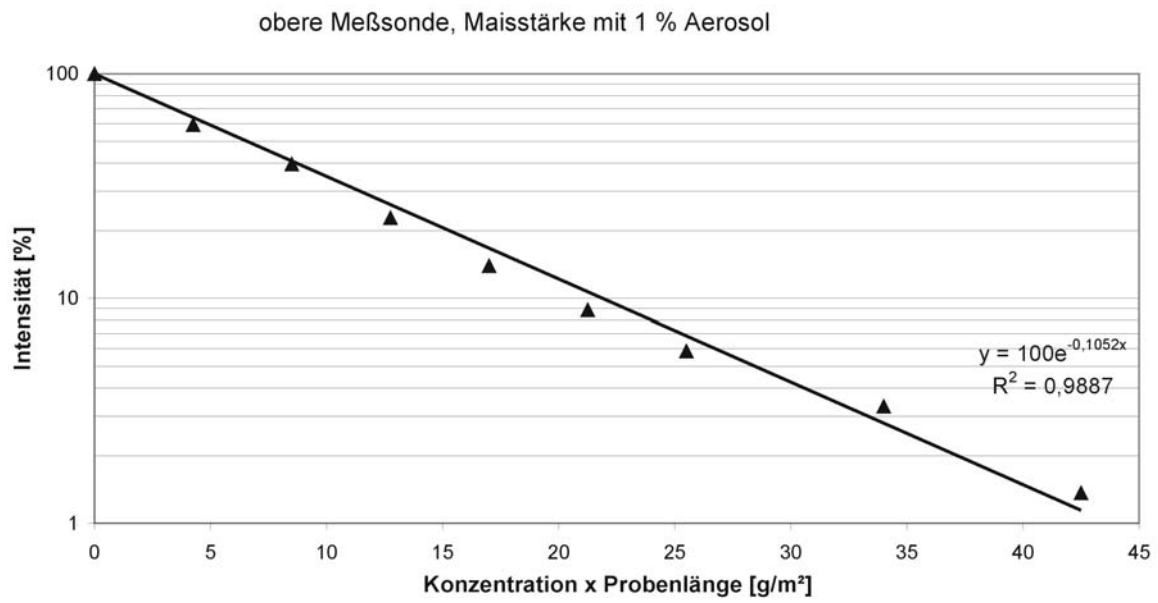


Abb. A1.1: Kalibrierkurve der oberen Messsonde

Anhang 2: Messorte der Strömungsmessung

Tab. A2.1: Übersicht aller Messorte zur Ermittlung der Anfangsturbulenz

Messorte Höhe über Boden [mm]	horizontale Verschiebung zur Achse des Behälters [mm]								
	-140	-120	-90	-60	-30	0	30	60	90
600		x	x	x	x	x	x	x	x
750		x	x	x	x	x	x	x	x
900		x	x	x	x	x	x	x	x
1060	x	x	x	x	x	x			
1160	x	x	x	x	x	x	x		
1260		x	x	x	x	x	x	x	
1360		x	x	x	x	x	x	x	
1470		x	x	x	x	x			

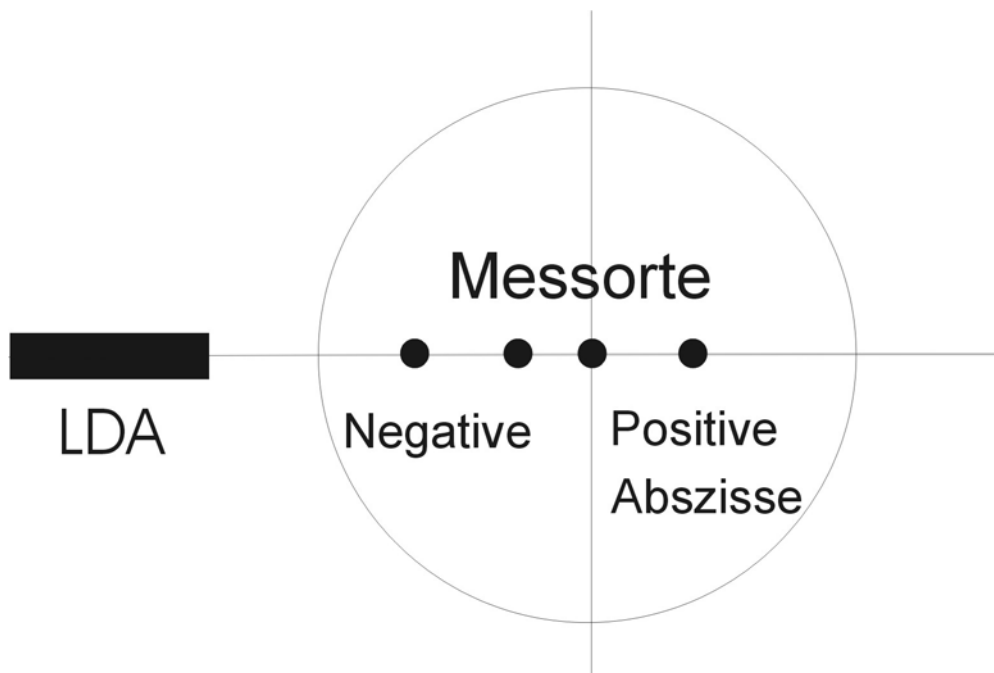


Abb. A2.1: Skizze zur Verdeutlichung der Lage der Messorte relativ zur Behälterachse

Anhang 3: Ergebnisse der Anfangsturbulenzmessungen

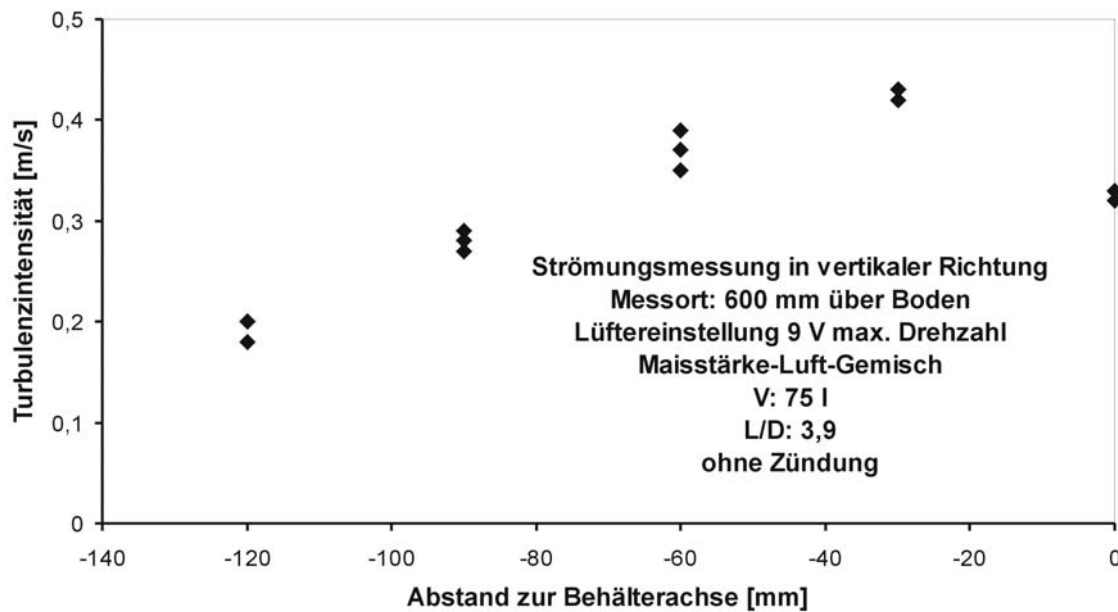


Abb. A3.1: Turbulenzintensität bei unterschiedlichen Abständen zur Behälterachse für Messorte in einer Höhe von 600 mm über dem Boden

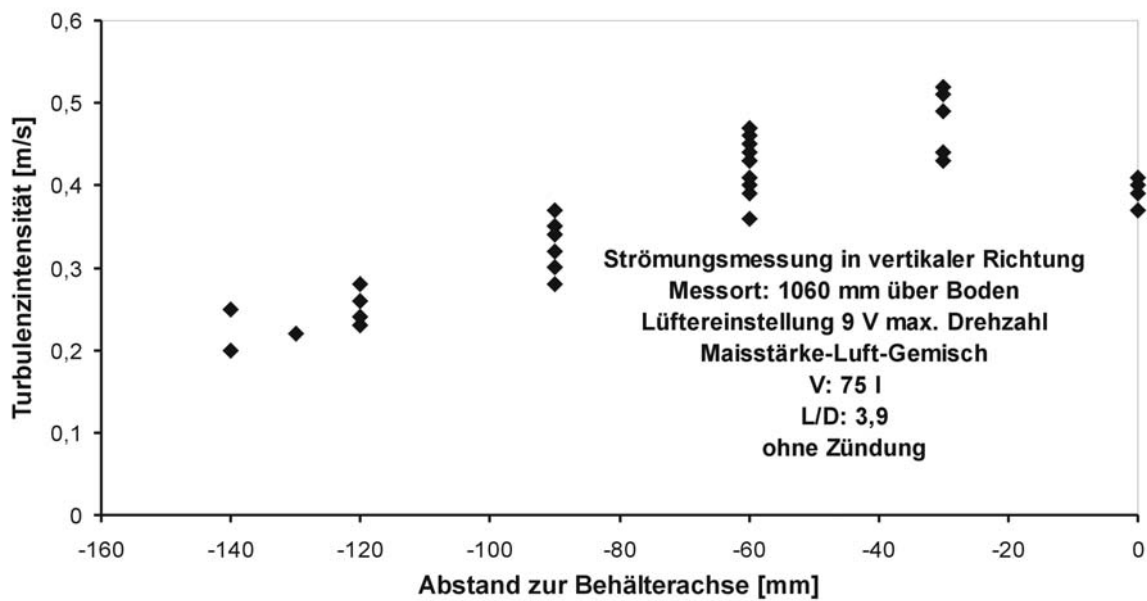


Abb. A3.2: Turbulenzintensität bei unterschiedlichen Abständen zur Behälterachse für Messorte in einer Höhe von 1060 mm über dem Boden

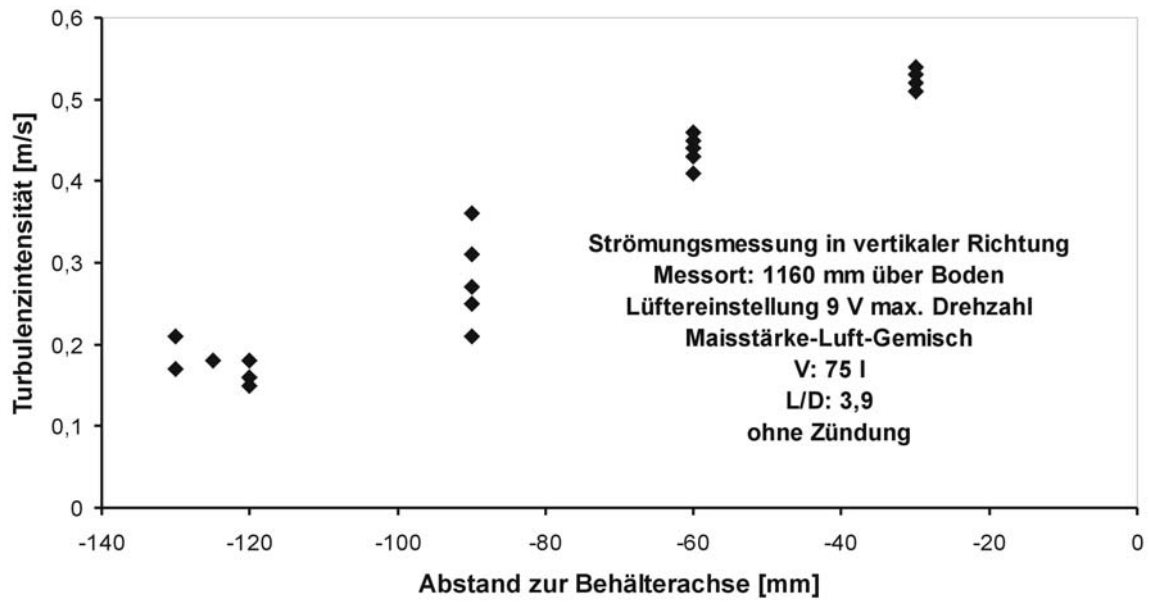


Abb. A3.3: Turbulenzintensität bei unterschiedlichen Abständen zur Behälterachse für Messorte in einer Höhe von 1160 mm über dem Boden

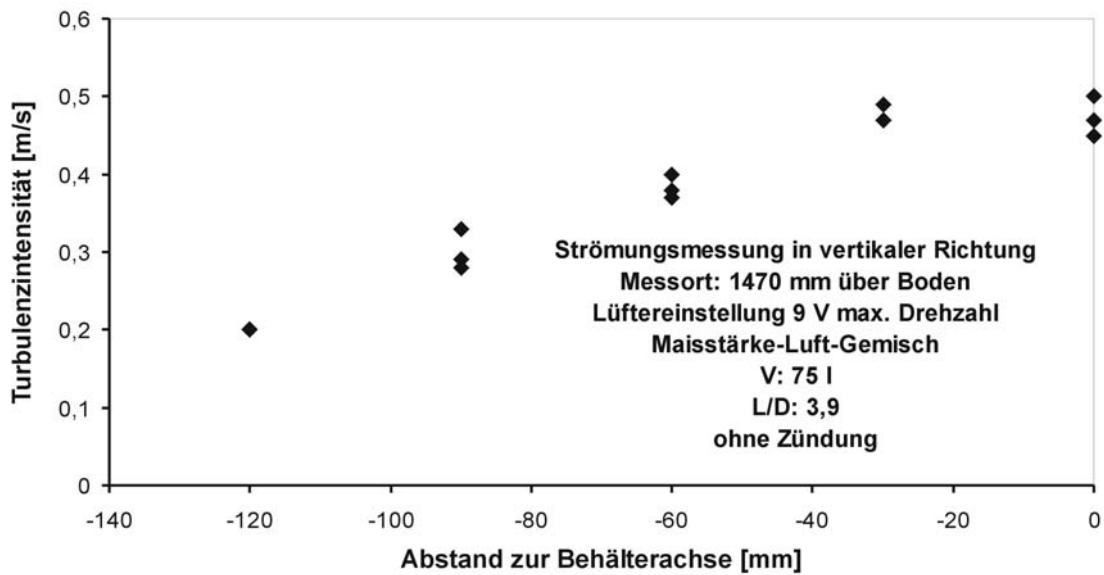


Abb. A3.4: Turbulenzintensität bei unterschiedlichen Abständen zur Behälterachse für Messorte in einer Höhe von 1470 mm über dem Boden

Anhang 4: Weitere Ergebnisse zum Einfluss des L/D-Verhältnisses auf den Druckverlauf

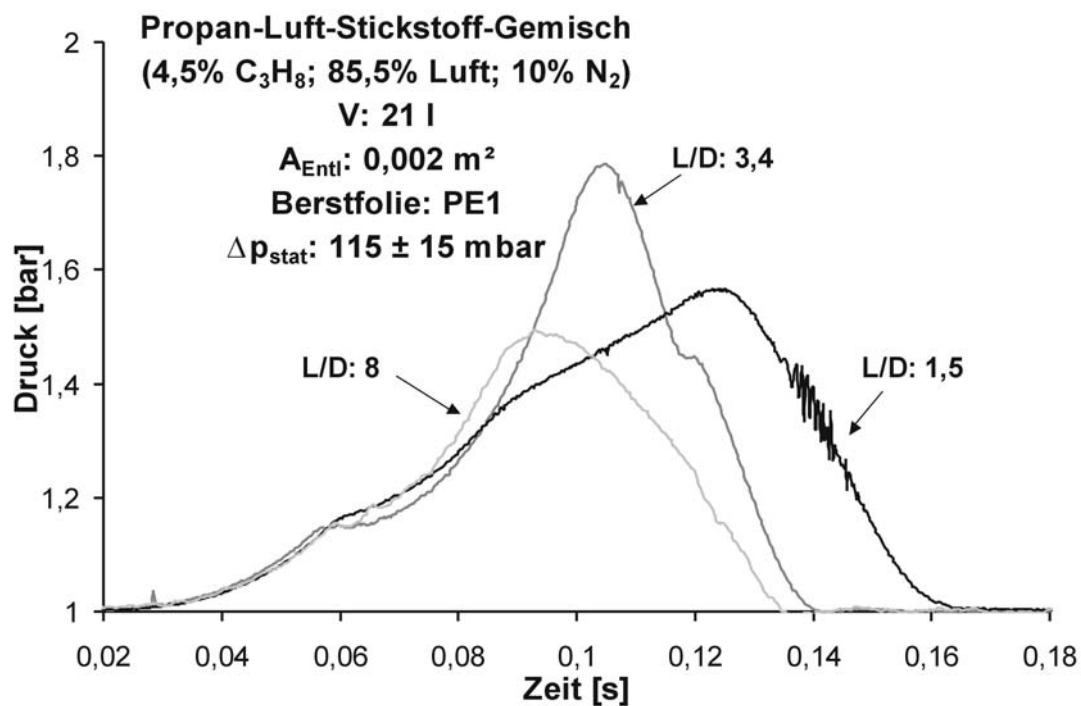


Abb. A4.1: Druck in Abhängigkeit von der Zeit bei unterschiedlichen Verhältnissen aus Länge-zu-Durchmesser

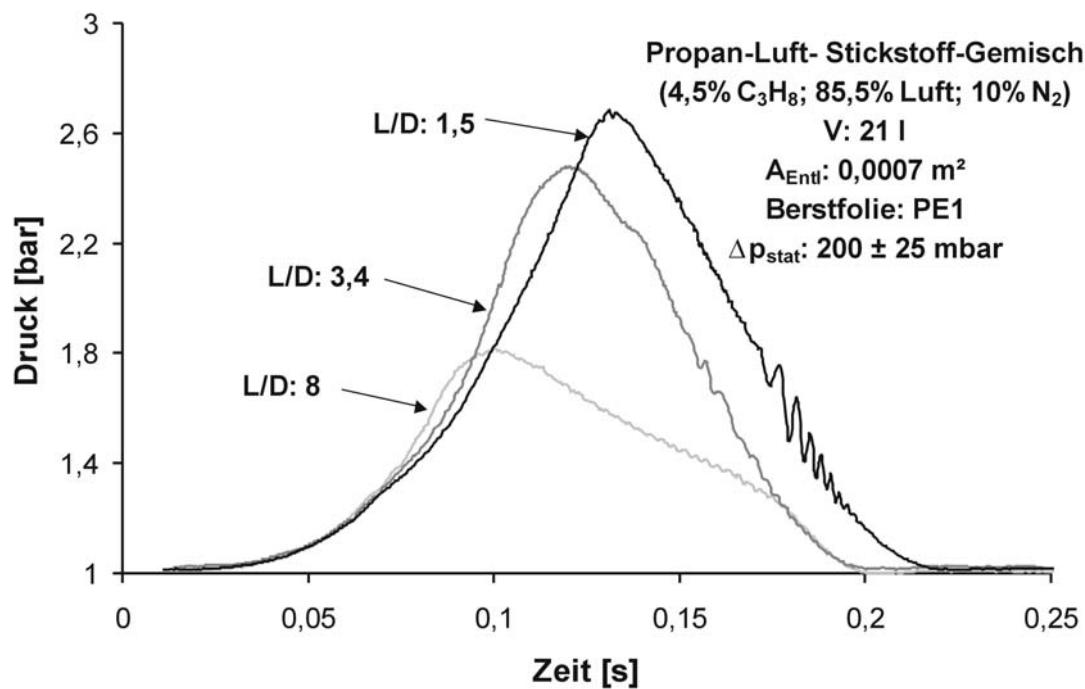


Abb. A4.2: Druck in Abhängigkeit von der Zeit bei unterschiedlichen Verhältnissen aus Länge-zu-Durchmesser

Anhang 5: Zwei-Stufige Verbrennung in einem geschlossenen Reaktionsgefäß



Abb. A5.1: Flammenausbreitung in einem Propan-Luft-Stickstoff-Gemisch bei geschlossener Versuchsanordnung mit 2 l Volumen, L/D von ca. 1 und zentraler Zündung mit glimmendem Draht

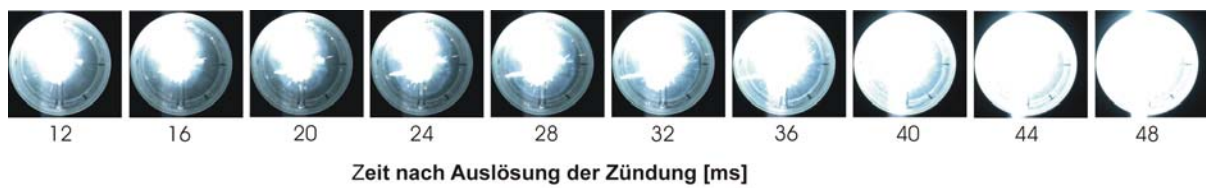


Abb. A5.2: Flammenausbreitung in einem Propan-Luft-Stickstoff-Gemisch bei geschlossener Versuchsanordnung mit 2 l Volumen, L/D von ca. 1 und zentraler Zündung mit explodierendem Draht

Anhang 6: Gegenüberstellung von Druckverlauf und Flammenausbreitung in einem geschlossenen Reaktionsgefäß bei unterschiedlicher Zündung

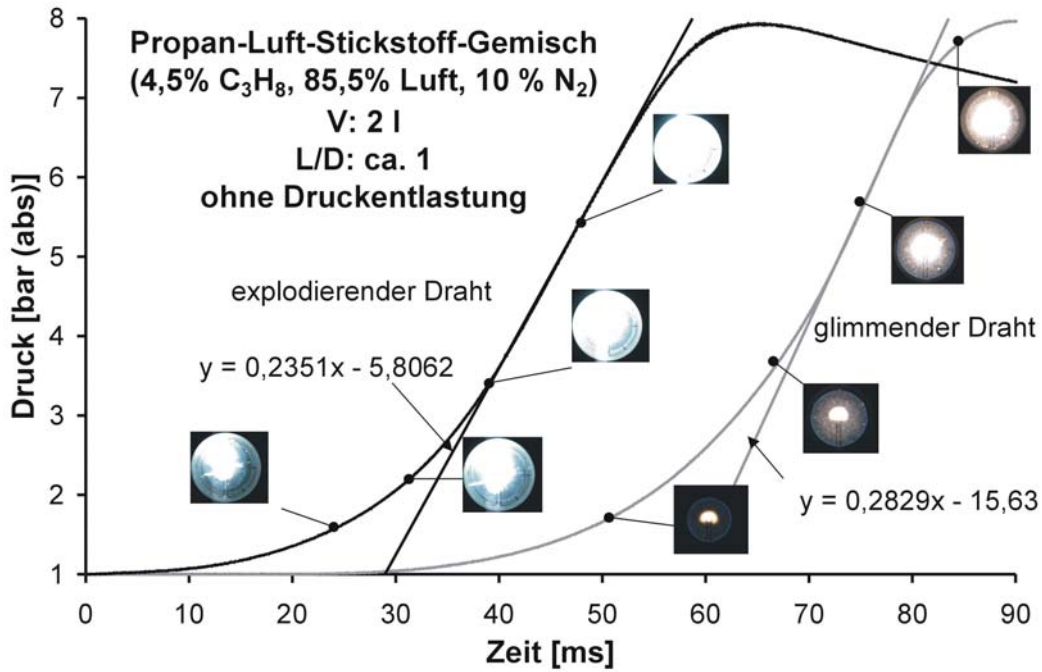


Abb. A6.1: Druck in Abhängigkeit von der Zeit für Versuche in einem geschlossenen Reaktionsgefäß und zentraler Zündung durch einen explodierenden bzw. glimmenden Draht

Anhang 7: Weitere Untersuchungen zum Einfluss der Anfangsturbulenz auf Explosionen mit Maisstärke-Luft-Gemischen bei einer Zündverzögerungszeit von 0,75s

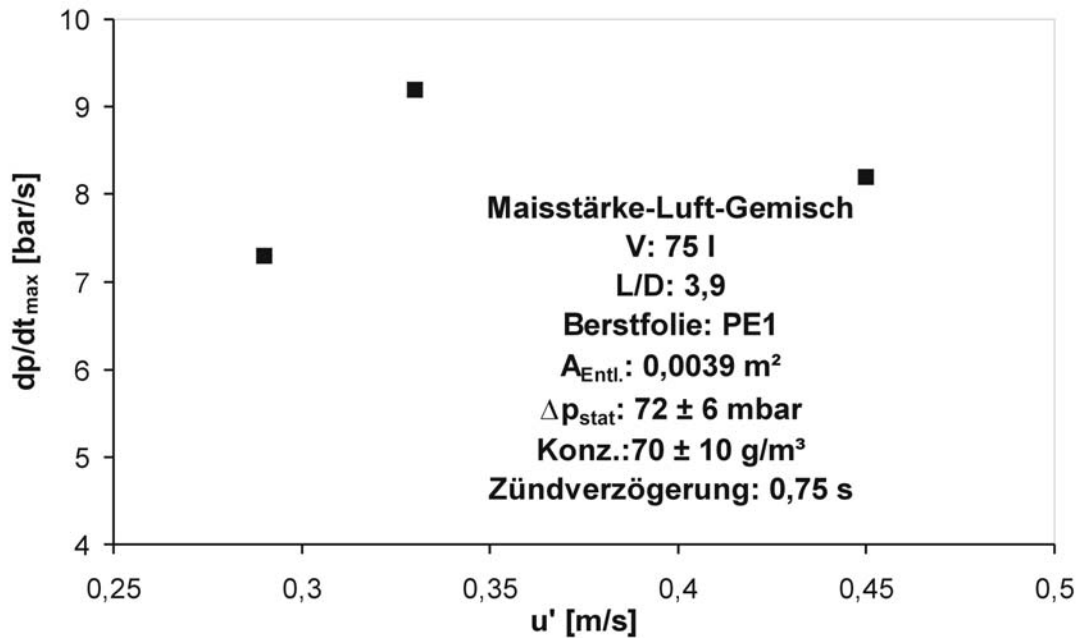


Abb. A7.1: Maximaler zeitlicher Druckanstieg in Abhängigkeit von der Turbulenzintensität zum Zündzeitpunkt bei druckentlasteten Maisstärke-Luft Explosionen

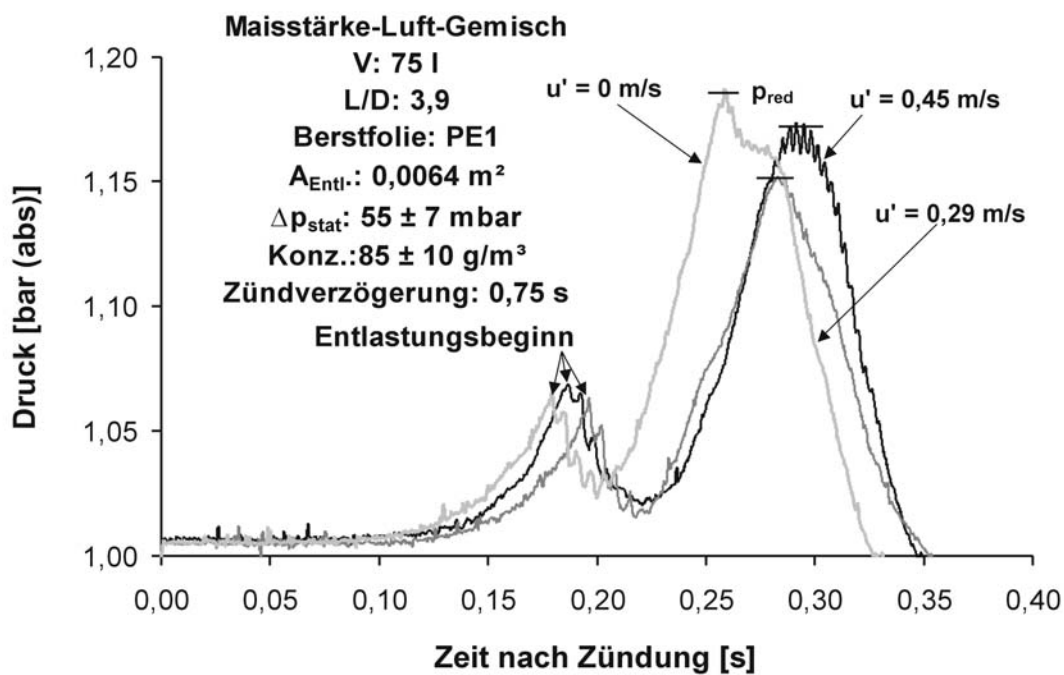


Abb. A7.2: Druck in Abhängigkeit von der Zeit während druckentlasteter Maisstärke-Luft-Explosionen für unterschiedliche Anfangsturbulenzen bei einem Entlastungsquerschnitt von $0,0064 \text{ m}^2$

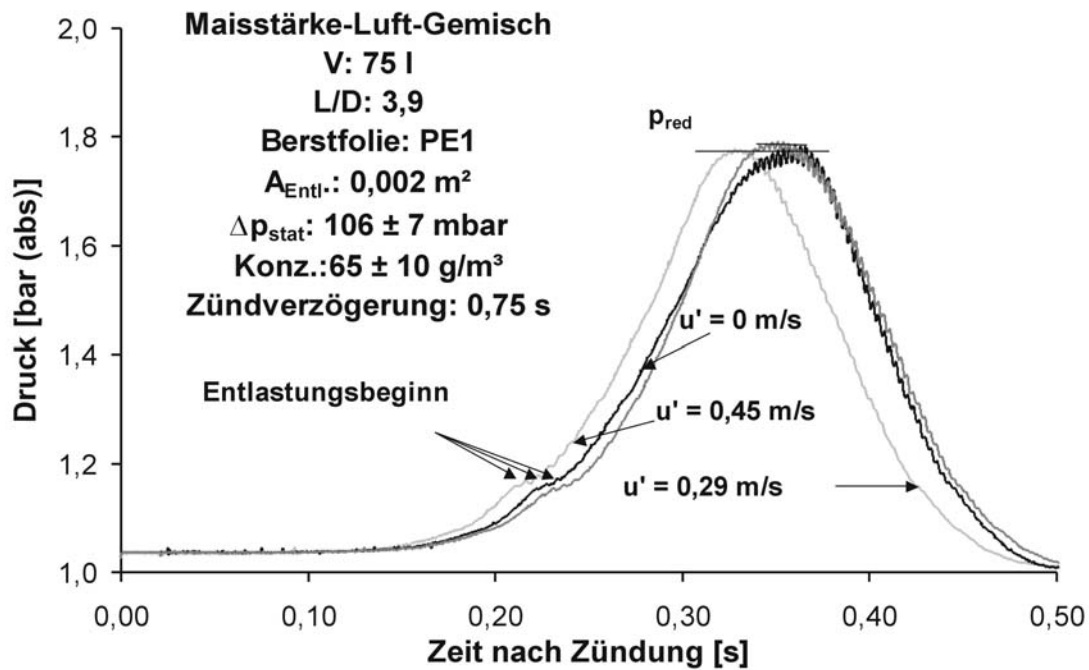


Abb. A7.3: Druck in Abhängigkeit von der Zeit während druckentlasteter Maisstärke-Luft-Explosionen für unterschiedliche Anfangsturbulenzen bei einem Entlastungsquerschnitt von $0,002 \text{ m}^2$

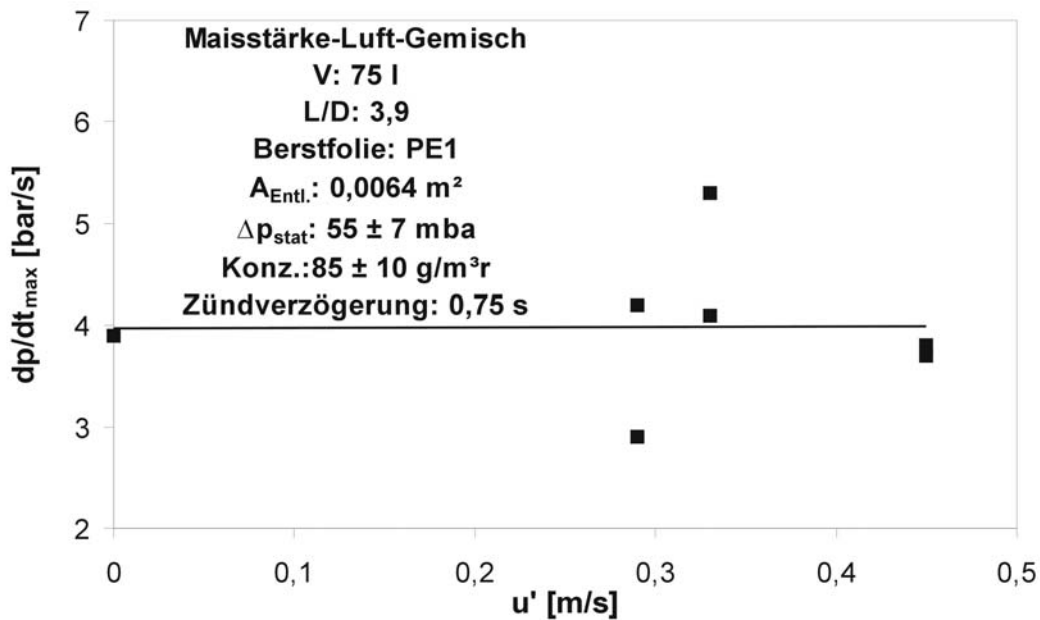


Abb. 7.4: Maximaler zeitlicher Druckanstieg in Abhängigkeit von der zum Zündzeitpunkt vorliegenden Turbulenzintensitäten bei druckentlasteten Maisstärke-Luft Explosionen

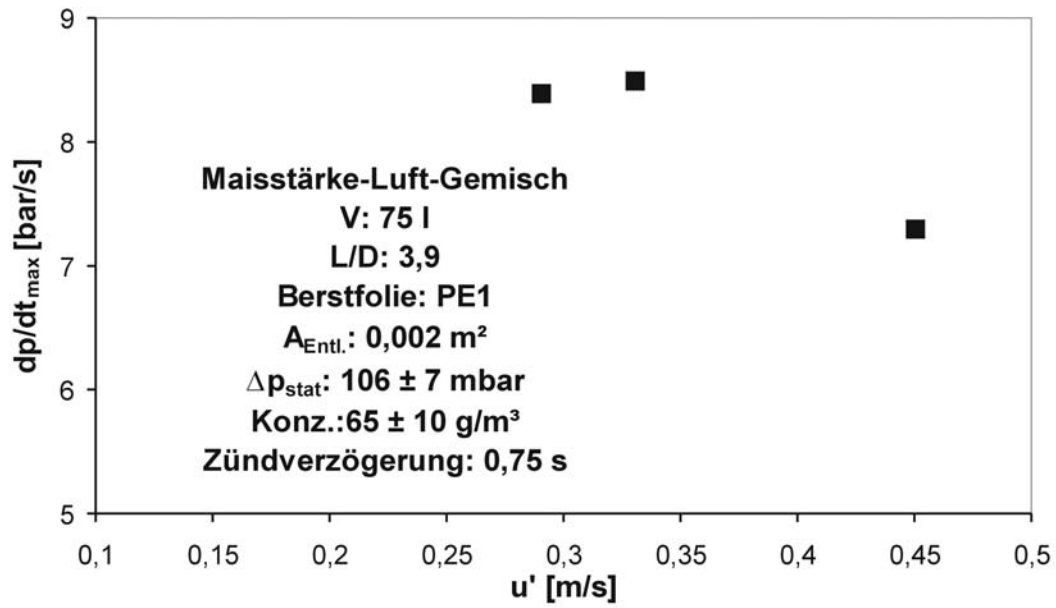


Abb. A7.5: Maximaler zeitlicher Druckanstieg in Abhängigkeit von der zum Zündzeitpunkt vorliegenden Turbulenzintensitäten bei druckentlasteten Maisstärke-Luft Explosionen

Anhang 8: Untersuchungen zum Einfluss des Zündortes auf den Druck-Zeit-Verlauf

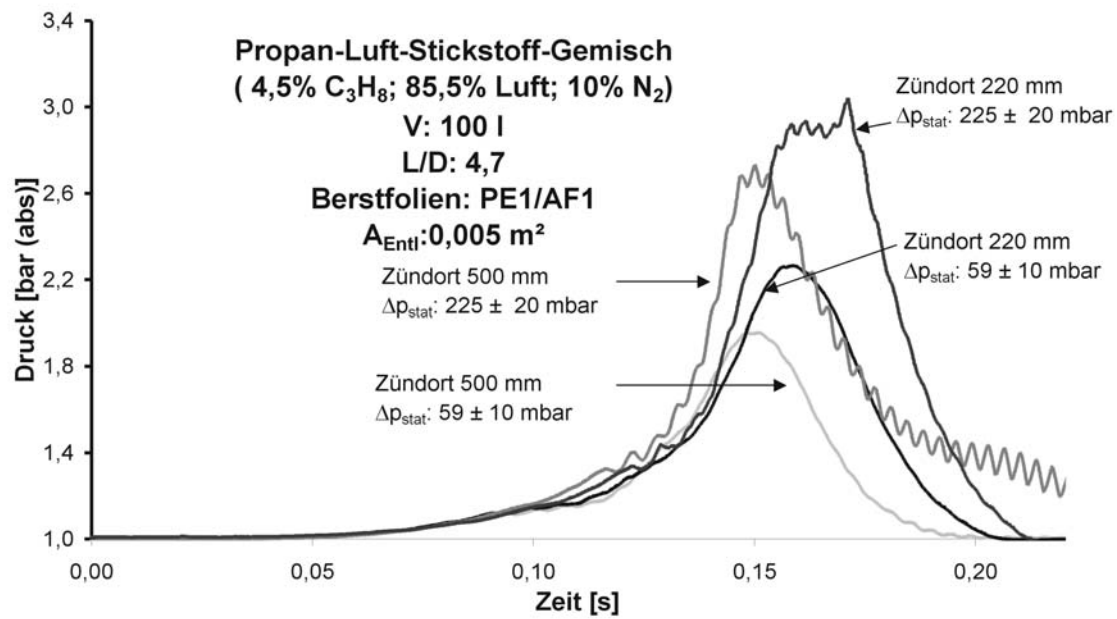


Abb. A8.1: Druck in Abhängigkeit von der Zeit während druckentlasteter Explosionen bei unterschiedlichen Zündorten in Abhängigkeit vom Ansprechüberdruck

15 Ehrenwörtliche Erklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und ohne unerlaubte Hilfe Dritter angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Alle Stellen, die wörtlich oder inhaltlich aus Veröffentlichungen entnommen wurden, sind kenntlich gemacht.

Diese Arbeit lag in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vor und wurde bisher noch nicht veröffentlicht.

Sankt Augustin, 07.12.2005

16 Lebenslauf

Name:	Marc Scheid
Geburtsdatum:	02.09.1973
Geburtsort:	Zell/Mosel
Familienstand:	ledig, keine Kinder
Staatsangehörigkeit	deutsch

Praktische Tätigkeiten / Berufserfahrung

09/1997 – 12/1998	Studentischer Mitarbeiter beim Fraunhofer Institut für Umwelt-, Sicherheits- und Energietechnik UMSICHT in Oberhausen
11/1998 – 03/1999	Studienarbeit in der Abteilung „Prozeß- und Anlagensicherheit“ bei Fraunhofer UMSICHT
04/1999 – 05/1999	Industriepraktikum im Fachbereich „Verfahrens- und Anlagensicherheit“ des Servicebereiches „Werksdienste, Ressort Sicherheit“ bei der Bayer AG in Leverkusen
06/1999 – 12/1999	Diplomarbeit im Department „Process and Safety“ bei Christian Michelsen Research AS (CMR) in Bergen, Norwegen
02/2000 – 04/2001	Projektingenieur im Bereich „Brand- und Explosionsschutz“ bei der Inburex Consulting in Hamm Westfalen
04/2001 – 08/2004	Wissenschaftlicher Angestellter im Laboratorium II.22 „Staubbrände und Staubexplosionen“ der Abteilung „Chemische Sicherheitstechnik“ der Bundesanstalt für Materialforschung und –prüfung (BAM) in Berlin
08/2004- 04/2005	Wissenschaftlicher Angestellter im Laboratorium II.12 „Eigenschaften von Gasen“ der Abteilung „Chemische Sicherheitstechnik“ bei der BAM
seit 05/2005	Mitarbeiter im Referat 3.5: „Explosionsschutz“ beim Berufsgenossenschaftlichen Institut für Arbeitsschutz (BGIA) in Sankt Augustin

Hochschulstudium

10/1994 – 01/2000	Chemietechnik an der Universität Dortmund Vertiefungsbereiche: Sicherheitstechnik und Biotechnologie
11/1998 – 03/1999	Studienarbeit: „ <i>Verbesserung der Auswertungs-methodik für Entrauchungsuntersuchungen in Gebäuden</i> “

06/1999 – 01/2000	Diplomarbeit: „ <i>Influence of Turbulence and Flow-Rate on Ignition Properties of Combustible Mixtures</i> “
01/2000	Abschluss als Diplom-Ingenieur
seit 04/2001	Promotion: „ <i>Experimentelle Untersuchungen zum Ablauf von Gas- und Staubexplosionen in druckentlasteten Reaktionsgefäßen</i> “ an der Universität Halle

Wehrdienst

07/1993 – 06/1994	bei der Artillerie in Idar-Oberstein
-------------------	--------------------------------------

Schulbildung

1980 – 1984	Grundschule Zell
1984 – 1993	Gymnasium Traben-Trarbach
06/1993	Abitur