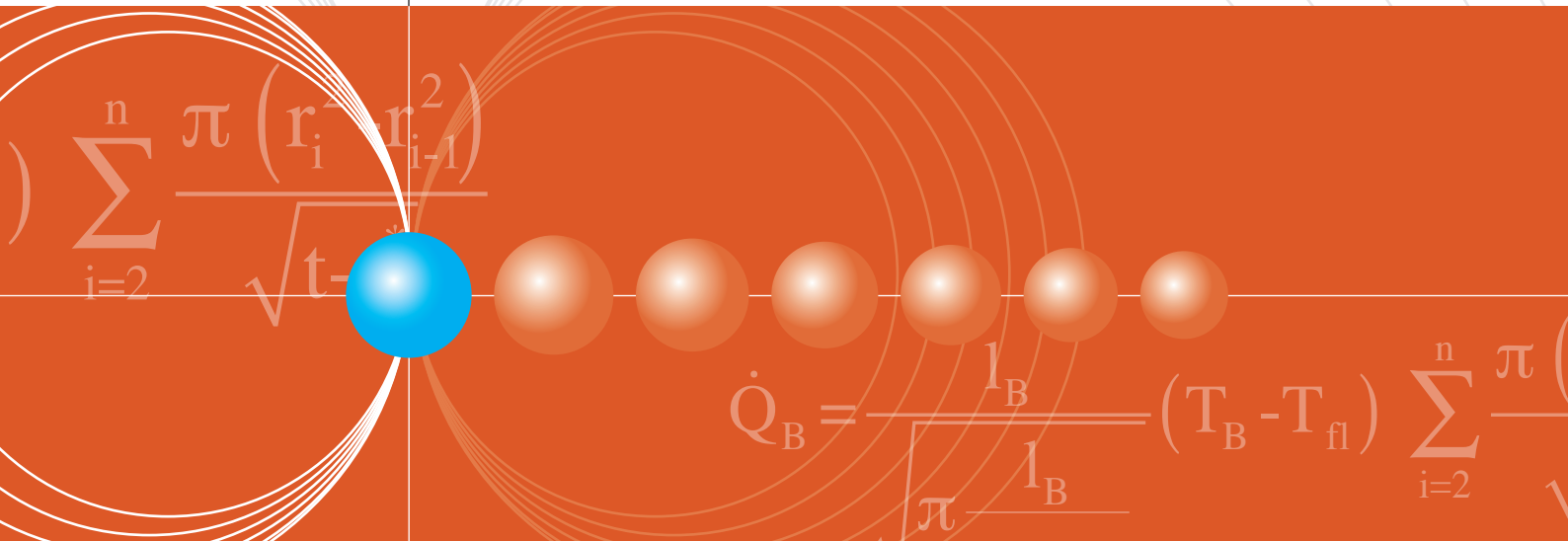


STATUSPAPIER



Quelltermberechnung

bei störungsbedingten
Stoff- und Energiefreisetzungen
in der Prozessindustrie –
Methodenübersicht und
industrielle Anwendung

IMPRESSUM

© DECHEMA – Gesellschaft für Chemische Technik und Biotechnologie e.V.
Theodor-Heuss-Allee 25, 60486 Frankfurt am Main, 2012

Bearbeiter/Autoren

Dipl.-Ing. Heinz Ballast	ehemals Currenta GmbH & Co. OHG, Leverkusen
Dipl.-Ing. Rubens Ballenweg	BASF SE, Ludwigshafen
Dipl.-Ing. Peter Bordin †	Landesamt für Natur, Umwelt und Verbraucherschutz (LANUV) NRW, Essen
Dr.-Ing. Jörn Buhn	Bayer Technology Services GmbH, BTS-OSS-PPS-MPR, Leverkusen
Dipl.-Ing. Margit Hahn	Evonik Industries AG, Marl
Dr.-Ing. Bernd Schalau	BAM Bundesanstalt für Materialforschung und -prüfung, Berlin
Prof. Dr. Axel Schönbacher (Vorsitz)	Universität Duisburg-Essen; Campus Essen
Dr.-Ing. Ulrich Seifert	Fraunhofer-Institut für Umwelt-, Sicherheits- und Energietechnik UMSICHT, Oberhausen
Dr.-Ing. Frank Westphal	Consilab Gesellschaft für Anlagensicherheit mbH, Frankfurt am Main
Dr.-Ing. Klaus Wörsdörfer	Horst Weyer & Partner GmbH, Düren

Herausgeber

ProcessNet-Fachgemeinschaft „Anlagen- und Prozesssicherheit“
Vorsitzender: Prof. Dr. Norbert Pfeil, BAM Berlin

Geschäftsstelle

Dr.-Ing. K. Mitropetros, DECHEMA e.V.

Verantwortlich für den Inhalt jedes Beitrags in diesem Buch ist der jeweilige Autor. Die Benutzung dieses Buches und die Umsetzung der darin enthaltenen Informationen erfolgt ausdrücklich auf eigenes Risiko.

Erschienen im Oktober 2012

ISBN: 978-3-89746-135-2.

1.1	Vorbemerkung	1.1-1
1.2	Einleitung	1.1-3
2	Freisetzungsflächen	2-1
2.2	Zweck der Ermittlung und Festlegung von Freisetzungsflächen	2-1
2.3	Ermittlung von Freisetzungsflächen	2-1
2.4	Ermittlung von Leckflächen	2-2
2.4.1	Einflussfaktoren auf die Größe von Leckflächen	2-4
2.4.2	Leck-vor-Bruch-Kriterium	2-5
2.4.3	Methoden zur Ermittlung von Leckflächen	2-9
2.4.4	Probabilistik zur Ermittlung von Leckflächen	2-22
2.4.5	Beispiele zur Ermittlung von Leckflächen	2-24
	Gesetzliche Anforderungen zu Freisetzungsflächen	2-28
	Literatur	2-30
	Formelzeichen	2-33
3	Stofffreisetzung aus einer Umschließung	3-1
3.1.	Physikalische Grundlagen	3-1
3.1.1.	Ausströmöffnungen	3-2
3.2.	Modellierung	3-4
3.2.1.	Vereinfachungen	3-4
3.2.2.	Physikalische/Chemische Modellierung und mathematische Beschreibung	3-5
3.3.	Beispiele 3-16	
3.3.1.	Leck in der gasraumseitigen Entnahmeleitung eines Ammoniak-Verdampfers	3-16
3.3.2.	Leck in einer Flüssig-Propanleitung 3-17	3-17
3.3.3.	Ansprechen eines Sicherheitsventils auf einem Methan-Speicherbehälter	3-17
3.3.4.	Ansprechen einer Berstscheibe auf einem Polymerisationsreaktor	3-17
3.3.5.	Leck in einem Wärmetauscher	3-18
3.4.	Fazit	3-18
3.5.	Symbolverzeichnis	3-19
3.6.	Literatur	3-21
4	Freistrahle eines Gases	4-1
4.1.1.	Empirische Modelle	4-3
4.1.2.	Integral Modelle	4-11
4.1.3.	Vergleich mit experimentellen Untersuchungen	4-16
4.2.	Literatur	4-29

5	Freisetzungen aus der Flüssigphase, Flashverdampfung, Aerosole	5-1
	5.1. Einführung	5-1
	5.2. Experimente	5-2
	5.2.1. Experimente von CCPS	5-2
	5.3. Experimente im Rahmen von STEP	5-4
	5.4. Experimente an der Ecole des Mines St. Etienne	5-8
	5.4.1. Experimente mit Wasser	5-8
	5.4.2. Experimente mit Butan	5-15
	5.4.3. Experimente im Rahmen eines Joint Industrial Projekt [5.7 - 11]	5-16
	5.4.4. Zusammenfassung	5-18
	5.5. Modelle zur Beschreibung des Ausregens und der Verdunstung	5-18
	5.5.1. Einfache Abschätzungen	5-19
	5.5.2. DeVaul und King	5-20
	5.5.3. Modell von Fauske	5-22
	5.5.4. Modell von Papadourakis, Caram und Barner	5-26
	5.5.5. Zusammenfassung	5-33
	5.6. Formelverzeichnis	5-34
	5.7. Literaturverzeichnis	5-35
6	Verdunstung und Verdampfung aus einer Lache	6-1
	6.1. Energiebilanz für die Lache	6-1
	6.1.1. Konvektiver Wärmestrom zwischen Luft und Flüssigkeit	6-2
	6.1.2. Wärmestrom aus dem Boden	6-3
	6.1.3. Wärmestrahlung	6-4
	6.1.4. Wärmestrom durch Verdampfung oder Verdunstung	6-5
	6.2. Verdunstung aus einer Flüssigkeitslache	6-5
	6.2.1. Empirische Modelle für die Verdunstung eines Stoffes	6-5
	6.3. Berechnung der Lachengröße	6-10
	6.3.1. Berechnung der maximalen Lachenfläche	6-10
	6.3.2. Zeitliche Entwicklung der Lachenfläche	6-11
	6.3.3. Geneigter Untergrund	6-14
	6.4. Vergleichsrechnungen	6-15
	6.4.1. Empirische Verdunstungsmodelle	6-15
	6.4.2. Grenzschichtverfahren	6-19
	6.4.3. Modelle zur Lachenausbreitung	6-21
	6.5. Literaturverzeichnis	6-24
7	Quellterme bei offenen Bränden von Flüssigkeiten und Gasen	7-1
	7.1. Typen offener Feuer und ihre störungsbedingten Freisetzungsszenarien	7-1
	7.2. Typen von Modellen	7-3
	7.2.1. Semi-empirische Modelle	7-3
	7.2.2. Zonenmodelle	7-4
	7.2.3. Feldmodelle	7-4
	7.2.4. Integralmodelle	7-4
	7.2.5. CFD-Modelle	7-4

7.3.	Poolfeuer	7-5
7.3.1.	Beschreibung der physikalischen Vorgänge	7-5
7.3.2.	Lachengröße bzw. Lachendurchmesser	7-8
7.3.3.	Abbrandgeschwindigkeit	7-11
7.3.4.	Massenabbrandrate	7-15
7.3.5.	Sichtbare Flammenlänge und Länge der klaren Verbrennungszone	7-17
7.3.6.	Flammenneigungswinkel	7-20
7.3.7.	Flammendrag	7-21
7.3.8.	Entrainment-Massenströme der Umgebungsluft	7-22
7.3.9.	Konventionelle und modifizierte Zylinderflammen-Strahlungsmodelle	7-23
7.3.10.	Thermische Strahlungsmodelle, die leuchtende spots und schwarze Rußzonen berücksichtigen	7-29
7.3.11.	Thermische Strahlungsmodelle, die organisierte Strukturen berücksichtigen	7-30
7.3.12.	Lokale aktuelle spezifische Ausstrahlung nach Raj und Fay	7-38
7.3.13.	Bestrahlungsstärke	7-40
7.3.14.	Lachenfeuer auf Land	7-43
7.3.15.	Lachenfeuer auf Wasser	7-44
7.3.16.	Tankfeuer	7-45
7.3.17.	Rinnenfeuer	7-46
7.3.18.	CFD-Simulation	7-47
7.4.	Berechnung von Massen- und Wärmeströmen am Beispiel eines Benzin-Poolfeuers	7-50
7.5.	Formelzeichen	7-52
7.6.	Literatur	7-60
8	Quellterme bei Feststoffbränden	8-1
8.1.	Verbrennungsformen und zeitlicher Ablauf bei Feststoffbränden	8-1
8.1.1.	Verbrennungsformen	8-1
8.1.2.	Brandphasen bei Feststoffbränden	8-3
8.2.	Abgrenzung zwischen Quelle und Ausbreitungsweg	8-4
8.3.	Quellterm für freigesetzte Stoffe	8-4
8.4.	Modellansätze für Teilaspekte der offenen Verbrennung	8-5
8.4.1.	Flächenbezogene Abbrandraten bei offenen Feststoffbränden	8-6
8.4.2.	Zeitabhängige Entwicklung der Brandfläche und Brandleistung	8-7
8.4.3.	Bildung von (toxischen) Brandprodukten	8-8
8.4.4.	Berechnungsbeispiel zur Brandproduktausbeute	8-15
8.5.	Luftmischung in die Rauchfahne	8-16
8.6.	Literatur	8-18
8.7.	Formelzeichen	8-19
9	Quellterme bei Explosionen	9-1

1.1 Vorbemerkung

Im vorliegenden Statuspapier werden Modelle zur Berechnung von Quelltermen bei der störungsbedingten Freisetzung von Stoffen zur Verfügung gestellt, deren physikalische Grundlagen erläutert, Einsatzbereiche im Vergleich zu experimentellen Untersuchungen diskutiert und exemplarische Berechnungen gezeigt. Mit den vorgestellten Modellen werden der Stand der Modellierung in der Industrie im deutschsprachigen Raum dargestellt und darüber hinausgehend auch aktuelle Modelle der Wissenschaft vorgestellt. Der Fokus liegt auf der Anwendung von relativ einfachen, handhabbaren Formeln. Das Statuspapier soll durch die vergleichende Diskussion verschiedener Ansätze und Modelle dem Anwender Entscheidungsmöglichkeiten eröffnen, eine der jeweiligen Fragestellung angepasste Berechnungsmethode auszuwählen.

Es werden folgende Themengebiete behandelt:

- Leckflächen,
- Quellterme bei der Stofffreisetzung aus einer Umschließung,
- Freistrahle eines Gases,
- Quellterme bei Sprays und Lachen,
- Quellterme bei Bränden von Flüssigkeiten und Gasen,
- Quellterme bei Feststoffbränden,
- Quellterme bei Explosionen.

In der VDI-Richtlinie 3783, Blatt 4 (Okt. 2004) sind mögliche Freisetzungspfade beschrieben und Gleichungen zur Emissionsmodellierung angegeben, die die realen Vorgänge jedoch zumeist stark vereinfachen bzw. nur prinzipielle Hinweise zur Beschreibung eines Freisetzungsvorgangs liefern.

Im Rahmen eines Forschungsvorhabens des Umweltbundesamtes „Ermittlung und Berechnung von Störfallablaufszszenarien nach Maßgabe der 3. Störfallverwaltungsvorschrift“ (2000) sind auch Modelle zur Abschätzung von Quelltermen einer Stofffreisetzung zusammengestellt worden. Im Unterschied zum vorliegenden Statuspapier sind Hinweise auf den theoretischen Hintergrund, den Einsatzbereich und vergleichende Bewertungen insbesondere mit Experimenten aber meistens nicht vorhanden.

Im vorliegenden Statuspapier nicht behandelt werden:

- eine detaillierte physikalische Modellierung der Ausbildung von (diffusen) Leckagen wie z.B. an Armaturendichtungen,
- eine Modellierung der Vorgänge innerhalb einer Umschließung, die (insbesondere durch Druck- und Temperaturerhöhung) zum Versagen der Umschließung und zur Stofffreisetzung führen
- die Auswirkung (Immission) der thermischen Strahlung bei Bränden,
- die Auswirkung von Explosionsdruckwellen,
- die Freisetzung von Stäuben,
- die Freisetzung in Gewässer und Böden,
- chemische Reaktionen der freigesetzten Stoffe,
- diffuse Quellen und schleichende, lang anhaltende Freisetzungen (> einige Tage) sowie
- die Ausbreitung der freigesetzten Stoffe in der Atmosphäre, d.h. die atmosphärische Ausbreitung wird allein im Nahbereich des Immissionsorts behandelt, wo der Anfangsimpuls noch eine Rolle spielt.

Das Statuspapier richtet sich an Ingenieure und Naturwissenschaftler, die in der Prozessindustrie, in Forschungseinrichtungen, Universitäten und Hochschulen insbesondere in den Bereichen Verfahrensentwicklung, Planung, Umweltschutz und Anlagensicherheit tätig sind. Weitere Interessenten sind verantwortliche Anlagenbetreiber, staatliche Überwachungs- und Genehmigungsstellen, Berufsgenossenschaften, unabhängige Prüf- und Beratungsinstitute sowie Ingenieurbüros für Anlagensicherheit.

Für die Anwendung des Statuspapiers sind Grundkenntnisse in den Bereichen Fluidodynamik, Thermodynamik und Wärmeübertragung nützlich.

1.2 Einleitung

Verschiedentlich ist es erforderlich, die Freisetzung von Stoffen aus Behältern, Rohrleitungen und Anlagen modellhaft zu beschreiben, unter anderem zur Beurteilung der möglichen Auswirkungen von Störungen des bestimmungsgemäßen Betriebs einer Anlage, von Entspannungsvorgängen oder von Freisetzungen aus Sicherheitsventilen oder Berstscheiben. Derartige Betrachtungen sind insbesondere bei Anlagen erforderlich, die den erweiterten Pflichten der Störfall-Verordnung unterliegen.

Bei den genannten Fragestellungen werden Modelle zur Beschreibung der Emissionsquelle, Modelle der atmosphärischen Ausbreitung, Beurteilungswerte für die resultierenden Immissionen sowie Modelle für Brand- und Explosionsauswirkungen benötigt. Das vorliegende Statuspapier beschäftigt sich vorrangig mit Modellen zur Berechnung von Quelltermen, wie die Freisetzungsrate von Flüssigkeiten, Gasen und Aerosolen in Masse pro Zeiteinheit sowie von Energie pro Zeiteinheit und die Freisetzungsfläche, das freigesetzte Volumen und die Position der Emissionsquelle.

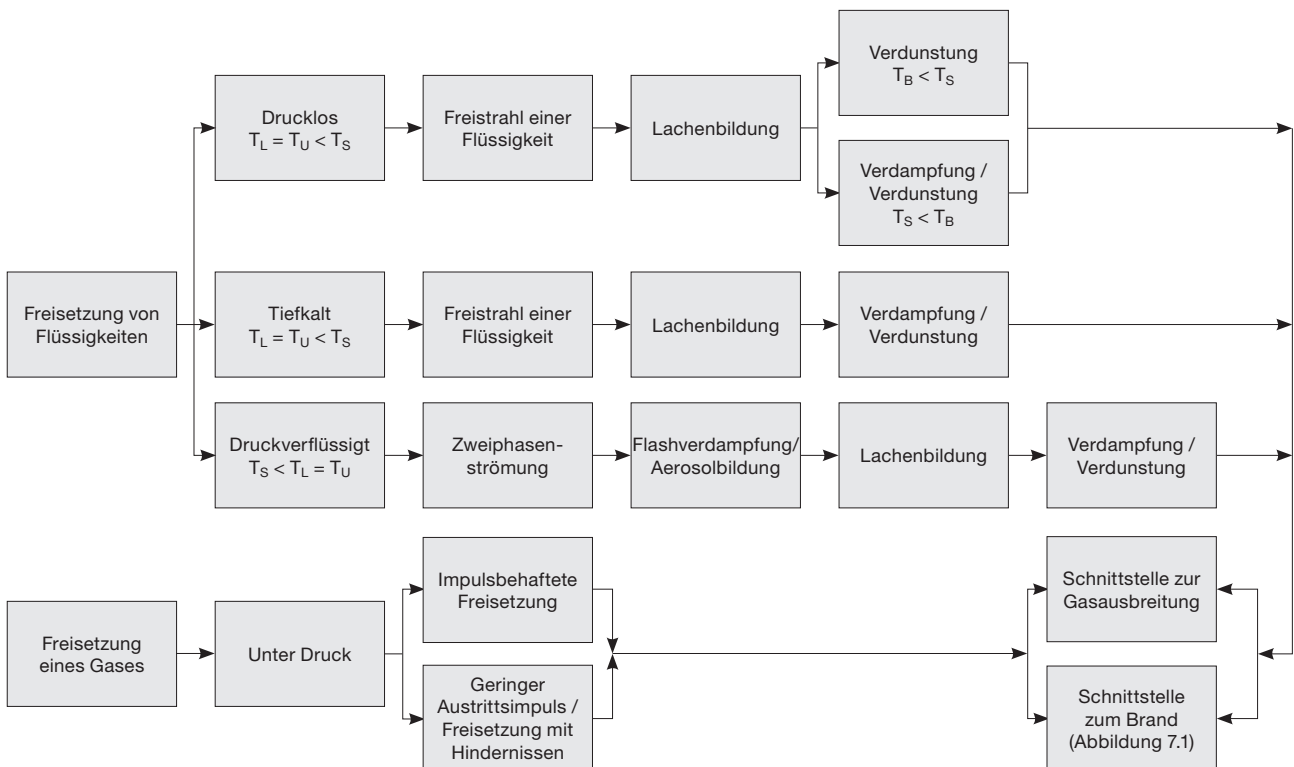
In der folgenden Abbildung wird eine Übersicht der physikalischen Vorgänge bei der Freisetzung von Stoffen unter verschiedenen Freisetzungsbedingungen gegeben.

Bevor der freigesetzte Massenstrom berechnet werden kann, müssen Angaben über die Leckflächen vorliegen. Hierzu werden im Kapitel 2 des Statuspapiers Hinweise und Berechnungsansätze vorgestellt. Im Kapitel 3 werden dann die Gleichungen für die Berechnung der Massenströme bei der Freisetzung von Flüssigkeiten und Gasen aus einer Umschließung angegeben. Hierbei werden die in der Abbildung dargestellten unterschiedlichen Stoffeigenschaften und Betriebszustände bei der Freisetzung berücksichtigt.

Gase werden im Allgemeinen in Anlagen unter Druck gehandhabt. Bei einem Versagen der Umschließung (Leck, Riss) oder dem Ansprechen von Druckentlastungseinrichtungen kommt es zu einem impulsbehafteten Austritt als Freistrahle. Durch den Freistrahle wird die Position der Emissionsquelle maßgeblich beeinflusst. Daher werden im Kapitel 4 des Statuspapiers verschiedene Freistrahlemodelle vorgestellt und bewertet.

Bei der Freisetzung aus der Flüssigphase kann es zu einer Flashverdampfung und zur Bildung von Aerosolen kommen. Hierdurch wird der Anteil des freigesetzten Stoffes, der sich am Boden in einer Lache sammelt, festgelegt. Im Kapitel 5 werden Modelle und experimentelle Untersuchungen zur Flashverdampfung und Aerosolbildung vorgestellt. Modelle zur Berechnung des Verdampfungs- bzw. Verdunstungsmassenstroms aus einer Flüssigkeitslache werden im Kapitel 6 behandelt.

Kommt es bei der Freisetzung von brennbaren Flüssigkeiten und Gasen zu einer Zündung, so werden gas- und partikelförmige Brandprodukte sowie thermische Energie freigesetzt. Im Kapitel 7 werden Beziehungen zur Berechnung von Quelltermen bei offenen Bränden von Flüssigkeiten und Gasen angegeben. Hinweise zur Bestimmung von Quelltermen bei Feststoffbränden sowie zur Bildung von (toxischen) Schadstoffen können dem Kapitel 8 entnommen werden. Abschließend wird im Kapitel 9 des Statuspapiers auf Quellterme bei Explosionen eingegangen.



- T_L: Temperatur der Flüssigkeit
- T_S: Siedetemperatur bei Umgebungsdruck
- T_B: Temperatur des Bodens
- T_U: Umgebungstemperatur
- P: Betriebsdruck
- P_U: Umgebungsdruck

2 Freisetzungsflächen

2.1. Zweck der Ermittlung und Festlegung von Freisetzungsflächen

Bei Stofffreisetzungen ist die Ermittlung eines Quellterms erforderlich, um störungsbedingte Stofffreisetzungen aus einer Umschließung, ihr Ausmaß und ihre Auswirkungen im Rahmen von Sicherheitsbetrachtungen beurteilen zu können. Als Quelle wird ein Stoffmassenstrom aus einer Austrittsöffnung einer (gefahr-)stoffführenden und ggf. druckbeaufschlagten Umschließung betrachtet. Zur Bewertung dieser Stofffreisetzungen sind zunächst Freisetzungsflächen, die physikalisch begründbar und vernünftigerweise nicht auszuschließen sind, zu ermitteln. Danach sind die daraus austretenden Freisetzungsraten zu berechnen (siehe Kapitel 3). Aus der Freisetzungsfläche und -rate kann dann der Freisetzungsmassenstrom bestimmt werden.

In diesem Kapitel werden verschiedene Ursachen und Arten von Öffnungen einer Umschließung, wie z. B. eine Leckage eines Druckgerätes, und Abschätzungen und Annahmen für diese Freisetzungsflächen dargestellt. Als Ursachen für Leckagen werden verschiedene Störungsszenarien betrachtet. Zur Abschätzung der Leckflächen werden Modelle aus der Literatur zusammengestellt, deren Grundlagen, Anwendungsbereiche und exemplarische Abschätzungen erläutert.

Im Hinblick auf gesetzliche Anforderungen, wie der Störfall-Verordnung (12. Verordnung zur Durchführung des Bundes-Immissionsschutz-Gesetzes / 12. BImSchV – StörfallV [2.16.1/2.16.2]), können Abschätzungen von Leckflächen zur Betrachtung von Störungen des bestimmungsgemäßen Betriebes herangezogen werden. Bei den sogenannten „Dennoch-Störfälle“ und „Exzeptionellen Störfälle“ gemäß StörfallV (siehe z. B. Leitfaden KAS-18 „Bauleitplanung“ und GS-26 „Schadensbegrenzung bei Dennoch-Störfällen“ [2.17.1, 2.17.2]) werden im Allgemeinen definierte Leckflächen ohne spezifischen Anlagenbezug verwendet (siehe auch Abschnitt 2.4 / Abbildung 2.4).

2.2. Ermittlung von Freisetzungsflächen

Störungsbedingte Stofffreisetzungen erfolgen aus Austrittsöffnungen von (gefahr-)stoffführenden Umschließungen in die Atmosphäre. Folgende Arten von Freisetzungsflächen können z. B. auftreten:

1. Abriss einer flexiblen Rohrleitung oder einer Schlauchleitung, z. B. an Füll- oder Entleerstellen,
2. Überfüllen, Überlaufen oder Auslaufen eines (Transport-)Behälters,
3. Versagen bzw. Undichtigkeit lösbarer Verbindungen, z. B. einer Dichtung in einer Flanschverbindung,
4. Austrittsöffnung von mechanischen Druckentlastungseinrichtungen, z. B. an Sicherheitsventilen oder Berstscheiben, durch die die in der Anlage enthaltenen Stoffe beim Ansprechen dieser Einrichtungen zur Atmosphäre entspannt werden,
5. Undichtigkeit von Behältern oder Rohrleitungen, beispielsweise durch einen Wanddurchbruch, z. B. infolge eines Durchrisses in einer Behälter- oder Rohrleitungswandung, oder durch einen Stutzenabriss.

Eine weitere Art von Freisetzungsflächen können Flüssigkeitslachen darstellen, die sich nach einem Stoffaustritt aus einer Umschließung beispielsweise auf einer Bodenfläche ausgebildet haben. Diese werden in einem separaten Kapitel behandelt.

Diffuse Emissionen, die im Normalbetrieb beispielsweise aus lösbaren Verbindungen, wie Flansch-Dichtungssystemen oder Wellenabdichtungen von Armaturen oder Pumpen austreten können, sind nicht Thema dieses Dokumentes.

Für die Beispiele Nr. 1. bis 5., in denen Anlagenteile zur Atmosphäre öffnen, ergibt sich die Fläche der Freisetzungsöffnung aus dem freien Querschnitt, wie z. B. dem Querschnitt einer angeschlossenen Schlauchleitung oder dem Entlastungsquerschnitt eines Sicherheitsventils oder einer Berstscheibe.

Im Einzelfall ist erforderlichenfalls zwischen Betreibern, Sachverständigen und Behörden abzustimmen, welche Szenarien, Randbedingungen und Methoden zur Leckflächenabschätzung anzuwenden sind.

2.3. Ermittlung von Leckflächen

Eine Art der Freisetzungsflächen sind Leckflächen von Wanddurchbrüchen in (Gefahr-)stoffführenden und gegebenenfalls druckbeaufschlagten Anlagenkomponenten, wie Druckbehältern und Rohrleitungen.

Die Einflussgrößen auf Leckflächen und das Leck-vor-Bruch-Kriterium, die vielen Methoden zugrunde liegen, werden in den Abschnitten 2.3.1 und 2.3.2 beschrieben.

Mögliche Vorgehensweisen zur Leckflächenermittlung aus der Literatur, Technischen Regeln und mittels der Probabilistik sind in den nachfolgenden Abschnitten 2.3.3 bis 2.3.5 zusammengestellt und anhand von Beispielen erläutert. Die Methoden und ihre Grundlagen, Voraussetzungen und Anwendungsgrenzen werden dargelegt.

Leckagen können bedingt sein

- durch Überbeanspruchung von Anlagenkomponenten, d. h. durch Überschreiten der Festigkeitsgrenze des Werkstoffs bei innerer oder äußerer Beanspruchung,
oder
- durch Schädigungen der Komponenten und Werkstoffe infolge von Werkstofffehlern, Korrosion oder Erosion mit flächigem oder lokalem Wanddickenabtrag oder äußeren mechanischen Einwirkungen.

Abschätzungen für Leckflächen basieren beispielsweise auf mechanischen oder chemisch-physikalischen Vorgängen, die zu einem Leck führen können, oder auf empirisch ermittelten Modellen.

Werden Leckflächen aus werkstofftechnischen, -mechanischen und bruchmechanischen Grundlagen ermittelt, können die Grenzbedingungen aus der Spannungs- oder Energiebilanz des Werkstoffes abgeleitet werden.

Bei der makroskopischen Betrachtung einer Anlagenkomponente, z. B. im Fall unzulässigen inneren Überdrucks, ist die Spannungsbilanz aus der Gesamtbelastung dieses Bauteils und den mechanisch-technologischen Festigkeitskennwerten des Werkstoffes entscheidend. Dazu kann das Verhältnis z. B. aus einer rechnerisch ermittelten Vergleichsspannung (z. B. gemäß AD 2000-Regelwerk [2.11]) und der Zugfestigkeit bewertet werden.

Unter dem mikroskopischen Aspekt, z. B. im Fall von Fehlern innerhalb des Werkstoffes, wird auf Grundlage der Bruchmechanik die Energiebilanz gezogen aus

- der lokalen Beanspruchung innerhalb eines Werkstoffes, z. B. der Spannungsspitze an einer Risspitze, charakterisiert durch den Spannungsintensitätsfaktor, und
- einem „mikroskopischen“ Werkstoffkennwert, z. B. der kritischen Bruchzähigkeit, der die Grenzbedingung für das Wachstum eines Risses ist.

Basierend auf diesen Kriterien der makroskopischen oder mikroskopischen Spannungs- oder Energiebilanz eines Bauteils können das Wachstum von Anrissen und die Leckflächen bei dem Wanddurchbruch dieser Risse berechnet werden. Des Weiteren kann damit rechnerisch überprüft werden, ob dieses Bauteil Leck-vor-Bruch-Verhalten aufweist, d. h. ob sich im eventuellen Leckagefall zunächst eine kleine stabile Lecköffnung ausbildet, bevor das gesamte Bauteil versagt. Dieses Leck-vor-Bruch-Verhalten wird im Abschnitt 2.3.2 erläutert.

Basierend auf diesen werkstofftechnischen Grundlagen können Leckflächen abgeschätzt werden, die bei dem Eintreten der Leckagen entstehen. Werden diese nicht unmittelbar entdeckt und werden nicht unmittelbar wirksame Gegenmaßnahmen getroffen, können sich die Leckagen gegebenenfalls aufweiten und ausdehnen. In diesem Fall sind bei den Auswirkungsbeurteilungen von Stofffreisetzungen die Leckflächen zum Zeitpunkt der Detektion der Leckagen und des Wirksamwerdens geeigneter Gegenmaßnahmen zu betrachten. Diese Leckflächen ergeben sich aus den Erkennungsgrenzen von Schädigungen, Lecköffnungen und/oder den daraus austretenden Stoffen:

- Die Erkennungsgrenzen von Fehlstellen in Anlagenkomponenten, die zu Leckagen führen können oder bereits Leckagen darstellen, sind abhängig von
 - den Werkstoffeigenschaften,
 - der Art der zerstörungsfreien Prüfverfahren und
 - davon, ob repräsentative und kritische Prüforte ausgewählt werden.
 - Beispiele für diese Erkennungsgrenzen sind im Abschnitt 2.3.5 aufgeführt.

- Die Erkennungsmöglichkeiten aufgrund der Eigenschaften und der Massenströme der freigesetzten Stoffströme hängen unter anderem ab
 - von der Erkennbarkeit der Stoffe durch Betriebspersonal, z. B. entsprechend der Geruchsschwelle oder der Sichtbarkeit der austretenden Stoffe,
 - von der Zugänglichkeit und Einsehbarkeit der Anlagenkomponenten,
 - von technischen Detektionsverfahren, z. B. Gasspürgeräten, und in jedem Fall von
 - der Art der Ausbreitung, beeinflusst von technischen Umgebungsbedingungen, wie Wärmedämmungen, benachbarten Anlagenteilen und Auffangtassen, und von den witterungsbedingten Umgebungsbedingungen.
 - Beispiele für diese Erkennungsmöglichkeiten sind ebenfalls im Abschnitt 2.3.5 genannt.

Folglich sind Einzelfallbetrachtungen zur Ermittlung der Leckflächen durchzuführen, die auch die Eigenschaften und das Gefährdungspotential der gehandhabten Stoffe berücksichtigen.

2.3.1. Einflussfaktoren auf die Größe von Leckflächen

Die Fläche einer Leckage, die im Fall einer Werkstoff- oder Bauteilschädigung auftreten kann, ist von vielfältigen Einflussfaktoren und Randbedingungen abhängig.

Da die Ausprägung jeder dieser Faktoren und Bedingungen insbesondere in Prozessanlagen der chemischen Industrie eine große Bandbreite aufweisen kann, sind Leckflächen in der Regel als Einzelfallbetrachtungen unter Berücksichtigung dieser Faktoren und Bedingungen zu ermitteln. Diese haben Einfluss auf die Größe der Leckfläche und auf die Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens.

Diese Einflussfaktoren und Randbedingungen sind unter anderem:

- Mechanisch-technologische Eigenschaften, Qualität und Verarbeitung des Werkstoffs,
- Geometrie und Abmessungen der Anlagenkomponente, z. B. des Druckbehälters oder der Rohrleitung,
- Betriebs- und Umgebungsbedingungen der Anlagenkomponente,
- Werkstoffbeständigkeit, d. h. die Kombination von Werkstoffen, Betriebsmedien und Betriebsbedingungen (wie Durchflussmedien, Aggregatzuständen, Drücken / Temperaturen, Strömungsgeschwindigkeiten),
- Art und Höhe der Beanspruchungen: z. B. Spannungen, lokale Spannungsspitzen, Schwingungen und/oder Lastwechsel, die im Normalbetrieb unter Betriebsbeanspruchungen, im Fall prozessbedingter Störungen (z. B. bei chemischen Reaktionen) oder unter äußeren Beanspruchungen auftreten können,

- Art, Fortschritt und Erkennbarkeit von herstellungsbedingten Fehlstellen oder Korrosionsschädigungen der Innen- oder Außenwandung, z. B. von Schweißnahtfehlern oder von flächigem Korrosionsabtrag, abrasiver oder Erosionskorrosion, Lochfraß- oder Spannungsrisskorrosion,
- Art, Umfang und Häufigkeit der Prüfungen der Anlagenkomponenten und
- Art, Qualität und Intervalle von Kontrollen und Wartungen der Anlagenkomponenten. Die Qualifikation des Bedienungs- und Wartungspersonals und des „Anlagenläufers“ hat einen wesentlichen Einfluss auf die frühzeitige Erkennung eventueller Schädigungen und Leckagen.

Im Rahmen von Gefährdungsbeurteilungen und Sicherheitsbetrachtungen sind unter anderem Beanspruchungen, chemische Reaktionen oder Korrosionen als mögliche Ursachen für Leckagen zu betrachten. Deren ordnungsgemäße Absicherung ist Voraussetzung für die Betrachtungen in diesem Kapitel (Vgl. auch TRAS 410 [2.19]).

2.3.2. Leck-vor-Bruch-Kriterium

Sicherheitstechnisch relevante Anlagenteile werden grundsätzlich so ausgelegt, hergestellt und geprüft, dass sowohl lokales als auch globales Versagen verhindert wird. Eine zusätzliche Sicherheitsreserve ergibt sich bei der Anwendung des Leck-vor-Bruch-Kriteriums, das auf bruchmechanischen Grundlagen beruht.

Druckbeaufschlagte Komponenten können beispielsweise infolge von lokalen Inhomogenitäten im Werkstoff durch Überschreiten der Festigkeitsgrenze des Werkstoffs im gesamten Bauteil oder in großen Bereichen des Bauteils versagen. In der Spannungsbilanz ist die auftretende Beanspruchung der Anlagenkomponente größer als die mechanisch-technologischen Werkstoffkennwerte. Dadurch kann eine lokale Instabilität, d. h. ein Wanddurchbruch, entstehen oder sogar eine globale Instabilität, d. h. ein Aufreißen oder Bersten, der Anlagenkomponente eintreten.

Die durch die Ausbreitung von Rissen infolge wechselnder Beanspruchung auftretenden Leckagen und Brüche können nicht mit der herkömmlichen Festigkeitsberechnung, sondern nur mit der Bruchmechanik erfasst werden. Das Versagensverhalten von Bauteilen kann mit Hilfe der Bruchmechanik beurteilt werden.

Wird bei der Rissverlängerung mehr Energie frei gesetzt als der Aufbau neuer Bruchflächen erfordert, tritt instabiles Risswachstum auf. Für linear-elastisches Werkstoffverhalten und elastisch-plastisches Werkstoffverhalten gelten verschiedenartige Werkstoffkennwerte als Grenzwerte.

Bei linear-elastischem Werkstoffverhalten ist die plastische Verformung an der Rissspitze vernachlässigbar gering. Tritt an der Rissspitze eine plastische Zone auf, liegt elastisch-plas-

tisches Werkstoffverhalten vor. Das Risswachstum erfolgt langsamer, da die Neubildung der plastischen Zone an der Rissspitze bei elastisch-plastischem Werkstoffverhalten mehr Energie als bei linear-elastischem Werkstoffverhalten verbraucht.

Mit der lokalen Energiebilanz kann die Rissentstehung und -ausbreitung beschrieben werden. In linear-elastischen, nicht verformungsfähigen Werkstoffen tritt ein lokales Versagen ein, wenn die bruchmechanische Beanspruchung der Rissspitze, der sogenannte Spannungsintensitätsfaktor, die kritische Bruchzähigkeit als lokalen Festigkeitskennwert überschreitet. Bei duktilen Werkstoffen mit einem großen Anteil plastischer Verformung beim Risswachstum, also bei elastisch-plastischem Werkstoffverhalten, tritt lokales Versagen durch plastische Instabilität bei Verringerung des tragenden Querschnitts ein, d. h. durch Überschreiten der plastischen Grenzlast.

Risswachstum

Ausgehend von Werkstoff-Inhomogenitäten, wie z. B. Kerben oder Korrosionsstellen innerhalb der Wandung eines Druckbehälters, können durch die Spannungskonzentration an dieser Stelle neue Oberflächen im Werkstoff gebildet werden, durch die ein Ausgangsriss entstehen kann. Bei einer lokalen Überbeanspruchung im Bereich der Rissspitze kann der Riss je nach Werkstoffeigenschaften und Betriebsbedingungen stetig wachsen (siehe Abbildung 2.1). Infolge zunehmender oder wechselnder Beanspruchung erfolgt dieses Risswachstum langsam und stabil in Längen- und Tiefenrichtung.

Bei Erreichen der kritischen Risstiefe tritt lokale Instabilität ein: Das bedeutet, dass der Riss ohne weitere Beanspruchung instabil weiter wächst, bis er die Wand durchbricht. So entsteht ein kleines stabiles Leck.

Bei zunehmender oder wechselnder Beanspruchung wächst dieser Durchriss langsam und stabil in Längsrichtung weiter. Wird die kritische Risslänge des Durchrisses erreicht, schlägt das Risswachstum plötzlich – ohne weitere Beanspruchung – in schnelles instabiles Wachstum um. Dies führt zur globalen Instabilität, d. h. zum Bauteilversagen der gesamten Anlagenkomponente, z. B. zum Aufreißen eines Behälters oder einer Rohrleitung.

Ist die Belastung von Rissen mit unterkritischer Rissgröße stationär, d. h. nimmt nicht zu und ist nicht alternierend, findet kein Risswachstum statt.

Das Risswachstum, die kritischen Rissgrößen und infolgedessen die Versagensart von Anlagenkomponenten hängen im Wesentlichen von den Werkstoffeigenschaften, der Bauteilgeometrie und den Bauteilabmessungen ab. Bei spröden Werkstoffen ist der Anteil der plastischen Verformung bei der Rissausbreitung und beim Bruch geringer. Dies führt zu schnellerem Risswachstum und zu schnellerer globaler Instabilität. Bei zähen Werkstoffen wachsen Risse durch die Neubildung der plastischen Zone an der Rissspitze langsamer.

Leck-vor-Bruch-Verhalten

Eine Anlagenkomponente zeigt Leck-vor-Bruch-Verhalten, wenn ein Leck, d. h. eine lokale Instabilität, vor dem Aufreißen der gesamten Komponente, d. h. einer globalen Instabilität, auftritt (siehe Abbildung 2.1):

- In diesem Fall entsteht beim Durchbruch einer Wandung zunächst ein stabiler Durchriss, ein kleines Leck. Die Risslänge beim Erreichen der kritischen Risstiefe (entsprechend der lokalen Instabilität) ist kleiner als die kritische Risslänge (entsprechend der globalen Instabilität).
- Bei zunehmender oder wechselnder Beanspruchung wächst dieser Durchriss, diese Leckage, langsam und stabil weiter. Werden keine Maßnahmen ergriffen, kann dies zum Erreichen der kritischen Risslänge, d. h. zu eventuellem globalem Bauteilversagen, führen.

Leck-vor-Bruch-Kriterium

Die Anforderungen des Leck-vor-Bruch-Kriteriums gehen über die des Leck-vor-Bruch-Verhaltens hinaus. Zusätzlich gilt, dass der Zeitraum zwischen einem lokalen Bauteilversagen (einem kleinen, stabilen „Leck“) und ggf. einem globalen Versagen (instabilem Risswachstum, z. B. mit Aufreißen eines Bauteils – „Bruch“) ausreichend lang sein muss und Gegenmaßnahmen rechtzeitig wirksam werden:

- Eine Leckage muss in dem Zeitraum zwischen „Leck“ und „Bruch“ sicher und rechtzeitig erkannt werden,
- und**
- es müssen rechtzeitig geeignete Maßnahmen getroffen werden, die ein unzulässiges weiteres Risswachstum, d. h. ein globales Versagen, sicher verhindern.

Die sichere und rechtzeitige Leckerkennung ist mittels technischer und / oder organisatorischer Maßnahmen, z. B. mittels Gaswarngeräten und qualifizierten Anlagenläufern, sicherzustellen. Für den Fall einer Leckage sind rechtzeitig wirksame Vorkehrungen festzulegen und umzusetzen, beispielsweise die Außerbetriebnahme und Instandsetzung der undichten Anlagenkomponente. Mit diesen Maßnahmen wird das Leck-vor-Bruch-Kriterium erfüllt, wenn für die Anlagenkomponente selbst das Leck-vor-Bruch-Verhalten nachgewiesen ist.

Voraussetzungen für Leck-vor-Bruch-Verhalten

Die Wahrscheinlichkeit des Leck-vor-Bruch-Verhaltens von Anlagenkomponenten wird erhöht, wenn im Wesentlichen die folgenden Voraussetzungen erfüllt sind:

[2.22, 2.26]

- Nachgewiesener Einsatz von duktilen Werkstoffen.
Spröde Werkstoffe dagegen führen bei Überbeanspruchungen zu einem schnellen Wachstum eines ggf. vorhandenen Risses bis zu einem plötzlichen Zerplatzen der Anlagenkomponente, ohne dass zuvor ein stabiles erkennbares Leck entsteht.

- Geeignete Konstruktion, Fertigung und Herstellung, um lokale Fehlstellen und Spannungsspitzen innerhalb der Werkstoffe zu minimieren und eine Überdimensionierung der Wanddicke der Anlagenkomponenten aus bruchmechanischer Sicht zu vermeiden.
Dies ist beispielsweise in der Regel bei der Anwendung des Anhangs I der Druckgeräterichtlinie RL 97/23/EG [2.9] in Verbindung mit dem AD2000-Regelwerk [2.11] gegeben.
Mit einer Überdimensionierung der Wanddicke wird die Wahrscheinlichkeit des Bruch-vor-Leck-Verhaltens wesentlich erhöht. Denn wächst ein Anriss unter Belastung, erfolgt dies in Tiefen- und Längenrichtung. Hat die Risstiefe die Wanddicke erreicht und der Riss damit die Wandung durchdrungen, ist der Riss zu diesem Zeitpunkt um so länger, je dicker die Wandung des Bauteiles ist. Um so wahrscheinlicher ist es, dass die Länge des Risses beim Wanddurchbruch bereits die kritische Risslänge überschritten hat und unmittelbar zum Aufreißen des Behälters führt.
- Vermeidung schädigender Einflüsse, z. B. Korrosion oder Erosion, und schädigender Beanspruchungen, wie Schwingungen.
Beispielsweise gilt das Leck-vor-Bruch-Kriterium nicht für abrasive Abträge und nicht für flächige oder lokale Korrosion.
- Geeignete Prüfungen bei der Herstellung der Werkstoffe und der Anlagenkomponenten, um herstellungsbedingte Fehlstellen weitestgehend zu verhindern (siehe z. B. [2.11]), in Verbindung mit wiederkehrenden Prüfungen während des Lebenslaufes dieser Komponenten, um eventuelle Schädigungen, wie Korrosionserscheinungen, rechtzeitig zu erkennen und ihnen entgegenzuwirken.
Mittels geeigneter zerstörungsfreier Prüfungen kann festgestellt werden, ob Schädigungen aufgetreten sind und in welchem Ausmaß sie sich gegebenenfalls ausdehnen. Bei Druckgeräten, die ohne Mängel einer Wasserdruckprüfung unterzogen wurden, kann davon ausgegangen werden, dass eventuell vorhandene Risse zum Zeitpunkt der Prüfung und bis zur nächsten Prüfung unterkritisch sind und somit in diesem Zeitintervall im normalen Betrieb ein stabiles Risswachstum eintritt [2.8, 2.24]. Der Beginn und das Fortschreiten von Schädigungen können mit einer Wasserdruckprüfung jedoch nicht festgestellt werden.
- Kontrolle, Wartung und Prüfung der Anlagen im laufenden Betrieb durch qualifiziertes, eingewiesenes Personal, um eventuelle Fehlerquellen von Anlagenkomponenten und unzulässige Beanspruchungen und Betriebsbedingungen möglichst frühzeitig zu erkennen und zu beseitigen.

Sicherheitsreserve durch Leck-vor-Bruch-Kriterium

Sicherheitsbetrachtungen mit Hilfe der Bruchmechanik und des Leck-vor-Bruch-Kriteriums ermöglichen beispielsweise die Erhöhung der Sicherheitsreserve bei der geeigneten Auslegung, Herstellung und Prüfung druckführender Apparate und Rohrleitungen. Das Leck-vor-Bruch-Kriterium kann bei der differenzierten Sicherheitsbetrachtung von Anlagenkomponenten bezüglich Stoffeinwirkungen und Brandfall-Szenarien angewendet werden. Die bruchmechanische Beur-

teilung möglicher Leckagen erlaubt es, einzelfallspezifische Störungsszenarien zu ermitteln, um deren Auswirkungen zu beurteilen. In Folge können geeignete ereignisverhindernde und/oder auswirkungsbegrenzende Maßnahmen festgelegt werden.

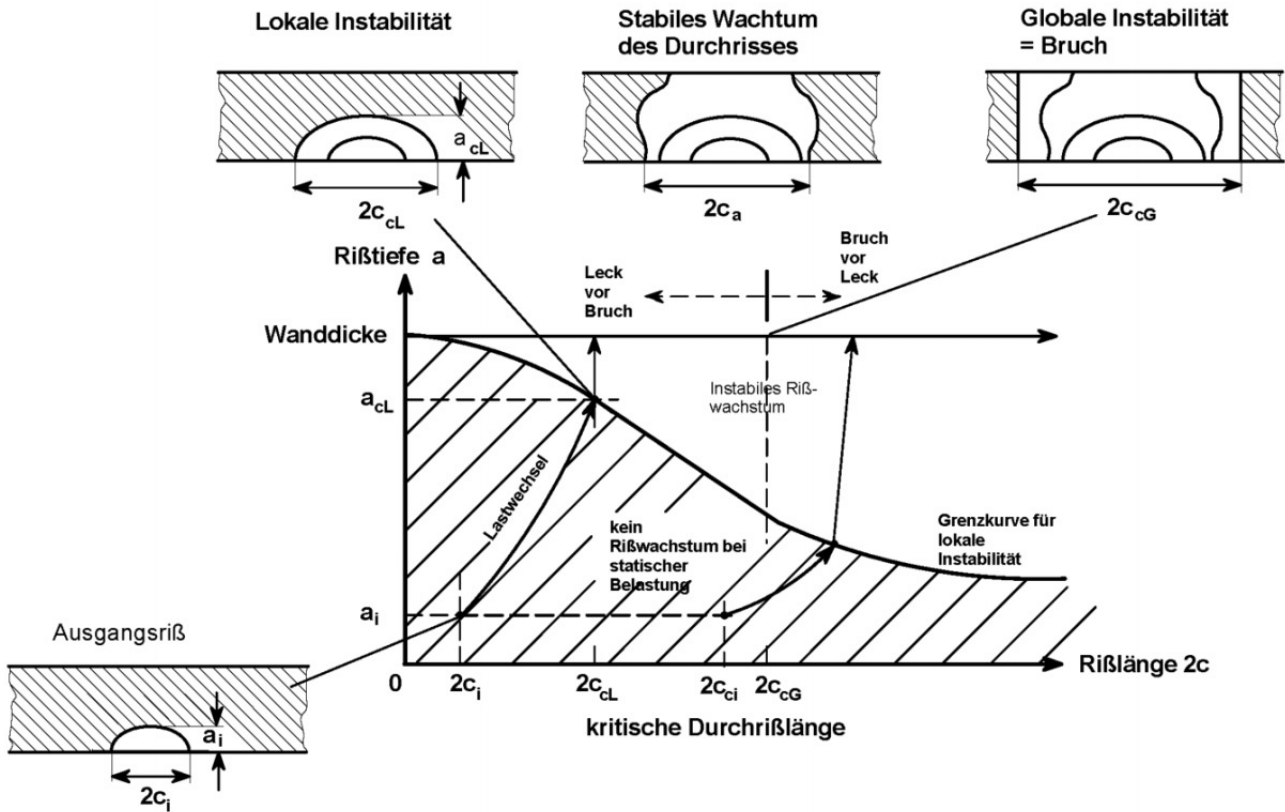


Abbildung 2.1: Charakteristisches Leck – vor – Bruch Diagramm: Ermüdungsbruch bei Wechselbeanspruchung und kritischen Rißgrößen für einen zähen Werkstoff und eine bestimmte Belastung (F. Westphal, M. Hahn, 1989)

2.3.3. Methoden zur Ermittlung von Leckflächen

Literaturübersicht

In der Literatur sind unterschiedliche Methoden zur Abschätzung von Leckflächen angegeben. Sie beruhen beispielsweise auf werkstofftechnischen Grundlagen, wie der mikroskopischen Energiebilanz innerhalb der Werkstoffe (siehe oben zum Abschnitt 2.3.) oder empirischen Ermittlungen.

Für wesentliche Veröffentlichungen zu Abschätzungen von Leckflächen sind die zugrunde liegenden Modelle und Methoden, die Voraussetzungen, Randbedingungen und Anwendungsgrenzen dieser Methoden und Erläuterungen zur praktischen Anwendbarkeit zusammenfassend dargestellt.

Einige dieser Methoden basieren auf der Leckentstehung durch das Wachstum von Anrissen in Werkstoffen und dem Leck-vor-Bruch-Verhalten von Anlagenkomponenten (siehe Abschnitt 2.3.2). Bei den angegebenen Leckflächen handelt es sich um lokale stabile Leckagen, z. B. bei

einem Wanddurchbruch eines Risses, nicht um Leckflächen bei einem globalen Versagen, z. B. bei einem Aufreißen oder Bersten von Anlagenkomponenten.

2.3.3.1. Autoren: Brandl / Wiedemann / Strohmeier [2.1]

2.3.3.1.1. Zusammenfassung der Methode

Für eine Zylinder-Stutzen-Verbindung entwickelten die Autoren ein Modell zur Ermittlung der Leckfläche, d. h. des Öffnungsquerschnittes von Lecks, in druckbelasteten Komponenten. Das Modell geht von der Bildung und dem Wachstum von Rissen als Leckursache und vom Leckvor-Bruch-Verhalten der Komponenten aus.

Mithilfe von Beispielrechnungen dieses Modells wurden Nomogramme erstellt, aus denen die Leckfläche in Abhängigkeit von den Geometriedaten der Zylinder-Stutzen-Verbindung, dem Innendruck und Werkstoffkennwerten (u. a. dem Elastizitätsmodul) entnommen werden kann.

2.3.3.1.2. Grundlage der Methode

Das Rechenmodell basiert auf der mikroskopischen Energiebilanz (siehe Abschnitte 2.3. „Ermittlung von Leckflächen“, 2.3.2 „Leckvor-Bruch-Verhalten“). Aus der Energiefreisetzungsrate bei der Rissentstehung und beim Rissfortschritt infolge der lokalen Spannungsspitze wird die Änderung der potentiellen Gesamtenergie der Werkstoffstruktur und daraus der Spannungsintensitätsfaktor ermittelt. Überschreitet dieses Maß für die lokale Werkstoffbeanspruchung den zulässigen bruchmechanischen Festigkeitsgrenzwert, die kritische Bruchzähigkeit, treten Rissfortschritt und nachfolgend ein wanddurchdringender Durchriss auf.

Mit Versuchen an einer Zylinder-Stutzen-Verbindung wurde zunächst die Stutzeninnenkante als Stelle mit der höchsten Beanspruchung dieses Bauteils ermittelt. Das Berechnungsmodell für die Leckflächen wurde mittels der Finite-Elemente-Methode auf Basis von Versuchen an dieser druckbeaufschlagten Zylinder-Stutzen-Verbindung mit einem Anriss von 1 mm Tiefe an der Stutzeninnenkante entwickelt, der infolge des Risswachstums zu einer Leckage führte.

2.3.3.1.3. Voraussetzungen und Anwendungsgrenzen

Nomogramme zur Ermittlung der Leckfläche von Zylinder-Stutzen-Verbindungen wurden für die folgenden Daten abgebildet:

- Verhältnis von mittlerem Zylinderradius zur Zylinderwanddicke von 10,
- Verhältnis von mittlerem Stutzen- zu mittlerem Zylinderradius von 0 bis 0,5
- Verhältnis der Stutzen- zur Zylinderwanddicke von 0,25 bis 1

Voraussetzungen für die Anwendung dieses Modells sind die Überprüfung und Bestätigung, dass das Leckvor-Bruch-Verhalten für die betrachtete Anlagenkomponente gegeben ist (siehe Abschnitt 2.3.2 „Leckvor-Bruch-Verhalten“).

Die mit diesem Modell ermittelte Leckfläche kann als Eingangsgröße für Auswirkungsbetrachtungen genutzt werden, wenn nicht nur das Leck-vor-Bruch-Verhalten, sondern auch das Leck-vor-Bruch-Kriterium erfüllt wird, d. h. die rechtzeitige Erkennung und Wirksamkeit von Gegenmaßnahmen sichergestellt sind.

2.3.3.1.4. Erläuterungen

Für ein Beispiel eines DN 100-Stutzenabzweiges von einem DN 400-Rohr, beide aus nicht-rostendem Stahl 1.4492, mit Wanddicken von 10 bzw. 20 mm, ergibt sich unter einem inneren Überdruck von 100 bar eine berechnete Leckfläche von 1,8 mm².

2.3.3.2. Autoren: Strohmeier / Wiedemann

[2.3]

2.3.3.2.1. Zusammenfassung der Methode

Dieses Rechenmodell der Autoren geht ebenfalls, wie das vorangehende [2.1], von der Bildung und dem Wachstum von Rissen als Leckursache und vom Leck-vor-Bruch-Verhalten der Komponenten aus. Betrachtet werden in diesem Fall Druckbehälter.

2.3.3.2.2. Grundlage der Methode

Anhand von Finite-Elemente-Berechnungen mit bruchmechanischen Grundlagen, die nicht detailliert angegeben sind, werden Leckflächen in Abhängigkeit von der Behältergeometrie, dem Innendruck (berücksichtigt als tangentielle Membranspannung) und der Streckgrenze und Bruchzähigkeit des Werkstoffes ermittelt. Diese Berechnungen wurden mittels Versuchen verifiziert.

2.3.3.2.3. Voraussetzungen und Anwendungsgrenzen

Voraussetzungen für die Anwendung dieses Modells sind, wie auch bei der Literaturstelle [2.1], die Überprüfung und Bestätigung, dass das Leck-vor-Bruch-Verhalten für die betrachtete Anlagenkomponente gegeben ist (siehe Abschnitt 2.3.2 „Leck-vor-Bruch-Verhalten“).

Die Ausführung und Geometrie der untersuchten Druckbehälter sind nicht angegeben. Es ist davon auszugehen, dass es sich um zylindrische Behälter ohne signifikante Stutzenabzweige handelt.

Einige Berechnungsergebnisse für Leckflächen sind beispielhaft für die folgenden einzelnen Daten in einer Tabelle zusammengestellt:

- Zylinderdurchmesser von 400 und 2 000 mm,
- Zylinderwanddicken von 5 und 15 mm,
- eine Streckgrenze von 400 N/mm² und
- Bruchzähigkeiten von 3 000 und 6 000 N mm^{-3/2}.

Die für diese Beispiele ermittelten Leckflächen betragen 70 bis ca. 100 mm².

Die Ermittlung der Leckflächen für andere Parameter ist in dieser Literaturstelle nicht dargestellt.

Da die Grundlagen und Randbedingungen für die rechnerische Abschätzung der Freisetzungsfläche nicht bzw. nicht explizit angegeben sind, kann der Anwendungsbereich dieser Literaturstelle [2.2] nicht entnommen werden.

2.3.3.3. Autor: Brötz **[2.2]**

2.3.3.3.1. Zusammenfassung der Methode

W. Brötz geht in seinem Gutachten „Sicherheit von Chemieanlagen im Hinblick auf den Nachbarschaftsschutz“ - für bestimmte Rohrleitungsdimensionen – pauschal von der Annahme aus, dass als größte Leckfläche ein Querschnitt von der Länge des Rohrdurchmessers und der Breite von 1/100 des Rohrdurchmessers nicht ausgeschlossen werden kann.

2.3.3.3.2. Grundlage der Methode

Grundlagen und Herleitungen für diese Annahme, z. B. physikalische oder werkstofftechnische Grundlagen oder empirische Untersuchungen, werden in dem Gutachten nicht angegeben.

2.3.3.3.3. Voraussetzungen und Anwendungsgrenzen

Die Annahme der Leckfläche bezieht sich auf Rohrleitungen der Nennweiten DN 80 bis DN 300. Des Weiteren werden in dem Gutachten keine Randbedingungen und Anwendungsgrenzen genannt.

Für die Leckflächenannahme dieses Gutachtens können daher in diesem Dokument keine geeigneten Anwendungsfälle angegeben werden.

2.3.3.3.4. Erläuterungen

Ein Vergleich beispielsweise mit der Leckflächenermittlung anhand der Literaturstelle [2.1] ist nicht möglich, da sich diese auf Zylinder-Stutzen-Verbindungen bezieht und in dem Gutachten dieser Literaturstelle von W. Brötz [2.2] Rohrleitungen betrachtet werden. Angaben zu Rohrleitungsabzweigen enthält das Gutachten von W. Brötz nicht.

2.3.3.4. Autoren: Friedel / Westphal **[2.4], [2.5]**

2.3.3.4.1. Zusammenfassung der Methode

Die Autoren gehen in ihrem Bericht „Modelle für die Berechnung der Leckraten aus druckführenden Apparaten und Rohrleitungen“ [2.4] ebenfalls von einem Leck-vor-Bruch-Verhalten des Werkstoffes bzw. des Bauteiles aus.

Als Ursache von Leckagen wird das Fortschreiten von Anrissen betrachtet, die herstellungsbedingt vorhanden und nach zerstörungsfreien Werkstoffprüfungen unerkannt gebliebenen sind.

Die Größe der Risse, die im Allgemeinen auftreten, geben die Autoren – entsprechend eines Vortrages von H. Gräfen bei dem GVC-/DECHEMA-Arbeitsausschuss „Sicherheitsgerechtes Auslegen von Chemieapparaten“ in 01.1986 – mit einer Spaltweite von ca. 0,1 mm und einer Länge von ca. 50 mm an. Unter der Annahme eines Rechteckquerschnitts ergäbe sich eine Leckfläche von ca. 5 mm².

In einem weiteren Bericht gehen Friedel und Westphal [2.5] von empirischen Leckabmessungen aus, die in der Regel ca. 0,1 bis 1 mm Breite und ca. 10 bis 100 mm Länge, entsprechend häufigen kritischen Risslängen, aufweisen.

2.3.3.4.2. Grundlage der Methode

Bei den angegebenen Leckabmessungen handelt es sich um empirische Abschätzungen für Druckbehälter in Chemieanlagen.

2.3.3.4.3. Voraussetzungen und Anwendungsgrenzen

Voraussetzungen für die Anwendung dieser Abschätzung sind die Überprüfung und Bestätigung, dass das Leck-vor-Bruch-Verhalten für die betrachtete Anlagenkomponente gegeben ist (siehe Abschnitt 2.3.2 „Leck-vor-Bruch-Verhalten“).

2.3.3.5. Autoren: Kefer / Kastner / Krätzer

[2.6]

2.3.3.5.1. Zusammenfassung der Methode

Die Autoren gehen in Untersuchungen zur Rauigkeit der Risswände bei realen Lecks (Zug-/ Biegebeanspruchung) von Leckflächen bis zu 14 mm² aus [2.6].

2.3.3.5.2. Grundlage der Methode

Die Vorgehensweise bei dieser Abschätzung wird nicht angegeben.

2.3.3.5.3. Voraussetzungen und Anwendungsgrenzen

Randbedingungen und Voraussetzungen für diese Abschätzung werden nicht genannt.

2.3.3.6. Autor: RWTÜV

[2.7]

Eine für die Landesanstalt für Immissionsschutz NRW erstellte Studie des Rheinisch-Westfälischen Technischen Überwachungsvereins, Essen [2.7] schließt die Entstehung einer halb- bzw. ellipsenförmigen Rissfläche für Risse von ca. 40 bis 50 mm Länge nicht aus. Die Annahme des Leck-vor-Bruch-Verhaltens wird bestätigt.

In der Studie wird ein Grenzkriterium zum plötzlichen Versagen von Behältern angegeben. Spontanes Bauteilversagen ist demnach erst bei sehr langen Rissen in der Behälterwand zu erwarten. Das wären, abhängig von Risstiefe und vorherrschender Spannung, Risslängen von

400 bis 500 mm und darüber. Spontanes Entstehen derartig langer Risse ist praktisch auszuschließen. Eine Rissentstehung durch zyklischen Betrieb mit vielen Lastwechseln würde im Rahmen der wiederkehrenden inneren Prüfungen bemerkt werden.

Die Ermittlung von Leckflächen wird in dieser Studie nicht angegeben.

2.3.3.7. Autor: J. Schmidt

[2.34]

In dem Artikel zur „Auslegung von Schutzeinrichtungen für wärmeübertragende Apparate“ untersucht der Autor J. Schmidt Leckagen des Mantelraumes nach außen und Leckagen zwischen zwei Druckräumen von Wärmeüberträgern.

Bei inneren Leckagen ist davon auszugehen, dass sie nur in Einzelfällen auszuschließen sind. Die relevanten Einflussgrößen (siehe auch Abschnitt 2.3.1) werden dargelegt.

Eine mantelseitige Leckage eines wärmeübertragenden Apparates wird als sehr selten beurteilt und die Möglichkeit des eventuellen Ausschlusses bei wirksamen Prüfungen in Betracht gezogen. Voraussetzung ist die Vermeidung mechanischer Einwirkungen von außen.

2.3.3.7.1. Zusammenfassung und Grundlage der Methode

Entsprechend praktischer Erfahrungen in der chemischen und petrochemischen Industrie wird als gängige Praxis beschrieben, als Fläche einer inneren Leckage unter bestimmten Voraussetzungen geringere Werte als den doppelten Rohrquerschnitt zu betrachten.

Die Leckfläche ist als Einzelfallbetrachtung abzuschätzen.

Aufgrund von Erfahrungswerten und statistischen Auswertungen mit Betriebswärmeüberträgern, Schadensuntersuchungen und Messungen an Modellapparaten [2.35] wird die Abschätzung einer Leckfläche von 20 mm², entsprechend einem äquivalenten Durchmesser von 5 mm, als ausreichend konservativ für innere und äußere Leckagen von Wärmeüberträgern der chemischen und petrochemischen Industrie unter den folgenden Voraussetzungen erachtet.

Unter diesen Voraussetzungen kann die Leckfläche von 20 mm² aufgrund von Erfahrungswerten auch für sehr seltene mantelseitige Leckagen an Wärmeüberträgern abgeschätzt werden, wenn ein Leitungsabriss durch mechanische Einwirkungen von außen ausgeschlossen werden kann.

- „Ordnungsgemäße Auslegung des Wärmeübertragers, d. h. alle Beanspruchungen im Betrieb werden bei der Auslegung berücksichtigt (Druck, Temperatur, Eigengewicht, Zusatzbelastungen, Wärmedehnungen, Schwingungen),
- sachgerechte Herstellung und ausreichende Prüfungen (z. B. Prüfung von Rohreinschweißstellen, Nachweis der Korrosionsbeständigkeit),

- Mindestnennweite DN 50 bei langen Einzelrohren (Rohrschlangen in Behältern),
- ausreichende Festigkeit von Rohranschlüssen, z. B. Mindestnennweite DN 50 bei sehr gefährlichen Stoffen und DN 25 bei den übrigen Gefahrstoffen, und/oder der Schutz gegen Abriss durch äußere Krafteinwirkung,
- zäher Werkstoff (z. B. austenitischer Stahl wie 1.4571),
- keine Korrosions- oder Erosionsbeanspruchung (z. B. Spannungsspitzen neben Schweißnähten, Konzentration korrosiv wirkender Bestandteile, Ausgasung von Sauerstoff, ungeeignete Werkstoffpaarungen, zu hohe Strömungsgeschwindigkeiten),
- keine periodische Erregung nahe der Eigenfrequenz,
- keine regelmäßigen, großen dynamischen Belastungen, z. B. Temperaturwechselspannungen beim An-/Abfahren des Apparates,
- keine größeren externen mechanischen Belastungen,
- regelmäßige wiederkehrende Prüfungen,
- zuverlässige und rechtzeitige Leckdetektion vor ernststen Auswirkungen (z. B. Druck, Temperatur, Stand, Konzentrationsüberwachung) und Möglichkeit von geeigneten Gegenmaßnahmen,
- Möglichkeit der Abschottung des Wärmeübertragers von anderen Anlagenteilen bei Störungen.“

Diese Leckfläche stellt den kleinsten Freisetzungsquerschnitt dar, der unter den Annahmen in der Veröffentlichung in der Praxis sicher detektiert werden kann, um anschließend den Schutz von Mensch und Umwelt zu gewährleisten.

Weitere Literaturstellen zu Abschätzungen von Leckflächen werden in dieser Veröffentlichung beschrieben:

- Für Anlagen mit wassergefährdenden, unterkühlten Flüssigkeiten:
Hypothetische größere Leckflächen von ca. 100 mm² entsprechend einem äquivalenten Durchmesser von ca. 11 mm [2.36.1]
- Gemäß Berechnungen von K. Strohmeier [2.8], [2.37]:
 - Für zylindrische Behälter mit Innendrücker bis 25 bar:
Leckflächen von 4,4 bis 7,9 mm²
 - Für eine Behälter-Stutzen-Verbindung mit einem Innendruck von 100 bar:
Leckflächen von 27 mm²Für die Leckflächen-Berechnungsergebnisse von K. Strohmeier für Stutzenabzweige an Behältern bei Innendrücker bis 100 bar wurde in diesem Artikel von J. Schmidt die folgende Ausgleichsfunktion ermittelt:

$$A_{\text{Leck}} / [\text{mm}]^2 = 0,00035 (\text{DN} / [\text{mm}])^{2,2} \quad (2.1)$$

Als Fazit wird in diesem Artikel die Leckfläche von 20 mm² für Apparate unter moderatem Innendruck als ausreichend konservativ beurteilt.

2.3.3.7.2. Voraussetzungen und Anwendungsgrenzen

Voraussetzungen der obigen Abschätzungen sind die Sicherstellung der Kriterien zur Erfüllung des Leck-vor-Bruch-Verhaltens der Wärmeüberträger und die Vermeidung mechanischer Einwirkungen von außen.

Weitere Voraussetzungen, insbesondere zur Abschätzung innerer Leckagen, die sich im Wesentlichen auf die Auslegung, Herstellung, Prüfung und Beanspruchung der Wärmeüberträger beziehen, werden detailliert angegeben.

2.3.3.8. Autor: Hahn

[2.38], [2.39]

Das Leck-vor-Bruch-Verhalten wird anhand der Berechnung des Risswachstums eines sogenannten „Ausgangsfehlers“ und der kritischen Rissgrößen gemäß der Bruchmechanik überprüft und bestätigt. Auf dieser Basis werden wahrscheinliche und maximale Leckflächen der bruchmechanisch ermittelten Durchrisse berechnet. Dazu werden Modelle zur Leckflächenberechnung verglichen und bewertet. Anhand von Beispielberechnungen für typische druckführende Behälter und Rohrleitungen der chemischen Industrie wird die physikalisch/werkstofftechnische Plausibilität der Größenordnung vorhandener Abschätzungen und Annahmen für Leckflächen bestätigt.

Für typische Bauteile können Nomogramme zur Abschätzung von Leckflächen erstellt werden. Anhand der dargestellten bruchmechanischen Berechnungen können

- **realistische Leckflächen**

für die voraussichtliche Durchrisslänge (Leck) infolge des Wachstums eines realistischen Ausgangsfehlers ermittelt werden und

- **konservative Leckflächen**

für die kritische Risslänge als Grenzwert für das „Aufreißen“/globale Bauteilversagen abgeschätzt werden, d. h. als Grenze zwischen „Leck-vor-Bruch-“ und „Bruch-vor-Leck“-Verhalten.

2.3.3.8.1. Zusammenfassung der Methode

- **Berechnung des Risswachstums:**

Risswachstum ist unter bestimmten Randbedingungen berechenbar. Die errechnete Rissgröße hängt, neben den Werkstoffeigenschaften, wesentlich von Art, Form und Größe des angenommenen Ausgangsfehlers ab.

Für typische Behälter und Rohrleitungen der Chemieindustrie wurden nicht detektierbare Anrisse abgeschätzt und das Risswachstum, die kritische Risstiefe, die Durchrisslänge und die kritischen Risslänge bruchmechanisch berechnet. Anhand des Vergleichs der Durchrisslänge mit der kritischen Risslänge wird das Leck-vor-Bruch-Verhalten dieser Anlagenkomponenten bestätigt.

Die im Abschnitt 2.3.2 „Leck-vor-Bruch-Verhalten“ zusammengefassten Voraussetzungen für das Leck-vor-Bruch-Verhalten werden anhand dieser Berechnungen bestätigt.

- **Berechnung der Leckfläche:**

Die zu betrachtende Leckfläche entsteht nach einem Wanddurchbruch eines Risses durch dessen Aufweitung unter mechanischer Beanspruchung.

Führen die kinetischen Kräfte des durch das Leck ausströmenden Mediums zur Bewegung der Rissufer, d. h. zur zunehmenden Aufweitung des Leckquerschnitts, ist die dynamische Leckfläche zu betrachten, die sich durch diese dynamischen Effekte ausbildet.

Unter statischen Bedingungen ist die Bewegung der Rissoberflächen eines Durchrisses vernachlässigbar gering. Wechselwirkungen zwischen dynamischer Bewegung der Rissoberflächen und transienten Strömungskräften des austretenden Mediums sind nicht signifikant. Bei dünnwandigen Anlagenkomponenten ist der dynamische Einfluss auf die Leckfläche vernachlässigbar. In diesem Artikel werden statische Leckflächen für annähernd unbewegliche Rissoberflächen betrachtet.

2.3.3.8.2. Grundlage der Methode

- **Berechnung des Risswachstums:**

Für unterkritisches Risswachstum gilt für sinusförmige zyklische Belastung das (halb-) empirische Modell nach P. C. Paris [2.32] mit den werkstoffspezifischen Konstanten C und n (Zahlenwertgleichung).

$$\frac{da}{dN} = C \times (\Delta K)^n \quad (2.2)$$

- **Berechnung der Leckfläche:**

Modelle zur Leckflächenberechnung liegen für linear-elastisches und elastisch-plastisches Werkstoffverhalten vor. Einige Modelle beinhalten Korrekturen für die plastische Verformung an der Risspitze und das Beulen der Bauteile infolge der Oberflächenkrümmung.

Für linear-elastisches Werkstoffverhalten mit vernachlässigbarer plastischer Deformation an der Risspitze gibt es im Wesentlichen die Modelle von G. R. Irwin und D. S. Dugdale [2.20, 2.23, 2.28]. Weitere Modelle berücksichtigen den Einfluss des Beulens und ggf. der plastischen Verformung: das „KWU-Small-Scale Yielding Modell“ von Kastner [2.28, 2.29], das Modell von Wüthrich – jeweils basierend auf den Modellen von Irwin („Wüthrich I.“) und Dugdale („Wüthrich II“) [2.28, 2.31] und das KWU-DLECK-Modell von Bartholomé [2.30].

Diese Modelle zur Leckflächenberechnung wurden anhand von Beispielberechnungen für typische druckführende Behälter und Rohrleitungen der chemischen Industrie verglichen, mittels Plausibilitätskontrolle untereinander bewertet [2.30, 2.31] und an einigen praktischen Beispielen bestätigt. Für die Modelle, die plastisches Verformen und Aufweiten durch Beulen

berücksichtigen, ergeben sich Leckflächen in der gleichen Größenordnung. Das Modell, das am konservativsten bezüglich der maximalen Leckfläche und somit bezüglich der ungünstigsten Auswirkungen der Stofffreisetzungen ist, ist das KWU-DLECK-Modell (siehe Abschnitt 2.3.5, Abbildung 2.2). Daher wurden die nachfolgenden Berechnungen von Leckflächen mit diesem Modell durchgeführt.

2.3.3.8.3. Voraussetzungen und Anwendungsgrenzen

Die Berechnungen gelten unter anderem unter den folgenden Randbedingungen:

- Der Ausgangsriss hat eine ideale (halb-)elliptische Form;
- bei dem Ausgangsfehler handelt es sich um eine Werkstoff-Inhomogenität im unbeeinflussten Grundwerkstoff, nicht in oder in der Nähe von Schweißnähten;
- geeignete Werkstoffauswahl, Konstruktion, Herstellung und Prüfung, z. B. gemäß Technischer Regeln TRBS/TRB/TRR oder AD 2000-Regelwerk [2.10.2, 2.11, 2.12, 2.13];
- die Betrachtungen gelten nicht im Fall von Schädigungen des Bauteils und des Ausgangsrisses z. B. durch Korrosion, Erosion (gegebenenfalls auch Flächenabtrag) und / oder mechanische Einwirkungen.

Die beispielhaften Berechnungen für ferritischen Stahl bei Umgebungstemperatur (siehe Abschnitt 2.3.5) sind konservativ bezüglich der Werkstoffe mit höherer Duktilität, wie austenitischem Stahl.

2.3.3.8.4. Erläuterungen

Die Beispielberechnungen (siehe Abschnitt 2.3.5) zeigen im Wesentlichen zwei wichtige Auswirkungen der variierten Parameter auf die Leckfläche:

- Zunehmende Beanspruchung, d. h. zunehmender Innendruck, führt zu einer weiteren Rissöffnung und damit zu einer größeren Leckfläche. Da die kritische Risslänge mit vermindertem Innendruck größer wird, nimmt die maximal mögliche Leckfläche ebenfalls zu.
- Die Zunahme der Einflussgröße „Beulen“ infolge der Oberflächenkrümmung, die durch abnehmenden Radius und vermindertes Verhältnis zwischen Wanddicke und Radius charakterisiert wird, führt aufgrund der größeren Rissaufweitung zu einer stärkeren Zunahme der Leckflächen mit zunehmender Risslänge.

2.3.3.9. Technische Regel Druckbehälter: TRB 801 Nr. 25 Anlage / Flüssiggaslagerbehälteranlagen

[2.12.2]

2.3.3.9.1. Zusammenfassung der Methode

Für Flüssiggaslagerbehälteranlagen, die als Besondere Druckbehälter gemäß BetrSichV [2.10.1] eingestuft sind, ist gemäß TRB 801 Nr. 25 Anlage „Flüssiggaslagerbehälteranlagen“ ([2.12.2], Abschnitt 7.1.24) eine Abschätzung für eine Freisetzungsfläche angegeben.

Grund dieser Abschätzung ist, dass von diesen Flüssiggaslagerbehälteranlagen Sicherheitsabstände zu Schutzobjekten wie Wohngebäuden, betriebsfremden Anlagen oder öffentlichen Verkehrswegen einzuhalten sind ([2.12.2], Abschnitt 7.1.22). Diese Abstände dienen dem Schutz von außerhalb der Flüssiggasbehälteranlage befindlichen Schutzobjekten vor den Auswirkungen von Gasaustritten bei Abweichungen vom bestimmungsgemäßen Betrieb der Flüssiggaslagerbehälteranlage. Sie sollen aber auch zur Minimierung der Auswirkungen von störungsbedingten Gasaustritten nutzen.

Zur Ermittlung dieses Sicherheitsabstandes können Einzelfallbetrachtungen oder Abschätzungen gemäß Abschnitt 7.1.24 durchgeführt werden.

Die Freisetzungsfläche wird gemäß Abschnitt 7.1.24 der TRB 801 Nr. 25 Anlage wie folgt abgeschätzt:

$$A = 3,5 \times 10^{-4} \times DN^{2,2} \quad (2.1: \text{siehe Abschnitt 2.3.3.7})$$

Bei dieser Formel handelt es sich um eine Zahlenwertgleichung mit folgenden Kurzzeichen und Einheiten:

A = Freisetzungsquerschnitt in [mm²]

DN = Nennweite der Rohrleitung in [mm] gemäß DIN EN 764-1, Abschnitt 3.18 [2.14]

2.3.3.9.2. Grundlage der Methode

Eine Grundlage oder Quelle für diese Abschätzung ist in der TRB 801 Nr. 25 Anlage nicht angegeben. Es ist anzunehmen, dass es sich bei der Berechnungsgleichung für die Freisetzungsfläche um eine empirische Abschätzung handelt.

2.3.3.9.3. Voraussetzungen und Anwendungsgrenzen

Bei der Anwendung dieser Formel ist der Geltungsbereich der TRB 801 Nr. 25 Anlage zu beachten. Sie gilt nicht für die tiefkalte Lagerung von Flüssiggasen.

Implizite Randbedingungen dieser TRB 801 Nr. 25 Anlage sind die Auslegung, Herstellung und erstmalige und wiederkehrende Prüfung der Behälter gemäß den übrigen TRB und den AD-Merkblättern bzw. dem nachfolgenden AD2000-Regelwerk [2.11, 2.12].

Die Technischen Regeln Druckbehälter, TRB [2.12], z. B. der Reihe 801 „Besondere Druckbehälter“, wurden bisher nicht zurückgezogen und noch nicht durch Technische Regeln zur Betriebssicherheitsverordnung ersetzt. Anforderungen der Technischen Regel TRB 801 Nr. 25 für „Druckbehälter für nicht korrodierend wirkende Gase oder Gasgemische“ wurde als Merkblatt AD HP 801 in das AD 2000-Regelwerk [2.11] übernommen, mit dem Beschaffenheitsanforderungen zur Druckgeräte-Richtlinie umgesetzt werden können. Die Anlage zur TRB 801 Nr. 25

mit Vorgaben zur Leckflächenabschätzung wurde jedoch nicht mit übernommen. Somit können diese TRB zunächst weiterhin als Erkenntnisquelle genutzt werden.

Da die Grundlagen und Randbedingungen für die rechnerische Abschätzung der Freisetzungsfläche in der TRB 801 Nr. 25 Anlage nicht bzw. nicht explizit angegeben sind, kann deren Anwendung außerhalb des konkreten Geltungsbereiches dieser Technischen Regel nicht uneingeschränkt empfohlen werden.

2.3.3.9.4. Erläuterungen

Die rechnerische Abschätzung des Freisetzungsquerschnitts wird in Abschnitt 7.1.24 der TRB 801 Nr. 25 Anlage in Verbindung mit einer Berechnung für den flüssigen Ausflussmassenstrom angegeben (siehe Kapitel 3 „Stofffreisetzung aus einer Umschließung“).

2.3.3.10. Technische Regel wassergefährdender Stoffe (TRwS) / Arbeitsblatt DWA-A 785: Bestimmung des Rückhaltevermögens bis zum Wirksamwerden geeigneter Sicherheitsvorkehrungen – R1 – [2.36.2]

2.3.3.10.1. Zusammenfassung der Methode

Für den Gewässerschutz ist für bestimmte Anlagen mit wassergefährdenden Stoffen gemäß Wasserrecht sicherzustellen, dass ein ausreichendes Rückhaltevolumen für Leckageflüssigkeiten vorhanden ist, bis geeignete Sicherheitsvorkehrungen wirksam werden. Dieses Rückhaltevolumen ist unter anderem auf Basis einer potentiellen Leckfläche zu bestimmen.

Für Behälter, Rohre und Formstücke wird in dieser Technischen Regel eine Obergrenze für die Abschätzung einer Leckfläche von $10^{-4} \text{ m}^2 = 100 \text{ mm}^2$ angegeben. Bei Armaturen wird eine Leckfläche nicht berücksichtigt, wenn deren Gehäuse bestimmten Technischen Regeln, z. B. den Technischen Regeln Rohrleitungen TRR [2.13] entsprechen. Anderenfalls ist als Leckfläche die maximale Fläche der Durchlassöffnungen anzusetzen.

Bei Flanschverbindungen ist keine Leckage zu betrachten, wenn diese so ausgeführt sind, dass die Dichtungen nicht aus ihrem Sitz gedrückt werden können, z. B. als Flansche mit Nut/Feder, Vor-/Rücksprung oder bei Verwendung metallarmierter oder kammprofilierter Dichtungen. Werden diese Bedingungen nicht eingehalten, jedoch besondere Anforderungen an Anfahrvorgänge eingehalten und Druckstöße bei der Rohrleitungsauslegung berücksichtigt, ist die Leckfläche nach der Formel 2.1 zu ermitteln. Anderenfalls ist die Leckfläche gemäß der Formel 2.3 abzuschätzen:

$$A = \text{Abstand zwischen zwei benachbarten Flanschschrauben in [mm]} \\ \times \text{Dicke der Dichtung in [mm]} \quad (2.3)$$

Folgende Kurzzeichen werden verwendet:

$$A = \text{Leckfläche in [mm}^2\text{]}$$

2.3.3.10.2. Grundlage der Methode

In dieser Technischen Regel ist eine Grundlage der Methode nicht angegeben. Es ist davon auszugehen, dass die Abschätzung einer maximalen Leckfläche auf Empirie beruht.

2.3.3.10.3. Voraussetzungen und Anwendungsgrenzen

Die für Behälter und Rohrleitungen angegebene Obergrenze der Leckflächenabschätzung gilt für solche Behälter, bei denen das plötzliche großflächige oder totale Versagen der flüssigkeitsführenden Anlagenteile mit hinreichender Sicherheit ausgeschlossen werden kann (Leck-vor-Bruch-Kriterium).

In dieser Technischen Regel wird davon ausgegangen, dass das Leck-vor-Bruch-Kriterium erfüllt ist, wenn die Behälter und Rohrleitungen bestimmte Normen und Technische Regeln, wie z. B. das AD 2000-Regelwerk [2.11] oder die Technischen Regeln Rohrleitungen TRR [2.13] erfüllen.

2.3.3.11. Purple Book

[2.40]

Das "Purple Book" enthält Methoden zur Risikoberechnung für gefährliche Stoffe, die auf verfügbaren Modellen und Daten beruhen. Diese grundsätzlich probabilistische Vorgehensweise enthält auch einen deterministischen Aspekt: Leckagehäufigkeiten werden für verschiedene Anlagenkomponenten vorgegeben, wie Druckbehälter, drucklose Lagerbehälter oder Rohrleitungen. Diese betrachteten Anlagenkomponenten schließen auch die verbundenen Rohrleitungen ein. Eine Differenzierung nach der Ausführung (z. B. Werkstoffen), Betriebsparametern (Druck, Temperatur), Qualitätsniveau oder möglichen schädigenden Einflüssen erfolgt nicht. Die Qualität des Managements wird ebenso nicht berücksichtigt.

2.3.3.11.1. Zusammenfassung der Methode

Für Behälter, Apparate und Rohre werden Eintrittswahrscheinlichkeiten für globales Versagen, d. h. z. B. einen Rohrbriss, und für lokales Versagen, d. h. eine Leckage, angegeben. Die Eintrittswahrscheinlichkeiten für den lokalen Leckagefall beziehen sich beispielsweise auf

- eine Leckgröße von 10 mm Durchmesser bei Druckbehältern oder drucklosen Lagerbehältern, entsprechend einer Leckfläche von ca. 80 mm², und
- eine Leckfläche mit einem Durchmesser von 10% der nominalen Nennweite bei Rohrleitungen (maximal DN 50), entsprechend einer Leckfläche von max. ca. 20 mm².

2.3.3.11.2. Grundlage der Methode

Die für diese Berechnungen zu berücksichtigenden Ausfallwahrscheinlichkeiten von Anlagenteilen basieren auf einer sogenannten „COVO-Studie“ von 1981. Weitere Ausfallwahrscheinlichkeiten wurden in verschiedenen Studien ermittelt, die über mehrere Jahre im Auftrag der Niederländischen Regierung durchgeführt wurden.

2.3.3.11.3. Voraussetzungen und Anwendungsgrenzen

Bei den angegebenen Eintrittswahrscheinlichkeiten bestimmter Leckgrößen, in Abhängigkeit von z. B. der Nennweite bei Rohrleitungen, sind die Randbedingungen, die die Leckfläche beeinflussen (siehe Abschnitt 2.3.1), nicht angegeben. Eine differenzierte Einzelfallbetrachtung ist mit diesen Daten nicht gegeben.

2.3.4. Probabilistik zur Ermittlung von Leckflächen

Als weitere Alternative zur Abschätzung von Leckflächen wird deren Ermittlung aus stochastischen Daten diskutiert. Größen von Leckflächen mit jeweils zugeordneten Eintrittswahrscheinlichkeiten können prinzipiell aus statistischen Erfassungen entnommen werden.

[2.41 mit 2.41.1, 2.41.2, 2.41.3]

Sowohl die Größe von Leckflächen als auch deren Eintrittswahrscheinlichkeiten hängen von vielfältigen Einflussfaktoren ab (siehe Abschnitt 2.3.1), unter anderem von

- den Werkstoffen der Anlagenkomponente,
- der Auslegung, Herstellung und Prüfung und
- den Betriebs- und Umgebungsbedingungen dieser Komponente.

Insbesondere bei der Betrachtung von Leckflächen von Prozessanlagen der chemischen Industrie ist zu berücksichtigen, dass diese Parameter, vor allem die Anlagen- und Betriebsparameter, wie Werkstoffe, Betriebsmedien und Prozessbedingungen, in großen Bandbreiten variieren.

Im Einzelfall ist daher zu beurteilen, ob die Randbedingungen, unter denen bestimmte statistische Daten ermittelt wurden, bekannt und nachvollziehbar dokumentiert sind und ob diese Daten auf die Randbedingungen des zu betrachtenden Einzelfalls übertragbar sind.

Die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Leckagen bzw. von Leckagen bestimmter Größe wird im Wesentlichen durch die folgenden weitergehenden Bedingungen beeinflusst:

- Maßnahmenkonzept zur Erzielung einer hohen Anlagenverfügbarkeit,
- Art, Umfang und Prüfung der Sicherheitskonzeption mit Maßnahmen zur Anlagen- und Prozess-Sicherheit,
- regelmäßige, fachmännische Wartung und Kontrolle der Anlage einschließlich ihrer Anlagenkomponenten durch qualifiziertes, geschultes und erfahrenes Personal,
- „Human Factor“ bei Auslegung, Herstellung und Betrieb von Anlagen,
- Gewinnen, Nutzen und sinnvolles Umsetzen von Erkenntnissen und Erfahrungen bei Herstellung, Betrieb und Prüfung von Anlagen.

Grundsätzlich können potentielle Leckflächen aus praktischen Betriebserfahrungen abgeschätzt werden. Dazu ist es erforderlich, dass Leckagen, die während des Anlagenbetriebes aufgetreten sind, mit Größe, Zeitpunkt und Anlagen- und Betriebsbedingungen erfasst werden. Aus diesen Datensammlungen können mittels statistischer Methoden prinzipiell Wahrscheinlichkeiten für Leckflächen bei bestimmten Anlagen- und Betriebsbedingungen ermittelt werden. Diese sogenannten generischen Daten gelten dann für die jeweils zugrunde liegenden Eingangsdaten und Einflussgrößen.

Die Dokumentation und Auswertung der relevanten, vorangehend angegebenen Daten der Leckagen und der signifikanten Einflussfaktoren sind notwendig, um eine entsprechende repräsentative und belastbare Statistik zu erstellen. Diese Parameter sind sowohl bei der Erfassung als auch bei der Auswertung der Betriebserfahrungen zu berücksichtigen. Die Zusammenstellung der Daten mit statistischen bzw. deduktiven Betrachtungsverfahren ist eine notwendige Voraussetzung.

Beispiele für die Erfassung und Auswertung generischer Daten sind in [2.43 – 2.47] zusammengestellt.

Für die Erfassung und Auswertung von Ausfällen von Komponenten, z. B. Leckagen, im Rahmen von anlagenspezifischen Betriebserfahrungen, werden technische Anlagendaten (einschließlich derer Komponenten), Ereignisdaten und Daten über Betriebszeiten der Komponenten benötigt. Bei der Verwendung von generischen Betriebserfahrungen muss generell darauf geachtet werden, dass eine Vergleichbarkeit der Komponenten hinsichtlich folgender Merkmale gegeben ist [2.41.2]:

- Ausfallverhalten,
- Komponententyp,
- Konstruktion,
- Hersteller.

Bei der Ermittlung von Ereignishäufigkeiten sind die folgenden beispielhaften Probleme zu berücksichtigen [2.41.3]:

- Relativ schlechte Qualität der bestehenden Daten, u. a.
 - Datensammlung nicht nach wissenschaftlichen Qualitätsstandards,
 - Einfluss von spezifischen Stoffen, spezifischen Verfahrens- oder Umgebungsbedingungen und / oder von Sicherheitsmaßnahmen nicht oder nicht ausreichend berücksichtigt;
- keine wissenschaftlich fundierte Datensammlung,
- Statistiken zu Durchschnittsdaten haben ggf. geringe Relevanz, denn je kritischer ein Stoff ist, desto ausgefeilter sind das Design und die verhindernden Maßnahmen.

Eine probabilistische Betrachtung kann gegebenenfalls – unter Berücksichtigung der vorangehend dargestellten Voraussetzungen und Probleme bei der Ermittlung und Nutzung statistischer Daten für Leckflächen und – häufigkeiten – als vergleichende Untersuchung unterschiedlicher sicherheitstechnischer Konzeptionen für die Anlagen- und Prozess-Sicherheit angewandt werden. (Beispiel siehe [2.42.1 / 2.42.2])

Die Ermittlung generischer Daten und die probabilistische Vorgehensweise zur quantitativen Betrachtung von Leckagen, deren Ursachen und Auswirkungen werden in diesem Dokument nicht detailliert behandelt.

2.3.5. Beispiele zur Ermittlung von Leckflächen

Das Ausmaß und die Auswirkungen von Stofffreisetzungen können mit Hilfe der Bruchmechanik betrachtet werden, wenn die dafür benötigte Größe der Leckage mit dem Leck-vor-Bruch-Kriterium abgeschätzt wird.

Für das Beispiel der Undichtigkeit einer druckführenden Rohrleitung kann die Größe einer vernünftigerweise nicht auszuschließenden Leckage für einen stabil wachsenden Riss in der Außenwandung ermittelt werden, der durch lokale Überbeanspruchung entstanden ist.

Um die maximale Größe einer Leckage abzuschätzen, kann davon ausgegangen werden, dass ein größerer Riss bis zum Durchbruch durch die Außenwandung noch stabil fortschreitet, eine Leckage verursacht und gerade noch nicht zum Bersten der Rohrleitung führt.

Mit der bruchmechanischen Ermittlung von Leckgrößen können einzelfallspezifische Beurteilungen erfolgen und geeignete Maßnahmen zur Auswirkungs- und Schadensbegrenzung für die zu betrachtenden Störungsszenarien festgelegt werden. Außerdem können die bruchmechanisch abgeschätzten Leckgrößen zur Plausibilitätsüberprüfung der Konventionen gemäß Regelwerken und gemäß Abstimmungen zwischen Behörden, Sachverständigen und Betreibern angewendet werden.

- **Beispiel für einen herstellungsbedingten, nicht entdeckten Fehler als Leckursache:**

Eine herstellungsbedingte, festigkeitsmäßig unbedenkliche Schweißnahtpore in einem unlegierten Stahl wurde aufgrund der geometrischen Anordnung bei der Durchstrahlungsprüfung der Schweißnaht im Rahmen der Herstellung nicht detektiert. Diese Pore öffnet sich im Laufe des Betriebes bis zur Oberfläche der Schweißnaht, so dass ein kreisförmiges Leck mit einem Durchmesser von ca. 1 mm entsteht. Die entsprechende Leckfläche beträgt in diesem Beispiel ca. 0,8 mm².

- **Beispiel für einen nicht entdeckten Anriss als Leckursache:**

Im Rahmen einer Änderung eines Druckbehälters erfolgte eine nicht erkannte, geringfügige mechanische Beschädigung in Form einer schmalen rissähnlichen Kerbe. Aufgrund der sehr geringen Tiefe und Breite (< 0,1 mm) war diese Oberflächenungänze durch die anschließend

durchgeführte visuelle Prüfung und zerstörungsfreie Prüfung (Oberflächenrißprüfung mittels Farbeindringverfahren) nicht erkennbar. Mehrfache Lastwechsel beim An- und Abfahren dieses Druckbehälters von Atmosphären- auf maximalen Betriebsüberdruck führten zum Wachstum dieses Risses in Längen- und Tiefenrichtung. Aufgrund des zähen Werkstoffes, der geeigneten Konstruktion und der Herstellungsprüfungen ist das Leck-vor-Bruch-Verhalten bei diesem Druckbehälter gegeben. Beim Wanddurchbruch dieses Risses war eine stabile Risslänge von etwa 10 mm bei minimaler Rissbreite erreicht.

- **Beispiel für eine nicht entdeckte Korrosionsschädigung als Leckursache:**

Ein Druckbehälter aus Edelstahl wird mit chlorid-haltiger wässriger Lösung bei ca. 100°C betrieben. Durch Lochfraßkorrosion entsteht ein kreisförmiges Leck von 2 mm Durchmesser, entsprechend einer Leckfläche von ca. 3 mm². In diesem Fall wird davon ausgegangen, dass in Verbindung mit der Lochfraßkorrosion keine Spannungsrissskorrosion auftritt.

Aufgrund der sogenannten „Inkubationszeit“ bis zum Beginn einer Lochfraßkorrosion, die grundsätzlich nicht vorhersehbar ist, war die Lochfraßkorrosion bei der letzten regelmäßigen wiederkehrenden Prüfung noch nicht vorhanden.

Diese Leckage ist wegen der kleinen Leckfläche festigkeitsmäßig nicht relevant.

Da der Druckbehälter aus verfahrenstechnischen Gründen nicht wärmegeklämt, sondern nur mit einem Berührungsschutz (Lochblech mit Abstandshalterungen) versehen ist und zugänglich und einsehbar ist, wird diese Leckage durch den Flüssigkeitsaustritt unmittelbar durch den „Anlagenläufer“ erkannt und der Behälter entleert und außer Betrieb genommen. Aufgrund der Stoffeigenschaften der chlorid-haltigen wässrigen Lösung (nicht brennbar, nicht giftig) ist der geringe, kurzzeitig freigesetzte Flüssigkeitsstrom sicherheitstechnisch unbedenklich.

- **Beispiel für eine Leckfläche entsprechend der Erkennungsgrenze des Stoffaustrittes:**

In einem Ammoniak-führenden Druckbehälter trat aufgrund unzureichender Konditionierung des Ammoniak eine lokale, stabile Leckage auf. Die Bedingungen für Leck-vor-Bruch-Verhalten waren für diesen Druckbehälter gegeben.

Aufgrund der geringen Geruchsschwelle des in dem Behälter gehandelten Stoffes wurde der freigesetzte, durch die Dämmung hindurch tretende Leckagestrom kurzfristig durch das Betriebspersonal („Anlagenläufer“) erkannt und der Druckbehälter unmittelbar abgesperrt und entleert.

Die Leckage hatte eine Größe entsprechend einem äquivalenten Durchmesser von ca. 5 mm, d. h. mit einer Leckfläche von ca. 20 mm².

Für dieses Beispiel der Leckfläche wird im nachfolgenden Kapitel 3 „Stofffreisetzung aus einer Umschließung“ jeweils ein Berechnungsbeispiel für den Massenstrom einer unterkühlten Flüssigkeit und eines Gas-Flüssigkeits-Gemisches dargestellt.

- **Berechnungsbeispiele für die bruchmechanische Leckflächenermittlung:**

Für zwei typische Beispiele druckführender Komponenten in Chemieanlagen werden die im Abschnitt 2.3.3.8 angegebenen Berechnungen dargestellt.

1. Für das Beispiel eines kugelförmigen Bodens eines Druckbehälters aus ferritischem Stahl mit einem Durchmesser von 1 600 mm (Abbildung 2.2) wurde zunächst die kritische Risslänge gemäß den in dem Abschnitt 2.3.3.8 ausgeführten Werkstoffeigenschaften und den Grenzbedingungen für globales Versagen errechnet. Für diese Grenze zwischen Leck-vor-Bruch- und Bruch-vor-Leck-Verhalten ergibt sich bauteil- und werkstoff-spezifisch eine kritische Risslänge von 300 mm. Für diese maximale Risslänge, bis zu der gerade noch ein stabiles Leck entstehen kann, wurden die Leckflächen ermittelt. Dazu wurden gemäß dem oben angegebenen KWU-DLECK-Modell Leckflächen in Abhängigkeit von den variierten Einflussfaktoren Innendruck und Geometrieparametern des Bauteils, d. h. Durchmesser und Wanddicke, berechnet. Bei einem inneren Überdruck von 100 bar ü z. B. wurden Leckflächen von ca. 120 bis 140 mm² berechnet. Die spezifischen Randbedingungen sind jeweils in Einzelfallbetrachtungen zu berücksichtigen.
2. Als weiteres Beispiel werden Leckflächen für verschiedene Rohre aus ferritischem Stahl in Abhängigkeit von der Risslänge berechnet (Abbildung 2.3). Dabei werden wiederum die Einflussfaktoren Beanspruchung, d. h. Innendruck mit 16 und 40 bar ü, und Geometrie-parameter, d. h. Wanddicke und Durchmesser mit den Nennweiten DN 15 und DN 200, variiert.

Realistische Leckflächen werden bei der Betrachtung eines Durchrisses abgeschätzt, der durch Wachstum und Wanddurchbruch eines nicht detektierten Ausgangsfehlers entsteht. Für einen konservativ abgeschätzten Ausgangsriss von 10 mm Länge und 1 mm Tiefe in Rohren aus ferritischem Stahl mit den Nennweiten DN 15 und DN 200 unter innerem Überdruck von 16 und 40 bar führt die bis zu einem Wanddurchbruch durchgeführte Berechnung des Rissfortschritts gemäß Abschnitt 2.3.3.8 zu einer Durchrisslänge von 10,2 bis 11,8 mm. Die anschließende Leckflächenberechnung für eine realistische Durchrisslänge von ca. 10 mm ergibt in diesem Beispiel Leckflächen zwischen ca. 0,01 bis 0,2 mm².

Für Rohre dieses Beispiels werden maximale, d. h. kritische, Risslängen von ca. 30 - 90 mm entsprechend den Versagenskriterien aus dem Abschnitt 2.3.3.8 ermittelt. Die maximale Leckfläche ist durch diese kritische Risslänge von ca. 30 bis 90 mm auf ca. 2 bis 30 mm² begrenzt.

2. FREISETZUNGSFLÄCHEN

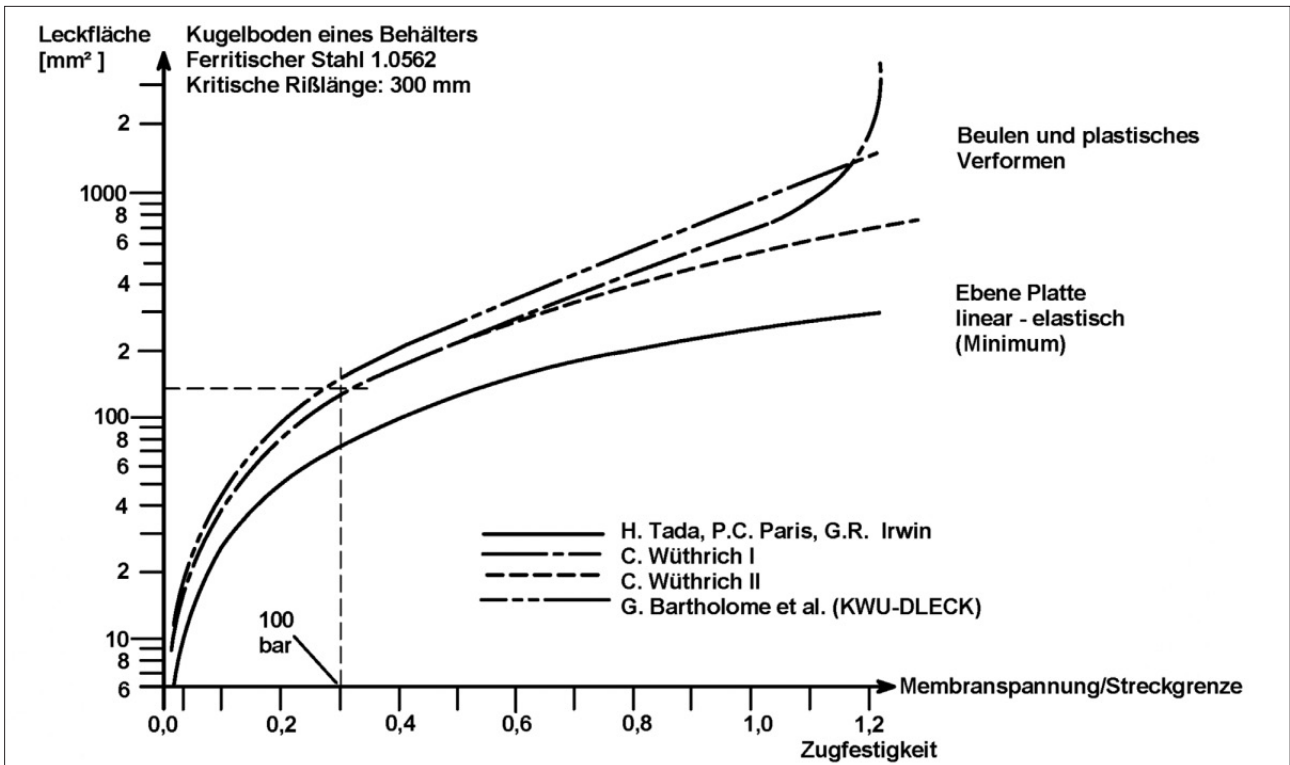


Abbildung 2.2: Leckflächen für einen Durchriß mit kritischer Rißlänge nach verschiedenen Modellen, abhängig von der normierten Membranspannung für einen Kugelboden eines Behälters aus ferritischem Stahl 1.0562 (Margit Hahn, 1989)

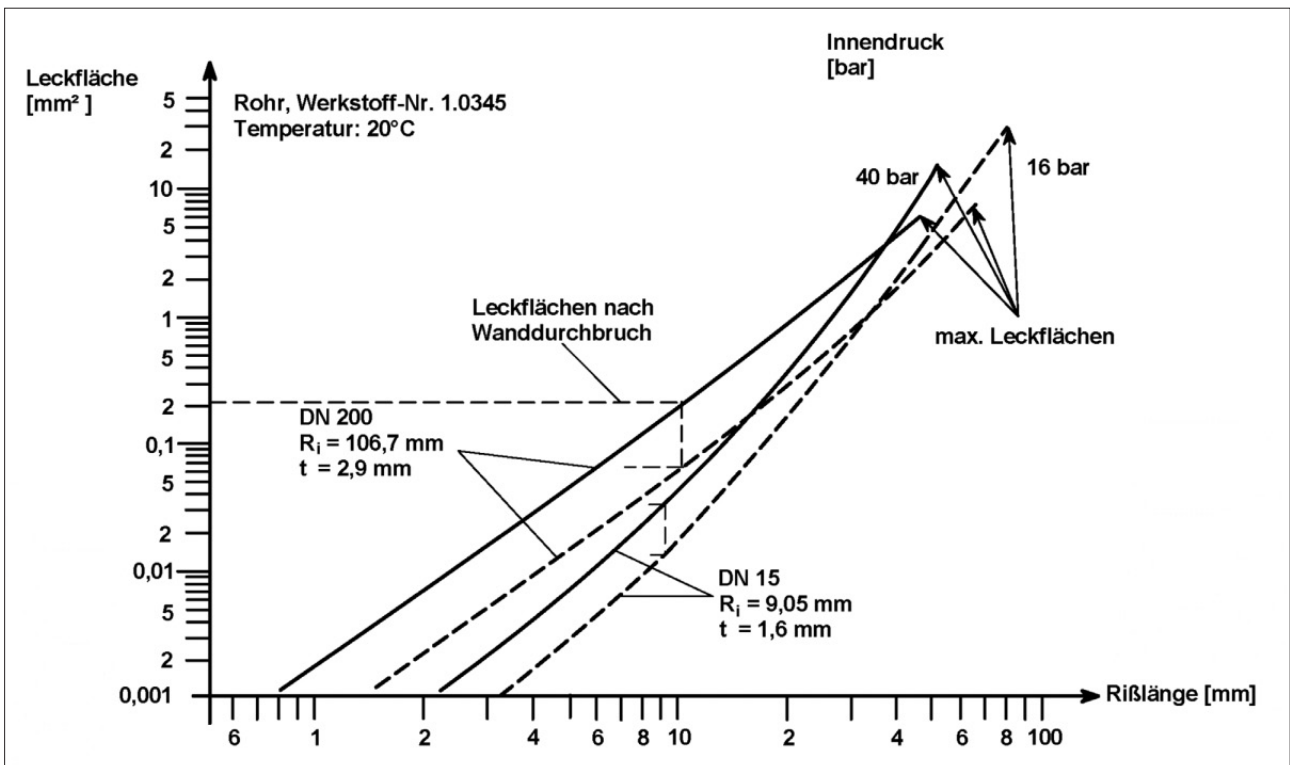


Abbildung 2.3: Leckflächen nach G. Bartholome et al. (KWU-DLECK) in Abhängigkeit von der Rißlänge für Rohre aus ferritischem Stahl 1.0345 mit Nennweiten von 15 und 200 mm bei Innendrücken von 16 und 40 bar (Margit Hahn, 1989)

2.4. Gesetzliche Anforderungen zu Freisetzungsflächen

Die Ermittlung von Freisetzungsflächen ist für Anlagen gefordert, die dem BImSchG [2.12] und der StörfallV [2.15.1/2.15.2], insbesondere den erweiterten Pflichten der StörfallV unterliegen. Im Rahmen des nach StörfallV vorgeschriebenen Sicherheitsberichtes sind unter anderem die Auswirkungen von Störfällen zu betrachten, deren Ursachen vernünftigerweise nicht auszuschließende Freisetzungsflächen sind.

Entsprechend dieser Störfallauswirkungsbetrachtungen sind zur Erreichung des Schutzzieles ausreichende Maßnahmen festzulegen und umzusetzen, um diese Störungen des bestimmungsgemäßen Betriebes zu vermeiden oder die Störungsauswirkungen zu begrenzen.

Als Freisetzungsflächen für Auswirkungsbetrachtungen von Störfällen werden vernünftigerweise nicht auszuschließende stabile Leckagen, d. h. sogenannte lokale Instabilitäten (siehe Abschnitt 2.3.2), angenommen. Die Einhaltung des Leck-vor-Bruch-Kriterium ist zu begründen. Die Leckflächen werden als Einzelfallbetrachtungen, unter anderem abhängig von den gehandhabten Stoffen und ihren Eigenschaften, den Anlagen- und Betriebsparametern und den Kontrollen und Prüfungen (siehe Abschnitt 2.3.1 „Einflussgrößen auf Leckflächen“) ermittelt. Unter Berücksichtigung dieser Leckflächen und der Schutzziele sind geeignete Vorkehrungen zu treffen, so dass eine ernste Gefahr im Sinne der StörfallV sicher ausgeschlossen werden kann.

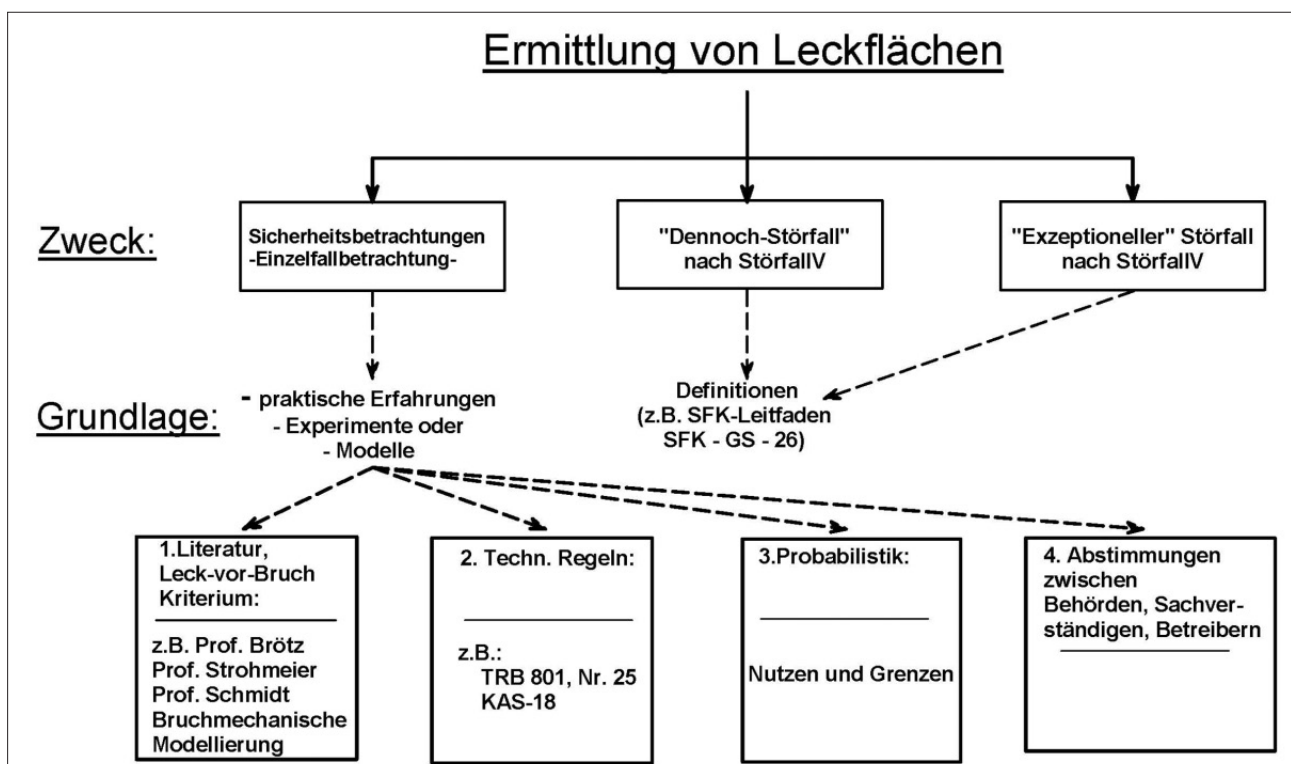


Abbildung 2.4: Ermittlung von Leckflächen gemäß StörfallV

Die Einzelfallbetrachtungen zur Abschätzung von Freisetzungsflächen können beispielsweise als Sicherheitsbetrachtungen unter Berücksichtigung des vorangehenden Abschnitts 2.3. „Ermittlung von Leckflächen“ durchgeführt werden (siehe Abbildung 2.4). Dabei können Leckflächen zugrunde gelegt werden, die bei lokalem Bauteilversagen auftreten können. Maximale Leckflächen treten bei einer Leckage auf, bei der sich noch Leck-vor-Bruch-Verhalten zeigt und der Grenzbereich zum Bruch-vor-Leck-Verhalten noch nicht erreicht ist. Gemäß StörfallV sind die Randbedingungen und Voraussetzungen der Einzelfallbetrachtungen im Sicherheitsbericht zu dokumentieren.

Das Versagen einer gesamten Anlagenkomponente, wie das Aufreißen oder Bersten, die sogenannte globale Instabilität (siehe Abschnitt 2.3.2 „Leck-vor-Bruch-Kriterium“), entspricht der Betrachtung von sogenannten „Dennoch-Störfällen“ oder insbesondere „Exzeptionellen Störfällen“ gemäß der StörfallV bzw. dem Leitfaden SFK – GS – 26 [2.17.2] der ehemaligen Störfallkommission (übergegangen in die Kommission für Anlagensicherheit KAS) (siehe Abbildung 2.4).

Dementsprechend „stellen Dennoch-Störfälle die Ausweitung von Betriebsstörungen dar, die trotz störfallverhindernder Maßnahmen, aber aufgrund des Wirksamwerdens einer vernünftigerweise auszuschließenden Gefahrenquelle oder des zeitgleichen Wirksamwerdens mehrerer voneinander unabhängiger Gefahrenquellen eine ernste Gefahr hervorrufen.“ Gemäß der Definition des Leitfadens SFK – GS – 26 „entstehen exzeptionelle Störfälle aus Gefahrenquellen, die sich jeder Erfahrung und Berechenbarkeit entziehen . . . Gegen das Eintreten solcher Störfälle sind keine zusätzlichen anlagenbezogenen Vorkehrungen zu treffen. . .“ Mögliche Ursachen für derartige Szenarien, die maximale Leckflächen bei globalem Bauteilversagen darstellen können, sind z. B. äußere Einwirkungen auf die Anlagenkomponenten.

Je nach Anwendungszweck kann in besonderen Fällen (z. B. für die Szenarien von „Dennoch-Störfällen“, „Exzeptionellen Störfällen“ oder für das Land-Use-Planning die Abschätzung größerer Leckflächen unter Annahme anderer Randbedingungen sinnvoll und notwendig sein (siehe Leitfaden SFK – GS – 26). Für „Dennoch-Störfälle“ kann die „Vollzugshilfe zur StörfallV vom März 2004“ des BMU [2.18] und für das Land-Use-Planning der Leitfaden KAS-18 für die Bauleitplanung („Empfehlungen für Abstände zwischen Betriebsbereichen nach der Störfall-Verordnung und schutzbedürftigen Gebieten im Rahmen der Bauleitplanung – Umsetzung § 50 BImSchG“ [2.17.1]) als Erkenntnisquelle genutzt werden.

Für überwachungsbedürftige Anlagen nach Betriebssicherheitsverordnung (BetrSichV [2.10.1]) wird für den speziellen Fall der Druckbehälter zum Lagern von brennbaren Gasen die Bestimmung einer Leckrate und die Durchführung einer Ausbreitungsrechnung in der Technischen Regel TRB 610 „Druckbehälter zum Lagern von Gasen“ [2.12.1, Nr. 4.2.3.5]. gefordert. Die TRB 610 enthält jedoch keine Vorgehensweise zur Abschätzung der dabei zugrunde zu legenden Leckfläche.

Die Technischen Regeln Druckbehälter, TRB [2.12], z. B. der Reihe 600 „Aufstellung“, wurden

bisher nicht zurückgezogen und noch nicht durch Technische Regeln zur Betriebssicherheitsverordnung ersetzt. Somit können diese TRB zunächst weiterhin als Erkenntnisquelle genutzt werden.

2.5. Literatur

- [2.1] Brandl, H.; Wiedemann, G.; Strohmeier, K.: Beanspruchung und Öffnungsquerschnitt von Lecks in druckbelasteten Komponenten, Forschungsjournal Verfahrenstechnik, Heft 1 (1990)
- [2.2] Brötz, W.: Sicherheit von Chemieanlagen im Hinblick auf den Nachbarschaftsschutz; Gutachten im Auftrag des Ministers für Arbeit, Gesundheit und Soziales des Landes NRW, Stuttgart, September 1979
- [2.3] Strohmeier, K.; Wiedemann, G.: Risikoanalysen; Maschinenmarkt, Würzburg 92 (1986) 29
- [2.4] Friedel, L.; Westphal, F.: Modelle für die Berechnung der Leckraten aus druckführenden Apparaten und Rohrleitungen; DECHEMA Monographien Band 107, VCH Verlagsgesellschaft (1987)
- [2.5] Friedel, L.; Westphal, F.: Mechanistic Prediction Model for Leakage Rates through Cracks; 3Rinternational, 28. Jahrgang, Heft 7, Aug. 1989
- [2.6] Kefer, V.; Kastner, W.; Krätzer, W.: Leckraten bei unterkritischen Rohrleitungsrissen; KWU, Hammerbacherstr. 12, 8520 Erlangen
- [2.7] Rheinisch Westfälischer TÜV, Essen: Beurteilung von Schweißverbindungen an Behältern mit druckverflüssigten Gasen; April 1988
- [2.8] Strohmeier, K.: Leckanalyse bei der Anwendung der Störfall-Verordnung; Chem.-Ing.-Tech. 62 (1990), No. 12
- [2.9] Richtlinie 97/23/EG des Europäischen Parlamentes und des Rates zur Angleichung der Rechtsvorschriften der Mitgliedsstaaten über Druckgeräte (RL 97/23/EG: Druckgeräterichtlinie) vom 29.05.1997, zuletzt geändert am 29.09.2003
- [2.10.1] Betriebssicherheitsverordnung: Verordnung über Sicherheit und Gesundheitsschutz bei der Bereitstellung von Arbeitsmitteln und deren Benutzung bei der Arbeit, über Sicherheit beim Betrieb überwachungsbedürftiger Anlagen und über die Organisation des betrieblichen Arbeitsschutzes / BetrSichV)
- [2.10.2] TRBS: Technische Regeln für Betriebssicherheit
- [2.11] AD 2000-Regelwerk, Herausgeber: Verband der TÜV e. V., Berlin
- [2.12] TRB: Technische Regeln Druckbehälter (Technische Regeln zur inzwischen zurückgezogenen Druckbehälterverordnung)
- [2.12.1] TRB 610: Aufstellung von Druckbehältern zum Lagern von Gasen, zuletzt geändert 05.2002
- [2.12.2] TRB 801 Nr. 25 Anlage Flüssiggaslagerbehälteranlagen, Stand: August 2001
- [2.13] TRR: Technische Regeln Rohrleitungen (Technische Regeln zur inzwischen zurückgezogenen Druckbehälterverordnung)
- [2.14] DIN EN 764-1: Druckgeräte – Teil 1: Terminologie – Druck, Temperatur, Volumen, Nennweite, Ausgabe September 2004
- [2.15] Gesetz zum Schutz vor schädlichen Umwelteinwirkungen durch Luftverunreinigungen, Geräusche, Erschütterungen und ähnliche Vorgänge (Bundes-Immissionsschutzgesetz – BImSchG), 21.07.2011
- [2.16.1] EU Directive 96/82/EG, 2003/105/EG („Seveso II“)

- [2.16.2] Zwölfte Verordnung zur Durchführung des Bundes-Immissionsschutzgesetzes (Störfall-Verordnung / StörfallV – 12. BImSchV), 08.06.2005
- [2.17.1] KAS-18 Leitfaden: Empfehlungen für Abstände zwischen Betriebsbereichen nach der Störfall-Verordnung und schutzbedürftigen Gebieten im Rahmen der Bauleitplanung – Umsetzung § 50 BImSchG, Kommission für Anlagensicherheit KAS, 2. überarbeitete Fassung, 11.2010
- [2.17.2] SFK-GS-26 Leitfaden: Schadensbegrenzung bei Dennoch-Störfällen; Empfehlungen für Kriterien zur Abgrenzung von Dennoch-Störfällen und für Vorkehrungen zur Begrenzung ihrer Auswirkungen, 12.10.1999
(Störfall-Kommission SFK / Technischer Ausschuß für Anlagensicherheit TAA, zwischenzeitlich abgelöst durch die Kommission für Anlagensicherheit KAS)
- [2.18] Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit (BMU): Vollzugshilfe zur Störfall-Verordnung, März 2004
- [2.19] Technische Regel zur Anlagensicherheit TRAS 410: Erkennen und Beherrschen exothermer chemischer Reaktionen – Ermittlung der Gefahren, Bewertung und zusätzliche Maßnahmen – Sicherheitstechnische Regel der Kommission für Anlagensicherheit, Stand: 23. April 2007
- [2.20] Hahn H. G. (1976) Bruchmechanik. Teubner, Stuttgart
- [2.21] Hornbogen E. (1979) Werkstoffe. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York
- [2.22] Munz D. (1984) Beurteilung von druckbeaufschlagten Komponenten nach dem Leck-vor-Bruch-Kriterium. In: Munz D. (Hrsg.): Leck-vor-Bruch-Verhalten druckbeaufschlagter Komponenten. Fortschr.-Ber. VDI-Z. 18, No. 14. VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf
- [2.23] Rossmann H. P. (1982) Grundlagen der Ingenieur-Bruchmechanik. In: Rossmann H. P. (Hrsg.): Grundlagen der Buchmechanik. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York
- [2.24] Kiefer J. F., Mayex W. A., Eiber R. J. (1980): A Study of the Causes of Failure of Defects that have survived a Prior Hydrostatic Test. Columbus, Ohio.
The Pipeline Research Committee of the American Gas Association, NG-18 Report No. 111, Nov. 3, 1980
- [2.25] Hahn H. G. (1970) Spannungsverteilungen an Rissen und festen Körpern. VDI-Forschungsheft 542. VDI-Verlag, Düsseldorf
- [2.26] Strohmeier K., Wiedemann G. (1986) Risiken analysieren, Rechnerprogramm zur Ermittlung der Leckgröße beim Behälterauslegen. Maschinenmarkt, Würzburg 92 (29) 56-57
- [2.27] Hodulak L. et al. (1989) Beschreibung zum Programm „IWM-Beta“. Freiburg
- [2.28] Wüthrich C. (1984) Die Berechnung von Leckflächen bei Druckbehältern mit Rissen. In: Munz D. (Hrsg.): Leck-vor-Bruch-Verhalten druckbeaufschlagter Komponenten. Fortschr.-Ber. VDI-Z, 18, No. 14. VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf
- [2.29] Kastner W. et al. (1983) Untersuchungen zur instabilen Rißausbreitung und zum Rißstoppverhalten. Abschlußbericht zum Förderungsvorhaben BMFT 150 320. Kraftwerk Union, Erlangen
- [2.30] Bartholomé G., Keim E., Senski G. (1986) Experimental and Theoretical Determination of Leakage Areas due to Subcritical Cracks. Fracture Control of Engineering Structures – ECF 6. Kraftwerk Union Abt. R 214, Erlangen
- [2.31] Wüthrich C. (1983) Crack Opening Areas in Pressure Vessels and Pipes. Engineering Fracture Mechanics, Vol. 18, No. 5: 1049-1057
- [2.32] Ilshner B. (1982) Werkstoffwissenschaften. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York
- [2.33] Westphal F. (1991) Berechnungsmodell für die Leckraten aus Rissen in Wänden druckführender Apparate und Rohrleitungen. Dissertation Universität Dortmund, Dortmund
- [2.34] Schmidt, J.: Auslegung von Schutzeinrichtungen für wärmeübertragende Apparate; Chem.-Ing.-Tech. 81 (2009), No. 1 - 2; 79 – 95

- [2.35] Thyer A. M., Wilday A. J., Bankes G.: The experimental study and simulation of tube rupture in shell-and-tube heat exchangers, IChemE Hazards XVI Conference, Manchester 2001
- [2.36.1] Deutscher Verband für Wasserwirtschaft und Kulturbau e. V. (DWWK), Regel zur Wasserwirtschaft 131/1996, Technische Regel wassergefährdender Stoffe (TRwS) – Bestimmung des Rückhaltevermögens, Kommissionsvertrieb Wirtschafts- und Verlagsgesellschaft Gas und Wasser mbH, Bonn 1996
- [2.36.2] Technische Regel wassergefährdender Stoffe (TRwS) – Arbeitsblatt DWA-A 785: Bestimmung des Rückhaltevermögens bis zum Wirksamwerden geeigneter Sicherheitsvorkehrungen – R1 – Deutsche Vereinigung für Wasserwirtschaft, Abwasser und Abfall e. V., Hennef, Juli 2009
- [2.37] Strohmeier, K.: Abschätzung des Gefährdungspotentials druckverflüssigter Gase; Chem.-Ing.-Tech. 65 (1993), No. 4, 410 – 414
- [2.38] Hahn, M: Calculation of leak sizes in pressurised vessels and pipes according to the leak-before-break criterion; Forsch Ingenieurwes (2009) 73; 77-86
- [2.39] Hahn, M: Ermittlung von Leckflächen druckführender Apparate und Rohrleitungen nach dem Leck-vor-Bruch-Kriterium; Chem.-Ing.-Tech. 81 (2009) No. 8, 1191
- [2.40] Purple book - Guidelines for quantitative risk assessment, CPR 18E, Committee for the Prevention of Disasters (CPR), The Hague, The Netherlands, 1999
- [2.41] DECHEMA e. V. (2006): Quantitative Risikoanalyse – Quo vadis? Praxis der Sicherheitstechnik Vol. 7, 44. Tutzing-Symposium vom 12. – 15. März 2006, Herausgeber: Kreysa M., Langer O.-U., Pfeil N., DECHEMA, Frankfurt / Main
- [2.41.1] aus [2.41]: Schalau B., Schmidt D.: Kritische Bewertung der Einflussfaktoren einer QRA am praktischen Beispiel. 227 – 239
- [2.41.2] aus [2.41]: Heinsohn H., Verstegen C.: Betriebsdatenerfassung als realistische Datenbasis für probabilistische Analysen und zur Optimierung der eingesetzten Technik sowie der Betriebsabläufe, 257 – 270
- [2.41.3] aus [2.41]: Arndt V.: QRA und Land-use-planning? 277 – 287
- [2.42.1] Rath, S.: Quantitative Risikoanalyse – QRA – am Beispiel einer schwimmenden Erdgasverflüssigungsanlage; 10. Fachtagung Anlagen-, Arbeits- und Umweltsicherheit, Vortrag K-02, VDI, 4./5.11.2010, Köthen
- [2.42.2] Rath, S.: Quantitative Risk Analysis - Layout Improvement of a LNG FPSO based on Risk Assessment; Loss Prevention Conference, 7.-9.6.2010, Bruge/Belgium
- [2.43] Spouge J.: New Generic Leak Frequencies for Process Equipment; Process Safety Progress Vol. 24 (2005) No. 4, 249 – 257
- [2.44] OREDA; Offshore Reliability Data, 4th Edition, DNV 2002
- [2.45] EIREDA; European Industry Reliability Data Bank, Volume-2
- [2.46] UK Health and Safety Executive (HSE), Offshore Hydrocarbon Release Database (HCRD), 1992 – 2008
- [2.47] Health and Safety Executive (HSE), Offshore hydrocarbon release statistics 2001, HID Statistics Report, HSR 2001 002, HSE, Bootle, UK, 2002

2.6. Formelzeichen

Kurzzeichen	Einheit	Bezeichnung
a	[mm]	Risstiefe oder Risslänge
A, A _{Leck}	[m ²]	Fläche, Leckfläche
c	[mm]	halbe Risslänge
C		werkstoffspezifische Konstante (bezüglich der Paris Formel 2.2)
d	[mm]	Durchmesser
DN	[mm]	Nennweite der Rohrleitung gemäß DIN EN 764-1, Abschnitt 3.18
K	[MPa m ^{1/2}]	Spannungsintensitätsfaktor
K _c	[MPa m ^{1/2}]	kritische Bruchzähigkeit
ΔK	[MPa m ^{1/2}]	Schwingbreite der Spannungsintensität
n		werkstoffspezifische Konstante (bezüglich der Paris Formel 2.2)
N		Lastwechsel
R	[mm]	Radius
R _i	[mm]	Innenradius
t	[mm]	Wanddicke

Indices

Für die Risslänge oder Risstiefe:

i	beginnend
c	kritisch
cL	kritisch, bei lokaler Instabilität
cG	kritisch, bei globaler Instabilität

Stofffreisetzung aus einer Umschließung

3.1. Physikalische Grundlagen

Bei einer Stofffreisetzung aus einer Öffnung in der Wand eines Behälters (Leck, Flansch, Sicherheitsventil) geht man bei der Berechnung der Quellraten von der Vorstellung aus, dass sich das Fluid im Behälter anfangs in Ruhe befindet. Die treibende Kraft für das Ausströmen des Fluids aus einem Behälter ist dann die Druckdifferenz zwischen dem Behälterdruck und der Umgebung. Der Behälterdruck kann prinzipiell entstehen durch

- den Betriebsdruck einer Fördereinrichtung wie Verdichter oder Pumpe.
- den Sättigungsdampfdruck bei Lagertemperatur
- ein entlösendes oder durch eine Reaktion produziertes Gas oder
- eine statische Flüssigkeitssäule

Bei den hier betrachteten Fluiden handelt es sich um Flüssigkeiten und Gase unter verschiedenen Betriebsbedingungen, die wie folgt unterscheiden werden:

- verdichtete Gase,
- druckverflüssigte Gase und
- Flüssigkeiten.

Ein Stoff liegt als Gas vor, wenn seine Temperatur T höher als die thermodynamisch kritische Temperatur T_{kr} ist. Unterhalb der kritischen Temperatur kann der Stoff gasförmig vorliegen, wenn der Druck p geringer als der Sättigungsdampfdruck $p_v(T)$ ist. Die Erhöhung des Druckes über den Sättigungsdampfdruck bei der Betriebstemperatur führt zu einer Kondensation.

Ein Stoff liegt als Flüssigkeit vor, wenn seine Temperatur zwischen der Phasengleichgewichtstemperatur T_s zum aktuell herrschenden Druck und der Schmelztemperatur T_{sch} liegt. Als Unterkühlung wird die Differenz zwischen tatsächlicher Flüssigkeitstemperatur und der Phasengleichgewichtstemperatur zum aktuell herrschenden Druck bezeichnet.

Mit dem Begriff „druckverflüssigte Gase“ werden Stoffe bezeichnet, die als Zweiphasensystem und unter Überdruck in einem Behälter vorliegen. Die Gas- und die Flüssigphase befinden sich im thermodynamischen Gleichgewicht, wobei die Betriebstemperatur zwischen der kritischen Temperatur und der Tripelpunkttemperatur liegen muss.

Neben den Fluideigenschaften und den Prozessbedingungen hängt der Massenstrom bzw. die Quellrate auch wesentlich von

- der Lage der Ausströmöffnung (Gas/Dampfraum oder im flüssigkeitsbenetzten Teil des Behälters) und somit von der Phasenzusammensetzung und
- Form der Ausströmöffnung, z. B. kurzer Stutzen, Blende, Rohrleitung oder Riss ab.

In den folgenden Betrachtungen werden soweit möglich die geometrischen Einflussfaktoren auf den Massenstrom von den Medium bedingten Eigenschaften getrennt.

3.1.1. Ausströmöffnungen

Die Festlegung der Ausströmöffnung ist zunächst unabhängig von der Art des Behälters (Rührkessel, Kolonne, Verdampfer, Tank usw.). Grundsätzlich ist zu unterscheiden, ob die Öffnung sich im Gasraum oder im Flüssigkeitsraum befindet.

3.1.1.1. Ausströmöffnung im Gas/ Dampfraum

Befindet sich im Behälter ein komprimiertes Gas, so strömt in der Regel Gasphase aus, bis der Überdruck im Behälter abgebaut worden ist. Bei einer genügend schnellen Entspannung kann es in der Praxis wegen der näherungsweise adiabatisch isentrop verlaufenden Zustandsänderung im Inneren des Behälters immer zu einer gravierenden Temperaturabsenkung kommen. Durch diese kann sich auch bei zunächst mit Gas gefüllten Behältern durch Kondensation im Nassdampfgebiet ein Zweiphasengemisch ausbilden.

Befindet sich im Behälter ein druckverflüssigtes Gas oder eine Flüssigkeit unter höherem Betriebsdruck so strömt nach der Öffnung des Lecks bzw. des Sicherheitsventils zunächst nur Gas oder Dampf aus. Bei einem durch eine große Ausströmöffnung verursachten großen Druckabfall würde die Flüssigkeit im Behälter nach der schlagartig einsetzenden Entspannungsverdampfung bzw. der (zusätzlichen) Entlösung eines Gases heftig aufwallen, so dass zumindest zeitweilig auch bei einer gasraumseitigen Ausströmöffnung ein Zweiphasengemisch aus Gas und Flüssigkeit austreten kann.

Bei einer kleinen Ausströmöffnung würde es dagegen bei einer Einphasenströmung von Gas bleiben, da der Druckabfall im Behälter relativ langsam erfolgt und die pro Zeiteinheit durch Entlösung oder Verdampfung gebildete Gasmenge vergleichsweise gering ist und das thermodynamische Gleichgewicht zwischen den Phasen praktisch immer erhalten bleibt.

Die Abschätzung der Zusammensetzung des Zweiphasengemischs am Eintritt in die Ausströmöffnung ist für die in der Praxis vorkommenden Apparate und Stoffsysteme oft sehr schwierig. Grundsätzlich wird der Aufwallvorgang und damit der Gasgehalt des Zweiphasengemischs von den folgenden Parametern beeinflusst:

- Art der Wärmezufuhr: bei einer äußeren Wärmezufuhr über die Behälterwand, z.B. durch Beheizung oder Feuer, kommt es zu einer ungleichmäßigen Blasenverteilung im Behälter während es bei einer inneren Wärmefreisetzung, z.B. eine chemische Reaktion, eher eine gleichmäßige Gasverteilung vorliegt. Bei der Druckentlastung über ein Leck steht die gesamte Flüssigkeit als Wärmereservoir zur Verfügung. In der Regel entstehen die Blasen aber bevorzugt an Siedekeimen an der Behälterwand.

- Schaumfähigkeit des Systems. Ein Stoffsystem, das zum Schäumen neigt, wird auch bei nur geringen Füllgraden zu einer Zweiphasenströmung in der Ausströmöffnung führen.
- Viskosität: Auch für viskose Stoffsysteme ($> 100 \text{ mPa s}$) ist bekannt, dass es durch die Behinderung der Phasenseparation eher zu einem vollständigen Aufwallen kommt als bei dünnflüssigen Medien.
- Füllgrad: Die Füllhöhe im Behälter ist der wesentliche Parameter, der das Auftreten einer Zweiphasenströmung bei der gasraumseitigen Druckentlastung eines Behälters bestimmt. Dabei ist zu beachten, dass die Bedingungen in kugelförmigen Behältern anders sind als z.B. in stehenden oder liegenden zylindrischen Behältern.

In erster Näherung lässt sich der Gasgehalt am Eintritt in die Ausströmöffnung bei einer gasraumseitigen Druckentlastung mit der Modellvorstellung eines homogenen Flüssigkeits-Gas-Gemisches im Behälter beschreiben. Dabei wird vorausgesetzt, dass Gas und Flüssigkeit im Behälter gleichmäßig verteilt sind und damit der Massendampfanteil x_0 überall gleich ist. Diese Modellvorstellung, die zu einer oberen Abschätzung für den mitgerissenen Flüssigkeitsanteil führt, wird z.B. auch für eine konservative Auslegung von Entlastungseinrichtungen [3.1] herangezogen.

Der Massengasanteil vor der Ausströmöffnung lässt sich wie folgt berechnen:

$$\varepsilon = \frac{V_{\text{Gasraum}}}{V_{\text{Behälter}}} \quad (3.1)$$

$$x_0 = \frac{1}{1 + \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \frac{\rho_{\text{fl}}}{\rho_{\text{g}}}} \quad (3.2)$$

3.1.1.2. Ausströmöffnung in der Flüssigphase

Nur bei sehr großer Unterkühlung strömt eine nicht-verdampfende Flüssigkeit aus. Ansonsten führt bei unter höherem Druck stehenden Behältern die Verdampfung der Flüssigkeit bzw. die Entlösung eines Gases aus der Flüssigkeit zur Bildung eines Zweiphasengemisches in der Ausströmöffnung bzw. bei großem Siedeverzug erst in der Umgebung.

3.1.1.3. Form der Austrittsöffnung

In der Praxis treten je nach Störfall sehr unterschiedliche Formen von Ausströmöffnungen auf. Für die Bestimmung von Quellraten ist dabei das Länge zu Durchmesser-Verhältnis der Öffnung wesentlich. Charakteristisch sind die folgenden Formen:

- kurze düsenartigen Öffnungen,
- Wanddurchrisse und
- mit einem Behälter verbundene Rohrleitungen.

Düsenartige Öffnung

Bei düsenartigen Öffnungen wird die Abweichung des realen Massenstroms vom dem durch eine ideale Düse austretenden Massenstroms durch eine Ausflussziffer beschrieben. Die gleiche Vorgehensweise wird auch bei der Freisetzung aus einem Sicherheitsventil angewendet. Hier werden von den Herstellern Ausflussziffern für Gase und für Flüssigkeiten angegeben.

Risse in Wänden

Ein Wanddurchriss in einem Behälter oder einer Rohrleitung weist zwar nur eine kurze Strömungsweglänge (entspricht der Wanddicke) auf, die Strömung verhält sich jedoch eher wie die durch eine Rohrleitung, da das Länge/Durchmesser-Verhältnis bei typischen Rissweiten von 0,1 bis 0,5 mm in der Größenordnung von 10 – 100 liegt. Der Massenstrom wird somit wie bei einer Rohrleitung wesentlich durch den Druckverlust längs des Strömungswegs und damit durch die Rauigkeit der Risswände beeinflusst. Wanddurchrisse zeichnen sich durch zufällig auftretende Schlitzformen und innere Wandrauhigkeiten aus. Der sich ausbildende Strömungsweg wird dabei entscheidend vom Werkstoff und der Entstehungsgeschichte des Risses beeinflusst. In der Literatur sind allerdings nur wenige brauchbare Angaben über Abmessungen, Formen und insbesondere Wandrauhigkeiten von realen Rissen aufgeführt.

Die in [3.2] dargestellte Datenlage macht deutlich, dass im Prinzip für den Einzelfall Aussagen über die Rissgeometrie und evtl. auch über die zu erwartende Wandrauhigkeit gemacht werden kann, aber eine sinnvolle allgemeingültige Aussage nicht getroffen werden kann. Aus diesem Grund wird der Massenstrom durch einen Riss in erster Näherung unter Verwendung einer Ausflussziffer abgeschätzt.

Leck in einer Rohrleitung

Bei einer im Verhältnis zum Rohrquerschnitt kleinen Ausströmöffnung wird die Strömung im Prinzip auch durch die Hauptströmung im Rohr beeinflusst, da die Ausströmöffnung nicht mehr in der Hauptströmungsrichtung des Fluids liegt. Da die Fluidgeschwindigkeit im Rohr im Vergleich zu der in der Ausströmöffnung nur gering ist, kann für die Berechnung der Quellraten in erster Näherung von einem Ruhezustand des Fluids vor der Ausströmöffnung ausgegangen werden. Damit liegen dann ähnliche Bedingungen vor wie bei einem Leck in einem Behälter. Bei einem Rohrabriss hingegen, ist mit einer großen Strömungsgeschwindigkeit und damit verbundenem Druckverlust in der Rohrleitung zu rechnen. Die dadurch verursachte Verringerung des Massenstroms gegenüber dem durch eine ideale Düse wird bei den Berechnungen mittels eines Strömungswiderstandsbeiwerts berücksichtigt.

3.2. Modellierung

3.2.1. Vereinfachungen

Stationäre Ausströmvorgänge

Das Ausströmen durch eine Ausströmöffnung in der Wand eines Behälters ist prinzipiell immer ein instationärer Vorgang, weil sich mit fortlaufender Zeit der Behälterdruck und damit das

treibende Druckgefälle ändern. Ein Berechnungsmodell für Quellraten müsste also auch den transienten Verlauf des durch die Öffnung hervorgerufenen Druckentlastungsvorgangs als Eingabegröße beinhalten. Dies ist aber aufwändig, weil dann zusätzlich die Kenntnis des transienten Druckverlaufs im Behälter erforderlich wäre, der im Extremfall wiederum vom Aufwallen der Flüssigkeit bzw. dem Druckwiederanstieg durch Verdampfung, Gasentlösung oder gar Gasfreisetzung durch eine chemische Reaktion abhängt. Bei der Bestimmung der Quellraten soll deshalb von der im Hinblick auf die Größe der Quellrate konservativen Annahme eines während der gesamten Ausströmzeit konstanten Stagnationsdrucks bzw. Behälterinnendrucks vor der Ausströmöffnung ausgegangen werden. Die so berechneten Quellraten sind dann immer größer als die tatsächlich auftretenden, da der Druck im Behälter durch die ausströmende Quellrate stetig abnehmen würde.

Stoffeigenschaften

Das betrachtete Fluid soll aus einem (reinen) Stoff bestehen, das heißt die Stoffeigenschaften vor der Ausströmöffnung sind konstant. In der Ausströmöffnung können sich die Stoffwerte und der Dampfgehalt entsprechend dem Druckabfall ändern. Grundsätzlich werden chemische Reaktionen, die während der Freisetzung längs des Strömungswegs auftreten könnten, nicht betrachtet. Die Gleichungen können auch angewendet, wenn bei Systemen aus mehreren Komponenten, die Stoffwerte in einen fiktiven Reinstoff umgewandelt werden. Insbesondere bei verdampfenden oder gasentlösenden Systemen sind aber Phasengleichgewichte zu beachten.

Eine höhere Viskosität ($>100 \text{ mPa s}$) der Flüssigkeit führt zu einer Verringerung des Massenstroms und wird bei den folgenden Betrachtungen nicht berücksichtigt.

Die beschriebenen Modelle wurden unter folgenden Annahmen hergeleitet und sollten bei Abweichungen von diesen Annahmen nur unter größter Vorsicht angewendet werden:

- bei Zweiphasenströmung mit verdampfender Flüssigphase unterhalb der kritischen Temperatur und des kritischen Druckes $T / T_{kr} < 0,9$ und $p / p_{kr} < 0,5$.
- unter der Voraussetzung eines idealen Gasverhaltens.
- für Newtonsche Flüssigkeiten mit nicht zu hohen Viskositäten ($< 100 \text{ mPa}\cdot\text{s}$)
- keine Reaktionen längs des Strömungswegs (wenn durch die Reaktion der Gasgehalt oder die Eigenschaften des Fluids nicht signifikant geändert werden, sind Reaktionen zulässig)
- keine Wärmezufuhr oder Wärmeverluste über die Rohr/Behälterwand
- für eindimensionale Strömung (z.B. mittlere Geschwindigkeit über Rohrquerschnitt)
- keine Entlösung von Gasen.

3.2.2. Physikalische/Chemische Modellierung und mathematische Beschreibung

Die hier beschriebenen Berechnungsmethoden können die komplexen Vorgänge beim Ausströmen eines Fluids nur näherungsweise beschreiben. Es muss daher darauf geachtet werden, dass der zu betrachtende ungünstigste Fall für die Auswirkungsbetrachtung durch das

Modell konservativ abgeschätzt wird. So kann es z. B. auch bei einer Freisetzung im Gasraum eines Behälters durch das Aufschäumen der Flüssigkeit zu einem Austritt eines Zweiphasengemisches kommen. Wenn die Flüssigphase durch einen geringen Dampfdruck ein geringes Gefährdungspotential hat, ist die Betrachtung einer reinen Gasphasenströmung eine konservative Abschätzung.

Für die verschiedenen Ausströmszenarien (Freisetzung aus dem Gasraum / Flüssigkeitsraum) und Ausströmgeometrien (Rohrleitung oder düsenartig bzw. Riss) werden die in der folgenden Tabelle aufgeführten Berechnungsmethoden empfohlen.

	Ausströmöffnung im Gasraum		Ausströmöffnung im Flüssigkeitsraum	
	Gasströmung	Zweiphasenströmung	Flüssigkeit	Zweiphasenströmung
Rohrleitung	Kompressible, reibungsbehaftete Gasströmung (3.2.2.2)	Homogenes Gleichgewichtsmodell mit Druckverlusten (DIERS) (3.2.2.3)	Bernoulli – Gleichung mit Druckverlusten (3.2.2.6)	Homogenes Gleichgewichtsmodell mit Druckverlusten (DIERS) (3.2.2.3)
Düse, “kurzes” Leck	Ideales Ausströmen, Korrektur mit Ausflussbeiwert (3.2.2.1)	Homogenes Ungleichgewichtsmodell nach Diener – Schmidt (3.2.2.4)	Bernoulli-Gleichung mit Ausflussbeiwert (3.2.2.5)	Homogenes Ungleichgewichtsmodell nach Diener – Schmidt (3.2.2.4)

3.2.2.1. Gasförmige Strömung durch eine Düse / Riss

Die Ausgangsgleichung für die Berechnung des gasförmigen Massenstroms lautet:

$$\dot{m}_g = \alpha_g \cdot A \cdot G_g \tag{Gl. (3.3)}$$

Die Massendichte G_g beschreibt den auf die Ausströmfläche bezogenen Massenstrom durch eine reibungsfreie, ideale Düse und hängt im wesentlichen von den Prozessparametern Druck und Temperatur sowie den Stoffwerten ab, während die durch die Geometrie der Ausströmöffnung bedingten Effekte in der Ausflussziffer α_g berücksichtigt werden.

Der gasförmige Massenstrom aus einem unter Überdruck p_0 stehenden Behälter durch eine Öffnung ins Freie oder in eine Abblaseleitung (Index 1) lässt sich nach den z. B. in der ISO 4126-7 angegebenen Beziehungen berechnen:

$$G_g = \psi \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{p_0^2}{R \cdot T}} \tag{Gl. (3.4)}$$

Für ein unterkritisches Druckverhältnis

$$\frac{p_1}{p_0} > \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad \text{Gl. (3.5)}$$

ergibt sich die Ausflussfunktion ψ aus

$$\psi = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \cdot \sqrt{\left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa}}} \quad (3.6)$$

und für überkritische Druckverhältnisse aus

$$\psi = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa + 1}} \cdot \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \quad (3.7)$$

3.2.2.2. Gasförmige Strömung mit Druckverlust

Ein Verfahren zur Berechnung des Druckverlustes in einer Rohrleitung ist z. B. in [3.4] beschrieben. Zur Berechnung der Druckverluste wird das Rohrleitungssystem zunächst in einsträngige Rohrleitungsabschnitte mit konstantem Durchmesser und in Übergangsstücke wie Rohrquerschnittsänderungen und T-Stücke aufgeteilt. Die Zustandsgrößen am Anfang und am Ende dieser Abschnitte werden dann aus den Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie bestimmt. Hierbei werden die Betriebsbedingungen am Eintritt in die Rohrleitung als konstant zum Zeitpunkt der Entlastung vorausgesetzt. Darüber hinaus wird eine stationäre Strömung ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung angenommen und die Wärmekapazität des Gases zumindest abschnittsweise als konstant angesetzt.

Unter diesen Voraussetzungen ist es möglich die Mach-Zahlen (Verhältnis der lokalen Geschwindigkeit zur Schallgeschwindigkeit) am Anfang und am Ende einzelner Rohrleitungsabschnitte zu bestimmen. Aus der Mach-Zahl lassen sich dann wiederum die Zustandsgrößen in dem jeweiligen Strömungsquerschnitt ermitteln:

$$\text{Temperatur} \quad T = \frac{T_0}{\left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \text{Ma}^2 \right)} \quad (3.7)$$

$$\text{Druck} \quad p = \frac{p_0}{\left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \text{Ma}^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}} \quad (3.8)$$

$$\text{Dichte} \quad \rho = \frac{\rho_0}{\left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \text{Ma}^2 \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}}} \quad \rho_0 = \frac{p_0}{R T_0} \quad (3.9)$$

$$\text{Geschwindigkeit} \quad w = \frac{w_0 \text{ Ma}}{\sqrt{1 + \frac{\kappa - 1}{2} \text{ Ma}^2}} \quad w_0 = \sqrt{\kappa R T_0} \quad (3.10)$$

Bei der Berechnung des gasförmigen Massenstroms durch die Rohrleitung wird zunächst als Gegendruck der Umgebungsdruck angenommen. Mit diesem Massenstrom wird die Mach-Zahl am Austritt einer Rohrleitung nach

$$\dot{m}_g = p \cdot \alpha_g \cdot A \cdot \sqrt{\frac{\kappa}{R_{\text{Gas}} T_0 \cdot Z} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot \text{Ma}^2 \right)} \quad (3.11)$$

berechnet. Als Nebenbedingung ist zu beachten, dass in einer Rohrleitung die Mach-Zahl den Wert 1 nicht überschreiten kann. Daraus ergeben sich die folgenden Möglichkeiten:

- Der Druck am Ende der Rohrleitung ist gleich dem Umgebungsdruck und die Machzahl ist < 1 (unterkritische Strömung).
- Die Machzahl im Austritt beträgt 1. Es liegt eine kritische Strömung vor und der dazugehörige Druck wird berechnet.

Der Druckverlust der Rohrleitung wird aufbauend auf den Zustandsgrößen und der Strömungsgeschwindigkeit am Ende der Rohrleitung entgegen der Strömungsrichtung berechnet. Hierzu gibt es zwei Verfahren:

Druckverlustberechnung über die Strömungsgeschwindigkeit.

Aus der Mach-Zahl wird die Strömungsgeschwindigkeit berechnet. Für jedes Rohrleitungselement, wie Rohrleitung, Rohrbogen, T-Stück usw., wird der Druckverlust in Abhängigkeit von der (lokalen) Strömungsgeschwindigkeit berechnet. Der Druck am Eintritt des Rohrleitungselementes ergibt sich durch Addition des Druckverlustes und des Drucks am Austritt des Elementes:

$$p_{\text{Eintritt}} = p_{\text{Austritt}} + \Delta p \quad (3.12)$$

Die Mach-Zahl am Eintritt des Rohrleitungselementes lässt sich aus der oben genannten Beziehung für den Massenstrom in Abhängigkeit vom Druck berechnen. Ist der Druckverlust von der Geschwindigkeit am Eintritt des Rohrleitungselementes abhängig, so muss die Berechnung iterativ durchgeführt werden. Mit diesem Berechnungsverfahren werden für alle Rohrleitungselemente die Druckverluste und Strömungsgeschwindigkeiten berechnet. Hieraus ergibt sich der Druck am Eintritt des ersten Rohrleitungselementes. Formeln zur Berechnung der Druckverluste von Rohrleitungselementen in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit können z. B. [3.5] entnommen werden.

Druckverlustberechnung über die Mach-Zahl

Ausgehend von der Mach-Zahl am Ende der Rohrleitung kann die Mach-Zahl am Eintritt der Rohrleitung aus folgender Beziehung berechnet werden:

$$\zeta_{\text{Ges}} = \lambda \frac{l}{d} + \zeta_{\text{Einbauten}} = \frac{1}{\kappa} \left(\frac{1}{\text{Ma}_1^2} - \frac{1}{\text{Ma}_2^2} \right) + \frac{\kappa + 1}{2\kappa} \ln \left[\frac{2 + (\kappa - 1) \text{Ma}_2^2 \left(\frac{\text{Ma}_2}{\text{Ma}_1} \right)^2}{2 + (\kappa - 1) \text{Ma}_1^2} \right] \quad (3.13)$$

Der Index 1 bezieht sich auf den Eintritt in die Rohrleitung und der Index 2 auf den Austritt. Diese Beziehung gilt nur für einen Rohrleitungsabschnitt mit konstantem Durchmesser. Auf die Bestimmung der Rohrreibungszahl λ und der Widerstandsbeiwerte von Rohrleitungselementen $\zeta_{\text{Einbauten}}$ wird im Kapitel 3.2.2.7 näher eingegangen.

Verändert sich der Durchmesser eines Rohrleitungsabschnittes, so kann die Mach-Zahl am Eintritt der Rohrerweiterung oder -verengung aus folgenden Beziehungen berechnet werden:

$$\frac{\text{Ma}_2 \sqrt{2 + (\kappa - 1) \text{Ma}_2^2}}{1 + \kappa \text{Ma}_2^2} = \frac{\text{Ma}_1 \sqrt{2 + (\kappa - 1) \text{Ma}_1^2}}{(1 + \kappa \text{Ma}_1^2) + \left(\frac{p^*}{p_1} \right) \left(\frac{1 - \frac{A_1}{A_2}}{\frac{A_1}{A_2}} \right)} \quad \text{mit} \quad \frac{p^*}{p_1} = 1 \quad \text{für} \quad \text{Ma}_1 \leq 1 \quad (3.14)$$

Randbedingungen: $\text{Ma}_1 < \text{Ma}_{1, \text{max}}$

Rohrerweiterung $\text{Ma}_{1, \text{max}} = 1 \quad (3.15)$

Bei einer Rohrverengung wird die Strömung bis auf einen engsten Strömungsquerschnitt (vena contracta) eingeschnürt. Die Berechnung dieser Einschnürung ist – wie bei der Durchströmung von Blenden – sehr komplex, da der Durchmesser der vena contracta u.a. wesentlich vom Druckverhältnis p_1/p_2 abhängt. Auch ist es möglich, dass sich in der vena contracta $\text{Ma} = 1$ einstellt. Für kleine Druckänderungen lässt sich $\text{Ma}_{i, \text{max}}$ aus folgender Gleichung berechnen:

Rohrverengung $\text{Ma}_{1, \text{max}} = \frac{A_2}{A_1} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \left(1 - \frac{A_2}{A_1} \right) + \frac{A_2}{A_1} \right] \left(\frac{2 + (\kappa - 1) \text{Ma}_1^2}{\kappa - 1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)}} \quad (3.16)$

Der Index 1 bezieht sich auf den Eintritt in die Rohrerweiterung oder -verengung und der Index 2 auf den Austritt.

Aus der Mach-Zahl am Eintritt in die Abblaseleitung wird der Druck des Sicherheitsventils berechnet.

3.2.2.3. Homogenes Gleichgewichtsmodell mit Druckverlusten

Für die Berechnung des Massenstroms bzw. Druckverlustes in Rohrleitungen bei Gas-Flüssigkeits-Strömungen kann ein Ansatz von Leung/Grolmes [3.6] verwendet werden, der in [3.7] dargestellt ist.

Als Abkürzungen werden eingeführt:

$$\eta_u = \frac{p_u}{p_0} \quad \eta_2 = \frac{p_2}{p_0} \quad \eta_a = \frac{p_a}{p_0} \quad (3.17, 3.18, 3.19)$$

Die Indices bedeuten hierbei:

- u: Umgebung
- a: Zustand am Eintritt in die Rohrleitung
- 0: Ruhezustand im Behälter
- 2: Zustand am Austritt der Rohrleitung

Der Kompressibilitätsfaktor wird aus folgenden Beziehungen berechnet:

$$\omega = \dot{x}_0 + (1 - \dot{x}_0) \cdot \left[\frac{v_{g,0} - v_{f,0}}{\Delta h_{v,0}} \right]^2 \cdot \frac{c_{pf,0} \cdot p_0 \cdot T_0}{v_0} \quad (3.20)$$

$$\text{mit } v_0 = \dot{x}_0 \cdot v_{g,0} + (1 - \dot{x}_0) \cdot v_{f,0} \quad (3.21)$$

Der zweiphasige Massenstrom \dot{m}_{gf} , der durch die Rohrleitung strömt, wird mit dem im Kapitel 3.2.2.4 beschriebenen Verfahren bestimmt und dann wie folgt normiert:

$$m_a^* = \frac{\dot{m}_{gf}}{A_a \sqrt{p_0 / v_0}} \quad (3.22)$$

Für das Druckverhältnis im Austrittsquerschnitt der Leitung gilt

$$\eta_u > \eta_{krit} \quad \Rightarrow \quad \eta_2 = \eta_u \quad \text{unterkritische Strömung}$$

$$\eta_u \leq \eta_{krit} \quad \Rightarrow \quad \eta_2 = \eta_{krit} \quad \text{kritische Strömung}$$

$$\text{mit } \eta_{krit} = m_a^* \cdot \sqrt{\omega} \quad (3.23)$$

Die Berechnung des Gegendruckverhältnisses η_a erfolgt für einen vorgegebenen Massenstrom iterativ mit:

$$\sum \left(\lambda \cdot \frac{l}{d} \Big|_i + \zeta_i \right) = 2 \cdot \ln \left\{ \frac{(1 - \omega) \eta_a + \omega}{(1 - \omega) \eta_2 + \omega} \cdot \frac{\eta_2}{\eta_a} \right\} + 2 \cdot \left(\frac{1}{m_a^*} \right)^2 \cdot \left[\frac{\eta_a - \eta_2}{(1 - \omega)} - \frac{\omega}{(1 - \omega)^2} \cdot \ln \left\{ \frac{(1 - \omega) \cdot \eta_a + \omega}{(1 - \omega) \cdot \eta_2 + \omega} \right\} \right] \quad (3.24)$$

Prinzipiell lassen sich die angegebenen Gleichungen auch für ein druckverflüssigtes Gas anwenden, das am Eintritt in die Rohrleitung gerade im Gleichgewichtszustand vorliegt.

Bei unterkühlten Flüssigkeiten am Eintritt in die Rohrleitung würde es zu einer Verdampfung längs des Strömungswegs kommen. Die Stelle, an der die Flüssigkeit verdampft, hängt dabei vom Grad der Unterkühlung, einem eventuell auftretenden Siedeverzug, der Strömungsgeometrie und der Strömungsgeschwindigkeit ab. Diese Stelle und der sich einstellende Massenstrom lassen sich deshalb mit den angegebenen Gleichungen nicht berechnen.

3.2.2.4. Zweiphasenströmung mit dem Diener-Schmidt-Modell

Das einfachste Modell zur Berechnung der Massenstromdichte G für eine Zweiphasenströmung in einer Düse oder einer kurzen Ausströmöffnung stellt das sogenannte homogene Gleichgewichtsmodell dar. Dieses Modell wird z.B. in der sog. DIERS-Methode (z.B. API-RP 520) herangezogen, um den über ein Sicherheitsventil oder eine Berstscheibe abführbaren Massenstrom zu berechnen. Mit dem Modell ergeben sich deutlich geringere Mengenströme als in der Realität auftreten, so dass dieses Modell für die Auslegung der mindestens erforderlichen Entlastungsöffnung von Sicherheitsventilen konservativ ist [3.15].

Für die Berechnung der Quellraten werden jedoch konservative, obere Abschätzungen der maximalen Mengenströme benötigt. Effekte, wie Siedeverzug und Schlupf zwischen den Phasen führen in der Realität zu einer Vergrößerung der Zweiphasenmengenströme gegenüber den nach dem homogenen Gleichgewichtsmodell berechneten. Dies wirkt sich insbesondere bei leicht unterkühlter oder gerade siedender Flüssigkeit bzw. bei Zweiphasengemischen mit niedrigen Dampfgehalten vor der Ausströmöffnung aus. In zahlreichen Veröffentlichungen (z.B. Sozzi & Sutherland [3.8]) wurde gezeigt, dass je nach Art der Ausströmöffnung bis zu 5 mal größere Zweiphasenmengenströme auftreten können als nach dem homogenen Gleichgewichtsmodell berechnet.

In [3.9] beschreiben die Autoren eine Berechnungsmethode für den Zweiphasenmengenstrom, die auf der DIERS-Methode basiert und in der der Siedeverzug bei der Durchströmung von Düsen, Blenden, Sicherheitsventilen und Regelventilen berücksichtigt wird. Diese Methode lässt sich auch auf die Quellratenberechnung anwenden und führt zu realistischeren (weil größeren) Mengenströmen als das homogene Gleichgewichtsmodell. Die Methode wird auch in der Norm ISO 4126-10 [3.1] zur Auslegung von Sicherheitsventilen bei Zweiphasenströmung verwendet.

Der Parameter ω wird wie folgt berechnet:

$$\omega = \frac{\dot{x}_0 v_{g,0}}{\kappa v_0} + \frac{c_{pf,0} T_0 p_0}{v_0} \left(\frac{v_{g,0} - v_{f,0}}{\Delta h_{v,0}} \right)^2 \text{ N} \quad (3.25)$$

Das mittlere spezifische Volumen v_0 des Zweiphasengemisches wird in Abhängigkeit vom Strömungsmassengasanteil \dot{x}_0 und den spezifischen Volumina der Flüssigphase $v_{f,0}$ und der Gasphase $v_{g,0}$ berechnet:

$$v_0 = \dot{x}_0 \cdot v_{g,0} + (1 - \dot{x}_0) \cdot v_{f,0} \quad (3.26)$$

Hierbei wird der Siedeverzugsfaktor N aus folgender Beziehung bestimmt:

$$N = \left[\dot{x}_0 + c_{pf0} \cdot T_0 \cdot p_0 \cdot \left(\frac{v_{g,0} - v_{f,0}}{\Delta h_{v,0}^2} \right) \cdot \ln \left(\frac{1}{\eta_{krit}} \right) \right]^a \quad (3.27)$$

Der Exponent a wird in Abhängigkeit von der Freisetzungsart bzw. dem durchströmten Anlage- teil festgelegt:

$a = 0,6$ Leck, Regelventil, kurze Düse

$a = 0,4$ Sicherheitsventil

Das kritische Druckverhältnis

$$\eta_{krit} = \frac{p_{krit}}{p_0} \quad (3.28)$$

wird iterativ aus folgenden Beziehungen ermittelt:

$$\omega \geq 2: \quad \eta_{krit} = 0.55 + 0.217 \cdot \ln \omega - 0.046 \cdot (\ln \omega)^2 + 0.004 \cdot (\ln \omega)^3 \quad (3.29)$$

$$\omega < 2: \quad \eta_{krit}^2 + (\omega^2 - 2\omega) \cdot (1 - \eta_{krit})^2 + 2 \cdot \omega^2 \cdot \ln(\eta_{krit}) + 2 \cdot \omega^2 (1 - \eta_{krit}) = 0 \quad (3.30)$$

Die Massenstromdichte G_{gf} und der zweiphasige Massenstrom \dot{m}_g berechnen sich wie folgt

$$G_{gf} = \frac{\sqrt{\omega \cdot \ln \left(\frac{1}{\eta} \right) - (\omega - 1) \cdot (1 - \eta)}}{\left[\omega \cdot \left(\frac{1}{\eta} - 1 \right) + 1 \right]} \sqrt{\frac{2 \cdot p_0}{v_0}} \quad (3.31)$$

$$\dot{m}_g = \alpha_{gf} \cdot A \cdot G_{gf} \quad (3.32)$$

wobei das Druckverhältnis η im Vergleich mit dem Gegendruckverhältnis

$$\eta_a = \frac{p_a}{p_0} \quad (3.33)$$

$$\eta_a \leq \eta_{krit} \Rightarrow \eta = \eta_{krit} \quad (3.34)$$

$$\eta_a > \eta_{krit} \Rightarrow \eta = \eta_a \quad (3.35)$$

festgelegt wird.

Die Gleichungen in diesem Abschnitt gelten für Zweiphasengemische oder gerade siedende Flüssigkeit vor der Ausströmöffnung. Bei unterkühlten Flüssigkeiten am Eintritt in die Ausströmöffnung, die längs des Strömungswegs verdampfen, kann das Verfahren nach J. Schmidt [3.16] angewendet werden, das hier nicht näher beschrieben wird. In [3.18] beschreibt J. Schmidt die Erweiterung der Methode auf nicht-verdampfende Zweiphasen-Gemische, z.B. Luft/Wasser, wobei der Schlupf bzw. unterschiedliche Geschwindigkeiten zwischen den Phasen berücksichtigt werden.

3.2.2.5. Bernoulli-Gleichung

Die Ausgangsgleichung für die Berechnung des flüssigen Massenstroms lautet:

$$\dot{m}_f = \alpha_f \cdot A \cdot G_f \quad (3.36)$$

Die Massenstromdichte G_f beschreibt den auf die Ausströmfläche bezogenen Massenstrom durch eine reibungsfreie, ideale Düse und hängt im wesentlichen von den Prozessparametern Druck und Dichte ab, während die durch die Geometrie der Ausströmöffnung bedingten Effekte in der Ausflussziffer α_f berücksichtigt werden.

Bei stark unterkühlter, nicht-verdampfender Flüssigkeit kann die aus einer Öffnung in die Umgebung austretende Massenstromdichte wie folgt berechnet werden [3.10]:

$$G_f = \sqrt{2 \cdot \rho_f \cdot (p_0 - p_u)} \quad (3.37)$$

Hierbei wird die Druckdifferenz zwischen dem Druck vor der Öffnung (Ruhedruck im Behälter) und der Umgebung betrachtet.

3.2.2.6. Bernoulli-Gleichung mit Druckverlust

Wird eine stark unterkühlte, nicht-verdampfender Flüssigkeit über eine längere Rohrleitung ggf. mit Einbauten freigesetzt, so ist der Druckverlust bei der Berechnung der Quellrate zu berücksichtigen. Die Quellrate lässt sich aus der Bernoulli Gleichung mit Verlustglied [3.11] berechnen:

$$\frac{\rho \cdot w_1^2}{2} + \rho \cdot g \cdot h_1 + p_1 = \frac{\rho \cdot w_2^2}{2} + \rho \cdot g \cdot h_2 + p_2 + \Delta p \quad (3.38)$$

Diese Beziehung gilt für Rohrleitungen mit konstantem Durchmesser und muss daher ggf. für verschiedene Rohrleitungsabschnitte getrennt berechnet werden. Der Druckverlust teilt sich auf in den Druckverlust der geraden Leitungsabschnitte

$$\Delta p = \lambda \cdot \frac{L}{d} \cdot \rho_f \cdot \frac{w^2}{2} \quad (3.39)$$

Und dem Druckverlust, der aus der Durchströmung von Rohrleitungseinbauten, wie Krümmer, Abzweigstücken, Querschnittsveränderungen und Armaturen.

$$\Delta p = \zeta \cdot \rho_f \cdot \frac{w^2}{2} \quad (3.40)$$

Die Rohrreibungszahl λ und die Widerstandsbeiwerte ζ der Rohrleitungseinbauten werden im Kapitel 3.2.2.7.2 diskutiert.

3.2.2.7. Bestimmung der Ausflussziffer und des Strömungswiderstandsbeiwertes

In den vorherigen Abschnitten wird zur Berechnung des Massenstroms in den verschiedenen Gleichungen entweder eine Ausflussziffer (für kurze Ausströmöffnungen) oder ein Strömungswiderstandsbeiwert (für längere Rohre) benötigt. In den folgenden Abschnitten werden Hinweise zur Abschätzung dieser Werte gegeben.

3.2.2.7.1. Ausflussziffer

Die Ausflussziffer liegt z.B. für einen abgerissenen Rohrstutzen im Bereich von 0,62 (scharfkantig) bis 0,92 (runde Düse) (siehe Kuchling [3.12]). Bei schlitzförmigen Wanddurchrissen kann sie deutlich geringer sein [3.2].

Bei Sicherheitsventilen sind die Ausflussziffern für Gase und Flüssigkeiten in Abhängigkeit vom Verhältnis Ansprechdruck p_0 zu Gegendruck p_1 in der Regel aus der Bauteilprüfung bekannt. Die dort angegebene zuerkannte Ausflussziffer muss allerdings um den Faktor 0,9 zurückkorrigiert werden, um den tatsächlichen maximalen Massenstrom durch das Sicherheitsventil zu erhalten.

Die Ausflussziffer α hängt bei Zweiphasenströmung nicht nur von der Art der Ausströmöffnung, sondern auch von der Strömungsform ab. Generell erhält man ein konservatives Ergebnis für die maximale Quellrate, wenn die Ausflussziffer gleich eins gewählt wird. Bei der Freisetzung aus Sicherheitsventilen würde man die Ausflussziffer für reine Gasströmung zugrunde legen, die in der Regel größer als die für Flüssigkeitsströmung ist.

Bei der Freisetzung aus einem Leck mit Durchmessern in der Größe von 1 bis 100 mm ist eine Ausflussziffer von 0,8 realistisch.

Bei kleineren Lecks wie einem Wanddurchriss mit (äquivalenten kreisrunden) Durchmessern kleiner als 1 mm, kann die Ausflussziffer kleiner gewählt werden, z.B. 0,5.

3.2.2.7.2. Rohrreibungszahl und Widerstandsbeiwerte von Einbauten

Für eine laminare Rohrströmung ist die Rohrreibungszahl λ nur von der Reynoldszahl abhängig:

$$\lambda = \frac{64}{Re_d} ; Re_d = \frac{w d}{\nu} ; \text{für } Re_d \leq 2320 \quad (3.43)$$

Die für turbulente Rohrströmungen $Re_d > 2320$ kann die Rohrreibungszahl λ z. B. durch die Formel von Prandtl-Colebrook

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left(\frac{2,51}{Re_d \sqrt{\lambda}} + \frac{k}{3,71 d} \right) \quad (3.44)$$

berechnen. Alternativ wird auch die Gleichung von Chen [3.13] verwendet:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -\lg \left[\frac{k}{3,7065 d} - \frac{5,0452}{Re_{dc}} \lg \left(\frac{1}{2,8257} \left(\frac{k}{d} \right)^{1,1098} + \frac{5,8506}{Re_{dc}^{0,8981}} \right) \right] \quad \text{mit} \quad Re_{dc} = \frac{\dot{m}_g d}{0,25 \pi d^2 \eta} \quad (3.45)$$

Im VDI-Wärmeatlas [3.14] werden folgende Rauigkeitswerte k für verschiedene Materialien angegeben:

Glas-, Blei-, Kupfer, Messingrohre gezogen		0 - 0,0015 mm
Stahlrohre gezogen	neu	0,04 mm (0,02 - 0,1 mm)
	nach längerem Gebrauch gereinigt	0,15 - 0,2 mm
	mäßig verrostet oder leichte Verkrustungen	bis 0,4 mm
	starke Verkrustungen	bis 3 mm
Stahlrohre verzinkt	normal galvanisiert	0,15 mm
Stahlrohre geschweißt	neu	0,05 - 0,1 mm
	neu, bitumiert	0,05
	gebraucht, gereinigt	0,15 - 0,2 mm
	gleichmäßig verrostet	bis 0,4 mm
	leichte Verkrustung	1 - 1,5 mm
	starke Verkrustung	2 - 4 mm
Gußrohre	neu	0,26 (bis 1 mm)
	neu, bitumiert	0,1 bis 0,15 mm
	angerostet	1 - 1,5 mm
	verkrustet	1,5 - 4 mm
Betonrohre	Glattstrich	0,3 (bis 0,8 mm)
	rauh	1,2 (bis 3 mm)
Asbest-Zement-Rohre	(Eternit, Toschi)	0,05 - 0,1 mm

Im AD-Merkblatt A2 „Sicherheitseinrichtungen gegen Drucküberschreitung – Sicherheitsventile –“ wird als Richtwert für die Rohrrauigkeit 0,07 mm verwendet. In [3.7] wird für eine turbulente Strömung die Verwendung einer konstanten Rohrreibungszahl von $\lambda = 0,02$ empfohlen. Widerstandsbeiwerte von Rohrleitungselementen ζ können z. B. [3.14] entnommen werden.

Im Folgenden einige in [3.7] zusammengestellte Werte:

Rohrleitungskomponente	Parameter		Widerstandsbeiwert
90° Rohrbogen	<u>Radius des Rohrbogens</u>	1,5	0,38
	<u>Rohrdurchmesser</u>	3,0	0,23
		6,0	0,17
Rohr-Verengung	<u>Rohrdurchmesser Austritt</u>	0,3	0,3
	<u>Rohrdurchmesser Eintritt</u>	0,5	0,2
		0,8	0,1
Rohr-Erweiterung	<u>Rohrdurchmesser Eintritt</u>	0,4	0,36
	<u>Rohrdurchmesser Austritt</u>	0,8	0,04
Einlauf			0,5
T-Stück (gesamter Massenstrom wird umgeleitet)			0,6

Für den Fall, dass der Freisetzungsmengenstrom durch eine Armatur, z.B. ein Regelventil begrenzt wird, lässt sich der Widerstandsbeiwert aus dem meistens bekannten K_{VS} -Wert der Armatur berechnen. Die Gleichung dazu lautet:

$$\zeta = \frac{d^4}{628,2 \cdot K_{VS}^2} \quad \text{mit } d \text{ in mm und } K_{VS} \text{ in m}^3/\text{h} \quad (3.46)$$

3.3. Beispiele

3.3.1. Leck in der gasraumseitigen Entnahmeleitung eines Ammoniak-Verdampfers

Aus einem Verdampfer wird Ammoniak über eine gasraumseitige Entnahmeleitung in einen Reaktor gespeist. Die Temperatur im Verdampfer beträgt 20 °C, was einem Dampfdruck des Ammoniaks von 8,55 bar abs. entspricht. Die Entnahmeleitung DN10 (Innendurchmesser 10 mm) ist bis zur angenommenen Leckstelle 30 m lang. Als Leck wird der vollständige Abriss der Leitung unterstellt, so dass sich ein Öffnungsquerschnitt von 78 mm² ergibt.

Für die Berechnung des Freisetzungsmengenstroms wird davon ausgegangen, dass der Druck im Verdampfer konstant bleibt. Das Auftreten einer Zweiphasenströmung wird nicht angenommen, da der Verdampfer nur teilweise gefüllt ist und durch die Anordnung des Dampfdoms eine zuverlässige Abscheidung von Tropfen, die bei der Verdampfung entstehen, gewährleistet ist. Es kann also von einer reinen Ammoniak-Dampfströmung über die Entnahmeleitung ausgegangen werden.

Für die Berechnung des Mengenstroms können die Gleichungen für die kompressible, reibungsbehaftete Gasströmung aus dem Abschnitt 3.2.2.2 herangezogen werden, wobei der

Mengenstrom im wesentlichen durch den Rohrreibungsdruckverlust der 30 m langen Leitung DN 10 beeinflusst wird.

Für den Fall, dass der Verdampfer bei höheren Füllgraden betrieben würde, könnte es durch das Aufwallen der Flüssigkeit auch zu einer Zweiphasenströmung aus Dampf und mitgerissener Flüssigkeit durch die Entnahmeleitung kommen. In diesem Fall müssten die Freisetzungsmengenströme mit den Gleichungen aus Abschnitt 3.2.2.3 berechnet werden.

3.3.2. Leck in einer Flüssig-Propanleitung

In einem Lagertank wird flüssiges Propan bei Umgebungstemperatur (25 °C) gelagert. Der Druck im Tank entspricht dem Dampfdruck von 9,5 bar abs. Das flüssige Propan wird aus einer bodenseitigen Entnahmeleitung DN15 in ein Verteilsystem gedrückt.

Als Leck wird ein vollständiger Abriss der Leitung angenommen. Die Rohrleitungslänge bis zur Leckstelle soll 20 m betragen.

Für die Berechnung des Mengenstroms können die in Abschnitt 3.2.2.3 beschriebenen Gleichungen für das homogene Gleichgewichtsmodell benutzt werden.

Der Zustand am Eintritt in die Entnahmeleitung ist gerade siedende Flüssigkeit. Infolge des Druckabfalls bis zur Leckstelle kommt es längs des Strömungswegs durch die Verdampfung zu einer Zweiphasenströmung mit ständig zunehmendem Dampfgehalt.

3.3.3. Ansprechen eines Sicherheitsventils auf einem Methan-Speicherbehälter

In einem Speicherbehälter ist Methan bei einem Betriebsdruck von 6 bar abs. bei Umgebungstemperatur gespeichert. Durch einen Fehler (z.B. Versagen der Kompressor-Regelung) steigt der Druck im Behälter auf den Ansprechdruck des Sicherheitsventils von 10 bar abs. an. Das Sicherheitsventil ist ein Vollhub-Feder-Sicherheitsventil mit einem engsten Durchmesser von $d_0 = 46$ mm und einer Ausflussziffer für Gas/Dämpfe von $\alpha_D = 0,7$.

Der Freisetzungsmengenstrom aus dem Sicherheitsventil kann mit den Gleichungen aus Abschnitt 3.2.2.1 berechnet werden.

3.3.4. Ansprechen einer Berstscheibe auf einem Polymerisationsreaktor

In einem 10 m³ fassenden Reaktor wird ein Monomer im Lösemittel Methanol polymerisiert. In erster Näherung können die Stoffwerte des Reaktionssystems durch die von Methanol beschrieben werden. Der Reaktor wird drucklos betrieben; die freiwerdende Polymerisationswärme wird über einen Rückflusskühler abgeführt. Bei einem Ausfall des Kühlwassers am Rückflusskühler kommt es zu einem sich selbst beschleunigenden Druck- und Temperaturanstieg im Reaktor. Der Druck steigt auf den Ansprechdruck der Berstscheibe von 3 bar abs. an. Die Berstscheibe DN 100 ist in einer kurzen (< 3 m) langen Leitung DN 300 eingebaut, so

dass der Druckverlust in der Rohrleitung gegenüber dem Druckabfall über die Berstscheibe in erster Näherung vernachlässigt werden kann. Der Mengenstrom durch die Berstscheibe kann dann mit den Gleichungen für eine Düse mit Korrektur durch einen Ausflussbeiwert ($\alpha = 0,8$) berechnet werden.

Der Reaktor ist zu 80 % gefüllt. Das Reaktionsgemisch neigt zum Schäumen, so dass von einem homogenen Aufwallen des Behälterinhalts ausgegangen werden muss. Der volumetrische Dampfgehalt am Eintritt in die Abblaseleitung beträgt dann 20 % (Gl. 3.1). Mit den Stoffwerten für Methanol:

Siedetemperatur bei 3 bar abs.: 95 °C

Flüssigkeitsdichte: 716 kg/m³, Dampfdichte: 3,14 kg/m³

ergibt sich aus Gleichung 3.2 ein Massendampfgehalt von 0,11 %. Der Mengenstrom durch die Berstscheibe kann dann nach den Gleichungen im Abschnitt 3.2.2.4 berechnet werden. Hier liegt also schon vor der Berstscheibe eine Zweiphasenströmung vor, deren Dampfgehalt infolge des Druckabfalls über die Berstscheibe zunimmt.

Für den Fall, dass die Entlastungsöffnung im Flüssigkeitsraum des Reaktors liegt, würde vor der Öffnung eine gerade siedende Flüssigphase vorliegen, die dann durch die Verdampfung längs des Ausströmwegs zu einer Zweiphasenströmung führt. Auch in diesem Fall kann der Mengenstrom mit den in Abschnitt 3.2.2.4 angegebenen Gleichungen berechnet werden.

3.3.5. Leck in einem Wärmetauscher

Der Fall, dass es in einem Wärmeübertrager zu einem Leck kommt und Fluid von der Hochdruck- auf die Niederdruckseite des Übertragers strömt, wird von J. Schmidt [3.17] mit Zahlenwertbeispielen beschrieben. Dabei werden vollständige Rohrleitungsabrisse und kleine Leckagen (Durchmesser 5 mm) diskutiert.

3.4. Fazit

Die Berechnung von Freisetzungsmengenströmen ist immer stark vereinfachenden Annahmen verbunden, wenn der Aufwand für die Berechnung in einem vernünftigen Rahmen gehalten werden soll. Diese Annahmen sollten so gewählt werden, dass in jedem Fall konservative, aber nicht zu unrealistische Ergebnisse erzielt werden. Konservativ bedeutet im Hinblick auf die Bewertung von Störfallauswirkungen, dass die Mengenströme eher zu groß berechnet werden. Mit den angegebenen Gleichungen, die auf vernünftigen physikalischen Annahmen beruhen und mit denen die wesentlichen physikalischen Effekte berücksichtigt werden, kann der Mengenstrom aus einer Behälter- oder Rohrleitungsöffnung, der als Quellterm für eine anschließende Ausbreitungsrechnung benutzt werden soll, auch für den komplexen Fall einer Zweiphasenströmung mit hinreichender Genauigkeit berechnet werden.

3.5. Symbolverzeichnis

Symbol	Beschreibung
A	Austrittsfläche [m ²]
c_{pf}	Spezifische Wärmekapazität der Flüssigphase [J/(kg K)]
c_{pg}	Spezifische Wärmekapazität der Gasphase [J/(kg K)]
d	Rohrdurchmesser [m]
G_g	Massenstromdichte gasförmig [kg/(m ² s)]
h_v	Verdampfungsenthalpie [J/kg]
k	Rauhigkeitswert [m]
L	Länge der Rohrleitung [m]
\dot{m}_g	Massenstrom gasförmig [kg/s]
\dot{m}_{gf}	Massenstrom zweiphasig [kg/s]
Ma	Mach-Zahl [-]
p	Druck [Pa]
p_0	Ruhedruck [Pa]
p_c	Kritischer Druck [Pa]
p_v	Sättigungsdampfdruck [Pa]
p_u	Umgebungsdruck [Pa]
Δp	Druckdifferenz [Pa]
T	Temperatur [K]
T_{kr}	Kritische Temperatur [K]
T_s	Siedetemperatur [K]
T_{Sch}	Schmelztemperatur [K]
T_0	Ruhetemperatur [K]
R	Spez. Gaskonstante [J/(kg K)]
v	Spezifisches Volumen [m ³ /kg]
$V_{Behälter}$	Behältervolumen [m ³]
$V_{Gasraum}$	Volumen der Gasphase in einem Behälter [m ³]
x_0	Massengasgehalt [-]t
\dot{x}_0	Strömungsmassengasanteil [-]
w	Geschwindigkeit des Gases [m/s]
w_0	Ruhe- Schallgeschwindigkeit des Gases [m/s]

Symbol	Beschreibung
α_g	Ausflussziffer für Gasströmung [-]
r_0	Ruhedichte gasförmig [kg/m ³]
r_f	Flüssigkeitsdichte [kg/m ³]
r_g	Dichte der Gasphase [kg/m ³]
ε	Anteil der Gasphase am Behältervolumen [-]
y	Ausflussfunktion [-]
κ	Isentropenexponent [-]
l	Rohrreibungszahl [-]
ν	kinematische Viskosität [m ² /s]
z	Widerstandsbeiwert von Rohrleitungselementen []
η	dynamische Viskosität [Ns/m ²]
ω	Kompressibilitätsfaktor [-]

3.6. Literatur

- [3.1] ISO 4126-10: Safety devices for protection against excessive pressure – Part 10: Sizing of safety valves for gas/liquid two-phase flow
- [3.2] Westphal, F.: Berechnungsmodell für die Leckraten aus Rissen in Wänden druckführender Apparate und Rohrleitungen. Dissertation Dortmund 1991.
- [3.3] DIN EN ISO 4126-7: Sicherheitseinrichtungen gegen unzulässigen Überdruck – Teil 7: Allgemeine Daten (ISO/DIS 4126-7:2009); Deutsche Fassung prEN ISO 4126-7:2009, Beuth Verlag GmbH, Berlin
- [3.4] Friedel, L., Schmidt, J.: Auslegung langer gasdurchströmter Sicherheitsventil-Abblaseleitungen. TÜ Bd. 33 (1992) Nr. 5 165-171
- [3.5] E. Fried, I. E. Idelchik; Flow Resistance: A Design Guide For Engineers; Hemisphere Publishing Corporation; 1989
- [3.6] Leung, J.C., Grolmes, M.A., AICHE J. 33 (1987) Nr. 3, 524-527
- [3.7] Schmidt, J., Westphal, F. : Praxisbezogenes Vorgehen bei der Auslegung von Sicherheitsventilen und deren Abblaseleitungen für die Durchströmung mit Dampf/Flüssigkeits-Gemischen – Teil 2. Chem.-Ing.Tech. 69 (1997), S 1074-1091
- [3.8] G.L. Sozzi, W.A. Sutherland: Critical flow of saturated and subcooled water at high pressure. General Electric Report NEDO-13418, July 1975.
- [3.9] R. Diener, J. Schmidt: Sizing of throttling device for gas/liquid two-phase flow. Part 1: Safety valves. Process Safety Progress 23 (2004) 4, 335-344. Part 2: Control valves, orifices and nozzles. Process Safety Progress 24 (2005) 1, 29-37.
- [3.10] L. Friedel; Grundlagen der Druckentlastung/Stand der Erkenntnisse. Vortrag im Seminar "Druckentlastung-Rückhaltung gefährlicher Stoffe" (TAA); BPU, 01.12. - 02.12.1994
- [3.11] Böswirth, L.: Technische Strömungslehre. Vieweg Verlag, 1993
- [3.12] Kuchling; Taschenbuch der Physik; Fachbuchverlag Leipzig-Köln, 1994
- [3.13] Chen, N.H.: An explicit equation for friction factor in pipe. Ind. Eng. Chem. Fundam. 18 (1979) 3, 296-297.
- [3.14] VDI-Wärmeatlas. Springer Verlag Berlin Heidelberg.
- [3.15] Schmidt, J., Egan, S.: Case studies of sizing pressure relief valves for two-phase flow. Chem. Eng. Technol. 32 (2009) 2, 263-272.
- [3.16] Schmidt, J.: Sizing of nozzles, venturis, orifices and safety valves for initially sub-cooled gas/liquid two-phase flow – the HNE-DS-method. Forsch. Ingenieurwes. 71 (2007), 47-58.
- [3.17] Schmidt, J.: Auslegung von Schutzeinrichtungen für wärmeübertragende Apparate. Chem.-Ing.-Techn. 81 (2009), 1-2, 79-95.
- [3.18] Schmidt, J.: Auslegung von Sicherheitsventilen bei einer Druckentlastung von Gas/Flüssigkeitsmischen nach ISO 4126-10. Techn. Sicherheit 1 (2011) 6, 37-45.

4 Freistrahle eines Gases

Gase werden im Allgemeinen in Anlagen unter Druck gehandhabt. Bei einem Versagen der Umschließung (Leck, Riss) oder dem Ansprechen von Druckentlastungseinrichtungen kommt es dann zu einem impulsbehafteten Austritt als Freistrahle. Dabei wird durch die Einmischung von Umgebungsluft die Geschwindigkeit und die Konzentration mit zunehmendem Abstand vom Freisetzungsort verringert. Handelt es sich hierbei um brennbare Gase, so ist die Entfernung, in der die untere Explosionsgrenze unterschritten wird, für das Explosionsschutzkonzept interessant. Bei toxischen Gasen ist vor allem der Ort bzw. die Höhe über Erdgleiche relevant, die durch den Freistrahle erreicht wird, bevor der Impuls abgebaut worden ist und die Gaswolke dann mit der Umgebungsluft weiter transportiert wird. Bei Auftriebsstrahlen werden im Vergleich zur Luft leichtere Gase z. B. aus Schornsteinen oder bei Bränden freigesetzt. Die Strömung entsteht hierbei weniger aus dem Austrittsimpuls am Freisetzungsort, als durch den Auftrieb des Gases.

Im Rahmen des Statuspapiers wird der Freistrahle mit behandelt, da der Endpunkt des Freistrahls die Position des Quellterms für die Berechnung der impulsfreien Gasausbreitung z. B. mit der VDI Richtlinie 3783 Blatt 1 [4.1] festlegt.

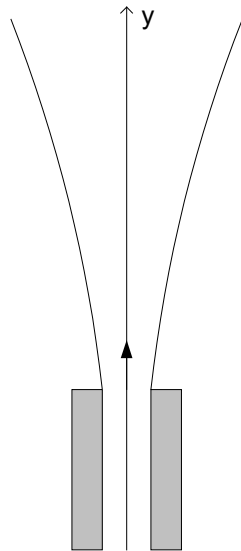
Für die Berechnung eines Freistrahls werden unterschiedlich komplexe Modellierungen eingesetzt:

1. Empirische Modelle,
2. Lösung eines Systems von vereinfachten Differentialgleichungen,
3. Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen.

In den folgenden Kapiteln werden einige empirische Modelle und ein Modell mit vereinfachten Differentialgleichungen (Integralmodell) vorgestellt. Durch die Bewertung der Einsatzmöglichkeiten der empirischen Modelle soll die Möglichkeit eröffnet werden, mit einfachen Mitteln Aussagen über die Abmessungen des Freistrahls zu erhalten. Integralmodelle benötigen entsprechende Berechnungsprogramme und CFD-Programme zur Strömungsberechnung stellen zwar den Stand der Wissenschaft dar, werden aber bei Auswirkungsbetrachtungen auf Grund des Rechenaufwandes im Verhältnis zur geforderten Genauigkeit nur wenig eingesetzt.

Bei allen Freistrahlmolellen wird davon ausgegangen, dass die Freisetzungsoffnung kreisförmig ist und der Freistrahle sich ungehindert (ohne Strömungshindernisse) ausbreiten kann. Die Austrittsgeschwindigkeit muss bei den impulsbehafteten Freistrahlen deutlich größer als die Windgeschwindigkeit in der Umgebung sein.

Senkrechter Freistrah in ruhende Umgebung
 - dichteneutrales Gas
 - leichtes Gas



Senkrechter Freistrah in ruhende Umgebung
 - schweres Gas

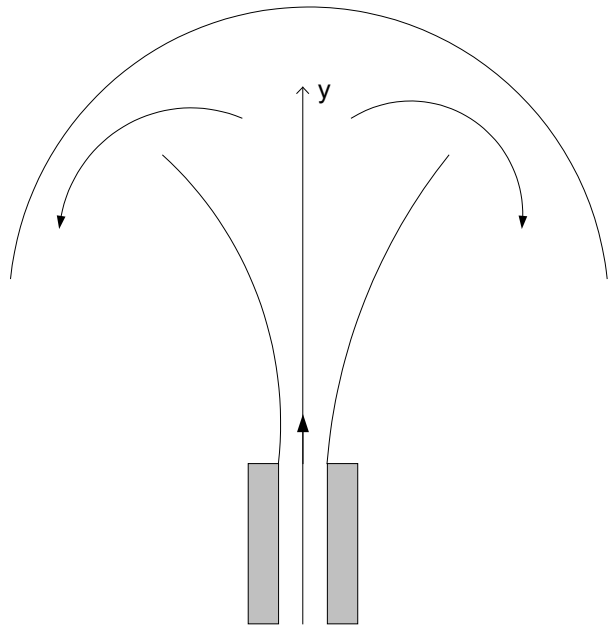
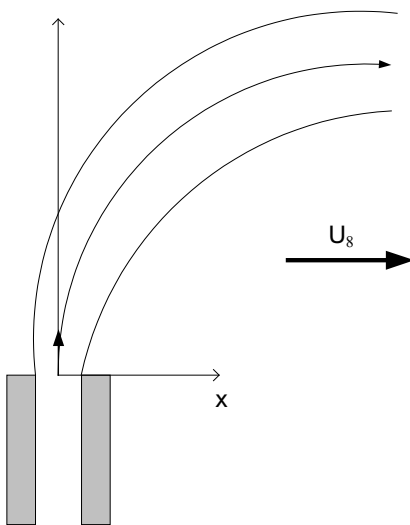


Bild 4.1 Freistrahkonfigurationen bei einer Gasfreisetzung in ruhende Umgebung

Senkrechter Freistrah mit Seitenwind
 - schweres Gas
 - dichteneutrales Gas
 - leichtes Gas



Senkrechter Freistrah mit Seitenwind
 - schweres Gas mit großem Massenstrom

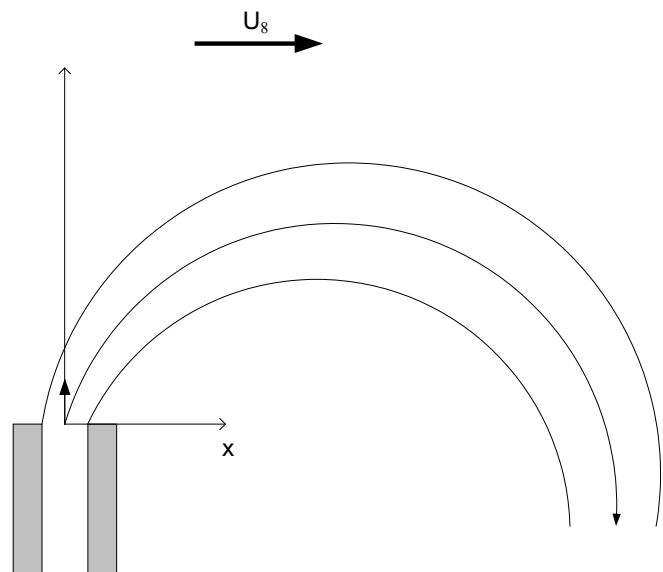


Bild 4.2 Freistrahkonfigurationen bei einer Gasfreisetzung mit Windeinfluss

In den Bildern 4.1 und 4.2 sind vier Freistrahlfunktionen für eine senkrechte Gasfreisetzung dargestellt. Es ist hierbei zu unterscheiden

- ob eine Freisetzung in ruhende Umgebung erfolgt oder Windeinfluss zu berücksichtigen ist und
- ob es sich um ein im Vergleich zu Luft schwereres, dichteneutrales oder leichtes Gas handelt.

Bei einer Freisetzung in ruhende Umgebung verdünnt sich ein leichtes oder dichteneutrales Gas mit zunehmender Entfernung vom Freisetzungsort. Bei einem Schwergas wird eine maximale Höhe erreicht, nach der der Austrittsimpuls abgebaut worden ist. Durch die Schwerkraft strömt das Gas dann in Richtung Boden. Im Rahmen von Worst-Case Betrachtungen können diese Szenarien relevant werden, wenn z. B. die maximalen Abmessungen der unteren Zündstanz gefragt sind, denn bei einer Freisetzung in eine Windströmung wird die maximal erreichte Höhe geringer sein. Bei Gasfreisetzungen mit Windeinfluss ist als Besonderheit zu erwähnen, dass Schwergasstrahlen mit hohem Massenstrom mit relevanten Konzentrationen bis unter die Freisetzungshöhe fallen können. In diesen Fällen ist dann ggf. eine nachfolgende Schwergasberechnung durchzuführen.

4.1.1. Empirische Modelle

4.1.1.1. Chen und Rodi

Chen und Rodi [4.2] haben eine Vielzahl von experimentellen Untersuchungen und die daraus resultierenden Modelle für senkrechte Freistrahlen (siehe Bild 4.3) in ruhende Umgebung mit Austrittsgeschwindigkeiten unterhalb der Schallgeschwindigkeit ausgewertet.

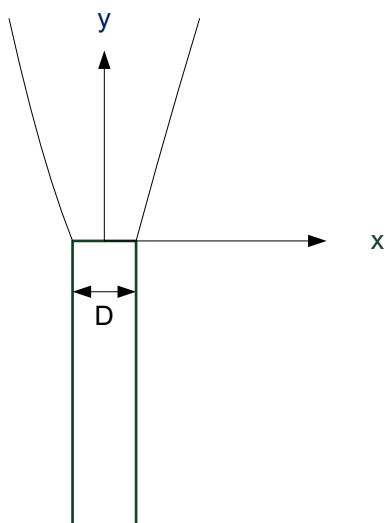


Bild 4.3 Koordinatensystem beim Freistrahlmmodell von Chen, Rodi

Für einen rotationssymmetrischen Freistrahls eines dichteneutralen bis leichten Gases werden die folgenden Beziehungen angegeben:

$$\text{für } Fr^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\rho_0}{\rho_\infty} \right)^{-\frac{1}{4}} \frac{y}{D} < 0,5: \quad (4.1)$$

$$\frac{u_c}{u_0} = 6,2 \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_\infty}} \frac{D}{y} \quad ; \quad c^* = 5 \sqrt{\frac{\rho_\infty}{\rho_0}} \frac{D}{y}$$

$$\text{für } 0,5 \leq Fr^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\rho_0}{\rho_\infty} \right)^{-\frac{1}{4}} \frac{y}{D} \leq 5: \quad (4.2)$$

$$\frac{u_c}{u_0} = 7,26 Fr^{-\frac{1}{10}} \left(\frac{\rho_0}{\rho_\infty} \right)^{\frac{9}{20}} \left(\frac{y}{D} \right)^{-\frac{4}{5}} \quad ; \quad c^* = 0,44 Fr^{\frac{1}{8}} \left(\frac{\rho_0}{\rho_\infty} \right)^{\frac{7}{16}} \left(\frac{y}{D} \right)^{-\frac{5}{4}}$$

$$\text{für } Fr^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{\rho_0}{\rho_\infty} \right)^{-\frac{1}{4}} \frac{y}{D} > 5: \quad (4.3)$$

$$\frac{u_c}{u_0} = 3,5 Fr^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{\rho_0}{\rho_\infty} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{y}{D} \right)^{-\frac{1}{3}} \quad ; \quad c^* = 9,35 Fr^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\rho_0}{\rho_\infty} \right)^{-\frac{1}{3}} \left(\frac{y}{D} \right)^{-\frac{5}{3}}$$

$$Fr = \frac{u_0}{gD(\rho_\infty - \rho_0)/\rho_0}$$

Hierbei bedeuten

Fr [-]	Froude-Zahl
ρ [kg/m ³]	Dichte
y [m]	Senkrechter Abstand vom Austritt
D [m]	Durchmesser des Austritts
g [m/s ²]	Erdbeschleunigung = 9,81 m/s ²
u [m/s]	Geschwindigkeit
c* [-]	Dimensionslose Konzentration bzw. Temperatur $c^* = \frac{T_c - T_\infty}{T_0 - T_\infty}$ oder $c^* = \frac{c_c - c_\infty}{c_0 - c_\infty}$
T [K]	Temperatur
c [kg/m ³]	Konzentration

Indizes	
0	Werte am Austritt
c	Werte in der Strahlmitte
∞	Werte der Umgebungsluft

Für einen senkrechten Freistrahls eines Schwergases in ruhende Umgebung wird nur eine Beziehung für die maximale Freistrahls höhe angegeben:

$$y_m = 1,85 D \sqrt{|Fr|} \quad (4.4)$$

4.1.1.2. Giesbrecht, Seifert und Leuckel

Giesbrecht, Seifert und Leuckel [4.19] haben ebenfalls eine Beziehung für die maximale Freistrahls höhe des senkrechten Freistrahls eines Schwergases in ruhende Umgebung entwickelt:

$$\frac{y_m}{d_{eq}} = 1,56 \sqrt{|Fr_{eq}|}$$

$$\frac{1}{c_{c,m}} = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{0,12}{15 \sqrt{\ln 2}}} \sqrt{|Fr_{eq}|}$$

$$Fr_{eq} = \frac{\rho_\infty u_{eq}^2}{g(\rho - \rho_\infty) d_{eq}} \quad (4.5)$$

$$d_{eq} = \sqrt{\frac{4 \dot{m}_0}{\pi \rho_\infty u_{eq}}}$$

$$u_{eq} = \frac{\dot{I}_0}{\dot{M}_0}$$

$$\dot{I}_0 = \dot{M}_0 u_0 + (p_0 - p_\infty) A_0$$

Hierbei bedeuten

Fr_{eq} [-]	Froude-Zahl
ρ [kg/m ³]	Dichte des Gases
ρ_∞ [kg/m ³]	Dichte der Luft
y_m [m]	Maximale Freistrahls höhe
d_{eq} [m]	Äquivalenter Durchmesser
A_0 [m ²]	Austrittsfläche
g [m/s ²]	Erdbeschleunigung = 9,81 m/s ²
u_0 [m/s]	Geschwindigkeit am Austritt
u_{eq} [m/s]	Äquivalente Geschwindigkeit
$c_{c,m}$ [-]	Dimensionslose Konzentration (Massenanteil) auf der Freistrahls mitte in maximaler Freistrahls höhe
\dot{M}_0 [kg/s]	Massenstrom am Austritt
\dot{I}_0 [N]	Impuls am Austritt
p_0 [N/m ²]	Druck am Austritt
p_∞ [N/m ²]	Umgebungsdruck

4.1.1.3. Hoehne und Luce

Hoehne und Luce [4.3] haben senkrechte Freistrahlen mit Methan, Ethan, Butan und Heptan in queranströmende Luft eingeleitet und die Konzentrationsprofile vermessen. Unter den beiden Randbedingungen

$$\text{Re}_0 > 15400 \frac{\rho_0}{\rho_\infty} \text{ mit } \text{Re}_0 = \frac{\rho_0 u_0 D}{\mu_0}; \quad \rho_0 = \frac{p_\infty M}{\tilde{R} T_0} \quad (4.6)$$

$$110 \geq \frac{u_0}{u_\infty} \geq 8$$

ist das folgende Modell entwickelt worden:

$$c^* = c \frac{M u_0}{M_\infty u_\infty}$$

Für $T_0 > 366 \text{ K}$:

$$s^* = \left(\frac{4,37}{c^*} \right)^{0,625} \quad \text{für } c^* > 0,595 \quad (4.7)$$

$$s^* = \left(\frac{2,0}{c^*} \right)^{\frac{1}{0,97}} \quad \text{für } c^* \leq 0,595$$

Für $T_0 \leq 366 \text{ K}$:

$$s^* = \left(\frac{4,95}{c^*} \right)^{0,625} \quad \text{für } c^* > 0,595 \quad (4.8)$$

$$s^* = \left(\frac{2,15}{c^*} \right)^{\frac{1}{0,97}} \quad \text{für } c^* \leq 0,595$$

Die Abstände vom Freisetzungsort berechnen sich aus

$$\begin{aligned}
 y &= 1,63 s * R D \quad \text{für } s > 2,08 \\
 y &= s * R D \quad \text{für } s \leq 2,08 \\
 x &= R D \left(\frac{y^*}{2,05} \right)^{\frac{1}{0,28}}
 \end{aligned}
 \tag{4.9}$$

wobei das in Bild 4.1 dargestellte Koordinatensystem verwendet wird. Weiterhin werden die folgenden dimensionslosen Größen eingeführt:

$$\begin{aligned}
 s^* &= \frac{s}{R D} ; x^* = \frac{x}{R D} ; y^* = \frac{y}{R D} \\
 R &= \frac{u_0}{u_\infty} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_\infty}}
 \end{aligned}
 \tag{4.10}$$

Hierbei bedeuten

M [kg/kmol]	Molare Masse
ρ [kg/m ³]	Dichte
s [m]	Abstand vom Austritt entlang der Freistrahlmittellinie
x [m]	Abstand vom Austritt in Windrichtung
y [m]	Abstand vom Austritt quer zur Windrichtung
D [m]	Durchmesser des Austritts
u [m/s]	Geschwindigkeit
c* [-]	Dimensionslose Konzentration
T [K]	Temperatur
c [kg/m ³]	Konzentration
p [Pa]	Druck
\tilde{R} [J/(mol K)]	molare Gaskonstante = 8,314472 J/(mol K)
R [-]	Modellfaktor
Re [-]	Reynolds-Zahl
μ [kg/(s m)]	dynamische Viskosität

Indizes	
0	Werte am Austritt
∞	Werte der Umgebungsluft

4.1.1.4. Hoot, Meroney und Peterka

Hoot, Meroney und Peterka [4.4] haben bei den durchgeführten Experimenten schwere Gase unterschiedlicher Dichte als senkrechte Freistrahle mit laminarer Queranströmung untersucht.

Es wurden die Aufschlagpunkte der Schwergase auf dem Boden, die maximale Steighöhe und die Konzentrationen an diesen beiden Punkten ermittelt. Daraus wurde das folgende Modell entwickelt (Formulierung nach [4.16]):

Maximale Steighöhe:

$$\frac{y_s}{D} = 1,32 \text{Fr}^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\rho_0}{\rho_\infty} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{u_0}{u_\infty} \right)^{\frac{1}{3}} \quad \text{mit} \quad \text{Fr} = \left(\frac{\rho_0 u_0^2}{g D (\rho_0 - \rho_\infty)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.11)$$

Horizontale Entfernung des maximalen Steigpunktes von der Quelle:

$$\frac{x_s}{D} = \text{Fr}^2 \left(\frac{u_\infty}{u_0} \right) \quad (4.12)$$

Die Konzentration am maximalen Steigpunkt beträgt:

$$\frac{c_s}{c_0} = 1,69 \frac{u_0}{u_\infty} \left(\frac{D}{y_s} \right)^{1,85} \quad (4.13)$$

Entfernung des Aufschlagpunktes von der Quelle:

$$\frac{x_a}{D} = 0,56 \text{Fr} \left(\frac{\rho_0}{\rho_\infty} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{u_0}{u_\infty} \right)^{\frac{2}{3}} \left\{ \left(\frac{y_s}{D} \right)^3 \left[\left(2 + \frac{y_0}{y_s} \right)^3 - 1 \right] \right\}^{\frac{1}{2}} + \frac{y_s}{D} \quad (4.14)$$

Die Konzentration am Aufschlagpunkt berechnet sich nach

$$\frac{c_a}{c_0} = 2,43 \frac{u_0}{u_\infty} \left(2 \frac{y_s}{D} + \frac{y_0}{D} \right)^{-1,95} \quad (4.15)$$

Hierbei bedeuten

ρ [kg/m ³]	Dichte
x [m]	Abstand vom Austritt in Windrichtung
y [m]	Abstand vom Austritt quer zur Windrichtung
h [m]	Höhe
D [m]	Durchmesser des Austritts
u [m/s]	Geschwindigkeit
c [kg/m ³]	Konzentration
Fr [-]	Froude-Zahl
g [m/s ²]	Erdbeschleunigung = 9,81 m/s ²

Indizes	
0	Werte am Austritt
∞	Werte der Umgebungsluft
s	Werte am maximalen Steigpunkt
a	Werte am Aufschlagpunkt

4.1.1.5. Briggs

Briggs [4.5] hat verschiedene Modell zur Berechnung von Auftriebsstrahlen zusammengestellt und im Vergleich zu experimentellen Daten bewertet. Es werden die folgenden Beziehungen zur Berechnung der Überhöhung des Auftriebsstrahls empfohlen.

Neutrale und labile Temperaturschichtung:

$$\Delta h = 1,6 \frac{F^{\frac{1}{3}} x^{\frac{2}{3}}}{u} \quad x \leq x_s$$

$$\Delta h = 1,6 \frac{F^{\frac{1}{2}} x_s^{\frac{2}{3}}}{u} \left[\frac{2}{5} + \frac{16x}{25x_s} + \frac{11}{5} \left(\frac{x}{x_s} \right)^2 \right] \left(1 + \frac{4x}{5x_s} \right)^{-2} \quad x > x_s \quad (4.16)$$

$$x_s = 0,52 \left[\frac{\frac{6}{s^{\frac{5}{3}}}}{\frac{6}{ft^{\frac{5}{3}}}} \right] F^{\frac{2}{5}} h_s^{\frac{3}{5}} \quad h_s < 1000 \text{ ft}$$

$$x_s = 33 \left[\frac{\frac{6}{s^{\frac{5}{3}}}}{\frac{3}{ft^{\frac{5}{3}}}} \right] F^{\frac{2}{5}} \quad h_s \geq 1000 \text{ ft}$$

$$F = \frac{g \dot{Q}_H}{\pi c_p \rho T} = 4,310^{-3} \left[\frac{ft^4}{cals^2} \right] \dot{Q}_H$$

Stabile Temperaturschichtung:

$$\Delta h = 1,6 \frac{F^{\frac{1}{3}} x^{\frac{2}{3}}}{u} \quad x \leq 2,4 \frac{u}{\sqrt{s}}$$

$$\Delta h = 2,9 \sqrt{\frac{F}{us}} \quad x > 2,4 \frac{u}{\sqrt{s}} \quad (4.17)$$

$$s = \frac{g}{T} \frac{\partial \Theta}{\partial y}$$

Hierbei bedeuten

x [ft]	Abstand vom Austritt in Windrichtung
x _s [ft]	Spez. Abstand vom Austritt in Windrichtung
h _s [ft]	Austrittshöhe
Δh [ft]	Höhe über der Austrittshöhe
s [1/s ²]	Stabilitätsparameter
u [ft/s]	Windgeschwindigkeit in Austrittshöhe
$\frac{\partial \Theta}{\partial y}$ [K/f]	Gradient der potenziellen Temperatur der Atmosphäre
g [ft/s ²]	Erdbeschleunigung = 32,17 ft/s ²
\dot{Q}_H [cal/s]	Wärmeemission
F [ft ⁴ / s ³]	Auftriebsparameter
T [K]	Temperatur der Luft

mit 1 ft = 0,3048 m und 1 cal = 4,1868 J

4.1.1.6. VDI Richtlinie 3783 Blatt 1

Nach der VDI-Richtlinie 3783 Blatt 1 [4.1] sind für die Ausbreitungsberechnung von störfallbedingten Stofffreisetzungen nur äquivalente Wärmeemissionen größer 6 MW zu berücksichtigen. Die Überhöhung über die Freisetzungshöhe hängt von der Stabilität der Temperaturschichtung ab. Für labile, indifferente und stabile Schichtungen werden die folgenden Gleichungen angegeben.

Labile Temperaturschichtung:

$$\Delta h = 3,34 \frac{\dot{Q}_H^{0,333} x^{0,667}}{u}$$

$$\Delta h_{\max} = 146 \frac{\dot{Q}_H^{0,6}}{u} \quad (4.18)$$

$$\Delta h + h_s \leq 1100 \text{ m}$$

Indifferente Temperaturschichtung:

$$\Delta h = 2,84 \frac{\dot{Q}_H^{0,333} x^{0,667}}{u}$$

$$\Delta h_{\max} = 102 \frac{\dot{Q}_H^{0,6}}{u} \quad (4.19)$$

$$\Delta h + h_s \leq 800 \text{ m}$$

Stabile Temperaturschichtung:

$$\Delta h = 3,34 \frac{\dot{Q}_H^{0,333} x^{0,667}}{u} \quad (4.20)$$

$$\Delta h_{\max} = 74,4 \frac{\dot{Q}_H^{0,333}}{u^{0,333}}$$

Hierbei darf die Überhöhung bei stabiler Schichtung die Überhöhung bei indifferenten Schichtung nicht überschreiten.

Die Wärmeemission berechnet sich nach

$$\dot{Q}_H = c_p \dot{V} (T_{\text{Gas}} - T_u) \quad (4.21)$$

$$\dot{Q}_H = c_p \dot{V} \left(1,22 * 10^4 \frac{M}{\rho} - T_u \right)$$

Hierbei bedeuten

Δh [m]	Überhöhung
\dot{Q}_H [MW]	Äquivalente Wärmeemission
x [m]	Abstand vom Freisetzungsort
u [m/s]	Geschwindigkeit in Freisetzungshöhe
h_s [m]	Freisetzungshöhe
c_p [MWs/m ³]	Spezifische Wärmekapazität
ρ [kg/m ³]	Dichte
\dot{V} [m ³ /s]	Volumenstrom am Austritt
M [kg/mol]	Molare Masse
T_{Gas} [K]	Gastemperatur
T_u [K]	Umgebungstemperatur = 293 K

4.1.2. Integral Modelle

4.1.2.1. Schatzmann

Schatzmann [4.6] hat ein Modell zur Berechnung von Freistrahlen entwickelt, das sowohl für im Vergleich zur Luft dichteneutraler und leichter Gase [4.7] als auch für schwere Gase (z. B. Propan) [4.8] eingesetzt worden ist. Im Bild 4.4 ist das im Modell verwendete Koordinatensystem dargestellt.

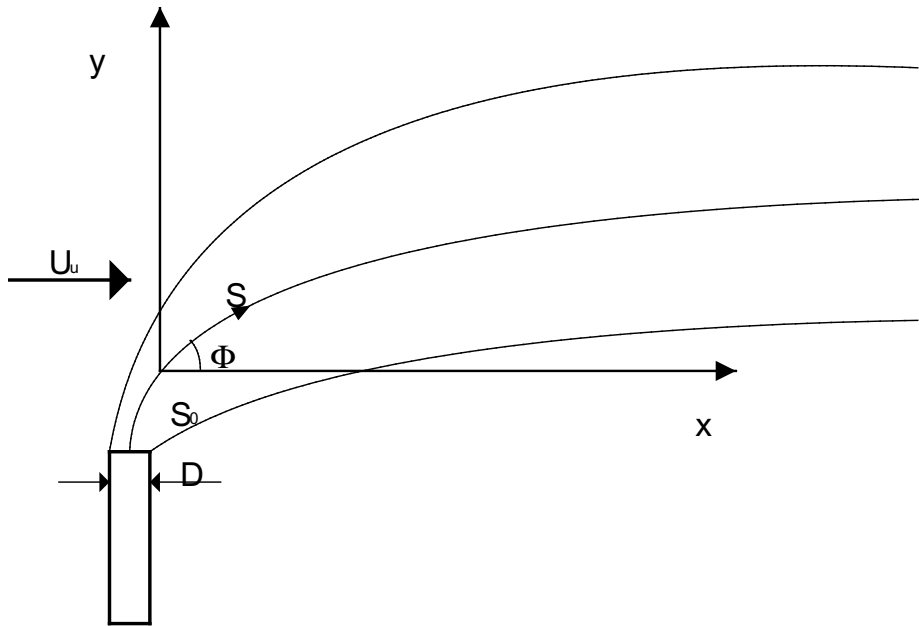


Bild 4.4 Koordinatensystem beim Freistrahlmmodell von Schatzmann

Das Berechnungsmodell für einen axialsymmetrischen Freistrahler wurde aus den Reynoldsgleichungen und den Transportgleichungen für Temperatur und Konzentration hergeleitet. Hierbei wurden verschiedene Vereinfachungen, wie voll turbulente Strömung, axialsymmetrischer selbständlicher Freistrahler, Gauß-Verteilung der Größen innerhalb des Freistrahlers und konstante Anströmgeschwindigkeit eingeführt. Daraus resultiert ein Satz von 5 gewöhnlichen gekoppelten Differentialgleichungen:

Massenbilanz

$$\frac{d}{ds}(\rho_\infty u^* b^2) + 2b^2 u_\infty \cos \Phi \frac{d\rho_\infty}{ds} + \lambda^2 \frac{d}{ds}(u_\infty \cos \Phi \rho^* b^2) + \frac{\lambda^2}{\lambda^2 + 1} \frac{d}{ds}(\rho^* u^* b^2) = 2\rho_\infty E \quad (4.22)$$

Impulsbilanz in s-Richtung

$$\frac{d}{ds} \left\{ u^* b^2 \left[u^* \left(0,5\rho_\infty + \frac{\lambda^2}{2\lambda^2 + 1} \rho^* \right) + u_\infty \cos \Phi \left(\rho_\infty + \frac{\lambda^2}{\lambda^2 + 1} \rho^* \right) \right] \right\} - \lambda^2 b^2 \rho^* g \sin \Phi \quad (4.23)$$

Gleichung für den Winkel Φ

$$\frac{d\Phi}{ds} = \frac{\lambda^2 b^2 \rho^* g \cos \Phi + u_\infty \rho_\infty E \sin \Phi + \frac{\sqrt{2}}{\pi} c_D \rho_\infty b u_\infty^2 |\sin \Phi| \sin \Phi}{b^2 u^{*2} \left(0,5 \rho_\infty + \frac{\lambda^2}{2\lambda^2 + 1} \rho^* \right) + b^2 u^* u_\infty \cos \Phi \left(\rho_\infty + \frac{\lambda^2}{\lambda^2 + 1} \rho^* \right)} \quad (4.24)$$

Komponentenbilanz

$$\begin{aligned} \frac{d}{ds} \left[\lambda^2 b^2 \left(u_\infty \cos \Phi \rho_\infty c^* + 0,5 u_\infty \cos \Phi \rho^* c^* + \frac{1}{\lambda^2 + 1} u^* \rho_\infty c^* + \frac{1}{\lambda^2 + 2} u^* \rho^* c^* \right) \right] = \\ - \frac{dc_\infty}{ds} b^2 \left(2u_\infty \cos \Phi \rho_\infty + \lambda^2 u_\infty \cos \Phi \rho^* + u^* \rho_\infty + \frac{\lambda^2}{\lambda^2 + 1} u^* \rho^* \right) \end{aligned} \quad (4.25)$$

Energiebilanz

$$\begin{aligned} \frac{d}{ds} \left[\lambda^2 b^2 \left(u_\infty \cos \Phi \rho_\infty T^* + 0,5 u_\infty \cos \Phi \rho^* T^* + \frac{1}{\lambda^2 + 1} u^* \rho_\infty T^* + \frac{1}{\lambda^2 + 2} u^* \rho^* T^* \right) \right] = \\ - \frac{dT_\infty}{ds} b^2 \left(2u_\infty \cos \Phi \rho_\infty + \lambda^2 u_\infty \cos \Phi \rho^* + u^* \rho_\infty + \frac{\lambda^2}{\lambda^2 + 1} u^* \rho^* \right) \end{aligned} \quad (4.26)$$

Die Aufweitung des Freistrahls mit zunehmender Lauflänge s wird durch eine sogenannte Entrainment Funktion E beschrieben. Hier sind mehrere Ansätze bekannt. Schatzmann verwendet

$$E = u^* b \frac{0,057 - 0,67 \frac{\rho^* g b \sin \Phi}{u^{*2} \rho_\infty}}{1 + 5 \frac{u_\infty}{u^*} \cos \Phi} \left(1 + 2 \frac{u_\infty}{u^*} \sin \Phi \right) \quad (4.27)$$

Teixeira-Miranda [4.17] haben den folgenden Ansatz entwickelt, der gegenüber der Formulierung von Schatzmann in einigen Fällen Vorteile bringen soll [4.18]:

$$E = u^* b \varepsilon$$

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3}{\varepsilon_n}$$

$$\varepsilon_1 = - \left[\left(\lambda^2 - 0,5 + (4\lambda^2 + 1) \frac{u_\infty}{u^*} \cos \Phi \right) \frac{1}{\lambda^2 + 1} + 3 \frac{u_\infty^2}{u^{*2}} \cos^2 \Phi \right] \frac{\lambda^2 \sin \Phi}{Fr^2}$$

$$\varepsilon_2 = - \left(1,25 + 1,5 \frac{u_\infty}{u^*} \cos \Phi \right) \frac{c_d \sqrt{2} u_\infty^3}{\pi u^{*3}} \sin^2 \Phi |\sin \Phi|$$

$$\varepsilon_3 = \frac{3K}{b u^*} \left(0,5 + \frac{u_\infty}{u^*} \cos \Phi \right) \quad (4.28)$$

$$K = 0,019 b u^* \left(1 + 4,5 \frac{u_\infty}{u^*} |\sin \Phi| \right)$$

$$\varepsilon_n = \left(1 + \frac{u_\infty}{u^*} \cos \Phi \right) \left(1 + 3 \frac{u_\infty}{u^*} \cos \Phi \right) \left(0,5 + \frac{u_\infty}{u^*} \cos \Phi \right) + \left(1,25 + 1,5 \frac{u_\infty}{u^*} \cos \Phi \right) \frac{u_\infty^2}{u^{*2}} \sin^2 \Phi$$

Die Anfangsgeschwindigkeit u_j des Freistrahls an der Austrittsstelle mit der Fläche A_e wird unter Berücksichtigung der Massen- und Impulserhaltung nach Entspannung auf Umgebungsdruck berechnet. Der Massenstrom \dot{m}_j und der Druck im Austrittsquerschnitt p_e berechnet sich aus den Beziehungen zur Massenstromberechnung bei Gasen.

$$\begin{aligned} \dot{I}_j &= \dot{m}_j u_e + A_e (p_e - p_\infty) \\ u_j &= \frac{\dot{I}_j}{\dot{m}_j} \end{aligned} \quad (4.29)$$

Aus der Bernoullischen Gleichung lassen sich dann die Dichte und damit der Durchmesser am Anfang des Freistrahls berechnen:

$$\begin{aligned} \rho_j &= \frac{2 \kappa p_\infty}{2 \kappa \tilde{R} T - (\kappa - 1) u_j^2} \\ d_j &= \sqrt{\frac{4 \dot{m}_j}{\pi \rho_j u_j}} \end{aligned} \quad (4.30)$$

Das Freistrahlmmodell ist als so genanntes Einstoff-System formuliert, wobei die Temperatur des äquivalenten Kalt- oder Warmluftstrahl mit der individuellen Gaskonstante für Luft R_L berechnet wird.

$$T_j = \frac{p_\infty}{\rho_j \tilde{R}_L} \quad (4.31)$$

Um die gewöhnlichen Differentialgleichungen mit einem Runge-Kutta-Verfahren lösen zu können, müssen die Anfangswerte am Ende der Kernzone (Punkt s_0) bekannt sein. Die Kernzone ist das Strömungsgebiet direkt nach dem Austrittspunkt, in dem z. B. eine Expansion der Strömung auf Umgebungsdruck stattfindet. Die Länge der Kernzone wurde empirisch bestimmt [4.6]:

$$s_0 = D \left(6,2 - 20 \frac{u_\infty}{u_j^*} \right) \quad (4.32)$$

Die benötigten Startwerte werden wie folgt berechnet [4.6]:

$$\begin{aligned} b_0 &= D \sqrt{\frac{u_j^* + u_\infty \cos \Phi}{2(u_j^* + 2u_\infty \cos \Phi)}} \\ u_0^* &= u_j^* \\ c_0^* &= c_j^* \frac{\lambda^2 + 1}{2\lambda^2} \frac{u_j^* + 2u_\infty \cos \Phi}{u_j^* + (\lambda^2 + 1)u_\infty \cos \Phi} \\ T_0^* &= T_j^* \frac{\lambda^2 + 1}{2\lambda^2} \frac{u_j^* + 2u_\infty \cos \Phi}{u_j^* + (\lambda^2 + 1)u_\infty \cos \Phi} \\ \Phi_0 &= \Phi_j \left(1 - 1,22 \frac{u_\infty}{u_j^*} \right) \end{aligned} \quad (4.33)$$

Nachdem die Differentialgleichungen in Strömungsrichtung integriert worden sind, ist die Lage der Freistrahlmittellinie, die Geschwindigkeit, die Temperatur und Konzentration entlang der Linie bekannt. Über die vorausgesetzte Gauß-Verteilung der Größen innerhalb des Freistrahls können die Werte neben der Freistrahlmittellinie berechnet werden:

$$\begin{aligned}
 u - u_{\infty} &= u^* e^{-\left(\frac{r}{b}\right)^2} \\
 T - T_{\infty} &= T^* e^{-\left(\frac{r}{\lambda b}\right)^2} \\
 c - c_{\infty} &= c^* e^{-\left(\frac{r}{\lambda b}\right)^2}
 \end{aligned}
 \tag{4.34}$$

Die verwendeten Variablen und Indizes bedeuten:

Φ [°]	Winkel zwischen Strahlmittellinie und der Waagerechten
u [m/s]	Geschwindigkeit
c [kg/m ³]	Konzentration
T [K]	Temperatur
b [m]	Breitenmaß des Freistrahls
r [m]	Radius
\dot{i} [kg m/s ²]	Impulsänderung
\dot{m} [kg/s]	Massenstrom
A_e [m ²]	Austrittsfläche
p_e [Pa]	Druck im Austrittsquerschnitt
κ [-]	Isentropenexponent
\tilde{R} [J/(kg K)]	Individuelle Gaskonstante
d_j [m]	Durchmesser am Anfang des Freistrahls
s_0 [m]	Länge der Kernzone
D [m]	Austrittsdurchmesser
g [m/s ²]	Erdbeschleunigung = 9,81 m/s ²
$()_j$	Werte an der Austrittsstelle
c^*, u^*, T^*, ρ^*	$c - c_{\infty}$; $u - u_{\infty}$; $T - T_{\infty}$; $\rho - \rho_{\infty}$
λ	Verhältnis von Massen- zu Impulsausbreitung = 1,16
c_D	Widerstandsbeiwert = 2,5

Das Modell von Schatzmann kann für die Berechnung von Freistrahlen in ruhender und bewegter Atmosphäre (Windgeschwindigkeit > 0) eingesetzt werden. Es wird aber davon ausgegangen, dass die Windgeschwindigkeit konstant ist und die Turbulenz der Außenströmung keinen Einfluss auf den Freistrahler hat.

4.1.2.2. Weitere Integralmodelle

In Deutschland werden noch andere Integralmodelle wie AEROPLUME, PHAST oder EFFECTS verwendet, die in Programmpaketen für Störfallauswirkungsbetrachtungen integriert sind. Die aktuell verwendeten Gleichungssysteme für AEROPLUME und PHAST sind nicht veröffentlicht worden und können daher nicht dargestellt werden. Die Beschreibung älterer Versionen von AEROPLUME der Firma HGSystem und TECJET von DNV sind [4.9] und [4.10] zu entnehmen. In der Programmbeschreibung von EFFECTS wird auf das Yellow Book [4.16] verwiesen, in dem aber mehrere Modelle diskutiert werden und somit eine eindeutige Zuordnung nicht möglich ist.

Mit dem Programmpaket FRED wurden auch in einer Veröffentlichung des DVGW [4.11] die explosionsgefährdeten Bereiche an Ausblaseöffnungen von Leitungen zur Atmosphäre an Gasanlagen berechnet.

4.1.3. Vergleich mit experimentellen Untersuchungen

Bei den im Folgenden dargestellten experimentellen Untersuchungen handelt es sich ausschließlich um Messungen in Windkanälen.

4.1.3.1. Senkrechter Freistrah in ruhender Umgebung

Birch u.a. [4.12] haben senkrechte Freistrahle in ruhender Umgebung vermessen. Es wurden die folgenden Randbedingungen angegeben:

Gas:	Erdgas
Molare Masse:	17,32 g/mol
$\frac{\rho_0}{\rho_\infty}$ mit ρ_∞ bei 15°C, 1,013 bar	0,5991
κ	1,35
Durchmesser	2,7 mm
Druck Fall 1	1,14 bar _{abs}
Druck Fall 2	3,5 bar _{abs}
Ausflussziffer	0,85

Für die Berechnung verwendete Größen	
Gastemperatur:	268 K
Umgebungstemperatur:	288 K
Massenstrom bei 1,14 bar:	0,000684 kg/s
Massenstrom bei 3,5 bar:	0,004 kg/s

Für die Berechnungen können bei der Unterschallströmung des Testfalls 1 die Modelle von Rodi und Schatzmann eingesetzt werden. Die Berechnung der Überschallströmung (Testfall 2) kann aufgrund der Einschränkung des Gültigkeitsbereiches des empirischen Modells nur noch mit dem Modell von Schatzmann durchgeführt werden. In den folgenden beiden Bildern 4.5 und 4.6 sind die gemessenen Konzentrationen (Volumenanteile) der Freistrahle für die beiden Fälle im Vergleich zu den Berechnungen dargestellt.

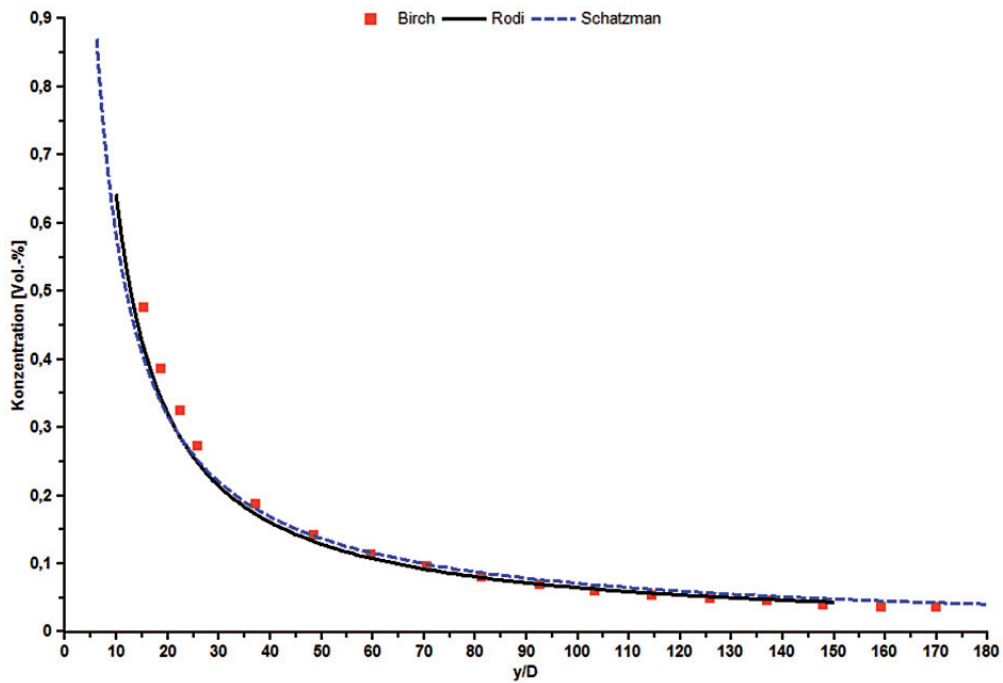


Bild 4.5: Testfall 1 Unterschallströmung

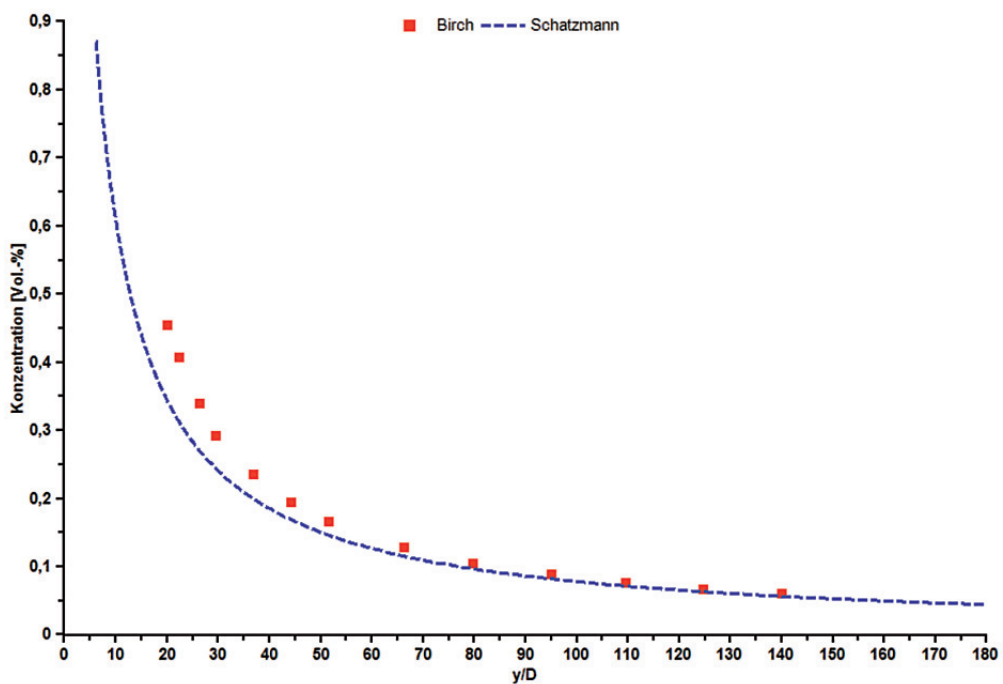


Bild 4.6: Testfall 2 Überschallströmung

Keagy und Weller [4.13] haben senkrechte Freistrahle mit Stickstoff, Kohlendioxid und Helium in ruhender Umgebung unter folgenden Randbedingungen vermessen:

Gase:	Helium, Stickstoff, Kohlendioxid
Molare Masse: Helium	4 g/mol
Stickstoff	28 g/mol
Kohlendioxid	44 g/mol
Austrittsgeschwindigkeit:	122 m/s
Durchmesser	3,14 mm

Für die Berechnung verwendete Größen	
Gastemperatur:	288 K
Umgebungstemperatur:	288 K
Massenströme: Helium:	0,00016 kg/s
Stickstoff:	0,00112 kg/s
Kohlendioxid:	0,00176 kg/s

In den folgenden Bildern 4.7 bis 4.9 sind die Konzentrationen der Freistrahle für die drei Stoffe dargestellt. Bei Helium und Stickstoff können die Modelle von Rodi und Schatzmann eingesetzt werden. Kohlendioxid hat eine etwas größere Dichte als Luft und daher kann das empirische Modell hier nicht angewendet werden.

Beim Helium Freistrahle überschätzt das Modell von Rodi die Konzentration deutlich, während beim Stickstoff-Strahl eine gute Übereinstimmung erzielt wird. Daraus kann geschlossen werden, dass das Modell eher für dichteneutrale Gase eingesetzt werden sollte, aber immer eine konservative Abschätzung ergibt. Die Ergebnisse des Integralmodells von Schatzmann ergibt in allen drei Fällen eine gute Übereinstimmung.

4. FREISTRABL EINES GASES

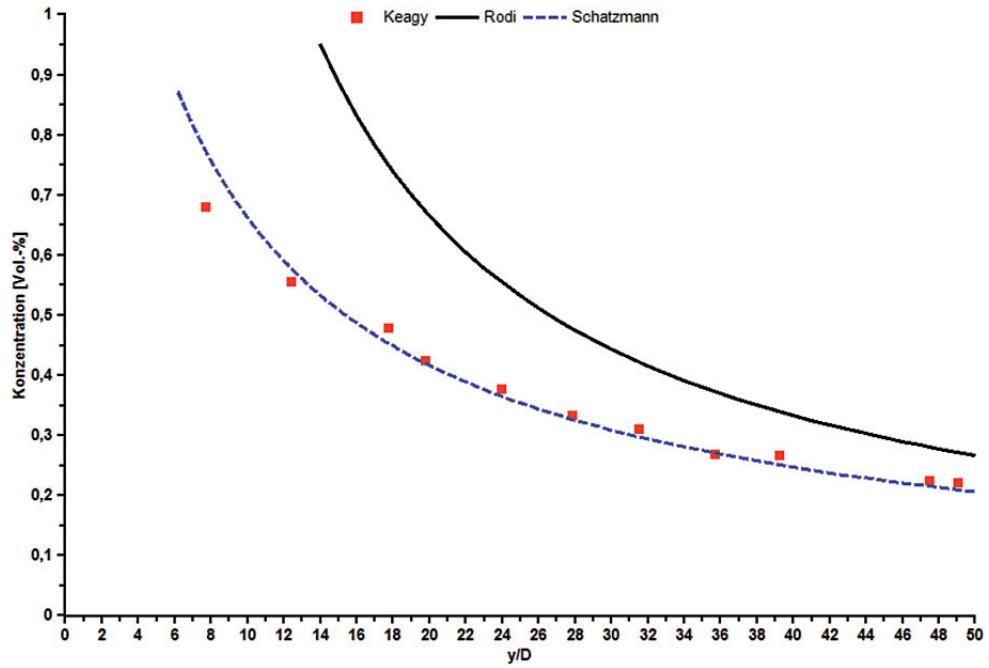


Bild 4.7: Senkrechter Helium Freistrahel ohne Queranströmung

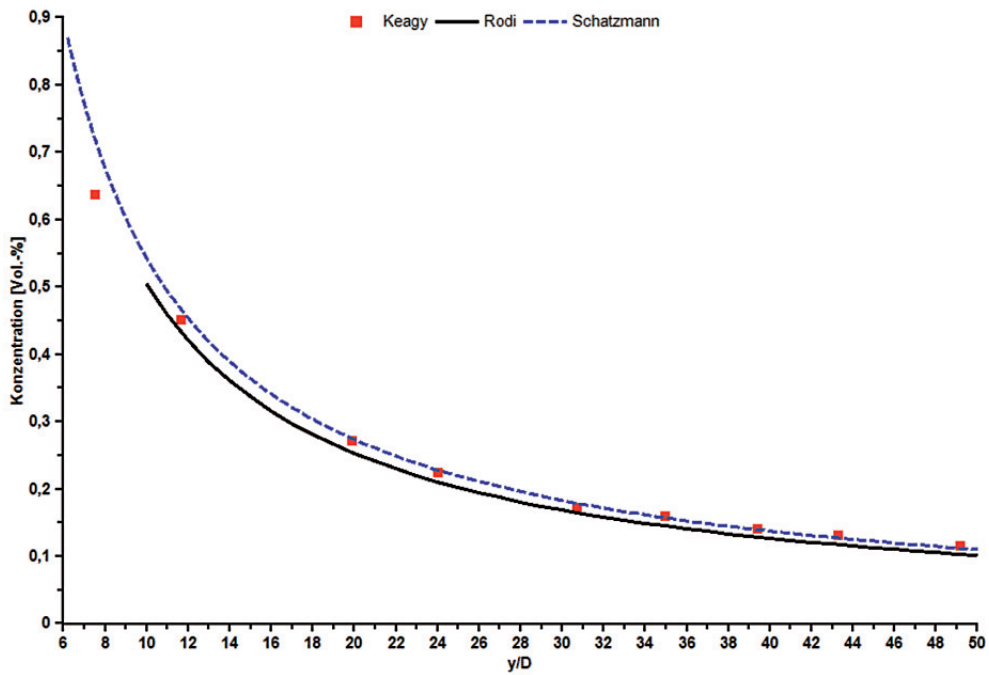


Bild 4.8: Senkrechter Stickstoff Freistrahel ohne Queranströmung

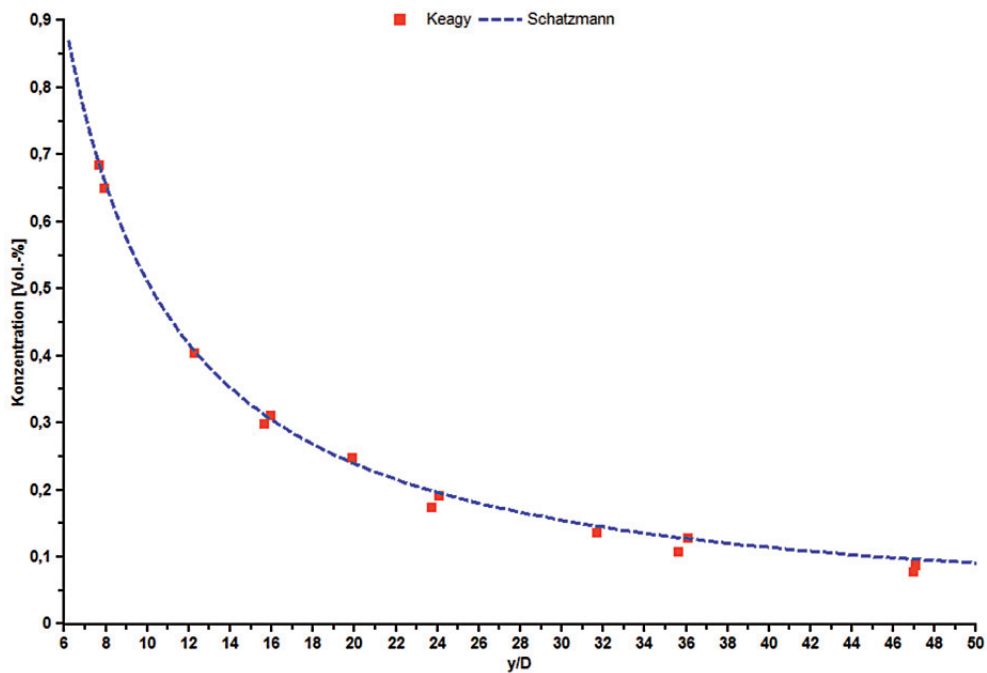


Bild 4.9: Senkrechter Kohlendioxid Freistrahls ohne Queranströmung

4.1.3.2. Waagerechter Freistrahls mit turbulenter Außenströmung

Fink [4.14] hat einen waagerechten Luft-Strahl in eine turbulente Luftströmung gleicher Richtung strömen lassen, wobei der Turbulenzgrad der Außenströmung variiert worden ist. Es wurde die Geschwindigkeit des Freistrahls in Abhängigkeit von der Strömungslänge gemessen.

Für die Experimente sind die folgenden Randbedingungen angegeben worden:

Gas:	Luft
Windgeschwindigkeit U:	7 m/s
Verhältnis Austrittsgeschwindigkeit V zu Windgeschwindigkeit U	3,1
Turbulenzgrad der Außenströmung	1 % und 4 %
Durchmesser	6 mm

Für die Berechnung verwendete Größen	
Gastemperatur:	288 K
Umgebungstemperatur:	288 K
Massenstrom:	0,0007 kg/s

Da es sich bei diesem Testfall um einen waagerechten Freistrah in eine parallele Außenströmung handelt, können die empirischen Modelle von Rodi bzw. Hoehne und Luce nicht eingesetzt werden. Im Bild 4.10 sind die Messungen der Geschwindigkeit auf der Freistrahlmittellinie für zwei Turbulenzgrade der Außenströmung im Vergleich zu Berechnungen mit dem Schatzmann Modell dargestellt. Die Berechnungen liefern im Vergleich zu den Messungen eher konservative Ergebnisse. Da im Schatzmann Modell die Turbulenz der Außenströmung nicht berücksichtigt wird, wird im Vergleich zu den Messungen mit größerem Turbulenzgrad eine zu geringe Einmischung von Luft in den Strahl und damit eine geringere Geschwindigkeitsabnahme berechnet. Bei der Verwendung der Entrainment Funktion von Teixeira-Miranda ist die Einmischung in den Strahl zu gering. In den bisher durchgeführten Berechnungen ergaben sich vernachlässigbare Unterschiede zwischen den beiden Entrainment-Modellen. Im vorliegenden Fall ist der Schatzmann-Ansatz vorzuziehen und wird daher auch für die weiteren Berechnungen verwendet.

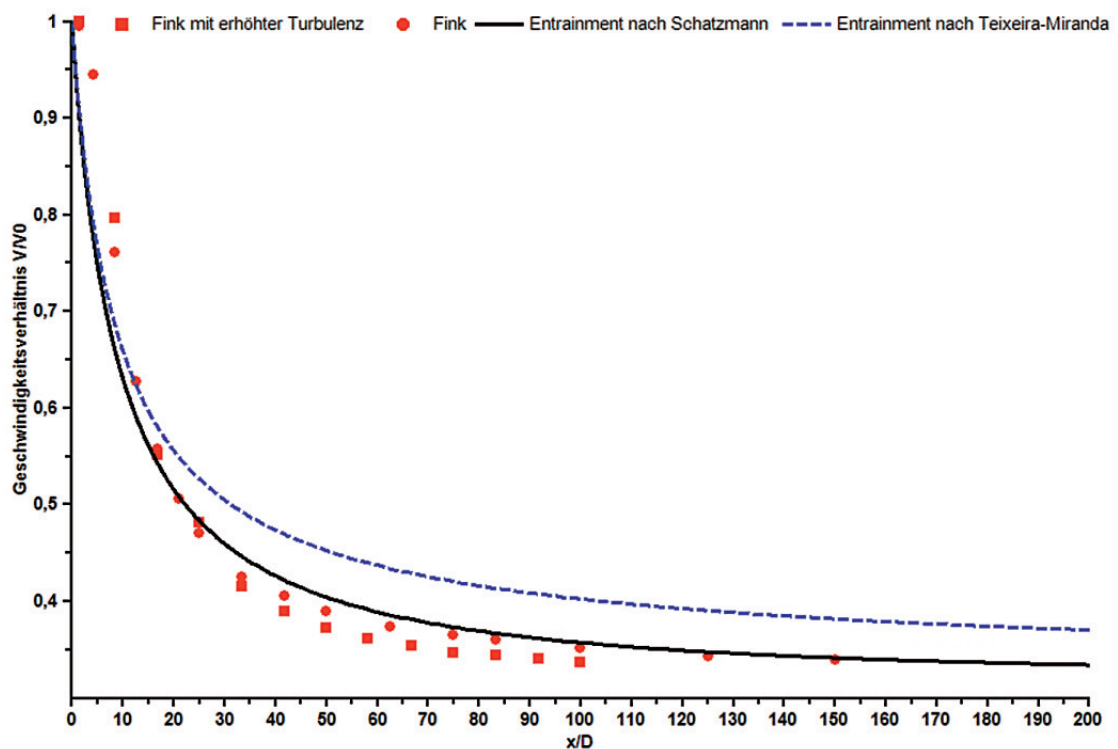


Bild 4.10: Freistrahlgeschwindigkeit bezogen auf die Austrittsgeschwindigkeit

4.1.3.3. Senkrechter Freistrah mit Seitenwind

Hoehne und Luce [4.3] haben senkrechte Freistrahle mit Seitenwind für verschiedene Kohlenwasserstoffe vermessen. Das Verhältnis der Austrittsgeschwindigkeit zu Windgeschwindigkeit wurde hierbei in einem weiten Bereich variiert, wobei die Austrittsgeschwindigkeit maximal die Schallgeschwindigkeit erreicht hat. Für Butan und Methan werden im Folgenden Vergleichsrechnungen durchgeführt.

Gas:	Butan
Molare Masse:	58.12 g/mol
Verhältnis Austrittsgeschwindigkeit V zur Windgeschwindigkeit U	24,3
Durchmesser	3,18 mm
Gastemperaturen (Cold Jet, für $T_0 \leq 366$ K)	2 °C – 22°C
Dichteverhältnisse zur Umgebungsluft	2.02 – 2.15

Für die Berechnung verwendete Größen	
Gastemperatur:	293 K
Umgebungstemperatur:	288 K
Windgeschwindigkeit Uu:	5 m/s
Massenstrom:	0,00242 kg/s

Im Bild 4.11 ist der Verlauf der Strahlmittellinie und im darauf folgenden Bild 4.12 die Konzentrationsverteilung (Volumenanteil) der maximalen Freistrahlkonzentration für das empirische Modell von Hoehne / Luce und für das Integralmodell von Schatzmann dargestellt.

Das Modell von Hoehne / Luce zeigt erwartungsgemäß eine gute Übereinstimmung mit den Messungen, das es an diese angepasst worden ist. Es ist aber festzustellen, dass die Freistrahllhöhe überschätzt wird, was im Zusammenhang mit einer impulsfreien Ausbreitungsberechnung für toxische Gase keine konservative Abschätzung ist. Das Integralmodell von Schatzmann ergibt eher konservative Ergebnisse mit etwas zu großen Konzentrationen und einer geringeren Überhöhung.

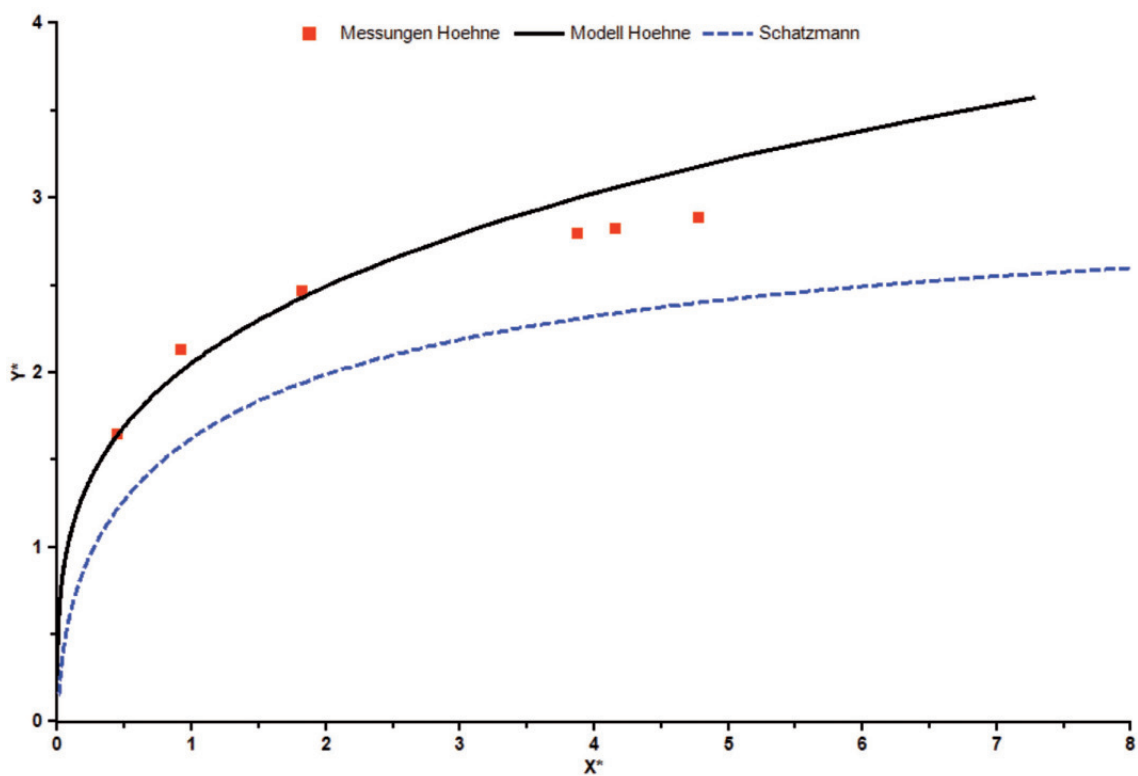


Bild 4.11: Mittellinie des Butan-Freistrahls

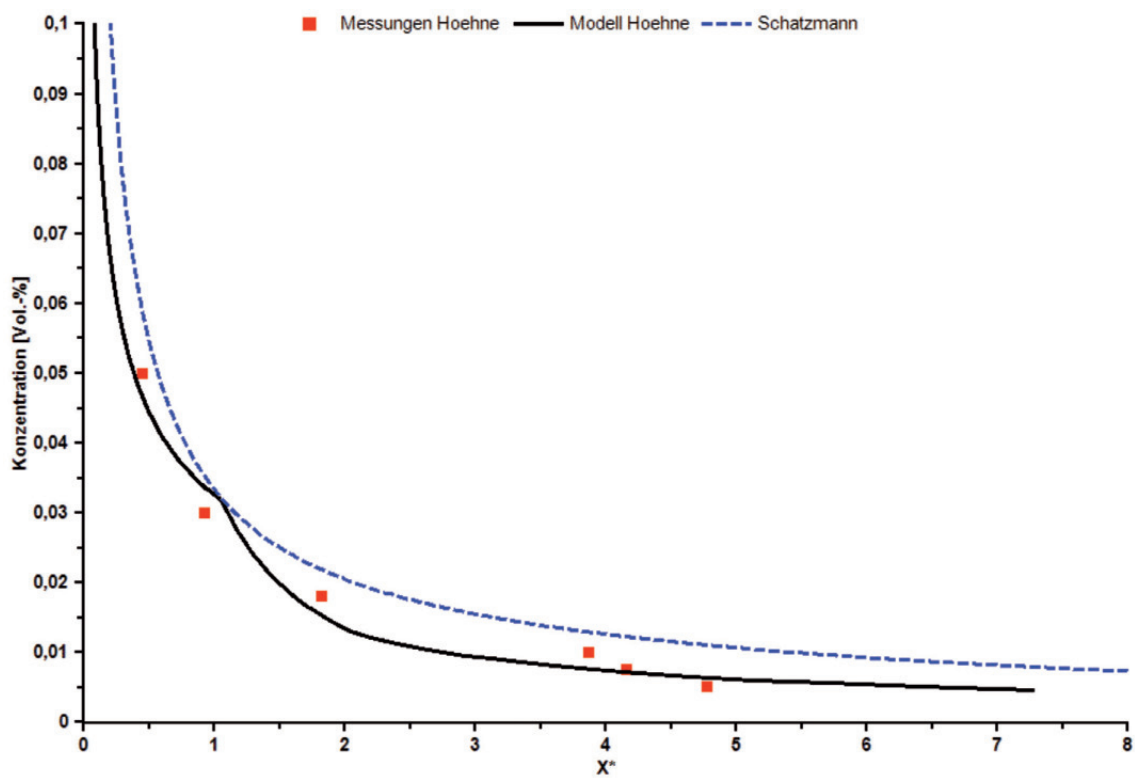


Bild 4.12: Konzentrationsverteilung auf der Mittellinie des Freistrahls

Für Methan sind von Hoehne und Luce nur die normierten Messergebnisse c^* über s^* und y^* über s^* aus mehreren Messreihen veröffentlicht worden. In den Messreihen wurden das Verhältnis Austrittsgeschwindigkeit zu Windgeschwindigkeit, die Gastemperatur, der Durchmesser der Düse und die Gastemperatur variiert (siehe folgenden Tabelle).

Gas:	Methan
Molare Masse:	16,04 g/mol
Verhältnis Austrittsgeschwindigkeit V zu Windgeschwindigkeit U	13 – 71
Durchmesser	3,18 mm
Gastemperaturen (Cold Jet, für $T_0 \leq 366$ K)	-14 °C – 17°C
Dichteverhältnisse zur Umgebungsluft	0,56 – 0,62

Für die Berechnung verwendete Größen	
Gastemperatur:	273 K
Umgebungstemperatur:	288 K
Windgeschwindigkeit U_u :	3 m/s
Massenströme: Fall 1: $V/U = 13$ Fall 2: $V/U = 71$	0,00022 kg/s 0,00122 kg/s

Für die in der Tabelle aufgeführten Berechnungsparameter, die sich in den gemessenen Bereichen befinden, sind die in den folgenden beiden Bildern 4.13 und 4.14 dargestellten Berechnungen durchgeführt worden. Hierbei wurde festgestellt, dass auch bei den Berechnungen mit dem Modell von Schatzmann mit unterschiedlichem Verhältnissen der Austrittsgeschwindigkeit zur Windgeschwindigkeit aufgrund der normierten Auftragung die Berechnungsergebnisse zusammenfallen.

4. FREISTRABL EINES GASES

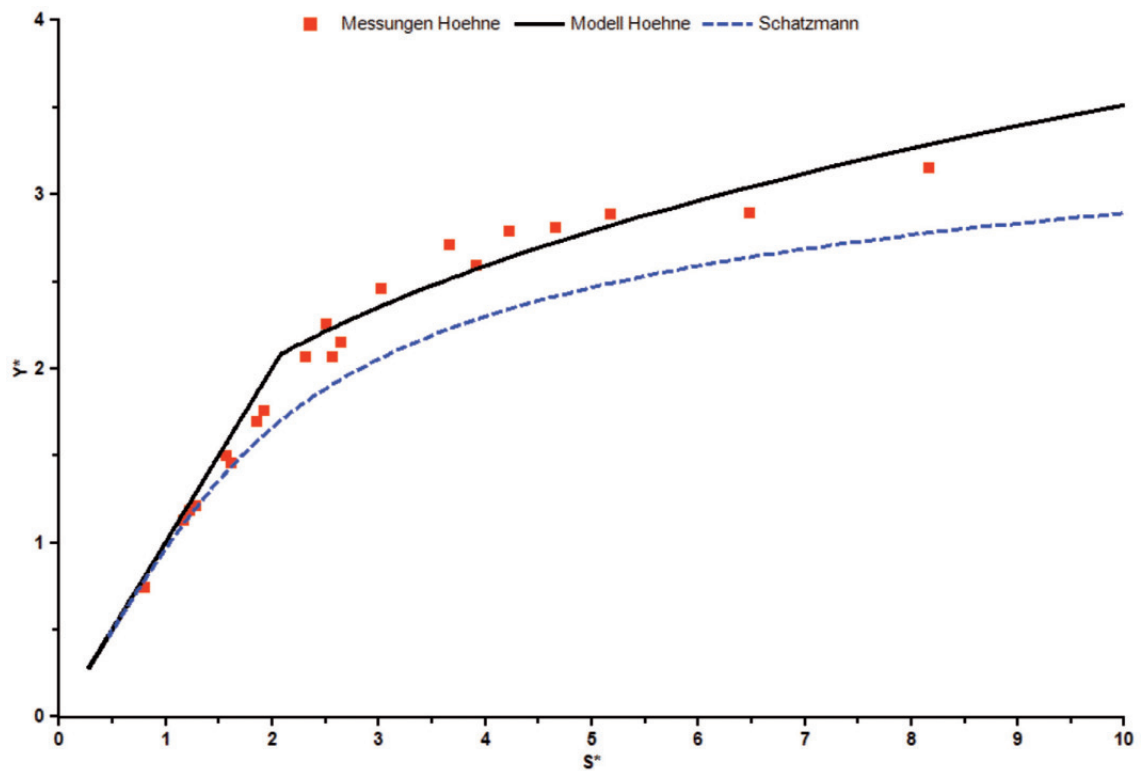


Bild 4.13: Verlauf der Strahlmittellinie beim senkrechten Methan Freistrah

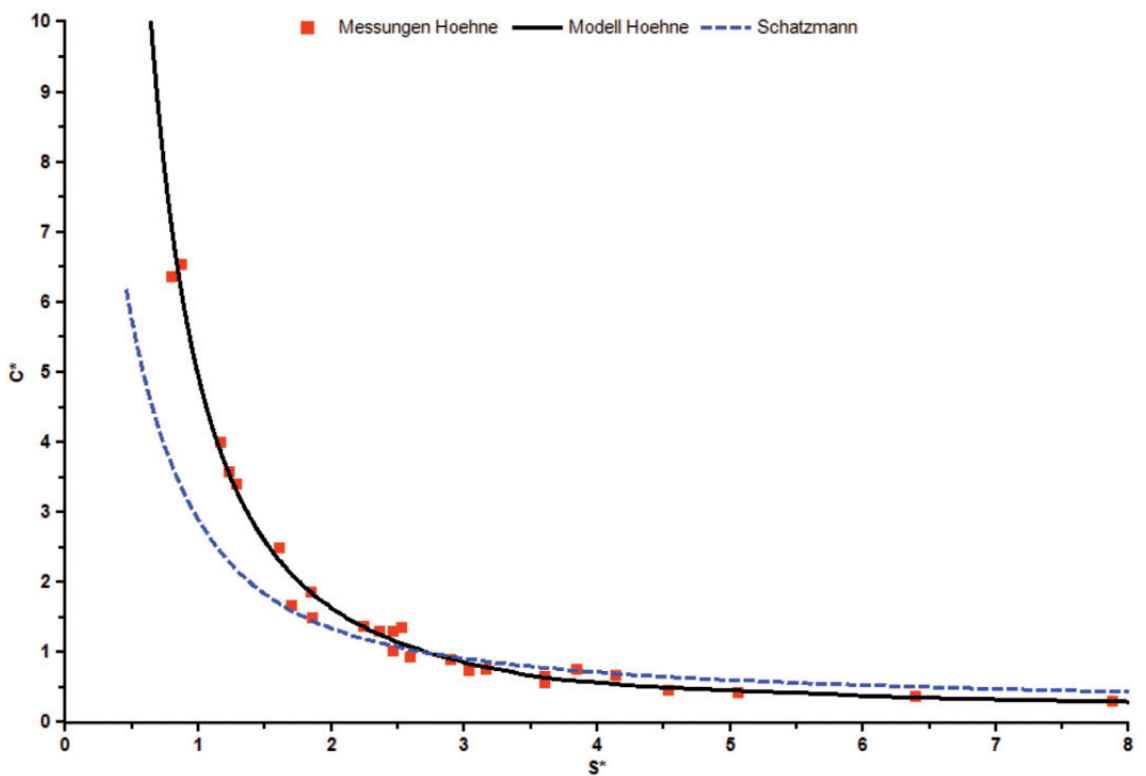


Bild 4.14: Verlauf der Konzentration auf der Strahlmittellinie beim senkrechten Methan Freistrah

Bei dem Freistrahle mit einem leichten Gas wird der Verlauf der Strahlmittellinie beim empirischen Modell von von Hoehne / Luce besser getroffen als bei Butan. Das Schatzmann Modell liefert wieder etwas zu geringe Höhen im Vergleich zu den Messungen. Während beim Butan Freistrahle das Schatzmann Modell über die gesamte Freistrahllänge zu hohe Konzentrationen berechnet hat, liegt bei Methan für größere Entfernungen eine gute Übereinstimmung mit den Messungen vor.

4.1.3.4. Schwergasfreistrahle mit Seitenwind

Donat [4.15] hat Freistrahle mit Seitenwind für verschiedene Gasgemische, die schwerer als Luft sind, vermessen. Hierbei wurden unter anderem die Dichte der Gase und der Austrittswinkel variiert. Durch den Einbau von Rauigkeitselementen in den Windkanal wurden drei Grenzschichtströmungen mit unterschiedlichen Geschwindigkeitsprofilen erzeugt. Die Geschwindigkeitsprofile wurden an das Potenzgesetz angepasst:

$$\frac{u}{u(h_s)} = \left(\frac{y}{h_s} \right)^n \quad (4.35)$$

Es wurde Exponenten n für ebenes Grasland ($n=0,16$), für vorstädtisches Gelände ($n=0,21$) und für städtische Bebauung ($n=0,28$) realisiert.

Die Experimente 1 und 2 wurden mit Kohlendioxid unter den in der folgenden Tabelle aufgeführten Randbedingungen durchgeführt. Es wurden Konzentrationsprofile und der Konzentrationverlauf in Bodennähe in einer Höhe von 5,8 mm gemessen.

Gas:	Kohlendioxid
Molare Masse:	44,01 g/mol
Austrittshöhe h_s	70 mm
Durchmesser	5,8 mm
Austrittsgeschwindigkeit	4,38 m/s
Windgeschwindigkeit an der Austrittsstelle $u(h_s)$	0,84 m/s
Gasdichte	1,88 kg/m ³
Dichte der Luft	1,20 kg/m ³
Verhältnis Gasdichte zur Luftdichte	1,56
Exponent des Geschwindigkeitsprofils n	
Experiment 1:	0,16
Experiment 2:	0,28
Austrittsrichtung	90° (senkrecht)

Für die Berechnung verwendete Größen	
Gastemperatur:	298 K
Umgebungstemperatur:	298 K
Massenstrom:	0,00021 kg/s

In den Bildern 4.15 und 4.16 sind die gemessenen Verläufe der Freistrahlmittellinie und der Konzentration (Volumenanteil) im Vergleich zum Schatzmann-Modell dargestellt. Das Modell berechnet wie auch schon im Testfall Hoehne / Luce eine zu geringe Steighöhe des Freistrahls. Nach Erreichen der maximalen Steighöhe fällt der Freistrah in Richtung Boden. Dies ist darauf zurückzuführen, dass in diesem Modell die Außenturbulenz nicht berücksichtigt wird und bei den in diesem Fall vorliegenden geringen Geschwindigkeitsdifferenzen kaum noch eine Verdünnung des Freistrahls stattfindet. Der Aufschlagpunkt auf den Boden liegt in der Nähe der Messwerte, aber die Konzentration ist um ein vielfaches zu hoch.

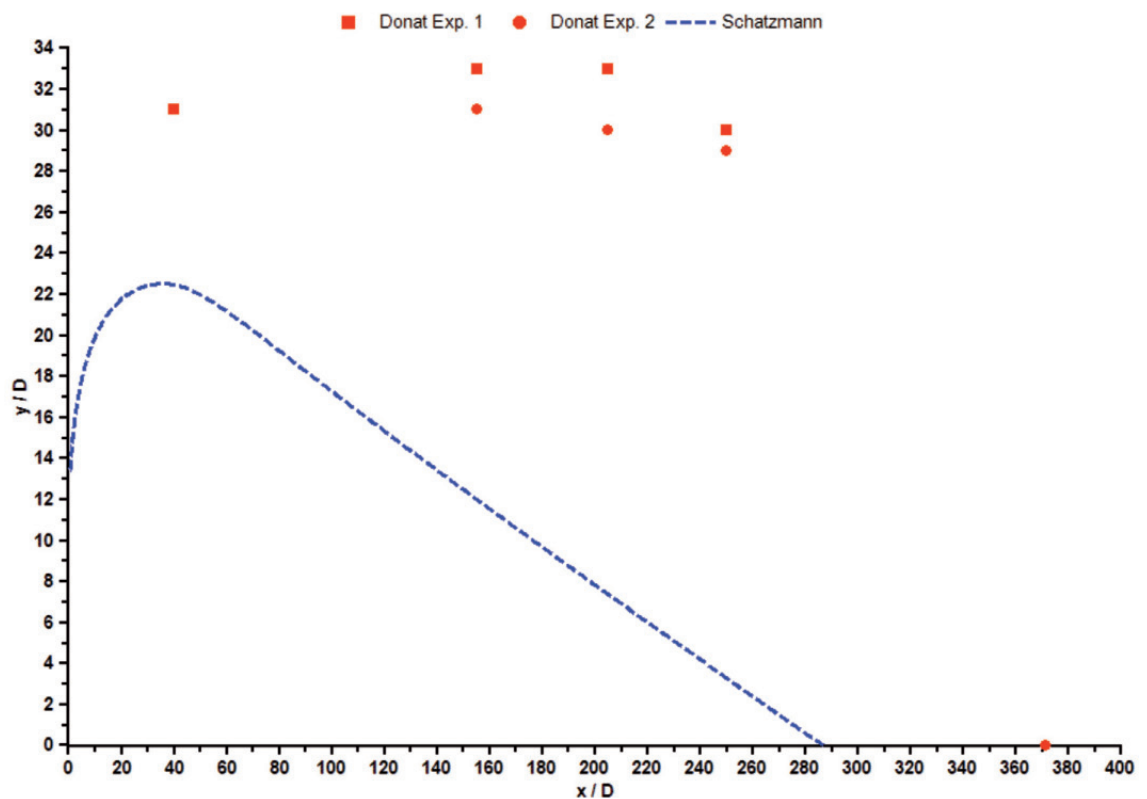


Bild 4.15: Verlauf der Strahlmittellinie beim senkrechten CO_2 Freistrah

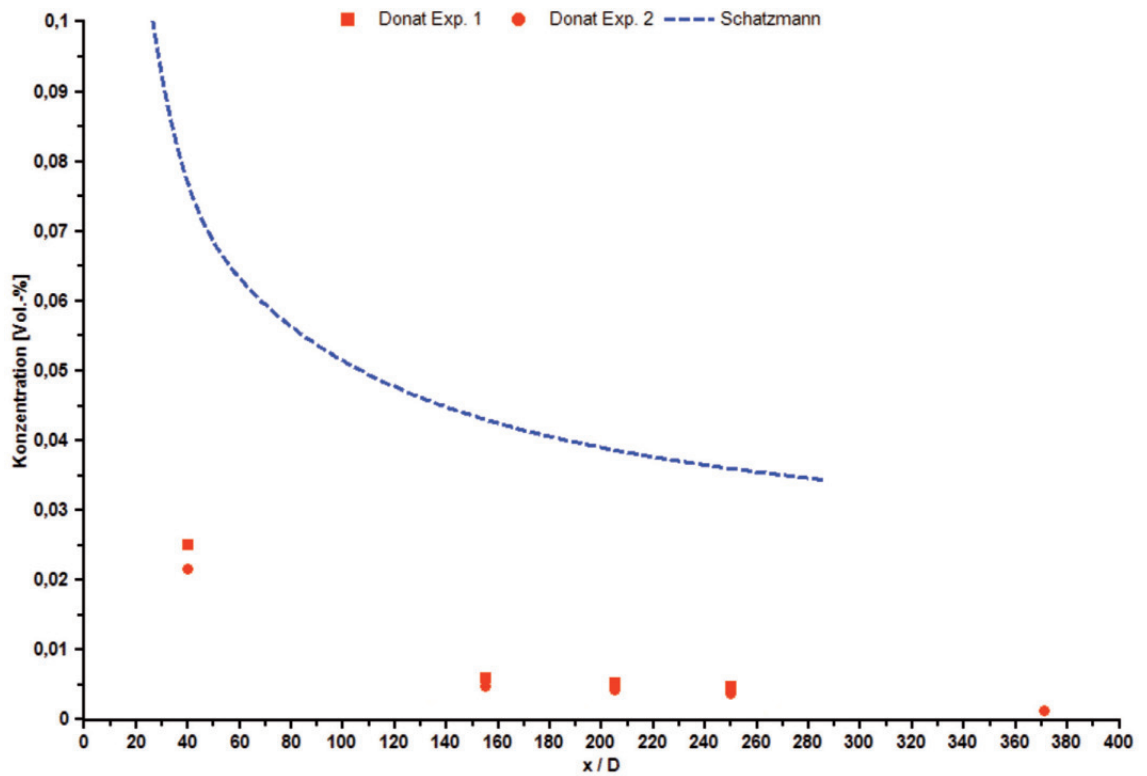


Bild 4.16: Verlauf der Konzentration auf der Strahlmittellinie beim senkrechten CO₂ Freistrah

In der folgenden Tabelle sind die Messungen von Donat im Vergleich zu den Berechnungen mit dem empirischen Modell von Hoot, Meroney und Perterka (HMP) eingetragen. Das Modell berechnet eine etwas zu geringe maximale Steighöhe und eine etwas zu große Entfernung des Maximums vom Freisetzungsort. Gravierender ist aber die zu hohe Konzentration im Scheitelpunkt der Freistrahlmittellinie.

Tabelle 4.1: Vergleich der Berechnungen mit den Experimenten von Donat

	Ys / D [-]	Xs / D [-]	Cs / Cj [Vol.-%]	Xa / D [-]	Ca / Cj [Vol.-%]
Experiment 1	34	158	0,67	582	0,17
Experiment 2	32	158	0,48	371	0,14
HMP	26	180	2,1	751	0,38
Schatzmann	26	40	6,4	340	2,7

4.2. Literatur

- [4.1] VDI-Richtlinie 3783 Blatt 1; Ausbreitung von störfallbedingten Freisetzen – Sicherheitsanalyse, Beuth Verlag GmbH
- [4.2] Chen, C.J. and Rodi, W.: Vertical turbulent buoyant jets – a review of experimental data. The Science and Applications of Heat and Mass Transfer; Pergamon Press; Vol.4, (1980)
- [4.3] V.O. Hoehne, R.C. Luce: The Effects of Velocity, Temperature and Molecular Weight on Flammability Limits in Wind-Blown Jets of Hydrocarbon gases. 35th Midyear Meeting of the American Petroleum Institute's Division of Refining. Vol. 50, 1057-1081 (1970).
- [4.4] Hoot, G.T.; Meroney, R.N.; Peterka, J.A.. Wind tunnel tests of negatively buoyant plumes. Meteorology Laboratory - EPA-650/3-74-003. (1973)
- [4.5] Briggs, G.A.; Plume Rise. TID 25075, Clearinghouse of federal Scientific and Technical Information, Springfield, Virginia (1969)
- [4.6] M. Schatzmann; Auftriebsstrahlen in natürlichen Strömungen – Entwicklung eines mathematischen Modells; Dissertation Uni. Karlsruhe, (1976)
- [4.7] M. Schatzmann; An Integral Model of Plume Rise; Atmospheric Environment Vol. 13, 721-731(1979)
- [4.8] M. Schatzmann; Ausbreitung von Propangas - Freistrahlen aus innenliegenden 1“-Sicherheitsventilen von Behältern nach DIN 4680 / 4681; Gutachten im Auftrag des DVFG; (1990)
- [4.9] Userguide AEROPLUME, HGSystem, www.hgsystem.com/user_guide/aeroplum.html
- [4.10] Havens, J.; Spicer, T. TECJET: An Atmospheric Dispersion Model. Risk Analysis 10, Nr. 3, 459-460.
- [4.11] DVGW Hinweis G 442, Explosionsgefährdete Bereiche an Ausblaseöffnungen von Leitungen zur Atmosphäre an Gasanlagen, (2006).
- [4.12] A.D. Birch D.R. Brown, M.G. Dodson, F. Swaffield: The structure an concentration Decay of High Pressure Jets of Natural Gas. In: Combustion Science and Technology 36, 249-261, (1984)
- [4.13] Keagy, W.R., Weller, A.E.: A Study of Freely Expanding Inhomogeneous Jets. In: Heat Transfer and Fluid Mech. Inst., Vol 2, 89-98, (1949)
- [4.14] L. Fink: Der axialsymmetrische Strahl in einer turbulenten Grundströmung. Sonderforschungsbereich 80 Ausbreitungs- und Transportvorgänge in Strömungen, Universität Karlsruhe, Bericht: SFB 80/ET/21, (1974).
- [4.15] Donat, J.: Windkanalexperimente zur Ausbreitung von Schwergasstrahlen. Dissertation Universität Hamburg (1996).
- [4.16] CPR 14E; Methods for calculation of physical effects (Yellow Book); Committee for the Prevention of Disasters, The Hague (2005)
- [4.17] Teixeira, M. Miranda, P.: On the Entrainment Assumption in Schatzmann's Integral Plume Model. Applied Scientific Research 57. 15-42 (1997)
- [4.18] Schatzmann, M.: persönliche Mitteilung
- [4.19] Giesbrecht, H., Seifert, H., Leuckel, W.: Dispersion of vertical free jets. Heavy Gas and Risk Assessment – II, (Herausgeber: Hartwig, S.), 103-106 (1983)

Freisetzungen aus der Flüssigphase, Flashverdampfung, Aerosole

5.1. Einführung

Wenn Auswirkungen von Leckagen betrachtet werden, sind Leckagen aus der Flüssigphase von besonderem Interesse. Der Massenstrom ist größer als bei Leckagen aus der Gasphase. Durch Verdampfen und Verdunsten von Flüssigkeit können schwere Gaswolken entstehen, deren Auswirkungen – Bereiche mit zündfähigen oder akut toxischen Konzentrationen – deutlich weiter reichen als bei gasförmigen Freisetzungen.

Die Vorgehensweise folgt in etwa diesem Schema:

1. Festlegen der Leckgröße
2. Berechnung des Massenstroms
3. Rechnung der Entspannung auf Umgebungsdruck (Flash)
4. Betrachtung des Verdunstens und Ausregnens von Tröpfchen
5. Verdunsten oder Verdampfen aus einer Lache
6. Freistrahlnrechnung
7. weitere Rechnungen: passive Ausbreitung, Explosionsdrücke etc.

In diesem Beitrag soll die Entspannungsverdampfung und das Verdunsten und Ausregnen von Tröpfchen betrachtet werden (Punkte 5.3 und 5.4).

Bei Leckagen von Flüssigkeiten wird unterschieden, ob die Flüssigkeit unterkühlt oder überhitzt ist. Beide Zustände unterscheiden sich wie folgt:

überhitzt: Temperatur der Flüssigkeit > Siedetemperatur bei Umgebungsdruck

unterkühlt: Temperatur der Flüssigkeit < Siedetemperatur bei Umgebungsdruck

Bei unterkühlten Flüssigkeiten zerfällt der Strahl durch aerodynamische Kräfte nach einer gewissen Strecke in Tropfen. Aus diesen Tropfen verdunstet Flüssigkeit in die Umgebung. Die Tropfen kühlen ab. Das Dampf/Luft-Gemisch hat eine Mischtemperatur, die von der momentanen Flüssigkeitstemperatur, der Verdampfungsenthalpie und der Menge der eingesaugten Luft abhängt.

Es ergibt sich eine Flugbahn des Strahls und der Tropfen, die unterschiedlich sein können. In Abhängigkeit von der Höhe der Leckstelle über dem Boden, der Austrittsrichtung, dem Stoff und der Tropfengröße können Tropfen verdunsten, bevor sie auf den Boden auftreffen. Tropfen, die auf den Boden auftreffen, bilden eine Lache, aus der zeitlich verzögert ein weiterer Anteil verdunstet. Bei diesen Vorgängen entstehen Tropfen unterschiedlicher Größe, die sich in der Flugbahn und dem Ausmaß der Verdunstung unterscheiden.

Bei stärker überhitzten Flüssigkeiten gibt es beim Austritt eine Entspannungsverdampfung (Flash). Die Dampfblasen bewirken ein schnelles und heftiges Aufplatzen des Flüssigkeitsstrahls. Die Flüssigkeitstropfen sind feiner als bei einem Zerfall durch aerodynamische Kräfte.

Dadurch verdunstet ein größerer Anteil als bei wenig überhitzten Flüssigkeiten. Zusammen mit dem Anteil, der bei der Entspannung verdampft, gibt es einen größeren luftgetragenen Quellstrom. Das Ausregnen von Tropfen ist geringer oder findet gar nicht statt.

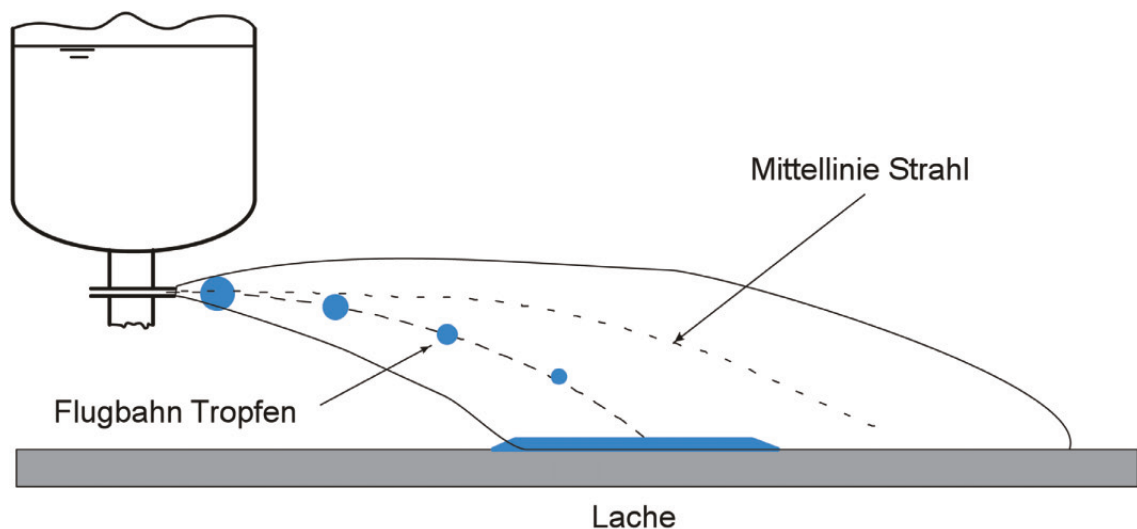


Abb. 5.1: Vorgänge bei einer Leckage

5.2. Experimente

Es gibt viele Versuche zur Zerstäubung von Flüssigkeiten. Die überwiegende Mehrzahl beschäftigt sich mit Zerstäubungsvorgängen in Apparaten, häufig im Zusammenhang mit Dieseleinspritzung und Verbrennungsprozessen. Die Anzahl der Versuche, die sich mit Leckagen von Flüssigkeiten im Freien und dem Ausregnen befassen, ist gering. Folgende Versuche sollen zur Illustration und Validierung vorgestellt werden:

- Center for Chemical Process Safety (CCPS) 1989 – 1991: Wasser, CFC-11 (CFCl_3), Chlor, Monomethylamin, Cyclohexan
- EU STEP 1997: Propan
- Ecole Nationale Supérieure des Mines St. Etienne (ENSM-SE) 2005: Wasser, Butan
- JIP: Cardiff University / INERIS 2005 ff: Wasser, Cyclohexan, Benzin, Butan, Propan

5.2.1. Experimente von CCPS

In den Experimenten wurde folgender Bereich vermessen:

Tab. 5.1: CCPS – Versuchsparameter

Stoff	Wasser	CFCl ₃	Chlor	Methyl-amin	Cyclo-hexan
Siedepunkt [°C] ¹	100	23,72	-34,04	-6,59	80,78
kleinste Temperatur [°C]	105,25	16,45	-28,15	-3,15	64,85
kleinste Überhitzung [K]	6,7	0	9	6	0
Dampfdruck bei kleinster Temperatur [bar _{abs}] ¹	1,22	0,78	1,30	1,18	0,61
kleinster Düsendruck [bar]	1,85	1,618	1,47	1,71	1,4
größte Temperatur [°C]	215,05	81,85	15,85	22,85	124,85
größte Überhitzung [K]	116,1	59,3	53	31	48
Dampfdruck bei größter Temperatur [bar _{abs}] ¹	21,07	5,45	6,03	3,29	3,21
größter Düsendruck [bar]	21,4	5,541	9,79	5,6	5,56
Durchmesser Düse [mm]	3,2 / 6,35 / 12,7	6,35	6,35	6,35 / 12,7	6,35
Kühlgrenztemperatur [°C] ²	5,7	-36,2	-71,7	-51,3	-8,0 ³

¹ berechnet aus Dampfdruckkurve, ² berechnet für Lufttemperatur 20°C, ³ Schmelzpunkt 6,54°C

Überhitzung: Differenz zwischen Temperatur der Flüssigkeit und Siedetemperatur bei Umgebungsdruck

Die Daten sind aus [5.1] entnommen. Die Flüssigkeit wurde unter Stickstoffdruck gehalten und die Leitung vom Behälter zur Düse so kurz wie möglich ausgeführt, um Sieden zu vermeiden. Die Flüssigkeit wurde waagrecht in einer Höhe von 1,22 m freigesetzt. Der Durchmesser der Düse betrug typisch 6,35 mm, bei einzelnen Versuchsreihen auch 3,2 mm und 12,7 mm. Es wurde der Massenstrom aus der Düse bestimmt. Durch Auffangen der Flüssigkeit in Wannen wurde eine Auffangrate pro Experiment ermittelt. Dabei wurde nicht nach dem Ort des Auftreffens unterschieden. Bei den Versuchen mit Wasser und CFCl₃ wurden in separaten Experimenten Tropfengrößenverteilungen bestimmt. Eine Auswertung der Tropfengrößenverteilung in Bezug auf das Ausregnen wurde nicht durchgeführt. Der experimentell beobachtete Anteil an ausgeregneter Flüssigkeit (Capture Efficiency), aufgetragen über der Überhitzung (Liquid Superheat), ist in Abb 5.1 abgebildet. Der ausgeregnete Anteil nimmt ab mit zunehmender Überhitzung. Das Ausmaß des Ausregnens hängt in der gewählten Darstellung vom jeweiligen Stoff ab.

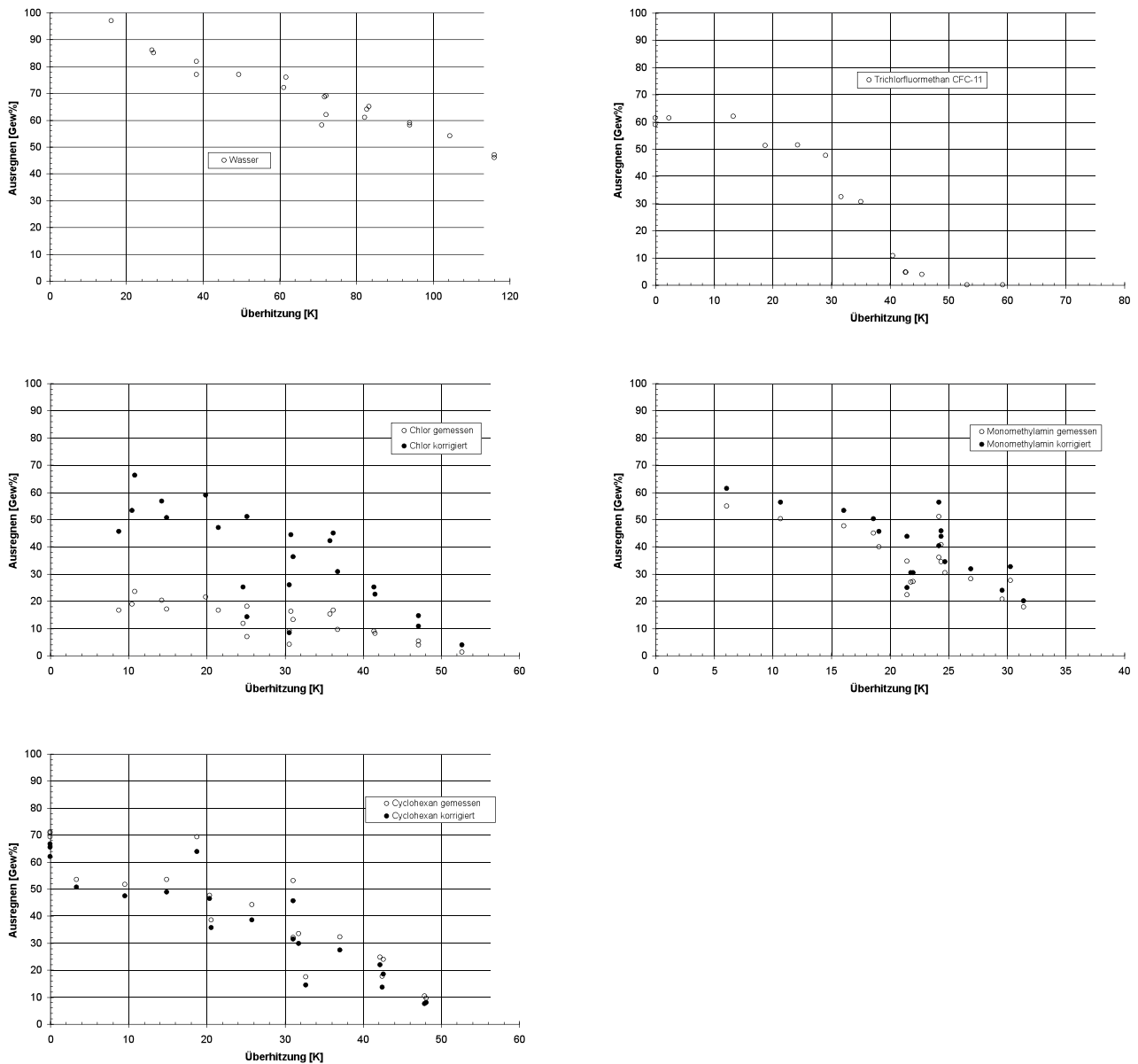


Abb. 5.2: Versuche von CCPS, ausgeregener Anteil

5.3. Experimente im Rahmen von STEP

Die Versuche wurden durchgeführt am „Commissariat a l’Energie Atomique Direction des Reacteurs Nucleaires, Departement de Thermohydraulique et Physique, Service de Thermohydraulique pour les Applications Industrielles“ in Grenoble im Rahmen des EU-Projektes „Flashing flow through and out of a breach of a pressurized vessel containing liquefied gas“ [5.2].

Die Versuchseinrichtung bestand aus einem Vorratsgefäß, das 8,8 l Propan (99,5% Propan, 0,5% Butan) unter Sättigungsdruck enthält. Das Propan wurde über eine senkrecht nach unten gerichtete Leitung (Länge 0,66 m, Durchmesser 12 mm) in einen 2,5 m³ großen, evakuierten Expansionsbehälter entspannt. Die Größe war so bemessen, daß der Druck im Expansionsbe-

hälter nicht über 1 bar_{abs} anstieg. An einem Paar von 200 mm langen Fenstern am Eintritt der Leitung in den Expansionsbehälter wurde der Strahl mit einer Hochgeschwindigkeitskamera (100 Bilder/s) aufgenommen und die Teilchengeschwindigkeit und –größenverteilung mit einem Phase Doppler Particle Analyzer (PDPA) gemessen.

Tab. 5.2: STEP – Versuchsparameter

Druck [bar]	5	11	17
Siedetemperatur [°C] ¹	1,86	30,93	49,77
Überhitzung [K] ¹	44,17	73,24	92,08
Düsendurchmesser [mm]	2 / 5 / 8		

¹ berechnet aus Dampfdruckkurve, Siedetemperatur bei 1 bar abs –42,31°C

Die Größen wurden auf der Strahlachse in einem Abstand von 30, 60 und 95 mm von der Düse gemessen. Messungen mit größeren Düsendurchmessern, bei hohen Drücken und nahe an der Düse waren sehr schwierig und teilweise unmöglich wegen der hohen Tropfenkonzentration. Mit dem Düsendurchmesser 8 mm wurden nur bei 5 bar und 95 mm Abstand – 1 Parametersatz von 9 - gute Ergebnisse erhalten. Die Parameter sind in den Tabellen 1 – 3 zusammengefaßt.

Tab. 5.3: STEP – Messungen auf Achse, Düse 2 mm

p ₁ [bar]	5			11			17		
x [mm]	30	60	95	30	60	95	30	60	95
V _m [m/s]	41,85	25,87	17,25	34,39	16,15	25,36	-	23,52	24,24
D ₃₂ [µm]	49,5	38,5	35,8	-	30,2	25,2	-	26,6	23,7
D ₁₀ [µm]	34,8	26,7	24,6	-	23,7	16,4	-	18,8	17,1
Events/s	1697	8134	7415	3715	2076	15940	-	2532	5092
Valid [%]	69	89	93	100	84	85	-	88	84
HV [V]	310	300	310	350	300	320	-	300	315

Tab. 5.4: STEP – Messungen auf Achse, Düse 5 mm

p ₁ [bar]	5			11			17		
x [mm]	30	60	95	30	60	95	30	60	95
V _m [m/s]	36,71	35,81	29,03	31,91	26,02	31,84	-	-	24,51
D ₃₂ [µm]	-	48,5	52,8	-	312	27,0	-	-	29,8
D ₁₀ [µm]	-	37,4	41,7	-	25,0	18,5	-	-	22,5
Events/s	1355	273	1007	162	271	3505	-	-	2101
Valid [%]	25	77	59	99	75	71	-	-	78
HV [V]	350	290	310	350	300	320	-	-	300

Tab. 5.5: STEP - Messungen neben der Achse, Düse 2 mm, Druck 11 bar

x [mm]	60			95		
R [mm]	0	9	14	0	10	20
V _m [m/s]	26,15	30,92	20,00	25,36	30,15	18,45
D ₃₂ [µm]	30,2	28,6	24,7	25,2	24,9	23,8
D ₁₀ [µm]	23,7	22,2	17,6	16,4	15,9	14,1
Events/s	2076	5982	12804	15940	55904	23582
Valid [%]	84	87	91	85	84	88

X (mm): Abstand vom Austritt aus der Düse

R (mm): radialer Abstand von der Mittelachse

V_m [m/s]: mittlere Geschwindigkeit der Tropfen

D₃₂ [µm]: Sauter-Durchmesser

D₁₀ [µm]: arithmetischer Mittelwert des Durchmessers

Events/s: Gesamtzahl der Meßereignisse pro Sekunde

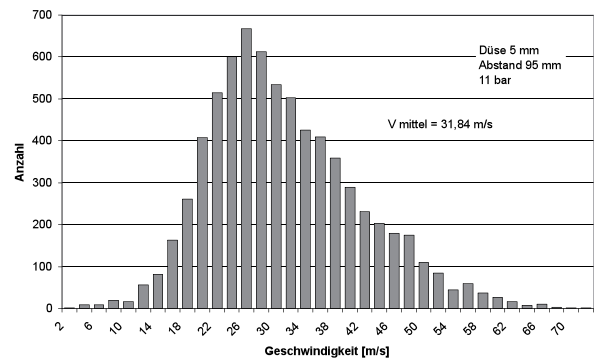
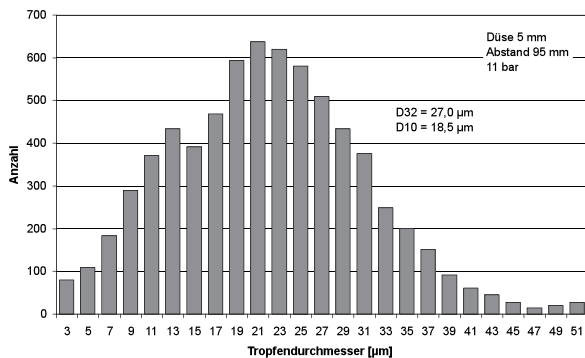
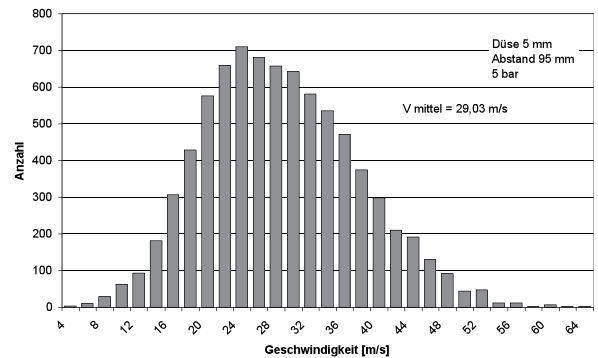
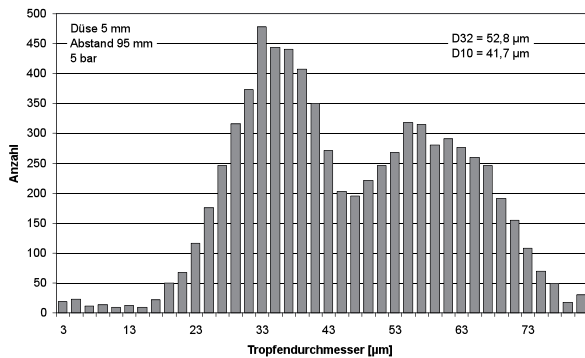
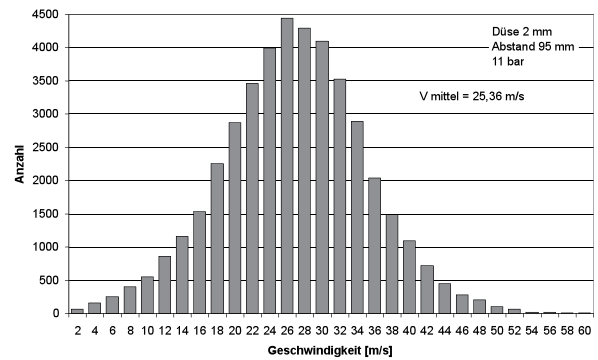
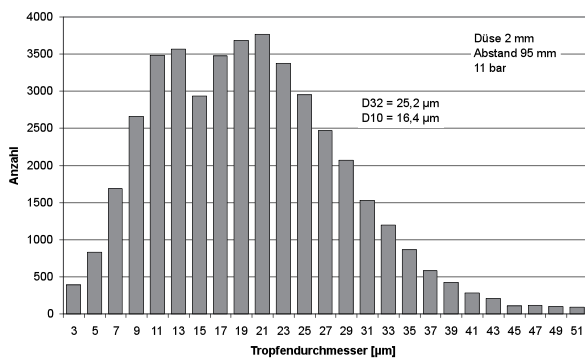
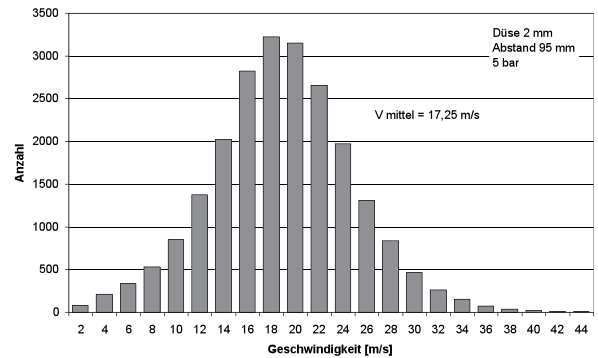
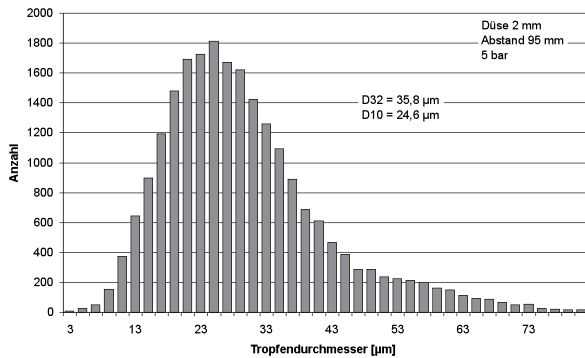
Valid. (%): Anteil der gültigen Meßereignisse

HV (V): Hochspannung

Die Verteilungen von Tropfendurchmesser und -geschwindigkeit für die Düsendurchmesser 2 mm und 5 mm bei Drücken von 5 bar und 11 bar im Abstand von 95 mm sind in Abb. 5.3 dargestellt.

Abb. 5.3: STEP – Verteilung der Tropfengröße und -geschwindigkeit

5. FREISETZUNGEN AUS DER FLÜSSIGPHASE, FLASHVERDAMPFUNG, AEROSOLE



Mit steigendem Druck nimmt die Zahl der Tropfen zu wegen der stärkeren Verdampfung an der Düse. Die Geschwindigkeit nimmt zu, der Durchmesser ab. Bei größerem Durchmesser der Düse wurde eine höhere Geschwindigkeit und ein größerer Teilchendurchmesser gefunden. Mit zunehmender Entfernung von der Düse nehmen Tropfengröße und Geschwindigkeit ab. Die

Tropfen werden durch Verdampfung kleiner. Durch den geringeren Durchmesser stellt sich im Gleichgewicht von Luftwiderstand und Fallbeschleunigung eine geringe Geschwindigkeit ein. Mit dem radialem Abstand von der Strahlachse nehmen Geschwindigkeit und Tropfengröße ebenfalls ab. Der kleinere Wert der Geschwindigkeit in Tab. 5 bei $X=60$ mm, $R=0$ mm ist auf eine Beeinflussung der Messung zurückzuführen.

5.4. Experimente an der Ecole des Mines St. Etienne

An der Ecole des Mines St. Etienne wurden Experimente mit Wasser und Butan durchgeführt.

5.4.1. Experimente mit Wasser

Genauere Angaben zu den Versuchen finden sich in [5.3], [5.4] und [5.5]. Die Versuche wurden mit einem Vorratsbehälter von 233 l Volumen (Durchmesser 0,257 m, Höhe 4,5 m) durchgeführt, der mit 150 l Wasser gefüllt war. Der Druck im Behälter wurde mit Stickstoff eingestellt. Der Druck wurde durch eine Regelung konstant gehalten. Die Flüssigkeit wurde durch folgende Einrichtungen entspannt:

Tab. 5.6: Ecole des Mines – Abmessungen Düse und Rohr

Düse	Durchmesser [mm]	2	5	8
Rohr	Innendurchmesser [mm]	2	5	8
	Länge [mm]	100	250	400

Die Höhe der Austrittsöffnung über dem Boden war 1,5 m. Die Flüssigkeit wurde in 12 Wannen aufgefangen, die in einer Entfernung bis 10 m von der Düse angeordnet waren. Es wurden Temperaturen von 40°C bis 180°C und Drücke von 1 bar bis 13 bar eingestellt. Mit dieser Apparatur wurde das Ausregnen der Flüssigkeit bestimmt.

Bei INERIS wurde mit einer Kugel mit 2 m³ Volumen und einem Laser-Doppler-Anemometer (PLDA) für die Tropfen die Verteilungen der Größen und der Geschwindigkeit bestimmt. Dabei kamen dieselben Düsen und Rohre zum Einsatz wie bei der Bestimmung des Ausregnens.

Es wurden drei Formen des Strahls beobachtet:

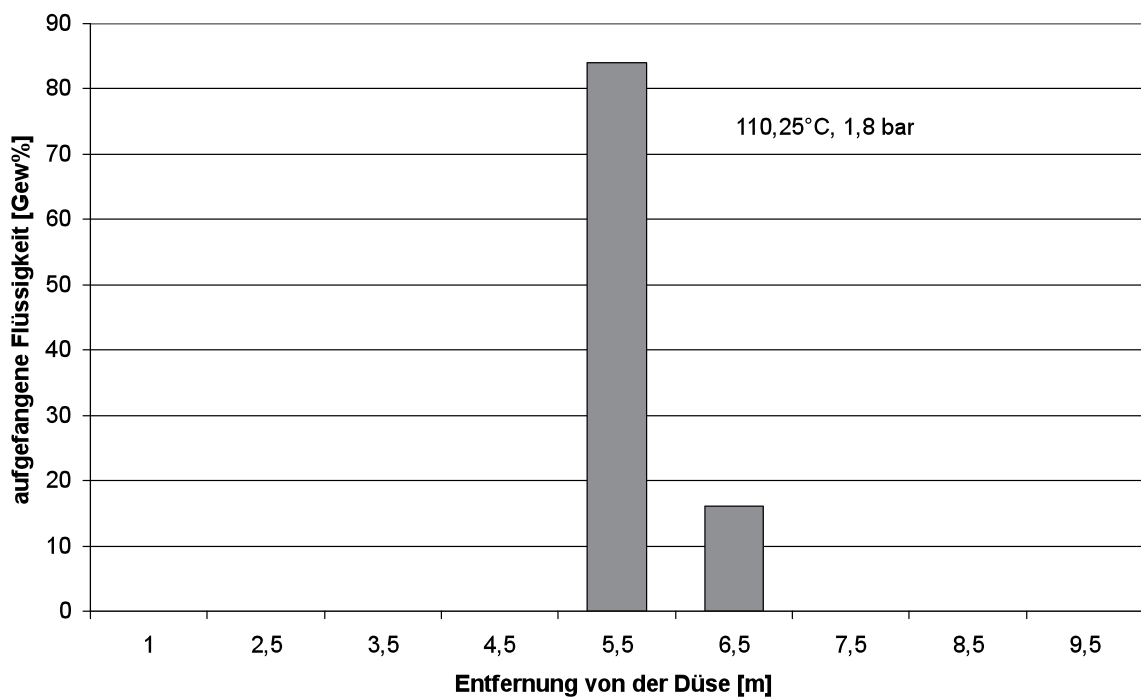


Abb. 5.4: Strahl Typ a: Beispiel bei 110,25°C, 1,8 bar (Dampfdruck 1,45 bar)

Es wurde ein Flüssigkeitsstrahl ohne Aufplatzen durch Dampfblasen beobachtet (nicht die ganze Flüssigkeit wird an einem Punkt aufgefangen, da der Strahl an den Rand eines Beckens trifft und etwas spritzt). Je nach Druck liegt der Ort des Auftreffens zwischen 4 und 6 m.

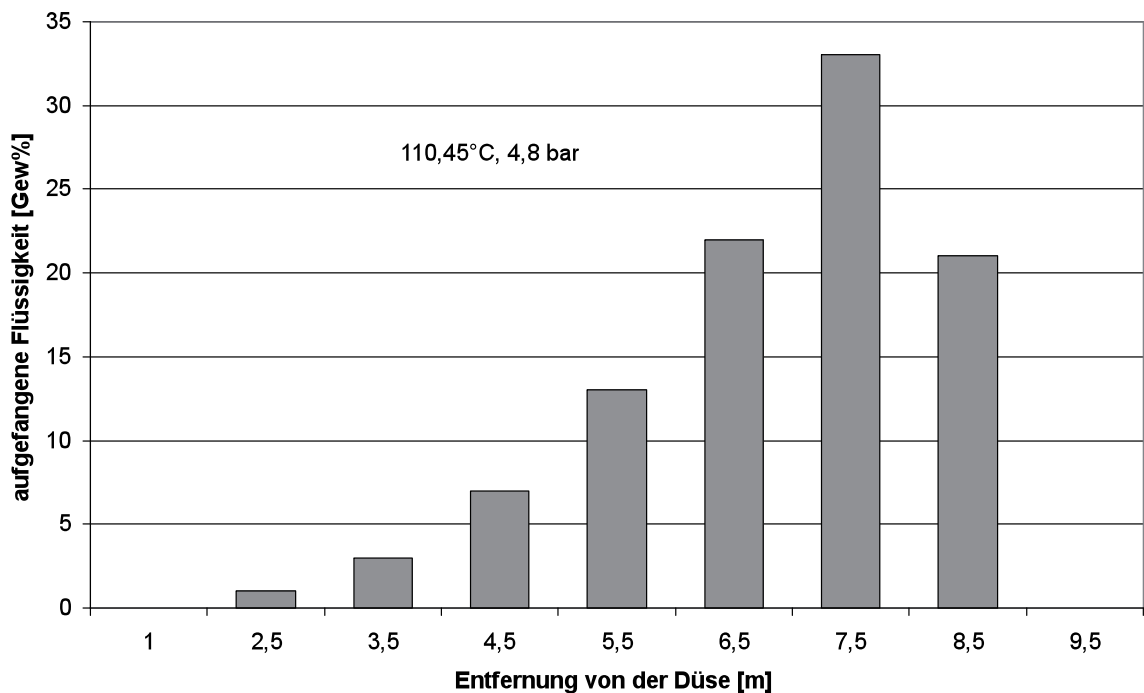
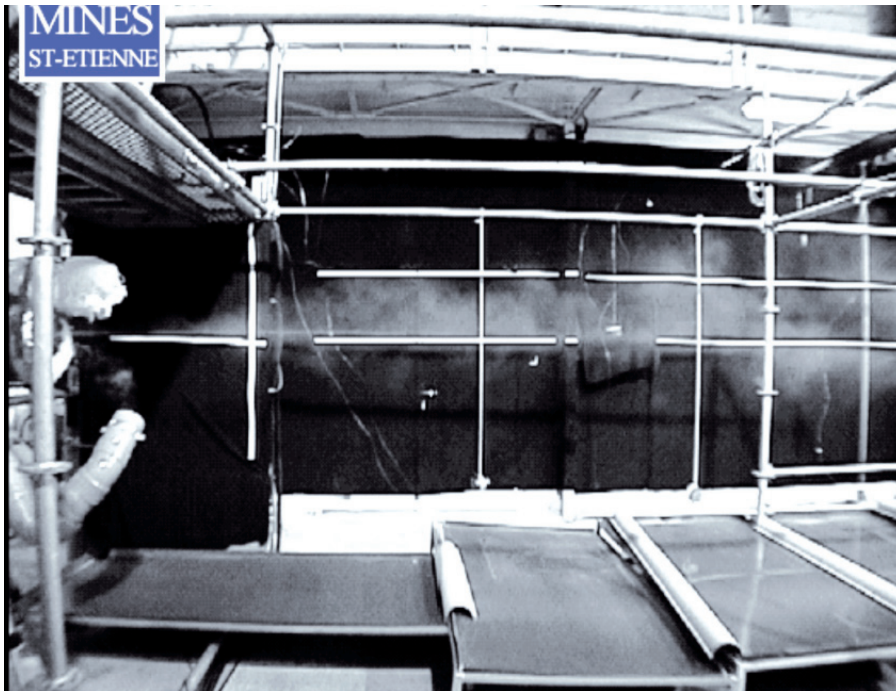


Abb. 5.5: Strahl Typ b: Beispiel bei 110,45°C, 4,8 bar (Dampfdruck 1,45 bar)

Der flüssige Kern des Strahls zerfällt zunehmend in Tropfen, die ausregnen. Es sind leichte Dampfschwaden sichtbar. Das Zentrum des Auftreffens ist wegen des höheren Drucks und der höheren Austrittsgeschwindigkeit weiter von der Düse entfernt als bei Typ a. Der Strahl kühlt um 50 – 85 K ab (Temperaturen 25 – 60°C). Der Übergang von Typ a zu Typ b erfolgt fließend. Typ b scheint typisch zu sein für den Zerfall durch Impulsaustausch mit der Umgebungsluft.

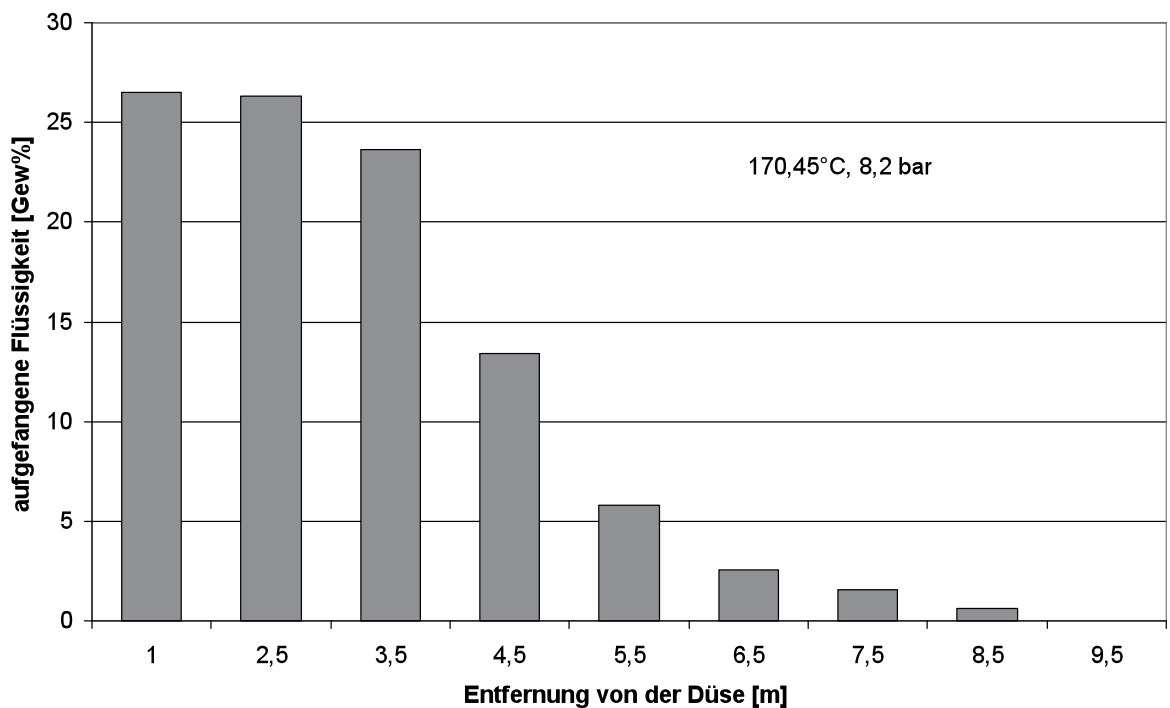
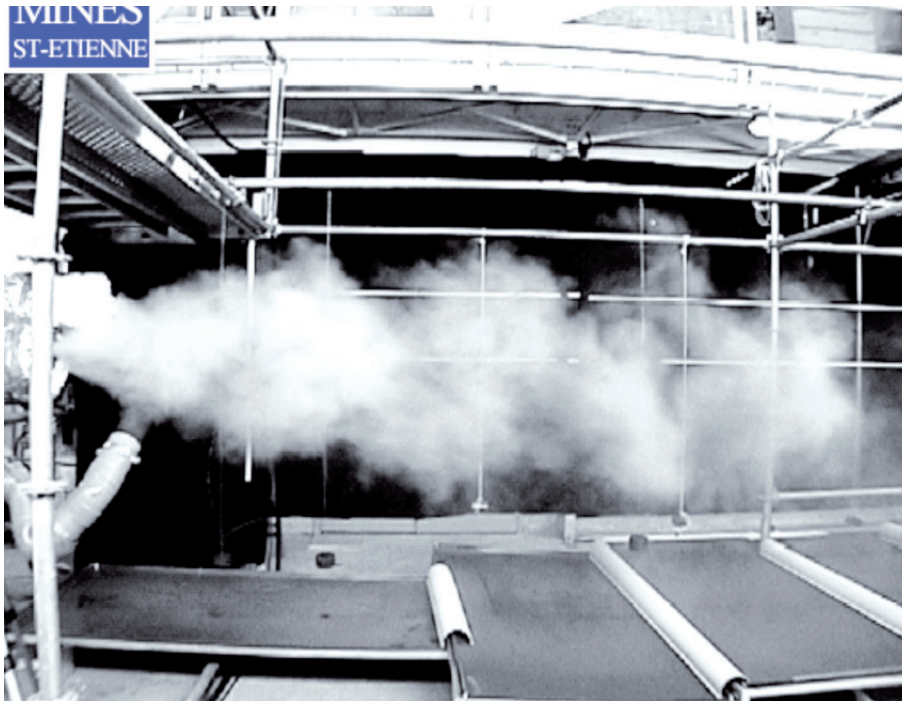


Abb. 5.6: Strahl Typ c: Beispiel bei 170,45°C, 8,2 bar (Dampfdruck 8,01 bar)

Es ist kein flüssiger Kern mehr zu sehen. Der Strahl zerfällt sofort beim Austritt in sehr feine Tropfen. Der Strahl sieht aus wie Nebel mit feinem Nieselregen darunter.

Type c scheint typisch für thermischen Zerfall. Ein mechanischer Zerfall kann nicht mehr auftreten, da die Tropfen so klein sind, daß sie mechanisch stabil sind.

Bei Typ b und c sind die Flugbahnen der Tropfen und des Strahls unterschiedlich.

Beim Übergang von Typ a oder Typ b nach Typ c gibt es eine Unstetigkeit, die im folgenden Diagramm durch senkrechte unterbrochene Striche gekennzeichnet ist. Diese macht sich bei der ausgerechneten Masse nicht bemerkbar, aber bei der Entfernung, in der die Tropfen auftreten.

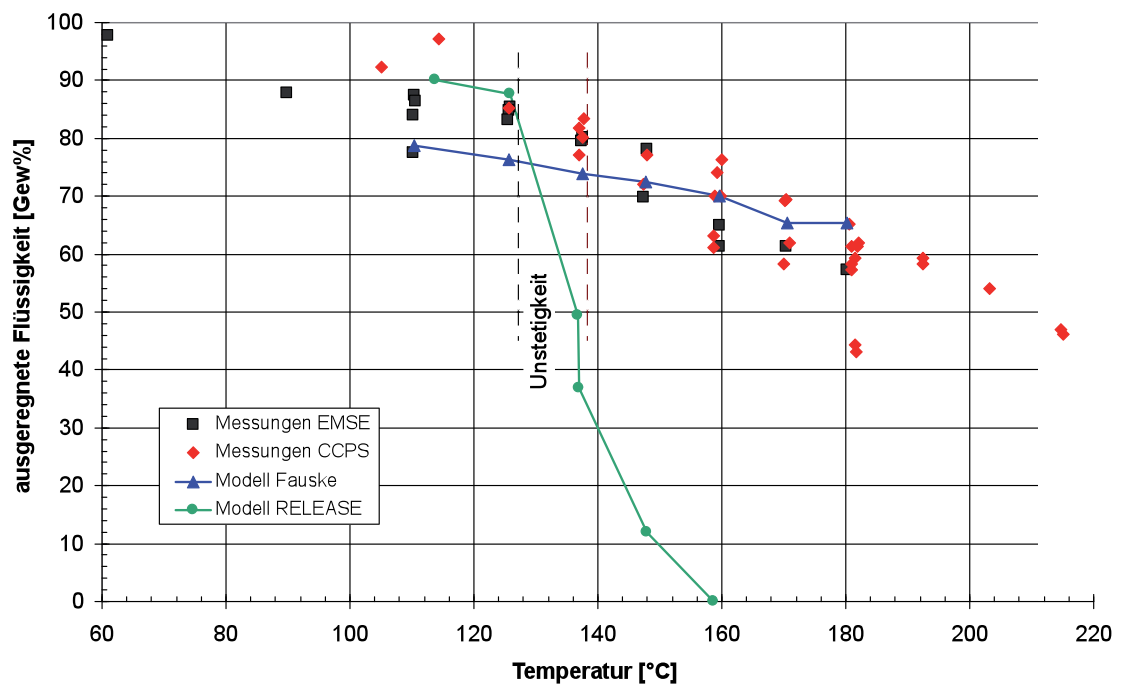


Abb. 5.7: ausgerechnete Flüssigkeit – Vergleich Experimente und Modellrechnungen

Der ausgerechnete Anteil fällt mit steigender Temperatur im Reservoir ab. Der Einfluß des Vordrucks ist gering. Der verdampfte Anteil ist größer als bei einer reinen Entspannungsverdampfung.

Bei einer Auftragung der Wachstumsrate einer Blase über der Weber-Zahl existieren die verschiedenen Strahltypen in unterschiedlichen Gebieten.

$$C = \frac{c_{pl} \cdot (T_0 - T_S)}{h_{vl}} \cdot \frac{\rho_l}{\rho_v} \cdot \sqrt{\pi \cdot a} \quad (5.1)$$

- mit: C Wachstumsrate einer Blase [$\text{m s}^{-1/2}$]
 c_{pl} spezifische Wärmekapazität der Flüssigkeit [$\text{J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$]
 T_0 Ruhetemperatur [K]
 T_S Siedetemperatur bei Umgebungsdruck [K]
 h_{vl} Verdampfungsenthalpie [J/kg]
 ρ_l Dichte der Flüssigkeit [kg/m^3]
 ρ_v Dichte des Dampfs [kg/m^3]
 a Temperaturleitfähigkeit der Flüssigkeit [m^2/s]

$$a = \frac{\lambda_l}{\rho_l \cdot c_{pl}} \quad (5.2)$$

mit: λ_l Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit [W/(m·K)]

Die Wachstumsrate einer Blase enthält die folgenden Gruppen:
 der Massenanteil, der beim Entspannen auf Umgebungsdruck verdampft, die Volumenzunahme beim Verdampfen und ein Maß des Wärmeübergangs von der Flüssigkeit in den Dampf.

$$We = \frac{\rho_{Luft} \cdot u^2 \cdot d}{2 \cdot \sigma}; \text{ üblicherweise } We = \frac{\rho_{Luft} \cdot u^2 \cdot d}{\sigma} \quad (5.3)$$

mit: We Weber-Zahl [-]
 ρ_{Luft} Dichte der Umgebungsluft [kg/m³]
 u Strahlgeschwindigkeit [m/s]
 d Durchmesser des Strahls [m]
 σ Oberflächenspannung der Flüssigkeit [N/m]

Die Weber-Zahl enthält das Verhältnis von Impulsaustausch zur Oberflächenspannung. Anmerkung: Die übliche Definition der Weber-Zahl ist ohne den Faktor 2 im Nenner.

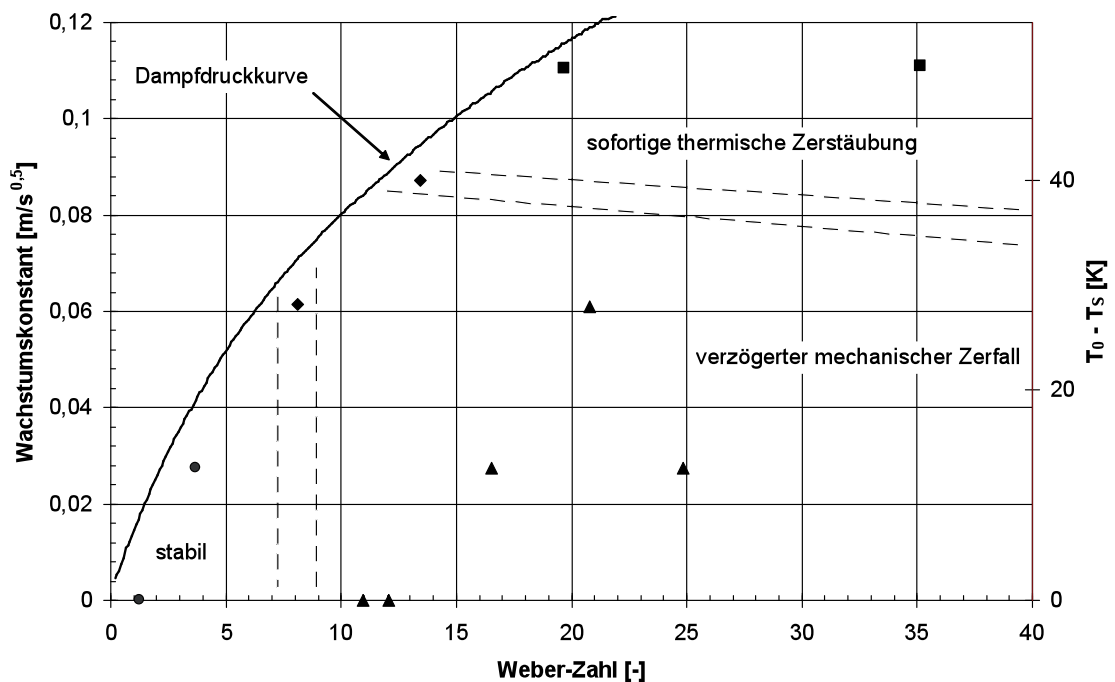


Abb. 5.8: Stabilität der Flüssigkeitsstrahlen

Demnach existieren stabile Flüssigkeitsstrahlen (Typ a) bis zu einer Weber-Zahl von 7. Bei $We > 9$ zerfallen die Strahlen in größerem Abstand von der Düse (Typ b).

Bei $C > 0,088$ ($T_0 - T_S > 40$ K) zerfallen die Strahlen unmittelbar an der Düse. Diese Ergebnisse unterscheiden sich etwas von Brown und York [5.6], bei denen ein Zerfall zwischen $We = 8$ und 24 auftritt.

Die Tropfengrößenverteilungen haben eine ähnliche Form wie bei den STEP-Experimenten mit Propan, allerdings sind die Tropfen größer.

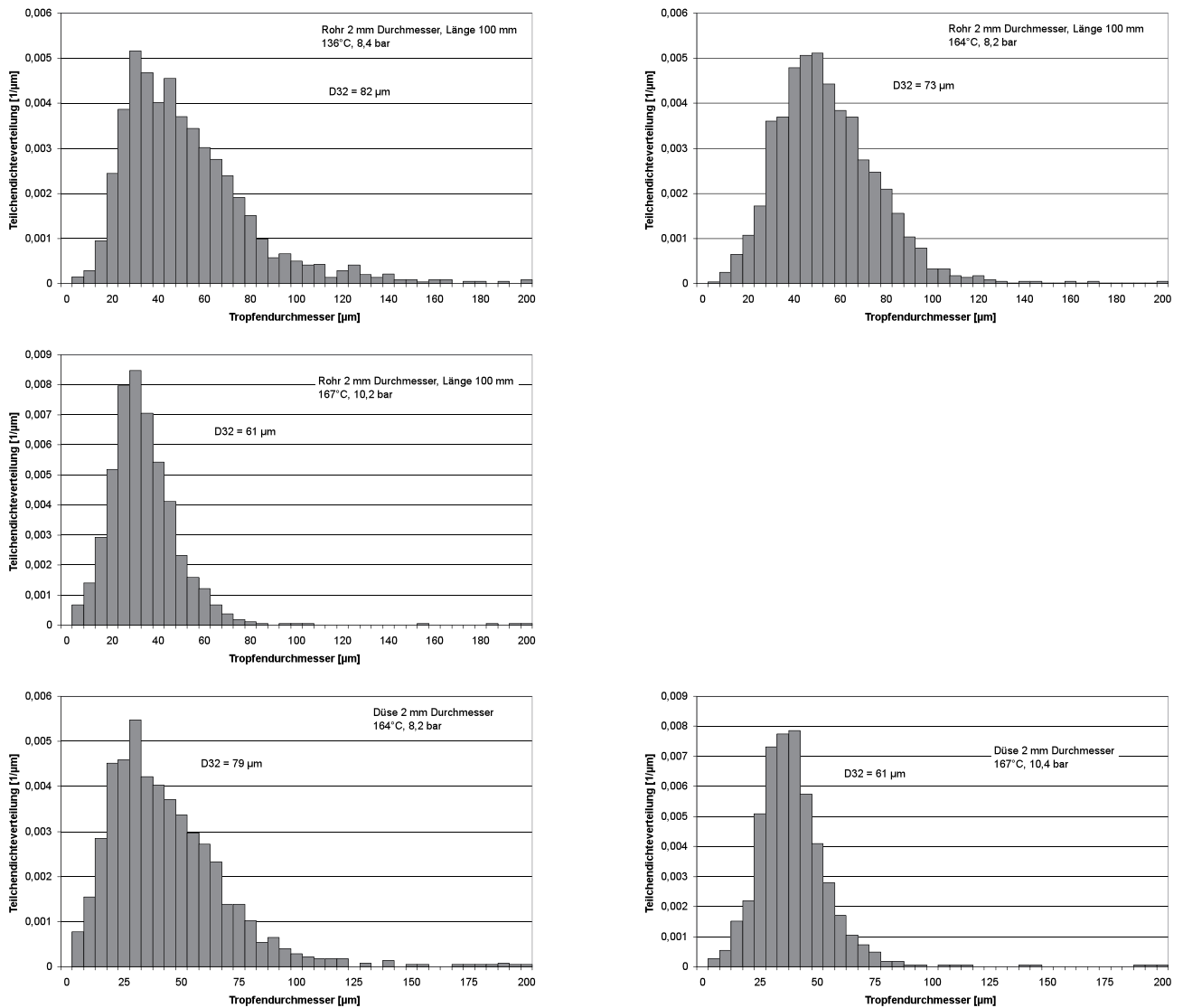


Abb. 5.9: Ecole des Mines St. Etienne: Wasser – Tropfengrößenverteilungen

Es fand sich eine kleine Anzahl (ca. 5%) von Tropfen, die größer als 200 μm war. In den größten Tropfen kann aber 80% der gesamten Masse enthalten sein. Daher wurden die Verteilungsfunktionen gewichtet mit der Masse dargestellt.

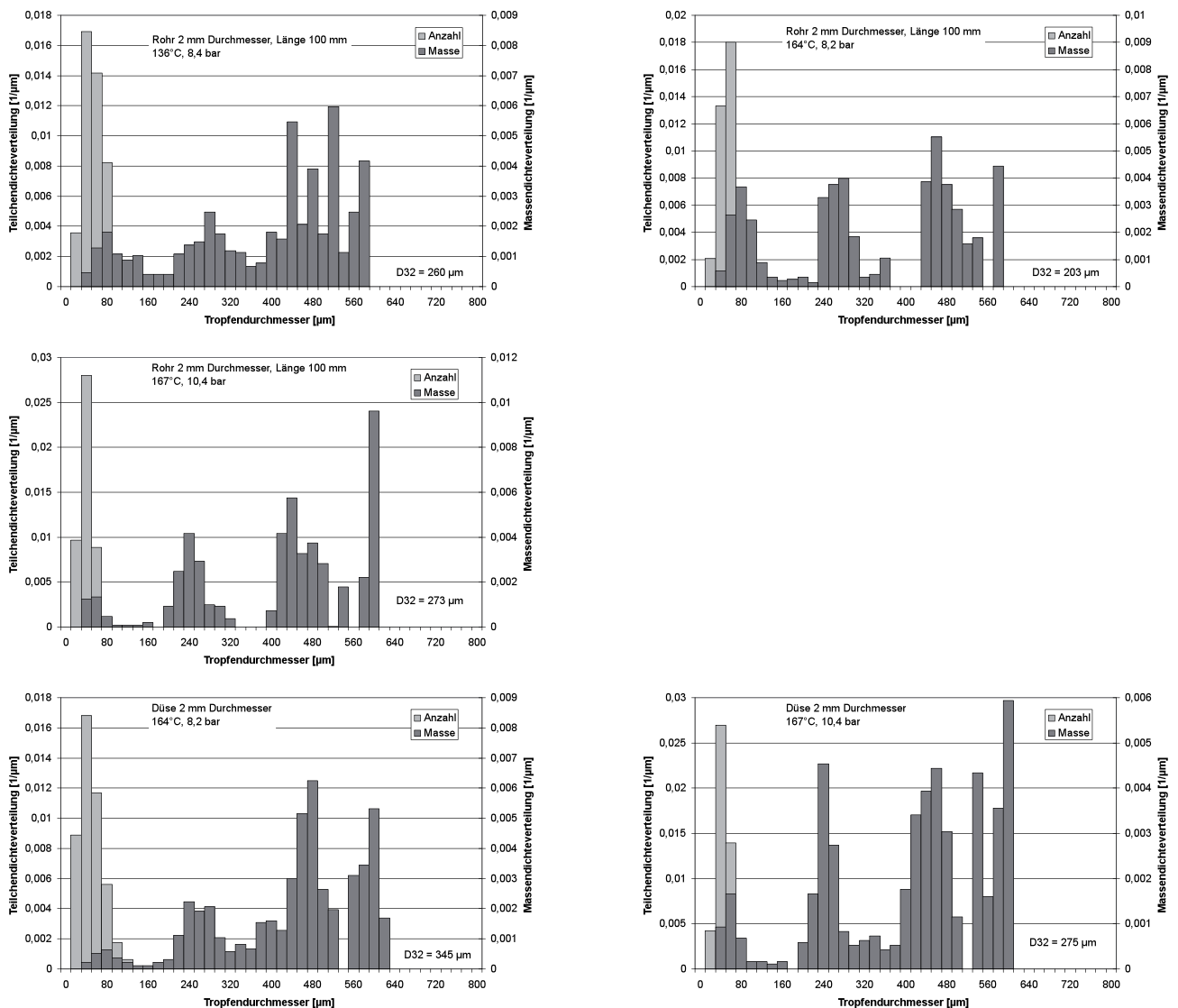


Abb. 5.10: Ecole des Mines St. Etienne: Wasser – Tropfengrößenverteilung nach Masse

Damit ergeben sich drei Maxima der Verteilungen bei etwa 250 µm, 450 µm und 600 µm.

Das beobachtete Ausregnen kann mit Tropfen <200 µm nicht erklärt werden, da diese mit dem Strahl mitgerissen werden. Tropfen in einer Größenordnung von 500 µm haben eine Flugbahn, die sich mit den Beobachtungen des Ausregnens deckt.

5.4.2. Experimente mit Butan

Die Versuche wurden mit Butan aus Druckflaschen unter Sättigungsbedingungen bei 24°C und 2 bar durchgeführt. Die Flüssigkeit wurde zum einen durch eine kurze Düse mit 5 mm Durchmesser oder durch ein Rohr mit 1,65 mm Innendurchmesser und 100 mm Länge entspannt.

Die mittleren Sauter-Durchmesser liegen zwischen 50 µm und 130 µm. Mit zunehmendem Abstand von der Austrittsstelle wird der mittlere Durchmesser größer. Bei kleineren Tropfen ist

die Oberfläche im Verhältnis zur Masse größer, was die Verdunstung begünstigt. Eine mögliche Erklärung ist, daß die kleineren Tropfen schneller längs des Weges verdunsten und größere Tropfen übrigbleiben.

5.4.3. Experimente im Rahmen eines Joint Industrial Projekt [5.7 - 11]

An dem Projekt waren beteiligt: DNV Software, Gaz de France, RIVM, Total, Norske-Hydro und Statoil. An der Cardiff University wurden folgende Experimente durchgeführt:

Stoff	Zustand	Ruhe- temperatur [°C]	Durchmesser Düse [mm]	L/d ₀	Druck [bar ü]
Wasser	unterkühlt	17	1 / 2	1,01 / 0,505	6 / 10 / 14
Cyclohexan	unterkühlt	17	0,75 / 1 / 2	1,4 / 1,01 / 0,505	6 / 8 / 10 / 12 / 14
Benzin	unterkühlt	17	0,75 / 1	4,53 / 3,4	6 / 8 / 10 / 12 / 14
Wasser	überhitzt	185	0,75 / 1	4,5 / 3,54	10
Cyclohexan	überhitzt	180	1 / 2	1,01 / 0,505	7,5 / 10
Butan	überhitzt	18	0,75 / 1 / 2	1,4 / 1,01 / 0,5	9,5 / 8 / 7,5
Propan	überhitzt	18	1 / 2	1,01 / 0,5	6,5 / 7,5
Benzin	überhitzt	180	1	1,01	10

Bei INERIS wurden Experimente mit Butan in einem größeren Maßstab durchgeführt.

Durchmesser Düse [mm]	Druck [bar ü]	Ruhe- temperatur [°C]	Meßabstand [cm]	maximaler Durchmesser [µm]
5	6	15 – 26	60	700
10	6	26 – 27	60, 85	800
10	10	19 – 22	60, 85	800
15	6	17 – 21	60, 85	750
10	6	9 – 10	40, 60, 85	750
10	2	7 – 9	40, 60, 85	750

Aus den Versuchsergebnissen wurde eine Funktion für den Sauter-Durchmesser abgeleitet. Dabei werden drei Bereiche unterschieden:

- unterkühlt
- Übergangsbereich
- verdampfend

Für den Übergang zwischen den Bereichen werden folgende Kriterien verwendet:

$$\text{unterkühlt – Übergangsbereich (Punkt A):} \quad Ja \cdot \phi = 48 \cdot We_v^{-1/7} \quad (5.4)$$

$$\text{Übergangsbereich – verdampfend (Punkt B)} \quad Ja \cdot \phi = 108 \cdot We_v^{-1/7} \quad (5.5)$$

$$\phi = 1 - \text{Exp} \left[-2300 \cdot \frac{\rho_v}{\rho_l} \right] \quad (5.6)$$

$$\text{mit: } We_v = \frac{\rho_v \cdot u_0^2 \cdot d_0}{\sigma_{l0}} \quad \text{Weber-Zahl für die Dampfphase} \quad (5.7)$$

- ρ_v Dampfdichte bei Düsentemperatur T_0 [kg/m³]
- u_0 Geschwindigkeit in der Düse [m/s]
- d_0 Durchmesser der Düse [m]
- σ_{l0} Oberflächenspannung bei Düsentemperatur T_0 [N/m]

$$Ja = \frac{c_{pl} \cdot (T_0 - T_s)}{h_{vl}} \cdot \frac{\rho_v}{\rho_l} \quad \text{Jakob-Zahl} \quad (5.8)$$

- c_{pl} spez. Wärmekapazität der Flüssigkeit bei T_0 [J/(kg·K)]
- T_0 Temperatur in der Düse [K]
- T_s Siedetemperatur bei Umgebungsdruck [K]
- h_{vl} Verdampfungsenthalpie [J/kg]
- ρ_l Dichte der Flüssigkeit bei Düsentemperatur T_0 [kg/m³]

Die Tropfendurchmesser berechnen sich wie folgt:

unterkühlten Bereich

$$\frac{d_{32}}{d_0} = 74 \cdot We_{l0}^{-0,85} \cdot Re_{l0}^{0,44} \cdot \left(\frac{L}{d_0} \right)^{0,114} \cdot \left(\frac{\mu_{l0}}{\mu_{Wasser,N}} \right)^{0,97} \cdot \left(\frac{\sigma_{l0}}{\sigma_{Wasser,N}} \right)^{-0,37} \cdot \left(\frac{\rho_{l0}}{\rho_{Wasser,N}} \right)^{-0,11} \quad (5.9)$$

- mit: d_{32} Sauter-Durchmesser [m]
- L Länge der Düse [m]
- μ_l dynamische Viskosität der Flüssigkeit bei Düsentemperatur T_0 [Pa s]

Re_{l0} und We_{l0} werden mit den Bedingungen in der Düse gebildet. Alle Stoffwerte werden mit der Düsentemperatur T_0 ermittelt. Der Index „Wasser,N“ bezieht sich auf Wasser bei Normbedingungen (0°C 1,013 bar_{abs}). Die Werte von L/d_0 werden wie folgt begrenzt:

Für $L/d_0 < 0,1$ gilt $L/d_0 = 0,1$, für $L/d_0 > 50$ gilt $L/d_0 = 50$.

Übergangsbereich:

Am Ende des Übergangsbereichs (Punkt B) beträgt der Durchmesser 80 µm. Aus den Formeln 5.4 und 5.5 wird die Überhitzung bzw. die Ruhetemperatur für die Punkte A und B berechnet. Die Tropfengröße wird zwischen beiden Punkten linear interpoliert.

verdampfend:

Der Tropfendurchmesser verringert sich mit wachsender Überhitzung mit $0,1 \mu\text{m}/\text{K}$, bis ein Durchmesser von $10 \mu\text{m}$ erreicht ist. Dieser Wert wird als Mindestwert konstant gehalten.

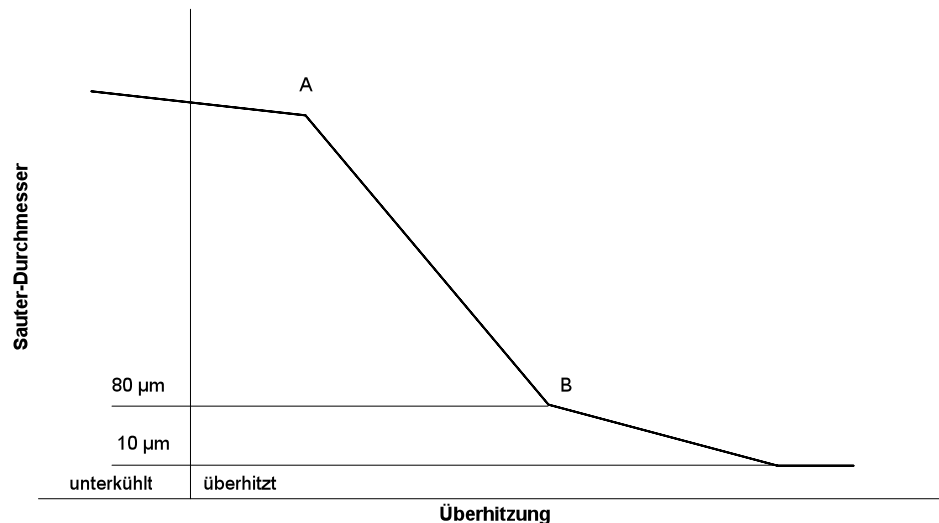


Abb. 5.11: Tropfengrößenverteilung nach JIP

5.4.4. Zusammenfassung

Für verdampfende Freistrahlen wurde das Ausregnen von Flüssigkeit für Wasser, CFCl_3 , Chlor, Monomethylamin und Cyclohexan experimentell untersucht.

Tropfengrößenverteilungen wurden für Propan, Butan und Wasser gemessen. Mit Ausnahme der Messungen im Rahmen von JIP mit Wasser wurde nicht versucht, eine Verteilungsfunktion anzupassen.

Messungen des Ausregnens und der Tropfengrößenverteilung unter vergleichbaren Bedingungen wurden nur an der ENSM mit Wasser durchgeführt.

5.5. Modelle zur Beschreibung des Ausregnens und der Verdunstung

Es gibt eine Vielzahl an Modellen zur diesen Fragestellungen. Es gibt einfache Korrelationen, wie von DeVaul und King oder von Fauske. Andere Modelle berechnen die Flugbahn eines Tropfens, die Temperatur im Tropfen und das Verdunsten über Lösung der Erhaltungsgleichungen für Masse und Energie, z. B. Papadourakis et al. oder die Methoden im „Yellow book“. Das obere Ende des Skala wird durch kommerzielle Programme markiert, in denen die einzelnen Punkte vom Leckmassenstrom bis zu den Auswirkungen von Teilprogrammen abgearbeitet werden. Häufig rechnen diese Programme auch die Ausbreitung vom zweiphasigen Freistrahle über eine impulslose Gaswolke bis hin zur Ausbreitung im Fernfeld.

Im folgenden werden einige einfache Modelle vorgestellt, die mit geringem Aufwand berechnet werden können.

- deVaull und King
- Fauske
- Papadourakis, Caram und Barner

5.5.1. Einfache Abschätzungen

Werden Stoffe bei einer Temperatur oberhalb der Siedetemperatur freigesetzt, so wird ein Teil der austretenden Flüssigkeit schlagartig durch Entspannungsverdampfung gasförmig freigesetzt. Die für diese Flash-Verdampfung benötigte Verdampfungsenergie wird dem Wärmeinhalt der Flüssigphase entzogen. Durch die Flash-Verdampfung kühlt sich der nicht verdampfende Anteil auf Siedetemperatur ab und bildet eine Flüssigkeitslache, aus der im weiteren Verlauf eine zusätzliche gasförmige Emission durch Verdunstung erfolgt.

Der durch die Flash-Verdampfung freiwerdende Anteil wird berechnet mit:

$$\Phi_F = \frac{m_F}{m_0} = 1 - \text{Exp} \left[- \frac{c_{pl}(T_U - T_S)}{h_{vl}} \right] \quad (5.10)$$

Bei der Flashverdampfung können Flüssigkeitströpfchen mitgerissen werden, die bei kleinen Tröpfchendurchmessern als Aerosol ohne merkliche Sinkgeschwindigkeit dispergiert bleiben und/oder rasch verdampfen bzw. verdunsten und sich somit ebenfalls luftgetragen ausbreiten können. Dieser nicht zum Boden absinkende Aerosolanteil kann durch einen Zuschlag auf den Flash-Anteil berücksichtigt werden. Für die durch Flash- und Aerosolfreisetzung insgesamt luftgetragen emittierte Masse ergibt sich damit:

$$m_F + m_A = m_0 \cdot (1 + \Phi_A) \cdot \left[1 - \text{Exp} \left(- \frac{c_{pl}(T_U - T_S)}{h_{vl}} \right) \right] \quad (5.11)$$

Φ_A = Aerosolanteil, bezogen auf den Flashanteil [-]

nach [5.12]: $\Phi_A = 0,5$

nach [5.13] $\Phi_A = 1$ für Stoffe mit einem Flashanteil $5\% < \Phi_F < 50\%$

$\Phi_A = 3$ für Stoffe mit einem Flashanteil $\Phi_F < 5\%$

nach [5.14] $\Phi_A = 1$ für Stoffe mit einem Flashanteil $5\% < \Phi_F < 50\%$

$\Phi_A = 2 - 3$ für Stoffe mit einem Flashanteil $\Phi_F < 5\%$

nach [5.15] $\Phi_A = 2$ für Stoffe, die viele Aerosole bilden (z.B. Ammoniak)

Eine Berechnungsmethode für den Aerosolanteil ist in [5.16] angegeben.

5.5.2. DeVaul und King

Das Modell wird in [5.17] beschrieben. Eine Diskussion erfolgt in [5.1]. Das Modell ist anhand der Experimente des CCPS aufgebaut. Die Berechnungen des Modells werden mit diesen Daten verglichen. Eine Verbesserung des Modells wurde kürzlich vorgestellt [5.18].

Das Modell beruht auf Betrachtungen, welche Vorgänge die Verdampfung limitieren. Folgende Vorgänge werden betrachtet:

- Wärmetransport im Tropfen
- Wärmetransport in die Dampfphase
- Diffusion in der Dampfphase

Diese Effekte müssen sich in der Geschwindigkeit deutlich unterscheiden.

Es wird unterschieden zwischen „flüchtigen“ und „gering überhitzten“ Freisetzen. „Flüchtige“ Freisetzen erfüllen folgende Bedingung:

$$\frac{T_U - T_{KG}}{T_U} \geq 0,14 \quad (5.12)$$

mit: T_U Temperatur der Umgebung [K]
 T_{KG} Kühlgrenztemperatur [K]

Der Anteil, der bei „gering überhitzten“ Freisetzen ausregnet, wird wie folgt berechnet:

$$\eta_l = 1 - \frac{c_{pl} \cdot (T_0 - T_{KG})}{h_{vl}} = 1 - \frac{c_{pl} \cdot (T_0 - T_S)}{h_{vl}} - \frac{c_{pl} \cdot (T_S - T_{KG})}{h_{vl}} = 1 - x_F - \frac{c_{pl} \cdot (T_S - T_{KG})}{h_{vl}} \quad (5.13)$$

mit η_l Flüssigkeitsanteil, der ausregnet [kg/kg]
 c_{pl} spez. Wärmekapazität der Flüssigkeit [J/(kg·K)]
 T_0 Temperatur im Behälter [K]
 T_S Siedetemperatur bei Umgebungsdruck [K]
 h_{vl} spez. Verdampfungsenthalpie [J/kg]
 x_F adiabater Flashanteil (von Behältertemperatur auf Siedetemperatur bei Umgebungsdruck) [kg/kg]

$$x_F = \frac{c_{pl} \cdot (T_0 - T_S)}{h_{vl}} \quad (5.14)$$

Bei „flüchtigen“ Freisetzen werden folgende Formel verwendet:

$$\frac{\eta_l}{\eta_{l,*}} = 1 - \left[\frac{x}{0,145} \right]^{1,8}, \text{ wenn } x < 0,145; \text{ sonst } \frac{\eta_l}{\eta_{l,*}} = 0 \quad (5.15)$$

$$\eta_{l,*} = 1 - 2,33 \cdot \left(\frac{T_U - T_{KG}}{T_U} \right) \quad (5.16)$$

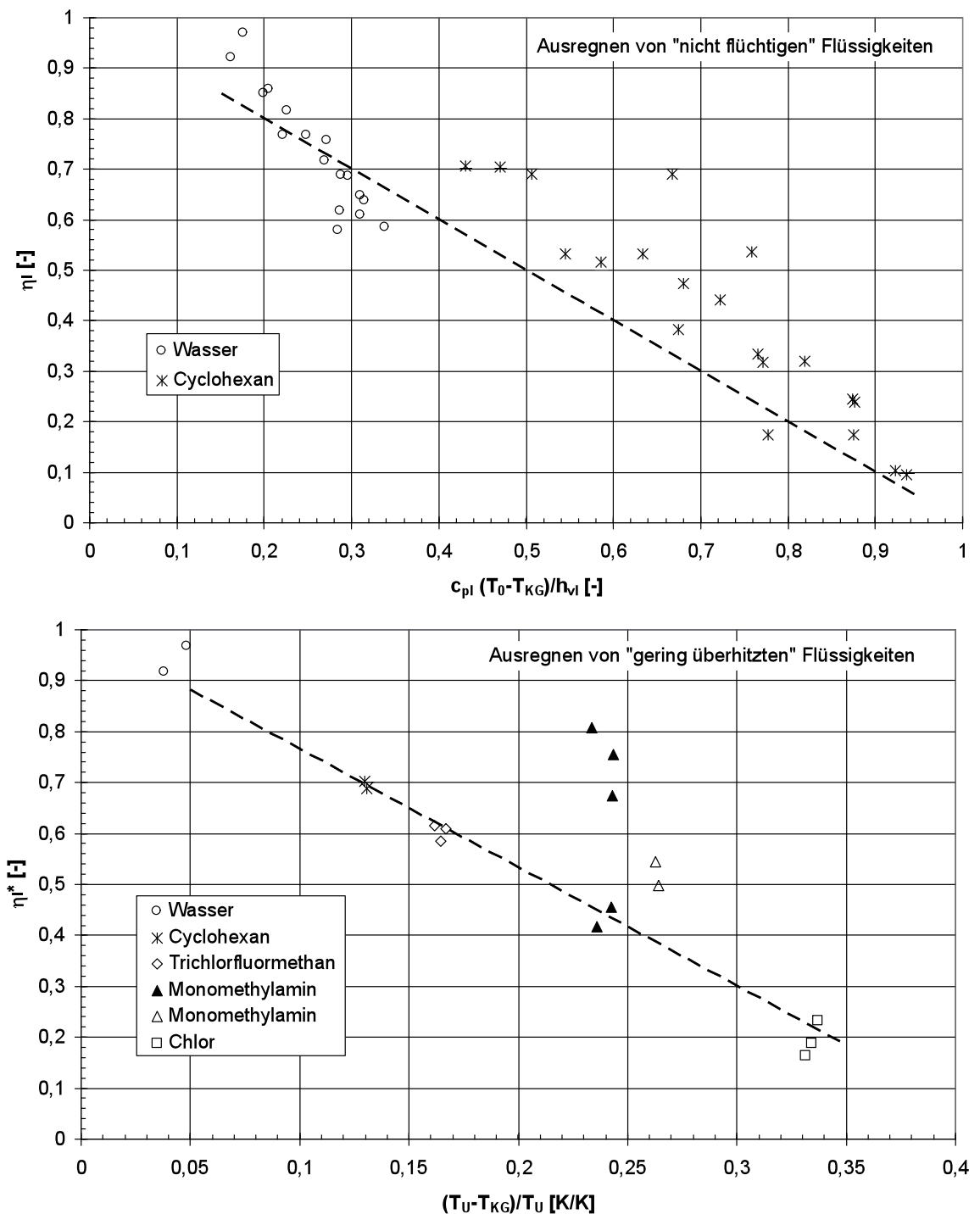


Abb. 5.12: DeVuall / King – Vergleich Modell und Meßwerte

Bei den "nicht flüchtigen" Freisetzen (Abb. 5.12 oben) fällt auf, daß sich die Steigung für Wasser und für Cyclohexan unterscheiden. Dies legt den Schluß nahe, daß bei dem Modell bestimmte Einflußgrößen, z.B. Stoffdaten, nicht erfaßt werden. Bei den „flüchtigen“ Freisetzen (Abb. 5.12 unten) ist die Anpassung gut mit Ausnahme einer Meßreihe für Monomethylamin.

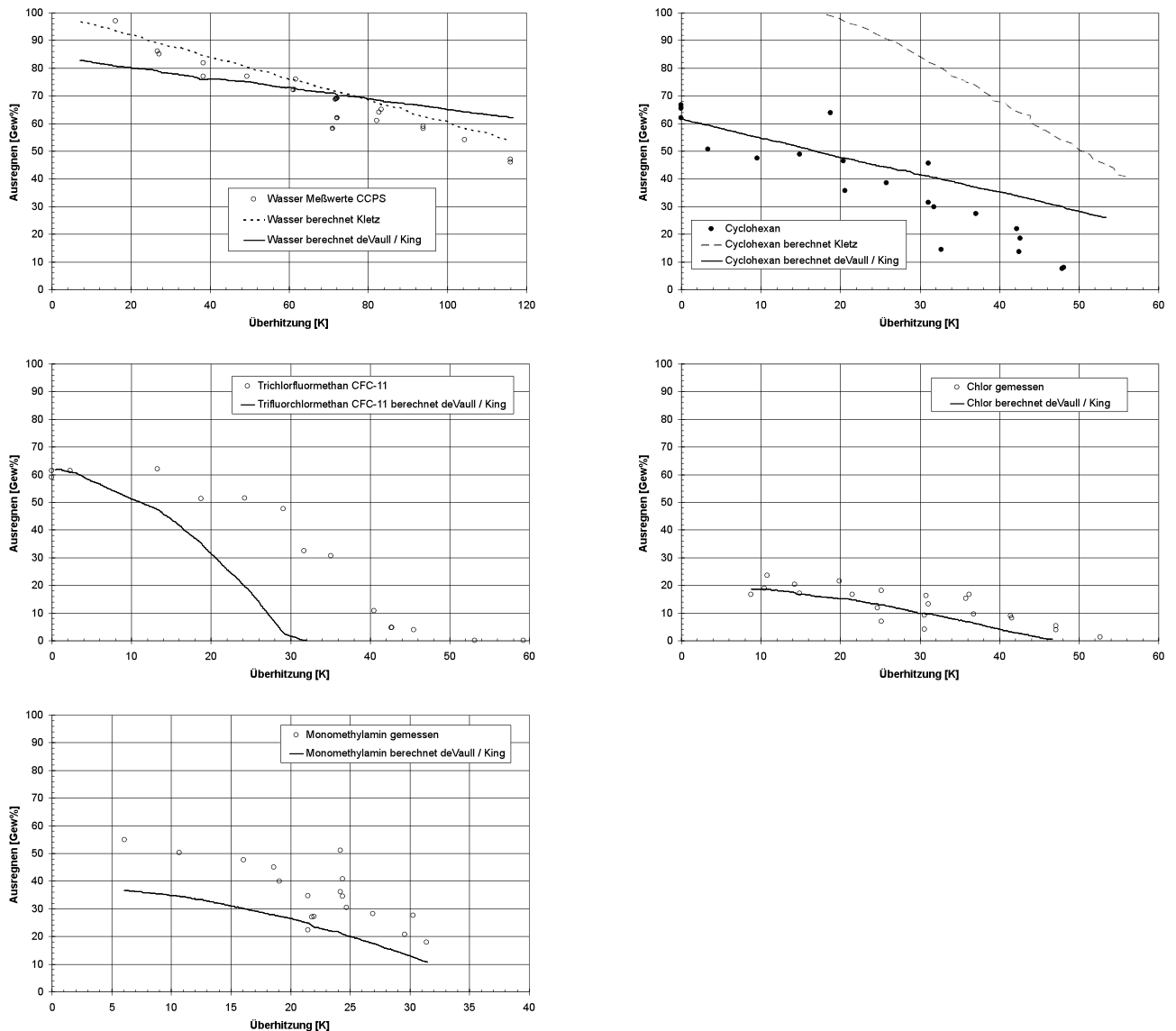


Abb. 5.13: DeVaul und King – Vergleich Modell mit Meßwerten CCPS

Ein Vergleich des Modells mit den Meßwerten zeigt, daß für Wasser und Cyclohexan das Ausregen gut wiedergegeben wird, wenn auch die Steigung der Kurve zu flach ist (Abb. 5.12). Für Chlor ergibt das Modell sehr gute Ergebnisse. Für Monomethylamin und CFCl_3 wird zu geringes Ausregen vorhergesagt. Der Verlauf der Ergebnisse in Abhängigkeit von der Überhitzung ist anders als die Meßwerte.

5.5.3. Modell von Fauske

Die Beschreibung folgt dem Artikel von Hans K. Fauske in FAI Process Safety [5.19]. Die Formeln enthalten einige Schreibfehler, die durch Bezug auf den Artikel [5.20] gelöst werden konnten. Verwendet wurden die Formeln 24, 25 und 26 auf Seite 1030. Das Modell wird mit den Meßwerten des CCPS verglichen.

5.5.3.1. Modellbeschreibung

Da in den Experimenten eine kurze Düse benutzt wurde, wird angenommen, daß die Strömung metastabil ist. Die Massenstromdichte G wird wie folgt berechnet:

$$G = 0,6 \cdot \sqrt{2 \cdot (p_0 - p_{at}) \cdot \rho_l} \quad (5.17)$$

mit: G $\text{kg}/(\text{s} \cdot \text{m}^2)$ Massenstromdichte
 p_0 Pa Ruhedruck
 p_{at} Pa Umgebungsdruck
 ρ_l kg/m^3 Flüssigkeitsdichte

Daraus berechnet sich die Strahlgeschwindigkeit u_j (diese Umrechnung ist nicht im Artikel aufgeführt):

$$u_s = \frac{G}{\rho_l} \quad (5.18)$$

u_s m/s Strahlgeschwindigkeit bei Umgebungsbedingungen

Nach Verlassen der Düse zerfällt der Strahl durch Luftwiderstand und durch Verdampfung. Unter der Annahme, daß der Zerfall durch Luftwiderstand hervorgerufen wird, kann die Erosionsgeschwindigkeit (erosion velocity) nach Epstein und Fauske (1989) abgeschätzt werden:

$$u_e = 0,08 \cdot \left[\frac{\rho_\infty}{\rho_l} \right]^{1/2} \cdot u_s \quad (5.19)$$

u_e m/s Erosionsgeschwindigkeit

Der Kern des Strahls zerfällt vollständig innerhalb des Zeitintervalls

$$t = \frac{d}{2 \cdot u_e} = \frac{6,25 \cdot d}{u_s} \cdot \left[\frac{\rho_{at}}{\rho_l} \right]^{1/2} \quad (5.20)$$

Es ergibt sich näherungsweise folgende Länge, bis der Strahl zerfallen ist:

$$L = u_s \cdot t = \frac{d}{2 \cdot u_e} = 6,25 \cdot d \cdot \left[\frac{\rho_{at}}{\rho_l} \right]^{1/2} \quad (5.21)$$

Ein vollständiger Zerfall des Strahls ist möglich, bevor der Strahl auf die Oberfläche trifft, falls:

$$t = \frac{L}{u_s} < \left[\frac{2 \cdot s}{g} \right]^{1/2} \quad (5.22)$$

Das nachfolgende Auffangen der luftgetragenen Flüssigkeitströpfchen wird stark beeinflusst durch das intensive Einsaugen von Luft, das vor dem Aufprall des Zweiphasenfreistrahls auf die Oberfläche stattfindet. Das Einsaugen von Luft wird mit folgender Gleichung beschrieben:

$$W_{air} = 0,08 \cdot [\rho_{Luft} \cdot \rho_l]^{1/2} \cdot u_s \cdot \pi \cdot D_0 \cdot Z \quad (5.23)$$

mit: W_{air} kg/s Lufteinsaугrate
 D_0 m Düsendurchmesser
 Z m Strahllänge

Die Strahllänge Z berechnet sich aus folgender quadratischer Gleichung:

$$\left[\frac{2 \cdot s}{g} \right]^{1/2} = \frac{Z}{u_s} + 0,16 \cdot \left[\frac{\rho_{Luft}}{\rho_l} \right]^{1/2} \cdot \frac{Z^2}{D_0 \cdot u_s} \quad (5.24)$$

Eine zusätzliche Verdunstung der Flüssigkeitstropfen führt zu einer weiteren Abkühlung. Die Flüssigkeit kühlt sich ab, bis die Wärme, die von der eingesaugten Luft eingebracht wird, der durch Verdunstung abgeführten Wärme entspricht. Eine Randbedingung ist die Sättigungsbelastung der Luft gemäß dem Dampfdruck bei der vorliegenden Flüssigkeitstemperatur. Die Kühlgrenztemperatur wird iterativ bestimmt.

Damit wird ein Verdampfungsanteil berechnet:

$$x_F = \frac{c_{pl} \cdot (T_0 - T_{KG})}{h_{vl}} \quad (5.25)$$

mit: x_F kg/kg Verdampfungsanteil bei adiabater Sättigungstemperatur
 c_{pl} J/kg/K spezifische Wärmekapazität der Flüssigkeit
 T_0 K Ruhetemperatur
 T_{KG} K Kühlgrenztemperatur
 h_{vl} J/kg Verdampfungsenthalpie

Zusätzlich wird ein Verdunstungsanteil durch Einmischen von Umgebungsluft berechnet:

$$x_v = 0,32 \cdot \sqrt{\frac{\rho_{Luft}}{\rho_l}} \cdot \frac{c_{p,Luft} \cdot (T_U - T_{KG})}{h_{vl}} \cdot \frac{Z}{d_0} \quad (5.26)$$

mit: x_v kg/kg Verdunstungsanteil
 T_U K Temperatur der Umgebungsluft

Nachfolgend sind berechnete Werte der Kühlgrenztemperatur aufgeführt.

Tab. 5.7: Fauske – berechnete und gemessene Temperatur der Tropfen

Stoff	T Siede		T Gleichgewicht		T gemessen	
	[K]	[°C]	[K]		[K]	[°C]
Wasser	373	100	296	23	297	24
CFC-11	297	24	255	-18	252	-21
HF	293	20	248	-25	252	-21
Methylamin	267	-6	221	-52	219	-54
Ammoniak	240	-33	204	-69	209	-64

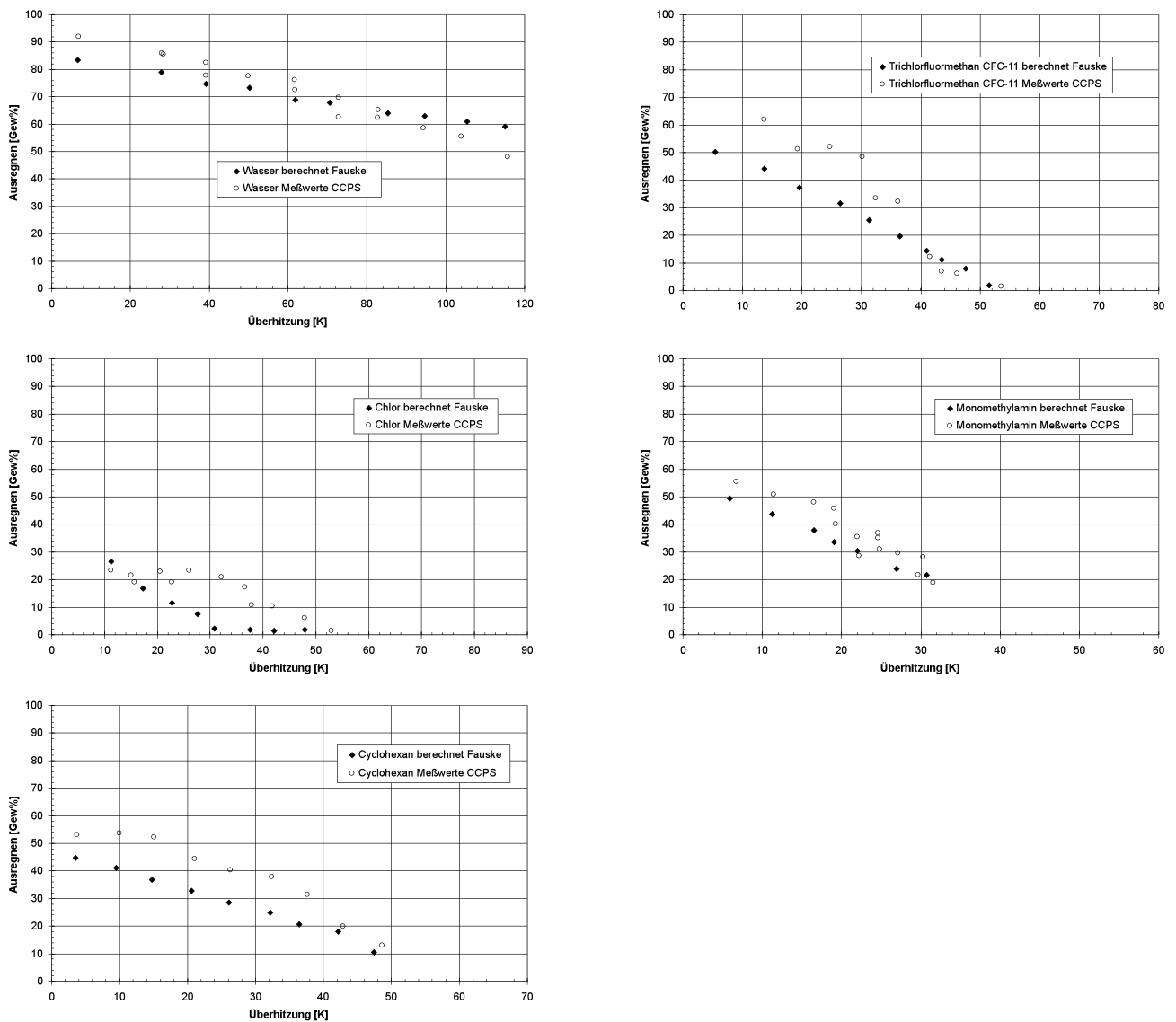


Abb. 5.14: Fauske – Vergleich Modell mit Meßwerten CCPS

Die Übereinstimmung ist insgesamt gut.

5.5.4. Modell von Papadourakis, Caram und Barner

Das Modell ist in [5.21] beschrieben. In diesem Modell werden obere und untere Grenzen für die Verdunstung berechnet.

Die obere Grenze wird gegeben durch einen Tropfen, der in einem waagrechten Wurf mit einer Anfangsgeschwindigkeit durch die Umgebungsluft fällt. Für diesen Tropfen werden durch Integration der differentiellen Erhaltungsgleichungen für Masse, Energie und Impuls die Flugbahn, die Abkühlung und die Verdunstung berechnet. Die Tropfengröße wird vorgegeben oder aus einer kritischen Weber-Zahl von 12 berechnet.

Die untere Grenze wird durch einen Tropfen berechnet, der sich in einem horizontalen Freistrahlfeld befindet. Die Flüssigkeit macht eine adiabate Entspannungsverdampfung durch und der Strahl weitet sich auf. Das Strahlmodell besteht aus einer Massenbilanz, einer Energiebilanz und einer Impulsbilanz in horizontaler Richtung. Eine Bewegung in der Senkrechten wird nicht betrachtet. Weiter wird angenommen, daß es keine Relativbewegung der Tropfen zur Gasphase im Strahl gibt und die Temperatur, Dichte und andere Größen über dem Strahlradius konstant sind. Die Gleichungen sind beschränkt auf die Freisetzung von einem Reinstoff.

Massenbilanz

Massenbilanz um einen verdunstenden Tropfen:

$$\frac{dm}{dt} = -A \cdot \beta \cdot (C_S - C_G) \quad (5.27)$$

Mit der Annahme, daß der Tropfen kugelförmig ist und die verdunstende Masse durch die Gasphase diffundieren muß, kann Gl. 1 angenähert werden durch:

$$\frac{dm}{dt} = -\pi \cdot d^2 \cdot \beta \cdot \frac{\tilde{M} \cdot p}{R \cdot T_g} \cdot \ln \left(\frac{1 - y_g}{1 - y_s} \right) \quad (5.28)$$

mit:	m	Masse des Tropfens [kg]
	d	Durchmesser des Tropfens [m]
	β	Stoffübergangskoeffizient [m/s]
	p	Umgebungsdruck [Pa]
	\tilde{M}	molare Masse [kg/mol]
	R	universelle Gaskonstante 8,314 J/(mol·K)
	T_g	Temperatur der Gasphase in größerer Entfernung vom Tropfen [K]
	y_g	Konzentration des Stoffes im Gas [mol/mol]
	y_s	Konzentration des Stoffes an der Oberfläche des Tropfens [mol/mol]

Es wird angenommen, daß y_s die Gleichgewichtskonzentration bei der Temperatur des Tropfens ist. Wenn der Tropfen in reine Luft verdunstet, ist $y_g = 0$. Der logarithmische Term ist eine Korrektur für den Stefan-Fluß. Der Stofftransportkoeffizient kann als Funktion der Sherwood-Zahl Sh berechnet werden.

$$Sh = \frac{\beta \cdot d}{D} \quad (5.29)$$

mit: Sh Sherwood-Zahl [-]
 D Diffusionskoeffizient [m^2/s]

Es gibt verschiedene empirische Beziehungen für die Sherwood-Zahl von verdunstenden Tropfen. Die allgemeine Form der meisten Beziehungen ist:

$$Sh = a + b \cdot Re^{0.5} Sc^{1/3} \quad (5.30)$$

mit: Re Reynolds-Zahl des Tropfens mit der Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Gas [-]
 Sc Schmidt-Zahl [-]
 a, b empirische Konstanten

Im Modell wird $a = 2$ und $b = 0,6$ gesetzt. Wenn sich der Tropfen nicht relativ zum umgebenden Medium bewegt, ist $Re = 0$ und $Sh = 2$. Dies ist der Fall für einen Tropfen, der vom Strahl getragen wird. Einsetzen von Gl. 1 und 2 ergibt die Massenbilanz für den Tropfen:

$$\frac{dm}{dt} = -\pi \cdot d^2 \cdot \frac{Sh \cdot D}{d} \cdot \frac{\tilde{M} \cdot p}{R \cdot T_g} \cdot \ln \left(\frac{1 - y_g}{1 - y_s} \right) \quad (5.31)$$

Energiebilanz:

Unter der Annahme, daß keine kinetische Energie in Wärme verwandelt wird, ist die Änderung der Enthalpie eines Tropfens gleich der Wärmeverluste durch Konvektion, durch Verdunstung und durch Strahlung. Unter der Annahme, daß die Verlust durch Strahlung vernachlässigbar klein sind, ergibt sich:

$$\frac{d(m \cdot h_l)}{dt} = -\pi \cdot d^2 \cdot \alpha \cdot (T_g - T_T) + \frac{dm}{dt} \cdot h_v \quad (5.32)$$

mit: α Wärmeübergangskoeffizient [$W/m^2/K$]
 T_g Temperatur des Gases [K]
 T_T Temperatur des Tropfens [K]
 h_l Enthalpie der Flüssigkeit [J/kg]
 h_v Enthalpie des Dampfes [J/kg]

Die Enthalpien bei der Temperatur T berechnen sich zu:

$$h_l = c_{pl} \cdot (T - T_r) - h_{vl} \quad (5.33)$$

$$h_v = c_{pv} \cdot (T - T_r) \quad (5.34)$$

mit: c_{pl} spezifische Wärmekapazität der Flüssigkeit [J/(kg·K)]
 c_{pv} spezifische Wärmekapazität des Dampfes [J/(kg·K)]
 T_r Referenztemperatur [K]
 h_{vl} Verdampfungsenthalpie bei Referenztemperatur [J/kg]

Einsetzen von T_T statt T in Gl. 5.27 und 5.28 in Verbindung mit Gl. 5.26 ergibt:

$$\frac{dT_d}{dt} = \frac{\pi \cdot d^2 \cdot \alpha \cdot (T_g - T_T) + \frac{dm}{dt} [(c_{pv} - c_{pl}) \cdot (T_T - T_r) + h_{vl}]}{m \cdot c_{pl}} \quad (5.35)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient kann als Funktion der Nusselt-Zahl berechnet werden:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda} \quad (5.36)$$

mit: Nu Nusselt-Zahl [-]
 λ Wärmeleitfähigkeit des Dampfes [W/(m·K)]

Die Nusselt-Zahl kann wegen der Analogie von Wärme- und Stoffübergang in der gleichen empirischen Form berechnet werden:

$$Nu = a + b \cdot Re^{0,5} Pr^{1/3} \quad (5.37)$$

mit: Pr Prandtl-Zahl [-]

Im Modell wird $a = 2$ und $b = 0,6$ gesetzt. Für den Fall, daß sich der Tropfen nicht bewegt relativ zum Medium, das ihn umgibt, ist $Re = 0$ und $Nu = 2$. Die Auswirkung des Stefan-Flusses auf die Nusselt-Zahl wurde durch folgende Gleichung berücksichtigt:

$$Nu = 2 \cdot \frac{a}{e^a - 1} \quad (5.38)$$

$$\text{mit: } a = \frac{c_{pv} \cdot \rho_g \cdot D}{\lambda} \cdot \ln \left(\frac{1 - y_g}{1 - y_s} \right) \quad (5.39)$$

ρ_g Dichte des Dampfes [kg/m³]

$$\frac{dT_d}{dt} = \frac{\pi \cdot d^2 \cdot \frac{Nu \cdot \lambda}{d} \cdot (T_g - T_T) + \frac{dm}{dt} [(c_{pv} - c_{pl}) \cdot (T_T - T_r) + h_{vl}]}{m \cdot c_{pl}} \quad (5.40)$$

Erhaltung des Impulses in horizontaler Richtung:

$$\frac{d(m \cdot u_x)}{dt} = u_x \frac{dm}{dt} - F_x \quad (5.41)$$

$$\text{mit: } F_x = C_D \cdot \frac{\pi \cdot d^2}{4} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho_g \cdot u_x \cdot u \quad (5.42)$$

$$\text{und: } u = \sqrt{u_x^2 + u_y^2} \quad (5.43)$$

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}} \cdot (1 + 0,15 \cdot \text{Re}^{0,687}) \quad \text{für } \text{Re} < 989 \quad (5.44)$$

$$C_D = 0,44 \quad \text{für } \text{Re} \geq 989$$

Nach mehreren Umformungen erhält man folgenden Ausdruck für die Impulsbilanz in x-Richtung:

$$u_x = - \frac{C_D \cdot \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho_g \cdot u_x \cdot u}{m} \quad (5.45)$$

Erhaltung des Impulses in vertikaler Richtung:

$$\frac{d(m \cdot u_y)}{dt} = u_y \frac{dm}{dt} + F_a - F_g - F_y \quad (5.46)$$

$$\text{mit: } F_a = m \cdot \frac{\rho_l}{\rho_v} \cdot g$$

$$F_g = m \cdot g \quad (5.47)$$

$$F_y = C_D \cdot \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho_g \cdot u_y \cdot u$$

$$\frac{du_y}{dt} = \frac{g \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} - 1 \right) \cdot m - C_D \cdot \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho_v \cdot u_y \cdot u}{m} \quad (5.48)$$

Gleichungen für die Flugbahn des Tropfens:

$$\frac{dx}{dt} = u_x + u_{\text{Wind}} \quad (5.49)$$

$$\frac{dy}{dt} = u_y \quad (5.50)$$

Modell für den Strahl:

Massenbilanz:

Massenfluß:

$$\dot{m} = \pi \cdot r_s^2 \cdot u \cdot [\rho_g \cdot (1-x) + \rho_l \cdot x] \quad (5.51)$$

Einmischen von Luft:

$$\dot{m}_{Luft} = 0,32 \cdot \frac{\dot{m}_0 \cdot x}{d_s} \cdot \sqrt{\frac{\rho_{Luft}}{\rho_{Fl}}} \quad (5.52)$$

$$\dot{m} = \dot{m}_0 + \dot{m}_{Luft} \quad (5.53)$$

Energiebilanz:

$$\dot{H} = \pi \cdot r_s^2 \cdot u \cdot [x \cdot \rho_l \cdot h_l + (1-x) \cdot \rho_v \cdot (y \cdot h_v + (1-y) \cdot h_{Luft})] \quad (5.54)$$

$$\dot{H} = \dot{m}_0 \cdot h_0 + \dot{m}_{Luft} \cdot h_{Luft} \quad (5.55)$$

$$h_{Luft} = c_{p,Luft} \cdot (T_{Luft} - T_r) \quad (5.56)$$

Impulsbilanz in horizontaler Richtung

$$j = \pi \cdot r_s^2 \cdot u^2 \cdot [\rho_g \cdot (1-x) + \rho_l \cdot x] \quad (5.57)$$

$$j = \frac{\dot{m}_0^2}{\rho_0 \cdot A_0} \quad (5.58)$$

Strömung des Flüssigkeitsanteils:

$$\dot{m}_l = \dot{m}_{l0} \cdot \frac{m_d}{m_{d0}} \quad (5.59)$$

Flüssigkeit zu Beginn:

$$\dot{m}_{l0} = \dot{m}_0 \cdot (1 - x_{Fl}) \quad (5.60)$$

Flashanteil zu Beginn:

$$x_{Fl} = \frac{h_0 - (T_{T0} - T_r) \cdot c_{pl} + h_{vl}}{(c_{pv} - c_{pl}) \cdot (T_{T0} - T_r) + h_{vl}} \quad (5.61)$$

Gleichungen für den Strahl:

$$T_g = \frac{\dot{H} - h_l \cdot \dot{m}_l}{\dot{m} - \dot{m}_l} \cdot \frac{1}{y \cdot c_{p,v} + (1-y) \cdot c_{p,Luft}} + T_r \quad (5.62)$$

Massenanteil von Dampf im Gas:

$$y = \frac{\dot{m}_0 - \dot{m}_l}{\dot{m} - \dot{m}_{l,0}} \quad (5.63)$$

Die molare Konzentration der Bestandteile der Tropfen in der Gasphase ergibt sich aus:

$$\tilde{y}_g = \frac{y/\tilde{M}}{y/\tilde{M} + (1-y)/\tilde{M}_{Luft}} \quad (5.64)$$

Die verbleibenden Variablen des Strahls werden mit den übrigen Gleichungen bestimmt. Die Geschwindigkeit des Strahls ist gleich dem Impulsstrom geteilt durch die Massenstromdichte:

$$u = \frac{i}{\dot{m}} \quad (5.65)$$

Die Dichte der Gasphase (Dampf und eingesaugte Luft) ρ_g ergibt sich aus:

$$\rho_g = \frac{\tilde{M}_g \cdot p}{R \cdot T_g} \quad (5.66)$$

$$\text{mit: } \tilde{M}_g = \tilde{y}_g \cdot \tilde{M} + (1 - \tilde{y}_g) \cdot \tilde{M}_{Luft} \quad (5.67)$$

Der Volumenanteil der Gasphase im Strahl berechnet sich aus:

$$\alpha = \frac{\frac{\dot{m} - \dot{m}_l}{\rho_v}}{\frac{\dot{m} - \dot{m}_l}{\rho_v} + \frac{\dot{m}_l}{\rho_l}} \quad (5.68)$$

Radius des Strahls (aus Gl. 31)

$$r_s = \sqrt{\frac{i}{\pi \cdot u^2 \cdot [\rho_g \cdot \alpha + \rho_l \cdot (1 - \alpha)]}} \quad (5.69)$$

Beispielrechnungen für verschiedene Tropfendurchmesser zeigen, daß die Flugweite eines Tropfens – Ammoniak, Monomethylamin – stark vom Durchmesser abhängen

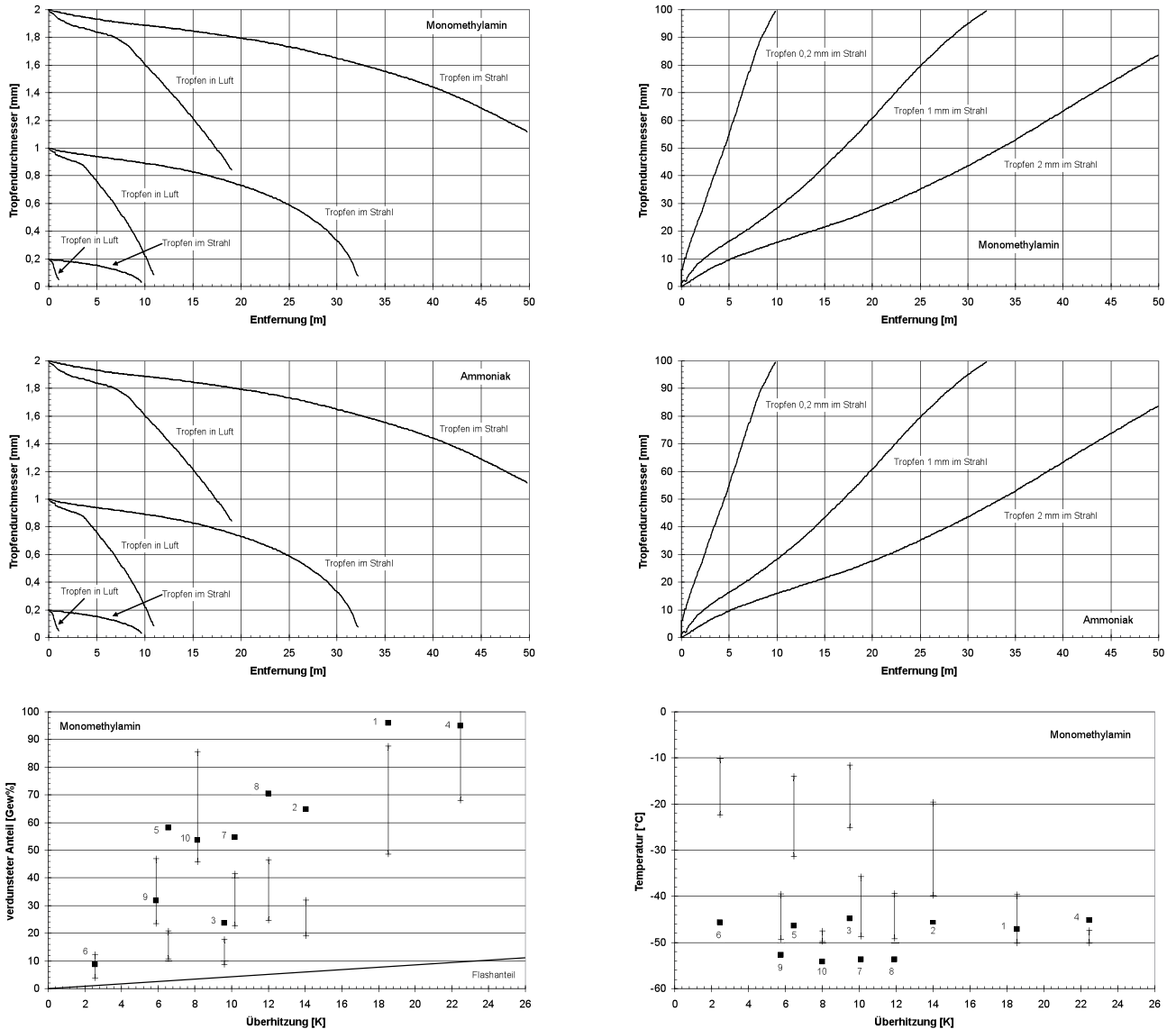


Abb. 5.15: Rechnungen Flugweite eines Tropfens, Vergleich Modell - Meßwerte

Das Modell wird mit Experimenten mit Monomethylamin verglichen (Abb. 5.15). Die Experimente sind in [5.22] veröffentlicht.

Der Tropfendurchmesser wurde aus der angenommenen kritischen Weber-Zahl von 12 berechnet. Für Werte bei geringer Überhitzung (6, 9, 10) befinden sich die Meßwerte innerhalb der berechneten oberen und unteren Grenze. Die Tropfengröße wird hier durch aerodynamische Kräfte bestimmt, so daß die mit der Weber-Zahl berechnete Tropfengröße einen guten Wert ergibt. Bei zunehmender Überhitzung (Versuche 3, 7, 8 und 2) ergibt sich ein Übergang von Tropfenbildung durch Luftwiderstand und Verdampfung.

Die gemessenen Temperaturen liegen in der Regel unter den berechneten. Als Begründung wird angeführt, daß die Tropfen einer Größenverteilung unterliegen. Kleinere Tropfen verdunsten schneller und kühlen schneller ab.

Außerdem kühlen die Tropfen auch dann noch ab, wenn sie schon auf den Temperaturmeßfühlern liegen.

5.5.5. Zusammenfassung

Eine Berechnung des Ausregnens aus zweiphasigen Freistrahlen ist mit einfachen Modellen möglich. Gegenüber dem Modell von DeVaul und King ist das Modell von Fauske zu bevorzugen. Die Ergebnisse für Reinstoffe stimmen zufriedenstellend mit Messungen überein. Bei dem Modell von Fauske ist keine Annahme zur Tropfengröße erforderlich. Das Modell ist aber für Gemische nur eingeschränkt anwendbar, da die Kühlgrenztemperatur von den Dampfdrücken und der Zusammensetzung abhängt.

Das Modell von Papadourakis, Caram und Barner rechnet mit vertretbarem Aufwand die Verdunstung eines frei fallenden Tropfens in Luft und eines Tropfens in einem Strahl. Mit einer geeigneten Thermodynamik können damit auch Gemische gerechnet werden. Mit diesem Modell kann man Berechnungen der Flugweite für vorgegebene Tropfengrößen machen. Es sind nur Parameterstudien möglich, bis zu welchem Durchmesser Tropfen vollständig verdampfen und welcher Anteil bei einem bestimmten Durchmesser noch ausregnet.

Mit der Korrelation der „Joint Industrial Project“ gibt es eine Formel zur Berechnung der Tropfengröße für unterkühlte Strahlen, verdampfende Strahlen und den Übergangsbereich dazwischen, die experimentell mit verschiedenen Reinstoffen belegt ist.

Wünschenswert wären weitere Versuche, die Tropfengrößenverteilungen und den Grad des Ausregnens für einen weiten Temperatur- und Druckbereich für Reinstoffe und exemplarische Gemische bestimmen.

5.6. Formelverzeichnis

a	m^2/s	Temperaturleitfähigkeit der Flüssigkeit
C	$\text{m s}^{-1/2}$	Wachstumsrate einer Blase
c_{pl}	$\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$	spezifische Wärmekapazität der Flüssigkeit
d	m	Durchmesser
D_0	m	Durchmesser Düse
h_{vl}	J/kg	Verdampfungsenthalpie
g	m/s^2	Schwerebeschleunigung
G	$\text{kg}/(\text{s}\cdot\text{m}^2)$	Massenstromdichte
L	m	Länge
m	kg	Masse
m_{A}	kg	Masse Aerosol
m_{Fl}	kg	Masse Dampf nach Entspannungsverdampfung (Flash)
m_0	kg	Masse im Ruhezustand
p_0	Pa	Ruhedruck
p_{at}	Pa	Umgebungsdruck
s	m	Strecke
T_0	K	Temperatur im Ausgangszustand
T_{KG}	K	Kühlgrenztemperatur
T_{S}	K	Siedetemperatur bei Umgebungsdruck
T_{U}	K	Umgebungstemperatur
u	m/s	Geschwindigkeit
u_{e}	m/s	Erosionsgeschwindigkeit
u_{S}	m/s	Strahlgeschwindigkeit bei Umgebungsbedingungen
W_{air}	kg/s	Lufteinsaugrate
We	-	Weber-Zahl
x_{Fl}	kg/kg	Massenanteil Dampf nach adiabater Entspannung (Flash)
x_{v}	kg/kg	Verdunstungsanteil
Z	m	Strahlänge
α	m^3/m^3	Volumenanteil der Gasphase
λ_{l}	$\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$	Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit
ρ_{l}	kg/m^3	Dichte der Flüssigkeit
ρ_{v}	kg/m^3	Dichte des Dampfs
ρ_{Luft}	kg/m^3	Dichte der Umgebungsluft
σ	N/m	Oberflächenspannung der Flüssigkeit
Φ_{F}	kg/kg	Flashanteil
Φ_{A}	kg/kg	Aerosolanteil, bezogen auf den Flashanteil

5.7. Literaturverzeichnis

- 5.1 Review of RELEASE rainout model and the Center for Chemical Process Safety (CCPS) data prepared by AEA Technology plc (Susan A Ramsdale, Graham A Tickle) for the Health and Safety Executive Contract Research Report 277/2000
- 5.2 Hervieu, E.; Veneau, T.: Experimental determination of the droplet size and velocity distributions at the exit of the bottom discharge pipe of a liquefied propane storage tank during a sudden blowdown
J. Loss Prev. Process Ind., Vol. 9, No. 6, pp. 413 – 425, 1996
- 5.3 Touil, Abdellah: Modelisation des jets diphasiques liquide vapeur et du „Rain-out“ Dissertation, Ecole Nationale superieure des Mines Saint-Etienne 2005 n° d'ordre: 348 CD
- 5.4 Adrian, J.C.; Lerible, R.; Marchand, V.; Hocquet, J.; Bigot, J.-P.: Loss of containment: experimental aerosol rain-out assessment Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries, 10th International Symposium; Stockholm 2001; pp. 1043 – 1049
- 5.5 Touil, A.; Bigot, J.-P.; Bonnet, P.; Lacombe, J.-M.; Duplantier, S.: Rainout Prediction: Inital Droplet Diameter Experimental Determination Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries 11th International Symposium 2004, Praha, Full text 0923, pp. 3201 – 3209
- 5.6 Brown, R.; York, J.L.: Sprays formed by Flashing Liquid Jets AIChE Journal, Vol. 8, pp. 149-153 (1962)
- 5.7 Cleary, V.; Bowen, P.; Witlox, H.: Flashing liquid jets and two-phase droplet dispersion I. Experiments for derivation of droplet atomisation correlations Journal of Hazardous Materials 142 (2007) pp. 786 - 796
- 5.8 Witlox, H.; Harper, M.; Bowen, P.; Cleary, V.: Flashing liquid jets and two-phase droplet dispersion II. Comparison and validation of droplet size and rainout formulations Journal of Hazardous Materials 142 (2007) pp. 797 - 809
- 5.9 Witlox, H.W.M.; Harper, M.; Oke, A.; Bowen, P.J.; Kay, P.; Jamois, D.; Proust, C.: Two-phase jet releases and droplet dispersion: Scaled and large-scale experiments, droplet-size correlation development and model validation
ICHEME Symposium series No. 155, Hazards XXI (2009), pp. 615 - 623
- 5.10 Witlox, H.W.M.; Harper, M.; Oke, A.; Bowen, P.J.; Kay, P.: Sub-cooled and flashing liquid jets and droplet dispersion I. Overview and model implementation/validation
J. Loss. Prev. Process Ind. Vol. 23, pp. 831 – 842 (2010)
- 5.11 Kay, P.; Bowen, P.J.; Witlox, H.W.M.: Sub-cooled and flashing liquid jets and droplet dispersion II. Scaled experiments and derivation of droplet size correlations
J. Loss. Prev. Process Ind. Vol. 23, pp. 849 – 856 (2010)
- 5.12 LIS-Bericht Nr. 115: Ermittlung des Gefährdungspotentials ereignisbezogener Stofffreisetzungen unter dem Aspekt der Störfall-Verordnung, Landesanstalt für Immissionsschutz Nordrhein-Westfalen, 1994 (zitiert im UBA-Leitfaden [5.13])
- 5.13 UBA-Forschungsbericht 204 09 228: Ermittlung und Berechnung von Störfallablaufsznenarien nach Maßgabe der 3. Störfallverwaltungsvorschrift, Oktober 1999 (TÜV Anlagentechnik GmbH, TU Berlin)
- 5.14 VDI-Richtlinie 3783, Blatt 4 (Entwurf), VDI-Verlag, Düsseldorf
- 5.15 Lees: Loss Prevention in the Process Industrie, Vol. 1, 1980, ISBN 0 408 10697 2
- 5.16 Pischinger: Referenzszenario „Ausbreitung toxischer Gase“ für Zwecke der Raumordnung/ Flächenwidmung nach Artikel 12 der „Seveso II-Richtlinie“ (Erstellt im Auftrag der Landesregierungen der Bundesländer Kärnten, Salzburg, Steiermark, Tirol, Vorarlberg und Wien sowie der Stadt Linz)

- 5.17 De Vaull, G.E.; King, J.A.: Similarity scaling of droplet evaporation and liquid rain-out following the release of superheated flashing liquid to the environment
85th Annual Meeting, Air and Waste Management Assoc., Kansas 1992
- 5.18 Lautkaski, R.: Experimental correlations for the estimation of the rainout of flashing liquid releases – Revisited
J. Loss. Prev. Process Ind. Vol. 21, pp. 506 – 511 (2008)
- 5.19 Fauske, H.K. Modeling Liquid Rainout from Superheated Jet Releases
FAI Process Safety News, Fall/Winter 1997
- 5.20 Epstein, M., Fauske, H.K.: The Three Mile Island Unit 2 Core Relocation – Heat Transfer and Mechanism
Nuclear Technology, Vol. 87, Dec. 1989, pp. 1021 – 1035
- 5.21 Papadourakis, A.; Caram, H. S.; Barner, C. L.: Upper and lower bounds of droplet evaporation in two-phase jets
J. Loss Prev. Process Ind., Vol. 4, No. 2, pp. 93-101 (1991)
- 5.22 Lantzy, R.J., Myers, R.D., Pfenning, D.B., Millsap, S.B.: Atmospheric release tests of monomethylamine
J. Loss. Prev. Process Ind. Vol. 3, pp. 77 – 81 (1990)

Verdunstung und Verdampfung aus einer Lache

Bei einer Freisetzung von Flüssigphase kommt es in Abhängigkeit von den Freisetzungsbedingungen und der Siedetemperatur der Flüssigkeit ggf. zu einer Flash-Verdampfung und zu einer Verdunstung der Tröpfchen. Die restliche ausgeregnete Flüssigkeit bildet auf dem Boden eine Lache. Die Lache breitet sich solange aus, bis eine minimale Schichtdicke erreicht worden ist, oder Hindernisse die Lachengröße begrenzen.

Liegt die Siedetemperatur der Flüssigkeit oberhalb der Umgebungstemperatur, so wird sich die Flüssigkeit durch Abgabe von Wärme an die Umgebung abkühlen und es tritt ein Verdunstungsprozess ein. Liegt dagegen die Siedetemperatur der Flüssigkeit unterhalb der Umgebungstemperatur, so wird es durch die Wärmezufuhr, vor allem durch den Boden, über eine gewisse Zeit bei gleichbleibender Flüssigkeitstemperatur zu einer Verdampfung kommen. Durch die Abkühlung des Bodens verringert sich in kurzer Zeit aber die Wärmezufuhr so stark, dass es zu einer Unterkühlung der Flüssigkeit aufgrund der Verdampfung kommt.

Bei einer Verdunstung ist der Sättigungsdampfdruck über der Flüssigkeitsoberfläche geringer als der Umgebungsdruck und der daraus resultierende Massenstrom kleiner als bei einer Verdampfung. Die treibende Kraft für die Verdunstung ist im Wesentlichen das Dampfdruckgefälle zwischen dem Sättigungsdampfdruck an der Flüssigkeitsoberfläche und dem Partialdruck in der Umgebungsluft, während bei der Verdampfung nur die zugeführte Wärmemenge für den Massenstrom ausschlaggebend ist.

6.1. Energiebilanz für die Lache

Aus der Energiebilanz zwischen zugeführter und abgeführter Wärme aus der Umgebung und der für die Verdunstung erforderlichen Energie ergibt sich die zeitliche Änderung der Flüssigkeitstemperatur, die natürlich auch eine Veränderung des Dampfdrucks und somit auch des verdunsteten Massenstroms zur Folge hat. Im **Bild 6.1** sind die relevanten Wärmeströme einer Energiebilanz um die Lache dargestellt.

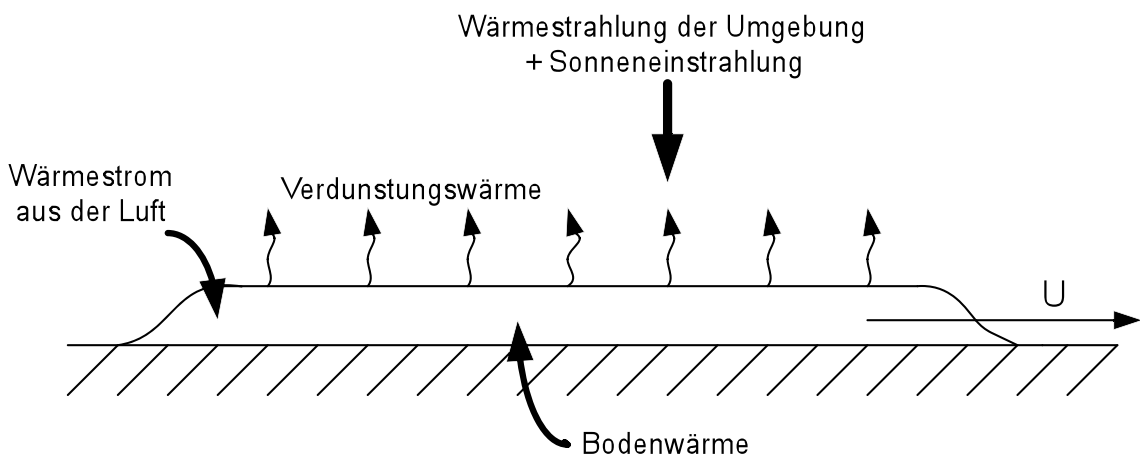


Bild 6.1: Energiebilanz um die Flüssigkeitslache

Aus der Energiebilanz um die Flüssigkeitslache lässt sich die folgende Differentialgleichung für die Temperaturänderung ableiten:

$$m c_{p,fl} \frac{dT_{fl}}{dt} = \dot{Q}_B + \dot{Q}_U + \dot{Q}_{Str} - \dot{Q}_{vu} - \dot{Q}_{va} + \dot{m}_0 c_{p,0} (T_0 - T_{fl})$$

$$p_A \geq p_u : \dot{Q}_{va} = \dot{m}_{va} h_v ; \dot{Q}_{vu} = 0$$

$$p_A < p_u : \dot{Q}_{va} = 0 ; \dot{Q}_{vu} = \dot{m}_{vu} h_v$$
(6.1)

Hierbei bedeuten:

\dot{m}_0 [kg/s]	Massenstrom in die Lache
\dot{m}_{va} [kg/s]	Verdampfungsmassenstrom
\dot{m}_{vu} [kg/s]	Verdunstungsmassenstrom
m [kg]	Masse der Flüssigkeit in der Lache
T_0 [K]	Temperatur der ausströmenden Flüssigkeit
T_{fl} [K]	Flüssigkeitstemperatur
c_p [J/(kg K)]	Wärmekapazität (Index 0: der austretenden Flüssigkeit)
h_v [J/kg]	Verdampfungsenthalpie
\dot{Q}_B [W]	Wärmestrom aus dem Boden
\dot{Q}_U [W]	Wärmestrom durch Wärmeübertragung aus der Luft
\dot{Q}_{Str} [W]	Wärmestrom durch Strahlung
\dot{Q}_{vu} [W]	Wärmestrom infolge Verdunstung
\dot{Q}_{va} [W]	Wärmestrom infolge Verdampfung
p_u [Pa]	Umgebungsdruck
p_A [Pa]	Dampfdruck der Flüssigkeit

6.1.1. Konvektiver Wärmestrom zwischen Luft und Flüssigkeit

Der Wärmestrom zwischen Luft und Flüssigkeitslache berechnet sich aus dem Wärmeübergangskoeffizienten α und der Temperaturdifferenz zwischen Luft und Flüssigkeit.

$$\dot{Q}_U = \alpha (T_{Luft} - T_{fl}) A_{Lache}$$
(6.2)

Der Wärmeübergangskoeffizient wird aus dem Ansatz für eine mittlere Nusselt Zahl bei einer längs angeströmten ebenen Platte in Abhängigkeit von der Windgeschwindigkeit w berechnet [6.1]:

$$\begin{aligned}
 Nu &= \frac{\alpha L}{\lambda}; \quad Pr = \frac{\eta c_p}{\lambda}; \quad Re = \frac{wL}{\nu} \\
 Nu &= \sqrt{Nu_{lam}^2 + Nu_{turb}^2} \\
 Nu_{lam} &= 0,664 \sqrt{Re} \sqrt[3]{Pr} \\
 Nu_{turb} &= \frac{0,037 Re^{0,8} Pr}{1 + 2,443 Re^{-0,1} (Pr^{2/3} - 1)}
 \end{aligned}
 \tag{6.3}$$

Für die Überströmlänge L wird bei einer runden Lache der Lachendurchmesser angesetzt.

Hierbei bedeuten:

Nu [-]	Nusselt Zahl
Pr [-]	Prandtl Zahl
Re [-]	Reynolds-Zahl
w [m/s]	Windgeschwindigkeit
L [m]	Überströmlänge
λ [W/(m ² K)]	Wärmeleitfähigkeit der Luft
η [Pa s]	Dyn. Viskosität der Luft
c_p [kJ/(kg K)]	Wärmekapazität der Luft
ν [m ² /s]	kinematische Viskosität der Luft
α [W/(m ² K)]	Wärmeübergangskoeffizient
T_{Luft} [K]	Lufttemperatur
T_{fl} [K]	Lachentemperatur
A_{Lache} [m ²]	Lachenfläche

6.1.2. Wärmestrom aus dem Boden

Als Lösung der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung erhält man für den Wärmestrom aus oder in den Boden wie bei Lebuser, Schecker [6.2] und Wörsdörfer [6.3] dargestellt:

$$\dot{Q}_B = \frac{\lambda_B}{\sqrt{\frac{\lambda_B}{\rho_B c_{p,B}} \pi t}} (T_B - T_{fl}) A_{Lache}
 \tag{6.4}$$

Der Wärmestrom ist von der Zeitdauer abhängig, die die Flüssigkeit mit dem Boden Kontakt hat. Der Bereich, der zuerst mit der Flüssigkeit Kontakt hatte, ist schon abgekühlt / erwärmt und kann nur noch wenig Wärme austauschen, während der Außenbereich der sich ausbreitenden Lache auf einen Boden bei Umgebungstemperatur trifft.

Es wird daher eine kreisförmige Lache vorausgesetzt, die in Kreisringe (äußerer Radius r_i , innerer Radius r_{i-1}) unterteilt wird. Für jeden Kreisring wird die Zeit seit der Beaufschlagung ($t - t^*$) mit Flüssigkeit betrachtet und dementsprechend der Wärmestrom berechnet. Durch Summation aller Kreisringe wird anschließend der gesamte Wärmestrom zum Zeitpunkt t ermittelt:

$$\dot{Q}_B = \frac{\lambda_B}{\sqrt{\pi \frac{\lambda_B}{\rho_B c_{p,B}}}} (T_B - T_{fl}) \sum_{i=2}^n \frac{\pi (r_i^2 - r_{i-1}^2)}{\sqrt{t - t_i^*}} \quad (6.5)$$

Hierbei bedeuten:

λ_B [W/(m ² K)]	Wärmeleitfähigkeit des Bodens
ρ_B [kg/m ³]	Dichte des Bodens
$c_{p,B}$ [kJ/(kg K)]	Wärmekapazität des Bodens
T_B [K]	Temperatur des Bodens
r [m]	Radius der Lache
A_{Lache} [m ²]	Lachenfläche

6.1.3. Wärmestrahlung

Eine umfassende Berücksichtigung der Wärmeübertragung durch Strahlung müssen nach Lebuser [6.4] die folgenden Anteile beinhalten:

- Sonneneinstrahlung + Hintergrundstrahlung
- Strahlung der Atmosphäre
- Abstrahlung der Flüssigkeit und
- Reflektion an der Flüssigkeitsoberfläche

Unter Berücksichtigung der entsprechenden Emissionskoeffizienten führt diese Betrachtung zu folgender Energiebilanz:

$$\dot{Q}_{Str} = (0,86 \dot{Q}_{Sonne} - 0,9 \sigma T_{fl}^4 + 0,46 \sigma (T_{Luft}^4 - T_{fl}^4)) A_{Lache} \quad (6.6)$$

Für die solare Einstrahlung \dot{Q}_{Sonne} werden an wolkenlosen Sommertagen Werte von 0,9 bis 1,4 kW/m² (meistens 1 kW/m²) angegeben. Die Stefan-Boltzmann-Konstante σ hat einen Wert von $5,67051 \cdot 10^{-8}$ W/(m² K⁴).

6.1.4. Wärmestrom durch Verdampfung oder Verdunstung

6.1.4.1. Verdampfung aus einer Flüssigkeitslache

Ist die Siedetemperatur der Flüssigkeit kleiner als die Umgebungstemperatur, so ist als Lachentemperatur am Anfang der Freisetzung die Siedetemperatur anzusetzen. Die gesamte der Lache zugeführte Wärme wird zur Verdampfung der Flüssigkeit verwendet und die Lachentemperatur bleibt konstant. Die oben genannte Energiebilanz vereinfacht sich dann zu

$$\dot{m}_{va} = \frac{\dot{Q}_B + \dot{Q}_U + \dot{Q}_{Str}}{h_v} \quad (6.7)$$

Der maßgebliche Wärmeeintrag in die Lache erfolgt durch den Boden, der aber mit der Zeit abnimmt. Der Verdampfungsmassenstrom verringert sich damit ebenfalls. Liegt eine Luftströmung vor, so wird durch Konvektion nach einer gewissen Zeit mehr Masse abtransportiert, als durch die Verdampfung nachgeliefert werden kann. Ab diesem Zeitpunkt verringert sich die Lachentemperatur und es tritt eine Verdunstung ein.

6.2. Verdunstung aus einer Flüssigkeitslache

6.2.1. Empirische Modelle für die Verdunstung eines Stoffes

Viele empirische Modelle zur Berechnung des Verdunstungsmassenstroms basieren auf den Arbeiten von Sutton [6.5] und Pasquill [6.6]. Basierend auf der Lösung der Stofftransportgleichung in einer turbulenten Strömung, entwickelte Sutton eine Gleichung, die den Massenstrom in Abhängigkeit der überströmten Länge, der Strömungsgeschwindigkeit, der Lachengröße sowie des Dampfdruckes und der kinematischen Viskosität berechnet. Aufgrund von Windkanaluntersuchungen konnte Pasquill zeigen, dass die Verwendung des Diffusionskoeffizienten des Stoffes in Luft anstatt der kinematischen Viskosität bessere Berechnungsergebnisse liefert. Es ergeben sich die folgenden Gleichungen zur Berechnung des Verdunstungsmassenstroms:

$$\text{Rechteckige Lache:} \quad \dot{m}_{vu} = 3,94 * 10^{-3} u^{0,78} x^{0,89} y \frac{p_A M}{RT_{fl}} \left(\frac{D_{AB}}{1,47 * 10^5} \right)^{0,22} \quad (6.8)$$

$$\text{Kreisförmige Lache:} \quad \dot{m}_{vu} = 3,16 * 10^{-3} u^{0,78} d^{1,89} \frac{p_A M}{RT_{fl}} \left(\frac{D_{AB}}{1,47 * 10^5} \right)^{0,22} \quad (6.9)$$

Nach dem LIS-Bericht Nr. 115 [6.7] können zur einfachen Abschätzung des aus einer Lache verdunsteten Massenstroms im Rahmen von Störfallauswirkungsbetrachtungen z. B. die Berechnungsgleichungen von Clancey [6.8], wie sie in Lees [6.9] angegeben sind, herangezogen werden:

$$\text{Rechteckige Lache:} \quad \dot{m}_{vu} = 2,63 * 10^{-4} \cdot u^{0,78} x^{0,89} y \frac{M p_A}{T_{fl}} \quad (6.10)$$

$$\text{Kreisförmige Lache:} \quad \dot{m}_{vu} = 2,55 * 10^{-4} u^{0,78} d^{1,89} \frac{M p_A}{T_{fl}} \quad (6.11)$$

Mackay und Matsugu [6.10] führten experimentelle Untersuchungen der Lachenverdunstung von Wasser, Benzin und Benzol auf einem Hochhausdach und in einem Hafenbecken durch. Durch die Feldversuche sollte der Einfluss der Umgebungsbebauung auf die Turbulenz und somit auch auf die Windprofile untersucht werden. Der Profilexponent der Geschwindigkeitsprofile wurde für beide Versuchsorte bestimmt und für die Anwendung auf durchschnittliche atmosphärische Bedingungen gemittelt. Als Ergebnis wurde folgende Gleichung für die Berechnung des Verdunstungsmassenstroms entwickelt:

$$\dot{m}_{vu} = \frac{0,0292}{3600} u_{MM}^{0,78} L_c^{-0,11} \left(\frac{v}{D_{AB}} \right)^{-0,67} \frac{A_{Lache} p_u}{R T_{fl}} \ln \left[\frac{p_u}{p_u - p_A^0} \right] \quad (6.12)$$

Für die charakteristische Länge L_c wird entweder der Durchmesser der Lache oder bei einer rechteckigen Lache die Länge in Windrichtung angesetzt.

Deutsch [6.11] führte experimentelle Untersuchungen im Windkanal und im Freien durch, die leider nicht ausreichend dokumentiert worden sind, um als Grundlage für Vergleichsrechnungen zu dienen. Aus den Ergebnissen seiner Untersuchungen wurde ein Verdunstungsmodell abgeleitet, das über den Exponenten des Windgeschwindigkeitsprofils den Einfluss der Turbulenz auf die Verdunstung mit berücksichtigt. Wie auch in der VDI 3783, Blatt 1 [6.12] wird davon ausgegangen, dass das Windgeschwindigkeitsprofil als Potenzansatz

$$u(z) = u(z_A) \left(\frac{z}{z_A} \right)^m \quad (6.13)$$

dargestellt werden kann. Für die Profilexponenten m gibt Deutsch folgende Werte an:

Tabelle 6.1: Profilexponenten nach Deutsch

Profilexponent m	Geländetyp
0,08 - 0,12	glatt: Eis, Schnee, Wasserflächen
0,13 - 0,18	mäßig rau: Grasland, Ackerflächen
0,20 - 0,24	rau: Waldgebiete, Vorstadt
0,28 - 0,40	sehr rau: Innenstadtbereiche

Der Verdunstungsmassenstrom berechnet sich dann nach folgender Beziehung:

$$\dot{m}_{vu} = 0,077 m^{0,156} Re^{0,76} Sc^{0,19} \frac{D_{AB} A_{Lache} p_u}{R T_{fl} L_c} \ln \left(\frac{p_u}{p_u - p_A} \right) \quad (6.14)$$

$$Re = \frac{u L_c}{\nu} ; Sc = \frac{\nu}{D_{AB}}$$

In [6.13], Anhang 1 wird vom TÜV Rheinland (im Weiteren kurz als TÜV-Modell bezeichnet) folgendes Modell zur Berechnung des Verdunstungsmassenstroms eingesetzt:

$$\dot{m}_{vu} = -0,0259 \cdot \frac{u^{0,78} M A_{Lache}}{d^{0,11} T_{fl}} \ln \left(1 - \frac{p_A}{1,01325 * 10^5} \right) \quad (6.15)$$

Meurer [6.14] schlägt für die Berechnung des Verdunstungsmassenstroms aus einer rechteckigen Lache eine Kombination aus dem Modell von Clancey [6.8] und einem Modell von Lebuser, Schecker [6.15] vor:

$$\begin{aligned} \dot{m}_1 &= 2,63 * 10^{-4} u^{0,78} x^{0,89} y \frac{M p_A}{T_{fl}} \\ \dot{m}_2 &= 8,0 * 10^{-2} M u^{0,78} (x y)^{0,945} \ln \left(1 + \frac{p_A}{p_u - p_A} \right) \end{aligned} \quad (6.16)$$

$$\dot{m}_{vu} = 0,5 (\dot{m}_1 + \dot{m}_2)$$

Für eine kreisförmige Lache wird für die Berechnungen mit dem Modell von Meurer davon ausgegangen, dass es sich um eine quadratische Lache mit gleicher Fläche handelt.

Im LIS-Bericht Nr. 115 [6.7] werden für die konservative Abschätzung des Verdunstungsmassenstroms aus einer Lache die von Brötz [6.16] aus der Analogie von Wärme- und Stofftransport entwickelte Zahlenwertgleichung angegeben. Der Stoffübergangskoeffizient β wird aus der Windgeschwindigkeit berechnet, wobei bei Windstille ein minimaler Wert von 2 m/s vorausgesetzt wird.

$$\begin{aligned} \dot{m}_{vu} &= \frac{A \beta p_A M}{8,064 * 10^6} \\ \beta &= 11 u^{0,8} ; \quad \beta_{min} = 2 \text{ m/s} \end{aligned} \quad (6.17)$$

In einer neueren Veröffentlichung [6.28] ist das Modell von Churchill [6.29] für den Wärmetransport bei einer ebenen Platte für die Stofftransportproblematik angepasst worden. Der Vergleich mit den Messwerten aus [6.17] ergab eine sehr gute Übereinstimmung. Die daraus gezogene Schlussfolgerung, dass es sich bei den Messungen um eine laminare Strömung handelt, ist für die herangezogenen Freilandversuche aufgrund der Turbulenz der atmosphärischen Anströmung nicht nachvollziehbar.

Hierbei bedeuten:

p_u [Pa]	Umgebungsdruck
p_A [Pa]	Dampfdruck der Flüssigkeit
T_{fl} [K]	Flüssigkeitstemperatur
R [kJ/(kg K)]	Spezielle Gaskonstante
M [g/mol]	molare Masse
u [m/s]	Windgeschwindigkeit
u_{MM} [m/Std]	Windgeschwindigkeit bei Mackay / Matsugu
x [m]	Lachenabmessung in Windrichtung
y [m]	Lachenabmessung quer zur Windrichtung
z [m]	Höhe über den Erdboden
z_a [m]	Anemometerhöhe (10 m)
L_c [m]	charakteristische Lachenabmessung in Windrichtung
d [m]	Lachendurchmesser
ν [m ² /s]	kinematische Viskosität der Luft
D_{AB} [m ² /s]	Binärer Diffusionskoeffizient des Stoffes in Luft
β [m/s]	Stoffübergangskoeffizient

6.2.2. Grenzschichtverfahren

Bisher werden für die Abschätzung des Verdunstungsmassenstroms hauptsächlich empirische Modelle eingesetzt, die dann mit Ausbreitungsmodellen, wie z. B. der VDI-Richtlinie 3783 Blatt 1, zur Berechnung der toxischen Auswirkungen gekoppelt werden. Bei Lachen brennbarer Flüssigkeiten sind aber auch Angaben zur Größe des explosionsgefährdeten Bereiches und zur darin enthaltenen explosionsfähigen Masse erforderlich. Dieser Nahbereich hinter der Lache lässt sich durch die VDI Richtlinie 3783 Blatt 1 nur ungenau berechnen bzw. Blatt 2 setzt eine Schwergaswolke voraus. Mit dem Grenzschichtverfahren wird diese Lücke geschlossen, da der Konzentrationsverlauf oberhalb und in Lee der Lache berechnet wird, so dass entsprechende Aussagen getroffen werden können.

Zur Berechnung der Verdunstung aus einer Flüssigkeitslache werden die instationären Grenzschichtgleichungen für eine turbulente Strömung in folgender Formulierung gelöst [6.17]:

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0 \quad (6.18)$$

Impulsbilanz:

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{dp_u}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta (1 + v_t^+) \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (6.19)$$

Energiebilanz:

$$\begin{aligned} \rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \\ \frac{\partial}{\partial y} \left[\eta \frac{c_p}{Pr} \left(1 + v_t^+ \frac{Pr}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial y} \right] + \left\{ \left[\eta \frac{c_{p1}}{Sc_1} \left(1 + v_t^+ \frac{Sc_1}{Sc_t} \right) - \eta \frac{c_{p2}}{Sc_2} \left(1 + v_t^+ \frac{Sc_2}{Sc_t} \right) \right] \frac{\partial c_1}{\partial y} \right\} \frac{\partial T}{\partial y} \end{aligned} \quad (6.20)$$

Stoffbilanz:

$$\rho \left(\frac{\partial c_1}{\partial t} + u \frac{\partial c_1}{\partial x} + v \frac{\partial c_1}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\eta}{Sc_1} \left(1 + v_t^+ \frac{Sc_1}{Sc_t} \right) \frac{\partial c_1}{\partial y} \right) \quad (6.21)$$

$$c_1 + c_2 = 1$$

Die drei Differentialgleichungen sind über die Geschwindigkeiten und die Dichte gekoppelt.

Da mit der Zeit immer mehr Stoff aus der Lache in die Gasphase übergeht, verändert sich auch die Gaskonzentration in der Luft und somit die Dichte des Gasgemischs. Um dies berücksichtigen zu können, wird eine mittlere molekulare Masse des Gasgemisches über folgende Mischungsregel eingeführt:

$$\tilde{M} = \frac{1}{\frac{1}{(1-c_1)M_2} + \frac{c_1}{M_1}} \quad (6.22)$$

Über die ideale Gasgleichung wird dann die Dichte berechnet:

$$\rho = \frac{p\tilde{M}}{RT} \quad (6.23)$$

Für die Berechnung der turbulenten Scheinzähigkeit v_t^+ ist der Einsatz eines Turbulenzmodells erforderlich. Da es sich um ein einfaches zweidimensionales Strömungsproblem handelt, können Null- oder Eingleichungsmodelle eingesetzt werden. Für die Lachenverdunstung hat sich das Nullgleichungsmodell von Cebeci-Smith [6.18] als geeignet erwiesen [6.17]. Die gekoppelten Differentialgleichungen einschließlich des Turbulenzmodells und der Energiebilanz um die Lache werden numerisch gelöst.

Hierbei bedeuten:

u [m/s]	Geschwindigkeit in Strömungsrichtung
v [m/s]	Geschwindigkeit senkrecht zur Strömungsrichtung
c_1 [-]	Konzentration des Stoffes in Luft $=\rho_1 / \rho$
c_2 [-]	Konzentration der Luft
t [s]	Zeit
T [K]	Temperatur
p_u [Pa]	Umgebungsdruck
x [m]	Koordinate in Strömungsrichtung
y [m]	Koordinate senkrecht zur Strömungsrichtung
η [Pa s]	Dynamische Viskosität
ν_t^+ [-]	Turbulente Scheinzähigkeit
c_p [J/(Kg K)]	Spezifische Wärmekapazität des Stoff/Luft-Gemisches
Pr [-]	Prandtl Zahl
Sc [-]	Schmidt-Zahl

6.3. Berechnung der Lachengröße

Wird die Ausbreitung der Lache nicht durch Umrandungen (Auffangwanne) begrenzt, so breitet sie sich unter der Einwirkung der Schwerkraft durch unterschiedliche Schichtdicken und gehemmt durch Oberflächenkräfte und Bodenreibung aus, bis eine minimale Schichtdicke erreicht wird. Als einfachste und konservative Abschätzung kann die Lachenfläche aus dem insgesamt freigesetzten Flüssigkeitsvolumen und der minimale Schichtdicke berechnet werden. Hierbei wird dann die zeitliche Entwicklung der Lachenfläche, die vom zugeführten und verdunsteten/verdampften Massenstrom abhängig ist, nicht berücksichtigt.

6.3.1. Berechnung der maximalen Lachenfläche

Für Flüssigkeiten, die ungehindert, d.h. ohne Flächenbegrenzung, auf einen ebenen, horizontalen Untergrund auslaufen, kann die maximale Fläche der Lache über die minimale Schichtdicke h_{\min} abgeschätzt werden.

$$A_{\text{Lache}} = \frac{V}{h_{\min}} \quad (6.24)$$

Als unterer Grenzwert ist die Schichtdicke zu sehen, die sich im Gleichgewichtszustand zwischen der Oberflächenspannung und den Gravitationskräften ergibt. Diese Dicke h_c berechnet sich für eine Flüssigkeit auf glatter Oberfläche nach [6.19] wie folgt:

$$h_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot \rho_f}} \quad (6.25)$$

Bei realen Freisetzungen auf einem Untergrund mit einer gewissen Oberflächenrauigkeit ist eine größere Schichtdicke anzusetzen. In [6.19] sind die in der Tabelle 6.3 dargestellten Werte für die minimale Schichtdicke angegeben.

Tabelle 6.2: Minimale Schichtdicke [6.19]

Untergrund	h_{\min}
ruhiges Wasser	1,8 mm
Beton, Stein	5 mm
ebener Sand, Kies	10 mm
Farm-, Weideland	20 mm
unebener, sandiger Boden	25 mm

Hierbei bedeuten:

h_c [m]	Minimale Schichtdicke bei sehr glatter Oberfläche
h_{\min} [m]	Minimale Schichtdicke
σ [N/m]	Oberflächenspannung
g [m/s ²]	Erdbeschleunigung
ρ_{fl} [kg/m ³]	Flüssigkeitsdichte
V [m ³]	Flüssigkeitsvolumen

6.3.2. Zeitliche Entwicklung der Lachenfläche

Briscoe und Shaw [6.20] betrachten die Flüssigkeitslache als zylindrischen Körper mit einer konstanten Höhe. Aus dem Gleichgewicht der Massenträgheit und der Gravitation leiten sie eine gewöhnliche Differentialgleichung für das Lachenwachstum ab. Viskositätsterme oder eine Begrenzung auf eine minimale Schichtdicke werden nicht berücksichtigt, da davon ausgegangen wird, dass bei tiefkalten, verdampfenden Flüssigkeiten der Verdampfungsvorgang so schnell ist, dass diese Einflussfaktoren vernachlässigbar sind. Für die beiden Spezialfälle einer kontinuierlichen und einer spontanen Freisetzung unter Vernachlässigung der Lachenverdampfung wurden die folgenden Beziehungen abgeleitet:

$$\text{kontinuierliche Freisetzung: } R(t) = \left(\frac{32g\dot{V}}{9\pi} \right)^{0,25} t^{0,75} \quad (6.26)$$

$$\text{spontane Freisetzung: } R(t) = \left[R_0^2 + \left(\frac{8gV}{\pi} \right)^{0,5} t \right]^{0,5} \quad (6.27)$$

Bei beiden Formulierungen steigt der Lachenradius mit der Zeit an und kann beliebig groß werden. Bei der Formulierung zur kontinuierlichen Freisetzung ist zu berücksichtigen, dass bei einem Rückgang des Volumenstroms, z. B. durch Absinken der Füllhöhe in einem auslaufenden

Behälter, der Radius auf Null zurückgeht. Daher erscheint der Ansatz von Briscoe und Shaw nur sinnvoll für einen konstanten Volumenstrom, der für eine bestimmte Auslaufdauer freigesetzt wird. Anschließend daran kann dann die Formulierung für eine spontane Freisetzung verwendet werden, wobei für R_0 der Radius am Ende der kontinuierlichen Freisetzung eingesetzt wird.

Schalau hat den Ansatz von Briscoe und Shaw für eine spontane Freisetzung erweitert, sodass auch die zeitliche Abhängigkeit des zugeführten Volumenstroms berücksichtigt werden kann [6.21], [6.22]. Hierbei wird das Flüssigkeitsvolumen in der Lache aus dem zugeführten Massenstrom und dem verdampften/verdunsteten Massenstrom berechnet. Hierdurch erhält man zu jedem Zeitpunkt das Flüssigkeitsvolumen, das aufgrund der Schwerkraft verteilt wird:

$$V(t) = \int_0^t \left(\dot{V} - \frac{\dot{m}}{\rho_{fl}} \right) dt \quad (6.28)$$

Unter der Voraussetzung, dass zum Zeitpunkt $t=0$ keine Lache vorhanden ist ($R_0=0$), ergibt sich aus der Formel von Briscoe und Shaw folgende Beziehung für den Lachenradius:

$$R(t) = \sqrt{\left(\frac{8g}{\pi} \int_0^t \left(\dot{V} - \frac{\dot{m}}{\rho_{fl}} \right) dt \right)^{0,5} t} \quad (6.29)$$

Die Ausbreitung der Lache wird durch die minimale Schichtdicke begrenzt. Sobald diese erreicht wird, berechnet sich der Lachenradius wie folgt:

$$R(t) = \sqrt{\frac{m(t)}{\rho_{fl} \pi h_{min}}} \quad (6.30)$$

Modell von Wu und Schroy:

In [6.23] wird zur Bestimmung der Lachengröße das Modell von Wu und Schroy [6.24] vorgestellt. Für die Berechnung des Lachenradius bei einer kontinuierlichen Freisetzung werden die folgenden Gleichungen angegeben:

$$R(t) = \left(\frac{6 t^3 g \rho_{fl} \dot{V}^2}{C^3 \pi^2 \eta_{fl}} \cos \gamma \sin \gamma \right)^{0,2} \quad (6.31)$$

$C = 2$ für $Re > 25$; $C = 5$ für $Re \leq 25$

$$Re = \frac{2 \dot{V} \rho_{fl}}{\pi R \eta_{fl}}$$

Der Winkel zwischen der Pool-Oberfläche und der Senkrechten zum Boden berechnet sich nach folgender Zahlenwertgleichung:

$$\gamma = \arctan \sqrt{0,25 + \frac{6,8546 \cdot R^4 \cdot \rho_{fl}}{\dot{V} \cdot \eta_{fl}} - 0,5} \quad (6.32)$$

Da die Gleichung für den Lachenradius $R(t)$ nicht direkt lösbar ist, muss ein iteratives Lösungsverfahren verwendet werden.

Webber [6.25] berücksichtigt bei der Aufstellung der Differentialgleichungen zur Berechnung des Lachenwachstums im Gegensatz zu Briscoe und Shaw auch die Reibungskräfte infolge der Viskosität der Flüssigkeit. Webber teilt die Lachendicke in einem dynamischen und in einen statischen Teil auf. Die Dicke des statischen Teils entspricht der minimalen Schichtdicke, während der dynamische Anteil H für die zeitliche Änderung des Lachenradius sorgt und durch die folgenden Gleichungen beschrieben wird:

$$\frac{dR}{dt} = U \left(1 - \frac{gh_{\min} \left(\sqrt{1 + \frac{8U^2}{gh_{\min}}} - 1 \right)}{4U^2} \right)$$

$$\frac{dU}{dt} = \frac{4gH(1-s)}{R} - F$$

$$s = \frac{h_{\min} \left(\sqrt{1 + \frac{8U^2}{gh_{\min}}} - 1 \right)}{2H} \quad (6.33)$$

$$H = \frac{m}{\rho_{fl} \pi R^2} - h_{\min}$$

$$F = \max \left(\left| \frac{7,59 \eta_{fl} U}{\rho_{fl} H^2} \right|, \left| \frac{0,007184 U^2}{H} \right| \right)$$

Nachdem die Lache die maximale Ausdehnung bei der minimalen Schichtdicke erreicht hat ($\frac{\partial R}{\partial t} = 0$), wird der Lachenradius in Abhängigkeit von der in der Lache vorhandenen Masse, die durch die Verdunstung immer weiter abnimmt, berechnet:

$$R = \sqrt{\frac{m}{\rho_{fl} \pi (H + h_{\min})}} \quad (6.34)$$

Die Lösung der beiden gekoppelten gewöhnlichen Differentialgleichungen $\frac{dR}{dt}$ und $\frac{dU}{dt}$ kann z. B. mit einem Runge-Kutta-Verfahren erfolgen.

Die verwendeten Formelzeichen bedeuten:

A [m ²]	Lachenfläche
V [m ³]	Volumen der freigesetzten Flüssigkeit
\dot{V} [m ³ /s]	Volumenstrom der freigesetzten Flüssigkeit
R [m]	Lachenradius
R ₀ [m]	Lachenradius zum Beginn der Freisetzung
t [s]	Zeit
U [m/s]	Radiale Ausbreitungsgeschwindigkeit der Lache
H [m]	Mittlere Schichtdicke oberhalb der minimalen Schichtdicke
g [m/s ²]	Erdbeschleunigung
s [-]	Formfaktor
h _{min} [m]	Minimale Schichtdicke
m [kg]	Masse in der Lache
ρ _{fl} [kg/m ³]	Flüssigkeitsdichte
η _{fl} [Pa s]	Dynamische Viskosität der Flüssigkeit
σ [N/m ²]	Oberflächenspannung
F [m/s ²]	Widerstandsterm

6.3.3. Geneigter Untergrund

Tritt eine Flüssigkeit auf eine geneigte Fläche aus, so wird sich eine geringere Lachenfläche mit einer höheren Strömungsgeschwindigkeit ergeben. In [6.26] ist ein Ansatz entwickelt worden, um die Lachenfläche konservativ abzuschätzen. Hierbei wird eine Rinnenströmung mit einer Fließgeschwindigkeit nach Manning-Strickler angesetzt:

$$v_r = \sqrt{r_h^{1,33} k_s^2 \tan \phi} \quad (6.35)$$

Der hydraulische Radius r_h (durchflossene Fläche / benetzter Umfang) berechnet sich wie folgt:

$$r_h = \frac{A_q}{U_q} = \frac{b h_{\min}}{2(b + h_{\min})} \cong \frac{b h_{\min}}{2b} = \frac{h_{\min}}{2} \quad (6.36)$$

Die maximale Breite der ablaufenden Lache für einen Volumenstrom \dot{V} ergibt sich dann zu

$$b = \frac{\dot{V}}{0,63 k_s h_{\min}^{1,66} \sqrt{\tan \phi}} \quad (6.37)$$

Die Manning-Strickler Rauigkeitsbeiwerte k_s können der Literatur u.a. [6.27] entnommen werden:

Bodenart	k_s [$m^{1/3} / s$]
Glatt verputzter Beton	90
Stampfbeton	65
Grobe Betonauskleidung, alter Beton	50
Asphalt	70
Geschweißtes Blech	85
Feiner Kies	50
Grober Kies	35
Schotter	30
Erdkanäle und Gräben, stark bewachsen	20

Als Lachenlänge kann die Entfernung vom Freisetzungsort bis zu einem Ablauf oder einer Sammelrinne angenommen werden. Da sich die maximale Breite erst nach einer gewissen Strömungslänge einstellt, ist diese Abschätzung der Lachenfläche konservativ.

Die Formelzeichen bedeuten:

r_h [m]	hydraulische Radius
k_s [$m^{1/3} / s$]	Manning-Strickler Rauigkeitsbeiwert
U_q [m]	benetzter Umfang der Lache
A_q [m]	durchflossene Fläche = $b h_{min}$
b [m]	Maximale Breite der ablaufenden Lache
Φ [°]	Winkel des geneigten Untergrunds zur Horizontalen
\dot{V} [m^3/s]	Volumenstrom

6.4. Vergleichsrechnungen

6.4.1. Empirische Verdunstungsmodelle

Habib [6.17] hat experimentelle Freilandversuche zur Lachenverdunstung von Ethanol und Cyclohexan durchgeführt. Durch die natürliche Anströmung der Lache ist hierbei von einer turbulenten Strömung auszugehen, was auch durch die gemessenen Schwankungsgrößen der Anströmung belegt ist. Da das Modell von Deutsch die Möglichkeit bietet die Berechnung an die Geländestruktur anzupassen, wird zuerst der Einfluss dieser Einstellmöglichkeit im Vergleich zu den Messergebnissen untersucht. In Bild 6.2 sind die Messergebnisse für eine Ethanol-lache bei 30°C und einem Lachendurchmesser von 0,74 m in sehr rauem (Stadtgebiet: BAM-UE) und in glattem Gelände (ebenes Versuchsgelände ohne Bewuchs oder Bebauung: BAM-TTS) im

Vergleich zu den Berechnungen mit dem Modell von Deutsch dargestellt. Für die Vergleichsrechnungen wurden Profilexponenten von 0,15 für BAM-TTS und 0,33 für BAM-UE angenommen.

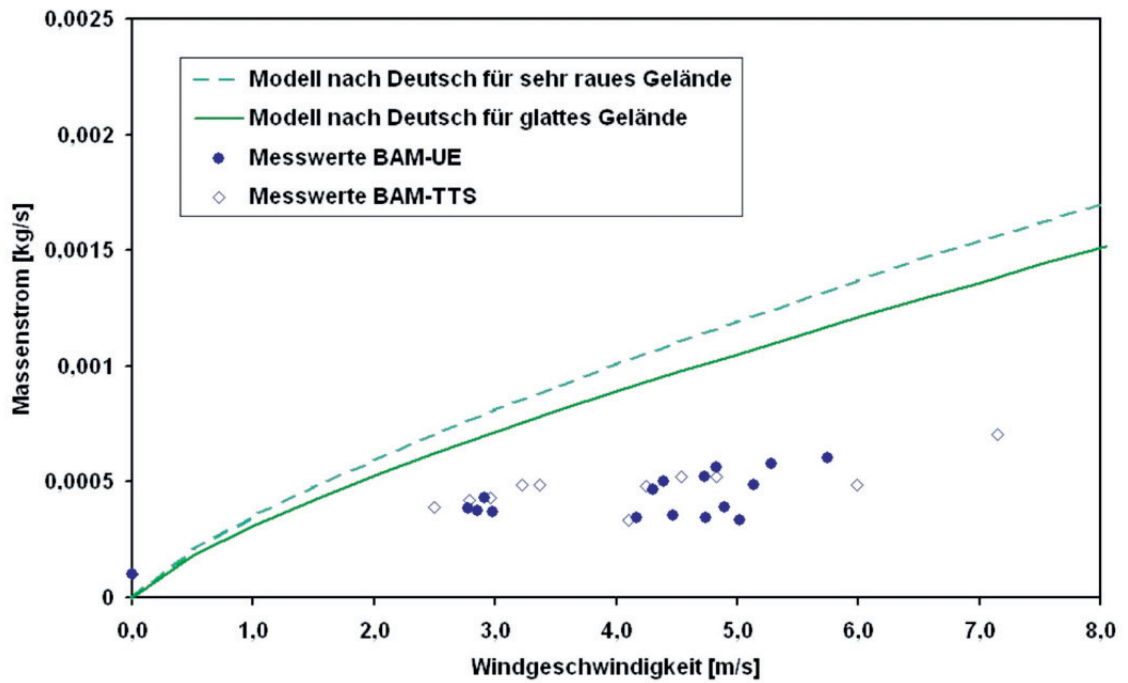


Bild 6.2: Vergleich der berechneten Werte mit dem Modell von Deutsch für sehr raues und glattes Gelände mit den Messwerten von Ethanol

Die mit dem Modell von Deutsch berechneten Massenströme für die beiden Geländestrukturen weichen um rund 10 % voneinander ab. Prinzipiell wird damit der auch experimentell festgestellte Unterschied im Anstieg des Verdunstungsmassenstroms mit der Windgeschwindigkeit erfasst. Da aber beide Einstellungen zu einer deutlichen Überschätzung der Messwerte führen, wird im Folgenden nur noch die Einstellung für glattes Gelände verwendet, da diese näher an den Messwerten liegt.

In den Bildern 6.3 und 6.4 sind die gemessenen Massenströme für eine Ethanol- und eine Cyclohexanlache, im Vergleich mit den berechneten Massenstromverläufen aus den empirischen Modellen aufgetragen. In Bild 6.3 ist weiterhin der gemessene Massenstrom für eine Ethanol-lache bei sehr geringer Windgeschwindigkeit von ca. 0,04 m/s aufgetragen. Dieser Messwert gibt einen Hinweis auf die untere Grenze des Anwendungsbereiches der empirischen Modelle. Bis auf das Modell von Brötz berechnen alle Modelle bei Windstille einen Massenstrom von 0 kg/s. Aus dem Vergleich der Kurvenverläufe mit dem Messwert bei Windstille lässt sich ableiten, dass diese empirischen Modelle unterhalb einer Windgeschwindigkeit von 1 m/s keine zuverlässigen Werte mehr liefern. Beim Modell von Brötz müsste der minimale Stoffübergangskoeffizient β_{\min} auf ca. 6 m/s erhöht werden, um den Messwert zu erreichen.

Die Modelle von Meurer, Clancey und dem TÜV ergeben für beide Stoffe die besten Übereinstimmungen mit den Messwerten. Die relativen Abweichungen der Modelle untereinander und

zu den Messwerten sind aber von den Stoffeigenschaften abhängig. Insbesondere die Modelle von Meurer, Clancey und dem TÜV, die für Ethanol eine gute Approximation mit einer maximalen Abweichung um ca. 20 % liefern, weichen bei Cyclohexan viel deutlicher, im Schnitt um ca. 55 %, von den Messwerten ab.

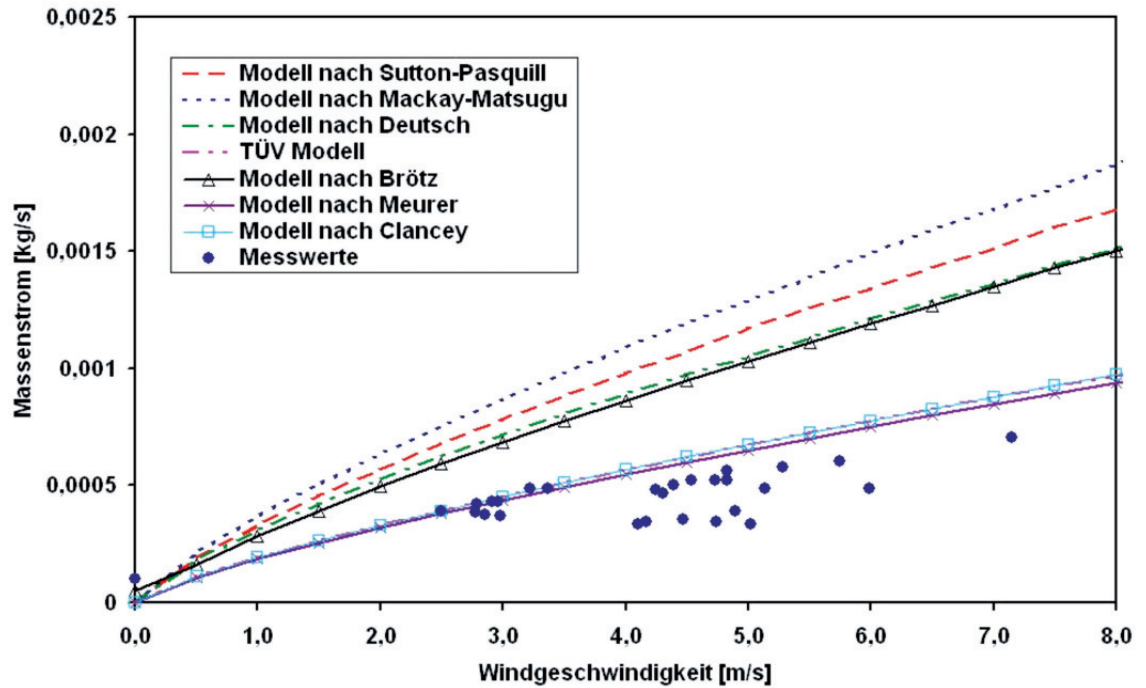


Bild 6.3: Vergleich der Modelle mit den Messwerten für eine Ethanol-lache bei 30 °C

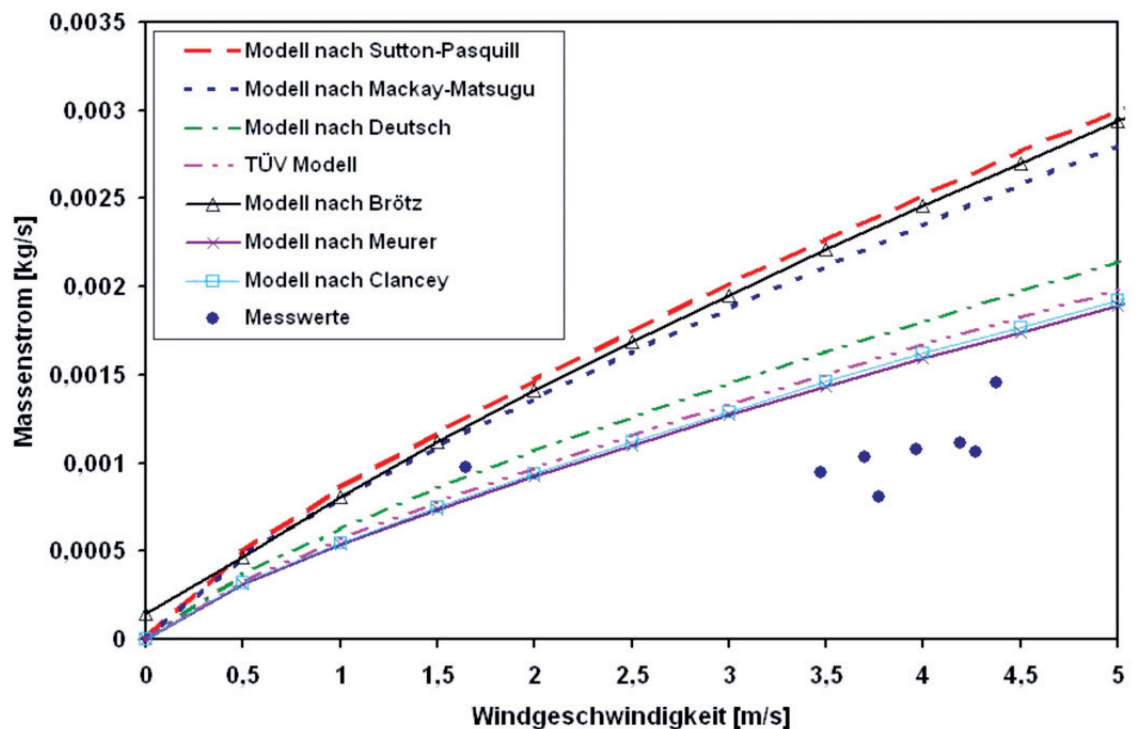


Bild 6.4: Vergleich der Modelle mit den Messwerten für eine Cyclohexan-lache bei 30 °C

Um den Einfluss des Dampfdruckes bei gleichbleibender molaren Masse zu untersuchen, wurden in Bild 6.5 die berechneten Massenströme für eine Ethanol-lache für unterschiedliche Dampfdrücke, also bei unterschiedlichen Lachentemperaturen, in Relation zu den Messwerten aufgetragen. Es ist festzustellen, dass in dem durch die Messwerte abgebildeten Bereich bis 0,3 bar praktisch kein Einfluss des Dampfdruckes auf die Verhältnisse der einzelnen Modelle zueinander feststellbar ist.

Für höhere Dampfdrücke ist festzustellen, dass ab einem Dampfdruck von 0,8 bar alle Modelle mit logarithmischer Berücksichtigung des Dampfdruckes sehr stark ansteigen, so dass 0,8 bar als obere Grenze des Anwendungsbereichs der Modelle angesetzt werden sollte. Einzig die Modelle von Sutton-Pasquill, Clancey und Brötz liefern durch ihre lineare Berücksichtigung des Dampfdruckes einen proportionalen Anstieg des Massenstromes bis hin zu 1,0 bar. Hierbei scheint das Modell von Clancey mit der geringen Steigung am ehesten dem Trend der Messwerte zu folgen. In Ermangelung von Messwerten im Bereich nahe des Siedepunktes kann für hohe Dampfdrücke keine Aussage zur Qualität der Ergebnisse dieser drei Modelle gemacht werden.

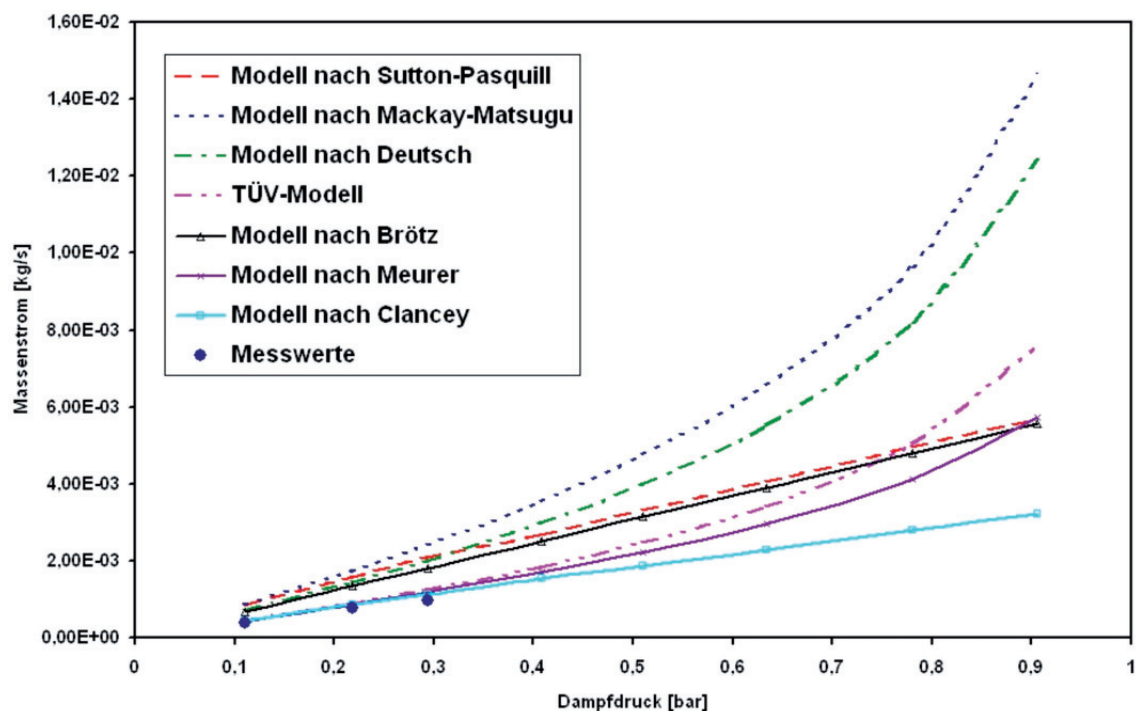


Bild 6.5: Vergleich der Modelle mit den Messwerten für eine Ethanol-lache bei einer Windgeschwindigkeit von 2,8 m/s und verschiedenen Dampfdrücken

In Tabelle 6.3 ist das Verhältnis von berechnetem zu gemessenem Massenstrom für die empirischen Modelle bei nahezu gleichem Dampfdruck von Ethanol (0,2938 bar bei 50 °C) und Cyclohexan (0,3007 bar bei 44 °C) zusammengestellt. Die Modelle von Mackay-Matsugu und Deutsch zeigen eine konstante Abweichung zu den Messwerten während sich bei den anderen

Modellen, die die molare Masse direkt berücksichtigen, die Abweichungen von den Messwerten mit steigender molarer Masse ansteigen.

Tabelle 6.3: Gemessene und berechnete Massenströme für eine Ethanol- und Cyclohexanlache mit 0,74 m Durchmesser bei einem jeweiligen Dampfdruck von 0,3 bar

	Ethanol	Cyclohexan
Messwert	1,02e-3 [kg/s]	2,33e-3 [kg/s]
Sutton-Pasquill	190 %	230 %
Mackay-Matsugu	225 %	225 %
Deutsch	180 %	180 %
TÜV	115 %	165 %
Brötz	165 %	235 %
Meurer	110 %	155 %
Clancey	105 %	145 %

Werden die experimentell ermittelten Massenstromdichten (Massenstrom pro Fläche) mit den Berechnungen der empirischen Modelle verglichen (nicht dargestellt), so ist festzustellen, dass bei fast allen Modellen mit wachsender Lachenfläche die Massenstromdichte abnimmt. Die Ausnahme bildet hierbei das Modell von Brötz, das eine lineare Abhängigkeit von der Lachengröße besitzt und somit immer eine konstante Massenstromdichte berechnet. Somit ist zu erwarten, dass für reale Lachengrößen mit einigen Metern Durchmesser der Massenstrom mit diesem Modell wesentlich überschätzt wird. Es ist weiterhin festzustellen, dass nahezu alle Modelle eine Abnahme der Massenstromdichte von ca. 8 % zwischen den Lachendurchmessern von 0,5 m und 1,0 m vorhersagen. Lediglich das Modell von Deutsch nähert sich mit einer Abnahme um knapp 16 % dem experimentell festgestellten Wert von ca. 24 % an.

6.4.2. Grenzschichtverfahren

Im Bild 6.6 sind die Berechnungen mit dem Grenzschichtverfahren (GSV) unter Verwendung des Turbulenzmodells von Cebeci-Smith im Vergleich zu den experimentellen Untersuchungen von Habib dargestellt. Die berechneten Werte des Grenzschichtverfahrens sind bei beiden Stoffen etwas größer als die Messwerte und somit eine konservative Abschätzung. Als Einsatzgrenze des Modells ist ein maximaler Dampfdruck der Flüssigkeit von ca. 0,8 bar zu nennen.

Im Bild 6.7 sind die mit dem Grenzschichtverfahren berechneten Konzentrationsprofile an der Hinterkante einer Ethanol-lache und im Lee der Lache dargestellt. Durch Integration des Konzentrationsprofils über die Grenzschichtdicke und die Lachenbreite kann die explosionsfähige Masse berechnet werden.

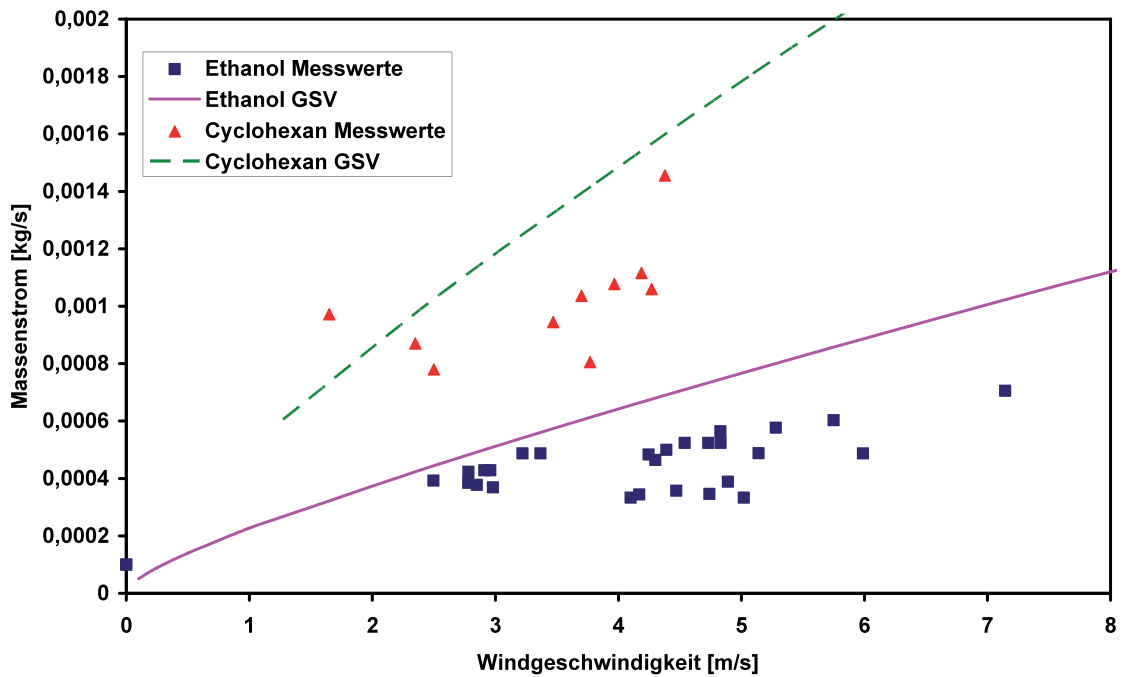


Bild 6.6: Verdunstungsmassenströme bei einer Lachentemperatur von 30 °C im Vergleich zu den Ergebnissen des Grenzschichtverfahrens

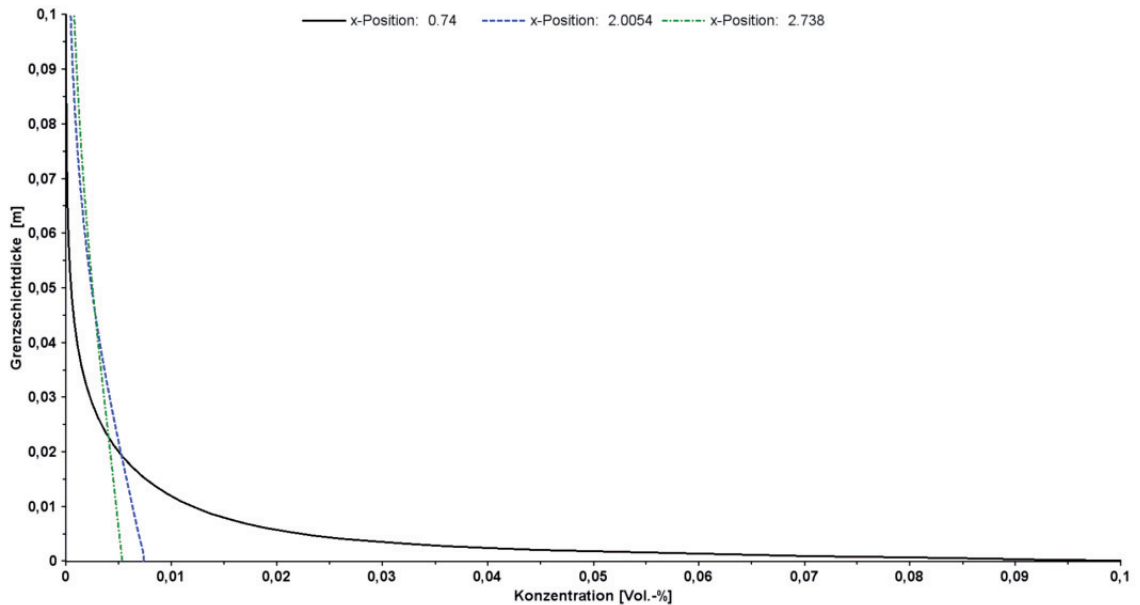


Bild 6.7: Berechnete Konzentrationsprofile an der Hinterkante einer Ethanol-lache

Im Bild 6.8 ist die untere Explosionsgrenze von Ethanol (3,1 Vol.-%) über einer Lache mit einem Durchmesser von 10 m und einer Temperatur von 60 °C sowie im Nachlauf der Lache dargestellt. Es ist festzustellen, dass die vertikale Ausdehnung von maximal ca. 15 cm des Gefährdungsbereiches gering ist. Dies gilt ebenso für den Bereich in dem die Gemischdichte deutlich höher als die der Luft ist und somit ein Schwergaseffekt zu erwarten ist. Die Durchführung einer Schwergasberechnung für eine Lachenverdunstung ist daher als sehr konservativ anzusehen.

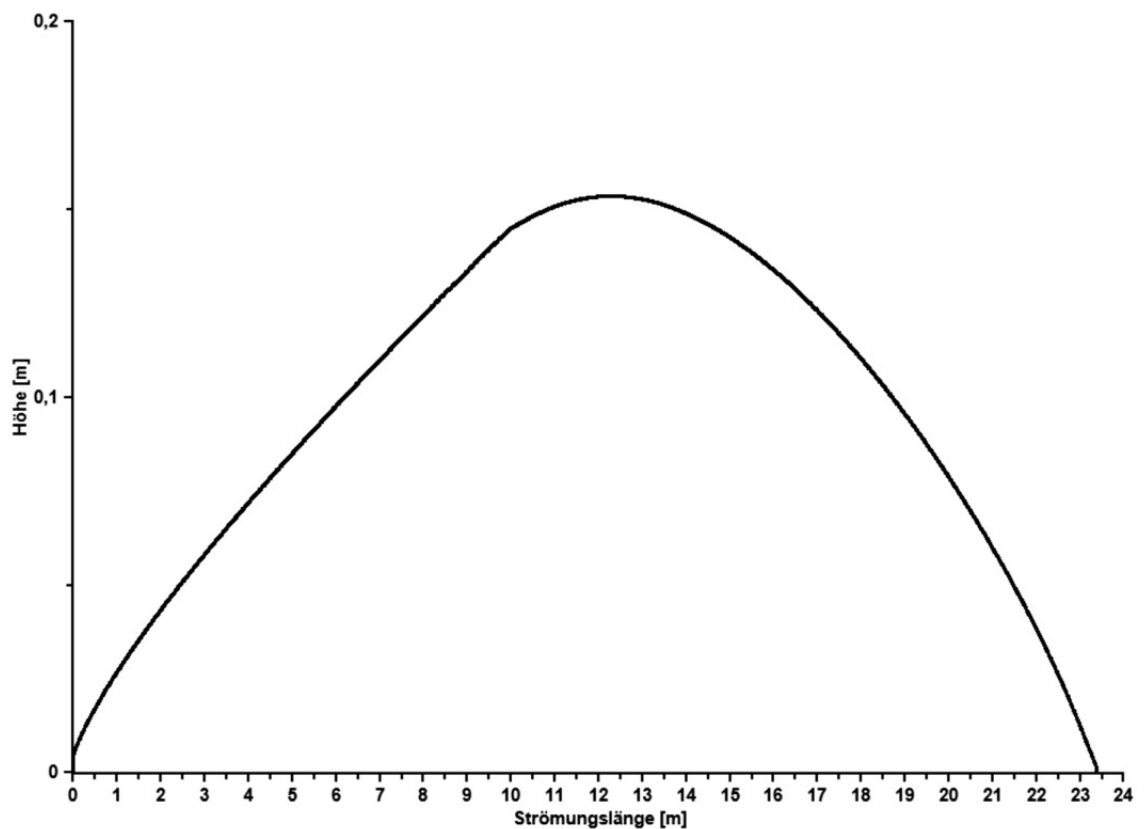


Bild 6.8: Untere Explosionsgrenze von Ethanol über einer Lache (Durchmesser: 10 m) und deren Nachlauf

6.4.3. Modelle zur Lachenausbreitung

Im Bild 6.9 ist die mit verschiedenen Modellen berechnete zeitliche Entwicklung des Lachenradius für die Freisetzung von Ethanol mit einem Massenstrom von 1 kg/s für 600 s auf Betonboden dargestellt. Bei den Berechnungen ist davon ausgegangen worden, dass keine Verdunstung stattfindet. Beim Modell von Briscoe und Shaw ist während der Freisetzungsdauer die Beziehung für die kontinuierliche Freisetzung und anschließend (ab 600 s) die Beziehung für die spontane Freisetzung verwendet worden. Es ist zu erkennen, dass das Lachenwachstum sehr schnell ist und eine beliebig große Lache mit einer sehr kleinen Schichtdicke berechnet wird. Der Ansatz von Schalau berechnet ein geringeres Lachenwachstum, was auf die Berücksichtigung der minimalen Schichtdicke zurückzuführen ist. Nach einer kurzen Freisetzungsdauer wird durch den starken Anstieg des Lachenradius nach Briscoe und Shaw die minimale Schichtdicke unterschritten. Danach wird der Lachenradius nur noch aus der vorhandenen Masse der Lache und der minimalen Schichtdicke berechnet. Nach 600 s ergibt sich daher ein konstanter Lachenradius.

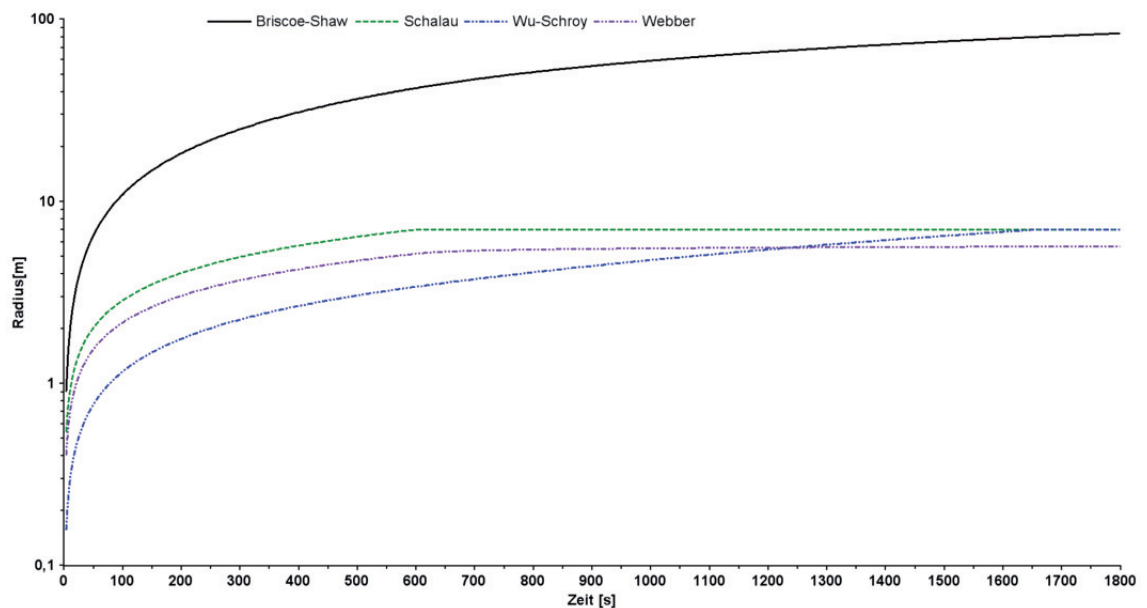


Bild 6.9: Zeitliche Entwicklung des Lachenradius für verschiedene Modelle

Das Lachenwachstum wird bei Webber mit einer noch geringeren Ausbreitungsgeschwindigkeit berechnet. Auffällig ist, dass die minimale Schichtdicke im Berechnungszeitraum von 1800 s nicht erreicht wird. Dies erscheint bei einer Flüssigkeit wie Ethanol nicht plausibel. Beim Modell von Wu-Schroy wurde das Lachenwachstum während der Freisetzungsdauer nach der angegebenen Beziehung berechnet und anschließend (> 600 s) als konstant vorausgesetzt. Nach ca. 1700 s wird die minimale Schichtdicke erreicht und der Lachenradius bleibt danach konstant.

Der Einfluss der Modellierung des Lachenwachstums auf den Verdunstungsmassenstrom ist in den Bildern 6.10 und 6.11 dargestellt. Mit dem Modell von Mackay-Matsugu wurde die Verdunstung von Ethanol bei einer Windgeschwindigkeit von 3 m/s berechnet, wobei die Freisetzung eines Massenstroms von 1 kg/s für 600 s auf Betonboden unterstellt worden ist. Das Modell von Schalau erreicht die größte Lachenausdehnung, die sich nach dem Ende der Freisetzung sofort verringert, da die minimale Schichtdicke schon erreicht worden ist. Dieser Effekt ist auch bei dem Modell von Wu-Schroy zu erkennen, wobei aber der maximale Lachenradius erst nach sehr langer Zeit erreicht wird. Das Modell von Webber hingegen berechnet auch nach 1800 s noch ein geringes Lachenwachstum.

Wie aus Bild 6.11 zu entnehmen ist, sind die Auswirkungen der Modellierung des Lachenwachstums auf den Verdunstungsmassenstrom erheblich. Die Unterschiede zwischen den Berechnungsergebnissen liegen bei diesem Testfall in der Größenordnung, die sich auch zwischen den untersuchten Verdunstungsmodellen ergeben hat.

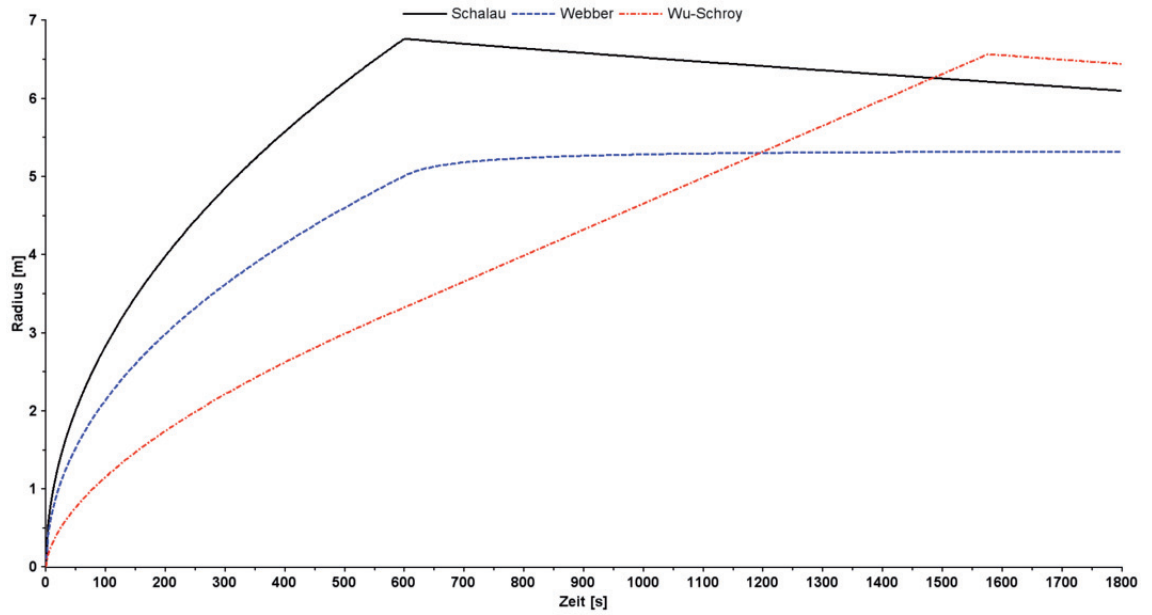


Bild 6.10: Zeitliche Entwicklung des Lachenradiuses mit Verdunstung

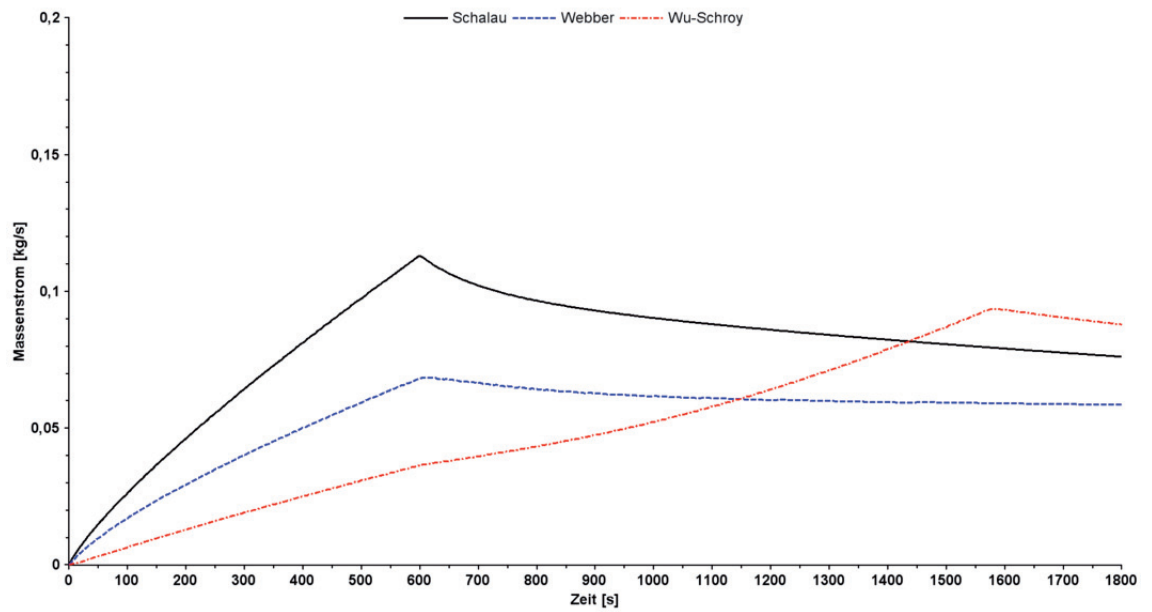


Bild 6.11: Zeitliche Entwicklung des Verdunstungsmassenstroms

6.5. Literaturverzeichnis

- [6.1] VDI-Wärmeatlas, 10. Auflage, Springer Verlag, (2006)
- [6.2] Lebuser, U.; Schecker, H.-G.: Verdampfung von Flüssigkeiten aus offenen Lachen, Dechema-Monographien Band 107, (1987)
- [6.3] Wörsdörfer, K.: Beschreibung der thermodynamischen Vorgänge und Wechselwirkungen bei der Freisetzung von Ammoniak. Dissertation Bergische Universität Gesamthochschule Wuppertal; (1994)
- [6.4] Lebuser, U.: Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Verdunstung aus Flüssigkeitslachen. Dissertation Uni. Dortmund (1989)
- [6.5] Sutton, O.G.: Wind structure and evaporation in a turbulent atmosphere, Proceedings of the royal society of London, Series A146, (1934)
- [6.6] Pasquill, F.: Evaporation from a plane, free liquid surface into a turbulent air Stream, Proceedings of the royal society of London, Series A182.
- [6.7] LIS-Bericht Nr. 115: Ermittlung des Gefährdungspotentials ereignisbezogener Stofffreisetzungen unter dem Aspekt der Störfall-Verordnung, Landesanstalt für Immissionsschutz Nordrhein-Westfalen, (1994)
- [6.8] Glancey, V.J.: The Evaporation and Dispersion of flammable liquid spillages. Chemical Process Hazards V, 80-98. (1974)
- [6.9] Lees, Loss Prevention in the Process Industrie, Vol. 1, 1980, ISBN 0-408-10697-2
- [6.10] Mackay, Matsugu: Evaporation Rates of Liquid Hydrocarbon Spills on Land and Water, The Canadian Journal of Chemical Engineering, 51. 434-439. (1973)
- [6.11] Deutsch, S.: Verdunstung aus Flüssigkeitslachen unter atmosphärischen Bedingungen. Dissertation Uni. Dortmund. (1995)
- [6.12] VDI-Richtlinie 3783 Blatt 1; Ausbreitung von störfallbedingten Freisetzungen – Sicherheitsanalyse, Beuth Verlag GmbH
- [6.13] TÜV Anlagentechnik GmbH, TU Berlin: UBA-Forschungsbericht 204 09 228: Ermittlung und Berechnung von Störfallablaufszzenarien nach Maßgabe der 3. Störfallverwaltungsvorschrift. (1999)
- [6.14] Meurer, P.: Festlegung einiger Quellparameter für eine Ausbreitungsrechnung zur Sicherheitsanalyse. Staub – Reinhaltung der Luft, 51. 373-378. (1991)
- [6.15] Lebuser, U.; Schecker, H.-G.: Vapourization rates of liquids and liquified gases. 5. Intern. Symposium "Loss prevention in the process industries", Cannes (1986.)
- [6.16] Brötz, W.: Sicherheit von Chemieanlagen im Hinblick auf den Nachbarschaftsschutz, Gutachten im Auftrag des Ministers für Arbeit, Gesundheit und Soziales des Landes Nordrhein-Westfalen, (1979)
- [6.17] Habib, A.: Instationäre Berechnung der Lachenverdunstung mittels eines Grenzschichtverfahrens. Dissertation, TU Berlin (2010)
- [6.18] Cebeci, T.; Smith, A.M.O.; Analysis of turbulent boundary layers. Academic Press, New York. (1974)
- [6.19] CPR 14E; Methods for calculation of physical effects (Yellow Book); Committee for the Prevention of Disasters, The Hague. (2005)
- [6.20] F. Briscoe, P. Shaw; Prog. Energy Comb. Sci.. (1980)
- [6.21] Programm zur numerischen Störfallsimulation ProNuSs 7. www.pronuss.de

- [6.22] SFK/TAA-GS-01-Leitfaden: Empfehlungen für Abstände zwischen Betriebsbereichen nach der Störfall-Verordnung und schutzbedürftigen Gebieten im Rahmen der Bauleitplanung – Umsetzung § 50 BImSchG. (2006)
- [6.23] Guidelines for Chemical Process Quantative Risk Analysis, Second Edition, Center for Chemical Process Safety (CCPS), AIChE, New York. (2000)
- [6.24] Wu, J. M., Schroy, J.M.: Emissions from Spills, Proc. APCA Specirilty Conference on Control of Specific(Toxic) Pollutants, Gainesville, FL, 377-393. (1979)
- [6.25] Webber, D.M.: Source Terms. J. Loss Prev. Process Ind.. Vol. 4. 5-15. (1991)
- [6.26] Arnold, D.: Berechnung von Verdunstungs- und Verdampfungsvorgängen in Flüssigkeitslachen, Studienarbeit an der Technischen Universität Magdeburg, Institut für Sicherheitstechnik. (1993)
- [6.27] Jirka, G.H.: Einführung in die Hydromechanik. Universitätsverlag Karlsruhe (2007). ISBN: 978-3-86644-158-3
- [6.28] Khajehnajafi, S., Pourdarvish, R.: Korrelations for Mass Transfer from a Liquid Spill: Comparisons and Recommendations, Progress Safety Process Vol 30, No 2, 178-184 (2011)
- [6.29] Churchill, S.W.: A comprehensive correlating equation for forced convection from flat plates. AIChE J. 22, 264-268 (1976)

7

Quellterme bei offenen Bränden von Flüssigkeiten und Gasen

In den Kapiteln 7 und 8 werden die *Schlüsselgrößen* zur Berechnung der Quellterme Brennstoffmassenstrom $\dot{m}_f = A_p \dot{m}_f''$, Brandproduktmassenstrom (Bildungsrate) $\dot{m}_p = y_p \dot{m}_f = y_p \dot{Q}_c / (-\Delta h_c)$, gesamter Massenstrom \dot{m}_{pl} in der Plumezone und gesamter Wärmestrom \dot{Q}_{top} an der Flamme Spitze von Bränden (Schadenfeuern) dargestellt. Hierzu sind die folgenden Schlüsselgrößen eines Feuers zu bestimmen bzw. müssen bekannt sein, wie insbesondere der Basisdurchmesser d , die Abbrandgeschwindigkeit v_a , die Massenabbrandrate \dot{m}_f'' , die sichtbare Flammenlänge H , die Höhe H_{cl} der klaren Verbrennungszone, der Flammenneigungswinkel Θ , das Flammendrag d_w , der Entrainment-Massenstrom \dot{m}_{ent} der Umgebungsluft, der konvektive Wärmestrom \dot{Q}_{conv} in der Plumezone, die Branddauer, die Brandfläche sowie die spezifische Ausstrahlung (Surface Emissive Power) SEP der Flamme.

Die von den Bränden emittierte thermische Energie wird teils durch Wärmestrahlung und teils, wie auch die freigesetzten Schadstoffe, konvektiv mit den Brandgasen in die Umgebung transportiert, wodurch dort insbesondere eine direkte thermische Schadenswirkung auf Personen sowie auch auf Bauteile, bzw. benachbarte verfahrenstechnische Anlagen auftreten kann. Bei den als Gas oder Aerosol freigesetzten Schadstoffen handelt es sich um Verbrennungs- (bzw. Brand-) und Pyrolyseprodukte sowie teilweise auch um *unverbranntes* bzw. unzersetztes Brandgut (Gase, Flüssigkeiten oder Feststoffe, z.B. Rußpartikel). Zusätzlich können die Schadstoffe *toxisch* sein.

Bei *Gasen* und *Flüssigkeiten* bildet sich nach Zündung eine meist rußende Flamme (häufig ein Poolfeuer), während bei *Feststoffen* *zusätzlich* Schwelbrände mit einer intensiven Rauchentwicklung entstehen können.

Brände von (toxischen) Flüssigkeiten, Gasen und Feststoffen können grundsätzlich im *Freien* (d.h. frei bzw. offen brennend) oder in *Gebäuden* (d.h. eingeschlossen brennend) auftreten. Insbesondere wegen der Fülle von Phänomenen erfolgt eine separate Beschreibung von offenen Bränden flüssiger und gasförmiger Brennstoffe (Kap. 7) sowie von Bränden in Gebäuden bzw. Räumen mit festen Brennstoffen (Kap. 8). Die Bildung (toxischer) Schadstoffe sowie die Abschätzung von deren Bildungsraten bei Feststoffbränden werden ebenfalls in Kap. 8 behandelt. Einige Phänomene bei offenen Bränden sind auch für eingeschlossene Brände und umgekehrt, von Bedeutung.

7.1. Typen offener Feuer und ihre störungsbedingten Freisetzungsszenarien

Bei einer störungsbedingten Freisetzung brennbarer Flüssigkeiten bzw. Tröpfchen [Spray] und/oder brennbarer Gase bzw. Aerosole können die folgenden Typen *offener* Feuer entstehen (s. Abb. 7.1), abhängig von Freisetzungsart und Randbedingungen: *Pool-* und *Lachenfeuer*; *Tankfeuer*; *Boilover-Feuer*; Fackelflammen, Strahlflammen; Gaswolken-Feuer; *UVCE*; *BLEVE*; Feuerball. Umgekehrt durchlaufen Freisetzungsszenarien, z.B. in Chemieanlagen, die in Abb. 7.1 dargestellten möglichen Wege oder Teilwege davon. Diese *Typen* von Feuern, die ein erhebliches Gefährdungspotential insbes. infolge der Wärmestrahlung und -konvektion sowie der freigesetzten Brandprodukte [z.B. Rußpartikel] besitzen, lassen sich wie folgt charakterisieren [7.1-7.3]:

(a) Poolfeuer

Der brennbare Stoff, meist eine Flüssigkeit oder auch ein Feststoff befindet sich in einer relativ dünnen Schicht auf der Oberfläche eines Wasserpools (bei in Wasser nicht - bzw. schwerlöslichen Flüssigkeiten) oder in einem Pool bzw. in einer Auffangtasse, die allein mit der Flüssigkeit gefüllt ist. Ein Poolfeuer weist also eine Berandung auf.

Die folgenden Typen von Feuern lassen sich vom Typ Poolfeuer ableiten:

(a1) Lachenfeuer

Durch Leckagen oder Verschüttung verteilt sich die brennbare Flüssigkeit als Lache auf einer Oberfläche [insbes. auf dem Erdboden bzw. Anlagengelände oder auf Wasser] ohne geometrische Begrenzung. Ein Lachenfeuer weist *keine* Berandung auf.

(a2) Tankfeuer

Der brennbare Stoff, meist eine Flüssigkeit befindet sich in Behältern, z.B. in Einzeltanks, Tanklagern oder chemischen Reaktoren, Kolonnen, Vorrats- bzw. Zwischenbehältern.

(a3) Boilover-Feuer

Es handelt sich um ein heftig verlaufendes Tankfeuer. Die brennbare Flüssigkeit befindet sich über einer Schicht von relativ niedrig siedenden Flüssigkeiten in einem Tank bzw. Behälter [z.B. Rohöl über Wasserschichten (Wasserlinsen) im Sumpf eines Lagertanks]. Durch spontane Verdampfung der niedrig siedenden Flüssigkeit, infolge einer vom darüber liegenden Tankfeuer gebildeten Wärmezone in der brennbaren Flüssigkeit werden große Mengen an brennbarer Flüssigkeit unter Bildung eines *Feuerballs* (s. Punkt (d)) aus dem Tank bzw. Behälter geschleudert.

(a4) Multiple (Pool-) Feuer

Neue Untersuchungen [7.64] haben gezeigt, dass mehrere gleichzeitig brennende Einzel-Feuer, sog. multiple Feuer, die z.B. bei Bränden in Tanklagern häufig vorkommen, eine intensive Wechselwirkung aufweisen. Dabei wird diese Wechselwirkung vorwiegend durch thermische Strahlung und Luftentrainment dominiert und hängt insbesondere ab vom Abstand zwischen den Feuern und der Anzahl wechselwirkender Flammen. Die multiplen Feuer erlangen zunehmend an Bedeutung.

(b) Fackelflammen, Strahlflammen (Jet-Flammen)

Hier tritt die brennbare Flüssigkeit oder ein brennbares Gas(gemisch) mit großem *Anfangsimpuls* als Strahl bzw. Jet in die Atmosphäre ein. Im Fall eines *Fackelfeuers* erfolgt die Freisetzung über einen Kamin bzw. eine Fackel.

(c) UVCE, VCE, Gaswolken-Feuer und BLEVE

Infolge z.B. einer Leckage bildet sich eine brennbare Gas/Luft- bzw. Dampf/Luft-Gemischwolke, die sich eine bestimmte Zeitdauer ausbreitet und vergrößert, bevor sie zündet. Als Folge

kann sich entweder eine unverdämmte oder (teil-) verdämmte Gaswolkenexplosion [UVCE, Unconfined Vapor Cloud Explosion; VCE, Confined Vapor Cloud Explosion] oder ein deflagrativ brennendes Gaswolken-Feuer bzw. Flashfeuer (UVCF Unconfined Vapor Cloud Fire) ausbilden. Kommt es zur Erhitzung [z.B. infolge der Wärmestrahlung eines benachbarten Feuers] eines Tanks bzw. Behälters, der eine unter Druck stehende, brennbare Flüssigkeit bzw. ein brennbares, verflüssigtes Gas enthält, kann ein BLEVE-Ereignis [Boiling Liquid Expanding Vapor Explosion] mit i.A. intensiver Druckwelle entstehen, wobei sich der Tank bzw. Behälter in einzelne Teile (Bruchstücke) zerlegt, so dass zusätzlich ein Trümmerflug auftritt.

(d) Feuerball

Durch Zündung einer Gaswolke aus brennbaren Dampf/Luft-Gemischen in Form einer instationären, turbulenten nicht vorgemischten Flamme, meist mit einer ausgeprägten Druckwelle, entsteht ein *Feuerball*.

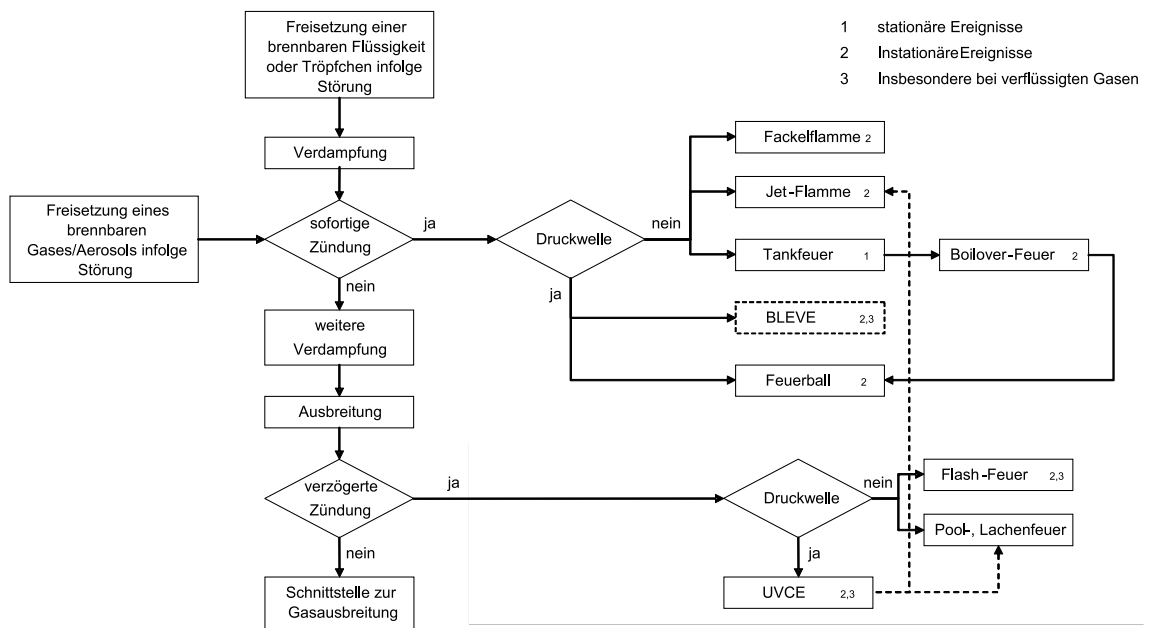


Abb.7.1: Beispiele von Typen gefährlicher Feuer infolge störungsbedingter Freisetzungsszenarien brennbarer Flüssigkeiten und Gase/Aerosole [7.4]

7.2. Typen von Modellen

7.2.1. Semi-empirische Modelle

Die semi-empirischen Modelle sind weit verbreitet und werden im Folgenden hauptsächlich behandelt. Es sind relativ einfache, häufig stationäre Modelle, die im Wesentlichen die Flammgeometrie und die Wärmestrahlung von Pool-/ Tank- und Lachenfeuern sowie von Fackel-, Strahlflammen, Gaswolkenfeuern und Feuerbällen vorhersagen und i.A. mehrere empirische Parameter enthalten.

7.2.2. Zonenmodelle

Die Zonenmodelle basieren auf den differentiellen Erhaltungsgleichungen für die Gesamtmasse und die Energie. Die Flamme wird in bestimmte Zonen der Anzahl ≈ 2 bis 20 eingeteilt. Die Rechenzeiten sind i.A. kurz.

7.2.3. Feldmodelle

Die Feldmodelle sind grundsätzlich stationär und basieren auf der Lösung der zeitlich-gemittelten *Navier-Stokes*-Differentialgleichungen (partielle DGLs) mit häufig auch empirischen Submodellen. Diese Modelle [sog. *kalte* Modelle] sind meist für die Vorhersage nicht-reaktiver Strömungen geeignet. Aufgrund ihrer mathematischen Komplexität benötigen diese Modelle jedoch große Rechenzeiten.

7.2.4. Integralmodelle

Die Integralmodelle stellen einen Kompromiss zwischen den semi-empirischen Modellen und den Feldmodellen dar. Diese Integralmodelle basieren zunächst auf den gleichen Differentialgleichungen wie die Feldmodelle, enthalten jedoch Submodelle für die Turbulenz, Verbrennungsreaktionen und Wärmeübertragungsprozesse. Infolge vereinfachender Annahmen reduzieren sich die partiellen DGLs zu gewöhnlichen DGLs, so dass die Rechenzeiten deutlich kleiner als bei den Feldmodellen werden. Dennoch existiert bis heute kein Integralmodell, das die Auswirkungen [Konsequenzen] unfallbedingter Feuer angemessen vorhersagt.

7.2.5. CFD-Modelle

Die CFD [Computational Fluid Dynamics] Modelle sind grundsätzlich *instationär* (transient) und basieren auf den differentiellen Erhaltungsgleichungen für Gesamtmasse, Speziesmassen, Impuls und Energie sowie den zahlreichen Submodellen für Turbulenz, Reaktionsmechanismen, Rußbildung und thermischer Strahlung.

Die Rechenzeiten sind i.A. relativ groß, können jedoch durch Einsatz von Parallelrechnern (Rechencluster) deutlich verkürzt werden.

Die CFD-Modellierung bzw. CFD-Simulation von Feuern befindet sich in einer sehr erfolgsversprechenden Entwicklung und wird auch vom Autor angewandt [s. Kap. 7.3.18].

7.3. Poolfeuer

In Kap. 7.1 werden Pool-, Tank-, Lachen- und Rinnefeuer behandelt, die bei Störungen in verfahrenstechnischen Anlagen der Prozessindustrie am häufigsten auftreten. Bei Poolfeuern handelt es sich um turbulente nicht vorgemischte Flammen, die über einem horizontalen Pool brennen, der einen brennbaren verdunstenden/verdampfenden Stoff enthält, dessen Dampf mit sehr geringem Anfangsimpuls (s. Abb. 7.2) nach oben strömt.

Es existieren die folgenden Modelltypen:

- **(Semi)-empirische Modelle**
 - Punktquellen-Strahlungsmodell (PSM), bzw. API 521 Modell (s. Kap. 7.3.13.2)
 - Oberflächen-Strahlungsmodelle (z.B. SFM, MSFM nach Mudan, Raj und Fay), (s. Kap. 7.3.9, 7.3.10, 7.3.12)
- OSRAMO II, OSRAMO III (s. Kap. 7.3.11)
- **Feldmodelle** sind mathematisch anspruchsvoll und benötigen relativ lange CPU-Zeiten
- **Integralmodelle:** z.Zt. liegen keine brauchbaren Konsequenzmodelle vor
- **Transiente Modelle**
 - CFD-Modelle (s. Kap. 7.3.18)



n-Pentan-Poolfeuer (d = 25 m)

7.3.1. Beschreibung der physikalischen Vorgänge

Am Beispiel eines Pool-, Lachen- oder Tankfeuers sind die wesentlichen physikalischen Vorgänge in Abb. 7.2 dargestellt.

Es handelt sich um frei brennende, i. A. turbulente, nicht - vorgemischte und auftriebsbestimmte Flammen meist flüssiger oder auch fester Brennstoffe, die einen *sehr geringen* Anfangsimpulsstrom des aufsteigenden Brennstoffdampfes aufweisen [7.3, 7.5, 7.6, 7.57]. Mit zunehmendem Durchmesser d verändern sich die Anteile der unterschiedlichen Flammenbereiche („Zonen“), wobei zwei bis drei *nicht*-kontinuierliche Bereiche („Zonen“) angenommen werden, deren Höhen bzw. Längen bisher nicht bzw. nur mit großen Unsicherheiten berechenbar sind (s. Kap 7.3.5 und 7.3.9).

Der *unterste* Bereich (Länge \bar{H}_{cl} in Abb. 7.2) des auftriebsbestimmten Feuers wird auch als klare Verbrennungszone bezeichnet, die meist nicht mit schwarzem Ruß bedeckt ist und bei großen Durchmessern d eine optisch dicke Schicht darstellt und neben den hot spots die *maximale*, spezifische Ausstrahlung SEP_{cl}^{ma} eines Feuers mit einer hohen Emissionstemperatur aufweist.

In diesen Bereich hinein findet auch eine intensive Ansaugung von Umgebungsluft (Luftentrainment) statt, die infolge der selbst erzeugten Turbulenz sowie verstärkt durch die Windturbulenz in verschiedene innere Gebiete des Feuers verteilt wird. Im Bereich der klaren Verbrennungszone existiert eine brennstoffreiche Phase, die von einer sichtbaren (gelb leuchtenden) Flammenzone umgeben ist. Innerhalb der Höhe \bar{H}_{cl} findet eine vollständige Verbrennung zu den (Verbrennungs)Produkten statt, wobei die vertikale Strömungsgeschwindigkeit stark zunimmt, ebenso wie die vertikalen Flüsse von Masse, Impuls und thermischer Energie. Diese Produkte mischen sich anschließend mit angesaugter Umgebungsluft und steigen weiter nach oben, wie in einem thermischen Plume.

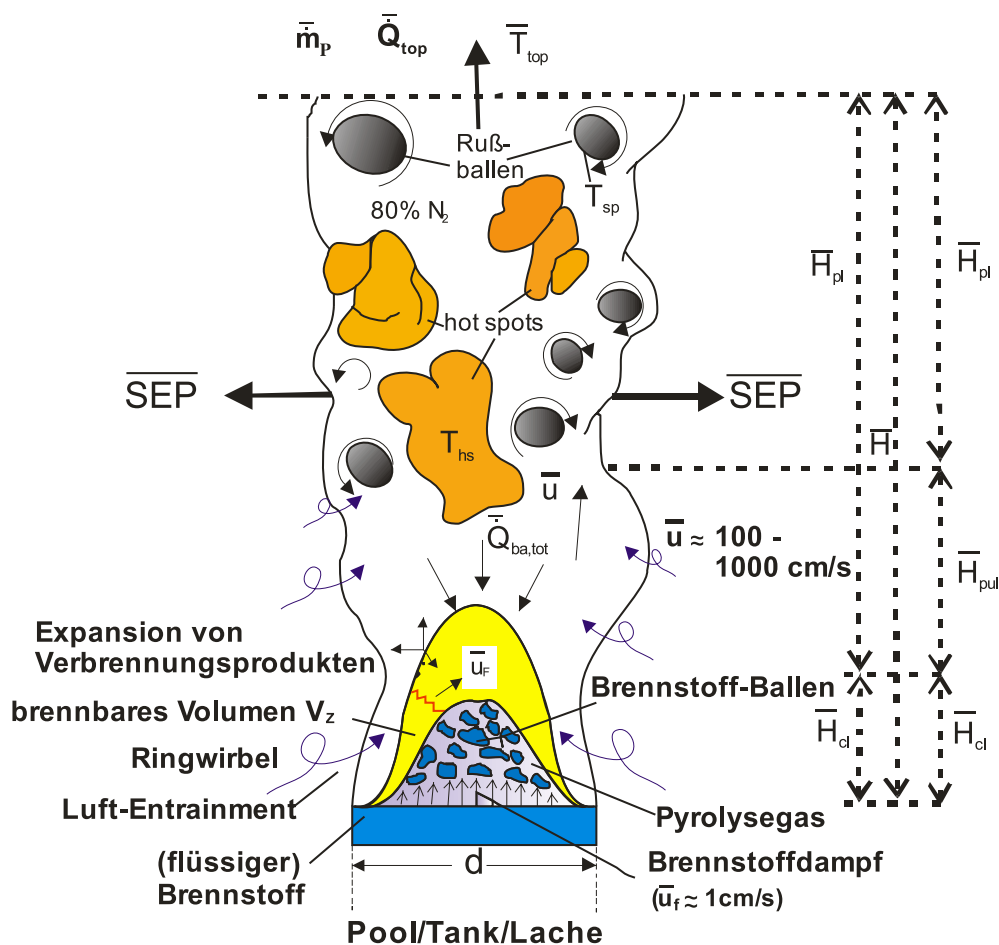


Abb. 7.2: Physikalische Vorgänge in adiabatischen Pool-, Lachen- und Tankfeuern, bei flüssigen und teilweise bei festen Brennstoffen

Im nächst höheren Bereich (Länge \bar{H}_{pul} der Pulsationszone in Abb. 7.2) sind die Flammenfronten zwar mit der Flammenbasis noch verbunden, es liegt jedoch die weniger effiziente Verbrennungszone eines großen Feuers vor mit radialen und axialen Pulsationen infolge der großskaligen Wirbel der angesaugten Luft. Die Ursachen sind die interne Mischung der unverbrannten und der *partiell* verbrannten Flammengase (infolge eines Sauerstoffmangels in Achsennähe des Feuers) aus Bereich 1 sowie auftriebsbedingte Zirkulationsströmungen. Innerhalb dieser Pulsationszone wird die intermittierende Bildung von *schwarzem* Ruß beobachtet, der das heiße

Flammeninnere zu verdunkeln beginnt. Im oberen Teil der Pulsationszone erfolgt ein *nicht*-kontinuierliches Brennen der Flammengase in Ballen, und die Erzeugung/Akkumulation bedeutender Rußmengen wird beobachtet.

Im obersten Bereich (Länge \bar{H}_{pl} der *Plumezone* in Abb. 7.2) bzw. im *Intermittenzbereich* des Feuers liegt eine *nicht*-kontinuierliche, segregierte Flamme aus statistisch verteilten, unregelmäßigen Ballen kleiner Brennstoffmengen vor. Auch infolge einer fortgesetzten Lufteinmischung, die zu einer Abnahme von Temperatur, axialer Strömungsgeschwindigkeit sowie der Spezieskonzentration führt, tritt eine *Verminderung* der thermischen Strahlung auf.

Die *Gesamt*-Energiebilanz (Leistungsbilanz) für das Bilanzgebiet I zwischen Flamme und Plume sowie Pool/Tank/Lache [s. Abb. 7.3] lässt sich wie folgt formulieren, wenn näherungsweise

$\bar{Q}_{verl} \approx 0$ und $\dot{Q}_{sen} \approx 0$ gilt [7.7]:

$$\bar{Q}_c \approx \bar{Q}_a + \bar{Q}_{top} + \bar{Q}_{ba,tot} \quad , \quad \text{mit} \quad (7.1a)$$

$$\bar{Q}_c \equiv \bar{q}_f'' A_P = \bar{m}_{f,max}'' A_P (-\Delta \bar{h}_{c,i}) \quad \text{und} \quad (7.1b)$$

$$\bar{Q}_{top} = \bar{Q}_{conv} + \bar{A}_{top} \overline{SEP}^{ma} \quad , \quad \text{mit} \quad (7.1c)$$

$$\bar{e} \equiv \bar{A}_{top} / A_P \Rightarrow \bar{A}_{top} \approx \bar{e} A_P \quad \text{sowie} \quad (7.1d)$$

\bar{Q}_{conv} nach Gl. (7.15d), näherungsweise aus Gl. (7.15e)

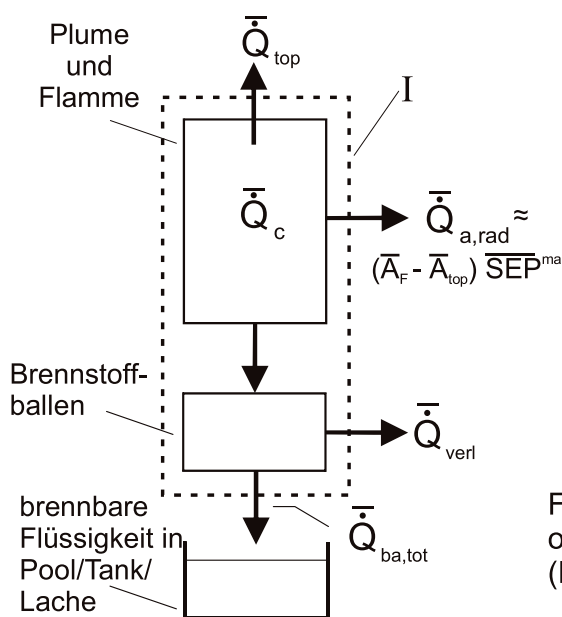


Abb. 7.3: Zur *Gesamt*-Energiebilanz für das Bilanzgebiet I zwischen Plume und Flamme sowie Pool/ Tank/Lache

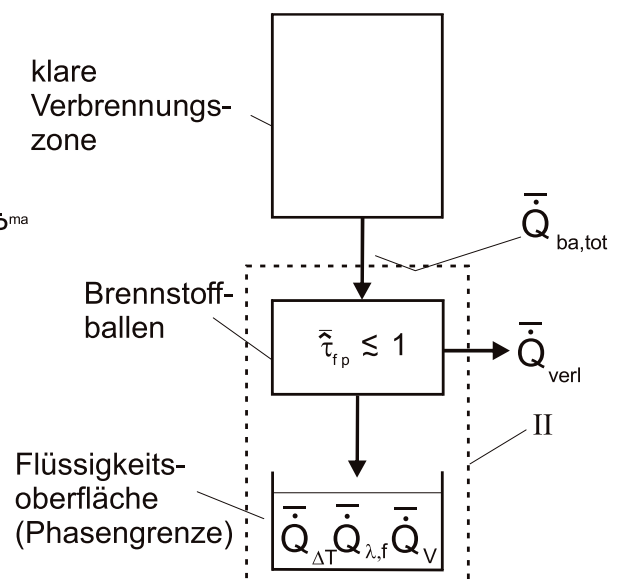


Abb. 7.4: Zur Energiebilanz an der *Phasengrenzfläche* für das Bilanzgebiet II zwischen klarer Verbrennungszone und Flüssigkeitsoberfläche

Für die Energiebilanz (Energie-Rückkopplungsmechanismus) an der *Phasengrenzfläche* für Bilanzgebiet II [s. Abb. 7.4] zwischen klarer Verbrennungszone und Flüssigkeitsoberfläche in Pool/Tank/Lache resultiert [7.7]:

$$\bar{\tau}_{fp} \bar{Q}_{ba,tot} = \bar{Q}_{f,ges} + \bar{Q}_{verl} , \quad (7.2a)$$

worin für die Wärmeströme $\bar{Q}_{f,ges}$ und $\bar{Q}_{ba,tot}$ gilt:

$$\bar{Q}_{f,ges} = \bar{Q}_v + \bar{Q}_{\Delta T} + \bar{Q}_{\lambda,f} \quad \text{und} \quad (7.2b)$$

$$\bar{\tau}_{fp} \bar{Q}_{ba,tot} \equiv \bar{Q}_{ba,rad} + \bar{Q}_{ba,\alpha} + \bar{Q}_{ba,\lambda} . \quad (7.2c)$$

Bemerkungen zu Gln. (7.2a-c):

- (a) Die Gleichungen beschreiben den die Flamme selbsterhaltenden Rückkopplungsmechanismus infolge des Wärmestroms $\bar{Q}_{ba,tot}$ von der Flamme zur Flüssigkeit. Es wird hier angenommen, dass $\bar{Q}_{ba,tot}$ von den Brennstoff- und Pyrolysegas-Ballen (s. Abb. 7.2) *nicht* absorbiert wird, d.h. es gilt demnach $\bar{\tau}_{fp} = 1$. Außerdem wird $\bar{Q}_{verl} \approx 0$ angenommen.
- (b) Bei *adiabatischen* Poolflammen ist \bar{v}_a oder \bar{m}_f' allein vom Wärmerückstrom ($\bar{Q}_{ba,tot}$) zwischen Flamme und Flüssigkeitsoberfläche bestimmt. *Nicht-adiabatische* Poolflammen (z.B. von allen verflüssigten, kalten Gasen auf Wasser oder Land) weisen einen *zusätzlichen* Wärmestrom auf zwischen einem Substrat (z.B. Wasser- oder Landoberfläche) und der Flüssigkeit.

7.3.2. Lachengröße bzw. Lachendurchmesser

Bei Zündung einer sich störungsbedingt ausbreitenden Flüssigkeit hängt der Durchmesser d des entstehenden Lachenfeuers ab von den *Freisetzungsszenarien* (3 Kategorien), der *Verschüttungsrate* $\dot{V}_{rf} \equiv \dot{V}_{rf} / t_s$ und der *Abbrandgeschwindigkeit* v_a . Bei der Kategorie 1 handelt es sich um die *kontinuierliche* Verschüttung (bei endlicher Rate \dot{V}_{rf} über längere Zeit t_s), bei der Kategorie 2 um die *momentane* bzw. *instationäre* Verschüttung (gesamtes V_{rf} in sehr kurzer Zeit t_s bzw. für $\dot{V}_{rf} \rightarrow \infty$) und schließlich bei der Kategorie 3 um die *quasi-kontinuierliche* Verschüttung (bestimmtes V_{rf} wird über eine bestimmte Zeitdauer t_s mit einer endlichen Rate $\dot{V}_{rf}(t)$ verschüttet). Für die am häufigsten auftretende Kategorie 3 gibt es bisher *keine* analytischen Beziehungen.

7.3.2.1. Kontinuierliche Freisetzung

Bei der kontinuierlichen Freisetzung (Verschüttung) von Flüssigkeit mit $\dot{V}_{rf} \equiv V_{rf} / t_s$, die schnell zündet berechnet sich der Durchmesser d_e der *stationär* brennenden Lache nach [7.2, 7.8, 7.9]:

$$\bar{d}_e = 2 \left(\frac{\dot{V}_{rf}}{\pi \bar{v}_a} \right)^{1/2} . \quad (7.3)$$

Im stationären Fall, wenn die Abbrandgeschwindigkeit v_a gleich groß ist wie die flächenbezogene Verschüttungsrate $\dot{V}_{rf} / \frac{\pi d_e^2}{4}$, ist die laterale Ausbreitung der Lachenflüssigkeit beendet, so dass hieraus ein stationäres Lachenfeuer resultiert, solange die Freisetzung noch andauert.

Bemerkungen zu Gl. (7.3):

Die Berechnungsformel für d_e gilt unter den folgenden Annahmen und für die folgenden Brennstoffe:

- (a) Der dominierende Wärmetransport ($\bar{Q}_{ba,tot}$) zur Lachenflüssigkeit erfolgt durch die Flamme.
- (b) $\bar{v}_a = \text{const.}$
- (c) zutreffend für alle *flüssigen* KWs mit $T_s > T_a$.
- (d) Für *nicht*-adiabatische Lachen- und Poolfeuer gültig, wenn der Wärmeübergang vom Substrat auf die Lachenflüssigkeit zeitlich konstant ($\alpha = \text{const.}$) ist, was jedoch zu einem höheren \bar{v}_a führt. *Näherungsweise* zutreffend für LNG, LPG auf *Wasser*, *nicht* gültig für verflüssigte KW auf *Land*, da hier der Wärmeübergang mit zunehmender Zeit abnimmt, was in Gl. (7.3) *nicht* berücksichtigt ist.
- (e) Die Brennstoffoberfläche ist eben und glatt.
- (f) Die Masse der Lachenflüssigkeit bleibt während der Verbrennung konstant, d.h. ein Flüssigkeitsverlust infolge Perkolation durch den Boden oder infolge einer Teillöslichkeit in Wasser wird nicht berücksichtigt. Allerdings sind die Geschwindigkeiten dieser Effekte für die meisten KW i.A. *relativ klein* im Vergleich zur Abbrandgeschwindigkeit \bar{v}_a .

Der stationäre (Gleichgewichts-) Durchmesser d_e wird innerhalb der Zeit

$$t_e = 0.564 \frac{d_e}{\sqrt[3]{g_{\text{eff}} \bar{v}_a d_e}} \text{ erreicht, mit der effektiven Beschleunigung}$$

$g_{\text{eff}} = g(1 - \rho_f / \rho_{\text{H}_2\text{O}})$ bei Verschüttung auf Wasser und $g_{\text{eff}} = g$ bei Verschüttung auf Land.

Für kleinere Verschüttungszeiten $t < t_e$ ist $\bar{d} < d_e$. Ist der stationäre Lachendurchmesser noch nicht erreicht, gilt eine dimensionslose Zeit-Durchmesser-Beziehung [7.8, 7.10]:

$$\tau = \left(\frac{2}{3}\right)^{\frac{1}{3}} B\left(\frac{2}{3}, \frac{2}{3}\right) B_{\xi^2/2}\left(\frac{2}{3}, \frac{2}{3}\right), \quad (7.4)$$

mit:

$\tau \equiv t / t_{\text{ch}}$: dimensionslose Zeit; t_{ch} : charakteristische Zeit

B : vollständige *Eulersche* Betafunktion

$B_{\xi^2/2}$: unvollständige *Eulersche* Betafunktion

$\xi \equiv \bar{d} / d_e$

$t_{\text{ch}} = (1.587)^{-1} d_e / (g_{\text{eff}} \bar{v}_a d_e)^{1/3}$

Für $\xi = 1$ gilt: $\bar{d} = d_e$, $t = t_e$ und $\tau \approx 0.9$

7.3.2.2. Momentane Freisetzung

Eine *momentane* bzw. *instationäre* Freisetzung (Verschüttung) führt zu einer *instationären* Lache und für den Ausbreitungsdurchmesser $d(t)$ einer Flüssigkeit gilt [7.8, 7.9]:

$$\left(\frac{d(t)}{d_{\text{max}}} \right)^2 = \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{t}{t_{\text{max}}} \right) \left(1 + \left(\frac{2}{\sqrt{3}} - 1 \right) \left(\frac{t}{t_{\text{max}}} \right)^2 \right) \quad (7.5)$$

Innerhalb der Zeit t_{max} wird ein maximaler Durchmesser d_{max} des Feuers erreicht, wobei die folgenden Beziehungen gelten:

$$t_{\text{max}} = 0.6743 \left(V_{\text{rf}} / (g_{\text{eff}} \bar{v}_a^2) \right)^{1/4}, \quad (7.6a)$$

$$d_{\text{max}} = 2 \left(V_{\text{rf}}^3 \frac{g_{\text{eff}}}{\bar{v}_a^2} \right)^{1/8} \quad (7.6b)$$

Bemerkungen zu Gln. (7.5, 7.6a,b):

- Die momentane Freisetzung erfolgt bis zur Gleichheit von gravitativer Ausbreitungskraft und Trägheits- bzw. Widerstandskraft bei Berücksichtigung der Abnahme der Brennstoffmasse infolge Verbrennung während der gesamten Freisetzung.
- Ein momentanes instationäres *Lachen* nimmt in seinem Durchmesser d zu, bis der gesamte Brennstoff infolge Verbrennung verbraucht oder eine Barriere erreicht ist. Deshalb existiert d_{max} nur für sehr kurze Zeit. Dies bedeutet, dass die Berechnung von d_{max} sehr *konservativ* ist.
- Ein zeitlich gemittelter Lachendurchmesser \bar{d} kann durch Integration erhalten werden:

$$\bar{d} = \frac{1}{t_{\text{max}}} \int_0^{t_{\text{max}}} d(t) dt \quad (7.6c)$$

- Es gelten ansonsten die gleichen Annahmen, wie in den Bemerkungen von Gl. (7.3) dargestellt.

Die Verwendung von \bar{d} führt zu einer besseren Abschätzung der Bestrahlungsstärke \bar{E} (außerhalb der Flamme) als die Benutzung von d_{\max} . Allerdings werden durch \bar{d} die kurzzeitig größeren Gefahrenpotentiale infolge einer erhöhten thermischen Strahlung in den späteren Stadien des Feuers auf Objekte *innerhalb* des Feuers unterschätzt.

7.3.3. Abbrandgeschwindigkeit

Nach *Hottel* [7.11] gilt für die Abbrandgeschwindigkeit (burning velocity) allgemein nach Gln. (7.2b,c) bei Vernachlässigung der folgenden Wärmeströme, d.h. für $\dot{Q}_{\lambda,f} \rightarrow 0$, $\dot{Q}_{\text{verl}} \rightarrow 0$:

$$v_a(d, \text{fuel}, t, (-\Delta h_c) / \Delta h_v, u_w, \text{Poolrandeffekte}) = \frac{\dot{Q}_{\text{ba,tot}}(d, \text{fuel}, t, (-\Delta h_c), u_w)}{A \rho_f (\Delta h_v + c_{p,v} T_{f,bp} - c_{p,f} T_{f,a})}, \quad (7.8a)$$

Relativ gut untersucht ist die Abhängigkeit von d , für die näherungsweise gilt [7.12]:

$$\bar{v}_a(d) = \bar{v}_{a,\max} (1 - e^{-k\beta d}) \equiv \bar{v}_{a,\max}(\varphi_{F,f}) 2 \varepsilon_{F,f}, \quad \text{für } 0.4 \text{ cm} < d < 3000 \text{ cm} \quad (7.8b)$$

Bemerkungen zu Gln. (7.8a,b):

- Entsprechend Gl.(7.2c) gilt für den ersten Term $\bar{Q}_{\text{ba,rad}}$ auf der rechten Seite $\bar{Q}_{\text{ba,tot}}(d) / A \approx \bar{Q}_{\text{ba,rad}}(d) / A \sim \varphi_{F,f} 2 \varepsilon_{F,f}(d)$, der nach *Hertzberg* [7.15] oder nach *Werthenbach* [7.13, 7.14] näherungsweise berechnet werden kann. Der schwierig *abschätzbare* Strahlungswärmerückstrom $\bar{Q}_{\text{ba,rad}}$ wird teilweise von den Brennstoff- und Pyrolysegas-Ballen absorbiert (s. Abb. 7.2), d.h. es ist zu berücksichtigen, dass $\bar{\tau}_{fp} < 1$ gilt; s. auch Bemerkung (a) zu Gl. (7.10a).
- Die Einstrahlzahl $\varphi_{F,f}$ zwischen Flamme (F) und Flüssigkeitsoberfläche (f) wird als konstant angenommen und ist in $\bar{v}_{a,\max}(\varphi_{F,f})$ enthalten.
- Die Gültigkeit insbesondere für: Benzin, Diesel, Kerosin, Transformatorenöl, Petroleum (Messungen von *Blinov* [7.16]).
- Gültig für $d \geq 1 \text{ m}$ und windstille Bedingungen.
- Gültig für *adiabatische* (Wärmeübertragung zwischen Substrat und Brennstoff) Lachen- und Poolfeuer sowie Tankfeuer. Für *nicht-adiabatische* Poolfeuer erhöht sich \bar{v}_a um einen additiven Term, der z.B. in [7.5] hergeleitet wird.
- Gemessene Abbrandgeschwindigkeiten $\bar{v}_{a,\max}$ in Abhängigkeit von Brennstoff sind in Tab. 7.1 zusammengestellt. Der Index „max“ bezieht sich allein auf d , nämlich $d \rightarrow \infty$.
- Die Abbrandgeschwindigkeit v_a bzw. die Massenabbrandrate \dot{m}_f' (s. Kap. 7.3.4) sind fundamentale *Schlüsselgrößen* zum physikalisch-chemischen Verständnis eines Pool-, Lachen- und Tankfeuers.

Nach *Burgess* [7.17] gilt für $\bar{v}_{a,\max}$ näherungsweise (*Vernachlässigung* von Wärmeleitungs- und Wärmekonvektionstermen bei großen offenen Feuern) die *Zahlenwertgleichung*:

$$\bar{v}_{a,\max} = 1.27 \cdot 10^{-6} (-\Delta h_{c,i}) / \Delta h_{v,i}, \quad d \gtrsim 1 \text{ m} \quad (7.8c)$$

Bemerkungen zu Gl. (7.8c):

(a) Gültigkeit insbesondere für $i =$ Methanol, flüssig- H_2 , LNG (auf Land), Butan, Hexan, Benzol, Xylole.

(b) Es findet keine externe Brennstoffzufuhr statt.

(c) Es gilt $(\bar{c}_{p,v} T_{f,bp} - \bar{c}_{p,f} T_{f,a}) \ll \Delta h_v$.

Für die maximale Abbrandgeschwindigkeit $\bar{v}_{a,\max}$ von Flüssigkeitsgemischen (aus i Komponenten) gilt für $\bar{c}_{p,v} \approx \bar{c}_{p,f}$ [7.18]:

$$\bar{v}_{a,\max} = 1.27 \cdot 10^{-6} \frac{\sum_i \tilde{y}_i (-\Delta h_{c,i})}{\sum_i \tilde{y}_i \Delta h_{v,i} + \sum_i \tilde{x}_i \int_{T_{f,a}}^{T_{f,b}} \bar{c}_{p,i}(T) dT}, \quad (7.8d)$$

oder näherungsweise für $(-\Delta h_{c,i}) \approx \text{const.}$, $(-\Delta h_{v,i}) \approx \text{const.}$, jeweils für alle i , und $\bar{y}_i \approx \bar{x}_i$ [z.B. für Benzin mit den Komponenten i]:

$$\bar{v}_{a,\max} \approx \sum_i \bar{y}_i \bar{v}_a, \quad (7.8e)$$

Tab. 7.1: Maximale Massenabbrandraten $\bar{m}''_{f,max}$, Verbrennungsenthalpien $(-\Delta h_c)$, Wärmefreisetzungsraten $\bar{q}''_f \equiv \bar{m}''_{f,max} (-\Delta h_c)$, Abbrandgeschwindigkeiten $\bar{v}_{a,max} = \bar{m}''_{f,max} / \rho_f$, sowie Werte für $k\beta$ und k , von Flüssigkeiten und verflüssigten Gasen; die $\bar{m}''_{f,max}$ und $\bar{v}_{a,max}$ -Werte sind teilweise experimentell oder teilweise aus Stoffeigenschaften ermittelt [7.1, 7.2, 7.8, 7.9, 7.19, 7.34].

Brennstoff	Massenabbrandrate	Verbrennungsenthalpie	Totale Wärmefreisetzungsrate	Verdampfungsenthalpie	Abbrandgeschwindigkeit		
	$\bar{m}''_{f,max}$	$(-\Delta h_{c,i})$	$\bar{q}''_{f,max}$	Δh_v	$\bar{v}_{a,max}$	$k\beta$	k
	[kg/(m ² s)]	[kJ/kg]	[kW/m ²]	[kJ/kg]	[10 ⁻⁴ m/s]	[m ⁻¹]	[m ⁻¹]
Acetic Acid	0.033	13 100	432		0.31		
Acetone	0.041	25 800	1058	570	0.52	2.24	
Acrylonitrile	0.052	31 900	1659		0.64		
Amyl Acetate	0.102	32 400	3305		1.16		
Amyl Alcohol	0.069	34 500	2381		0.81		
Benzene	0.048	44 700	2146	390	0.55	2.70	4.0
Butane	0.110	45 390	4993	370	1.83	0.85	0.94
i-Butane	0.092	45 260	4164	370	1.55		
Butanol	0.054	35 900	1939		0.67		
Butylene	0.086	45 330	3898	390	1.47		
Butyl Acetate	0.100	37 700	3770		1.14		
m-Cresol	0.082	32 600	2673		0.79		
Crude Oil	0.022 0.045	42 600	937 1917		0.26 0.53	1.30	
Cumene	0.123	41200	5438			1.53	
Cyclohexane	0.122	43 500	5307	360	1.56		
Cyclopentane	0.099	46 500	4604	390	1.32		
Diesel	0.035 0.062	39 700	1390 2461		0.36	1.30	
Diethylether	0.094	33 800	3177	385	1.32	0.7	
Ethane	0.141	47 200	6655	490	2.61	0.14	0.15
Ethanol	0.015	26 800	402	1000	0.19		0.4
Ethyl Acetate	0.064	23 400	1498		0.71		
Ethyl Acrylate	0.089	25700	2287		0.95		
Ethyl Benzene	0.121	40 900	4949	340	1.40	1.48	
Ethene	0.070	47 200	3304	490	1.23		
Gasoline	0.055 0.083	43 700	2404 3627	330	0.74	1.48	2.0
Hexane	0.074	44 700	3308	450	1.13	1.39	
Heptane	0.101	44 600	4505	320	1.48	1.39	
Hydrogen (liquid)	0.161	120 300	19368	442	2.30	6.74	7.42
i-Butanol	0.054	35 900	1939		0.67		
i-Propyl Acetate	0.073	27 200	1986		0.83		
i-Propanol	0.046	30 500	1403		0.59		
JP-4	0.051	43 500	2219		0.67	1.96	
JP-5	0.054	43 000	2320	700	0.67	1.60	0.5
Kerosene	0.063	43 200	2722	670	0.77	1.30	2.6
LNG	0.078	50 020	3902	619	1.88	0.14	0.15

Brennstoff	Massen-abbrand-rate	Ver-brennungs-enthalpie	Totale Wärme-freisetzung-rate	Ver-dampfungs-enthalpie	Abbrand-geschwindig-keit		
	$\dot{m}''_{f,max}$	$(-\Delta h_{c,i})$	$\dot{q}''_{f,max}$	Δh_v	$\bar{v}_{a,max}$	$k\beta$	k
	[kg/(m ² s)]	[kJ/kg]	[kW/m ²]	[kJ/kg]	[10 ⁻⁴ m/s]	[m ⁻¹]	[m ⁻¹]
LPG	0.099	46 010	4555	426	1.69	1.4	0.5
Methanol	0.017	20 000	340	1230	0.21		
Methylcyclopentane	0.088	44 000	3872	390	1.18		
Methyl Ethyl Ketone	0.072	31 500	2268		0.89		
Nonane	0.069	44 320	3058	300	0.967		
Octane	0.081	44 430	3599	300	1.15	1.39	
Pentane/ Naphtha	0.095	45 010	4276		1.29		
i-Pentane	0.076	44 920	3414	340	1.23		
Propene	0.080	45 800	3660	340	1.33		
Toluene	0.112	40 500	4536	360	1.29	3.37	
transformer oil	0.039	46400	1810		0.51	0.7	
Vinyl Acetate	0.136	22 700	3087		1.46		
Xylene	0.090	40 800	3672	350	1.04	1.4	
LNG (d = 15 m) (auf Wasser)	0.164 0.451	50 020	8203 22559		4 11		
LNG (d = 20 m) (auf Land)	0.098	50 020	4902		2.37		
LNG (d = 30 m) (auf Wasser)	0.087	50 020	4352		2.1		
LNG (d = 35 m) (auf Land)	0.127	50 020	6353		3.1		

Bemerkungen zu Gln. (7.8d,e):

- Gemische, insbesondere mit Komponenten i , deren Flüchtigkeiten weit auseinander liegen, brennen mit einer zeitabhängigen $v_a(t)$: zu Beginn wird v_a bestimmt durch die am leichtesten flüchtige Komponente i ; zur Hälfte der Brenndauer muss die weniger flüchtige Komponente noch bis zum Siedepunkt erwärmt werden; in der Endphase der Verbrennung wird v_a durch die höher siedende Fraktion bestimmt.
- Die Beziehung (7.8d) basiert auf umfangreichen experimentellen Untersuchungen von Gemischen aus Unsymmetrischen Dimethyl-Hydrason (UDMH) und Diethyltriamin (DETA). $\vartheta_{S,UDMH} \approx 63 \text{ }^\circ\text{C}$, $\vartheta_{S,DETA} \approx 207 \text{ }^\circ\text{C}$.
- Beide Gleichungen (7.8.d,e) geben eine gute Abschätzung von $\bar{v}_{a,max}$, auch wenn die Komponenten weit auseinander liegende Siedepunkte aufweisen.
- Die Korrelation (7.8d) ist eine recht gute Näherung für alle flüssigen KW, ausgenommen sind die verflüssigten Gase [z.B. LNG, LPG, LEG], deren $\bar{v}_{a,max}$ meist um den Faktor 2 größer ist.

- (e) In [7.24] sind Gleichungen angegeben für die Berechnung von $\bar{v}_{a,\max}$ in großen Lachen- und Poolfeuern, basierend auf *großskaligen* Experimenten.
 Zuverlässige Messungen liegen jedoch nur für $\bar{m}_{f,\max}''$ vor (s. Gl. (7.10a)).
 Für $5 \text{ m} < d < 10 \text{ m}$ nimmt $\bar{v}_{a,\max}$ (d) bzw. $\bar{m}_{f,\max}''$ (d) etwas ab. Ursachen sind:
 Schlechtere Durchmischung mit Luft, wodurch eine zunehmend *größere kalte* Brennstoffdampfzone entsteht, sowie niedrigere Flammentemperaturen T und kältere Rußballen [Ruß-Blockierungseffekt] auftreten können (s. auch Bemerkungen zu Gl. (7.10a)).

7.3.4. Massenabbrandrate

Für die fundamentale Schlüsselgröße Massenabbrandrate [mass burning rate] \bar{m}_f'' eines *Einzel-* Lachen-, Pool- und Tankfeuers gilt nach *Burgess* [7.12, 7.78] die folgende empirische *Zahlenwertgleichung*, wenn $\bar{m}_{f,\max}''$ [s. Gl. (7.10a)] *nicht* vorliegt:

$$\bar{m}_f'' \equiv \bar{m}_f / A = \frac{10^{-3} (-\Delta h_{c,i})}{\Delta h_{v,i} + c_{p,f} (T_{f,bp} - T_{f,a})} \quad (7.9)$$

Bemerkungen zu Gl. (7.9):

- (a) Gültig für viele Einzel-Komponenten (insbesondere Butan, Hexan, Benzin, JP-4, Methanol, Aceton, Benzol, Xylol, LNG, LPG, LEG) bei Umgebungs-Bedingungen ohne Windeinfluss; beste Abschätzung, wenn $\bar{m}_{f,\max}''$ *nicht* vorliegt.
- (b) Gültig allein für *adiabatische* Lachen- und Poolfeuer sowie für Tankfeuer (s. auch Bemerkung (e) zu Gl. (7.8.a,b)).
- (c) Gültig für $c_{p,v} \approx c_{p,f}$.

Nach [7.12] sowie nach [7.24, 7.54] gilt für \bar{m}_f'' (d), entsprechend Gl.(7.8b) wenn $\bar{m}_{f,\max}''$ vorliegt (z.B. Tab. 7.1):

$$\bar{m}_f'' (d) = \bar{m}_{f,\max}'' (1 - e^{-k\beta d}) \equiv \bar{m}_{f,\max}'' 2\varepsilon_{F,f} (d) \quad (7.10a)$$

Bemerkungen zu Gl. (7.10a):

- (a) $1 - e^{-k\beta d} \equiv 2\varepsilon_{F,f} (d) = \varepsilon_F$, worin $\varepsilon_{F,f}$ der effektive Emissionsgrad zwischen Flamme (F) und Flüssigkeit (f) ist [7.15, 7.17]; es gilt für den *strahlungsbestimmten* Grenzfall (s. (d)) der Zusammenhang:

$$\varepsilon_{F,f} (d) = \frac{0.5 \varepsilon_f \varepsilon_F (d)}{\varepsilon_f + (1 - \varepsilon_f) \varepsilon_F (d)} = 0.5 \varepsilon_F (d), \text{ für } \varepsilon_f = 1 \quad (7.10b)$$

Die Gl. (7.10a,b) stellen eine Methode zur Bestimmung von $\varepsilon_F (d)$ aus *gemessenen* Massenabbrandraten $\bar{m}_f'' (d)$ und $\bar{m}_{f,\max}''$ dar.

- (b) Die bedeutendste Größe in Gl. (7.10d) ist die *maximale* Massenabbrandrate [s. Tab. 7.1] für $d \rightarrow \infty$, die sich mit $\bar{v}_{a,\max}$ entsprechend Gl. (7.8c) berechnet nach der Zahlenwertgleichung:

$$\bar{m}_{f,\max}'' = \rho_f \bar{v}_{a,\max} \approx 1.27 \cdot 10^{-6} \rho_f (-\Delta h_{c,i} / \Delta h_{v,i}), \quad (7.10c)$$

oder mit guter Näherung mit der Zahlenwertgleichung Gl. (7.9). Mit Gl. (7.8d) für brennbare Flüssigkeitsgemische gilt:

$$\bar{m}_{f,\max}'' = \rho_f \bar{v}_{a,\max} = 1.27 \cdot 10^{-6} \frac{\rho_f \sum_i \tilde{y}_i (-\Delta h_{c,i})}{\sum_i \tilde{y}_i \Delta h_{v,i} + \sum_j \tilde{x}_j \int_{T_{f,a}}^{T_{f,b}} \bar{c}_{p,f,j}(T) dT}, \quad (7.10d)$$

oder näherungsweise analog zu Gl.(7.8e):

$$\bar{m}_{f,\max}'' \approx \rho_f \sum_i \tilde{y}_i \bar{v}_{a,i} \quad (7.10e)$$

Im Falle unfallbedingter Poolfeuer ist $\bar{m}_{f,\max}''$ ein Maß für die Verbrennungsgeschwindigkeit. Die Gl. (7.10d) korreliert die experimentellen Daten nicht ganz so gut wie die Gl. (7.8d), deckt jedoch einen weiten Bereich von Brennstoffen ab, z.B. werden auch die verflüssigten Gase relativ gut beschrieben.

- (c) Neuere Messung [7.24] haben gezeigt, dass die Massenabbrandraten $\bar{m}_f''(d)$ nicht bereits bei $d' \geq 1$ m [7.11] oder $d \approx 5$ m [7.24] einen etwa konstanten (Grenz-) Wert ($\bar{m}_{f,\max}''$) erreichen, sondern erst bei $d' \approx 9$ m (für Diesel-, Lachen und Poolfeuer [7.26, aus gemessenen Bestrahlungsstärken E]) oder bei $d' \approx 20$ m (für crude oil (Rohöl)-Poolfeuer) [7.25]. Aus Gl. (7.10a) folgt, dass der etwa konstante Grenzwert ($\bar{m}_{f,\max}''$) bei umso *größerem* Lachen- und Pooldurchmesser d' erreicht wird, je *kleiner* das Produkt ($k\beta$) des brennbaren Stoffes ist. Experimentell wurde gezeigt, dass Kohlenwasserstoffgemische mit einem *breiten* Flüchtigkeitsbereich *kleine* ($k\beta$) -Werte aufweisen.
- (d) Nach [7.24, 7.54] werden bei Lachen- und Poolfeuern die folgenden Grenzfälle unterschieden: konvektiv, laminar ($d < 0.05$ m); konvektiv, turbulent ($d < 0.2$ m); strahlungsbestimmt, optisch dünn (0.2 m $< d < 1.0$ m) und strahlungsbestimmt, optisch dick ($d > 1.0$ m). Die *optische Dicke* (bzw. optische Tiefe) einer Flamme ist als kL_b oder $\rho_g L_b$ bzw. $k\beta d$ oder $k\beta H$ definiert [7.1, 7.15, 7.60, 7.79] und bewirkt eine *Extinktion* (Schwächung infolge Absorption und Streuung) der Strahlungsintensität $L_1(s)$ bzw. $L(s)$ durch die *transparente* ($\tau_F > 0$) Flamme [7.1, 7.79]. Es gilt $\alpha_F + \tau_F = \varepsilon_F + \tau_F = 1$ bzw. $\tau_F = 1 - \varepsilon_F$, wenn die Strahlung näherungsweise weder gestreut noch reflektiert wird. Für *optisch dünne* Flammen ($kL_b \leq 0.02$, $\tau_F \approx 0.98$ oder $\rho_g L_b \rightarrow 0$) gilt $L_b = 4V_F/A_F$. Für *optisch dicke* Flammen ($kL_b > 4.5$, $\tau_F \approx 0.01$) ist $L_b = b_{bl} 4V_F/A_F$.

Der Windeinfluss (s. Kap. 7.3.5) auf \dot{m}_f'' ist zu berücksichtigen, wenn z.B. \bar{H}/d oder d berechnet werden sollen [7.26]. Es gilt nach [7.24] die folgende Abhängigkeit von u_w :

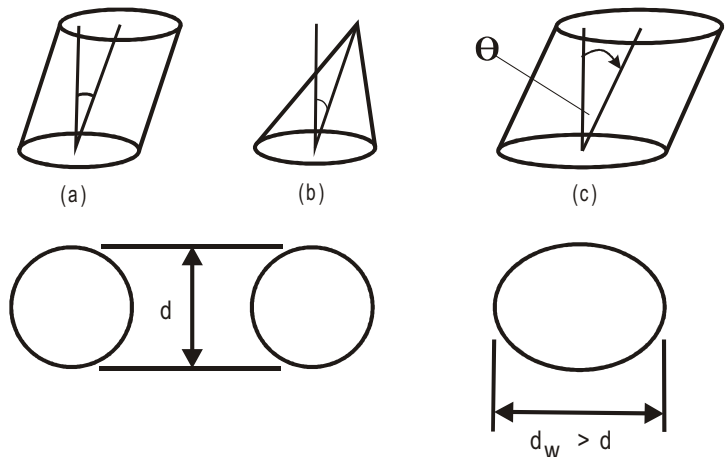
$$\frac{\dot{m}_f''(u_w)}{\dot{m}_f''} = 1 + \frac{a_2 u_w}{d}, \quad \text{für } u_w \lesssim 5 \text{ m/s} \quad (7.11)$$

Die Gl.(7.11) ist die z. Zt. beste verfügbare Formel zur Berechnung des Windeinflusses auf die Massenabbrandrate \dot{m}_f'' , jedoch nicht anwendbar für Alkohole sowie für $u_w \gtrsim 5 \text{ m/s}$, weil unter diesen Bedingungen das Feuer ausgeblasen werden kann. Ein detaillierter Überblick über Abbrandgeschwindigkeiten, abhängig vom Brennstoff, von Brennstoffgemischen, von Brennstoff-Wassergemischen, von der Temperatur der Brennstoffoberfläche, von der Temperaturverteilung im Brennstoff, von d , von $\bar{Q}_{ba,tot}$ und von \bar{u}_w ist in [7.55] zu finden. Messungen haben gezeigt [7.64], dass z.B. bei *multiplen* Tankfeuern eine Zunahme der Massenabbrandrate \dot{m}_f'' des *Einzel*-Feuers um den Faktor 2 bis 4 eintritt. Die Ursache ist die Einwirkung der thermischen Strahlung benachbarter Feuer auf die Brennstoffoberfläche des betrachteten Feuers, wodurch sich die Verdampfungsrate des flüssigen Brennstoffes deutlich erhöht. Berechnungsgleichungen hierfür gibt es noch nicht.

7.3.5. Sichtbare Flammenlänge und Länge der klaren Verbrennungszone

Für die Berechnung der grundsätzlich *zeitabhängigen Flammenform* (Flammenlänge \bar{H} , Flammenneigung θ , Flammen-*Drag* d_w), werden insbesondere bei Windeinfluss häufig die folgenden drei Poolfeuer-Geometrien *näherungsweise* verwendet [7.2] :

- (geneigte) zylindrische Flamme,
- (geneigte) konische Flamme,
- (geneigte) zylindrische Flamme mit verlängertem Flammenbasisdurchmesser $d_w > d$.



Die Definition der Flammenlänge ist insbesondere bei *rußenden* Flammen und instationären (Lachen-)Feuern nicht einfach. Als zweckmäßiges Kriterium für die Flammenlänge *nicht-rußender* Flammen kann z.B. das *Intermittenz-Kriterium* nach [7.59] herangezogen werden.

Die dimensionslose *zeitlich gemittelte* (\bar{H}/d) und *maximale* $((H/d)_{max})$ sichtbare Flammenlänge eines stationären Einzel-Feuers lassen sich, abhängig von Fr_f ($0.003 < Fr_f < 0.05$) sowie von \bar{u}_w^* , mit den folgenden Korrelationen berechnen [s. insbesondere Tab. 7.2]:

$$\bar{H}/d = a Fr_f^b \bar{u}_w^{*c}, \quad \text{und} \quad (H/d)_{max} = a Fr_f^b \bar{u}_w^{*c} \quad (7.12a)$$

sowie mit der skalierten Windgeschwindigkeit \bar{u}_w^* :

$$\bar{u}_w^* = \bar{u}_w / \bar{u}_{ch} \quad \text{oder} \quad \bar{u}_w^*(10) \equiv \bar{u}_w(10\text{ m}) / \bar{u}_{ch}, \quad (7.12b)$$

worin für \bar{u}_{ch} gilt:

$$\bar{u}_{ch} = (\bar{g}\bar{m}_f'' d / \rho_v)^{1/3} \approx (\bar{g}\bar{m}_f'' d / \rho_a)^{1/3}. \quad (7.12c)$$

Es gibt eine relativ große Anzahl von häufig benutzten Korrelationen mit jeweils unterschiedlichen Parametern a, b, c, die in Tab. 7.2 zusammengestellt sind.

Zu erwähnen ist noch die häufig zitierte *Heskestad*-Korrelation [7.27], die aus Daten im Labormaßstab hergeleitet wurde, jedoch für einen weiten Bereich an Brennstoffen gültig ist [7.26]:

$$H/d = -1.02 + 3.7 Q^*{}^{2/5}, \quad (7.12d)$$

mit

$$Q^* = \frac{\dot{Q}_c}{\rho_a c_{p,f} T_a d^2 \sqrt{gd}}. \quad (7.12e)$$

Es ist zu bemerken, dass bei allen Flammenlängen-Korrelationen für *stationäre* Feuer die *maximalen* sichtbaren Flammenlängen $(H/d)_{\max}$ etwas besser vorhergesagt werden als die *zeitlich gemittelten* sichtbaren Flammenlängen \bar{H}/d .

Tab. 7.2: Wichtige empirische Korrelationen zur Abschätzung der dimensionslosen *sichtbaren* Flammenlängen \bar{H}/d nach Gl. (7.12a), mit Hinweisen zu den Gültigkeitsbereichen; $(H/d)_{\max}$: relative *maximale sichtbare* Flammenlänge; \bar{H}/d : relative *zeitlich gemittelte* sichtbare *Flammenlänge*

Name der Korrelation	a	b	c	Bemerkungen
<i>Thomas 1</i>	42	0.61	0	gemessen an Holzgitterfeuern; \bar{H}/d ; kein Windeinfluss [7.28]
<i>Thomas 2</i>	55	0.67	-0.21	gemessen an Holzgitterfeuern; $(H/d)_{\max}$; mit Windeinfluss [7.28]
<i>Moorhouse 1</i>	6.2	0.254	-0.044	gemessen an großen zylindrischen LNG-Poolfeuern; $(H/d)_{\max}$; $\bar{u}_w^* = \bar{u}_w^*(10)$ [7.29]
<i>Moorhouse 2</i>	4.7	0.21	-0.114	gemessen an großen konischen LNG-Poolfeuern; $(H/d)_{\max}$; $\bar{u}_w^* = \bar{u}_w^*(10)$ [7.29]
AGA	1.0	-0.19	0.06	gemessen an LNG-Poolfeuern [7.32]
<i>Mangialavori und Rubino</i>	31.6	0.58	0	gemessen an Heptan-, Hexan- und Isobuten-Poolfeuer; kein Windeinfluss $(H/d)_{\max}$; 1 m < d < 6 m [7.30]
<i>Pritchard und Binding</i>	10.615	0.305	-0.03	gemessen an KW-Poolfeuern, insbesondere LNG; $(H/d)_{\max}$; 6 m < d < 22 m [7.31]
<i>Muñoz</i>	8.44	0.298	-0.126	gemessen an Benzin- und Diesel-Poolfeuern; $(H/d)_{\max}$; d [m] = 1.5, 3, 4, 5 und 6 [7.26]
<i>Muñoz</i>	7.74	0.375	-0.096	gemessen an Benzin- und Diesel-Poolfeuern; (\bar{H}/d) ; d [m] = 1.5, 3, 4, 5 und 6 [7.26]
<i>Muñoz</i>	11.76	0.375	-0.096	gemessen an Benzin- und Diesel-Poolfeuern; $(H/d)_{\max}$ und $(H/d)_{\max} = 1.52 (\bar{H}/d)$ [7.26]

Häufig werden in der Literatur die *Moorhouse* 1- und auch die *Thomas* 2- Korrelationen zur Berechnung von \bar{H}/d empfohlen, wenn keine Messungen vorliegen.

Für eine große *Benzin*-Tankflamme ($d = 23$ m) wurde $(\bar{H}/d)_{\text{exp}} \approx 1.7$ gemessen [7.16].

Als eine besonders wichtige Größe erweist sich die Länge \bar{H}_{cl} der klaren Verbrennungszone, die sich von der Pooloberfläche ($x = 0$) bis zu der Höhe erstreckt, in der ($x = \bar{H}_{\text{cl}}$) mit guter Näherung der gesamte eingesetzte Brennstoff verbrannt ist.

Die Länge $\bar{H}_{\text{cl}}(d)$ [s. Abb. 7.2] lässt sich mit empirischen Korrelationen [7.5, 7.6] in Abhängigkeit von Fr_f berechnen. So gilt für die Länge $\bar{H}_{\text{cl}}(d)$ der klaren Verbrennungszone, die eine *lokale maximale* axiale Temperatur T_{max} und folglich auch eine *maximale* spezifische Ausstrahlung $\overline{SEP}_{\text{max}}$ [s. Kap. 7.3.9] des Feuers aufweist, die Beziehung [7.5]:

$$\bar{H}_{\text{cl}}(d)/d = (13.8 \pm 2.15) Fr_f^{2/3} \quad . \quad (7.12f)$$

Eine andere Korrelation für $\bar{H}_{\text{cl}}(d)$ ist [7.6]:

$$\frac{\bar{H}_{\text{cl}}(d)}{\bar{H}(d)} = 0.75 + \log_{10} Fr_f^{1/4} \quad . \quad (7.12g)$$

Bemerkungen zu Gln. (7.12f,g):

- (a) Gl. (7.12f) basiert auf Messungen an adiabatischen *Heptan*-Poolfeuern mit $0.3 \text{ m} \leq d \leq 6 \text{ m}$, $8 \cdot 10^{-3} < Fr_f < 11 \cdot 10^{-3}$, $0.45 < \bar{H}_{\text{cl}}/d < 0.75$.
- (b) Gl. (7.12g) basiert auf Messungen an LNG-Poolfeuern ($d = 35$ m) [7.6]. Allgemein gilt demnach: $0.15 \leq \bar{H}_{\text{cl}}/\bar{H} \leq 0.25$.

Die folgende Korrelation für $\bar{H}_{\text{cl}}(d)/d$ berücksichtigt auch den Einfluss der Art des Brennstoffs (für KW-Brennstoff) [7.31]:

$$\bar{H}_{\text{cl}}(d)/d = 11.404 Fr_f^{1.13} \bar{u}_w^* (C/H)^{-2.49} \quad (7.12h)$$

Für eine grobe Abschätzung von \bar{H}_{cl} und \bar{H}_{pul} gelten auch die folgenden Annahmen:
 $\bar{H}_{\text{cl}} \approx 0.1 \bar{H}$, $0.1 \bar{H} \lesssim \bar{H}_{\text{pul}} \lesssim 0.4 \bar{H}$.

Für die Höhe (bzw. Länge) H_{pl} der *Intermittenzzone* (Zone 3, s. Abb. 7.2) existiert die folgende empirische Korrelation [7.33], basierend auf Messdaten von *Heskestad* [7.33]:

$$\bar{H}_{\text{pl}}/\bar{H} = 0.167 - \log_{10} Fr_f^{1/4} \quad , \quad \text{für} \quad (7.12i)$$

$$7.5 \cdot 10^{-4} < Fr_f < 2.5 \cdot 10^{-1} \quad .$$

Im Rahmen des validierten Strahlungsmodells OSRAMO II [s. Kap. 7.3.11] gilt für die Berechnung der Länge der heißen, klaren Verbrennungszone die neue *Zahlenwertgleichung* [7.63]:

$$\bar{H}_{cl}^{II}/d \approx 1.39 \cdot 10^{-3} \bar{f}_{rad,cl}^{II}(d) \bar{m}_{f,max}'' (-\Delta h_c) \quad (7.12j)$$

mit dem Strahlungsanteil der klaren Verbrennungszone:

$$\bar{f}_{rad,cl}^{II}(d) \approx \frac{(1 + 4 \bar{H}/d) \overline{SEP}_{cl}^{ma}}{3.24 \cdot 10^3 T_{f,b} \sqrt{d}} \quad (7.12k)$$

und der Annahme:

$$\overline{SEP}_{cl}^{ma} \approx \overline{SEP}_{cl}^{II} \equiv \overline{SEP}_{hs}^{ma} = 180 \text{ kW/m}^2 \quad (7.12l)$$

Mit Gl.(7.12l) wird angenommen, dass die unbekannte spezifische Ausstrahlung \overline{SEP}_{cl}^{ma} der klaren, heißen Verbrennungszone im Rahmen des validierten Strahlungsmodells OSRAMO II abgeschätzt wird mit der spezifischen Ausstrahlung \overline{SEP}_{hs}^{ma} der hot spots (hs).

Neue Messungen [7.64] haben gezeigt, dass bei multiplen Feuern in Folge einer deutlichen Zunahme der Massenabbrandrate \bar{m}_f'' die relative maximale Flammenlänge $(H/d)_{max}$ eines individuellen Feuers deutlich größer ist als die relative Flammenlänge $(H/d)_{max}$ eines *Einzel*-Feuers des gleichen Durchmessers wie der Durchmesser der gesamten Matrix des multiplen Feuers.

7.3.6. Flammenneigungswinkel

Zur Abschätzung von zeitlich gemittelten Flammenneigungswinkeln $\bar{\theta}$, die stark streuen, existieren die folgenden *zwei* Typen von Korrelationen, die in Tab. 7.3 zusammengestellt sind: als $\bar{\theta}(\bar{u}_w^*)$

$$\cos \bar{\theta} = a_1 (\bar{u}_w^*)^{b_1}, \quad \text{für } \bar{u}_w^* \geq 1 \quad (7.13a)$$

$$\cos \bar{\theta} = 1 \quad (\text{vertikale Flamme}), \quad \text{für } \bar{u}_w^* < 1 \quad (7.13b)$$

sowie als $\bar{\theta}(Fr_w, Re_w)$:

$$\frac{\tan \bar{\theta}}{\cos \bar{\theta}} = c_1 Fr_w^{d_1} Re_w^{e_1} \quad (7.13c)$$

Tab. 7.3: Wichtige empirische Korrelationen zur Abschätzung des *mittleren* Flammenneigungswinkels $\bar{\theta}$ nach Gln. (7.13a,b,c)

Name der Korrelation	a_1	b_1	c_1	d_1	e_1	Bemerkungen
AGA	1	-0.5				gemessen an LNG Poolfeuern [7.8]
Thomas	0.7	-0.49				gemessen an Holzgitterfeuern [7.28]
Moorhouse	0.86	-0.25				gemessen an großen zylindrischen LNG-Poolfeuern; $\bar{u}_w^* = \bar{u}_w^*(10)$ [7.29]
Muñoz	0.96	-0.26				gemessen an Benzin- und Diesel-Poolfeuern [7.26]
Johnson			0.7	0.428	0.109	[7.34]
Pritchard und Binding			0.666	0.333	0.177	[7.31]
Rew und Hulbert			3.13	0.431	0	$\bar{\theta}$ wird für kleine Fr_w überschätzt, da für $Fr_w \rightarrow 0$ bzw. $u_w \rightarrow 0$ die unphysikalische Bedingung $d \sin \theta / dFr_w \rightarrow \infty$ vorliegt [7.34]
Moorhouse			1.9	0.339	0.05	gemessen an zylindrischen LNG-Poolfeuern [7.29]

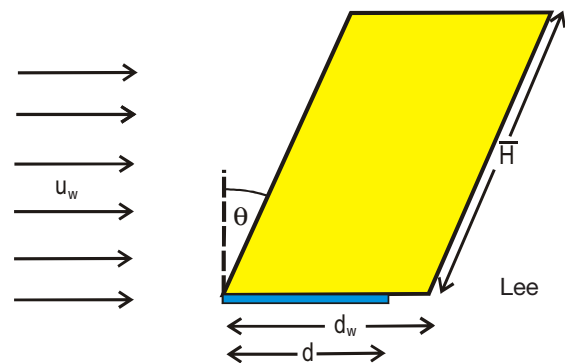
Aus zeitabhängigen Messungen von $\theta(t, u_w)$ resultiert, dass der Flammenneigungswinkel θ sehr empfindlich (die Flamme ist z.B. *instabil* und ist *nicht* ständig in Windrichtung geneigt) gegenüber *kleinen* Windgeschwindigkeiten (für $Fr_w \ll 0.2$ bzw. bzw. $\bar{u}_w^* < 1$) ist. Gegenüber *höheren* Windgeschwindigkeiten (für $Fr_w \gg 0.2$ bzw. bzw. $\bar{u}_w^* \geq 1$) ist die Flammenneigung dagegen unempfindlich.

Ein Nachteil der Korrelationen (7.13a,b) ist, dass bei *kleinen* Windgeschwindigkeiten der Flammenneigungswinkel $\bar{\theta} = 0^\circ$ sein sollte, während experimentell [7.26] $\bar{\theta} \approx 15^\circ$ gefunden wurde ($\cos \bar{\theta} \approx 0.96$), was am besten mit der *Moorhouse*-Korrelation (Tab. 7.3) übereinstimmt.

Die Korrelationen (7.13c) sind für Flammen bei höheren Windgeschwindigkeiten ermittelt worden und sind deshalb bei Anwendung auf geringe Windgeschwindigkeiten – dies ist jedoch grundsätzlich möglich – nicht besonders genau.

7.3.7. Flammendrag

Infolge des Windeinflusses neigt sich die Flamme und *überschreitet* die Berandung (im Lee) des Pools oder Tanks. Folglich nähert sich die Flammenoberfläche den leewärts benachbarten Objekten unter Zunahme des übertragenen Wärmestroms. Dieser Effekt kann bei größeren Windgeschwindigkeiten auch zum Aufprallen der Flamme auf z.B. einen Nachbartank führen.



Nach Moorhouse [7.29] gilt die folgende Korrelation, die auf Messungen an *zylindrischen* LNG-Poolfeuern basiert:

$$\frac{\bar{d}_w}{d} = 1.5 Fr_w^{0.069} \quad , \quad (7.14)$$

mit

$$\bar{d}_w > d \quad .$$

7.3.8. Entrainment-Massenströme der Umgebungsluft

Nach Zündung der Flüssigkeitsoberfläche kommt es sowohl im Bereich der klaren Verbrennungszone (Höhe \bar{H}_{cl} , s. Abb. 7.2) als auch im Bereich der Plumezone (Höhe \bar{H}_{pl} ; s. Abb. 7.2) zu einem auftriebsbestimmten Entrainment (Einmischung) von Umgebungsluft. Der gesamte Massen- oder Volumenstrom in der Plumezone besteht vorwiegend aus der in geringeren Höhen der Flamme eingemischten Luft und nur zu einem kleinen Anteil aus Brandgasen und Rußteilchen sowie aus Schwebstoffen. Die lokale Konzentration der Brandprodukte wird bis zu deren Freisetzung aus der Plumezone (Höhe in der die atmosphärischen Strömungsverhältnisse den konvektiven Transport und die Dispersion der Brandprodukte dominieren) von der Lufteinmischung bestimmt. Es ist daher bedeutend, den in der Plumezone vorliegenden Massenstrom $\bar{m}_{ent}(x)$ infolge des Luftentrainments zu berechnen.

Nach [7.35] gelten für Feuer-Plumezonen im Fall von *Einzel*-Feuern bei normalen atmosphärischen Bedingungen und typischen Brennstoffen die folgenden Massenströme $\bar{m}_{ent}(x)$ [kg/s] in den verschiedenen Höhen x :

für $x > \bar{H}$

$$\bar{m}_{ent}(x) = 0.071 \bar{Q}_{conv}^{1/3} (x - x_o)^{5/3} \left[1 + 0.0027 \bar{Q}_{conv}^{2/3} (x - x_o)^{-5/3} \right] \quad , \quad (7.15a)$$

für $x = \bar{H}$

$$\bar{m}_{ent}(x = \bar{H}) = 0.0056 \bar{Q}_{conv} \quad , \quad (7.15b)$$

für $x \leq \bar{H}$

$$\bar{m}_{ent}(x) = 0.0056 \bar{Q}_{conv} x / \bar{H} \quad . \quad (7.15c)$$

Der in den Gln. (7. 15a - 15c) auftretende *konvektive* Wärmestrom \bar{Q}_{conv} [kW], der in der Plumezone abgeführt wird, berechnet sich nach:

$$\bar{Q}_{conv} = \rho \bar{u}_{ax} \pi \bar{r}_{pl}^2 \bar{c}_{p,pl} (\bar{T}_{pl} - T_a) = \pi \bar{u}_{ax} \bar{r}_{pl}^2 \bar{c}_{p,pl} (\rho_a - \bar{\rho}_{pl}) T_a \quad , \quad (7.15d)$$

oder näherungsweise [7.35]:

$$\bar{Q}_{conv} / \bar{Q}_c \lesssim 0.7 \quad , \quad \text{und} \quad (7.15e)$$

$$\bar{Q}_{conv} / \bar{Q}_c \approx 0.8 \quad (\text{für Methanol}) \quad . \quad (7.15f)$$

7.3.9. Konventionelle und modifizierte Zylinderflammen-Strahlungsmodelle

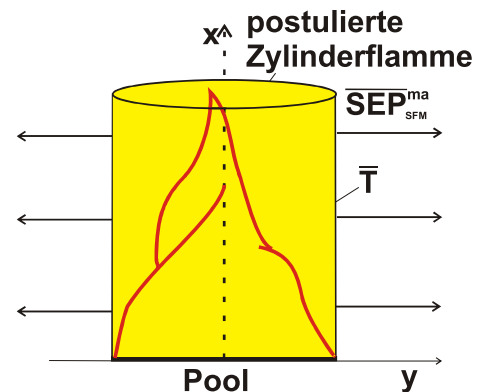
Konventionelles Zylinderflammen-Strahlungsmodell (SFM)

Nach dem konventionellen [7.36] Zylinderflammen-Strahlungsmodell (SFM: Solid Flame Model) bei dem es sich um eine Art von *Ein-Zonen-Strahlungsmodell* (*ohne* Rußzone) handelt, gilt für die maximale spezifische Ausstrahlung eines Pool- oder Tankfeuers entsprechend dem modifizierten Stefan-Boltzmann Gesetz:

$$\overline{SEP}_{SFM}^{ma} = \bar{\epsilon}_F \sigma (\bar{T}^4 - \bar{T}_a^4) \quad (7.16a)$$

Mit den Annahmen $\epsilon_F = 0.95$ (d.h. *graue* Flamme) und Emissionstemperatur $\bar{T} = 1173$ K (900°C) an der Flammenoberfläche folgt aus Gl. (7.16a) die konstante mittlere spezifische Ausstrahlung:

$$\overline{SEP}_{SFM}^{ma} = 100 \text{ kW / m}^2 \neq f(d, f) \quad (7.16b)$$



Bemerkungen zu Gln. (7.16a,b):

- Der Emissionsgrad ϵ_F ist eine sehr schwierig abzuschätzende Größe, da er aus den Emissionsgraden der Verbrennungsprodukte Ruß, Wasserdampf, CO_2 zusammengesetzt ist sowie von der Weglänge durch das Feuer und der Wellenlänge λ der emittierten Strahlung abhängig ist. Erst für größere Poolfeuer, die bei den meisten Kohlenwasserstoffen optisch dick ($d > 3$ m, s. Bemerkung (c) zu Gl. (7.10)) sind, gilt für den Emissionsgrad mit guter Näherung $\epsilon_F = 1$, obwohl derartige Poolfeuer im Prinzip keine Schwarzen Strahler darstellen.
- Die Flammentemperatur ist sowohl experimentell als auch theoretisch schwierig zu bestimmen, insbes. bereits deshalb weil die Flammentemperatur der Flammenoberfläche nicht homogen ist und die Flamme i.A. kein Schwarzer Strahler ist.
- Die physikalisch plausible mittlere spezifische Ausstrahlung \overline{SEP} ist als eine typisch „abgeleitete“ Größe sowohl theoretisch als experimentell (s. z.B. auf der Basis von Gl. (7.26) aus gemessenen Bestrahlungsstärken \bar{E}) ziemlich schwierig zu ermitteln, insbesondere infolge der Abhängigkeit von der nicht einfach zu messenden Flammenoberfläche A_F bzw. Flammenlänge H , s. Gln.(7.16c-f). Dies bedeutet also, dass der Zahlenwert der \overline{SEP} entscheidend von der Fläche A_F bzw. der Länge H bestimmt ist.
- Aus den Bemerkungen (a) bis (c) folgt, dass die Gl. (7.16a), die auf dem *Stefan-Boltzmann-Gesetz* bei Berücksichtigung des *Strahlungsaustausches* zwischen Flamme (T) und Umgebung (T_a) basiert, zur Ermittlung der $\overline{SEP}_{SFM}^{ma}$ – in der Praxis – nur von begrenztem Nutzen ist.

- (e) Das SFM wird bisher häufig für *scheinbar* konservative Vorhersagen benutzt, obwohl die Gln. (7.16a,b) auch neuere Messungen [7.39, 7.41] von $\overline{SEP}_{act}(d,f)$ *nicht* vorhersagen.
- (f) Die Gln. (7.16a,b) gelten allein für *Einzel-Feuer*. Bei *multiplen* Feuern wird sich die spezifische Ausstrahlung \overline{SEP}^{ma} deutlich erhöhen.

Modifizierte Zylinderflammen-Strahlungsmodelle (MSFM)

Allgemein berechnet sich die *maximale* (d.h. *ohne* Bedeckung mit schwarzem Ruß) mittlere spezifische Ausstrahlung eines Lachen-, Pool- oder Tankfeuers in Abhängigkeit vom Durchmesser d sowie von der Art des Brennstoffs f nach [7.2]:

$$\overline{SEP}^{ma}(d,f,A_F) \equiv \frac{\overline{Q}_{rad}^{ma}}{A_F} = \overline{f}_{rad}(d,f) \frac{\overline{Q}_c}{A_F}, \quad (7.16c)$$

mit

$$\overline{Q}_c = \overline{m}_{f,max}'' (-\Delta h_c) A_P \equiv \overline{q}_f'' A_P. \quad (7.16d)$$

Aus Gln. (7.16c,d) folgt mit $\overline{A}_F = \pi d \overline{H}(d) + \pi d^2/4$ für eine als zylinderförmig angenommene Flammenoberfläche für die mittlere spezifische Ausstrahlung:

$$\overline{SEP}^{ma}(d,f) = \overline{f}_{rad}(d) \frac{\overline{m}_{f,max}'' (-\Delta h_c) A_P}{A_F} = \frac{\overline{f}_{rad}(d,f) \overline{m}_{f,max}'' (-\Delta h_c)}{4 \overline{H}(d)/d + 1}, \quad (7.16e)$$

worin ist:

$$A_P / \overline{A}_F = \frac{\pi d^2/4}{\pi d \overline{H}(d) + \pi d^2/4} = \frac{1}{4 \overline{H}(d)/d + 1}. \quad (7.16f)$$

Aus den Gln. (7.16c-f) folgt also, dass \overline{SEP}^{ma} insbesondere auch von der Flammenoberfläche \overline{A}_F bzw. von der dimensionslosen Flammenlänge $\overline{H}(d)/d$ abhängig ist, wobei vor allem A_F und \overline{A}_F schwierig zu messende, unsichere Größen sind.

Der Strahlungsanteil \overline{f}_{rad} eines *Einzel-Feuers* ist der Anteil der thermischen Strahlung am totalen (Verbrennungs-) Wärmestrom, bei Abwesenheit schwarzer Rußschichten, im Wellenlängenbereich $0.3 \mu\text{m} \lesssim \lambda \lesssim 50 \mu\text{m}$ und ist definiert als:

$$\overline{f}_{rad} \equiv \frac{\overline{Q}_{rad}^{ma}}{\overline{Q}_c} = \frac{\overline{Q}_{rad}^{ma}}{\overline{q}_f'' A_P}, \quad (7.16g)$$

wobei ein Verbrennungswirkungsgrad von *eins* angenommen wird.

Es existieren zwar mehrere Modellansätze und *empirische* Korrelationen für ein gemittelttes $\overline{f}_{rad}(d)$, [z.B. 7.2, 7.9, 7.19]:

$$\overline{f}_{rad}^{exp}(d) \equiv \overline{f}_{rad,max} e^{-k_1 d}, \quad (7.16h)$$

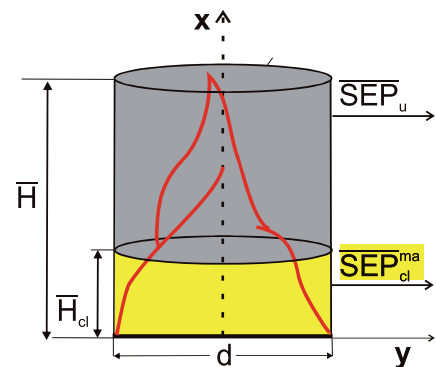
mit

$$\overline{f}_{rad,max} = 0.35; k_1 = 0.05 \text{ m}^{-1},$$

jedoch bleibt eine Berechnung des Anteils $\bar{f}_{rad}(d,f)$, die große Unsicherheiten aufweist, bisher schwierig. Ein erfolgversprechender neuer Modellansatz für $\bar{f}_{rad}(d)$ ist durch die Gl. (7.21a) gegeben. In Tab. 7.4 sind zahlreiche gemessene, mittlere Strahlungsanteile $\bar{f}_{rad}(d)$ für verschiedene Brennstoffe und Durchmesser d zusammengestellt. Es ist zu erkennen, dass die *mittleren* $\bar{f}_{rad}(d)$ mit dem Durchmesser d meist merklich abnehmen (s. auch Abb. 7.6). Bei größeren Feuern ist der mittlere Strahlungsanteil $\bar{f}_{rad,cl} > \bar{f}_{rad}$ [s. Gl. (7.21a)] der klaren Verbrennungszone zu berücksichtigen. Für $\bar{f}_{rad,cl}$ liegen bisher keine Messungen vor.

Das *modifizierte* Zylinderflammen-Strahlungsmodell (MSFM) ist im Prinzip ein *Ein-Zonen*-Strahlungsmodell und resultiert aus Gl. (7.16e) für $\bar{A}_F = \pi d \bar{H}(d)$ so dass sich die maximale spezifische Ausstrahlung $\overline{SEP}_{MSFM}^{ma}$ berechnet nach [7.2]:

$$\overline{SEP}_{MSFM}^{ma}(d, f) = \frac{\bar{f}_{rad}(d, f) \bar{m}_f'' (-\Delta h_c)}{4\bar{H}(d)/d}, \quad (7.17a)$$



Tab. 7.4: Gemessene Strahlungsanteile $\bar{f}_{rad}(d,f)$ und maximale spezifische Ausstrahlungen \overline{SEP}_{max} nach Gl. (7.17e) für verschiedene Brennstoffe f und Pooldurchmesser d [7.1, 7.2, 7.8, 7.9].

Brennstoff	d [m]	\bar{f}_{rad} [-]	\overline{SEP}_{max} [kW/m ²]
Aceton			130
Benzin	1.22	0.30 bis 0.40	
	1.53	0.16 bis 0.27	
	3.05	0.13 bis 0.14	
	1.0 bis 10.0	0.601 bis 0.10	130
Benzol	0.076	0.35	
	0.457	0.345	
	0.76	0.350	
	1.22	0.360 bis 0.380	130
		0.14 bis 0.38	
Butan	0.305	0.199	
	0.457	0.205	
	0.76	0.269	225
		0.27 bis 0.30	
Diesel			130
Ethan		0.38	250
Ethanol		0.20	130
H ₂ (flüssig)		0.25	70
Heizöl			130
Heptan			200
Hexan		0.2 bis 0.4	200

Brennstoff	d [m]	\bar{f}_{rad} [-]	$\overline{\text{SEP}}_{\text{max}}$ [kW/m ²]
JP4	1.0	0.35	
	1.5	0.39	
	2.0	0.34	
	3.0	0.31	
	5.0	0.16	
	10.0	0.10	130
Kerosin/JP5		0.35	130
LEG			265
LNG (auf Land)	0.4 bis 3.05	0.15 bis 0.34	
	1.8 bis 6.1	0.20 bis 0.25	
	18.0	0.164	
	20.0	0.36	265
LNG (auf Wasser)	8.5 bis 15.0	0.31 bis 0.12	265
LPG		0.26	
LPG (auf Land)			250
LPG (auf Wasser)			250
Methan	0.305	0.21	
	0.76	0.23	
	1.53	0.15 bis 0.24	
	3.05	0.24 bis 0.34	
	6.10	0.20 bis 0.27	265
Methanol	0.76	0.162	
	0.152	0.165	
	1.22	0.177	70
		0.17 bis 0.20	
Naphtha/ Pentan			200
Octan			200
Toluol			130
UDMH, Benzol, Methanol, Butan, LNG, Wasserstoff und Hexan		0.0951 bis 0.401	
Xylol			130

Nach Gl. (7.17a) bedeutet das „Modifizierte Solid Flame Modell“ (MSFM) also, dass der Strahlungsanteil $\bar{f}_{\text{rad}}(d)$ nach Gl. (7.16g) über die sichtbare Flammenoberfläche \bar{A}_F (bzw. LZ) emittiert wird [s. auch Bemerkungen zu Gln.(7.17a-h).

Wie aus Gl. (7.17a) folgt lässt sich für $\overline{SEP}_{MSFM}^{ma} \equiv \overline{SEP}_{cl}^{ma} \equiv 100 \text{ kW/m}^2$ sowie für $\bar{f}_{rad} \equiv \bar{f}_{rad,cl}$ die Höhe $\bar{H}(d) \equiv \bar{H}_{cl}(d)$ der gelb leuchtenden heißen (Verbrennungs-) Zone für ruhende *Einzel-* Feuer (insbes. Benzin- und Kerosin-Feuer) berechnen nach [7.19]:

$$\bar{H}_{cl}(d) / d = \frac{\bar{f}_{rad,cl}(d) \bar{m}_{f,max}'' (-\Delta h_c)}{4 \overline{SEP}_{cl}^{ma}} \quad (7.17b)$$

In Gl. (7.17b) bezieht sich der mittlere Strahlungsanteil $\bar{f}_{rad,cl} > \bar{f}_{rad}$ auf die klare (leuchtende) Verbrennungszone und *nicht* auf die gesamte Flamme.

Nach dem MSFM wird \bar{H}_{cl} aus Gl. (7.17b) berechnet, wenn dort nach Gl. (7.16h):

$$\bar{f}_{rad,cl}(d) \equiv \bar{f}_{rad}^{exp}(d) = 0.35 \cdot e^{-0.05 d} \quad \text{sowie} \quad \overline{SEP}_{cl}^{ma} = 100 \text{ kW/m}^2 \quad (7.17c)$$

eingesetzt werden, so dass die folgende *Zahlenwertgleichung* für die Höhe der klaren Verbrennungszone resultiert:

$$\bar{H}_{cl}^{MSFM} / d = 2.5 \cdot 10^{-3} \bar{f}_{rad}^{exp}(d) \bar{m}_{f,max}'' (-\Delta h_c) . \quad (7.17d)$$

Eine *Variante* des MSFM ist ein *Zwei-Zonen-Strahlungsmodell* mit einer unteren, heißen, klaren Verbrennungszone (LZ) mit \overline{SEP}_{cl}^{ma} und einer *oberen* (upper) schwarzen Rußzone (SZ) mit \overline{SEP}_u . Die beiden Zonen lassen sich berechnen nach (z.B. in [7.34]):

$$\overline{SEP}_{cl}^{ma}(d) = \overline{SEP}_{max} (1 - e^{-kd}) \quad , \quad \text{und} \quad (7.17e)$$

$$\overline{SEP}_u = (1 - \bar{a}_{sz}) \overline{SEP}_{cl}^{ma} + \bar{a}_{sz} \overline{SEP}_{sz} . \quad (7.17f)$$

Für z.B. ein Benzin-Poolfeuer ($d = 10 \text{ m}$) mit $\bar{a}_{sz} = 0.98$, $\overline{SEP}_{max} = 130 \text{ kW/m}^2$ und $\overline{SEP}_{sz} = 20 \text{ kW/m}^2$ folgt aus Gln. (7.17e,f) näherungsweise (für $k = 2.0$):

$$\overline{SEP}_{cl}^{ma} \approx 130(1 - e^{-20}) \text{ kW / m}^2 \approx 130 \text{ kW / m}^2 \quad , \quad \text{und} \quad (7.17g)$$

$$\overline{SEP}_u \approx 0.02 \cdot 130 \text{ kW / m}^2 + 0.98 \cdot 20 \text{ kW / m}^2 \approx 22.2 \text{ kW / m}^2 . \quad (7.17h)$$

Bemerkungen zu Gln. (7.17a - h):

- (a) Es ist zu betonen, dass größere z.B. Poolfeuer nicht wirklich die theoretische Strahlung allein von ihrer Oberfläche \bar{A}_F emittieren. Vielmehr sind die Poolfeuer *keine Flächenstrahler*, sondern *Volumenstrahler* [7.37], d.h. die emittierte thermische Strahlung variiert auch mit der Weglänge entlang der eine Emission erfolgt. Deshalb ist die Verwendung von SEPs eine zweidimensionale Vereinfachung bzw. Näherung eines sehr komplexen dreidimensionalen Wärmestrahlungsphänomens [7.38]. Tatsächlich stammt die durch die äußere Flammenoberfläche \bar{A}_F emittierte thermische Strahlung von gasförmigen Verbrennungsprodukten (insbes. H_2O -Dampf und CO_2), heißem Brennstoffdampf und insbesondere glühenden Rußpartikeln (bei ruhenden, größeren Feuern), die sich jeweils in einer gewissen Tiefe im Inneren der Flamme befinden.

Für die in Gl. (7.17f) auftretenden Flächenanteile $\bar{a}_{sz}(d)$ der Rußzonen liegen empirisch ermittelte Werte vor, die von Pooledurchmesser-Klassen und vom Brennstofftyp abhängig sind (Tab. 7.5) [7.31, 7.34].

Tab. 7.5: Gemessene Flächenanteile \bar{a}_{sz} der Rußzonen (SZ) sowie C / H - Verhältnisse in Poolfeuern für verschiedene Brennstoffe

Brennstoff	\bar{a}_{sz}			C / H
	d < 10 m	10 m < d < 20 m	d > 20 m	
Aceton	0.98	0.98	0.98	0.500
Benzin	0.98	0.98	0.98	0.430
Benzol	0.98	0.98	0.98	1.000
Butan	0.77	0.88	0.92	0.400
Diesel	0.98	0.98	0.98	0.530
Ethan	0.23	0.32	0.45	0.330
Ethanol	0	0	0	0.330
Heptan	0.77	0.88	0.92	0.438
Hexan	0.77	0.88	0.92	0.429
JP-4	0.98	0.98	0.98	0.460
JP-5 / Kerosin	0.98	0.98	0.98	0.450
LEG	0	0	0	0.500
LNG / Methan	0.23	0.31	0.45	0.250
LNG / Methan (Wasser)	0.23	0.31	0.45	0.250
LPG / Propan	0.45	0.77	0.84	0.375
LPG / Propan (Wasser)	0.45	0.77	0.84	0.375
Methanol	0	0	0	0.250
Naphtha / Pentan	0.77	0.88	0.92	0.417
Oktan	0.77	0.88	0.92	0.444
Rohöl	0.95	0.95	0.95	0.540
Toluol	0.98	0.98	0.98	0.875
Wasserstoff (flüssig)	0	0	0	0
Xylol	0.98	0.98	0.98	0.800

- (b) Für *nicht*-KW-Poolfeuer sowie für Poolfeuer mit $\tilde{M}_{KW} < 33$ kg/kmol lässt sich mit einem Ein-Zonen-Strahlungsmodell die mittlere \overline{SEP}_{act} berechnen nach folgender TNO-Korrelation [7.2 (1980), 7.34], in Analogie zu Gl. (7.17a) und basierend auf Messungen an LNG- und LPG-Poolfeuern:

$$\overline{SEP}_{act} = \frac{0.35 \bar{m}_f^r (-\Delta \bar{h}_c)}{10^3 \left[72 \bar{m}_f^{r0.61} + 1 \right]} \quad (7.18a)$$

- (c) Für Poolfeuer mit $\overline{SEP} \gtrsim 25$ kW/m² wird die Flamme in die folgenden drei Zonen eingeteilt [7.34], s. auch Abb. 7.2:

- Basiszone $\bar{H}_{cl} : \overline{SEP}^{ma} \approx 140$ kW/m², (7.18b)

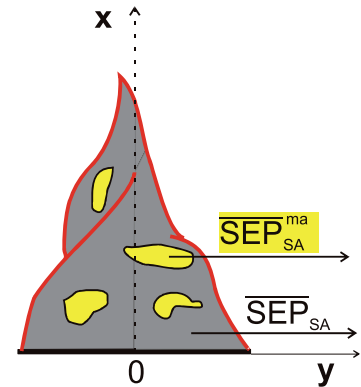
- Zentrum (Mittel-)Zone $\bar{H}_{pul} : \overline{SEP}_{act} \approx 40$ kW/m², (7.18c)

- Topzone $\bar{H}_{pl} : \overline{SEP}_{act} \approx 10$ kW/m². (7.18d)

- (d) Nach [7.34] wird für *große* Poolfeuer (mit länger-kettigen KWs) für $d \geq 50$ m mit $\overline{\text{SEP}}_{\text{act}} < 25$ kW/m² die Basiszone als eliminiert betrachtet und es werden nur noch die beiden restlichen Zonen (Zentrum-, Topzone) berücksichtigt.
- (e) Ein *Mehrzonen*-Strahlungsmodell und insbesondere OSRAMO II (s.Gln. 7.21a - c) erlaubt im *Nahfeld* der Flamme eine genauere Vorhersage der Bestrahlungsstärke \bar{E} , insbesondere in Windrichtung als das Ein-Zonen-Strahlungsmodell, das \bar{E} im *Nahbereich* deutlich unterschätzt.
- (f) Die Gln. (7.17a,h) gelten allein für *Einzel*-Feuer. Bei multiplen Feuern werden sich die spezifischen Ausstrahlungen $\overline{\text{SEP}}_{\text{MSFM}}^{\text{ma}}$, $\overline{\text{SEP}}_{\text{cl}}^{\text{ma}}$ deutlich erhöhen.

7.3.10. Thermische Strahlungsmodelle, die leuchtende spots und schwarze Rußzonen berücksichtigen

Mit einem empirischen Strahlungsmodell nach *Mudan* und *Beyler* [7.8, 7.9], das leuchtende spots (LS) mit $\overline{\text{SEP}}_{\text{LS}} = 140$ kW/m² $\neq f(d)$ und schwarze Rußflächen (SA) mit $\overline{\text{SEP}}_{\text{SA}} = 20$ kW/m² $\neq f(d)$ berücksichtigt lässt sich eine über die gesamte Flammenoberfläche konstante mittlere aktuelle $\overline{\text{SEP}}_{\text{act}}(d)$ berechnen, basierend auf experimentellen Daten von Benzin-, Kerosin- und JP-5-*Einzel*-Feuern:



$$\overline{\text{SEP}}_{\text{act}}(d) = 140 \cdot e^{-0,12d} + 20(1 - e^{-0,12d}) \quad (7.19a)$$

Die *aktuelle* $\overline{\text{SEP}}_{\text{act}}$ für *rußende Einzel*-Poolfeuer lässt sich allgemein berechnen nach [7.2]:

$$\overline{\text{SEP}}_{\text{act}}(d) = \overline{\text{SEP}}_{\text{LS}}^{\text{ma}} \bar{a}_{\text{LS}}(d) + \overline{\text{SEP}}_{\text{SA}} (1 - \bar{a}_{\text{LS}}(d)) \quad (7.19b)$$

mit

$$\bar{a}_{\text{SA}} \equiv \bar{A}_{\text{SA}} / \bar{A}_{\text{F}} \quad (7.19c)$$

$$\bar{a}_{\text{LS}} \equiv \bar{A}_{\text{LS}} / \bar{A}_{\text{F}} \equiv 1 - \bar{a}_{\text{SA}} = e^{-sd} \quad (7.19d)$$

Aus Gln. (7.19a,b) folgt, dass $\overline{\text{SEP}}_{\text{LS}}^{\text{ma}} = 140$ kW/m² $\neq f(d,f)$ sowie $\overline{\text{SEP}}_{\text{sz}} = 20$ kW/m² $\neq f(d,f)$ gilt.

Außerdem folgt aus Gl. (7.19a):

$$\overline{\text{SEP}}_{\text{act}}(d) \approx 20(1 - e^{-0,12d}), \quad \text{für } d \geq 20 \text{ m}, \quad (7.19e)$$

so dass für größere Feuer die heißen, leuchtenden spots (Term 1 in Gln. (7.19a,b)) *eliminiert* werden.

Bemerkungen zu Gln. (7.19a,b):

- (a) Die Bemerkung (a) in Kap. 7.3.10 ist ebenfalls zutreffend.
- (b) Entsprechend Gln. (7.19a,b,d) gilt: $s = 0.12 \text{ 1/m}$.
- (c) Für länger-kettige KWs mit $\tilde{M}_{KW} < 60 \text{ kg/kmol}$ sowie für rußende Flammen mit $\tilde{M}_{KW} > 60 \text{ kg/kmol}$ gilt bei Anwendung von Gln. (7.19a,b) [7.34]:

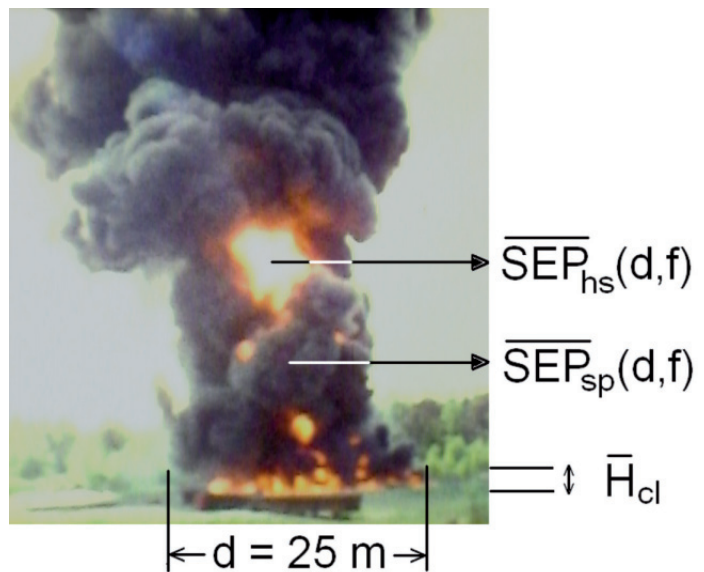
$$\overline{SEP}_{act} \approx 100 \text{ kW/m}^2 \tag{7.19f}$$

7.3.11. Thermische Strahlungsmodelle, die organisierte Strukturen berücksichtigen

Die („Organisierte Strukturen“)-Strahlungsmodelle [Organized Structure Radiation Models] lassen sich zwischen den semi-empirischen und Feldmodellen (s.Kap. 7.2) einordnen und berücksichtigen die spezifischen Ausstrahlungen von hot spots (hs) $\overline{SEP}_{hs}(d,f)$ und Rußballen (sp) $\overline{SEP}_{sp}(d,f)$ [7.3,7.7,7.39]. Es wird näherungsweise angenommen, dass die hot spots, Rußballen sowie die effektiven Reaktions- bzw. Flammenzone (re) und die Brennstoff-Ballen (fp) [s. auch Abb. 7.2] homogene Gebilde mit den charakterisierten Längen l_i ($i = \text{hs, sp, re, fp}$) darstellen.

Diese organisierten (dissipativen) Strukturen i [7.3,7.39,7.49] werden als *graue* Strahler betrachtet und können die thermische Strahlung teilweise emittieren, absorbieren und transmittieren. Es wird weiter angenommen, dass diese Strukturen i jeweils unterschiedliche, jedoch konstante, mittlere

Temperaturen $\bar{T}_{hs} \neq \bar{T}_{sp} \neq \bar{T}_{re} \neq \bar{T}_{fp}$ sowie mittlere modifizierte effektive Absorptionskoeffizienten $\bar{\alpha}_{hs} \neq \bar{\alpha}_{sp} \neq \bar{\alpha}_{re} \neq \bar{\alpha}_{fp}$ aufweisen [7.7]. Außerdem wird angenommen, dass die hot spots und Rußballen mit durchmesserabhängigen Flächenanteilen $\bar{a}_{hs}(d) = 1 - \bar{a}_{sp}(d)$ an der Flammenoberfläche statistisch verteilt, auftreten. In den Modellen OSRAMO II, III wird also erstmals das sehr komplexe dreidimensionale Wärmestrahlungsphänomen angemessen berücksichtigt.



OSRAMO II

Mit OSRAMO II berechnet sich die mittlere *aktuelle* spezifische Ausstrahlung $\overline{\text{SEP}}_{\text{act}}^{\text{II}}(d)$, basierend auf den experimentellen Daten großer JP-4-Einzel-Poolfeuer, nach [7.3, 7.7, 7.39]:

$$\overline{\text{SEP}}_{\text{act}}^{\text{II}}(d) = \bar{a}_{\text{hs}}(d) \overline{\text{SEP}}_{\text{hs}}^{\text{ma}}(d) + \bar{a}_{\text{sp}}(d) \overline{\text{SEP}}_{\text{sp}}(d), \quad \text{mit} \quad (7.20a)$$

den spezifischen Ausstrahlungen der dissipativen Strukturen $i = \text{hs, sp}$:

$$\overline{\text{SEP}}_i(d) = (1 - \bar{\tau}_i(d)) \sigma (\bar{T}_i^4 - \bar{T}_a^4) + \bar{\tau}_i(d) (1 - \bar{\tau}_{\text{re}}(d)) \sigma (\bar{T}_{\text{re}}^4 - \bar{T}_a^4), \quad (7.20b)$$

den modifizierten, effektiven *Durchlass- bzw. Transmissionsgraden* der Strukturen $i = \text{re, hs, sp}$:

$$1 - \bar{\tau}_i(d) = \bar{\varepsilon}_{\text{eff},i}(d) = 1 - \exp(-\bar{\alpha}_{\text{eff},i} d), \quad (7.20c)$$

den modifizierten, effektiven *Absorptionskoeffizienten* der Strukturen $i = \text{re, hs, sp}$:

$$\bar{\alpha}_{\text{eff},i}(T_i) = \bar{\alpha}_{\text{eff},i}(T_i) b_i = 1.81 \cdot 10^3 \bar{f}_v b_i \bar{T}_i \approx 1.12 \cdot 10^{-3} b_i \bar{T}_i, \quad (7.20d)$$

den *charakteristischen Längen* der Strukturen $i = \text{re, hs, sp}$:

$$\bar{T}_i(d) = \frac{\bar{\alpha}_{\text{eff},i}}{\bar{\alpha}_{\text{eff},i}} d = b_i d, \quad (7.20e)$$

sowie den *Flächenanteilen* der Strukturen hot spots (hs) und Rußballen (sp):

$$\bar{a}_{\text{hs}}(d) = 1 - \bar{a}_{\text{sp}}(d) = 1 - \exp[-(d_0 / d)^{a_3}]. \quad (7.20f)$$

Eine multiple, nichtlineare Regression bezüglich der gemessenen $\overline{\text{SEP}}_{\text{exp}}(d)$ -Kurve für den Brennstoff JP-4 ergab die folgenden Temperaturen \bar{T}_i und modifizierten effektiven Absorptionskoeffizienten $\bar{\alpha}_{\text{eff},i}$ der Strukturelemente $i = \text{re, hs, sp}$ sowie die zwei Parameter [7.7, 7.40, 7.41]:

$$\begin{aligned} \bar{T}_{\text{re}} &= 1413 \text{ K (1140}^\circ\text{C)}, & \bar{\alpha}_{\text{eff, re}} &= 0.380 \text{ m}^{-1}, & d_0 &= 3.260 \text{ m} \\ \bar{T}_{\text{hs}} &= 1329 \text{ K (1056}^\circ\text{C)}, & \bar{\alpha}_{\text{eff, hs}} &= 0.404 \text{ m}^{-1}, & a_3 &= 1.104, \\ \bar{T}_{\text{sp}} &= 632 \text{ K (359}^\circ\text{C)}, & \bar{\alpha}_{\text{eff, sp}} &= 1.035 \text{ m}^{-1}. \end{aligned} \quad (7.20g)$$

Mit den *physikalischen* Parametern \bar{T}_i , $\bar{\alpha}_{\text{eff},i}$ und den beiden *empirischen* Parametern d_0 , a_3 in Gl. (7.20g) resultieren aus den Gln. (7.20a-f) die in Abb. 7.5 dargestellten $\overline{\text{SEP}}_{\text{hs}}(d)$ -, $\overline{\text{SEP}}_{\text{sp}}(d)$ - und $\overline{\text{SEP}}_{\text{act}}(d)$ -Kurven für die hot spots (hs), Rußballen (sp) sowie für beide Strukturelemente $i = \text{hs, sp}$ zusammen, d.h. die $\overline{\text{SEP}}_{\text{act}}^{\text{II}}(d)$ -Kurve für die gesamte Flamme. In Abb. 7.5 ist die Abhängigkeit der spezifischen Ausstrahlungen von hot spots ($\overline{\text{SEP}}_{\text{hs}}^{\text{ma}}$) und Rußballen ($\overline{\text{SEP}}_{\text{sp}}$) zu erkennen, die jeweils nach Überschreiten eines Maximums *konstante* $\overline{\text{SEP}}$ -Werte $\overline{\text{SEP}}_{\text{hs}}(d \gtrsim 6\text{m}) \approx 180 \text{ kW / m}^2$ und $\overline{\text{SEP}}_{\text{sp}}(d \gtrsim 1\text{m}) \approx 9 \text{ kW / m}^2$ erreichen. Es zeigt sich, dass die hot spots eine um den Faktor ≈ 6 höhere maximale $\overline{\text{SEP}}$ aufweisen als die Rußballen. Die nach Gl.(7.20a) stetige Abnahme der spezifischen Ausstrahlung $\overline{\text{SEP}}_{\text{act}}^{\text{II}}(d)$ der *gesamten* Flamme resultiert aus den stark durchmesserabhängigen Flächenanteilen $\bar{a}_{\text{sp}}(d)$ der Rußballen nach Gl.(7.20f), die mit größerem Pooldurchmesser d exponentiell zunehmen.

Mit den aus Gln. (7.20d,g) berechenbaren Konstanten b_i resultieren aus Gl. (7.20e) die charakteristischen Längen $\bar{l}_i(d) = b_i d$ der organisierten Strukturen $i = re, hs, sp$ zu:

$$\bar{l}_{re}(d) = 0.240 d,$$

$$\bar{l}_{hs}(d) = 0.271 d, \tag{7.20h}$$

$$\bar{l}_{sp}(d) = 1.462 d.$$

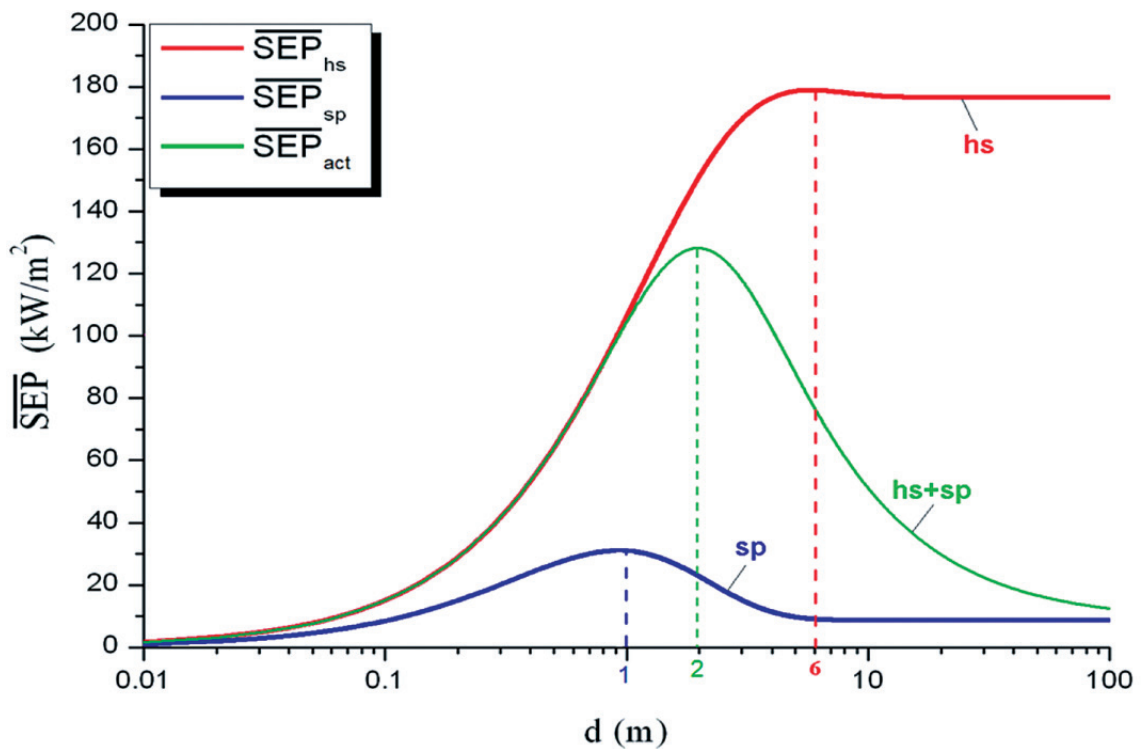


Abb. 7.5: Mit dem validierten Strahlungsmodell OSRAMO II berechnete $\overline{SEP}(d)$ -Kurven

Das validierte Strahlungsmodell OSRAMO II ermöglicht weiterhin eine neuartige Berechnung der Strahlungsanteile $\bar{f}_{rad}^{II}(d)$ [7.7]:

$$\bar{f}_{rad}^{II}(d) \approx \frac{(1 + 4\bar{H}/d)\overline{SEP}_{act}^{II}(d)}{3.24 \cdot 10^3 T_{f,bp} \sqrt{d}}, \quad \text{für } 0.1 \text{ m} \lesssim d \lesssim 100 \text{ m}, \tag{7.21a}$$

die in Abb. 7.6 in Abhängigkeit von d dargestellt sind.

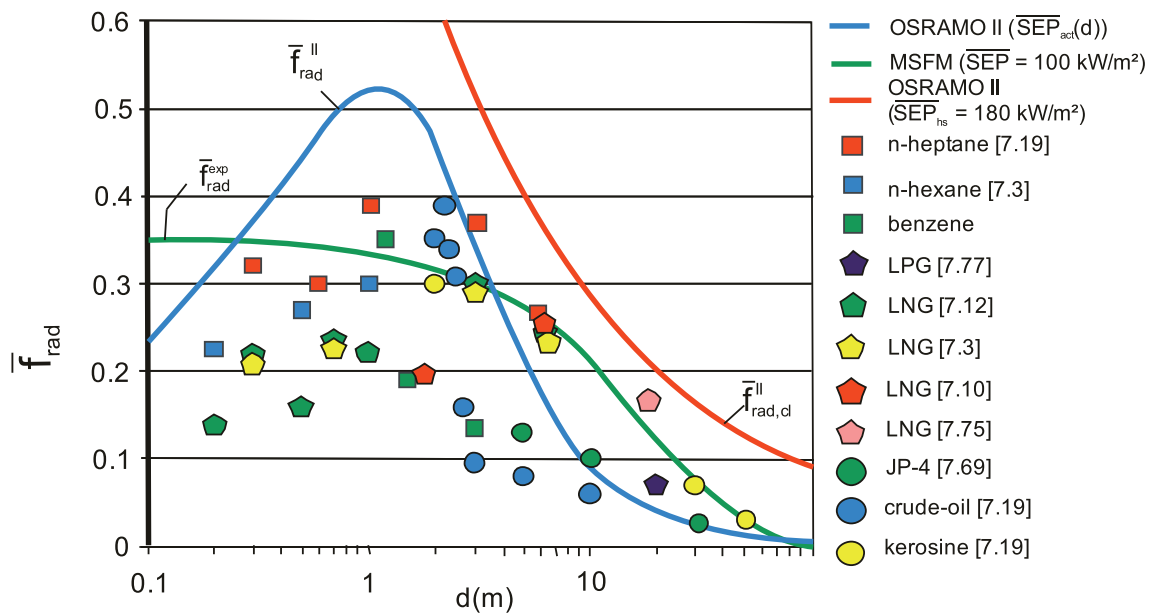


Abb. 7.6: Mit dem validiert Strahlungsmodell OSRAMO II berechnete und empirisch ermittelte Strahlungsanteile $\bar{f}_{rad}^{II}(d)$ nach Gl. (7.21a), $\bar{f}_{rad,cl}^{II}(d)$ nach Gl.(7.21b) und $\bar{f}_{rad}^{exp}(d)$ nach Gl. (7.17c) sowie gemessene Zahlenwerte für *Einzel*-Poolfeuer unterschiedlicher Brennstoffe.

Für größere Feuer ($d \gtrsim 5 \text{ m}$) spielt die mit einer großen Wahrscheinlichkeit wenig rußbedeckte heiße, klare *Verbrennungszone* [7.63], die eine mittlere Höhe von $\bar{H}_{cl}(d)$ und einen relativ hohen Strahlungsanteil $\bar{f}_{rad,cl}^{II}(d)$ aufweist, eine *dominante* Rolle, wie eine erste Auswertung des Buncefield-Ereignisses [7.63] gezeigt hat.

Im Rahmen des validierten Modells OSRAMO II resultiert anstelle von $\overline{SEP}_{act}^{II}(d)$ mit \overline{SEP}_{cl}^{ma} die folgende Beziehung [7.63]:

$$\bar{f}_{rad,cl}(d) \equiv \bar{f}_{rad,cl}^{II}(d) \approx \frac{(1+4\bar{H}/d)\overline{SEP}_{act}^{II}(d)}{3.24 \cdot 10^3 T_{f,bp} \sqrt{d}}, \quad \text{für } 3 \text{ m} \lesssim d \lesssim 100 \text{ m}, \quad (7.21b)$$

worin gilt:

$$\overline{SEP}_{cl}^{ma} \equiv \overline{SEP}_{cl}^{II} \equiv \overline{SEP}_{hs}^{ma} \approx 180 \text{ kW/m}^2. \quad (7.21c)$$

Anstelle der empirischen Korrelation Gl.(7.17c) sollten die Gln.(7.21a) oder (7.21b) verwendet werden, die im Rahmen des validierten Modells OSRAMO II abgeleitet wurden und die Messungen tendenziell besser wiedergeben als die Korrelation Gl.(7.17c).

Aus Gln. (7.17b, 7.21a,b) resultiert die neue *Zahlenwertgleichung* für \bar{H}_{cl}^{II}/d :

$$\bar{H}_{cl}^{II}/d \approx 1.39 \cdot 10^{-3} \bar{f}_{rad,cl}^{II}(d) \bar{m}_{f,max}'' (-\Delta h_c) \quad (7.21d)$$

OSRAMO III

Mit dem *stochastischen* Strahlungsmodell OSRAMO III berechnet sich die mittlere spezifische Ausstrahlung $\overline{SEP}_{act}^{III}(d,f)$, basierend auf den experimentellen Daten großer JP-4-Einzel-Poolfeuer, nach [7.7, 7.41,7.63]:

$$\overline{SEP}_{act}^{III}(d,f) = \int_{SEP} g(\overline{SEP}(d,f)) \overline{SEP} d\overline{SEP}, \quad \text{für } d \geq 1 \text{ m} \quad (7.22a)$$

oder:

$$\approx \int_{41.5}^{430} g(\overline{SEP}_{hs}(d,f)) \overline{SEP}_{hs} d\overline{SEP}_{hs} + \int_6^{41.5} g(\overline{SEP}_{sp}(d,f)) \overline{SEP}_{sp} d\overline{SEP}_{sp} \quad (7.22b)$$

oder:

$$= \bar{a}_{hs}(d,f) \langle \overline{SEP}_{hs}(d,f) \rangle + \bar{a}_{sp}(d,f) \langle \overline{SEP}_{sp}(d,f) \rangle \quad (7.22c)$$

mit den Beziehungen:

$$\bar{a}_{hs}(d,f) = \int_{41.5}^{430} g(\overline{SEP}_{hs}(d,f)) d\overline{SEP}_{hs} \quad (7.22d)$$

und

$$\bar{a}_{sp}(d,f) = \int_6^{41.5} g(\overline{SEP}_{sp}(d,f)) d\overline{SEP}_{sp} . \quad (7.22e)$$

Die Integrationsgrenzen in den Gln.(7.22b,d,e) resultieren aus den Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen $g(\overline{SEP})$ von hs und sp in Abb. 7.7.

Mit OSRAMO III lassen sich aus der empirisch ermittelten (bisher nicht vorhersagbaren) log - normalen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF) $g(\overline{SEP}(d,f))$ die Bereiche $\overline{SEP}_{hs}(f)$, $\overline{SEP}_{sp}(f)$ der hot spots und Rußballen bestimmen [7.7, 7.40, 7.41,7.63]; z.B. gelten für schwarz rußende Einzel-Poolfeuer ($d = 16 \text{ m}$, JP-4) die Bereiche:

$$\begin{aligned} 33 \text{ kW/m}^2 &\lesssim \overline{SEP}_{hs}(f) \lesssim 430 \text{ kW/m}^2, \\ 6 \text{ kW/m}^2 &\lesssim \overline{SEP}_{sp}(f) \lesssim 50 \text{ kW/m}^2. \end{aligned} \quad (7.22f)$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $g(SEP)$ ist in Abb. 7.7 dargestellt.

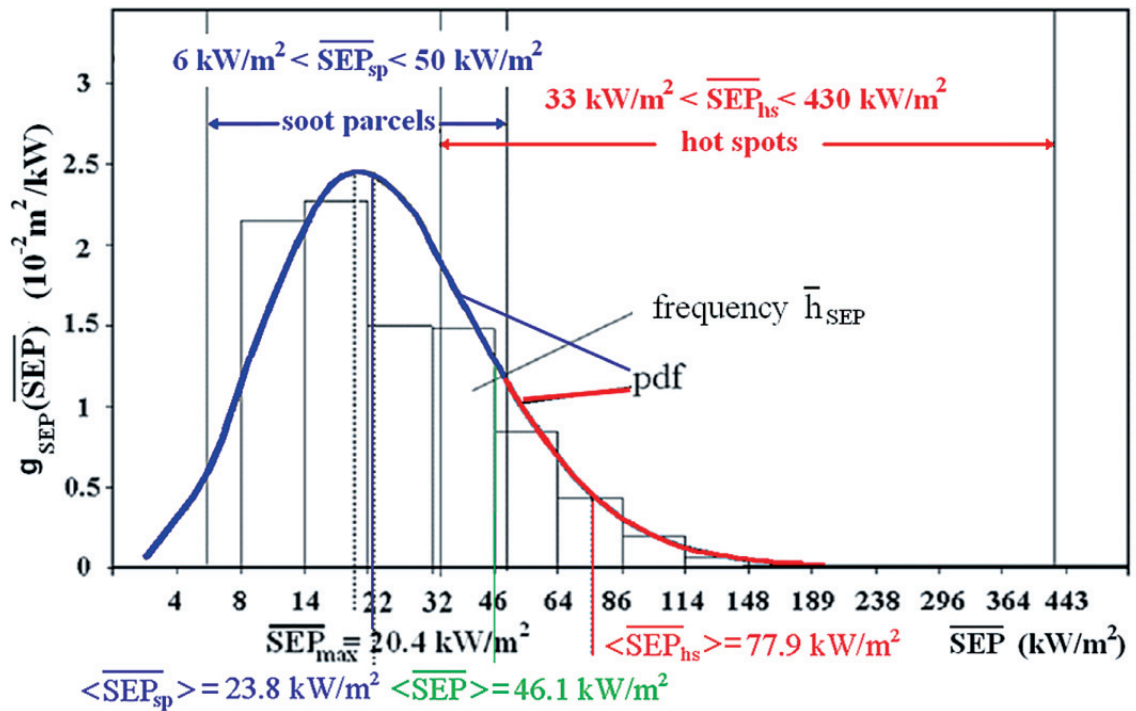


Abb. 7.7: Histogramm h_{SEP} und log - normale PDF $g(\overline{\text{SEP}})$ eines JP-4-Einzel-Poolfeuers ($d = 16\text{m}$)

In Tab. 7.6 sind gemessene $\overline{\text{SEP}}_{\text{act}}$ -Werte in Abhängigkeit zahlreicher Brennstoffe und vom Pooldurchmesser d , die gemessenen (Strahlungs)Temperaturen T und gemessenen dimensionslosen Flammenlängen \bar{H}/d zusammengestellt.

Tab. 7.6: Gemessene *aktuelle* spezifische Ausstrahlungen $\overline{\text{SEP}}_{\text{act}}$, (Strahlungs-) Temperaturen T und relative Flammenlängen \bar{H}/d teilweise in Abhängigkeit vom Pooldurchmesser d für Einzel-Poolfeuer zahlreicher Brennstoffe [7.1, 7.2, 7.6, 7.8, 7.9, 7.16; 7.20]

7. QUELLTERME BEI OFFENEN BRÄNDEN VON FLÜSSIGKEITEN UND GASEN

Brennstoff	\overline{SEP}_{act} [kW/m ²]	T [K]	\bar{H}/d [-]
Acetaldehyd	35 (d = 1 m); 64 (d = 10m)		2.88 (d = 1 m); 1.43 (d = 10 m)
Aceton	42 (d = 1 m); 79 (d = 10 m) 130 (max)		3.06 (d = 1 m); 1.52 (d = 10 m)
Acetonitril	34 (d = 1 m); 62 (d = 10 m)		2.27 (d = 1 m); 1.13 (d = 10 m)
Acrylnitril	36 (d = 1 m); 67 (d = 10 m)		2.64 (d = 1 m); 1.31 (d = 10 m)
Allylkohol	37 (d = 1 m); 68 (d = 10 m)		2.45 (d = 1 m); 1.21 (d = 10 m)
Ammoniak	17 (d = 1 m); 30 (d = 10 m)		1.57 (d = 1 m); 0.78 (d = 10 m)
Benzol	71 (d = 1 m); 135 (d = 10 m)	1490	4.16 (d = 1 m); 2.06 (d = 10 m)
Butan	86 (d = 1 m); 165 (d = 10 m) 225 (max)		4.84 (d = 1 m); 2.40 (d = 10 m)
Butadien	87 (d = 1 m); 168 (d = 10 m)		4.88 (d = 1 m); 2.42 (d = 10 m)
i-Butan	87 (d = 1 m); 168 (d = 10 m)		5.02 (d = 1 m); 2.49 (d = 10 m)
Diesel	130 (max)		
Diethylamin	71 (d = 1 m); 135 (d = 10 m)		4.29 (d = 1 m); 2.12 (d = 10 m)
Dimethylamin	59 (d = 1 m); 112 (d = 10 m)		3.59 (d = 1 m); 1.78 (d = 10 m)
Ethan	96 (d = 1 m); 185 (d = 10 m) 250 (max)		4.76 (d = 1 m); 2.36 (d = 10 m)
Ethen	90 (d = 1 m); 130 (d = 2.5 m) 173 (d = 10 m)		4.52 (d = 1 m); 2.24 (d = 10 m)
Ethylchlorid	28 (d = 1 m); 52 (d = 10 m)		3.01 (d = 1 m); 1.49 (d = 10 m)
Ethyldiamin	36 (d = 1 m); 66 (d = 10 m)		2.37 (d = 1 m); 1.18 (d = 10 m)
Ethenoxid	37 (d = 1 m); 68 (d = 10 m)		2.79 (d = 1 m); 1.38 (d = 10 m)
Ameisensäureethylester	29 (d = 1 m); 54 (d = 10 m)		2.86 (d = 1 m); 1.42 (d = 10 m)
Ethylmercaptan	45 (d = 1 m); 84 (d = 10 m)		3.44 (d = 1 m); 1.71 (d = 10 m)
Heptan	200 (max)		
Hexan	87 (d = 1 m); 166 (d = 10 m) 200 (max)		4.53 (d = 1 m); 2.24 (d = 10 m)
Methan	100 (d = 1 m); 193 (d = 10 m)		4.59 (d = 1 m); 2.29 (d = 10 m)
Methanol	19 (d = 1 m); 70 (d = 3 m) 34 (d = 10 m)	1300	1.59 (d = 1 m); 0.79 (d = 10 m)
Essigsäuremethylester	26 (d = 1 m); 48 (d = 10 m)		2.59 (d = 1 m); 1.28 (d = 10 m)
Methylbromid	9 (d = 1 m); 16 (d = 10 m)		2.25 (d = 1 m); 1.11 (d = 10 m)
Methylchlorid	15 (d = 1 m); 27 (d = 10 m)		4.90 (d = 1 m); 2.43 (d = 10 m)
Ameisensäuremethylester	18 (d = 1 m); 33 (d = 10 m)		2.31 (d = 1 m); 1.14 (d = 10 m)
Kohlenstoffmonoxid	13 (d = 1 m); 24 (d = 10 m)		2.71 (d = 1 m); 1.34 (d = 10 m)
Kohlenstoffdisulfid	15 (d = 1 m); 28 (d = 10 m)		2.37 (d = 1 m); 1.18 (d = 10 m)

7. QUELLTERME BEI OFFENEN BRÄNDEN VON FLÜSSIGKEITEN UND GASEN

Brennstoff	\overline{SEP}_{act} [kW/m ²]	T [K]	\bar{H}/d [-]
LEG	250 (max)		
LNG (auf Land)	150 bis 220 (d=20m); 250 (max.) 290 bis 320 (Ω klein) 257 bis 273 (Ω groß) 350 (max) (d=35m) 140 bis 180 (d=20m) 175 \pm 30 (d=35m)		
LNG (auf Wasser)	210 bis 280 (8.5 m < d < 15 m) 210 \pm 20 (Ω klein) 220 \pm 50 (Ω groß) (d = 15 m) 178 bis 248 (d = 30 m) 203 (d = 30 m) 185 bis 224 (d = 15 m)	1500	
LPG (auf Land)	48 (d = 20 m) 60 bis 160 (2 m < d < 17 m) 250 (max)		
Octan	200 (max)		
Propan	98 (d = 1 m); 188 (d = 10 m)		5.08 (d = 1 m); 2.52 (d = 10 m)
Propen	92 (d = 1 m); 178 (d = 10 m)		4.90 (d = 1 m); 2.43 (d = 10 m)
Rohöl	130 (max)		
Toluen	130 (max)		
Vinylchlorid	26 (d = 1 m); 46 (d = 10 m)		2.68 (d = 1 m); 1.41 (d = 10 m)
Vinylacetat	32 (d = 1 m); 59 (d = 10 m)		2.89 (d = 1 m); 1.43 (d = 10 m)
Wasserstoff (flüssig)	70 (max)	1600	
Wasserstoffdisulfid	18 (d = 1 m); 32 (d = 10 m)		2.20 (d = 1 m); 1.09 (d = 10 m)
Kerosin	80 bis 30 (10 m < d < 25 m) 120 (d = 10 m, 14 m)	1600; 1480	1.7
Benzin; Jet B	130 bis 60 (1 m < d < 10 m)	1240; 1450	1.7 (d = 23 m); 1.0 (d = 15 m) 1.9 (d = 6 m)
		1200	
JP-4 (d = 5.8 m)			
JP-4; JP-5	40 bis 80 (d = 2.4 m)		
JP-5	50 bis 30 (1 m < d < 30 m) 110 (d = 3 m)	1250	
UDMH (d = 0.5 m)		1300	
Pentan/ Naphtha	61 (d = 1 m); 200 (max)		
Ethanol		1490	
Xylene	130 (max)		

7.3.12. Lokale aktuelle spezifische Ausstrahlung nach Raj und Fay

Alle $\overline{\text{SEP}}$ -Werte in den Gln. (7.20, 7.22) sind sowohl über die Zeit als auch über die äußere Flammenoberfläche \overline{A}_F gemittelt. Tatsächlich weist eine Poolflamme eine stark inhomogene Temperaturverteilung auf und ist ein typischer Volumenstrahler [s. Bemerkungen zu Gln. (7.17a, 7.18a,b,d)]. Dies bedeutet, dass auch die $\overline{\text{SEP}}_{\text{act}}$ -Werte charakteristisch *ortsabhängig* sind, d.h. es liegen *lokale* $\overline{\text{SEP}}_{\text{act}}(x,y)$ auf der Flammenoberfläche \overline{A}_F vor. Beispielsweise ist $\overline{\text{SEP}}_{\text{act}}$ an den Flammenrändern bzw. -konturen geringer infolge der kürzeren Weglänge durch die Flamme. Außerdem sind die $\overline{\text{SEP}}_{\text{hs}}$ -Werte der auf der Oberfläche \overline{A}_F stochastisch auftretenden hot spots (hs) deutlich höher als die $\overline{\text{SEP}}_{\text{sp}}$ -Werte der stochastisch auftretenden Rußballen (sp), in Übereinstimmung mit Messungen. Für jeden Höhenbereich (s. Abb. 7.2) sollte ein unterschiedlicher $\overline{\text{SEP}}$ -Wert betrachtet werden [7.33]. Eine *experimentelle* Ermittlung von jeweils *lokalen* $\overline{\text{SEP}}_{\text{hs}}$ (x,y) und $\overline{\text{SEP}}_{\text{sp}}(x,y)$ auf der Flammenoberfläche \overline{A}_F kann durch Auswertung der Thermogramme von Poolfeuern erfolgen [7.41, 7.43]. Eine Berechnung von *lokalen* $\overline{\text{SEP}}(x,y)$ ist grundsätzlich mit CFD-Modellen [7.43] möglich. Eine Abschätzung der Abhängigkeit $\overline{\text{SEP}}_{\text{act}}(x)$ von der Höhe x über dem Poolrand kann auch mit semi-empirischen Modellen [7.6, 7.5] erfolgen (s. Gln. (7.23a,b)).

Das semi-empirische Strahlungsmodell für *Einzel*-Poolfeuer nach Raj [7.6] beschreibt die *axiale* Abhängigkeit der spezifischen Ausstrahlung, d.h. die lokale $\overline{\text{SEP}}(x)$ mit den folgenden Beziehungen:

$$\overline{\text{SEP}}_{\text{act}}(x) = \overline{\text{SEP}}_{\text{cl}} \quad , \quad \text{für} \quad 0 \leq x/\overline{H} \leq \overline{H}_{\text{cl}}/\overline{H}, \quad (7.23a)$$

und für $\overline{H}_{\text{cl}}/\overline{H} < x/\overline{H} \leq 1$:

$$\overline{\text{SEP}}_{\text{act}}(x) = p(x/\overline{H}) \overline{\text{SEP}}_{\text{cl}} + (1-p(x/\overline{H})) \overline{\text{SEP}}_{\text{eff,s}}(x) . \quad (7.23b)$$

In Gl. (7.23b) ist die Wahrscheinlichkeit $p(x/\overline{H})$ für das Auftreten eines maximalen $\overline{\text{SEP}}$ -Wertes definiert als:

$$p(x/\overline{H}) = 1 \quad \text{für} \quad 0 \leq x/\overline{H} \leq \overline{H}_{\text{cl}}/\overline{H} \quad (7.23c)$$

und

$$p(x/\overline{H}) = \left(\frac{1-x/\overline{H}}{1-\overline{H}_{\text{cl}}/\overline{H}} \right)^{a_2} \quad \text{für} \quad \overline{H}_{\text{cl}}/\overline{H} \leq x/\overline{H} \leq 1 \quad (7.23d)$$

Die $\overline{\text{SEP}}_{\text{cl}}$ in Gl. (7.23a) hängt von der Größe (Durchmesser) d des Feuers ab nach:

$$\overline{\text{SEP}}_{\text{cl}}(d) = \overline{\text{SEP}}_{\text{max}} (1 - e^{-d/d_{\text{opt}}}) = \overline{\text{SEP}}_{\text{max}} \varepsilon_F , \quad (7.23e)$$

mit dem *empirischen* Zahlenwert $\overline{\text{SEP}}_{\text{max}} = 325 \text{ kW} / \text{m}^2$ aus Radiometermessungen an LNG-Poolfeuern ($d = 35 \text{ m}$) [7.6] und der optischen Eindringtiefe $d_{\text{opt}} = 1/k = 13.81 \text{ m}$ für LNG-Poolfeuer ($d = 13 \text{ m}$).

Schließlich berechnet sich mit dem Strahlungsmodell nach *Raj* [7.6] die effektive, spezifische Ausstrahlung der Rußzone wie folgt:

$$\overline{\text{SEP}}_{\text{eff,s}} = \bar{\tau}_s \overline{\text{SEP}}_{\text{cl}} , \quad (7.24a)$$

mit

$$\bar{\tau}_s(d) = e^{-k_s \bar{c}_s L_b} \approx e^{k_s \bar{c}_s 0.73 d} . \quad (7.24b)$$

Nach dem semi-empirischen (Grau-Gas-Annahme) Poolfeuer-Strahlungsmodell für *Einzel-Poolfeuer* von *Fay* [7.5] berechnet sich die lokale $\overline{\text{SEP}}(x)$ wie folgt:

$$\frac{\overline{\text{SEP}}(x)}{\gamma \sigma \bar{T}_{\text{max}}^4} = \bar{\alpha}_1 x \cdot e^{-\bar{\alpha}_1 x} \quad (7.25a)$$

Nach Gl. (7.25a) erreicht die *lokale* $\overline{\text{SEP}}$ eines großen *Einzel-Poolfeuers* bei $\bar{\alpha}_1 x = 1$, d.h. in der Höhe $x = 1/\bar{\alpha}_1$ ein *Maximum* von:

$$\overline{\text{SEP}}_{\text{max}}(x = 1/\bar{\alpha}_1) / (\gamma \sigma \bar{T}_{\text{max}}^4) \quad (7.25b)$$

In *Fay* [7.5] werden, basierend auf Feld-Messungen an LNG-*Einzel-Poolfeuer* ($d = 35$ m) die folgenden Zahlenwerte der Parameter in den Gln. (7.25a,b) angenommen:

$$\bar{\alpha}_1 = 0.0233 \text{ 1/m} , \quad \gamma \sigma \bar{T}_{\text{max}}^4 = 563 \text{ kW / m}^2 . \quad (7.25c)$$

Für den Zahlenwert des skalierten Absorptionskoeffizienten $\bar{\alpha}_1$ bezüglich Flammenzone bestehen noch große Unsicherheiten, da für *Methan-Poolfeuer* mit wesentlich kleinerer (Anfangs-) Reynolds-Zahl um den Faktor 100 [7.44] größere $\bar{\alpha}_1$ -Werte gefunden wurden als bei den LNG-Poolfeuern (Feldversuche).

Es ist wahrscheinlich, dass die $\bar{\alpha}_1$ -Werte bedeutend von der (Anfangs-) Reynolds-Zahl des Poolfeuers abhängen. In OSRAMO II entspricht der Absorptionskoeffizient $\bar{\alpha}_{\text{eff, re}} = 0.380 \text{ m}^{-1}$ der Flammenzonen dem skalierten Absorptionskoeffizienten $\bar{\alpha}_1$, wobei $\bar{\alpha}_{\text{eff, re}} \text{ (JP-4)} \geq 16 \bar{\alpha}_1$ ist.

Es wird im Strahlungsmodell Gl. (7.25a) das Vorliegen einer Temperaturspitze innerhalb der Flammenzone angenommen, so dass für $T = T_{\text{ad}} \approx 2300 \text{ K}$ der Anteil $\gamma = 0.36$ beträgt.

Als Grenzwert für den emittierten Wärmestrom pro Einheitslänge des Poolumfangs wird angegeben [7.5]:

$$\gamma \sigma \bar{T}_{\text{max}}^4 / \bar{\alpha}_1 = 24.2 \text{ MW / m} \quad (7.25d)$$

Aus den Gln. (7.25b,c) folgt, dass in der Höhe $x = 42.9$ m bzw. bei $\bar{H}/d = 1.23$ des LNG-*Einzel-Poolfeuers* ($d = 35$ m) die lokale $\overline{\text{SEP}}(x)$ einen maximalen Wert von $\overline{\text{SEP}}_{\text{max}} = 207 \text{ kW/m}^2$ erreichen sollte.

7.3.13. Bestrahlungsstärke

7.3.13.1. Einstrahlzahl

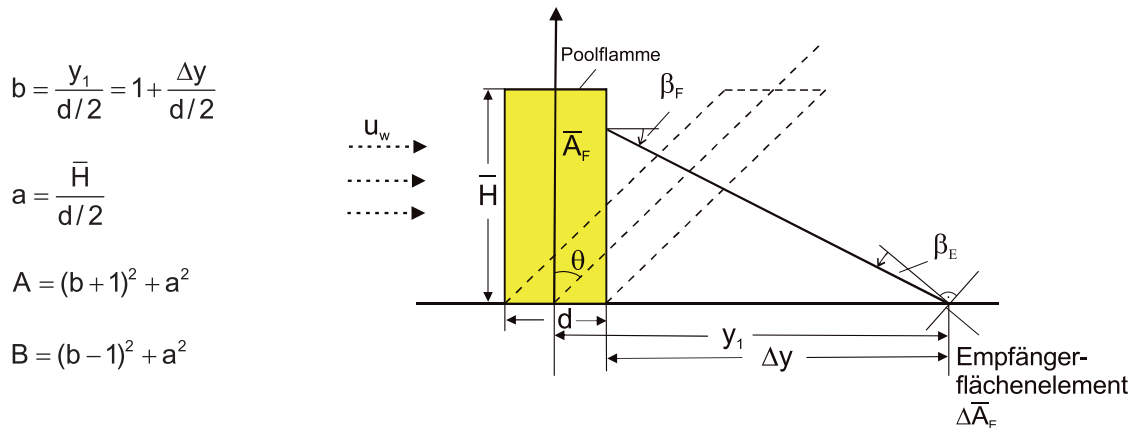
Ein homogenes, isotropes und stationär brennendes adiabatisches *Einzel*-Poolfeuer mit der aktuellen spezifischen Ausstrahlung (*average Surface Emissive Power*) $\overline{SEP}_j(d)$ an der Feuer-oberfläche \overline{A}_F und der Einstrahlzahl $\varphi_{E,F}$ erzeugt an einem beliebig in seiner Umgebung liegenden (Empfänger) Flächenelement im horizontalen Abstand Δy vom Poolrand die mittlere Bestrahlungsstärke $\overline{E}_j(\Delta y/d)$:

$$\overline{E}_j(\Delta y/d, d) = \tau_{at} \alpha_E \varphi_{E,F}(\Delta y/d) \overline{SEP}_j(d) \quad (7.26)$$

Die Ermittlung von Einstrahlzahlen $\varphi_{E,F}$ erfolgt nach der grundlegenden Beziehung [7.2, 7.9, 7.45] :

$$\begin{aligned} \varphi_{E,F} &= f(\overline{A}_F, \Delta y/d, \text{relative Orientierung } \beta_F, \beta_E) \\ &= \frac{1}{\pi \Delta A_E} \int_{A_E} \int_{A_F} \frac{\cos \beta_F \cos \beta_E}{d^2 (\Delta y/d)^2} d\overline{A}_F d\overline{A}_E \end{aligned} \quad (7.27a)$$

Bei der *näherungsweise* Betrachtung der Flammenoberfläche als *senkrechter* Kreiszyylinder:



folgt durch Berechnung des Doppelintegrals Gl. (7.27a) für die Einstrahlzahlen $\varphi_{E,F,h}$, $\varphi_{E,F,v}$, $\varphi_{E,F,max}$ (s. Abb. 7.8):

$$\varphi_{E,F,h} = \frac{1}{\pi} \left(\arctan \sqrt{\frac{b+1}{b-1}} - \left(\frac{b^2 - 1 + a^2}{\sqrt{AB}} \right) \arctan \sqrt{\frac{(b-1)A}{(b+1)B}} \right), \quad (7.27b)$$

$$\varphi_{E,F,v} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{1}{b} \arctan \frac{a}{\sqrt{b^2 - 1}} + \frac{a(A - 2b)}{b\sqrt{AB}} \arctan \sqrt{\frac{(b-1)A}{(b+1)B}} - \frac{a}{b} \arctan \sqrt{\frac{b-1}{b+1}} \right), \quad (7.27c)$$

$$\varphi_{E,F,max} = \sqrt{\varphi_{E,F,h}^2 + \varphi_{E,F,v}^2} \quad (7.27d)$$

Entsprechend kompliziertere Beziehungen für die Einstrahlzahlen gelten für den *schrägen* (bei Windeinfluss) *Kreis*zylinder als Flammenoberfläche sowie für Tankfeuer und sind z.B. in [7.2, 7.9] dargestellt. Die Berechnung der Einstrahlzahl bei Feuern mit teilweiser Rußbedeckung wird in [7.1] erwähnt.

Eine in der Praxis sehr nützliche *vereinfachte* Berechnung der Einstrahlzahl $\varphi_{E,F}$ lässt sich durchführen, wenn die *Kreis*zylindermanteloberfläche der Flamme durch eine entsprechende *Rechteck*fläche ersetzt wird [7.45, 7.46].

Die Annahme eines geneigten *elliptischen* Zylinders, der die reale Flammenkontur realistischer als ein Kreiszyylinder beschreibt sowie die zugehörigen komplizierteren Berechnungen werden in [7.34] diskutiert.

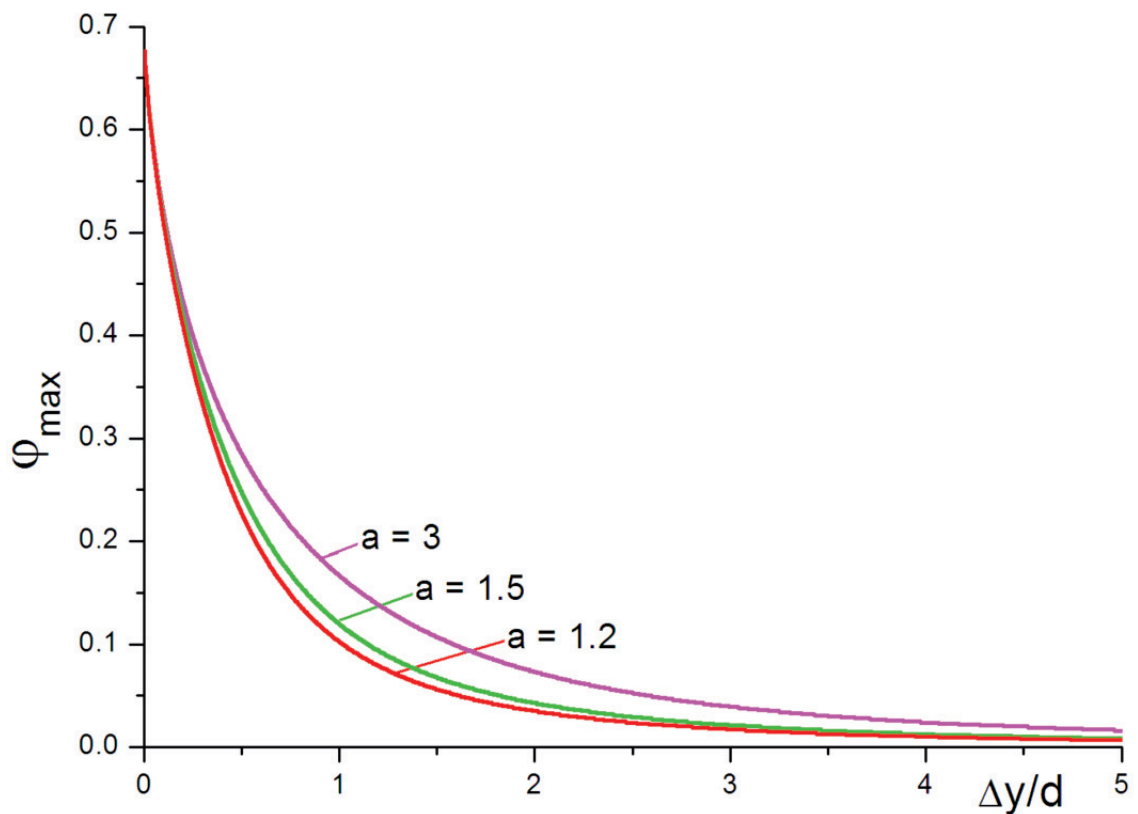


Abb. 7.8: Einstrahlzahlen, $\varphi_{E,F,\max}$ nach den Gln. (7.27b-d) in Abhängigkeit vom relativen horizontalen Abstand $\Delta y/d$ sowie von der relativen Flammenlänge $\bar{H}/d = a/2$

Die Beziehung Gl. (7.26) lässt sich auch zur Ermittlung der wichtigen Größe \overline{SEP} verwenden, wenn aus Radiometermessungen die Bestrahlungsstärken $\bar{E}(\Delta y/d, d)$ vorliegen, wobei zu beachten ist, dass die Einstrahlzahl $\varphi_{E,F}$ und vor Allem \overline{SEP}_j insbesondere von A_F bzw. H abhängig sind (s. auch Kap. 7.3.9).

7.3.13.2. Berechnung mit dem Punktquellen-Strahlungsmodell

Im Rahmen des Punktquellen-Strahlungsmodells bzw. API-521 Modell (Point Source Model (PSM)) berechnet sich die mittlere Bestrahlungsstärke (thermischer Strahlungsfluss) \bar{E}_{PSM} aus den folgenden Beziehungen [7.2, 7.62]:

$$\bar{Q}_{\text{rad}} = 4 \pi \Delta y^2 \bar{E}_{\text{PSM}}, \quad \text{für } \Delta y/d > 4 \quad (7.28a)$$

und entsprechend Gl. (7.16e, 7.1b, 7.10a) für den totalen *Strahlungswärmestrom*:

$$\begin{aligned} \bar{Q}_{\text{rad}} &= \bar{f}_{\text{rad}} \bar{Q}_{\text{c}} = \bar{f}_{\text{rad}} A_{\text{P}} (-\Delta h_{\text{c}}) \bar{m}_{\text{f}}'' \\ &= \bar{f}_{\text{rad}} A_{\text{P}} (-\Delta h_{\text{c}}) \bar{m}_{\text{f},\text{max}}'' (1 - e^{-k\beta d}) \end{aligned} \quad (7.28b)$$

Aus den Gl. (7.28a,b) folgt also für das *Fernfeld* ($\Delta y/d > 4$):

$$\bar{E}_{\text{PSM}}(\Delta y/d) = \frac{\bar{f}_{\text{rad}} (-\Delta h_{\text{c}}) \bar{m}_{\text{f},\text{max}}'' (1 - e^{-k\beta d})}{16 (\Delta y/d)^2} \quad (7.28c)$$

Für das *Nahfeld* ($0.5 < \Delta y/d < 4$) berechnet sich \bar{E}_{PSM} nach:

$$\bar{E}_{\text{PSM}} = \varphi_{\text{N}} 0.131 \bar{f}_{\text{rad}} (-\Delta h_{\text{c}}) \bar{m}_{\text{f},\text{max}}'' (1 - e^{-k\beta d}), \quad (7.29a)$$

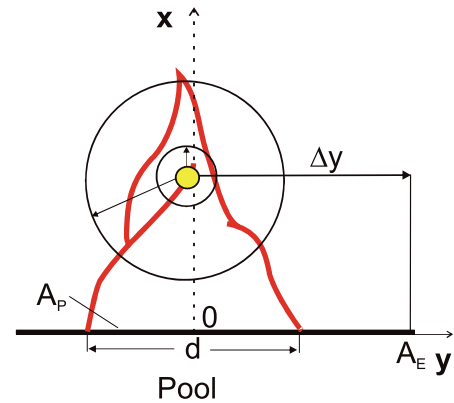
mit

$$\varphi_{\text{N}} \approx \frac{\bar{H}/d}{\pi (\Delta y/d)^2}. \quad (7.29b)$$

Das PSM hat jedoch einen nur sehr eingeschränkten Gültigkeitsbereich. Es ist mit großen Unsicherheiten behaftet und kann näherungsweise für Gas-Poolfeuer sowie für (Flüssigkeits-) Lachen-, Pool- und Tankfeuer im *Fernfeld* angewendet werden.

7.3.13.3. Berechnung mit dem Strahlungsmodell OSRAMO II

Für die Einwirkung der thermischen Strahlung bei großen schwarz rußenden (smoky) *Einzel-Tank*feuern und entsprechend bei großen *Einzel-Pool-* und *Lachen*feuern auf benachbarte Objekte (z. B. Tankfeuer, nicht gezündeter Tank) oder Personen ist *nicht* die gesamte Feueroberfläche maßgebend, sondern die spezifische Ausstrahlung (SEP_{cl}) der heißen *klaren* (nicht schwarz rußenden) *Verbrennungszone* mit der relativen Länge \bar{H}_{cl}/d (s. Abb. 7.2). Die relative Länge \bar{H}_{cl}/d lässt sich allgemein nach Gl. (7.17b) ermitteln und sollte im Rahmen von OSRAMO II mit der neuen Gl. (7.21c) abgeschätzt werden.



Bei Unfällen in Tanklagern treten häufig *multiple* Tankfeuer auf, wodurch sich infolge einer Flammenwechselwirkung die Massenabbrandrate \dot{m}_f'' um den Faktor 2 bis 4 erhöht [7.64]. Dadurch erhöht sich wegen $\overline{SEP}_{cl}^{ma} \sim \bar{f}_{rad,cl} \dot{m}_{f,max}'' / (\bar{H}_{cl}(d)/d)$ entsprechend Gl. (7.17b) auch die spezifische Ausstrahlung \overline{SEP}_{cl}^{ma} der klaren Verbrennungszone um einen noch nicht gemessenen Faktor. Bei Berücksichtigung z.B. einer *Verdoppelung* von \dot{m}_f'' gilt möglicherweise $\overline{SEP}_{cl}^{ma} \gtrsim 2 \cdot 180 \text{ kW/m}^2$ wenn für ein *Einzel*-Poolfeuer $\overline{SEP}_{cl}^{ma} = 180 \text{ kW/m}^2$ nach Gl. (7.21b) angenommen wird.

Es ist folglich eine deutliche Zunahme von $\bar{E}(\Delta y/d)$ zu erwarten, wenn die relative Länge \bar{H}_{cl}/d der klaren Verbrennungszone sowie multiple Feuer betrachtet werden.

Die für $j \triangleq$ OSRAMO II aus Gln. (7.26,7.27d) mit $\bar{H}/d = 1.7$ und $\bar{H}_{cl}/d = 1.0$ sowie mit $\tau_a = 1$, $\alpha_E = 1$ berechneten Bestrahlungsstärken $\bar{E}_{act}^{II}(\Delta y/d, d)$, $\bar{E}_{cl}^{II}(\Delta y/d, d)$ sind am Beispiel von *Einzel*-Diesel- und Kerosin-Poolfeuer ($d = 25 \text{ m}$) in Abb. 7.9 dargestellt. Die berechnete Kurve 3 gilt für ein multiples Tankfeuer mit $\bar{H}_{cl}/d = 2.0$.

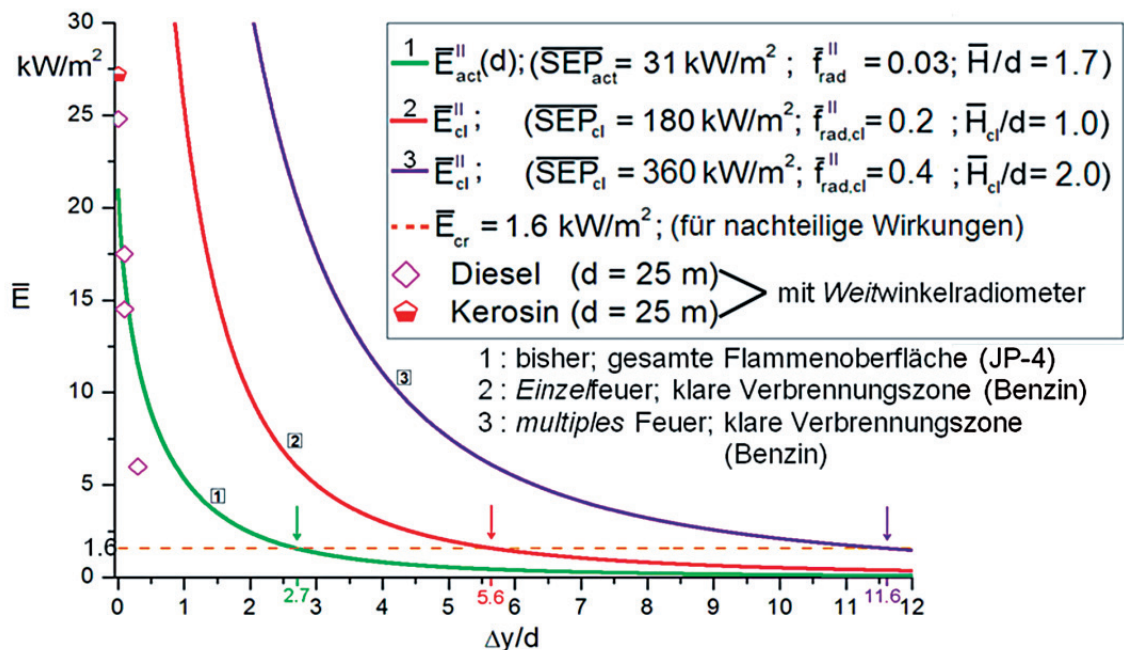


Abb. 7.9: Mit OSRAMO II berechnete Abhängigkeit der Bestrahlungsstärke $\bar{E}(\Delta y/d)$ sowie Messungen für (schwarz rußende *Einzel*-Poolfeuer, am Beispiel von Diesel- und Kerosin-Poolfeuer ($d = 25 \text{ m}$)). Mit eingezeichnet sind ebenfalls die relativen, kritischen thermischen Abstände $\Delta y_{cr}/d = 2.7, 5.6, 11.6$.

7.3.14. Lachenfeuer auf Land

Es wird brennbare Flüssigkeit infolge z.B. einer *Leckage* freigesetzt, z.B. aus einem Lagertank oder einer Rohrleitung. Dadurch kommt es zunächst zu einer Zunahme des *Lachendurchmessers* d und auch – nach Zündung – zu einer Zunahme der *Massenabbrandrate* \dot{m}_f'' . Es stellt sich

bei konstanter Leckagerate \dot{V}_{rl} ein maximaler Lachendurchmesser $\bar{d}_{\text{L,max}}$ ein, der zur Berechnung der Flammenlänge \bar{H}_{L} benutzt werden kann.

Das Modell von *Cline* [7.48] ist nur validiert an *Laborexperimenten*. Es wird das transiente Wachstum eines unbegrenzten Lachenfeuers für zwei Szenarien betrachtet:

- Lache brennt von Anfang an,
- Lache zündet mit Verzögerung.

Demnach werden die folgenden Größen abgeschätzt oder meist aus Testversuchen ermittelt [7.2]:

$\bar{d}_{\text{L,max}}$ bei $t = t_{\text{max}}$, \bar{H}_{L}/d , θ_{L} , $d_{\text{w,L}}/d$, $\overline{\text{SEP}}_{\text{L}}$, \bar{E}_{L} .

7.3.15. Lachenfeuer auf Wasser

Die Untersuchungen und Modellierung von derartigen *nicht-adiabatischen* Lachenfeuern wurden primär durchgeführt im Zusammenhang mit der Sicherheitsbeurteilung beim Transport und Lagerung brennbarer Flüssiggase.

Neuere Untersuchungen befassen sich mit der Berechnung des Abbrands von Verschüttungen größerer Mengen an z.B. Rohöl und KW auf Wasser.

Für die Berechnung des Poolfeuertdurchmessers d auf Wasser gibt es das Modell von *Cline* [7.48].

Die Massenabbrandrate \bar{m}''_{f} der *nicht-adiabatischen* Lachenfeuern auf Wasser ist infolge des *zusätzlichen* Wärmeeintrags vom Wasser auf den Brennstoff deutlich höher als bei Lachen- oder Poolfeuern auf Land. Im Allgemeinen breitet sich die Lache auf Wasser aus. Messungen von \bar{m}''_{f} für z.B. LPG, LNG, Benzin, Rohöl, Diesel, jeweils auf Wasser, liegen vor:

$$\bar{m}''_{\text{LPG}}(\text{H}_2\text{O}) \approx 2 \bar{m}''_{\text{LPG}}(\text{Land}), \quad \bar{m}''_{\text{LNG}}(\text{H}_2\text{O}) \approx 3 \bar{m}''_{\text{LNG}}(\text{Land}), \quad (7.30)$$

$$\bar{m}''_{\text{Benzin}}(\text{H}_2\text{O}) \approx \bar{m}''_{\text{Benzin}}(\text{Land}), \quad \bar{m}''_{\text{Rohöl}}(\text{H}_2\text{O}) \approx \bar{m}''_{\text{Rohöl}}(\text{Land}). \quad (7.31)$$

Nach der *Petty*-Korrelation [7.2, 7.61] gilt:

$$\bar{m}''_{\text{f}}(\text{H}_2\text{O}) = \bar{Q}_{\text{ba,rad}} / (A \Delta h_{\text{v}} \ln(B_{\text{conv}} + 1)) + \alpha / c_{\text{p,f}} \ln(B_{\text{conv}} + 1), \quad (7.32)$$

mit der Zahlenwertgleichung $B_{\text{conv}} \approx 3000 / \Delta h_{\text{v}}$ oder mit $10 < B_{\text{conv}} < 15$ bzw. $\ln(B_{\text{conv}} + 1) \approx 2.6$.

Für die Berechnung der Flammenform, z.B. für \bar{H}/d eines Lachenfeuers lässt sich die Formel für ein Poolfeuer auf Land anwenden.

Die Berechnung von $\overline{\text{SEP}}$ und \bar{E} erfolgt analog zu den Modellen für Poolfeuer auf Land.

7.3.16. Tankfeuer

Tankfeuer können insbesondere in Tanklagern auftreten und werden gewöhnlich als Poolfeuer behandelt. Die wesentlichen *Unterschiede* eines Tankfeuers im Vergleich zu einem Poolfeuer sind:

- (a) Das Flüssigkeitsniveau und folglich die Flammenbasis sind erhöht. Der flüssige Brennstoff ist von einer Metallwand und einem Metallboden umgeben.
- (b) Als Schutzobjekte sind i. A. auch *benachbarte* Tanks, d.h. Empfängerflächenelemente zu betrachten, die sich in geringer Entfernung vom Feuer und insbes. auch oberhalb der Grundfläche (z.B. Erdboden) befinden. Folglich spielen als Wärmeübertragungsprozesse nicht allein die thermische Strahlung, sondern auch die Wärmekonvektion oder -leitung eine Rolle.
- (c) Bei der Berechnung von Einstrahlzahlen ϕ nach der allgemeinen Gleichung Gl. (7.27a) ist zu beachten [7.1], dass im Fall eines Tankfeuers die Flamme nicht in der Höhe $x = 0$ [wie in den Berechnungsformeln Gln. (7.27b,c) angenommen] beginnt, sondern erst in der Höhe h über der Grundfläche.
- (d) Die Anwendung von Poolfeuer-Modellen auf Tankfeuer wird in [7.49], die Wechselwirkung eines Tankfeuers mit einem benachbarten, ungezündeten Tank in [7.58] und der Wind-einfluss (Windkanalexperimente) auf eine Reihe hintereinander angeordneter Tankfeuer (Tanks sind in einer Zeile angeordnet) in [7.50] untersucht.
- (e) Bei einem Tankfeuer tritt am Tankrand eine Flammenabsenkung auf, die als die maximale vertikale Entfernung (Eindringtiefe) \bar{H}_{Ab} definiert ist, die die Flamme (Flammenkontur, -einhüllende) vom oberen Tankrand in Richtung Brennstoffoberfläche hat. Aus experimentellen Untersuchungen (Isohexan-Tankfeuer, $d = 52$ m) hat *Lautkaski* [7.51] für \bar{H}_{Ab} die folgende empirische Korrelation gefunden:

$$\bar{H}_{Ab} / d = \frac{1}{3} \left(\frac{d_w}{d} - 1 \right) \quad (7.33)$$

Am Beispiel des Isohexan-Tankfeuers ($d = 52$ m) gilt: $2.6 \text{ m} < \bar{H}_{Ab} < 6.8 \text{ m}$.

- (f) Wenn sich das Flüssigkeitsniveau unterhalb des oberen Tankrands befindet, wird \bar{v}_a oder \bar{m}_f von Wärmeströmen (z.B. infolge thermischer Strahlung) zwischen Tankwand und Flüssigkeitsoberfläche beeinflusst.

Es ist zu beachten, dass in Tanklagern häufig multiple Tankfeuer auftreten, deren Gefährdungspotential deutlich höher ist, als das von *Einzel*-Tankfeuern.

7.3.17. Rinnenfeuer

Ein anderer Typ von Poolfeuer ist ein *Rinnen-*, *Schlitz-* bzw. *Kanalfeuer*, das infolge eines unfallbedingten Auslaufens bzw. einer Verschüttung von brennbarer Flüssigkeit entstehen kann, die in eine Rinne oder einen Kanal eintritt [7.1]. Eine charakteristische Eigenschaft derartiger Feuer ist ein großes *Seitenverhältnis* l/w .

In [7.29] werden derartige Rinnenfeuer als eine Serie von *Einzel-Poolfeuer* näherungsweise modelliert, in Übereinstimmung mit kleinskaligen Experimenten [7.52].

Die gemessenen Abbrandgeschwindigkeiten \bar{v}_a von rußbedeckten JP-5-Rinnen- feuern mit einem Seitenverhältnis von $l/w > 2$ [7.1] sind in Übereinstimmung mit den \bar{v}_a -Werten bei kreisförmigen Poolfeuern.

Auf der Basis experimenteller LNG-Rinnenfeuern mit $l/w \lesssim 30$ [7.53, 7.56] wurden die folgenden Korrelationen für die sichtbare Flammenlänge \bar{H} , den Neigungswinkel θ sowie für das Flammendrag entwickelt:

$$\bar{H}/w = 2.2 \quad , \text{ für} \quad Fr_1 \geq 0.25 \quad (7.34a)$$

$$\bar{H}/w = 0.88 Fr_1^{-0.65} \quad , \text{ für} \quad 0.10 < Fr_1 < 0.25 \quad (7.34b)$$

$$\bar{H}/w = 4.0 \quad , \text{ für} \quad Fr_1 < 0.1 \quad (7.34c)$$

$$\cos \theta = 0.56 \quad , \text{ für} \quad Fr_1 > 0.25 \quad (7.35a)$$

$$\cos \theta = 0.36 Fr_1^{-0.32} \quad , \text{ für} \quad 0.042 < Fr_1 < 0.25 \quad (7.35b)$$

$$\cos \theta = 1 \quad , \text{ für} \quad Fr_1 < 0.042 \quad (7.35c)$$

$$w_1/w = 3.5 \quad , \text{ für} \quad Fr_1 > 0.25 \quad (7.36a)$$

$$w_1/w = 23.3 Fr_1^{-1.37} \quad , \text{ für} \quad 0.10 < Fr_1 < 0.25 \quad (7.36b)$$

$$w_1/w = 1 \quad , \text{ für} \quad Fr_1 < 0.1 \quad (7.36c)$$

Bemerkungen zu Gln. (7.34 - 7.36):

- (a) Für windstille Bedingungen ($u_w \approx 0$) ist $Fr_1 < 0.1$, so dass die Geometrie eines Rinnenfeuers allein von der Breite w abhängig ist.
- (b) Für $Fr_1 \lesssim 0.25$ nimmt mit wachsender Windgeschwindigkeit u_w die sichtbare Flammenlänge \bar{H} ab, der Flammenneigungswinkel θ und das Flammendrag dagegen zu.
- (c) Für $Fr_1 > 0.25$ ist die Flammengeometrie unabhängig von u_w .
- (d) Für Windrichtungen etwa *parallel* zur Achse (Länge l) der Rinne sind diese Korrelationen nicht streng gültig.
- (e) Die Anwendung dieser Korrelationen auf andere Brennstoffe als LNG ist unsicher.

7.3.18. CFD-Simulation

Die CFD-Vorhersage (CFD: *Computational Fluid Dynamics*) der Dynamik und der thermischen Strahlung (SEP) von *großen Lachen-, Pool- und Tankfeuern* hat in jüngster Zeit beachtliche Fortschritte erzielt [7.43, 7.67, 7.80].

Die Beschreibung des CFD-Simulationsgebiets, die Gittergenerierung, die verwendeten Submodelle, die Anfangs- und Randbedingungen, die Zeitschritte und die Anzahl der Gitterstellen erfolgt in [7.43, 7.67, 7.90].

Die bisherigen Untersuchungen haben gezeigt, dass es für große Feuer grundsätzlich möglich ist, mit Hilfe der CFD-Simulation die folgenden momentanen und zeitlich gemittelten, *ortsabhängigen* Größen vorherzusagen: Strömungsgeschwindigkeiten, Emissionstemperaturen, spezifische Ausstrahlung (SEP), Bestrahlungsstärken (E) sowie Spezieskonzentrationen jeweils mit und ohne *Windeinfluss*.

Für die CFD-Vorhersage der „abgeleiteten“ Schlüsselgröße SEP ist die Kenntnis bzw. Definition einer möglichst realistischen Flammenoberfläche erforderlich.

In [7.43, 7.67, 7.80] werden drei unterschiedliche Wege beschrieben, die spezifische Ausstrahlung (SEP) großer Feuer vorherzusagen.

In Abb. 7.10 sind ein *momentanes* $SEP(x,y,t)$ -Feld und das *zeitlich gemittelte* $\overline{SEP}(x,y)$ -Feld am Beispiel eines JP-4 Poolfeuers ($d = 16$ m) dargestellt. Zu erkennen ist jeweils die *klare, heiße Verbrennungszone* mit $SEP \approx 250$ kW/m² und $\overline{SEP} \approx 250$ kW/m². Außerdem werden die starken *Inhomogenitäten* von $SEP(x,y,t)$ und $\overline{SEP}(x,y)$ deutlich.

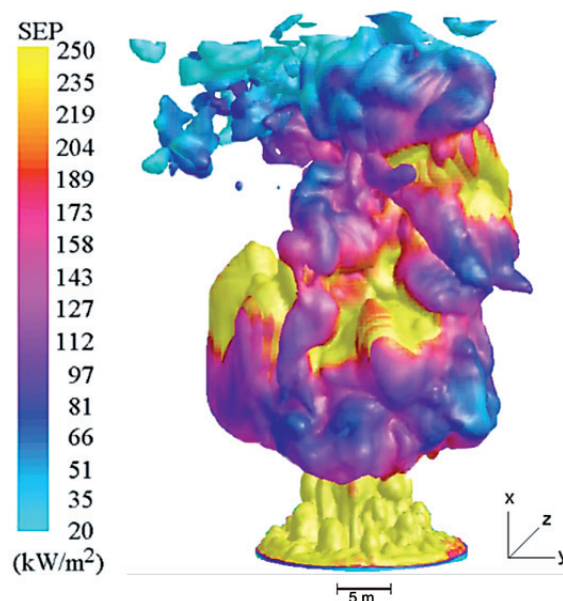


Abb. 7.10 a: CFD-vorhergesagtes *momentanes* $SEP(x,y,t)$ -Feld auf einer Isofläche der Temperatur $T = 400$ K für ein JP-4 Poolfeuer ($d = 16$ m)

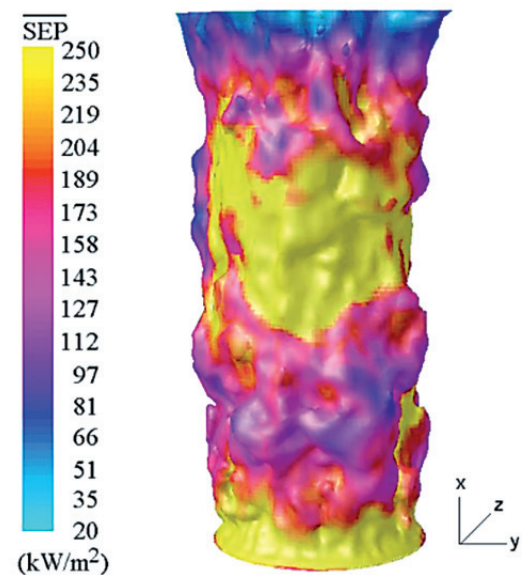


Abb. 7.10 b: CFD-vorhergesagtes *zeitlich gemitteltes* $\overline{SEP}(x,y)$ -Feld auf einer Isofläche der Temperatur $\bar{T} = 400$ K für ein JP-4 Poolfeuer ($d = 16$ m)

Mit der CFD-Simulation lassen sich außerdem die stark inhomogenen momentanen Temperaturfelder $T(x,y,z,t)$ und stark inhomogenen zeitlich gemittelten Temperaturfelder $\bar{T}(x,y,z)$ vorhersagen, die in der Ebene $z = 0$ in Abb. 7.11 am Beispiel eines JP-4-Poolfeuers ($d = 16$ m) dargestellt sind.

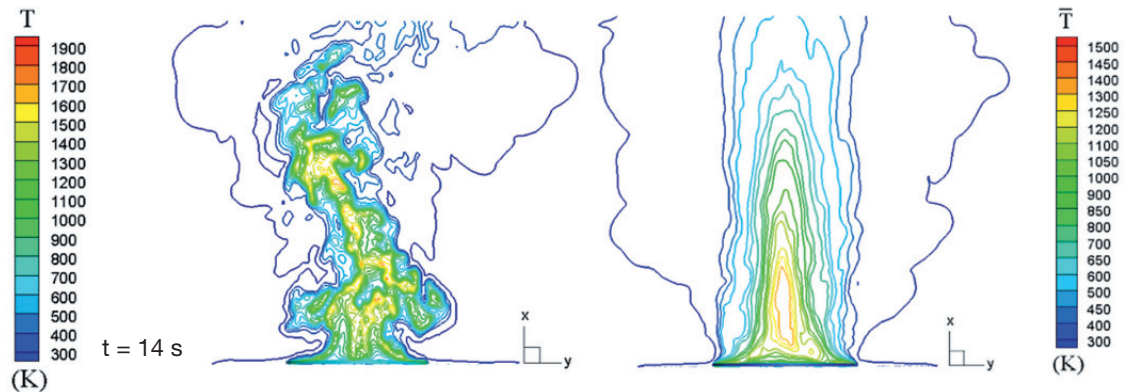


Abb. 7.11 a: CFD-vorhergesagte *momentane* Isothermen $T(x,y,0,t) = \text{const.}$

Abb. 7.11 b: CFD-vorhergesagte *zeitlich gemittelte* Isothermen $\bar{T}(x, y, 0) = \text{const.}$

Die CFD-Vorhersage und die OSRAMO II-Vorhersage der mittleren $\overline{\text{SEP}}(d, \text{JP-4})$ -Werte in Abhängigkeit vom Pooldurchmesser d sowie die Messwerte für unterschiedliche Brennstoffe sind in Abb. 7.12 dargestellt. Für Kerosin- und JP-4- sowie für ähnlich rußende Poolfeuer zeigt sich im Bereich von $0.1 \text{ m} \lesssim d \lesssim 100 \text{ m}$ eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Vorhersage und Messungen. Für die anderen Brennstoffe und insbesondere für LNG liegen derzeit teilweise noch größere Abweichungen zwischen Vorhersage und Messungen vor. Ein bedeutsames Ergebnis aus Abb. 7.12 ist, dass eine eindeutige *Abnahme* von $\overline{\text{SEP}}(d)$ mit *zunehmendem* d vorliegt. Für LNG ist eine Abnahme der $\overline{\text{SEP}}_{\text{exp}}(d)$ -Kurve wahrscheinlich für $d > 35 \text{ m}$ zu erwarten. Es ist zu beachten, dass die obigen Abweichungen insbesondere auch durch die Unsicherheit der Messwerte von $\overline{\text{SEP}}_{\text{act,exp}}$ bedingt sind, die von der schwierig vorhersagbaren Flammenoberfläche A_F abhängig ist [7.33]. Die Abhängigkeit $\overline{\text{SEP}}_{\text{exp}}$ (Brennstoff) kann noch nicht für alle der erwähnten Brennstoffe modelliert werden.

Es ist zu erwarten, dass zur Ermittlung von Quelltermen bei großen Feuern die CFD- Simulation eine stark zunehmende Bedeutung erlangen wird.

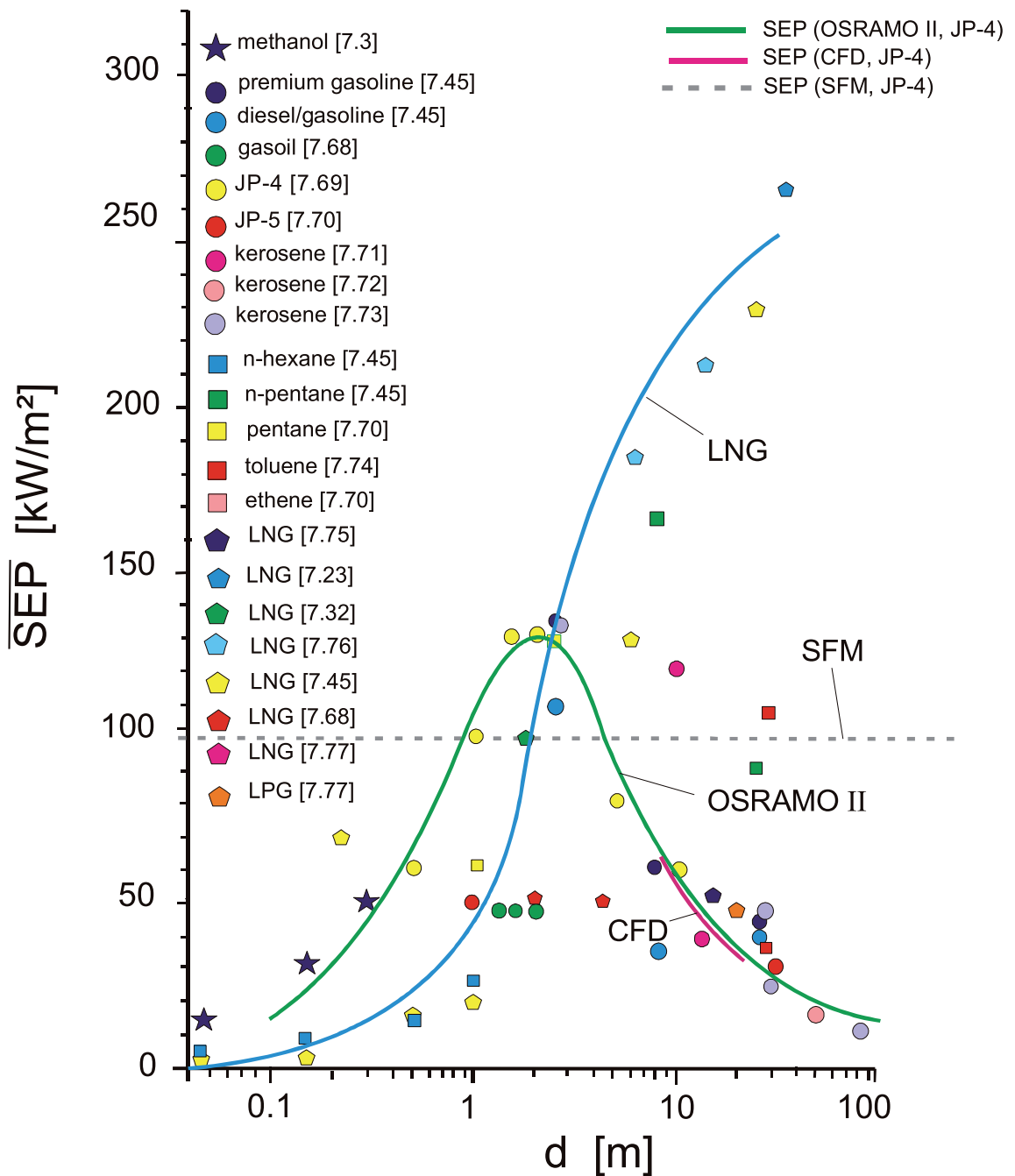


Abb.7.12: Validierung der CFD- und der OSRAMO II – Vorhersagen mit gemessenen mittleren \overline{SEP} (d , JP-4) - Werten in Abhängigkeit vom Pooldurchmesser d . Die Abhängigkeit \overline{SEP} (Brennstoff) kann noch nicht für alle erwähnten Brennstoffe modelliert werden.

7.4. Berechnung von Massen- und Wärmeströmen am Beispiel eines Benzin-Poolfeuers

Benzin-Poolfeuer ($d = 20$ m);

$$\bar{m}_f'' \approx 0.083 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s}); A_p = 314 \text{ m}^2$$

stöchiometrische Verbrennung;

$$\overline{\text{SEP}}^{\text{ma}} \approx 50 \text{ kW}/\text{m}^2; \bar{H}/d \approx 1.7;$$

keine Absorption von $\bar{Q}_{\text{ba,rad}}$

$$-\Delta h_c \approx 43700 \text{ kJ}/\text{kg};$$

zwischen Plume/Flamme und

$$\bar{q}_f'' \approx 3627 \text{ kW}/\text{m}^2$$

Brennstoffoberfläche;

$$\bar{\tau}_{fp} = 1$$

senkrechte Zylinderflamme

$$y_{\text{CO}_2} \approx 1800 \text{ mg}/\text{g}$$

$$y_{\text{CO}} \approx 23 \text{ mg}/\text{g}$$

- Berechnung des *Benzinmassenstroms* \bar{m}_f

$$\bar{m}_f = \bar{m}_f'' A_p \approx (0.083 \cdot 314) \text{ kg}/\text{s} \approx 26 \text{ kg}/\text{s}$$

- Berechnung der totalen *Wärmefreisetzungsrate (Brandleistung)* \bar{Q}_c

$$\bar{Q}_c = \bar{q}_f'' A_p = (3627 \cdot 314) \text{ kW} \approx 1.1 \text{ GW}$$

- Berechnung des *konvektiven Wärmestroms* \bar{Q}_{conv} nach (Gl. 7.15e)

$$\bar{Q}_{\text{conv}} = 0.7 \bar{Q}_c \approx 0.7(1.139 \cdot 10^3) \text{ MW} \approx 0.8 \text{ GW}$$

- Berechnung des *Wärmestroms* $\bar{Q}_{\text{top,rad}}$ an der *Flammenspitze* und des *Wärmerückstroms* $\bar{Q}_{\text{ba,rad}}$ jeweils infolge thermischer *Strahlung*

es gilt $\bar{A}_{\text{top}} = \bar{e} A_p$

für $\bar{e} = 1$

ist (s. Gl. (7.1d)): $\bar{Q}_{\text{top,rad}} = \bar{Q}_{\text{ba,rad}} \approx A_p \overline{\text{SEP}}^{\text{ma}} \approx (314 \cdot 50) \text{ kW} \approx 15.7 \text{ MW}$

- Berechnung des gesamten *Wärmestroms* \bar{Q}_{top} an der *Flammenspitze*

$$\bar{Q}_{\text{top}} = \bar{Q}_{\text{conv}} + \bar{Q}_{\text{top,rad}} \approx (800 + 15.7) \text{ MW} \approx 0.82 \text{ GW}$$

- Näherungsweise Berechnung der *Flammenoberfläche* \bar{A}_F

$$\bar{A}_F \approx \pi d \bar{H} + \pi d^2 / 4 = \pi d^2 \bar{H} / d + \pi d^2 / 4$$

$$\approx ((\pi \cdot 400 \cdot 1.7 \text{ m}^2) + 314) \text{ m}^2 \approx 2450 \text{ m}^2$$

- Berechnung des *Strahlungswärmestroms* $\bar{Q}_{\text{a,rad}}$ von der *Flammenoberfläche* an die *Umgebung*

$$\bar{Q}_{\text{a,rad}} = \overline{\text{SEP}}^{\text{ma}} (\bar{A}_F - \bar{A}_{\text{top}}) \approx 50(2450 - 314) \text{ kW} \approx 107 \text{ MW}$$

- *Bilanz* bezüglich der totalen Wärmefreisetzungsrate \bar{Q}_c

$$\bar{Q}_c \approx \bar{Q}_{\text{top}} + \bar{Q}_{\text{a,rad}} + \bar{Q}_{\text{ba,rad}} \approx (820 + 107 + 15.7) \text{ MW} \approx 1 \text{ GW.}$$

- *Berechnung der Produktmassenströme*

Massenstrom an CO_2

$$\dot{m}_{\text{CO}_2} = y_{\text{CO}_2} \dot{Q}_c / (-\Delta h_c) \approx 1.8 \cdot 1.1 \cdot 10^9 / 4.37 \cdot 10^7 \text{ kg/s} \\ \approx 45 \text{ kg/s}$$

Massenstrom an CO

$$\dot{m}_{\text{CO}} = y_{\text{CO}} \dot{Q}_c / (-\Delta h_c) \approx 2.3 \cdot 10^{-2} \cdot 1.1 \cdot 10^9 / 4.37 \cdot 10^7 \text{ kg/s} \\ \approx 0.6 \text{ kg/s}$$

7.5. Formelzeichen

A	[m ²]	(Querschnitts-)Fläche; A kann z.B. A _p oder A _L sein
A _{cl}	[m ²]	Oberfläche der klaren, nicht rußbedeckten Flamme
A _F	[m ²]	Flammenoberfläche
A _L	[m ²]	Querschnittsfläche, Brenstoffoberfläche bzw. Brandfläche der Lache
A _{LS}	[m ²]	Oberfläche der Leuchtenden Spots
A _p	[m ²]	Querschnittsfläche, Brenstoffoberfläche bzw. Brandfläche des Pools oder Tanks
A _{SA}	[m ²]	Oberfläche der schwarzen Rußflächen
A _{top}	[m ²]	Flammenquerschnittsfläche an der Flammenspitze (Zylinderflamme)
A _{SZ}	[m ²]	Oberfläche der Rußzonen (SZ)
A _{B,e}	[m ²]	stationäre (Gleichgewichts-)Poolfläche; $A_{B,e} = \pi d_{B,e}^2 / 4$
a _{hs}	[-]	Flächenanteil der hot spots
a _{sp}	[-]	Flächenanteil der Rußballen
a _{SA}	[-]	gemessener Flächenanteil der Rußflächen, verteilt über die gesamte Flamme
a _{LS}		Flächenanteil der leuchtenden (nicht rußbedeckten) spots (LS), verteilt über die gesamte Flamme
a _{SZ}	[-]	Flächenanteil der Rußzone
a ₂	[s]	Konstante; a ₂ = 0.15 s
a ₃	[-]	empirischer Exponent, a ₃ = 3 für LNG-Poolfeuer (d = 35 m) [7.23]
b _i	[-]	dimensionsloser Längenparameter des Strukturelements i definiert in Gl. (7.20e); $b_i \equiv l_i/d$
b _{bl}	[-]	Korrekturfaktor bezüglich L _b [7.1, 7.60]
B _{conv}	[-]	konvektive Spaldingsche Massentransferzahl
c _{p,i}	[J/(kg K)]	spezifische Wärmekapazität des Brennstoffs (z.B. Flüssigkeit) i = f
c _{p,pl}	[J/(kg K)]	spezifische Wärmekapazität des gesamten Flammengasgemisches im Bereich der Plumezone
c _s	[kg/m ³]	Massenkonzentration von Rußpartikeln in der Flamme
C/H	[-]	Kohlenstoff zu Wasserstoff-Atomverhältnis in KW-Brennstoffen
d	[m]	Durchmesser eines Lachen-, Pool- oder Tankfeuers; Lachen-, Pool- oder Tankdurchmesser
d'	[m]	Durchmesser bei dem $\dot{m}''_{f,max}$ erreicht wird
d _{opt}	[m]	(optische) Eindringtiefe bzw. mittlere Reichweite der Strahlung, Beispiel: für LNG-Poolfeuer (d = 13 m) resultiert d _{opt} = 1/k ≈ 13.81 m [7.6], d.h. ein Extinktionskoeffizient von k = 0.0724 1/m

d_w	[m]	infolge des Flammendrags maximaler (vergrößerter) Pool-durchmesser in Windrichtung
E	[kW/m ²]	Bestrahlungsstärke in einem bestimmten Abstand Δy vom Rand eines Lachen-, Pool- oder Tankfeuers
E_{PSM}	[W/m ²]	Bestrahlungsstärke bezüglich des Punktquellen-Strahlungsmodells
f_1	[-]	Faktor, definiert als Flächenanteil der nicht rußbedeckten Flamme
f_v	[-]	Rußvolumenanteil; f_v (Isooctan) = $0.62 \cdot 10^{-6}$ [7.65]
f_{rad}	[-]	Strahlungsanteil („Abstrahlungsfaktor“) der Flamme
g	[m/s ²]	Erdbeschleunigung
$g(SEP)$	[m ² /kW]	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF) bezüglich SEP
h	[m]	Höhe des kreiszylinderförmigen Tanks mit dem Durchmesser d
$-\Delta h_{c,i}$	[kJ/kg]	spezifische Verbrennungsenthalpie (unterer Heizwert) der Komponente i
$\Delta h_{v,i}$	[kJ/kg]	spezifische Verdampfungsenthalpie bei $T_{f,b}$ der Komponente i
H	[m]	<i>sichtbare</i> Flammenlänge, d.h. Länge (Höhe) der sichtbaren Flamme; s. Abb. 7.2
H_{Ab}	[m]	Flammenabsenkung (Eindringtiefe), d.h. maximale, vertikale Entfernung der Flamme vom oberen Tankrand in Richtung Brennstoffoberfläche
H_L	[m]	sichtbare Flammenlänge einer Lache
H_{cl}	[m]	Länge (Höhe) der (weitgehend) nicht mit schwarzen Ruß bedeckten Verbrennungszone (clear burning zone), Basiszone
H_{pl}	[m]	Länge (Höhe) der Plumezone bzw. der Intermittenzzone
H_{pul}	[m]	Länge (Höhe) der Pulsationszone
k	[1/m]	Extinktionskoeffizient der Flamme oder reziproker Weg; oft gilt: $k \approx \hat{\alpha}_{eff}$
k_1	[1/m]	Abschwächungsfaktor bezüglich des Strahlungsanteils $f_{rad}(d)$
k_s	[m ² /kg]	spezifische Rußextinktionsfläche
kL_b	[-]	optische Dicke bzw. optische Tiefe einer Flamme; s. auch Bemerkung (d) zu Gl.(7.10a)
l_i	[m]	charakteristische Länge des fluiddynamischen Strukturelements i
l	[m]	<i>Länge</i> einer Rinne, eines Schlitzes oder eines Kanals
L_b	[m]	mittlere Strahllänge bzw. Weglänge [7.1] für zylindrische Feuer: $\bar{L}_b = 0.63 d$ [7.6] bzw. $\bar{L}_b = 0.73 d$ [7.1,7.60]
\dot{m}_{pl}	[kg/s]	gesamter Massenstrom im Bereich der Plumezone; $\dot{m}_{pl} = \dot{m}_{ent} + \dot{m}_p$
\dot{m}_{ent}	[kg/s]	Massenstrom infolge Luftentrainment
\dot{m}_p	[kg/s]	Massenstrom (Bildungsrate) der Brandprodukte (P); Berechnung s. Kap. 8

\dot{m}_f	[kg/s]	Brennstoff-Massenstrom
$\dot{m}_{f,w}''$	[kg (s m ²)]	Brennstoff-Massenabbrandrate (Brennstoff-Massenverdampfungsrate) mit Windeinfluss
\dot{m}_f''	[kg (s m ²)]	Brennstoff-Massenabbrandrate (Brennstoff-Massenverdampfungsrate) ohne Windeinfluss
$\dot{m}_{f,max}''$	[kg (s m ²)]	maximale Brennstoff-Massenabbrandrate (Brennstoff-Massenverdampfungsrate) ohne Windeinfluss
\tilde{M}_{KW}	[kg / kmol]	molare Masse eines KW-Brennstoffs
$p(x / H)$	[-]	Wahrscheinlichkeit dafür, dass zu irgendeinem Zeitpunkt das Innere des Feuers ohne Rußbedeckung in der Höhe x auftritt bzw. dafür, dass ein maximales SEP vorliegt; $0 \leq p \leq 1$
p_g	[Pa]	Partialdruck des strahlenden Flammengases
\dot{q}_f''	[kW/m ²]	Wärmefreisetzungsrate pro Poolfläche; $\dot{q}_f'' = \dot{m}_{f,max}'' (-\Delta h_c)$
Q^*	[-]	<i>Froude</i> -Zahl ähnliche charakteristische (Flammen- bzw. Verbrennungs-) Zahl bzw. dimensionsloser Wärmestrom
$\dot{Q}_{a,rad}$	[kW]	Wärmestrom infolge thermischer Strahlung von der Flamme in die Umgebung
$\dot{Q}_{ba,rad}$	[kW]	Wärmerückstrom infolge thermischer Strahlung von der Poolflamme zur Brennstoffoberfläche; $\dot{Q}_{ba,rad} = \varphi_{F,f} (1 - e^{-k\beta d}) A \sigma (T_F^4 - T_{f,b}^4)$
$\dot{Q}_{ba,\alpha}$	[kW]	Wärmerückstrom infolge Wärmeübergang von der Flamme zur Brennstoffoberfläche; $\dot{Q}_{ba,\alpha} = \alpha A_P (T - T_{f,b})$
$\dot{Q}_{ba,\lambda}$	[kW]	Wärmerückstrom infolge Wärmeleitung zwischen Poolrand und flüssigem Brennstoff; $\dot{Q}_{ba,\lambda} = \lambda \pi d (T - T_{f,b})$
$\dot{Q}_{ba,tot}$	[kW]	totaler Wärmerückstrom in Richtung Brennstoffoberfläche nach Gl.(7.2)
$\dot{Q}_{\lambda,f}$	[kW]	Wärmeleitungsstrom in der brennbaren Flüssigkeit
\dot{Q}_c	[kW]	totale Wärmefreisetzungsrate (Brandleistung) des Feuers bzw. totaler Wärmestrom infolge der spezifischen Verbrennungsenthalpie ($-\Delta h_{c,i}$); $\dot{Q}_c \equiv \dot{q}_f'' A_P$ wenn ein Verbrennungswirkungsgrad von 1 angenommen wird
\dot{Q}_a	[kW]	totaler Wärmestrom von der Flamme in die Umgebung: infolge thermischer <i>Strahlung</i> ($\dot{Q}_{a,rad}$), <i>Wärmeübergang</i> ($\dot{Q}_{a,\alpha}$) und <i>Wärmeleitung</i> ($\dot{Q}_{a,\lambda}$); $\dot{Q}_a = (A_F - A_{top}) SEP^{ma} + \dot{Q}_{a,\alpha} + \dot{Q}_{a,\lambda}$
\dot{Q}_{conv}	[kW]	konvektiver Wärmestrom infolge Auftrieb und Luftentrainment in der Plumezone; s. auch Gln. (7.15d,e)
$\dot{Q}_{f,ges}$	[kW]	gesamter, erforderlicher Wärmestrom zur <i>Verdampfung</i> (\dot{Q}_v), <i>Erwärmung</i> ($\dot{Q}_{\Delta T}$) des Brennstoffs inklusive Wärmeleitung ($\dot{Q}_{\lambda,f}$) innerhalb des flüssigen Brennstoffs
\dot{Q}_{top}	[kW]	maximaler gesamter Wärmestrom an der Flammenspitze infolge von Konvektion (\dot{Q}_{conv}) und thermischer Strahlung ($\dot{Q}_{top,rad} = A_{top} SEP^{ma}$), nach Gl. (7.1c)

\dot{Q}_{sen}	[kW]	Wärmestrom für die Enthalpiezunahme der Flammengase von T_{bp} auf Flammentemperatur T ; eine Berechnungsformel für \dot{Q}_{sen} ist in [7.7] angegeben, i.A. ist \dot{Q}_{sen} vernachlässigbar.
\dot{Q}_{v}	[kW]	Wärmestrom zur Verdampfung der brennbaren Flüssigkeit; $\dot{Q}_{\text{v}} = \dot{m}_f'' A_P \Delta h_v$
$\dot{Q}_{\Delta T}$	[kW]	Wärmestrom zur Erwärmung der brennbaren Flüssigkeit (f) von T_a auf Siedetemperatur $T_{f,\text{bp}}$; $\dot{Q}_{\Delta T} = \dot{m}_f'' A_P c_{p,f} (T_{f,\text{bp}} - T_{f,a})$
\dot{Q}_{verl}	[kW]	<i>Verlust</i> -Wärmestrom infolge der Absorption des Wärmerückstroms $\dot{Q}_{\text{ba,rad}}$ durch den aufsteigenden Dampf (Brennstoffballen in Abb. 7.2) der brennbaren Flüssigkeit
r_{pl}		Radius der Plumezone; $r_{\text{pl}}(x) = \frac{6}{5} \alpha_{\text{ent}} x$
SEP	[kW/m ²]	Surface Emissive Power bzw. spezifische Ausstrahlung der Flamme
SEP _{cl}	[kW/m ²]	SEP im Bereich der am stärksten strahlenden klaren Verbrennungszone der Höhe H_{cl} , d.h. in der Nähe der Flammenbasis (s. Abb. 7.2)
SEP _s	[kW/m ²]	SEP einer Smoke- bzw. Rußzone
SEP _{max}	[kW/m ²]	maximale SEP bei der Temperatur T_{cl} im Bereich der Flammenbasis bzw. innerhalb der Höhe H_{cl}
SEP ^{ma}	[kW/m ²]	<i>maximale</i> SEP einer klaren Flamme bzw. von leuchtenden spots, d.h. jeweils <i>ohne</i> Bedeckung mit schwarzem Ruß
SEP _{act}	[kW/m ²]	<i>aktuelle</i> SEP mit Berücksichtigung einer teilweisen Bedeckung der Flamme mit schwarzem Ruß
t_{ch}	[-]	charakteristische Zeit
t_{max}	[s]	Zeit bis zum Erreichen des maximalen Durchmessers d_{max}
t_s	[s]	Freisetzungsdauer, Dauer der Verschüttung
T	[K]	Flammen- bzw. Strahlungstemperatur; Emissionstemperatur an der Flammenoberfläche
T_{cl}	[K]	Emissionstemperatur an der Oberfläche der klaren Verbrennungszone im Bereich der Höhe H_{cl}
T_{fp}	[K]	Emissionstemperatur der Brennstoffballen
T_{hs}	[K]	Emissionstemperatur der hot spots
T_{max}	[K]	maximale Emissionstemperatur (peak temperature) an der Oberfläche der klaren Verbrennungszone [7.5]
T_{sp}	[K]	Emissionstemperatur der Rußballen
T_{top}	[K]	Flammen- bzw. Emissionstemperatur an der Flammenspitze
u_{ax}	[m/s]	axiale Strömungsgeschwindigkeit des gesamten Flammengasgemisches (inklusive Luftentrainment) im Bereich der Plumezone
u_{ch}	[m/s]	charakteristische Geschwindigkeit (s. Gl. (7.12c))
u_f	[m/s]	Strömungsgeschwindigkeit des aufsteigenden Brennstoffdampfes

u_F	[m/s]	Geschwindigkeit der Flammenfront (Flammengeschwindigkeit bzw. Flammenausbreitungsgeschwindigkeit)
u_w^*	[-]	dimensionslose (skalierte) Windgeschwindigkeit (s. Gl. (7.12b))
u_w	[m/s]	Windgeschwindigkeit
$u_w^*(10)$	[-]	dimensionslose Windgeschwindigkeit in $x = 10$ m Höhe
$u_w(10)$	[m/s]	Windgeschwindigkeit in $x = 10$ m Höhe
\dot{V}_{rf}	[m ³ /s]	Verschüttungsrate, Leckagerate oder Ausströmvolumenstrom des Brennstoffs (Flüssigkeit) bei der Bildung einer Lache (L)
v_a	[m/s]	Abbrandgeschwindigkeit des Brennstoffs (Flüssigkeit)
$v_{a,max}$	[m/s]	maximale Abbrandgeschwindigkeit für einen Pool mit $d \rightarrow \infty$
V_F	[m ³]	Volumen der Flamme
V_{rf}	[m ³]	insgesamt freigesetztes Flüssigkeitsvolumen
w	[m]	<i>Breite</i> einer Rinne, eines Schlitzes oder eines Kanals
w_1	[m]	maximal (vergrößerte) Breite w in Windrichtung
$x[m], y[m], z[m]$		kartesische Koordinaten; x : in (axialer) Strömungsrichtung
x_o	[m]	Höhe des virtuellen Ursprungs der Feuer-Plumezone; $0.16 \text{ m} \lesssim x_o \lesssim 2.4 \text{ m}$
\tilde{y}_i, \tilde{x}_i	[-]	Stoffmengenanteile der Komponente i in Dampfphase, Flüssigkeitsphase
y_p	[-]	Ausbeute eines Reaktionsproduktes in Masse Brandprodukt (P) bezogen auf die umgesetzte Masse Brandgut, s. Kap. 8
α	[W/(m ² K)]	Wärmeübergangskoeffizient
α_{ent}	[-]	Entrainmentkoeffizient; $\alpha_{ent} \approx 0.1$
α_E	[-]	Absorptionsgrad des Empfängerflächenelements
$\alpha_{H_2O} [-], \alpha_{CO_2} [-]$		Absorptionsgrade von Wasserdampf, Kohlenstoffdioxid zwischen Flamme und bestrahltem Objekt
β	[-]	brennstoffabhängiger Korrektor (s. Tab. 7.1) der mittleren Strahllänge bzw. Weglänge L_b des Feuers, s. auch Bemerkungen (zu Gl. (7.10a))
β_E	[°]	Orientierungswinkel zwischen der Normalen der <i>Flammenoberfläche</i> und der Verbindungslinie der Flächenelemente dA_F, dA_E
β_F	[°]	Orientierungswinkel zwischen der Normalen der <i>Empfängeroberfläche</i> und der Verbindungslinie
γ	[-]	ein (kleiner) Anteil (Bruchteil) der Dicke δ_F der Flammenzone
ε_F	[-]	effektiver Emissionsgrad der <i>grauen</i> Flamme, (also unabhängig von λ), gesehen von Umgebung
$\varepsilon_{F,f}$	[-]	effektiver Emissionsgrad zwischen Flamme (F) und Brennstoffoberfläche (f), d.h. gesehen vom absorbierenden Brennstoffreservoir

ε_i	[-]	Emissionsgrad (gesehen von Umgebung) des Strukturelements i
θ	[°]	Flammenneigung
$\hat{\alpha}_{eff,i}$	[1/m]	modifizierter, effektiver Absorptionskoeffizient des Strukturelements i; $\hat{\alpha}_{eff,i} \equiv b_i \alpha_{eff,i}$
α_i	[1/m]	Absorptionskoeffizient des Strukturelements i
α_1	[1/m]	skalierter (Grau-Gas-)Absorptionskoeffizient; $\alpha_1 = k \delta_F / x$
λ_i	[W/(m K)]	Wärmeleitfähigkeit des Stoffes i bzw. Fluids i ; $\lambda_i \equiv \lambda$
λ	[nm]	Wellenlänge
ν	[m ² /s]	kinematische Viskosität des Fluids
ν_P	[-]	stöchiometrischer Koeffizient der Reaktionskomponente P
σ	[W/(m ² K ⁴)]	Stefan-Boltzmann-Konstante; $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W/(m}^2\text{K}^4\text{)}$
ρ_a	[kg/m ³]	Dichte der umgebenden Luft
ρ_{pl}	[kg/m ³]	Dichte in der Plumezone
ρ_v	[kg/m ³]	Dichte des Dampfes der brennbaren Flüssigkeit
τ_{at}	[-]	atmosphärischer Transmissionsgrad zwischen Flamme und benachbartem Objekt; $\tau_{at} = 1 - \alpha_{\text{H}_2\text{O}} - \alpha_{\text{CO}_2}$
τ_{fp}	[-]	Durchlassgrad der Brennstoffballen, die sich über der Flüssigkeitsoberfläche befinden (s. Abb 7.2)
τ_i	[-]	Durchlass- bzw. Transmissionsgrad des Strukturelements i; Opazität (Maß für die Lichtundurchlässigkeit bzw. Undurchsichtigkeit) ist definiert als $O_i \equiv 1 / \tau_i$
τ_s	[-]	Durchlassgrad der Smoke- bzw. Rußzone; $\tau_s = e^{-kL_B}$
$\varphi_{E,F,h}$	[-]	Einstrahlzahl für ein <i>horizontales</i> Empfängerflächenelement ΔA_E
$\varphi_{E,F,v}$	[-]	Einstrahlzahl für ein <i>vertikales</i> Empfängerflächenelement ΔA_E
$\varphi_{E,F,max}$	[-]	maximale Einstrahlzahl am Ort des Empfängerflächenelements ΔA_E
φ_N	[-]	Einstrahlzahl im Nahfeld N des Poolfeuers (beim <i>Punktquellen-</i> Strahlungsmodell)

dimensionslose Kennzahlen

$Fr_w \equiv \frac{u_w}{\sqrt{gd}}$	[-]	(Wind-) <i>Froude</i> -Zahl
$Fr_i \equiv \frac{u_w / 2}{\sqrt{gw}}$	[-]	modifizierte (Wind-) <i>Froude</i> -Zahl
$Fr_f \equiv \frac{\dot{m}'_f}{\rho_a \sqrt{gd}}$	[-]	Verbrennungs- bzw. Brennstoff-Froude -Zahl bzw. dimensionslose Massenabbrandrate
$Re_w \equiv \frac{u_w d}{\nu_a}$	[-]	(Wind-) <i>Reynolds</i> -Zahl

Indices

a	Umgebung
act	aktuell, d.h. mit Berücksichtigung einer teilweisen Bedeckung der Flamme mit <i>schwarzem Ruß</i>
ax	axial
bp	Siedezustand
ba	Rückstrom von Flamme zur Brennstoffoberfläche
B	Schwarzer Körper
c	Verbrennung (combustion)
ch	charakteristisch
cl	klare Verbrennungszone (clear burning zone), s. Abb. 7.2
e	stationär bzw. im Gleichgewicht
eff	effektiv
ent	Entrainment (Einmischung, Mitreißung) von Umgebungsluft
exp	experimentell
E	Empfängerflächenelement
f	Brennstoff (fuel) oder brennbare Flüssigkeit
fp	Strukturelement Brennstoffballen (fuel parcel)
F	Flamme
h	horizontal
hs	Strukturelement hot spot
i	Stoffkomponente (Spezies); fluiddynamisches Strukturelement (i = re, oder hs, oder sp, oder fp)
j	Modelle SFM, MSFM, Strahlungsmodell nach <i>Mudan</i> (s. Gl. (7.26)), OSRAMO II, OSRAMO III
KW	Kohlenwasserstoffe
L	Lache
LS	Leuchtende S pots
LZ	(Gelb) leuchtende, heiße (Verbrennungs) Zone
ma	maximal, d.h. ohne Bedeckung mit schwarzem Ruß
max	Maximum bzw. maximaler Wert einer Größe
pl	Plumezone
pul	Pulsationszone
P	Pool; Brandprodukt (im Zusammenhang mit Massenstrom \dot{m}_p an Brandprodukten)
rad	thermische Strahlung
re	Strukturelement Reaktions- bzw. Flammenzone
rf	freigesetzte (verschüttete) Flüssigkeit (bzw. Brennstoff)
s	schwarze Rußschicht bzw. -zone (smoke)
sp	Strukturelement schwarze Rußballen (smoke parcel)
SA	schwarze Rußflächen
SZ	schwarze Rußzone (Soot Zone)
top	Flammenspitze

tot	gesamt
v	Verdampfung bzw. Brennstoffdampf; vertikal (in Gl. (7.27c))
w	Wind

sonstige Zeichen und Abkürzungen

< >	1. Moment von g(SEP)
($\bar{\quad}$)	zeitlicher Mittelwert
($\hat{\quad}$)	modifizierte Größe
($\tilde{\quad}$)	molare Größe
(II)	berechnet mit OSRAMO II
(II)	auf die Flächeneinheit bezogene Größe
(III)	berechnet mit OSRAMO III
B	Überschuss-Komponente der chemischen Reaktion $A + B \rightarrow \nu_p P$
C/H	Kohlenstoff/Wasserstoff-Verhältnis
f	Brennstoff (fuel)
KW	Kohlenwasserstoffe
MSFM	Modifiziertes SFM (<i>Modified Solid Flame Model</i>)
OSRAMO	Organisiertes Strukturen-Strahlungsmodell (<i>Organized Structure Radiation Model</i>)
SFM	Konventionelles Zylinderflammen-Strahlungsmodell (<i>Solid Flame Model</i>)
UDMH	unsymmetrisches Dimethyl-Hydrazon

7.6. Literatur

- [7.1] M. S. Mannan, Lees' Loss Prevention in the Process Industries, Vol. 1-3, Elsevier Butterworth-Heinemann, Oxford, 3. Aufl. (2005)
- [7.2] Methods for the calculation of physical effects („Yellow Book“), CPR 14E (Part 2, chap. 6: Heat flux from fires, 6.1 - 6.130), 3. Aufl. (1997)
Methods für calculation of the physical effects („Yellow Book“), Netherlands organisation for applied scientific research (TNO), (1980)
- [7.3] Ch. Balluff, W. Brötz, D. Göck, N Schieß, A. Schönbacher, Chem.-Ing.-Tech. 57 (1985) 823
- [7.4] A. Schönbacher, in: S. Hartwig (Hrsg.): Schwere Gase und Sicherheitsanalyse IX , Battelle-Eigenverlag, Frankfurt am Main, (1992)
- [7.5] J.A. Fay, J. Hazard. Mater. B 136 (2006) 219
- [7.6] P.K. Raj, J. Hazard. Mater. 140 (2007) 280
- [7.7] R. Fiala, D. Göck, X. Zhang, A. Schönbacher, Chem.-Ing.-Tech. 63 (1991) 760 – 761, vollständiges Manuskript als MS 1966/91, 1 - 78
- [7.8] K.S. Mudan, Prog. Energy Combust. Sci. 10 (1984) 59; K.S. Mudan, P.A. Croce, in: P.J. DiNenno et al. (Eds.), SFPE Handbook of Protection Engineering. National Fire Protection Association, Quincy, MA, Section 3, chap. 11, 3-197 bis 3-240, 2. Aufl. (1995)
- [7.9] C.L. Beyler, in: P.J. DiNenno et al. (Eds.), SFPE Handbook of Fire Protection Engineering. National Fire Protection Association, Quincy, MA, Section 3, chap. 11, 3-268 bis 3-314, 3. Aufl. (2002)
- [7.10] P.K. Raj, J. Hazard. Mater. 5 (1981) 111
- [7.11] H.C. Hottel, Fire Res. Abstr. Rev. 1 (1959) 41
- [7.12] D.S. Burgess, M.G. Zabetakis, Fire and Explosion Hazards Associated with LNG, US Bureau of Mines Report 6099 (1962)
- [7.13] H.G. Werthenbach, VDI - Z. 115 (1973) 383
- [7.14] H.G. Werthenbach, Z. Forschung Technik Brandschutz 25 (1976) 57
- [7.15] M. Hertzberg, Combust. Flame 21 (1973) 195
- [7.16] V.I. Blinov, G.N. Khudiakov, Academiai Nauk, SSSR Doklady (1957), 1094
- [7.17] D.S. Burgess, A. Strasser, J. Grumer, Fire Res. Abstr. Rev. 3 (1961) 177
- [7.18] J. Grumer, A. Strasser, T.A. Kubala, D.S. Burgess, Fire Res. Abstr. Rev. 3 (1961) 159
- [7.19] K.B. Mc Grattan, H.R. Baum, A. Hamins; NISTIR 6546, Fire Safety Engineering Division Building and Fire Research Laboratory, U.S. Department of Commerce (2000)
- [7.20] A. Luketa - Hanlin, J. Hazard. Mater. A 132 (2006) 119
- [7.21] U.S.CG China Lake Tests, in [7.20], p. 129
- [7.22] Maplin Sands, in [7.20], p. 129
- [7.23] Montoir, in [7.20], p. 129
- [7.24] V. Babrauskas, Fire Technol. 19 (1983) 251
- [7.25] H. Koseki, Y. Iwata, Fire Technol. 36 (2000) 24
- [7.26] M. Muñoz, J. Arnaldos, J. Casal, E. Planas, Combust. Flame 139 (2004) 263
- [7.27] G. Heskestad, Fire Saf. J. 5 (1983) 103
- [7.28] P.H. Thomas, 9 th Symp. on Combust. (1963) 844

- [7.29] J. Moorhouse, M.J. Pritchard, *Int. Chem. E. Symp. Ser.* 71 (1982) 165
- [7.30] G. Mangialavori, F. Rubino, in: *7th Int. Symp. on loss Prevention and Safety Promotion in Process Industries* (1992), vol. 2, 83 - 1
- [7.31] M.J. Pritchard, T.M. Binding, in: *Symp. on Mayor Hazards Onshore and Offshore* (1992) 491
- [7.32] American Gas Association (1973). *LNG Information Book*, Arlington, VA: Nat. Tech. Inf. Service
- [7.33] P.K. Raj, *Process Safety Progress* 24 (2005) 192
- [7.34] P.J. Rew, W.G. Hulbert, *Development of Pool-Fire Thermal Radiation Model*, HSE Contract Research Report No. 96 / 1996, ISBN 0717610845; P.J. Rew, W.G. Hulbert, D.M. Deaves; *Trans. Int. Chem. Eng.* 75 (1997), Part B, 81
- [7.35] G. Heskestad, in: P.J. DiNenno et al. (Eds.), *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*. National Fire Protection Association, Quincy, MA, Section 2, chap. 1, 2-1 bis 2-17, 3. Aufl. (2002)
- [7.36] P.G. Seeger, *Z. VFDB* 20 (1971) 74
- [7.37] F. Henning, H. Moser, *Temperaturmessung*, Springer-Verlag, Berlin, 1977
- [7.38] L.T. Cowley, A.D. Johnson (1991), in [7.2]
- [7.39] R. Fiala, D. Göck, X. Zhang, A. Schönbacher, *TÜ 33* (1992) 137 (Teil 1)
- [7.40] K.-D. Paul, A. Schönbacher, *Praxis der Sicherheitstechnik* 7, 175, DECHEMA, Frankfurt, (2006)
- [7.41] A. Schönbacher, *Modelle der thermischen Strahlung großer Feuer – Bedeutung für Industriestandorte*, ProcessNet, Jahrestagung 2007, Aachen
- [7.42] A. Schönbacher, *Ereignis in Buncefield, Hemel Hempstead, UK*. 59. Sitzung des DECHEMA / GVC – Gemeinschaftsausschuss "Sicherheitstechnik in Chemieanlagen", Frankfurt, 12.10.2006
- [7.43] I. Vela, H. Chun, K.B. Mishra, M. Gawlowski, P. Sudhoff, M. Rudolph, K.-D. Wehrstedt, A. Schönbacher, *Vorhersage der thermischen Strahlung großer Kohlenwasserstoff- und Peroxidfeuer mit CFD-Simulation*, *Forsch. Ingenieurwes.* 73 (2009) 87-97
- [7.44] C.L. Tien, K.Y. Lee, A.J. Stretton, in: P.J. DiNenno et al. (Eds.), *SFPE Handbook of Fire Protection Engineering*. National Fire Protection Association, Quincy, MA, Section 2, chap. 4, 1-73 bis 1-89, 3. Aufl. (2002)
- [7.45] R. Fiala, D. Göck, X. Zhang, A. Schönbacher, *TÜ 33* (1992) 219 (Teil 2)
- [7.46] P.G. Seeger, *GWF, Gas Erdgas* 120 (1979) 25
- [7.47] N.A. Eisenberg, C.J. Lynch, R.J. Breeding, *Vulnerability model. A simulation system for assessing damage resulting from marine spills*. Nat. Tech. Inf. Service, AD-A 015-245 Springfield, VA. (USA), (1975)
- [7.48] D.D. Cline, L.N. Koenig, *Fire Techn. Poolfire* (1983) 149
- [7.49] W.P. Crocker, D.H. Napier, *Hazards IX* (1986) 159
- [7.50] E. Lois, J. Swithenbank, *17 th Symp. on Combustion* (1979) 1087
- [7.51] R. Lautkaski, *J. Loss Prev. Process Ind.* 5 (1992) 175
- [7.52] J.R. Welker, *The effect of wind on uncontrolled buoyant diffusion flames from burning liquid*. Ph. D. Thesis, University of Oklahoma, (1965)
- [7.53] K.S. Mudan, P.A. Croce, *ASME Winter Annual Meeting*, New Orleans, LA (1984)
- [7.54] V. Babrauskas, in: A.E. Cote, J.M. Linville (Eds.): *Fire Protection Handbook* (1986) 21
- [7.55] A.R. Hall, *Oxidation Combust. Revs* 6 (1973) 169
- [7.56] K.S. Mudan, *Encyclopaedia of Environmental Control Technology*, chap. 14 (1989)
- [7.57] W. Brötz, A. Schönbacher, *Chem.-Ing.-Tech.* 50 (1978) 573

- [7.58] M. Kobori, T. Handa, T. Yumoto, J. Fire Flammability 12 (1981) 157
- [7.59] E.E. Zukoski, B.M. Cetegen, T.Kubota, 20th Symp. on Combustion (1985) 361
- [7.60] R. Siegel, J.R. Howell: Thermal Radiation Heat Transfer, Hemisphere, N.Y., 1991
- [7.61] S.E. Petty, Fire Safety J. 5 (1983) 123
- [7.62] American Petroleum Institute, Report API 521; Guide for pressure relief and depressuring systems, (1969)
- [7.63] M. Hailwood, M. Gawlowski, B. Schalau, A. Schönbacher, Conclusions drawn from the Buncefield and Naples incidents regarding the utilisation of consequence models, Chem. Eng. Technol. 32 (2009) 207
- [7.64] N. Liu, Q. Liu, J.S. Lozano, L.Zhang, J. Zhu, Z. Deng, K. Satoh, 32nd Int. Symp. on Combust., August 3-8, 2008, McGill University, Montreal, Canada
- [7.65] P.J. Pagni, S. Bard: 17th Symp. (Int.) on Combust. 1017, The Combustion Institute, Pittsburgh (1979)
- [7.66] M. Muñoz, E. Planas, F. Ferrero, J. Casal, J. Hazard. Mater. 144 (2007) 725
- [7.67] H. Chun, K.-D. Wehrstedt, I. Vela, A. Schönbacher, J. Hazard. Mater. 167 (2009), 105 [7.68] P. G. Seeger, AGF-Forschungsbericht 22 (1974)
- [7.69] B. Hägglund, L.E. Persson, FOA Rapport (1976) C20126-D6 (A3)
- [7.70] Modak, A., Tech. Rep. Nr. 0A0E6 (1978), BU-1, Factory Mutual Research Corp., Norwood
- [7.71] R.W.G. Hoftijzer, TNO-Ber. 9092 (1980), Chap. 6, 1-37
- [7.72] Society of Fire Protection Engineers, Bethesda, Maryland. Engineering Guide for Assessing Flame Radiation to External Targets from Pool Fires, June (1999)
- [7.73] Report on Burning of Petroleum Fires (1982), Japan Institute for Safety Engineering
- [7.74] I. Tiezzi, A. Irace, G. Amato, Fire Int. 69 (1980) 60
- [7.75] W. G. May, W. McQueen, Combust. Sci. Technol. 7 (1973) 51
- [7.76] J. Moorhouse, M. J. Pritchard, Int. Chem. Eng. Symp. Ser. 71 (1982) 397
- [7.77] G. A. Mizner, J. A. Eyre, Int. Chem. Eng. Symp. Ser. 71 (1982) 147
- [7.78] D. S. Burgess, M. Hertzberg (Chap. 27, p.413 ff.) in: Heat Transfer in Flames (N. H. Afgan, J. M. Beer, Eds.) J. Wiley, London, 1974
- [7.79] A. Schönbacher, Wärmetransport durch Strahlung Kap. 4.6, S. 182 ff., in: Thermische Verfahrenstechnik, Springer Verlag, Berlin, 2002
- [7.80] A. Schönbacher, S. Schälke, I. Vela, K.-D. Wehrstedt, in J. Schmidt ed., CFD simulation of large hydrocarbon and peroxide pool fires, Process and plant safety – Applying computational fluid dynamics, Wiley-VCH Verlag, Weinheim, 2012

8

Quellterme bei Feststoffbränden

In Kapitel 8 werden die bei der Verbrennung von Feststoffen auftretenden Quellterme bezüglich der Freisetzung von Stoffen und Energie behandelt. Es werden Hinweise zur Abschätzung der Freisetzungsrates von Brandprodukten gegeben und Besonderheiten von Bränden in umschlossenen Strukturen (z.B. in Gebäuden) angesprochen.

8.1. Verbrennungsformen und zeitlicher Ablauf bei Feststoffbränden

Feststoffbrände sind im Vergleich zu Gas- und Flüssigkeitsbränden durch eine größere Zahl möglicher Verbrennungsformen und durch eine erheblich langsamere Ausbreitung des Verbrennungsprozesses auf das offene Brandgut geprägt.

8.1.1. Verbrennungsformen

Als wesentliche Verbrennungsformen bei Feststoffbränden zu nennen sind

- offene Brände (Flammenbrände), englisch „flaming combustion“,
- Schwel- und Glimmbrände, engl. „smouldering combustion“, und
- Glutbrände, engl. „glowing combustion“.

Offene Feststoffbrände (Flammenbrände) sind vom Erscheinungsbild her den offenen Gas- und Flüssigkeitsbränden vergleichbar; in diesem Fall erfolgt in der Flammenzone die Verbrennung von Gasen und Dämpfen, die aus dem aufgeheizten und thermisch zersetzten Feststoff entweichen. Nur wenige Feststoffe wie z.B. Polymethylmethacrylat (PMMA) verbrennen auf nahezu gleiche Weise wie (verdampfende) Flüssigkeiten, indem die Wärmeübertragung aus der Flamme an die Feststoffoberfläche zur Spaltung der Polymerkette und somit zur Freisetzung vorwiegend des Monomerdampfes führt. Bei den meisten offen brennenden Feststoffen tritt hingegen zunächst eine erhebliche thermische Zersetzung des Feststoffs auf, so dass es sich bei dem gasförmigen Brennstoff, der in die Flammenzone eintritt, bereits um ein komplexes Stoffgemisch handelt [8.1].

Die Situation bei der Verbrennung von Holz ist schematisch in Abbildung 1 dargestellt.

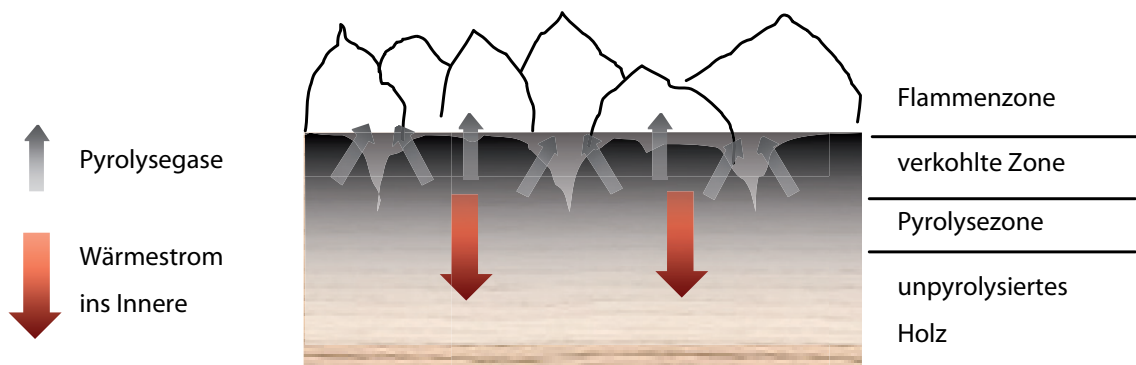


Abb. 1: Schematische Darstellung der Vorgänge beim Abbrand von Holz

Unter der Einwirkung von Wärmestrahlung aus der Flammenzone werden brennbare Pyrolysegase freigesetzt, die in der Flammenzone unter Lufteinmischung offen verbrennen; gleichzeitig tritt eine Verkohlung und Aufspaltung der äußeren Schicht des festen Brennstoffs ein. Nach dem vollständigen Austreiben der Pyrolysegase aus dem Brandgut verbrennt der verkohlte feste Rückstand in Form eines Glutbrandes.

Schwel- und Glimmbrände treten in porösen Materialien (Haufwerken, Schüttgütern etc.) auf. Schwelbrände sind durch niedrige Temperatur und durch Sauerstoffmangel in der Zersetzungszone gekennzeichnet, so dass die freigesetzten Zersetzungsprodukte nicht zur Zündung gelangen und keine offene Flamme auftritt. Die für die thermische Zersetzung und Schwelgasbildung benötigte Wärme wird im Falle eines sich selbst unterhaltenden Schwelbrands durch Oberflächenoxidation in der verkohlten Zone erzeugt [8.2]. Eine Voraussetzung für diese Verbrennungsform ist, dass die Materialien bei ihrer Erhitzung eine poröse Verkohlungszone ausbilden und nicht schmelzen.

Schwel- bzw. Glimmbrände können sowohl durch eine Erhitzung der äußeren Oberfläche des Feststoffs als auch in Folge einer Selbstentzündung im Inneren eines reaktiven Haufwerks entstehen. Ein Schwelbrand kann in einen offenen Flammenbrand übergehen, wenn die gebildeten, brennbaren Schwelgase an der Oberfläche des Feststoffs entzündet werden. Viele Schadenfeuer entwickeln sich mit einer anfänglichen Schwelbrandphase [8.1].

Die Verwendung der Begriffe „Glimmen“ und „Schwelen“ erfolgt in der Praxis uneinheitlich. In der Richtlinie VDI 2263 Blatt 1 [8.3] wird im Zusammenhang mit der Brennzahlbestimmung brennbarer Stäube das Durchglühen einer Staubschüttung (ohne Funkenwurf) als „Glimmbrand“ bezeichnet, im Unterschied zur Verbrennung mit Funkenwurf oder Flammerscheinung („offene Verbrennung“). Eine andere Definition verbindet den Begriff des Glimmbrands mit der glühenden Verbrennung eines Stoffs ohne sichtbare Flamme. Die bei der Selbstentzündung eines Haufwerks entstehenden, heißen Reaktionszonen im Haufwerksinneren werden zudem oft als „Glimmnester“ bezeichnet.

Als **Glutbrand** wird eine Feststoffverbrennung bezeichnet, die ohne Schwelgasbildung und ohne Flammen als oxidative Oberflächenreaktion des Feststoffs abläuft und typischerweise bei der Verbrennung kohlenstoffreicher Feststoffe oder verkohlter Rückstände auftritt. Ein Beispiel hierfür ist die Verbrennung von Holzkohle.

Bei der Feststoffverbrennung in einem realen Schadenfeuer finden die beschriebenen Formen der Verbrennung meistens sowohl nacheinander (bezogen auf eine einzelne Stelle des Brandguts) als auch gleichzeitig an verschiedenen Stellen des Brandguts statt. Die größte Quellstärke in Bezug auf den Wärmestrom und den Quellmassenstrom atmosphärisch freigesetzter

Brandprodukte tritt in einem Schadenfeuer generell beim offenen Flammenbrand auf¹, der aus diesem Grunde den Schwerpunkt der hier vorliegenden Betrachtung bildet.

8.1.2. Brandphasen bei Feststoffbränden

Schadenfeuer, bei denen feste Brandstoffe beteiligt sind, lassen sich in verschiedene Brandphasen einteilen. Einem Vorschlag von Schneider [8.4] folgend sind dies im einfachsten Fall die Phasen des Entwicklungsbrands (Entzündung und Schwelen) und des Vollbrands (Ausbreitung und Abklingen), wobei Löschmaßnahmen nicht berücksichtigt sind.

Eine differenziertere Einteilung, angelehnt an die VDI-Richtlinie 6019 Blatt 1 [8.5], berücksichtigt folgende Phasen:

1. Brandentstehungsphase: nach Entzündung linear mit der Zeit zunehmende Brandleistung
2. Fortentwickelte Brandphase: quadratische Zunahme der Brandleistung mit der Zeit
3. Konstante Brandphase (bei lokal begrenzten Bränden): konstante Brandfläche und konstante Brandleistung
4. Kontrollierte Brandphase: konstante bzw. abnehmende Brandfläche und Brandleistung nach Auslösung automatischer Löschanlagen (Sprinkleranlagen)
5. Brandbekämpfung durch die Feuerwehr: linear auf Null zurück gehende Brandleistung

Zur Ermittlung eines Quellterms für die atmosphärische Ausbreitung werden diejenigen chemischen Reaktionen im Nahbereich des Brandherdes berücksichtigt, die an der Flammenoberfläche abgeschlossen sind. Folgereaktionen auf dem weiteren Ausbreitungsweg (z. B. Weiterreaktion der Brandgase mit Luftfeuchtigkeit), Agglomerations- und Sedimentationsvorgänge (z. B. von Rußpartikeln) sowie eine mögliche Auswaschung von Stoffen (z. B. durch Regen) wirken sich als Teilvorgänge der atmosphärischen Ausbreitung aus und sind daher nicht Gegenstand der Quelltermbeschreibung.

Zur Ermittlung der brandbedingten Quellterme bei Feststoffbränden bietet sich folgende Vorgehensweise an:

1. Ermittlung der brandrelevanten Kenndaten des Brandguts (wie z. B. der spezifischen Verbrennungsenthalpie Δh_C , der flächenbezogenen Wärmefreisetzungsrate \dot{q}_C'' und der Brandausbreitungsgeschwindigkeit v),
2. Beschreibung des zeitabhängigen Brandverlaufs (Brandfläche und/oder Brandleistung),
3. Beschreibung der korrespondierenden zeitabhängigen Emissionsrate der Brandprodukte

¹ Eine Ausnahme bilden Feststoffbrände in umschlossenen Strukturen mit stark eingeschränkter Luftzufuhr, z. B. Brände in Silos und in Deponiekörpern, bei denen die Umschließung der Schwel- bzw. Glimmbrandzone über die gesamte Branddauer weitgehend erhalten bleibt. Die freiwerdenden, nicht entzündeten Schwelgase stellen in diesem Fall den für die atmosphärische Ausbreitung relevanten Quellstrom dar.

Im Hinblick auf die Brandproduktentstehung werden Löschmaßnahmen im Allgemeinen nur insoweit berücksichtigt, als diese Maßnahmen die Dauer des Brandes begrenzen und sich auf die zeitabhängige Größe der Brandfläche und die zeitabhängige Brandleistung auswirken. Die Veränderung des Brandproduktspektrums in der Löschphase wird hingegen nicht berücksichtigt.

8.2. Abgrenzung zwischen Quelle und Ausbreitungsweg

Bei Feststoffbränden in Räumen oder umschlossenen Bereichen kommt es zur Übertragung eines Teils der Konvektions- und Strahlungswärme an Umfassungsbauteile sowie ggf. zur Ausbildung einer heißen Rauchschiicht, die durch Wärmestrahlung ebenfalls zur Aufheizung von weiterem Brandgut beiträgt, wodurch schließlich ein Flash-Over eintreten kann (spontane Entzündung des gesamten Brandguts im Brandraum). Gleichzeitig begrenzt die Umschließung die Luftzufuhr zum Brandherd, so dass im Verlauf der Brandentwicklung trotz offener Verbrennung ein Sauerstoffmangel eintreten kann. Die Umschließung hat somit erheblichen Einfluss auf den Brandverlauf.

Die Ausbreitung von Brandrauch innerhalb des Brandraums und in Räumen, die in offener Verbindung zum Brandraum stehen, wird durch die auftriebsbedingte Eigendynamik des Rauchs sowie durch überlagerte äußere Einflüsse (Gebäudelüftung, Windeffekte) bestimmt. Die Anordnung und Größe von Zuström- und Abströmöffnungen zur Umgebung sowie die Leistung ggf. vorhandener Zuluft- oder Absauganlagen wirken sich ebenfalls auf die Rauch- und Wärmeausbreitung innerhalb des Gebäudes aus. Zur Modellierung dieser Phänomene eignen sich z. B. Mehrzonenmodelle, in denen Energie- und Stofftransportbeziehungen simultan gelöst werden, und CFD-Codes.

Für die atmosphärische Ausbreitung des Brandrauches sind in diesem Fall die Abströmöffnungen zur Atmosphäre als relevante Grenzflächen zu betrachten und die Kenngrößen der Rauchströmung an diesen Grenzflächen (Temperatur, Massenstrom und Zusammensetzung) für die Modellierung der anschließenden atmosphärischen Ausbreitung zugrunde zu legen. Bei offenen Bränden hingegen wird üblicherweise, wie auch bei Poolbränden (Kapitel 7), die Grenzfläche für die Kopplung mit einem Modell der sich anschließenden atmosphärischen Ausbreitung in Höhe der Flammenspitzen angesetzt.

Zur eventuellen Berücksichtigung einer thermischen Überhöhung der aufsteigenden Rauchfahne im Zuge der Modellierung der atmosphärischen Ausbreitung werden die Kenngrößen des Brandrauches (mittlere Temperatur, konvektiver Wärmestrom) an den genannten Grenzflächen zugrunde gelegt.

8.3. Quellterm für freigesetzte Stoffe

Als Quellterm für die Berechnung der atmosphärischen Ausbreitung von Brandprodukten, die als Gas oder als Aerosol frei werden, ist der zeitabhängige Massenstrom $\dot{m}_i(t)$ des jeweiligen Stoffes i anzugeben.

Der „Volumenstrom der Brandgase“ ist ein auch in der Fachliteratur gelegentlich verwendeter Begriff zur Beschreibung der Brandproduktbildung. Damit werden allerdings in der Praxis unterschiedliche Größen bezeichnet, vgl. nachstehende Tabelle.

Tabelle 8.1: Gebräuchliche Angaben zur Beschreibung des Brandgas- bzw. Rauchvolumenstroms

Größe	charakteristische Werte (beispielhaft)
Luftverbrauch (auf Normbedingungen umgerechnet) für eine theoretisch vollständige Verbrennung des Brandguts entsprechend der momentanen Abbrandrate, z. B. [8.19]	8 m ³ /s Luft je 1 kg/s Abbrandrate ^{*)}
Volumenstrom (real) der Brandgase einschließlich eingemischter Luft durch einen beliebigen Bezugsquerschnitt, z. B. in Höhe der Flammenspitzen, in Höhe der Rauchschichtuntergrenze oder durch Rauchabzugsöffnungen ins Freie	100 m ³ /s je 1 kg/s Abbrandrate ^{*)} (bei 500 °C Rauchtemperatur und 30% Strahlungsanteil)
Volumenstrom (rechnerisch), bei dem der freigesetzte Brandgasstrom nach Vermischung mit Umgebungsluft eine bestimmte Konzentration oder optische Dichte annehmen würde	10 ³ ... 2×10 ⁴ m ³ /s je 1 kg/s Abbrandrate (Grenze der Sichtbeeinträchtigung bei stark rußbildenden Brandgütern)

^{*)} bei einem angenommenen unteren Heizwert des Brandguts von 30 MJ/kg

Die Angabe eines Brandgas- oder Rauchvolumenstroms ist daher als Beschreibung des Quellterms der Stofffreisetzung nur bedingt geeignet und erfordert die gleichzeitige Angabe eines Bezugszustands oder Bezugsquerschnitts sowie die zusätzliche Angabe der Konzentration des jeweiligen Stoffs.

8.4. Modellansätze für Teilaspekte der offenen Verbrennung

In diesem Abschnitt werden Ansätze zur Beschreibung von Teilaspekten der offenen Verbrennung zusammengestellt, und zwar für die flächenbezogene Abbrandrate, für die zeitabhängige Brandfläche und Brandleistung, für die Bildung von Brandprodukten aus den Ausgangsstoffen sowie für die Einmischung von Luft in die Rauchfahne.

Diese Ansätze basieren größtenteils auf empirischen Untersuchungen. Soweit in den Modellansätzen auf brandbezogene Stoffkenngrößen Bezug genommen wird, ist zu beachten, dass diese Kenngrößen auf bestimmte Brand- oder Prüfzenarien bezogen sind. Eine Veränderung z. B. der geometrischen Anordnung des Brandguts (vertikale statt horizontale Brandausbreitung) oder der Ventilationsbedingungen kann signifikante Änderungen der Brandkenngrößen zur Folge haben (vgl. [8.6]).

Die vorliegende Betrachtung orientiert sich an einer makroskopischen Beschreibung des Verbrennungsvorgangs, welche als Zielgrößen die (zeitabhängige) Wärmefreisetzungsrates und die damit verbundenen Massenströme atmosphärisch freigesetzter Verbrennungsprodukte ergibt.

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass Modelle zur detaillierten Beschreibung der lokalen Wärme- und Stofftransportvorgänge und der chemischen Reaktionen der Feststoffverbrennung in der Literatur beschrieben und auch bereits für die numerische Verbrennungssimulation (z.B. mit Hilfe von CFD-Modellen) verfügbar gemacht worden sind. Da die Ermittlung störungsbedingter Quellterme bei Feststoffbränden in den meisten Fällen auf vergleichsweise groben Angaben bezüglich der Geometrie und Stoffeigenschaften der Brandlast beruht, wird die detaillierte Verbrennungsmodellierung für Feststoffbrände hier nicht näher betrachtet.

8.4.1. Flächenbezogene Abbrandraten bei offenen Feststoffbränden

Die Abbrandrate eines flächigen Brandgutes wie z. B. einer offenen Feststoffschüttung wird in der Phase des fortentwickelten Brandes – ähnlich wie bei Flüssigkeitsbränden – dadurch bestimmt, dass ein Teil der aus den Flammen emittierten Wärmestrahlung zur Aufheizung und thermischen Zersetzung bzw. zum Schmelzen und zur Verdampfung des Brandguts beiträgt, wobei sich ein dynamisches Gleichgewicht ausbildet.

Das Schema der hierfür relevanten Vorgänge sieht folgendermaßen aus [8.1]:

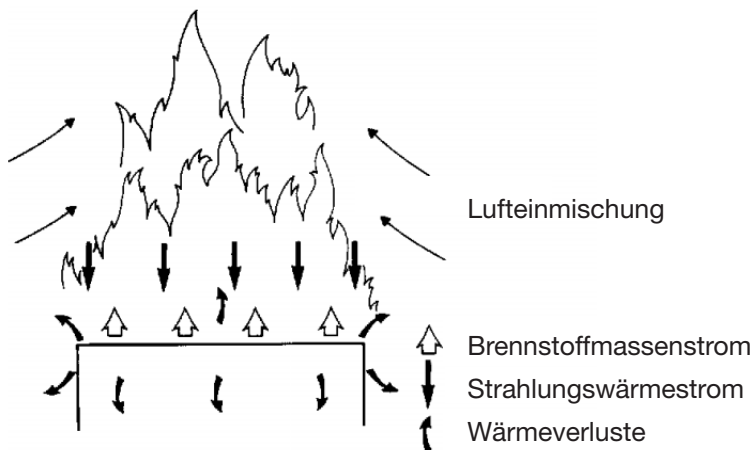


Abb. 2: Vorgänge an der Oberfläche eines verbrennenden Feststoffs

Aus der Flamme und ggf. zusätzlich aus der heißen Umgebung wird Strahlungswärme an die Oberfläche des festen Brandguts übertragen. Dieser Wärmestrom bewirkt teilweise die Verdampfung bzw. Pyrolyse des Brandguts und erzeugt einen entsprechenden Brennstoffstrom in die Flammenzone.

Die flächenbezogene Abbrandrate (Massenabbrandrate) \dot{m}_f'' in $\text{kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$, die als „Brennstoffmassenstromdichte“ an der Feststoffoberfläche in Erscheinung tritt, stellt sich aufgrund des verbleibenden Überschusses der flächenbezogenen Wärmeeinstrahlung \dot{q}_F'' (in kW/m^2) aus der Flammenzone (und ggf. aus der Umgebung) über die flächenbezogenen Wärmeverluste \dot{q}_{verl}'' ein, wobei Δh_V (in kJ/kg) die spezifische Enthalpie zur Verdampfung bzw. Pyrolyse des Brennstoffs ist:

$$\dot{m}_f'' = \frac{\dot{q}_F'' - \dot{q}_{\text{verl}}''}{\Delta h_V} \quad (8.1)$$

Diese Gleichung beschreibt den prinzipiellen Zusammenhang der auftretenden Phänomene.

Die Brandleistung \dot{Q}_C eines flächenhaften Brandes errechnet sich als Produkt aus der flächenbezogenen Abbrandrate \dot{m}_f'' , der Brandfläche A und der spezifischen Verbrennungsenthalpie Δh_C , deren Zahlenwert mit dem unteren Heizwert H_U des Feststoffs übereinstimmt:

$$\dot{Q}_C = \dot{m}_f'' \cdot A \cdot |\Delta h_C| \quad (8.2)$$

In [8.7] und [8.8] werden folgende Größenordnungen für die flächenbezogene Abbrandrate \dot{m}_f'' angegeben:

Synthetische Materialien	0,005 ... 0,025 kg/(m ² ·s)
Pflanzenschutzmittel	0,02 kg/(m ² ·s)

8.4.2. Zeitabhängige Entwicklung der Brandfläche und Brandleistung

Im Brandschutzingenieurwesen werden für Zwecke des Brandschutzdesigns so genannte Bemessungsbrandszenarien (design fires) herangezogen, d. h. empirische Beschreibungen realer Brandverläufe.

Zur Bemessung von Anlagen zur Beherrschung der brandbedingt freigesetzten Wärme und des Rauches werden vor allem zeitabhängige Brandleistungskurven benutzt. Diese beruhen zumeist auf der flächenbezogene Wärmefreisetzungsrate \dot{q}_C'' in kW/m² und der zeitabhängigen Brandfläche $A(t)$. Unter der empirisch begründeten Annahme einer konstanten Geschwindigkeit v , mit der sich ausgehend von einem Anfangsradius $0,5 \cdot d_0$ der Radius der brennenden Fläche mit der Zeit auf einem näherungsweise ebenen Brandgut vergrößert, ergibt sich ein quadratischer Zusammenhang zwischen Brandleistung und Branddauer („t²-Brand“). Somit gilt für die fortentwickelte Brandphase:

$$A = \frac{\pi}{4} (d_0 + 2 \cdot v \cdot t)^2 \quad (8.3)$$

und

$$\dot{Q}_C = \dot{q}_C'' \cdot A \quad (8.4)$$

Die mittlere horizontale Brandausbreitungsgeschwindigkeit bei festen Stoffen wird von Schneider [8.4] auf der Grundlage von Daten der ISO [8.9] wie folgt angegeben:

Tabelle 8.2: Horizontale Brandausbreitungsgeschwindigkeit bei Feststoffen, nach [8.4]

Brennbare Stoffe/Objekte	Mittlere Brandausbreitungsgeschwindigkeit in mm/s
Bauten mit Holzkonstruktionen, Möbel usw.	16–20
Gummierzeugnisse in Stapeln auf offener Fläche	18
Bretterstapel	33
Rundholzstapel	3,8–12
Kautschuk in geschlossenem Lager	6,6
Papier in Rollen	4,5
Textilerzeugnisse in geschlossenem Lager	5,5
Decken aus B2-Baustoffen bei Werkhallen	28–53

Zur Bemessung von Rauchabzugsanlagen nach DIN 18232 Teil 2 [8.10] werden beispielsweise eine flächenbezogene Wärmefreisetzungsrate („spezifische Brandleistung“) von 300 kW/m² und eine Brandausbreitungsgeschwindigkeit von 2,5 mm/s (besonders gering), 4,2 mm/s (mittel) oder 7,5 mm/s (besonders groß) als Parameter zugrunde gelegt.

Zum Vergleich: Bei Lachen von Flüssigkeiten, deren Temperatur die Flammpunkttemperatur überschreitet, liegt die horizontale Flammenausbreitungsgeschwindigkeit bei ruhender Umgebung in der Größenordnung der (laminaren) Flammengeschwindigkeit des betreffenden Dampf-Luft-Gemisches und somit um zwei Zehnerpotenzen höher als die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit auf Feststoffoberflächen, so dass bei Flüssigkeitsbränden praktisch in den meisten Fällen eine sehr schnelle Brandausbreitung auf die gesamte Oberfläche des Brandguts angenommen werden kann.

Zur Beschreibung der zeitabhängigen Wärmefreisetzungsrate bei Entstehungsbränden in Gebäuden wird in der Fachliteratur [8.11] auch ein exponentieller Brandverlauf in der Form

$$\dot{Q}_C = \dot{Q}_0 \cdot \exp\{c \cdot (t - t_0)\} \quad (8.5)$$

angegeben, wobei \dot{Q}_0 die Wärmefreisetzungsrate zum Zeitpunkt t_0 bezeichnet und c eine Konstante ist. Ein charakteristisches Maß dieses exponentiellen Brandverlaufsmodells ist auch die Zeit Δt , in der sich die Wärmeleistung verdoppelt. Zwischen Δt und der Konstanten c in Gleichung (8.5) besteht der folgende Zusammenhang:

$$c = \frac{\ln(2)}{\Delta t} \quad (8.6)$$

Die vorstehenden Beziehungen gelten bei Bränden in Bauwerken nur solange, wie es nicht zum sogenannten „Flashover“ kommt, d. h. zu einer schnellen Flammenausbreitung auf sämtliche im Brandraum befindlichen festen Brandstoffe. Dieser Effekt markiert den schlagartigen Übergang von einem Entstehungsbrand zum Vollbrand und kann nach hinreichender Aufheizung und thermischer Aufbereitung der Brandlasten durch Wärmestrahlung insbesondere aus einer heißen, deckennahen Rauchsicht eintreten. Zeitlich fällt ein Flashover gemäß experimenteller Beobachtung häufig mit dem Erreichen einer Temperatur von 500 bis 600 °C in der Rauchsicht zusammen [8.11] und ist mit einem schlagartigen Anstieg der Temperatur im gesamten Brandraum bis zur Flammentemperatur verbunden.

8.4.3. Bildung von (toxischen) Brandprodukten

Die Art der entstehenden Brandprodukte und deren Bildungsrate sind hauptsächlich abhängig von der chemischen Zusammensetzung des Brandguts, von der Temperatur der Verbrennung und vom (lokalen) Sauerstoffangebot, welches bei Realbränden durch die Ventilationsverhältnisse bestimmt wird.

Grundlegende Erkenntnisse über die Art und Zusammensetzung der Produkte, die bei der Verbrennung eines definierten Ausgangsmaterials entstehen, lassen sich durch Laborversuche mit Mikroverbrennungsapparaturen gewinnen [8.12], z. B. mit der Verbrennungsapparatur nach DIN 53436 [8.13] und mit der VCI-Apparatur [8.14], in denen die Verbrennungsbedingungen sowohl hinsichtlich der Temperatur als auch des Sauerstoffangebots gezielt eingestellt werden können. Experimentelle Untersuchungen zur Brandproduktbildung werden auch in größeren Versuchsapparaturen durchgeführt, die von Verbrennungskalorimetern, z. B. dem Cone Calorimeter nach ISO 5660-1 [8.15], bis hin zu Brandprüfständen reichen.

Im Unterschied zu solchen kleinskaligen Laboruntersuchungen zur Brandproduktbildung, bei denen nahezu homogene Bedingungen bezüglich der Haupteinflussgrößen eingestellt werden können, liegen bei Realbränden fester Stoffe in der Regel heterogene Bedingungen vor. Dies hat zur Folge, dass für die Entstehungsrate der meisten Brandprodukte im Realbrandfall nur grobe Abschätzungen möglich sind.

Die folgenden Betrachtungen basieren, soweit nicht anders ausgeführt, auf der Annahme, dass das Brandgut die Elemente Kohlenstoff und Wasserstoff enthält. Dies trifft für fast alle organischen Verbindungen sowie für brennbare Verpackungsmaterialien zu.

Bei der Verbrennung von kohlenstoffhaltigem Material entstehen grundsätzlich Kohlendioxid (CO_2), Kohlenmonoxid (CO) und Ruß, wobei die Ausbeute dieser Brandprodukte vom lokalen Sauerstoffangebot und somit von den Ventilationsbedingungen abhängt. Wasserstoff reagiert mit Luftsauerstoff zu Wasser, die Heteroatome Schwefel und Phosphor werden zu den entsprechenden Oxiden umgesetzt.

Aus stickstoffhaltigen Brandgütern können, abhängig von den lokalen Ventilationsbedingungen, Stickoxide (NO_x), Ammoniak (NH_3) und Blausäure (HCN) entstehen (mit absteigenden Anteilen). Bei hohen Verbrennungstemperaturen entstehen Stickoxide auch durch die Reaktion von Luftstickstoff mit Sauerstoff („thermisches NO_x “).

Halogene (F, Cl, Br) im Brandgut reagieren zum jeweiligen Halogenwasserstoff, zusätzlich in geringen Anteilen zu den Halogenen. Chlor reagiert in geringem Umfang zu COCl_2 (Phosgen). Bei Anwesenheit von Chlor oder Brom ist in Spuren die Bildung polyhalogener Dibenzodioxine und Dibenzofurane möglich.

Anhand stöchiometrischer Betrachtungen kann aus der Elementarzusammensetzung des Brandguts für eine vollständige Verbrennung mit hoher Temperatur und ausreichendem Sauerstoffangebot die Bildungsrate der Hauptprodukte bezogen auf das umgesetzte Brandgut berechnet werden. Bei niedriger Temperatur und/oder unzureichendem Sauerstoffangebot sind außerdem die Produkte von Vergasungs- oder Pyrolysereaktionen relevant, in denen thermische Abbauprodukte des Brandguts entstehen. Aus den primären Pyrolyseprodukten (bei kohlenwasserstoffhaltigem Brandgut z. B. ungesättigte C_n -Verbindungen mit $n = 2, 3, \dots$)

können in Folgeschritten sekundäre und tertiäre Pyrolyseprodukte hoher thermischer Stabilität entstehen (z.B. polyzyklische aromatische Kohlenwasserstoffe, PAK) [8.12].

Die nachstehenden Angaben zur Brandproduktbildung basieren auf Ergebnissen experimenteller Untersuchungen im Kleinmaßstab und veranschaulichen sowohl die Größenordnung als auch die Bandbreite der Bildungsrate charakteristischer Brandprodukte. Einschränkend zu berücksichtigen ist dabei, dass die äußeren Bedingungen der Verbrennung einen sehr großen Einfluss auf die Bildungsraten haben können, so dass nicht allein aus der Art des Brandgutes auf das Vorkommen oder die Menge brandguttypischer Brandprodukte im Rauch geschlossen werden kann [8.14].

Nach Angaben aus [8.16] ist bei Bränden von Pflanzenschutzmitteln mit einer Brandproduktbildung entsprechend der nachstehenden Tabelle zu rechnen. Die Angaben beziehen sich auf Klein- bzw. Entstehungsbrände. Soweit zutreffend, sind die Bedingungen angegeben, unter denen die betreffenden Stoffe bei kleinskaligen Untersuchungen in den Brandgasen gefunden wurden.

Tabelle 8.3: Brandproduktbildung bei Bränden von Pflanzenschutzmitteln, nach [8.16]

Chemisch gebundene Ausgangskomponente bzw. Ausgangsstoff	Brandprodukt	Brandproduktbildung bzw. -ausbeute (maximal)	Bedingungen
Kohlenstoff	Kohlenmonoxid, Kohlendioxid	Mol-Verhältnis CO:CO ₂ maximal 30:70	Schwelbrand (O ₂ -Mangel, T < 600 °C)
Fluor	Fluorwasserstoff	praktisch vollständige Umsetzung	
Chlor	Chlorwasserstoff	praktisch vollständige Umsetzung	
Brom	Bromwasserstoff	praktisch vollständige Umsetzung	
Schwefel	Schwefeloxide (v.a. Schwefeldioxid)	praktisch vollständige Umsetzung	
Stickstoff (in Aminotriazol mit 54% Stickstoffgehalt)	Cyanwasserstoff	50 g je kg verbranntes Produkt	600 °C (VCI-Apparatur)
		nicht nachweisbar	950 °C (VCI-Apparatur)
	Stickoxide (NO _x)	0,2 g je kg verbranntes Produkt	600 °C (VCI-Apparatur)
		5 g je kg verbranntes Produkt	950 °C (VCI-Apparatur)
Methylharnstoffe, Methylcarbamate	Methylisocyanat	30 g je kg verbranntes Produkt	600 °C (VCI-Apparatur)
		nicht nachweisbar	950 °C (VCI-Apparatur)
halogenierte Pflanzenschutzmittel (25% Chlorgehalt)	chlorierte Dibenzo-p-dioxine und -furane	0,2*10 ⁻⁶ g TE je kg verbranntes Material und je % Chlorgehalt	Verbrennung bei 800 °C

Die Bildung polychlorierter Dibenzo-p-dioxine (PCDD) und -furane (PCDF) wird in Form von Toxizitätsäquivalenten (TE) quantifiziert, wobei die einzelnen PCDD-/PCDF-Spezies mit Hilfe von Wirkfaktoren bewertet, aufsummiert und als 2,3,7,8-TCDD-Wirkäquivalente angegeben werden.

Für Kleinbrände von Pflanzenschutzmitteln wird in [8.16] folgende maximale Ausbeute („Bildungsrate“) für charakteristische Brandprodukte angegeben:

Tabelle 8.4: Maximale Brandproduktausbeute bei Kleinbränden von Pflanzenschutzmitteln, nach [8.16]

Brandprodukt	Maximale Ausbeute
Kohlenmonoxid	490 mg/g
Cyanwasserstoff	25 mg/g
Stickstoffdioxid	5 mg/g
Chlorwasserstoff	257 mg/g
Bromwasserstoff	177 mg/g
Fluorwasserstoff	52 mg/g
Schwefeldioxid	800 mg/g
Methylisocyanat	30 mg/g
Chlorierte Dibenzodioxine und -furane (TE)	0,000005 mg/g

Wenn für einzelne chemische Elemente im Brandgut eine praktisch vollständige Umsetzung zu einem bestimmten Reaktionsprodukt angenommen werden kann, ergibt sich die rechnerische Ausbeute y dieses Reaktionsprodukts (= Produktmasse bezogen auf die umgesetzte Brandgutmasse) nach den folgenden Beziehungen.

Die angenommene Reaktion eines Elements (A) aus dem Brandgut mit einer weiteren, im Überschuss vorhandenen Komponente (X) zum charakteristischen Brandprodukt (P) folgt der Gleichung



Hier bezeichnet ν den (ggf. von 1 verschiedenen) Stöchiometriefaktor der Reaktion.

Die Ausbeute y_P des Brandprodukts P ergibt sich nach der Beziehung

$$y_P = x_A \cdot \nu \cdot \frac{M_P}{M_A} \quad (8.8)$$

Dabei ist x_A der Massenanteil des Elements A im Brandgut (in kg/kg); M_A und M_P sind die Molmassen der jeweiligen Stoffe (in kg/mol).

Die Bildungsrate \dot{m}_p des Brandprodukts ist dann unmittelbar aus der Abbrandrate \dot{m}_f des Brennstoffs oder der Wärmefreisetzungsrate \dot{Q}_C zu berechnen als

$$\dot{m}_p = y_p \cdot \dot{m}_f \tag{8.9}$$

$$\dot{m}_p = y_p \cdot \frac{\dot{Q}_C}{|\Delta h_C|} \tag{8.10}$$

Für einzelne Brandprodukte, die im Zuge einer unvollständigen Verbrennungsreaktion entstehen, findet man in der Literatur (z. B. in [8.17]) brandgutspezifische Ausbeutefaktoren y und deren Abhängigkeit von den Ventilationsbedingungen, die durch Experimente in Verbrennungsapparaturen ermittelt wurden.

Für die Rußbildung unter den Bedingungen eines Brandes mit hohem Luftüberschuss („well ventilated“) werden in [8.17] folgende Ausbeutefaktoren angegeben:

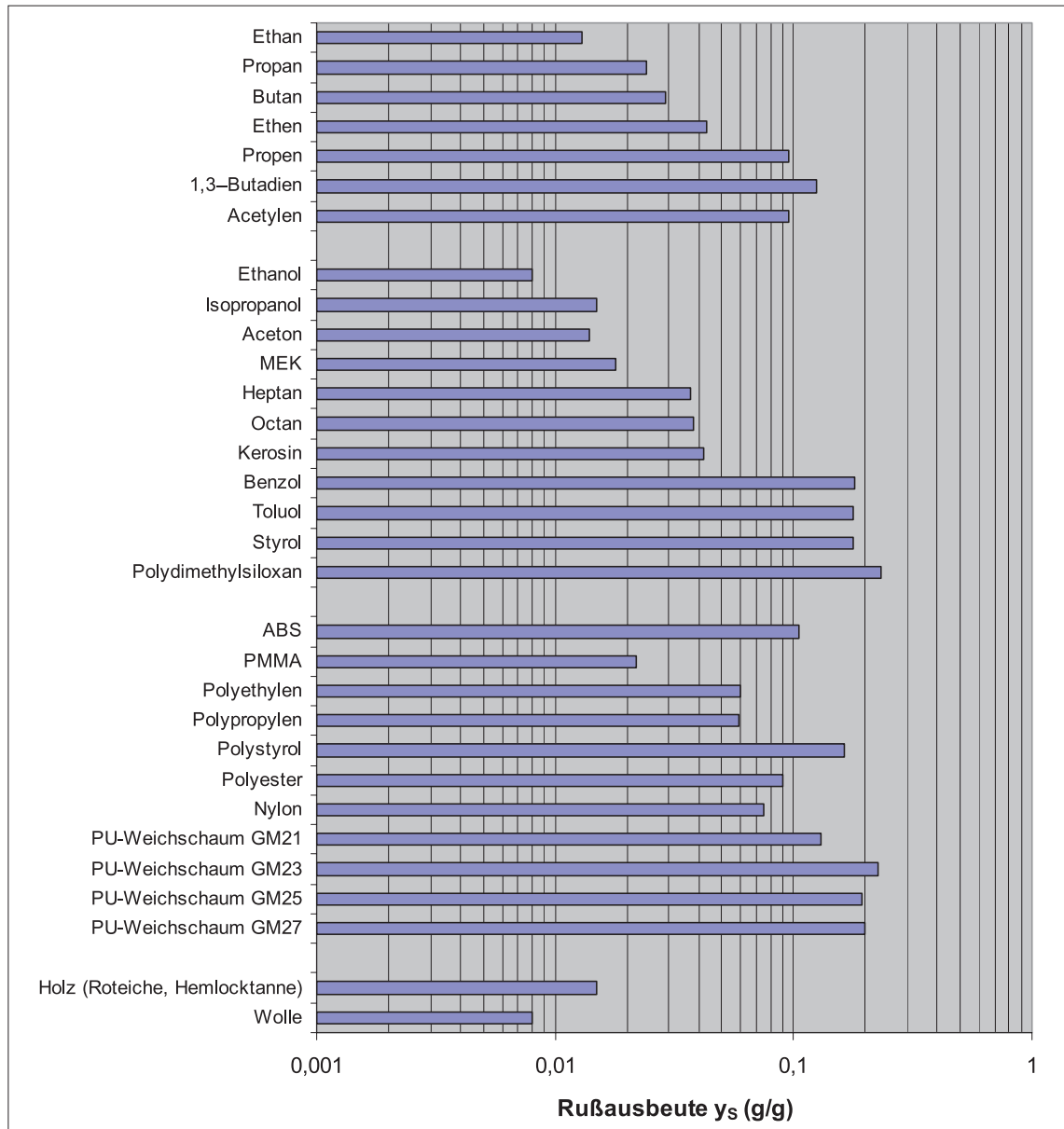


Abb. 3: Rußausbeute bei einer Verbrennung mit hohem Luftüberschuss, nach [8.17]

Die Rußausbeute der Mehrzahl der aufgeführten Stoffe bei einer Verbrennung mit hohem Luftüberschuss liegt zwischen 0,01 und 0,2.

Der Einfluss der Ventilationsbedingungen auf die Rußbildung kann anhand des Äquivalenzverhältnisses („equivalent ratio“) Φ näherungsweise durch folgende Gleichung beschrieben werden [8.17]:

$$y_{VC} = y_{WV} \cdot \left(1 + \frac{\alpha}{\exp\{2,5 \cdot \Phi^{-\xi}\}} \right) \quad (8.11)$$

In dieser Gleichung bezeichnet y_{VC} die Rußausbeute bei eingeschränkter Luftzufuhr („ventilation controlled“) und y_{WV} die Rußausbeute bei einem Brand mit hohem Luftüberschuss („well ventilated“). Die Koeffizienten α und ξ sind vom Brandgut abhängig. Das Äquivalenzverhältnis Φ repräsentiert das Verhältnis zwischen dem Luftstrom, welcher zur stöchiometrischen Verbrennung des Brandguts bei der jeweiligen Abbrandrate des Brandguts benötigt wird, und dem tatsächlich im Brandversuch zugeführten Luftstrom. Ein Äquivalenzverhältnis $\Phi > 1$ entspricht somit unterstöchiometrischer Luftzufuhr, $\Phi < 1$ entspricht überstöchiometrischer Luftzufuhr; bei $\Phi \ll 1$ liegt ein gut ventilierter Brand vor. Der Wert $\Phi = 4$ markiert die Grenze zur flammenlosen thermischen Zersetzung des Brandguts.

Für Holz und für einige Kunststoffe werden bezüglich der Ventilationsabhängigkeit der Rußausbeute in der Literatur folgende Koeffizienten angegeben:

Tabelle 8.5: Koeffizienten für die Ventilationsabhängigkeit der Rußausbeute, nach [8.17]

Material	α	ξ
Holz	2,5	1,2
Nylon	1,7	0,8
PE, PP	2,2	1,0
PMMA	1,6	0,6
PS	2,8	1,3
PVC	2,8	1,3

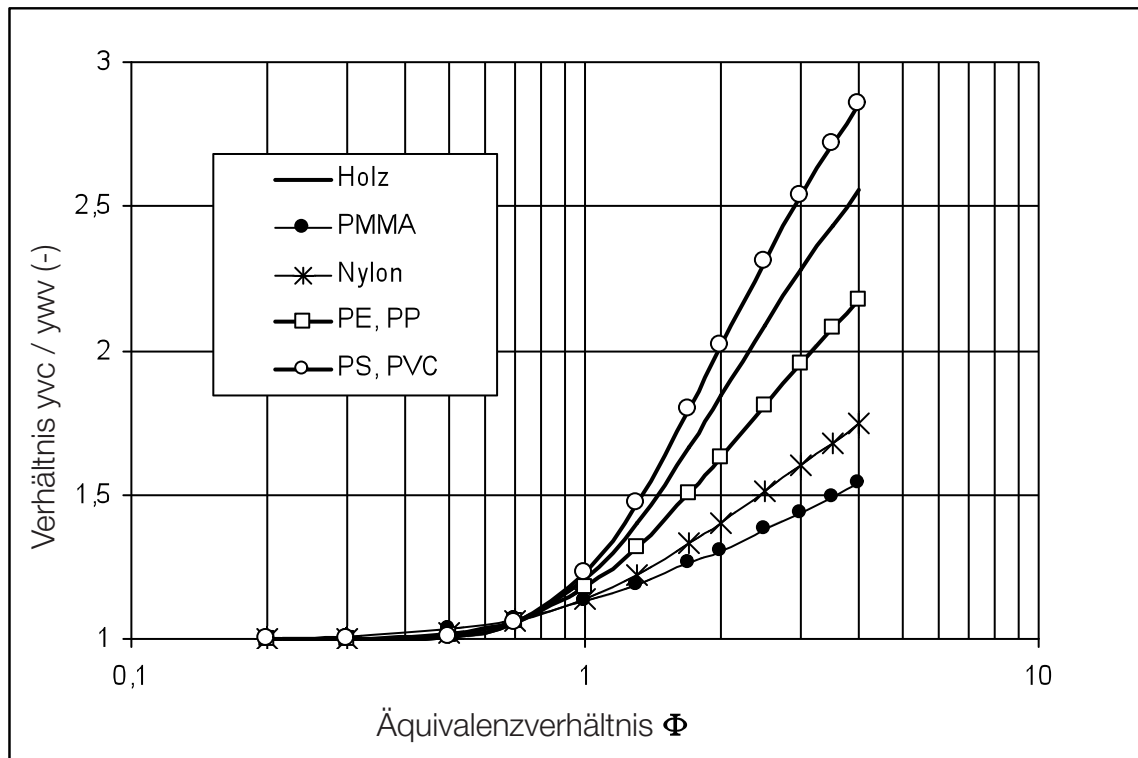


Abb. 4: Ventilationsabhängigkeit der Rußausbeute (nach [8.17])

Bei einer Verbrennung der aufgeführten Stoffe steigt die Rußausbeute demnach auf das 1,5- bis Dreifache, wenn die Luftzufuhr, ausgehend von einem gut ventilerten Brand, bis an die Grenze der flammenlosen Zersetzung reduziert wird.

Neben der Entstehung chemischer Reaktionsprodukte aus dem Brandgut ist bei einem Schadenfeuer grundsätzlich auch mit der thermischen Freisetzung eines Teils des Brandguts in unverbrannter Form zu rechnen, sofern dieses eine ausreichend hohe Flüchtigkeit besitzt.

Gemäß [8.16] geht bei einem Brand von Pflanzenschutzmitteln bis zu 1% des Brandguts in unverbrannter Form in das Brandgas über (d.h. 10 mg/g umgesetztes/verbranntes Produkt). In [8.7] und [8.8] wird der unverbrannt freigesetzte Anteil des Brandguts für Substanzen mit hohem Siedepunkt auf 1 bis 2 %, für solche mit niedrigem Siedepunkt (bzw. Flammpunkt $< 100\text{ °C}$) auf bis zu 10 % geschätzt.

8.4.4. Berechnungsbeispiel zur Brandproduktausbeute

Im Folgenden wird die Verbrennung eines Stoffs mit der in Tabelle 8.6 angegebenen Zusammensetzung im Vollbrand betrachtet [8.16].

Tabelle 8.6: Zusammensetzung des Brandguts im Berechnungsbeispiel

Element	Massenanteil im Brandgut
Schwefel	5 %
Chlor	5 %
Stickstoff	5 %
Kohlenstoff	50 %
Sauerstoff	10 %
Wasserstoff	5 %
Sonstige	20 %

Angenommen werden die (nahezu) vollständige Umsetzung des Schwefels zu SO_2 und von Chlor zu HCl sowie die Bildung von TCDD-Toxizitätsäquivalenten (TE) entsprechend der in Abschnitt 8.4.3 genannten Ausbeute ($0,2 \cdot 10^{-6}$ g TE je kg verbranntes Material und je % Chlorgehalt).

Für die Entstehung von CO und CO_2 wird aufgrund guter Ventilation das Stoffmengenverhältnis 2:98 angenommen. Aus Laboruntersuchungen ist für das Brandgut bekannt, dass 3 % des im Produkt enthaltenen Stickstoffs zu Stickstoffdioxid und 0,2 % zu HCN reagieren.

Mit diesen Angaben errechnet sich anhand der Gln. (8.7) und (8.8) die Brandproduktausbeute wie in Tabelle 8.7 aufgeführt.

Tabelle 8.7: Brandproduktausbeute des Berechnungsbeispiels

Brandprodukt	Ausbeute
Schwefeldioxid	100 mg/g
Chlorwasserstoff	51 mg/g
TCDD-TE	1×10^{-6} mg/g
Kohlendioxid	1800 mg/g
Kohlenmonoxid	23 mg/g
Stickstoffdioxid	5 mg/g
Cyanwasserstoff	0,2 mg/g

8.5. Lufteinmischung in die Rauchfahne

Sowohl in der Flammenzone als auch in der Rauchfahne oberhalb der Flammenzone findet eine Einmischung von Umgebungsluft statt. Der gesamte Volumen- bzw. Massenstrom der Rauchfahne besteht im Wesentlichen aus eingemischter Luft und nur zu einem kleinen Teil aus brandbedingt gebildeten Gasen und Schwebstoffen. Bis zu der Stelle in der Rauchfahne, an der die Strömungsverhältnisse in der Atmosphäre für den weiteren Transport und die Dispersion des Brandrauches bestimmend werden, wird die lokale Konzentration der Brandprodukte in der Rauchfahne durch die auftriebsbedingte Lufteinmischung dominiert.

Bei lokal begrenzten Bränden innerhalb geschlossener Räume (z. B. Lagerhallen) sammelt sich der Rauch in einer Schicht unter der Decke. Die mittlere Zusammensetzung und Temperatur dieser Rauchsicht hängen maßgeblich von der Aufstiegshöhe des Rauches bis zur Untergrenze der Rauchsicht und von der Lufteinmischung entlang dieses Aufstiegswegs ab, die bei solchen Bränden somit auch bei der Ermittlung der Kenngrößen an den Grenzflächen zur atmosphärischen Ausbreitung zu berücksichtigen sind.

Zur Beschreibung der Lufteinmischung in die Flammenzone und in die Rauchfahne (Plume) bei näherungsweise ruhender Umgebung wurden auf der Grundlage theoretischer Betrachtungen und empirischer Untersuchungen unterschiedliche Plumeformeln abgeleitet. Eine Übersicht über im Brandschutzingenieurwesen verwendete Plumeformeln gibt Brein [8.18].

Tabelle 8.8: Formeln für die Lufteinmischung in die Flammenzone und Rauchfahne nach [8.18] (Zahlenwertgleichungen)

Zeile	Geometrie	Bedingungen, Gültigkeitsbereich	Formel	Grenzwerte von β
1	Axialsymmetrie, Lachenbrand, kleine Brandfläche, kein Wandeinfluss	$z \geq 10 d$ $z \gg z_F$	$\dot{m}_e = 0,071 * \dot{Q}_P^{1/3} * (z - z_0)^{5/3}$	0,7 – 1,5
2	an ebener Wand anliegende Strömung	$z \geq 10 d$ $z \gg z_F$	$\dot{m}_e = 0,044 * \dot{Q}_P^{1/3} * z^{5/3}$	0,6 – 1,6
3	an Wandecke anliegende Strömung	$z \geq 10 d$ $z \gg z_F$	$\dot{m}_e = 0,028 * \dot{Q}_P^{1/3} * z^{5/3}$	0,5 – 2,0
4	axialsymmetrische Rauchgas-säule, große Brandfläche (rund oder quadratisch)	$z < 10 d$ $z < 2,5 U$ $\dot{q}_C' > 200 \text{ kW/m}^2$ $\dot{q}_C' < 750 \text{ kW/m}^2$	$\dot{m}_e = 0,188 * z^{3/2} * U$ (große Räume) $\dot{m}_e = 0,337 * z^{3/2} * U$ (kleine Räume)	0,75 – 1,15

In dieser Tabelle ist \dot{m}_e der Massenstrom der eingemischten Luft in kg/s, \dot{Q}_P der konvektiv im Plume abgeführte Wärmestrom in kW, z die vertikale Längenkoordinate in m und z_0 die Höhe des (virtuellen) Strahlursprungs, die zumeist in der Nähe der Brandgutebene liegt. U bezeichnet den Umfang des Brandherdes; der Faktor β (als Multiplikator) charakterisiert die Grenzen des

Vertrauensintervalls um den nach der jeweiligen Plumeformel berechneten Wert, welches 80 % der in der Praxis unter gleichen Bedingungen gefundenen Einmisch-Massenströme einschließt. Bei einer Überlagerung von (turbulenten) Strömungen der Umgebungsluft erhöht sich die Einmischung in den Rauchplume um bis zu 50 % (Zeilen 1 bis 3 in Tabelle 8.8).

Die in Zeile 1 der Tabelle aufgeführte Formel entspricht einer von Zukoski angegebenen Beziehung für die Lufteinmischung im Fernfeld. Zeile 4 enthält eine von Thomas und Hinkley angegebene Beziehung für den brandherdnahen Bereich.

Die angegebenen Beziehungen für die Lufteinmischung sind bei der Formulierung der Anfangsbedingungen für die atmosphärische Freisetzung zu berücksichtigen, wenn der Brand in einem geschlossenen Gebäude (z. B. Lagerhalle) stattfindet und die Verdünnung und Abkühlung der Brandgase durch Lufteinmischung zwischen der Flammenzone und der Abzugsöffnung im Dach des Gebäudes (= Quellfläche der atmosphärischen Ausbreitung) relevant wird. Im Fall eines kontrollierten Rauchabzugs stellen sich die Höhenlage der Rauchschtuntergrenze und der korrespondierende, ins Freie abgeführte Gesamt-Rauchmassenstrom (Brandprodukte und eingemischte Luft) in einem dynamischen Gleichgewicht ein. Bei maschineller Entrauchung (mittels Rauchgasventilatoren) wird der abgeführte Volumenstrom aufgeprägt. Bei der natürlichen Entrauchung sind die strömungswirksamen Querschnitte der Abzugsöffnungen und der Zuluft-Nachströmöffnungen die vorgegebenen äußeren Randbedingungen, zu denen sich ein Gleichgewicht zwischen den (massenstromabhängigen) Strömungsdruckverlusten an den Öffnungen und der auftriebsbedingten, von der Dicke und Temperatur der Rauchscht abhängigen treibenden Druckdifferenz einstellt. Eine detaillierte Beschreibung der relevanten Phänomene ist z. B. der VDI-Richtlinie 6019 Blatt 2 [8.5] zu entnehmen.

Zur Abschätzung der Obergrenze des möglichen Rauchmassenstroms (= Brandprodukte und eingemischte Luft) kann als Aufstiegshöhe (Untergrenze der Rauchscht) die Deckenhöhe des Brandraums in eine Plumeformel gemäß der vorstehenden Tabelle eingesetzt werden. Die Temperatur der Rauchscht errechnet sich dann aus einer Wärmebilanz für den konvektiv mit dem Rauchmassenstrom abgeführten Wärmestrom, wobei der freigesetzte Wärmestrom des Brandes um Wärmeverluste zu verringern ist, die sich durch Wärmeübertragung an Bauteile des Brandraums (Wände, Decke, Boden) sowie an darin befindliche Einbauten und Materialien ergeben.

8.6. Literatur

- [8.1] Simmons, R. F.: Fire Chemistry.
erschienen in: Cox, G. (Hrsg.): Combustion Fundamentals of Fire, Academic Press, London 1995
- [8.2] Drysdale; D. D.: An Introduction to Fire Dynamics (2nd ed.), John Wiley & Sons, Chichester 1998
- [8.3] VDI-Richtlinie 2263: Staubbrände und Staubexplosionen; Gefahren, Beurteilung, Schutzmaßnahmen
Blatt 1: Untersuchungsmethoden zur Ermittlung von sicherheitstechnischen Kenngrößen von Stäuben. VDI, Düsseldorf 1990
- [8.4] Schneider, U.: Ingenieurmethoden im Baulichen Brandschutz, Expert Verlag, Renningen 2001
- [8.5] VDI-Richtlinie 6019: Ingenieurverfahren zur Bemessung der Rauchableitung aus Gebäuden.
Blatt 1: Brandverläufe, Überprüfung der Wirksamkeit. VDI, Düsseldorf 2005
Blatt 2: Ingenieurmethoden. VDI, Düsseldorf 2009
- [8.6] Drysdale, D. D.: Fundamental Fire Properties of Combustible Materials.
Improved Fire- And Smoke Resistant Materials for Commercial Aircraft Interiors, Proceedings, 1995
- [8.7] Methods for the determination of possible damage to people and objects resulting from releases of hazardous materials. CPR 16E, Erste Auflage, Den Haag, 1992
- [8.8] Methoden voor het bepalen van mogelijke schaden, Publicatiereeks Gevaarlijke Stoffen 1 (PGS 1) Den Haag/NL, 2005 <http://www.publicatiereeksgevaarlijkestoffen.nl/publicaties/PGS1.html>
- [8.9] International Standards Organisation: Fire Safety Engineering. Subsystem 4: Detection, Activation and Suppression, ISO CD 13393, Mai 1997
- [8.10] DIN 18232: Rauch- und Wärmefreihaltung
Teil 2: Natürliche Rauchabzugsanlagen (NRA); Bemessung, Anforderungen und Einbau; Nov. 2007
- [8.11] Thomas, P. H.: The growth of fire.
erschienen in: Cox, G. (Hrsg.): Combustion Fundamentals of Fire, Academic Press, London 1995
- [8.12] Richter, Hans: Schadstoffentstehung bei Bränden mit Chemikalien.
erschienen in: Braunschweiger Brandschutz-Tage 99 (Tagungsband), Institut für Baustoffe, Massivbau und Brandschutz, Braunschweig
- [8.13] DIN 53436: Erzeugung thermischer Zersetzungsprodukte von Werkstoffen unter Luftzufuhr und ihre toxikologische Prüfung
Teil 1: Zersetzungsgerät und Bestimmung der Versuchstemperatur, April 1981
- [8.14] Bräutigam, A.: Einflüsse der Brandgutzusammensetzung und der Verbrennungsbedingungen auf die Entstehung mittel- und schwerflüchtiger organischer Brandrauchinhaltsstoffe
Dissertation, Ruhr-Uni Bochum, 2000
- [8.15] ISO 5660: Prüfungen zum Brandverhalten von Baustoffen – Wärmefreisetzung, Rauchentwicklung und Masseverluste.
Teil 1: Wärmefreisetzungsrate (Cone-Calorimeter-Verfahren), Dez. 2002
- [8.16] Auswirkungen von Bränden in Pflanzenschutzmittellägern, Industrieverband Agrar e.V. (IVA), Frankfurt am Main, 1993
- [8.17] SFPE Handbook of Fire Protection Engineering, 3rd Edition, NFPA, Quincy, Massachusetts, 2002
- [8.18] Brein, D.: Anwendungsbereiche und -grenzen für praxisrelevante Modellansätze zur Bewertung der Rauchausbreitung in Gebäuden (Plume-Formeln); Forschungsstelle für Brandschutztechnik, Karlsruhe, Dezember 2001
- [8.19] Kaiser, W., et al.: Ermittlung und Berechnung von Störfallablaufszzenarien nach Maßgabe der 3. Störfallverwaltungsvorschrift, UBA-Forschungsbericht 29748 428, Umweltbundesamt, Berlin 2000

8.7. Formelzeichen

A	[m ²]	Brandfläche
c	[1/s]	Konstante (Gl. 8.5)
d	[m]	Durchmesser der Brandfläche
H_U	[kJ/kg]	unterer Heizwert
Δh_C	[kJ/kg]	spezifische Verbrennungsenthalpie
Δh_V	[kJ/kg]	spezifische Enthalpie zur Verdampfung bzw. Pyrolyse des Brennstoffs
M	[kg/mol]	Molmasse
\dot{m}_e	[kg/s]	Massenstrom der eingemischten Luft
\dot{m}_i	[kg/s]	Massenstrom der Komponente i
\dot{m}_f''	[kg/(m ² s)]	flächenbezogene Abbrandrate (Massenabbrandrate)
\dot{Q}_C	[kW]	Wärmefreisetzungsrate des Brandes (Brandleistung)
\dot{Q}_{conv}	[kW]	konvektiver Wärmestrom im Rauchstrom (Plume)
\dot{q}_C''	[kW/m ²]	flächenbezogene Wärmefreisetzungsrate
\dot{q}_F''	[kW/m ²]	flächenbezogenen Wärmeeinstrahlung aus der Flamme
\dot{q}_{vert}''	[kW/m ²]	flächenbezogener Verlustwärmestrom
T	[K]	Temperatur
t	[s]	Zeit
U	[m]	Umfang des Brandherdes
v	[m/s]	Brandausbreitungsgeschwindigkeit
x_A	[kg/kg]	Massenanteil des Elements A im Brandgut
y	[kg/kg]	Ausbeute
z	[m]	vertikale Längenkoordinate
z_0	[m]	Höhe des (virtuellen) Strahlursprungs
z_F	[m]	Höhe der Flammenzone
α	[-]	Koeffizient für die Ventilationsabhängigkeit der Ausbeute (Gl. 8.11)
β	[-]	Multiplikator für die Grenze des Vertrauensintervalls (80% der Messwerte)
ξ	[-]	Koeffizient für die Ventilationsabhängigkeit der Ausbeute (Gl. 8.11)
Φ	[-]	Äquivalenzverhältnis (Gl. 8.11)

Indices

0	Anfangszustand
C	Verbrennung (combustion)
f	Brennstoff (fuel)
F	Flamme
i	Laufvariable; Komponente
P	Brandprodukt
S	Ruß (soot)
vc	unter Luftmangel (ventilation controlled)
wv	unter Luftüberschuss (well ventilated)

Quellterme bei Explosionen

Im vorliegenden Kapitel werden in kurzer Form diejenigen Aspekte von Explosionen dargestellt, die im Hinblick auf Quellterme für Ausbreitungsrechnungen relevant werden können.

Ausgehend von einer Emission (in Abhängigkeit von Raum und Zeit) liefert eine Ausbreitungsrechnung die mittlere Konzentration eines freigesetzten Stoffs (ebenfalls in Abhängigkeit von Raum und Zeit). Als mögliche Quellen für Stoffemissionen werden in der Richtlinie VDI 3783 Bl. 4 auch Explosionen angesprochen. Relevante Emissionsparameter sind in diesem Fall die freigesetzte (Stoff-)Menge, die Freisetzungsdauer und die Geometrie (Ausdehnung) der Quelle.

Bezüglich der im Zusammenhang mit Explosionen relevanten Freisetzungen kann zwischen *vorangehenden*, *einhergehenden* und durch die Explosion *verursachten* Freisetzungen unterschieden werden.

Vorangehende Freisetzungen sind von Bedeutung z. B. zur Ermittlung des zusammenhängenden Volumens bzw. der in diesem Volumen enthaltenen Brennstoffmasse eines explosionsfähigen Gemisches von Gasen, Dämpfen oder Nebeln mit Luft. Die hierfür maßgeblichen Quellterme sind in den vorangehenden Abschnitten dieses Statuspapiers im Detail beschrieben worden. Das zusammenhängende explosionsfähige Volumen, d.h. das von der UEG-Kontur eingeschlossene Volumen, lässt sich ermitteln, indem diese Quellterme als Eingangsgrößen in Ausbreitungsmodelle eingesetzt werden, die den Nahbereich der Quelle beschreiben und mit deren Hilfe die UEG-Kontur berechnet werden kann. Hierfür sind insbesondere Ausbreitungsmodelle relevant, die den atmosphärischen Freistrah (vgl. Kap. 4 dieses Statuspapiers) und die Schwergasausbreitung beschreiben.

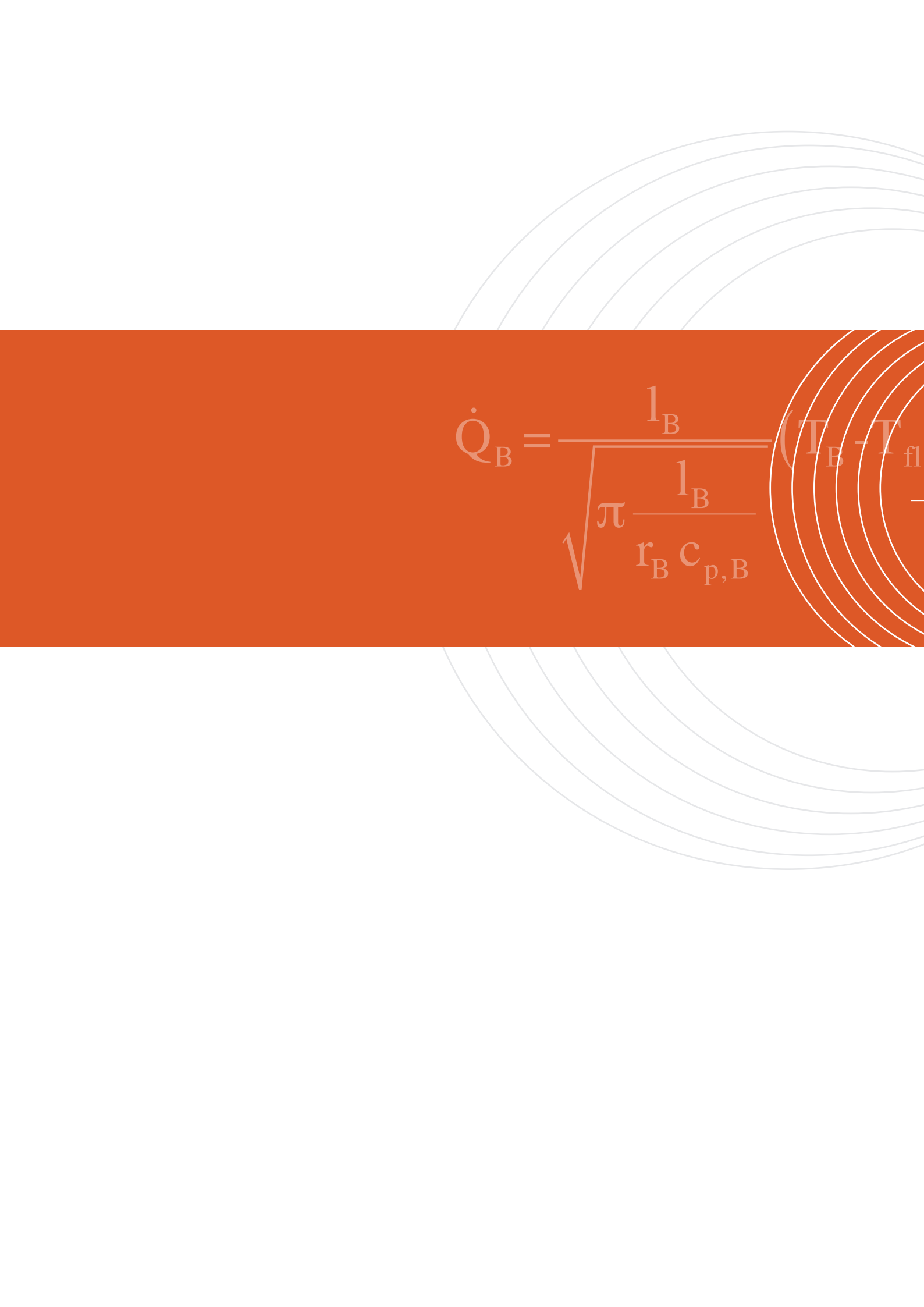
Die mit einer Explosion *einhergehende* Freisetzung von Stoffen betrifft zum einen Reaktionsprodukte, die bei einer Explosion im Freien entstehen, zum anderen Stoffe, die bei einer Explosion in einem Behälter oder Apparat als Folge einer gezielten Öffnung (Explosionsdruckentlastung) oder einer unbeabsichtigten Öffnung (Versagen der Umschließung) ins Freie gelangen. Dies schließt die Freisetzung unverbrannter Ausgangsstoffe ein.

Bei der Explosion von Brennstoff-Luft-Gemischen handelt es sich prinzipiell um schnell ablaufende Verbrennungsreaktionen; die Reaktionsprodukte entsprechen denjenigen einer vollständigen oder unvollständigen Verbrennung des Brennstoffs. Die Gesamtmasse der Reaktionsprodukte (Explosionsschwaden) wird durch die Masse des an der Explosion beteiligten Brennstoffs bestimmt. Die Zeitdauer einer solchen Explosion ist im Vergleich zur Dauer der anschließenden Ausbreitung der Explosionsschwaden in der Atmosphäre typischerweise so klein, dass eine spontane Freisetzung unterstellt werden kann.

Von einer Explosion *verursachte* Freisetzungen werden im Wesentlichen durch die Wechselwirkung der unmittelbaren Explosionseffekte (Druckwelle, Trümmerwurf, Wärmestrahlung) mit Strukturen wie z.B. Behältern, Apparaten und Rohrleitungen bestimmt, die sich im

Einwirkungsbereich des Explosionsereignisses befinden. Im Ergebnis dieser Wechselwirkungen kann es zu Zerstörungen an diesen Strukturen kommen (z. B. Rohrleitungsabriss), in deren Folge weitere Emissionen auftreten („Domino-Effekt“).

Eine differenzierte Betrachtung derartiger Folgeereignisse und insbesondere die Quantifizierung der möglichen Folgeschäden erfordert die Anwendung von Modellen, welche dazu in der Lage sind, die Wechselwirkungen zwischen den unmittelbaren Explosionseffekten und den betroffenen Strukturen zu beschreiben. Die Behandlung derartiger Folgeereignisse ist nicht Gegenstand des vorliegenden Statuspapiers. Anzumerken ist, dass die Emissionen solcher Folgeereignisse die unmittelbar mit der Explosion einhergehenden Emissionen bei weitem übersteigen können.


$$\dot{Q}_B = \frac{l_B}{\sqrt{\pi \frac{l_B}{r_B c_{p,B}}}} (T_B - T_{fl})$$