

Anhang 1 Methodische Hinweise zur Abschätzung von Quelltermen

1.1	Quellterme bei Stofffreisetzungen	3
1.1.1	Freisetzung von Gasen	3
1.1.1.1	Volumenströme bei Gasen	3
1.1.1.2	Behälterversagen bei Gasen	3
1.1.1.3	Berstscheiben, Sicherheitsventile, größere Lecks	4
1.1.1.4	Leitungsabriß bei Gasen	7
1.1.2	Freisetzung von Gasgemischen	9
1.1.2.1	Abluftströme bei Gasgemischen	9
1.1.2.2	Abgase von Verbrennungsanlagen	10
1.1.2.3	Behälterversagen bei Gasgemischen	10
1.1.2.4	Berstscheiben, Sicherheitsventile, größere Lecks	11
1.1.2.4.1	Konstanter Massenstrom	12
1.1.2.4.2	Sinkender Massenstrom	12
1.1.2.5	Leitungsabriß bei Gasgemischen	14
1.1.3	Freisetzung verflüssigter Gase	15
1.1.3.1	Behälterversagen bei druckverflüssigten Gasen	15
1.1.3.2	Auströmen aus der Gasphase von druckverflüssigten Gasen	19
1.1.3.3	Ausströmen aus der Flüssigphase von druckverflüssigten Gasen	20
1.1.3.4	Ausströmen eines Gemisches aus der Flüssig- und Gasphase	24
1.1.3.5	Behälterversagen bei kaltverflüssigten Gasen	26
1.1.3.6	Auslaufen von Flüssiggas bei kaltverflüssigten Gasen	27
1.1.4	Freisetzung von Flüssigkeiten	28
1.1.4.1	Behälterversagen bei Flüssigkeiten	28
1.1.4.2	Auslaufen von Flüssigkeiten aus Lecks	30
1.1.4.2.1	Konstanter Flüssigkeitstrom	30
1.1.4.2.2	Sinkender Flüssigkeitstrom	33
1.1.4.3	Auslaufen von Flüssigkeiten aus dem vollen Rohrquerschnitt	38
1.1.4.4	Verdunstende wässrige Lösungen	40
1.1.4.5	Rauchende Flüssigkeiten	41
1.1.5	Freisetzung von Aerosolen und Stäuben	41
1.2	Quellterme bei Explosionen	42
1.2.1	Brände von explosionsgefährlichen Stoffen	42
1.2.2	Detonationen von explosionsgefährlichen Stoffen	43
1.2.3	Behälterplatzen ohne chemische Reaktion	44
1.2.4	Staubexplosionen in Behältern	44
1.2.5	Staubexplosionen in Räumen	45
1.2.6	Explosionen von Gasen und Dämpfen in Behältern	45
1.2.7	Explosionen von Gasen und Dämpfen in Räumen	46
1.2.8	Unterfeuerter Flüssiggasbehälter im Freien (BLEVE)	46
1.2.9	Freistrahler aus brennbarem Gas im Freien	46

1.2.10	Schwergaswolke im Freien (UVCE).....	47
1.3	Quellterme bei Bränden	48
1.3.1	Gasbrände.....	48
1.3.2	Allgemeine Flüssigkeitsbrände	48
1.3.3	Spezielle Flüssigkeitsbrände	49
1.3.4	Spezielle Feststoffbrände	50

1.1 Quellterme bei Stofffreisetzung

1.1.1 Freisetzung von Gasen

1.1.1.1 Volumenströme bei Gasen

Benötigte Angaben

Stoffname			
Molmasse:	M_{mol}	in	g/mol
Normaldichte:	ρ_N	in	kg/m ³
Freisetzungstemperatur:	ϑ	in	°C
Volumenstrom:	\dot{V}	in	m ³ /s
Freisetzungsdauer:	t_e	in	s
Molvolumen idealer Gase bei 0 °C	V_n	22,414 l	
Normaltemperatur	T_n	273,15 K	

Bei der Festlegung der Freisetzungsdauer werden die vorgesehenen begrenzenden Vorehrungen und Maßnahmen berücksichtigt.

Aus dem Volumenstrom wird der Massenstrom \dot{m} unter der Annahme idealer Gase berechnet.

$$\dot{m} = \dot{V} \cdot \frac{\rho_N}{1 + \frac{\vartheta}{T_n}} = \dot{V} \cdot \frac{M_{\text{mol}}}{V_n \cdot \left(1 + \frac{\vartheta}{T_n}\right)} = \dot{V} \cdot \frac{M_{\text{mol}}}{22,414 \cdot \left(1 + \frac{\vartheta}{273,15}\right)}$$

in kg/s (1)

Vergleiche auch Abschnitt 9 im Anhang 4.

1.1.1.2 Behälterversagen bei Gasen

Benötigte Angaben

Stoffbezeichnung			
Molmasse:	M_{mol}	in	g/mol
Behältervolumen:	V	in	m ³
Temperatur vor der Freisetzung:	ϑ_0	in	°C
Behälterinnendruck vor der Freisetzung:	p_0	in	bar
Atmosphärischer Normaldruck	p_N	1,0135 bar	
Molvolumen idealer Gase bei 0 °C	V_n	22,414 l	

Bei Temperaturen ϑ_0 unter der kritischen Temperatur ϑ_k des Stoffes existiert das Gas nur vollständig gasförmig, wenn der Behälterinnendruck kleiner als der Dampfdruck p_v

bei dieser Temperatur ist (vgl. auch Abschnitt 1 im Anhang 4). Andernfalls besteht neben der Gasphase noch eine Flüssigphase. Man spricht von druckverflüssigtem Gas. Aus dem Behältervolumen wird die spontan freigesetzte Masse m für den Fall $p < p_v$ berechnet.

$$m = \frac{V \cdot p_0 \cdot M_{\text{mol}}}{V_n \cdot p_N \cdot \left(1 + \frac{\vartheta_0}{T_n}\right)} = \frac{V \cdot p_0 \cdot M_{\text{mol}}}{22,7 \cdot \left(1 + \frac{\vartheta_0}{273,15}\right)}$$

in kg (2)

1.1.1.3 Berstscheiben, Sicherheitsventile, größere Lecks

Der rechnerischen Abschätzung des Massenstromes liegen folgende Vorstellungen und Vereinfachungen zugrunde:

- Abfallen des erhöhten Innendruckes p auf den atmosphärischen Normaldruck von 1,01325 bar im Bereich der Öffnung.
- Die Reibung wird nicht berücksichtigt. Daraus resultiert eine Überschätzung des Massenstromes¹.
- Es wird immer mit einer auf 61 % verringerten Fläche der Öffnung gerechnet. Die Ausflußziffer (discharge coefficient) wird generell auf $C_d = 0,61$ gesetzt. Das geschieht in Anlehnung an die Verfahrensweise im „Yellow Book“ von TNO.

Unter größeren Lecks werden Leckquerschnitte deutlich oberhalb von 1 % des Rohrleitungsquerschnittes verstanden².

Das zugrundeliegende Modell ist das Ausströmen aus einer Düse.

Benötigte Angaben

Stoffbezeichnung

Molmasse:	M_{mol}	in	g/mol
-----------	------------------	----	-------

Temperatur vor der Freisetzung:	ϑ_0	in	°C
---------------------------------	---------------	----	----

Innendruck:	p	in	bar
-------------	-----	----	-----

Querschnittsfläche der Öffnung:	A_{Leck}	in	mm ²
---------------------------------	-------------------	----	-----------------

Isentropenexponent bei ϑ_0 :	κ		
--	----------	--	--

(vgl. auch Abschnitt 2 im Anhang 4)

Berechnung des kritischen Druckes p_k

$$p_k = p_n \cdot \left(\frac{\kappa+1}{2}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = 1,01325 \cdot \left(\frac{\kappa+1}{2}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}$$

in bar (3)

1 Geike, A. Horn, A.: Probleme bei Ausbreitungsrechnungen. In: TÜ Bd. 34 (1993), Nr. 4 - April

2 TAA-GS-03: Abschlußbericht des Arbeitskreises „Novellierung der 2. StörfallVwV“. Stand April 1994

Berechnung des Massenstromes für den Fall $p \leq p_k$

$$\dot{m} = C_d \cdot A_{Leck} \cdot \sqrt{\frac{\rho_n}{V_n}} \cdot \left(\frac{p}{p_n} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \kappa}{\kappa-1} \cdot \left[1 - \left(\frac{p}{p_n} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right] \cdot \frac{M_{mol}}{1 + \frac{\vartheta_0}{T_n}}}.$$

$$\dot{m} = 4,10 \cdot 10^{-5} \cdot A_{Leck} \cdot \left(\frac{p}{1,01325} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \sqrt{\frac{2 \cdot \kappa}{\kappa-1} \cdot \left[1 - \left(\frac{p}{1,01325} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right] \cdot \frac{M_{mol}}{1 + \frac{\vartheta_0}{273,15}}}.$$

in kg/s (4)

Berechnung des Massenstromes für den Fall $p \geq p_k$

$$\dot{m} = C_d \cdot A_{Leck} \cdot \frac{p}{p_n} \cdot \sqrt{\kappa \cdot \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \cdot \frac{M_{mol}}{1 + \frac{\vartheta_0}{T_n}}}.$$

$$\dot{m} = 4,10 \cdot 10^{-5} \cdot A_{Leck} \cdot \frac{p}{1,01325} \cdot \sqrt{\kappa \cdot \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \cdot \frac{M_{mol}}{1 + \frac{\vartheta_0}{273,15}}}.$$

in kg/s (5)

Konstanter Massenstrom

Mit den Gleichungen (4) oder (5) kann der Massenstrom für einen konstanten Innendruck berechnet werden. Mit der Festlegung der Dauer der Freisetzung t_e sind für diesen wichtigen Fall der Gasfreisetzung die Angaben zum Quellterm komplett. Dabei werden die vorgesehenen begrenzenden Vorkehrungen und Maßnahmen berücksichtigt.

Sinkender Massenstrom

Darüber hinaus sind viele unterschiedliche Freisetzungsfälle möglich, bei denen der Innendruck und damit der Massenstrom zeitabhängig sind.

Ein wichtiger Fall, das Ausströmen aus einem Behälter ohne zusätzliche Zufuhr von Gas soll als Beispiel behandelt werden.

Es werden zusätzlich folgende Angaben benötigt:

Behältervolumen	V	in	m^3
Anfangsdruck im Behälter	p_0	in	bar

Vereinfachend wird angenommen, daß sich die Temperatur des Gases während der Freisetzung nicht verändert.

Der Innendruck und damit der Massenstrom werden sinkende Zeitfunktionen. Das Ausströmen ist beendet, wenn Innendruck und Außendruck gleich geworden sind. Es existiert also eine maximale Freisetzungsdauer $t_{e,\max}$.

Die festzulegende Freisetzungsdauer t_e darf nicht größer sein als diese maximale Freisetzungsdauer.

Der Fall $p \leq p_k$

Wenn der Anfangsinnendruck p_0 kleiner als p_k ist, kann die maximale Freisetzungsdauer $t_{e,\max}$ berechnet werden, weil zu diesem Zeitpunkt der atmosphärische Außendruck erreicht wird:

$$t_{e,\max} = \sqrt{p_0 - p_n} \cdot \frac{2 \cdot \alpha}{\beta \cdot \sqrt{\omega}} = \sqrt{p_0 - 1,01325} \cdot \frac{2 \cdot \alpha}{\beta \cdot \sqrt{\omega}} \quad \text{in s} \quad (6)$$

Andernfalls kann die Zeitdifferenz zwischen dem Zeitpunkt t_k , wenn der Druck p_k erreicht wird und dem Ende der Freisetzung ohne Gegenmaßnahmen berechnet werden.

$$t_{e,\max} - t_k = \sqrt{p_k - p_n} \cdot \frac{2 \cdot \alpha}{\beta \cdot \sqrt{\omega}} = \sqrt{p_k - 1,01325} \cdot \frac{2 \cdot \alpha}{\beta \cdot \sqrt{\omega}} \quad \text{in s} \quad (7)$$

Für den Massenstrom gilt:

$$\dot{m}(t) = \beta \cdot \sqrt{\omega} \cdot \left(\sqrt{p_0 - p_n} - \frac{\beta \cdot \sqrt{\omega}}{2 \cdot \alpha} \cdot t \right) = \beta \cdot \sqrt{\omega} \cdot \left(\sqrt{p_0 - 1,01325} - \frac{\beta \cdot \sqrt{\omega}}{2 \cdot \alpha} \cdot t \right) \text{ in kg/s} \quad (8)$$

Die Abkürzungen bedeuten:

$$\alpha = \frac{V \cdot M_{\text{mol}}}{22,4 \cdot \left(1 + \frac{\vartheta_0}{273,15} \right)} \quad \text{in kg} \quad (9)$$

$$\beta = 4,10 \cdot 10^{-5} \cdot A \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \kappa}{\kappa - 1} \cdot \frac{M_{\text{mol}}}{1 + \frac{\vartheta_0}{273,15}}} \quad \text{in kg/s} \quad (10)$$

$$\omega = 1 - \frac{1}{\kappa} \quad (11)$$

Der Fall $p \geq p_k$

Die Zeitdauer vom Beginn der Freisetzung bis zum Erreichen des Druckes p_k kann damit berechnet werden.

$$t_k = \frac{\alpha}{\gamma \cdot \ln\left(\frac{p_0}{p_k}\right)} \quad \text{in s} \quad (12)$$

Die maximale Freisetzungsdauer $t_{e,\max}$ kann unter Nutzung der Gleichung (7) bestimmt werden.

Andernfalls gilt für die maximale Freisetzungsdauer:

$$t_{e,\max} = \frac{\alpha}{\gamma \cdot \ln\left(\frac{p_0}{p_k}\right)} + \sqrt{p_k - 1,01325} \cdot \frac{2 \cdot \alpha}{\beta \cdot \sqrt{\omega}} \quad \text{in s} \quad (13)$$

Für den zeitabhängigen Massenstrom ergibt sich für den Zeitraum von $t = 0$ bis $t = t_k$:

$$\dot{m}(t) = \gamma \cdot p_0 \cdot e^{-\frac{\gamma}{\alpha}t} \quad \text{in kg/s} \quad (14)$$

Der abkürzende konstante Faktor γ bedeutet:

$$\gamma = 4,10 \cdot 10^{-5} \cdot A_{Leck} \cdot \sqrt{\kappa \cdot \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \cdot \frac{M_{mol,mix}}{1 + \frac{\vartheta_0}{273,15}} \cdot \frac{1}{1,01325}} \quad \text{in kg/s} \quad (15)$$

Mit der Festlegung der Dauer der Freisetzung t_e , höchstens gleich der maximal möglichen Freisetzungsdauer $t_{e,\max}$, sind für diesen wichtigen Fall der Gasfreisetzung die Angaben zum Quellterm komplett. Dabei werden die vorgesehenen begrenzenden Vorkehrungen und Maßnahmen durch t_e berücksichtigt.

1.1.1.4 Leitungsabriß bei Gasen

Zuerst ist zu beachten, daß zwei Austrittsöffnungen entstehen. Man benötigt Informationen darüber, was sich hinter den beiden Rohrenden befindet (Rückschlagventile, Schnellschlußventile, Kompressoren, Behälter).

Wenn die entstandenen Ausströmöffnungen einen deutlich geringeren Querschnitt als das durchströmte Rohr haben oder wenn es sich um kurze Rohrabschnitte handelt, kann das in den beiden vorangehenden Abschnitten zugrundeliegende Modell „Ausströmen aus einer Düse“ unverändert angewendet werden. Es liefert überschätzende Werte für den Massenstrom, weil Reibungseffekte unberücksichtigt bleiben.

Der ausströmende Massenstrom ändert sich vom Beginn des Ausströmens mit der Zeit. Diese zeitlichen Veränderungen hängen von einer Vielzahl von Umständen ab. Für die

Abschätzung des Massenstromes in diesen Fällen wird auf die Literatur verwiesen³. Insbesondere wird auf den Abschnitt 2.2.3 im Band II dieses Leitfadens „Berechnungsmethoden, aktuelle Modelle und Modellgleichungen zum Erarbeiten von Störfallablauf-szenarien“ verwiesen.

Für stählerne Rohrleitungsabschnitte mit kreisförmigen Querschnitten kann bei konstanterem Massenstrom und konstantem Durchmesser der Druckabfall grob abgeschätzt werden (vgl. auch DIN 8975 Teil 7).

Bezeichnungen

i	Anfang des Rohrabschnittes mit dem höheren Druck
$i+1$	Ende des Rohrabschnittes mit dem geringeren Druck
$D_{i,i+1}$	Innendurchmesser des Rohres in mm
$L_{i,i+1}$	Länge des Rohrabschnittes in m
$q_{i,i+1}$	Massenstrom in kg/s
$\zeta_{i,i+1}$	Widerstandszahl des gesamten Abschnittes
ζ'_j	Widerstandszahl von Formstücken und Armaturen
ϑ	Gastemperatur in °C
p_N	Normaldruck = 1,01325 bar
ρ_N	Gasdichte bei ϑ und Normaldruck
M_{mol}	Molmasse in g/mol
V_{mol}	Molvolumen bei 0 °C = 0,0224 m³

Berechnung der Widerstandszahl

$$\zeta_{i,i+1} = 20 \cdot \frac{L_{i,i+1}}{D_{i,i+1}} + \sum_j \zeta'_j \quad (15a)$$

Die folgende Tabelle enthält **Widerstandszahlen** ζ'_j von Formstücken und Armaturen.

Kantiger Einlauf	sehr scharfkantig gebrochene Kante	0,50 0,25
Weit vorstehender Einlauf	sehr scharfkantig gebrochene Kante	1,00 0,56
Abgerundeter Einlauf	abhängig vom Rundungsradius	0,005 bis 0,06 üblich 0,05
Kantiger Einlauf unter einem Winkel δ	$\zeta' = 0,5 + 0,3 \cdot \cos \delta + 0,2 \cdot \cos^2 \delta$	
Rohrbogen 90 ° mit dem Radius R	$R = 2 \cdot D$ $R = 3 \cdot D$	0,3 0,25 0,23

3 siehe auch: Committee for the Prevention of Disasters: Methods for the calculation of physical effects. Second edition 1992, Chapter 2, Outflow

Crowl, D. A., Louvar, J.F.: Chemical Process Safety: Fundamentals with Applications, 1990 by Prentice Hall P T R,

Prentice Hall Inc.

VDI-Wärmeatlas, 8. Auflage 1997, Abschnitt L

	$R = 4 \cdot D$ $R = 5 \cdot D$	0,18
Wechselventil	Herstellerangaben	1,8 bis 2,4

Berechnung der Dichte

$$\rho_N = \frac{M_{\text{mol}}}{1000 \cdot V_{\text{mol}}} \quad \text{in } \text{kg/m}^3 \quad (15b)$$

Berechnung des höheren Druckes

$$p_i^2 = p_{i+1}^2 + 10^7 \cdot \zeta_{i,i+1} \cdot \frac{p_N}{\rho_N} \cdot \left(\frac{\pi}{4} \cdot D_{i,i+1}^2 \right)^2 \quad \text{in } (\text{bar})^2 \quad (15c)$$

1.1.2 Freisetzung von Gasgemischen

1.1.2.1 Abluftströme bei Gasgemischen

Abluftströme können bei Störungen zusätzliche Gefahrstoffanteile enthalten, einen stark erhöhten Gefahrstoffanteil mitführen oder an unbeabsichtigten Stellen frei werden und Gefahren verursachen. Es handelt sich um ein gasförmiges Gemisch aus Luft und einem oder mehreren Gefahrstoffen (beispielsweise Lösungsmitteldämpfe), die von einem Gebläse abgesaugt werden.

Vom Grundsatz her kann wie im Abschnitt 1.1.1.1 "Volumenströme bei Gasen" verfahren werden.

Benötigte Angaben

Stoffbezeichnung der enthaltenen Gefahrstoffe

Molmassen der enthaltenen Gefahrstoffe:

$M_{\text{mol},\text{stoff}}$ in g/mol

Normaldichten bei $p_N = 1,01325$ bar und $\vartheta_N = 0$ °C:

$\rho_{N,\text{stoff}}$ in kg/m³

Prozentuale Volumenanteile:

v_{stoff} in %

Freisetzungstemperatur des Gemisches:

ϑ_{mix} in °C

Freisetzungsdauer:

t_e in s

Gemischvolumenstrom:

\dot{V}_{mix} in m³/s

Dampfdrücke der Einzelstoffe bei ϑ_{mix} :

$p_{\text{stoff},v}$ in bar

Unter bestimmten Umständen können enthaltene Gefahrstoffe als Flüssigkeit aus dem Gemisch ausfallen. Das ist mit dem Ausfallen von Wasserdampf als Tau aus der Atmosphäre zu vergleichen.

Unter der fast immer zutreffenden Voraussetzung, daß genügend Kondensationskeime vorhanden sind, kondensiert der Gefahrstoff, wenn die Gemischttemperatur ϑ_{mix} unter der kritischen Temperatur des Stoffes ϑ_k liegt und der prozentuale Volumenanteil über dem Sättigungswert $v_{\text{stoff,sat}}$ bei dieser Temperatur liegt. Der Volumenanteil bei Sättigung $v_{\text{stoff,sat}}$ kann aus dem Dampfdruck $p_{\text{stoff,v}}$ berechnet werden.

$$v_{\text{stoff,sat}} = \frac{p_{\text{stoff,v}}}{1,01325} \cdot 100 \quad \text{in \%} \quad (16)$$

Bei der Festlegung der Freisetzungsdauer werden die vorgesehenen begrenzenden Vorkehrungen und Maßnahmen berücksichtigt.

Aus dem Volumenstrom kann für jeden enthaltenen Stoff der Massenstrom \dot{m}_{stoff} unter der Annahme idealer Gase berechnet werden.

$$\dot{m}_{\text{stoff}} = \frac{V_{\text{stoff}}}{100} \cdot \dot{V}_{\text{mix}} \cdot \frac{M_{\text{mol,stoff}}}{22,414 \cdot \left(1 + \frac{\vartheta_{\text{mix}}}{273,15}\right)} = \frac{V_{\text{stoff}}}{100} \cdot \dot{V}_{\text{mix}} \cdot \frac{\rho_{N,\text{stoff}}}{1 + \frac{\vartheta_{\text{mix}}}{273,15}} \quad \text{in kg/s} \quad (17)$$

1.1.2.2 Abgase von Verbrennungsanlagen

Abgase von Verbrennungsanlagen können bei Störungen zusätzliche Gefahrstoffanteile enthalten, einen stark erhöhten Gefahrstoffanteil mitführen oder an unbeabsichtigten Stellen frei werden und Gefahren verursachen. Es handelt sich um ein gasförmiges Gemisch aus Luft und einem oder mehreren Gefahrstoffen mit erhöhten Temperaturen.

Es kann wie im Abschnitt 1.1.2.1 "Abluftströme bei Gasgemischen" verfahren werden. Zusätzlich muß die Wärmeleistung des Abgasstromes bereitgestellt werden. Mit der Wärmeleistung wird später die Quellüberhöhung abgeschätzt.

Zusätzlich benötigte Angabe:

Wärmeleistung: P_{ges} in MW

1.1.2.3 Behälterversagen bei Gasgemischen

Benötigte Angaben

Stoffbezeichnung der enthaltenen Gefahrstoffe

Molmassen der enthaltenen Gefahrstoffe: $M_{\text{mol,stoff}}$ in g/mol

Prozentuale Volumenanteile: V_{stoff} in %

Behältervolumen: V in m^3

Behälterinnendruck: p in bar

Freisetzungstemperatur des Gemisches: ϑ_{mix} in $^\circ\text{C}$

Mittlere Molmasse des Gemisches: $M_{\text{mol,mix}}$ in g/mol

Aus dem Behältervolumen wird die spontan freigesetzte Gemischmasse unter der Annahme idealer Gase berechnet.

$$m_{\text{mix}} = \frac{V \cdot p \cdot M_{\text{mol,mix}}}{22,414 \cdot \left(1 + \frac{\vartheta_{\text{mix}}}{273,15}\right)} \quad \text{in kg} \quad (18)$$

Für die spontan freigesetzte Masse für die einzelnen Stoffe m_{stoff} unter der Annahme idealer Gase berechnet man:

$$m_{\text{stoff}} = \frac{V_{\text{stoff}}}{100} \cdot \frac{V \cdot p \cdot M_{\text{mol,mix}}}{22,7 \cdot \left(1 + \frac{\vartheta_{\text{mix}}}{273,15}\right)} \quad \text{in kg} \quad (19)$$

1.1.2.4 Berstscheiben, Sicherheitsventile, größere Lecks

Es kann weitgehend wie bei Gasen verfahren werden. Vereinfachend wird immer mit einer auf 61 % verringerten Fläche der Öffnung gerechnet. Die Ausflußziffer (discharge coefficient) wird wieder auf $C_d = 0,61$ gesetzt.

Benötigte Angaben

Stoffbezeichnung des Gemisches

Behältervolumen:	V	in	m^3
Behälterinnendruck:	p	in	bar
Querschnittsfläche der Öffnung:	A_{Leck}	in	mm^2
Freisetzungstemperatur des Gemisches:	ϑ_{mix}	in	$^{\circ}\text{C}$
Mittlere Molmasse des Gemisches:	$M_{\text{mol,mix}}$	in	g/mol
Isentropenexponent des Gemisches bei T_{mix} :	κ_{mix}		
Freisetzungsdauer:	t_e	in	s
Molmasse der enthaltenen Gefahrstoffe:	$M_{\text{mol,stoff}}$	in	g/mol
Volumenanteile der enthaltenen Gefahrstoffe:	v_{stoff}	in	%

Berechnung des Druckes p_k

$$p_k = 1,01325 \cdot \left(\frac{\kappa_{\text{mix}} + 1}{2}\right)^{\frac{\kappa_{\text{mix}}}{\kappa_{\text{mix}} - 1}} \quad \text{in bar} \quad (20)$$

Berechnung des Massenstromes für den Fall $p \leq p_k$

$$\dot{m}_{\text{mix}} = 4,10 \cdot 10^{-5} \cdot A_{\text{Leck}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \kappa_{\text{mix}}}{\kappa_{\text{mix}} - 1} \left[1 - \left(\frac{p}{1,01325} \right)^{\frac{\kappa_{\text{mix}} - 1}{\kappa_{\text{mix}}}} \right] \cdot \frac{M_{\text{mol,mix}}}{1 + \frac{\vartheta_{\text{mix}}}{273,15}} \cdot \left(\frac{p}{1,01325} \right)^{\frac{\kappa_{\text{mix}} - 1}{\kappa_{\text{mix}}}}} \quad \text{in kg/s} \quad (21)$$

Berechnung des Massenstromes für den Fall $p \geq p_k$

$$\dot{m}_{\text{mix}} = 4,10 \cdot 10^{-5} \cdot A_{\text{Leck}} \cdot \sqrt{\kappa_{\text{mix}} \cdot \left(\frac{2}{\kappa_{\text{mix}} + 1} \right)^{\frac{\kappa_{\text{mix}} + 1}{\kappa_{\text{mix}} - 1}} \cdot \frac{M_{\text{mol,mix}}}{1 + \frac{\vartheta_{\text{mix}}}{273,15}} \cdot \frac{p}{1,01325}} \quad \text{in kg/s} \quad (22)$$

Berechnung der Massenströme der im Gemisch enthaltenen Gefahrstoffe

$$\dot{m}_{\text{stoff}} = \dot{m}_{\text{mix}} \cdot \frac{V_{\text{stoff}}}{100} \cdot \frac{M_{\text{mol,stoff}}}{M_{\text{mol,mix}}} \quad \text{in kg/s} \quad (23)$$

1.1.2.4.1 Konstanter Massenstrom

Damit kann der Massenstrom für einen konstanten Innendruck berechnet werden. Mit der Festlegung der Dauer der Freisetzung t_e sind für diesen wichtigen Fall der Gasfreisetzung die Angaben zum Quellterm komplett. Dabei werden die vorgesehenen begrenzenden Vorkehrungen und Maßnahmen berücksichtigt.

1.1.2.4.2 Sinkender Massenstrom

Darüber hinaus sind viele unterschiedliche Freisetzungsfälle möglich, bei denen der Innendruck und damit der Massenstrom zeitabhängig sind.
Ein wichtiger Fall, das Ausströmen aus einem Behälter ohne zusätzliche Zufuhr von Gas soll als Beispiel behandelt werden.

Es werden zusätzlich folgende Angaben benötigt:

Behältervolumen	V	in	m^3
Anfangsdruck im Behälter	p_0	in	bar

Vereinfachend wird angenommen, daß sich die Temperatur des Gases während der Freisetzung nicht verändert.

Der Innendruck und damit der Massenstrom verringern sich mit der Zeit. Das Ausströmen ist beendet, wenn Innendruck und Außendruck gleich geworden sind. Es existiert also eine maximale Freisetzungsdauer $t_{e,\max}$.

Die festzulegende Freisetzungsdauer t_e darf nicht größer sein als diese maximale Freisetzungsdauer.

Der Fall $p \leq p_k$

Als Abkürzungen werden verwendet:

$$\alpha = V \cdot \frac{M_{\text{mol,mix}}}{22,414 \cdot \left(1 + \frac{\vartheta_{\text{mix}}}{273,15} \right)} \quad \text{in kg} \quad (24)$$

$$\beta = 4,10 \cdot 10^{-5} \cdot A \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot M_{\text{mol,mix}}}{\omega \cdot 1 + \frac{\vartheta_{\text{mix}}}{273,15}}} \quad \text{in kg/s} \quad (25)$$

$$\omega = 1 - \frac{1}{\kappa_{\text{mix}}} \quad (26)$$

Für den kritischen Druck gilt:

$$p_k = 1,01325 \cdot \left(\frac{1 - \frac{\omega}{2}}{1 - \omega} \right)^{\frac{1}{\omega}} \quad \text{in bar} \quad (27)$$

Wenn der Anfangsinnendruck p_0 kleiner als p_k ist, kann die maximale Freisetzungsdauer $t_{e,\max}$ berechnet werden, weil der zu diesem Zeitpunkt der Normaldruck erreicht wird:

$$t_{e,\max} = \sqrt{p_0 - 1,01325} \cdot \frac{2 \cdot \alpha}{\beta \cdot \sqrt{\omega}} \quad \text{in s} \quad (28)$$

Andernfalls gilt für die maximale Freisetzungsdauer:

$$t_{e,\max} = \frac{\alpha}{\gamma \cdot \ln\left(\frac{p_0}{p_k}\right)} + \sqrt{p_k - 1,01325} \cdot \frac{2 \cdot \alpha}{\beta \cdot \sqrt{\omega}} \quad \text{in s} \quad (29)$$

Für den Massenstrom ergibt sich:

$$\dot{m}(t) = 2 \cdot \alpha \cdot \left(\sqrt{p_0 - 1,01325} - \frac{\beta \cdot \sqrt{\omega}}{2 \cdot \alpha} \cdot t \right) \cdot \left(\frac{\beta \cdot \sqrt{\omega}}{2 \cdot \alpha} \cdot t \right) \quad \text{in kg/s} \quad (30)$$

Der Fall $p \geq p_k$

Der abkürzende konstante Faktor γ bedeutet:

$$\gamma = 4,10 \cdot 10^{-5} \cdot A_{Leck} \cdot \sqrt{\kappa_{mix} \cdot \left(\frac{2}{\kappa_{mix} + 1} \right)^{\frac{\kappa_{mix} + 1}{\kappa_{mix} - 1}} \cdot \frac{M_{mol,mix}}{1 + \frac{\vartheta_{mix}}{273,15}} \cdot \frac{1}{1,01325}} \quad \text{in kg/s} \quad (31)$$

Die Zeitdauer vom Beginn der Freisetzung bis zum Erreichen des Druckes p_k :

$$t_k = \frac{\alpha}{\gamma \cdot \ln \left(\frac{p_0}{p_k} \right)} \quad \text{in s} \quad (32)$$

Die maximale Freisetzungsdauer $t_{e,max}$:

$$t_{e,max} = t_k + \sqrt{p_k - 1,01325} \cdot \frac{2 \cdot \alpha}{\beta \cdot \sqrt{\omega}} \quad \text{in s} \quad (33)$$

Für den zeitabhängigen Massenstrom ergibt sich für den Zeitraum von $t = 0$ bis $t = t_k$:

$$\dot{m}(t) = \gamma \cdot p_0 \cdot e^{-\frac{\gamma}{\alpha} t} \quad \text{in kg/s} \quad (34)$$

Mit der Festlegung der Dauer der Freisetzung t_e , höchstens gleich der maximal möglichen Freisetzungsdauer $t_{e,max}$, sind für diesen wichtigen Fall der Gasfreisetzung die Angaben zum Quellterm komplett.

1.1.2.5 Leitungsabriß bei Gasgemischen

Zuerst ist zu beachten, daß zwei Austrittsöffnungen entstehen. Man benötigt Informationen darüber, was sich hinter den beiden Rohrenden befindet (Rückschlagventile, Schnellschlußventile, Kompressoren, Behälter).

Wenn die entstandenen Ausströmöffnungen einen deutlich geringeren Querschnitt als das durchströmte Rohr haben oder wenn es sich um kurze Rohrabschnitte handelt, kann das in den beiden vorangehenden Abschnitten zugrundeliegende Modell „Ausströmen

aus einer Düse“ unverändert angewendet werden. Es liefert überschätzende Werte für den Massenstrom, weil Reibungseffekte unberücksichtigt bleiben.

Der ausströmende Massenstrom ändert sich vom Beginn des Ausströmens mit der Zeit. Diese zeitlichen Veränderungen hängen von einer Vielzahl von Umständen ab. Für die Abschätzung des Massenstromes in diesen Fällen wird auf die Literatur aufmerksam gemacht¹. Insbesondere wird auf den Abschnitt 2.2.3 im Band II dieses Leitfadens „Berechnungsmethoden, aktuelle Modelle und Modellgleichungen zum Erarbeiten von Störfallablaufszzenarien“ verwiesen.

Für stählerne Rohrleitungsschnitte mit kreisförmigen Querschnitten mit konstantem Massenstrom und konstantem Durchmesser kann der Druckabfall wie im Abschnitt 1.1.1.4 grob abgeschätzt werden. Als Molmasse muß die mittlere Molmasse $M_{\text{mol,mix}}$ des Gemisches verwendet werden.

1.1.3 Freisetzung verflüssigter Gase

1.1.3.1 Behälterversagen bei druckverflüssigten Gasen

Benötigte Angaben

Stoffbezeichnung

Molmasse:	M_{mol}	in	g/mol
Volumen an Flüssigphase im Behälter:	V_{Fl}	in	m^3
Temperatur vor der Freisetzung:	ϑ_0	in	$^\circ\text{C}$

Bei Temperaturen ϑ_0 unter der kritischen Temperatur ϑ_k , die eine Stoffeigenschaft ist, existiert das Gas in zwei Phasen. Der Behälterinnendruck ist im allgemeinen der Dampfdruck p_v bei dieser Temperatur ϑ_0 (zum Zusammenhang $p_v(\vartheta)$ vgl. auch Abschnitt 1 im Anhang 4).

Neben der Flüssigphase besteht getrennt die Gasphase über dem Flüssigkeitsspiegel. Man spricht von druckverflüssigtem Gas. Wegen möglicher von außen verursachter Temperaturänderungen darf der Behälter im allgemeinen nicht vollständig mit Flüssigphase gefüllt sein, weil er in diesem Fall durch die Volumenausdehnung der Flüssigphase gesprengt werden könnte.

Näherungsweise kann die Gesamtmasse im Behälter gleich der Masse der Flüssigphase gesetzt werden, weil der Dichteunterschied der beiden Phasen im Bereich sehr groß ist. Beispielsweise beträgt die Dichte von verflüssigtem Ammoniak bei 20 °C und einem zugehörigen Dampfdruck von 8,56 bar $\rho = 610,4 \text{ kg/m}^3$ und die der Gasphase nur $\rho = 6,06 \text{ kg/m}^3$.

Aus dem Behältervolumen mit Flüssigphase wird die spontan freigesetzte Gesamtmasse m_{ges} mit der temperaturabhängigen Dichte der Flüssigphase berechnet (zum Zusammenhang $\rho(\vartheta_0)$ vgl. auch Abschnitt 3 im Anhang 4). Für die freigesetzte Masse erhält man:

$$m_{\text{ges}} = \rho(\vartheta_0) \cdot V_{\text{Fl}} \quad \text{in kg} \quad (35)$$

Flashverdampfung

Für den Übergang aus der Flüssigphase in die Gasphase wird Wärmeenergie benötigt. Die pro kg des Stoffes benötigte Wärmeenergie, die spezifische Verdampfungswärme h_v , ist eine temperaturabhängige Stoffeigenschaft.

Beim plötzlichen Freiwerden von druckverflüssigtem Gas verdampft ein erheblicher Anteil der Flüssigphase unverzüglich (Flashverdampfung). Die benötigte Wärme wird der Flüssigphase entzogen. Der verbleibende Anteil der Flüssigphase kühlt sich dabei auf die Siedetemperatur bei Umgebungsdruck ab.

Aus der Wärmebilanz bei diesem Vorgang kann der Flashanteil abgeschätzt werden. Dazu muß die Wärmeenergie, die zum Aufheizen oder Abkühlen des Stoffes in der Flüssigphase benötigt wird, bekannt sein.

Diese Wärmeenergie pro kg des Stoffes und pro K ist die spezifische Wärme (vgl. auch Abschnitt 4 im Anhang 4).

Es wird angenommen, daß sich die Flashverdampfung bei konstantem Umgebungsdruck nach der spontanen Freisetzung vollzieht. Näherungsweise wird c_{pb} bei Siedetemperatur und Normaldruck verwendet. Man erhält (vgl. Abschnitt 5 im Anhang 4):

$$\frac{m_{\text{flash}}}{m_{\text{ges}}} = 1 - e^{-\frac{c_{pb} \cdot (\vartheta_0 - \vartheta_b)}{h_{vb}}} \quad (36)$$

Lachenbildung

Lachen können sich in begrenzten Auffangtassen und auf unbegrenzten Bodenflächen bilden. Man geht davon aus, daß es für verschiedene Bodenarten verschiedene Mindesttiefen der Lachen gibt. Die Mindesttiefen sind einerseits durch die Oberflächenspannung der Flüssigkeiten und andererseits durch die nicht vollständig ebene Struktur der Bodenflächen bestimmt (vgl. auch Abschnitt 6 im Anhang 4).

Aus dem freigesetzten Gesamtvolumen an Flüssigkeit V_{fl} kann das Lachenvolumen bestimmt werden:

$$V_{La} = V_{fl} \cdot e^{-\frac{c_{pb} \cdot (\vartheta_0 - \vartheta_b)}{h_{vb}}} \quad \text{in } m^3 \quad (37)$$

Falls die Lache nicht durch eine Auffangtasse eingegrenzt ist, bildet sich eine Lache mit der Mindesttiefe. Die Lachenfläche A_{La} ist damit bestimmt.

$$A_{La} = 1000 \cdot \frac{V_{La}}{l_{\min}} \quad \text{in } m^2 \quad (38)$$

Die minimale Lachentiefe ist in mm einzugeben.

Im Falle einer Auffangtasse ist zu prüfen, ob bei dem freigesetzten Volumen die gesamte Tassenbodenfläche A_{Ta} mit Flüssigkeit bedeckt wird. Dazu muß gelten:

$$A_{Ta} \leq 1000 \cdot \frac{V_{La}}{l_{min}} \quad \text{in } m^2 \quad (39)$$

Falls die Bedingung (39) erfüllt ist, sind die Tassenfläche und die Lachenfläche gleich. Andernfalls wird die Lachenfläche nach Gleichung (38) berechnet.

Lachenverdampfung

In der Regel liegt die Siedetemperatur ϑ_b bei druckverflüssigten Gasen erheblich unter der Temperatur des Lachengrundes ϑ_{soil} . Dadurch kommt es zu einem Wärmeeintrag in die Lachenflüssigkeit. Die Lachenflüssigkeit behält die Siedetemperatur.

Für die Verdampfung aus der Lache wird angenommen, daß gerade soviel Flüssigkeit verdampft, daß der Wärmeverlust durch die Verdampfungswärme gleich der über den Lachenboden eingetragenen Wärmemenge ist. Der Lachenboden kühlst sich dabei ab.

Andere Wärmeflüsse, wie die Sonneneinstrahlung, haben im allgemeinen einen geringen Einfluß und werden vernachlässigt.

Mit der Lachenfläche A_{La} lautet die Gleichung zur Abschätzung des Verdampfungsmassenstromes:

$$\dot{m} = \frac{\sqrt{10}}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\lambda_{soil} \cdot (\vartheta_{soil} - \vartheta_b)}{h_{vb} \cdot \sqrt{\alpha_{soil}}} \cdot \frac{A_{La}}{\sqrt{t}} = 1,784 \cdot \frac{\lambda_{soil} \cdot (\vartheta_{soil} - \vartheta_b)}{h_{vb} \cdot \sqrt{\alpha_{soil}}} \cdot \frac{A_{La}}{\sqrt{t}} \quad \text{in } kg/s \quad (40)$$

Folgende Dimensionen sind zu verwenden:

Differenz zwischen Bodentemperatur und

Siedetemperatur:

$(\vartheta_{soil} - \vartheta_b)$ in K

Lachenfläche:

A_{La} in m^2

Laufende Zeit:

t in s

Spezifische Verdampfungswärme am Siedepunkt:

h_{vb} in kJ/kg

Wärmeleitfähigkeit des Bodens:

λ_{soil} in $10^{-7} \cdot W/(m \cdot K)$

Koeffizient für die Wärmeleitung im Boden
für die Wärmeleitungsgleichung:

α_{soil} in m^2/s

Beispiele für Zahlenwerte von λ_{soil} und α_{soil} findet man unter Abschnitt 11 im Anhang 4.

Die Nutzung der Gleichung (40) für die Abschätzung des Massenstromes ist bei kleinen Zeiten und bei großen Zeiten nicht plausibel. Für verschwindendes t würde der Massen-

strom über alle Grenzen wachsen. Für beliebig wachsendes t würde der Massenstrom verschwinden.

Man kann folgendermaßen verfahren. Zwischen $t = 0$ und $t = t_1$ wird der Zeitverlauf des Massenstromes durch eine abfallende Gerade angenähert. Die Näherungsgerade für den Massenstrom genügt für $t = t_1$ der Gleichung (40).

Daraus ergibt sich für den Massenstrom bei $t = 0$:

$$\dot{m}_0 = 3 \cdot \dot{m}(t_1) \quad (41)$$

Für wachsende Zeiten soll der Verdunstungsmassenstrom einer nicht siedenden Flüssigkeitslache zum Vergleich mit dem Massenstrom nach Gleichung (40) herangezogen werden. Der jeweils größere Wert ist dann zu verwenden.

Für die Abschätzung des Verdunstungsmassenstromes \dot{m}_{ver} wird folgende Modellgleichung verwendet:

$$\dot{m}_{\text{ver}} = -0,024 \cdot \frac{u_a^{0,78} \cdot M_{\text{mol}} \cdot A_{\text{La}}}{R_{\text{La}}^{0,11} \cdot (273,15 + \vartheta_{\text{La}})} \cdot \ln\left(1 - \frac{p_v}{1,01325}\right) \quad \text{in kg/s} \quad (42)$$

Folgende Dimensionen sind zu verwenden:

Temperatur der Flüssigkeit an der Lachenoberfläche:	ϑ_{La}	in	$^{\circ}\text{C}$
Lachenfläche:	A_{La}	in	m^2
Molmasse der Flüssigkeit:	M_{mol}	in	g/mol
Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe über der Lache:	u_a	in	m/s
Dampfdruck bei ϑ_{La} :	p_v	in	bar
Lachenradius:	R_{La}	in	m

Die Gültigkeit dieser empirischen Formel ist eigentlich auf Dampfdrücke bis 0,2 bar beschränkt. Für die Lücke bis zum Atmosphärendruck fehlt eine vergleichbare Formel. Deshalb wird die Formel auch für höhere Dampfdrücke verwendet.

Sie soll auch hier für die Abschätzung einer unteren Grenze für den Verdampfungsmassenstrom nach Gleichung (40) benutzt werden.

Als untere Grenze für den Verdunstungsmassenstrom wird ein Dampfdruck von 0,9 bar angenommen und in die Formel (42) eingesetzt.

Damit erhält man für die untere Grenze des Verdampfungsmassenstromes nach Gleichung (40):

$$\dot{m}_{\text{ugr}} = -0,0526 \cdot \frac{u_a^{0,78} \cdot M_{\text{mol}} \cdot A_{\text{La}}}{R_{\text{La}}^{0,11} \cdot [273,15 + \vartheta_{\text{La}}(0,9\text{bar})]} \quad \text{in kg/s} \quad (43)$$

1.1.3.2 Auströmen aus der Gasphase von druckverflüssigten Gasen

Ausströmen aus Lecks zur Gasphase

Häufig befinden sich druckverflüssigte Gase in Behältern unter Dampfdruck entsprechend der Temperatur der Flüssigphase. Durch das Ansprechen von Berstscheiben, Sicherheitsventilen oder durch Lecks am Behälter, an Armaturen oder Rohrleitungen, die mit der Gasphase in Verbindung stehen, kann gasförmiger Stoff frei werden.

Der Massenstrom speist sich aus der Verdampfung von Flüssigphase. Dabei wird der Flüssigphase Verdampfungswärme entnommen.

Das führt zur Senkung der Temperatur der Flüssigphase und damit zur Senkung des Dampfdruckes, was letztlich zur Abnahme des frei werdenden Massenstromes führt.

Dieser Effekt kann in den Fällen vernachlässigt werden, wenn der Massenstrom im Vergleich zur Masse der Flüssigphase klein ist.

Bei großen Lecks oder kleinen Oberflächen kann es auch zum "Aufkochen" der Flüssigphase durch das Verdampfen im Volumen kommen. Es würde eine Zweiphasenströmung entstehen.

Dazu wird auf speziellere Literatur⁴ verwiesen.

Ohne Berücksichtigung der beiden genannten Effekte wird ein zeitlich konstanter Massenstrom frei. Für dessen Abschätzung kann auf die Gleichungen im Abschnitt 1.1.1.3 "Berstscheiben, Sicherheitsventile, größere Lecks" zurückgegriffen werden. Vereinfachend wird immer mit einer auf 61 % verringerten Fläche der Öffnung gerechnet. Die Ausflußziffer (discharge coefficient) wird auf $C_d = 0,61$ gesetzt.

Benötigte Angaben

Stoffbezeichnung

Molmasse:	M_{mol}	in	g/mol
Temperatur der Flüssigphase:	ϑ_0	in	°C
Dampfdruck bei ϑ_0	p_{v0}	in	bar
Querschnittsfläche der Öffnung	A_{Leck}	in	mm ²
Isentropenexponent bei ϑ_0	κ		

Vorgehensweise:

- Berechnung des kritischen Druckes p_k nach Gleichung (3)
- Berechnung des Massenstromes für den Fall $p \leq p_k$ nach Gleichung (4)

⁴ siehe auch: Committee for the Prevention of Disasters: Methods for the calculation of physical effects. Second edition 1992. Chapter 2, Outflow

- Berechnung des Massenstromes für den Fall $p \geq p_k$ nach Gleichung (5)

Der Innendruck p ist gleich dem Dampfdruck p_{v0} bei der Temperatur der Flüssigphase ϑ_0 .

Damit kann der Massenstrom für einen konstanten Innendruck berechnet werden. Mit der Festlegung der Dauer der Freisetzung t_e sind für diesen wichtigen Fall der Gasfreisetzung die Angaben zum Quellterm komplett. Dabei werden die vorgesehenen begrenzenden Vorkehrungen und Maßnahmen berücksichtigt.

Ausströmen aus dem vollen Rohrquerschnitt

Zuerst ist zu beachten, daß zwei Austrittsöffnungen entstehen. Man benötigt Informationen darüber, was sich hinter den beiden Rohrenden befindet (Rückschlagventile, Schnellschlußventile, Kompressoren, Behälter).

Wenn die entstandenen Ausströmöffnungen einen deutlich geringeren Querschnitt als das durchströmte Rohr haben oder wenn es sich um kurze kurzen Rohrabschnitte handelt, kann das in den beiden vorangehenden Abschnitten zugrundeliegende Modell „Ausströmen aus einer Düse“ unverändert angewendet werden. Es liefert überschätzende Werte für den Massenstrom, weil Reibungseffekte unberücksichtigt bleiben.

Der ausströmende Massenstrom ändert sich vom Beginn des Ausströmens mit der Zeit. Diese zeitlichen Veränderungen hängen von einer Vielzahl von Umständen ab. Für die Abschätzung des Massenstromes in diesen Fällen wird auf die Literatur verwiesen¹. Insbesondere wird auf den Abschnitt 2.2.3 im Band II dieses Leitfadens „Berechnungsmethoden, aktuelle Modelle und Modellgleichungen zum Erarbeiten von Störfallablaufszenarien“ verwiesen.

1.1.3.3 Ausströmen aus der Flüssigphase von druckverflüssigten Gasen

Beim Ausströmen von Flüssiggas aus Behältern, Armaturen und Rohrleitungen finden komplizierte physikalische Veränderungen, die mit dem Phasenübergang aus der Flüssigphase in die Gasphase während der Entspannung bei der Freisetzung zusammenhängen, statt.

Es kann zum Aufschäumen des gesamten Behälterinhalts, zu Zweiphasenströmungen und zu instationären Effekten kommen.

Vereinfachend lehnen sich die folgenden Ausführungen an die Vorgehensweise von Fauske und Epstein⁵ an. Für speziellere Informationen wird auf weitere Literatur verwiesen⁶.

Den Ausgangspunkt der Überlegungen bildet die bekannte Bernoulli-Gleichung für Flüssigkeiten bei stationären Bedingungen. Sie stellt einen einfachen Zusammenhang zwischen dem Druckabfall und der Geschwindigkeitsänderung an einer Drosselstelle

⁵ siehe auch: Fauske, Hans K.; Epstein, Michael : “Source term considerations in connection with chemical accidents and vapour cloud modelling”. In: J. Loss Prev. Process Ind., 1988, Vol 1, April

⁶ siehe auch: Committee for the Prevention of Disasters: Methods for the calculation of physical effects. Second edition 1992, Chapter 2, Outflow. (das sogenannte “Yellow book” von TNO)

VDI-Wärmeatlas, 8. Auflage 1997, Abschnitt L

her. Insbesondere wird auf den Abschnitt 7 im Anhang 4 und den Abschnitt 2.3 im Band II dieses Leitfadens „Berechnungsmethoden, aktuelle Modelle und Modellgleichungen zum Erarbeiten von Störfallablaufszenerien“ verwiesen.

Benötigte Angaben

Stoffbezeichnung:

Chemische Bezeichnung

Molmasse:

M_{mol} in g/mol

Anfangstemperatur der Flüssigphase:

ϑ_0 in °C

Dampfdruck bei ϑ_0 :

p_{v0} in bar

Druck im Behälter:

p_0 in bar

Anmerkung:

Der Druck p_0 im Behälter kann nicht kleiner als der Dampfdruck p_{v0} sein.

Dichte der Flüssigphase bei ϑ_0 :

ρ_{FI0} in kg/m³

Spezifische Wärme c_p der Flüssigphase bei ϑ_0 :

c_{FI0} in kJ/(K·kg)

Spezifische Verdampfungswärme bei Siedetemperatur:

h_{vb} in kJ/(K·kg)

Ausflußziffer:

C_d

Anmerkung: Die Ausflußziffer (discharge coefficient) kann im allgemeinen auf $C_d = 0,61$ gesetzt werden.

Es werden die Fälle rechteckige Ausströmöffnung und kreisförmige Ausströmöffnung unterschieden. Risse oder Spalte wären in den Fall rechteckiger Ausströmquerschnitte einzuordnen.

Leckdurchmesser:

D_{Leck} in mm

oder Lecklänge:

L_{Leck} in mm

und Leckbreite:

B_{Leck} in mm

Drossellänge:

L_{Dro} in mm

Anmerkung: Die Drossellänge ist die Strömungslänge mit dem verengten Querschnitt. Sie kann beispielsweise die Wanddicke eines Behälters oder die Länge eines Rohrabschnittes sein.

Berechnung des Leckquerschnitte A_{Leck}

Für die beiden Fälle kreisförmiges oder rechteckiges Leck ergibt sich:

$$A_{\text{Leck}} = \frac{\pi}{4} \cdot D_{\text{Leck}}^2 \quad \text{oder} \quad A_{\text{Leck}} = L_{\text{Leck}} \cdot B_{\text{Leck}} \quad \text{in } \text{mm}^2 \quad (44)$$

Berechnung des Reibungsfaktors F

Es wird ein Reibungsfaktor zur pauschalen Berücksichtigung der Reibung verwendet.

Für $\frac{L_{Dro}}{D_{Leck}} \leq 400$ oder $\frac{L_{Dro}}{B_{Leck}} \leq 400$ werden die beiden folgenden Gleichungen verwendet.

$$F = \frac{1}{\sqrt{1 + 0,00804 \cdot \frac{L_{Dro}}{D_{Leck}} - 0,00000573 \cdot \left(\frac{L_{Dro}}{D_{Leck}}\right)^2}}$$

oder

$$F = \frac{1}{\sqrt{1 + 0,00804 \cdot \frac{L_{Dro}}{B_{Leck}} - 0,00000573 \cdot \left(\frac{L_{Dro}}{B_{Leck}}\right)^2}} \quad (45)$$

Für $\frac{L_{Dro}}{D_{Leck}} \geq 400$ oder $\frac{L_{Dro}}{B_{Leck}} \geq 400$ wird mit $F = 0,55$ gerechnet.

Berechnung des Ungleichgewichtsfaktors L_u

Der empirische Ungleichgewichtsfaktor L_u berücksichtigt, daß über eine bestimmte Strömungslänge im verengten Querschnitt des Lecks noch kein thermodynamisches Gleichgewicht herrscht.

Für Drossellängen bis 100 mm wird er wie folgt berechnet und ansonsten wird er gleich 1 gesetzt.

$$L_u = 0,01 \cdot L_{Dro} \quad \text{für } L_{Dro} \leq 100 \quad (46)$$

$$L_u = 1 \quad \text{für } L_{Dro} \geq 100 \quad (47)$$

Berechnung der Differenz der spezifischen Volumina

Es handelt sich um die Differenz der Kehrwerte der Dichte von Gas- und Flüssigphase. Dieser Wert ist eine temperaturabhängige Stoffeigenschaft. Näherungsweise kann mit der Anfangstemperatur der Flüssigphase ϑ_0 gerechnet werden. Zur Flüssigkeitsdichte ρ_{Fl0} bei der Temperatur ϑ_0 vgl. auch Abschnitt 3 im Anhang 4.

$$v_{fg} = \frac{V_n \cdot p_n \cdot \left(1 + \frac{\vartheta_0}{T_n}\right)}{M_{mol} \cdot p_v(\vartheta_0)} - \frac{1}{\rho_{Fl0}(\vartheta_0)} = \frac{22,7 \cdot \left(1 + \frac{\vartheta_0}{273,15}\right)}{M_{mol} \cdot p_v(\vartheta_0)} - \frac{1}{\rho_{Fl0}(\vartheta_0)} \quad \text{in } m^3/kg \quad (48)$$

Abschätzung des Massenstromes

Mit den errechneten Zwischenergebnissen wird der Massenstrom in kg/s abgeschätzt.

$$\dot{m} = 4,472 \cdot 10^{-4} \cdot F \cdot A_{Leck} \cdot \sqrt{\frac{C_d^2 \cdot (p_0 - 1,01325) \cdot \rho_{Fl0}}{1 + 200 \cdot L_u \cdot C_d^2 \cdot (p_0 - 1,01325) \cdot \rho_{Fl0} \cdot \frac{v_{fg}^2 \cdot (273,15 + \vartheta_0) \cdot c_{Fl0}}{h_{v0}^2}}} \quad (49)$$

Abkühlung an der Austrittsstelle

Das aus der Flüssigphase freigesetzte Gas mit Flüssigkeitströpfchen hat Temperaturen in der Nähe des Siedepunktes. Daher beobachtet man in der Nähe der Austrittsstelle eine Abkühlung, die bei Anwesenheit von Wasser oder Wasserdampf zu Vereisungen führen kann.

Lachenbildung bei der Freisetzung aus der Flüssigphase

Das aus der Flüssigphase freigesetzte Gas tritt entsprechend der Druckdifferenz mit mehr oder weniger großer Geschwindigkeit aus und enthält mehr oder weniger Flüssigkeitströpfchen.

Falls der freigesetzte Strahl nicht auf Hindernisse stößt, kommt es in der Regel nur zu einem Wärmeeintrag infolge der Vermischung mit der Umgebungsluft.

Der Strahl kann aber auch auf Anlagenteile oder auf den Boden treffen und zusätzlich von den Hindernissen Wärme aufnehmen.

Bei hohen Drücken und kurzen Freisetzungsdauern kann man davon ausgehen, daß alle Flüssigphasetröpfchen nach kurzer Zeit verdampfen und keine Lache gebildet wird.

Bei niedrigen Drücken und langen Freisetzungsdauern kann ein bestimmter Anteil an auf die Siedetemperatur abgekühlter Flüssigphase auftreten. Der maximale Anteil an Flüssigphase kann abgeschätzt werden.

$$\frac{\dot{m}_{Fl,max}}{\dot{m}_{ges}} = e^{-\frac{c_{pb} \cdot (\vartheta_0 - \vartheta_b)}{h_{vb}}} \quad (50)$$

Letzten Endes muß der wirkliche Anteil an Flüssigphase zwischen Null und dem Maximalwert nach Gleichung (50) angenommen werden.

Hinsichtlich möglicher Gefahren sind in der Regel Annahmen mit zu geringem Anteil an Flüssigphase überschätzend (konservativ).

Aus dem Auftreten eines bestimmten Anteils an Flüssigphase kann aber noch nicht auf die Bildung einer Lache geschlossen werden, weil die Flüssigphasetröpfchen möglicherweise soweit verteilt sind, daß sie keine Lache bilden können. Deshalb ist hierzu eine weitere Annahme unter Berücksichtigung der gegebenen Umstände erforderlich.

Wenn das druckverflüssigte Gas mit einer Temperatur wenig oberhalb des Siedepunktes gespeichert ist und folglich einen geringen Überdruck hat, ist die Austrittsgeschwindigkeit ebenfalls gering und die Bildung einer Lache wahrscheinlich. Man kann in diesen Fällen den maximalen Lachenanteil unter Nutzung der Gleichung (50) abschätzen.

Anschließend wäre der wirkliche Lachenanteil unter Berücksichtigung der Gegebenheiten unterhalb des maximalen Anteils anzunehmen.

$$\chi_{La} = \frac{\dot{m}_{La}}{\dot{m}_{ges}} < \frac{\dot{m}_{Fl,max}}{\dot{m}_{ges}} \quad (51)$$

Für den in die Lache fließenden Flüssigphasesstrom erhält man:

$$\dot{m}_{La} = \chi_{La} \cdot \dot{m}_{ges} \quad (52)$$

Die Abschätzung des zeitlich veränderlichen Verdampfungsmassenstromes aus der Lache erfordert einen erheblichen Rechenaufwand. Die Programme Effects der TNO und DISMA® können als Beispiele für Rechenprogramme genannt werden.

1.1.3.4 Ausströmen eines Gemisches aus der Flüssig- und Gasphase

Benötigte Angaben

Dampfdruck vor der Freisetzung:	p_{v0}	in	bar
Dichte der Flüssigphase vor der Freisetzung:	ρ_{Fl0}	in	kg/m³
Querschnittsfläche der Öffnung:	A_{Leck}	in	mm²
Füllungsgrad mit Flüssigphase vor dem Auftreten des Lecks:	χ_0	in	%

Für den Fall, daß sich in einem Behälter nach dem Auftreten eines relativ großen Lecks zur Gasphase ein annähernd homogenes Gemisch aus Flüssigphase und Gasphase im gesamten Behälter bildet (siedende Flüssigkeit), kann zunächst der Massenstrom \dot{m} zu Beginn der Freisetzung abgeschätzt werden.

Die Abschätzung ist konservativ (überschätzend), weil das Absinken der Temperatur durch das spontane Verdampfen bei der Bildung des Gemisches unberücksichtigt bleibt. Vereinfachend wird immer mit einer auf 61 % verringerten Fläche der Öffnung gerechnet. Die Ausflußziffer (discharge coefficient) wird auf $C_d = 0,61$ gesetzt.

$$\dot{m} = C_d \cdot A_{Leck} \cdot \sqrt{\chi_0 \cdot \rho_{Fl0} \cdot (p_{v0} - p_n)} = 2,73 \cdot 10^{-4} \cdot A_{Leck} \cdot \sqrt{\chi_0 \cdot \rho_{Fl0} \cdot (p_{v0} - 1,01325)} \text{ in kg/s} \quad (53)$$

Tatsächlich bleibt der Massenstrom im Verlauf der Zeit nicht unverändert, weil das durch die Freisetzung im Behälter frei werdende Volumen durch das Verdampfen weiterer Flüssigphase ersetzt wird.

Dabei sinkt die Temperatur des Gemisches wegen des Wärmeverlustes durch das Verdampfen. Zur Abschätzung des zeitabhängigen Massenstromes wird auf die Literatur⁷ verwiesen.

⁷ siehe auch: Methods for the calculation of physical effects, Committee for the Prevention of Disasters, Second edition 1992, Chapter 2, Outflow, das sogenannte "Yellow book" von TNO,

1.1.3.5 Behälterversagen bei kaltverflüssigten Gasen

Benötigte Angaben

Stoffbezeichnung

Molmasse:	M_{mol}	in	g/mol
Volumen an Flüssigphase im Behälter:	V_{Fl}	in	m^3
Temperatur vor der Freisetzung:	ϑ_0	in	$^\circ\text{C}$

Bei Temperaturen ϑ_0 unter der Siedetemperatur ϑ_b bei Normaldruck existiert das Gas als Flüssigkeit und kann bei Normaldruck gespeichert oder transportiert werden. Die Temperatur ϑ_0 liegt in der Regel nur knapp unter der Siedetemperatur.

Für die Abschätzung des Verdampfungsmassenstrom wird daher von Anfang an angenommen, daß die Lachentemperatur gleich der Siedetemperatur ist. Diese Annahme ist auch insofern berechtigt, als die nach der Freisetzung beginnende Wärmezufuhr durch den Lachenboden nach kurzer Zeit dazu führt, daß die Siedetemperatur erreicht wird.

Im Prinzip kann wie im Abschnitt 1.1.3.1 "Behälterversagen bei druckverflüssigten Gasen", aber ohne Flashanteil, verfahren werden. Aus dem Behältervolumen wird die spontan freigesetzte Gesamtmasse m_{ges} mit der temperaturabhängigen Dichte der Flüssigphase berechnet.

Für die freigesetzte Masse erhält man:

$$m_{\text{ges}} = \rho(\vartheta_0) \cdot V_{\text{Fl}} \quad \text{in kg} \quad (54)$$

Lachenbildung

Lachen können sich in die Lachenfläche begrenzenden Auffangtassen und auf die Lachenfläche nicht begrenzenden Bodenflächen bilden. Man geht davon aus, daß es für verschiedene Bodenarten verschiedene Mindesttiefen der Lachen gibt. Die Mindesttiefen sind durch die Oberflächenspannung der Flüssigkeiten und durch die nicht vollständig ebene Struktur der Bodenflächen bestimmt. Der Abschnitt 6 im Anhang 4 enthält Beispiele für Annahmen zu Mindestlachentiefen l_{\min} in Abhängigkeit von der Bodenart. Es wird angenommen, daß der Boden undurchlässig ist.

Falls die Lache nicht durch eine Auffangtasse eingegrenzt ist, bildet sich eine Lache mit der Mindesttiefe. Die Lachenfläche A_{La} ist damit bestimmt und kann nach Gleichung (38) berechnet werden.

Im Falle einer Auffangtasse ist zu prüfen, ob bei dem freigesetzten Volumen die gesamte Tassenbodenfläche A_{Ta} mit Flüssigkeit bedeckt wird. Dazu muß die Bedingung (39) gelten.

Falls die Bedingung (39) erfüllt ist, sind die Tassenfläche und die Lachenfläche gleich. Andernfalls wird die Lachenfläche nach Gleichung (38) berechnet. Zur Lachenverdampfung wird auf den Abschnitt 1.1.3.1 "Behälterversagen bei druckverflüssigten Gasen" verwiesen.

1.1.3.6 Auslaufen von Flüssiggas bei kaltverflüssigten Gasen

Den Ausgangspunkt der Überlegungen bildet die Bernoulli-Gleichung für Flüssigkeiten bei stationären Bedingungen. Sie stellt einen einfachen Zusammenhang zwischen dem Druckabfall und der Geschwindigkeitsänderung an einer Drosselstelle her (vgl. auch Abschnitt 7 im Anhang 4). Vereinfachend wird immer mit einer auf 61 % verringerten Fläche der Öffnung gerechnet. Die Ausflußziffer (discharge coefficient) wird damit auf $C_d = 0,61$ gesetzt.

Man erhält für den flächenspezifischen Massenstrom:

$$\dot{m}'' = C_d \cdot \sqrt{2 \cdot \rho_{\text{Fl}}(\vartheta_0) \cdot [p_0 - p_N] \cdot 10^5} = 0,61 \cdot \sqrt{2 \cdot \rho_{\text{Fl}}(\vartheta_0) \cdot [p_0 - 1,01325] \cdot 10^5} \quad \text{in kg/(s} \cdot \text{m}^2\text{)} \quad (55)$$

Die Drücke werden in bar und die Dichte wird in kg/m³ eingesetzt. Zum Innendruck p_0 siehe auch Abschnitt 8 im Anhang 4.

Durch Multiplikation mit dem Leckquerschnitt A_{Leck} erhält man aus dem flächenspezifische Massenstrom den aus dem Leck austretenden Massenstrom \dot{m}_{ges} .

$$\dot{m}_{\text{ges}} = 10^{-6} \cdot A_{\text{Leck}} \cdot \dot{m}'' \quad \text{in kg/s} \quad (56)$$

Die Fläche A_{Leck} ist der reale Leckquerschnitt in mm².

Verdampfungsmassenstrom aus der Lache bei zeitlich konstantem Massenstrom aus dem Leck⁸

Es kann wie im Abschnitt 1.1.3.3 "Ausströmen aus der Flüssigphase von druckverflüssigten Gasen", aber ohne Flashanteil, verfahren werden.

Auslaufen mit veränderlichem Flüssiggasstrom bei kaltverflüssigten Gasen

Das beschriebene Verfahren lässt sich auf zeitlich veränderliche Leckströme, beispielsweise auf das Auslaufen eines Behälters ausdehnen.

Zur Bestimmung des zeitlich veränderlichen Volumenstromes in die Lache bei einem auslaufenden Behälter wird auf den Abschnitt 1.1.4.2 "Auslaufen von Flüssigkeiten aus Lecks" verwiesen.

Abschätzung der Quellterme bei tiefkalt verflüssigten Gasen

⁸ siehe auch: Committee for the Prevention of Disasters: Methods for the calculation of physical effects: Second edition 1992. Chapter 5, Evaporation

Der Unterschied zu kaltverflüssigten Gasen besteht lediglich in gegenüber der Umgebungstemperatur sehr niedrigen kritischen Temperaturen. Sie lassen sich bei Umgebungstemperaturen nicht verflüssigen. Im Falle ihrer Freisetzung verdampfen sie sehr schnell, weil die Temperaturdifferenz zur Umgebung sehr hoch ist und der Wärmeeintrag pro Zeiteinheit folglich sehr hoch ist.

In der Regel kann man davon ausgehen, daß bei nicht zu großen freigesetzten Mengen die Verdampfung unverzüglich ohne ausgeprägte Lachenbildung stattfindet.

Bei sehr großen Freisetzungsmengen kann wie in den oben betrachteten Fällen für druckverflüssigte und kaltverflüssigte Gase verfahren werden.

1.1.4 Freisetzung von Flüssigkeiten

1.1.4.1 Behälterversagen bei Flüssigkeiten

Benötigte Angaben

Stoffbezeichnung

Volumen an Flüssigkeit im Behälter: V_{Fl} in m^3

Temperatur vor der Freisetzung: ϑ_0 in $^{\circ}C$

Auf den Abschnitt 10 im Anhang 4 wird verwiesen.

Die Masse im Behälter kann aus der temperaturabhängigen Dichte und dem Flüssigkeitsvolumen im Behälter berechnet werden.

$$m_{Fl} = \rho(\vartheta_0) \cdot V_{Fl} \quad \text{in kg} \quad (57)$$

Lachenbildung

Lachen können sich in begrenzten Auffangtassen und auf unbegrenztem Bodenflächen bilden. Man geht davon aus, daß es für verschiedene Bodenarten verschiedene Mindesttiefen der Lachen gibt.

Die Mindesttiefen sind einerseits durch die Oberflächenspannung der Flüssigkeiten und andererseits durch die nicht vollständig ebene Struktur der Bodenflächen bestimmt (siehe auch Abschnitt 6 im Anhang 4).

Es wird angenommen, daß der Boden undurchlässig ist.

Falls die Lache nicht durch eine Auffangtasse eingegrenzt ist, bildet sich eine Lache mit der Mindesttiefe.

Die Lachenfläche A_{La} ist damit bestimmt und kann nach Gleichung (38) berechnet werden.

Im Falle einer Auffangtasse ist zu prüfen, ob bei dem freigesetzten Volumen die gesamte Tassenbodenfläche A_{Ta} mit Flüssigkeit bedeckt wird. Dazu muß die Bedingung (39) gelten.

Falls die Bedingung (39) erfüllt ist, sind die Tassenfläche und die Lachenfläche gleich. Andernfalls wird die Lachenfläche nach Gleichung (38) berechnet.

Lachenverdunstung

In der Regel liegt die Lachentemperatur ϑ_{La} bei Flüssigkeiten nicht erheblich unter der Temperatur des Lachengrundes ϑ_{soil} . Dadurch kommt es nur zu einem geringen Wärmeaustausch zwischen Lachenboden und Lachenflüssigkeit. Der Wärmeaustausch wird vernachlässigt.

Andere Wärmeflüsse, wie die Sonneneinstrahlung, haben im allgemeinen einen gerin- gen Einfluß und werden ebenfalls vernachlässigt.

Für die Abschätzung des Verdunstungsmassenstromes \dot{m}_{ver} wird die Modellglei- chung (42) verwendet.

Die Lachentemperatur ϑ_{La} kann in der Regel gleich der Freisetzungstemperatur ϑ_0 ange- nommen werden.

1.1.4.2 Auslaufen von Flüssigkeiten aus Lecks

1.1.4.2.1 Konstanter Flüssigkeitsstrom

Entlang der Drosselstelle sinkt der Druck von p_0 auf den außen herrschenden Normaldruck von $p_N = 1,01325$ bar (vgl. auch Abschnitt 7 im Anhang 4). Vereinfachend wird immer mit einer auf 61 % verringerten Fläche der Öffnung gerechnet. Die Ausflußziffer (discharge coefficient) wird auf $C_d = 0,61$ gesetzt.

Man erhält für den flächenspezifischen Massenstrom:

$$\dot{m}'' = 0,61 \cdot \sqrt{2 \cdot \rho_{Fl}(\vartheta_0) \cdot [p_0 - p_N] \cdot 10^5} \quad \text{in} \quad \text{kg/(s} \cdot \text{m}^2\text{)} \quad (58)$$

Die Drücke werden in bar und die Dichte in kg/m³ eingesetzt.

Durch Multiplikation mit dem Leckquerschnitt A_{Leck} erhält man aus dem flächenspezi- fischen Massenstrom den aus dem Leck austretenden Massenstrom \dot{m}_{Fl} .

$$\dot{m}_{Fl} = 10^{-6} \cdot A_{Leck} \cdot \dot{m}'' \quad \text{in} \quad \text{kg/s} \quad (59)$$

Die Fläche A_{Leck} ist der reale Leckquerschnitt in mm².

Der Volumenstrom \dot{V}_{Fl} kann durch Division durch die Flüssigkeitsdichte ρ_{Fl} berechnet werden.

In manchen Fällen ist der Massenstrom durch einen Pumpenvolumenstrom \dot{V}_{Fl} be- stimmt. Aus dem Volumenstrom kann der Massenstrom durch Multiplikation mit der Flüssigkeitsdichte ρ_{Fl} berechnet werden.

Die Lachenabmessungen R_{La} und A_{La} vergrößern sich in Abhängigkeit von der Freiset- zungsduer des Leckstromes. Deshalb verändert sich bei sonst gleichbleibenden Bedin- gungen auch der Verdunstungsmassenstrom nach Gleichung (42).

Näherungsweise soll die geringe Abhängigkeit des Verdunstungsmassenstromes vom Lachenradius r zunächst vernachlässigt werden.

$$R_{La}(t)^{0,11} \approx 1,21 \quad (60)$$

Die Festlegung bedeutet einen mittleren Lachenradius von $R_{La} = 5,66$ m. Andere Lachenabmessungen verändern den Wert nur wenig.

Damit kann ein zeitlich konstanter, flächenspezifischer Verdunstungsmassenstrom \dot{m}_{ver}'' bestimmt werden.

$$\dot{m}_{ver}'' = -0,024 \cdot \frac{u_a^{0,78} \cdot M_{mol}}{1,21 \cdot (273,15 + \vartheta_{La})} \cdot \ln\left(1 - \frac{p_v(\vartheta_{La})}{1,01325}\right) \quad \text{in } \text{kg/(s} \cdot \text{m}^2\text{)} \quad (61)$$

Unbegrenzte Lache

Die Lachentiefe gleich der minimalen Lachentiefe (vgl. auch Abschnitt 6 im Anhang 4) bleibt unverändert, solange Flüssigkeit in die Lache strömt.

Die Freisetzung von Flüssigkeit soll bei $t = t_{eFl}$ beendet werden. Die Lachenfläche A_{La} nimmt bis zu diesem Zeitpunkt zu und erreicht ihre größte Fläche A_{Lamax} .

Es wird angenommen, daß die Lachenfläche bis zum Verdunsten der gesamten in die Lache gestromten Menge an Flüssigkeit diesen Maximalwert behält.

Zum Zeitpunkt $t = t_{eFl}$ gilt für das Lachenvolumen, wenn die Mindestlachentiefe in mm eingesetzt wird:

$$A_{Lamax} = 1000 \cdot \frac{V_{La}(t_{eFl})}{l_{min}} \quad \text{in } \text{m}^2 \quad (62)$$

Generell gilt für die Lachenfläche wegen der konstanten Lachentiefe die Gleichung (38). Daraus ergibt sich für den Zeitverlauf der Lachenfläche (vgl. auch Abschnitt 17 im Anhang 4):

$$A_{La} = \theta \cdot \tau \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad \text{mit } \tau = \frac{\rho_{Fl} \cdot l_{min}}{\dot{m}_{ver}''} \quad \text{und } \theta = \frac{\dot{V}_{Fl}}{l_{min}} \quad \text{in } \text{m}^2 \quad (63)$$

Die Gleichung (63) gilt solange, bis der Flüssigkeitsleckstrom bei $t = t_{eFl}$ unterbrochen wird.

Für den Lachenradius erhält man:

$$R_{La} \equiv \sqrt{\frac{A_{La}}{\pi}} \quad \text{in } \text{m} \quad (64)$$

Der Verdunstungsmassenstrom kann damit berechnet werden:

Zeitspanne $t = 0$ bis t_{eFl}

Es gilt die Gleichung (42).

Zeitpunkt $t = t_{eFl}$

Die Lache erreicht ihre größte Fläche $A_{La\max}$:

$$A_{La\max} = \theta \cdot \tau \cdot \left(1 - e^{-\frac{t_{eFl}}{\tau}} \right) \quad \text{in } m^2 \quad (65)$$

Das Flüssigkeitsvolumen ist zu diesem Zeitpunkt:

$$V_{eFl} = l_{\min} \cdot A_{La\max} \quad \text{in } m^3 \quad (66)$$

Der Verdunstungsmassenstrom \dot{m}_{teverl} kann damit unter Zuhilfenahme von Gleichung (42) bestimmt werden.

Zeitspanne $t > t_{eFl}$

Der Verdunstungsmassenstrom und die Lachenfläche werden solange unveränderte Werte beibehalten, bis das in der Lache vorhandene Flüssigkeitsvolumen V_{eFl} verdunstet ist. Daraus kann die maximal mögliche Verdunstungsdauer $t_{evermax}$ ohne Gegenmaßnahmen bestimmt werden.

$$t_{evermax} = t_{eFl} + \frac{V_{eFl} \cdot \rho_{Fl}}{\dot{m}_{tever}} \quad \text{in } s \quad (67)$$

In vielen Fällen kann die Verdunstung aber durch Gegenmaßnahmen abgebrochen werden und der Maximalwert wird dann nicht erreicht.

Begrenzte Lache

Die Lachentiefe bleibt gleich der minimalen Lachentiefe (vgl. auch Abschnitt 6 im Anhang 4), solange der Tassenboden noch nicht vollständig benetzt ist.

Die Freisetzung von Flüssigphase soll bei $t = t_{eFl}$ beendet werden.

Es kann der Fall eintreten, daß die insgesamt freigesetzte Menge an Flüssigkeit nicht ausreicht, um den Tassenboden vollständig zu benetzen. Wenn A_{Ta} die Tassenfläche ist, lautet die Bedingung für diesen Fall:

$$A_{Ta} \geq \theta \cdot \tau \cdot \left(1 - e^{-\frac{t_{eFl}}{\tau}} \right) \quad \text{in } m^2 \quad (68)$$

Wenn die Bedingung erfüllt ist, kann wie im schon behandelten Fall der unbegrenzten Lache verfahren werden.

Wenn die Bedingung (68) nicht erfüllt ist, kann ebenfalls wie im Fall der unbegrenzten Lache verfahren werden, solange der Tassenboden noch nicht vollständig benetzt ist.

Der Zeitpunkt t_{Ta} , bei dem der Tassenboden gerade vollständig benetzt ist, kann bestimmt werden.

$$t_{Ta} = -\tau \cdot \ln \left(1 - \frac{A_{Ta}}{\theta \cdot \tau} \right) \quad \text{in } s \quad (69)$$

Ab diesem Zeitpunkt kann die Lachenfläche nicht mehr zunehmen.

Es gilt für $t > t_{Ta}$:

$$A_{La} = A_{Ta} \quad (70)$$

Das Lachenvolumen nimmt aber solange weiter zu bis die Freisetzung bei t_{eFl} beendet wird. Das geht mit einer Vergrößerung der Lachentiefe $l > l_{min}$ einher. Für den Verdunstungsmassenstrom gilt die Gleichung (42).

$$(l - l_{min}) \cdot A_{Ta} = (t - t_{Ta}) \cdot \left(\dot{V}_{Fl} - \frac{\dot{m}_{VerTa}}{\rho_{Fl}} \right) \quad \text{in } m^3 \quad (71)$$

Die maximale Lachentiefe wird zum Ende der Freisetzung von Flüssigphase erreicht.

$$l_{max} = l_{min} + \frac{t_{eFl} - t_{Ta}}{A_{Ta}} \cdot \left(\dot{V}_{Fl} - \frac{\dot{m}_{verTa}}{\rho_{Fl}} \right) \quad \text{in } m \quad (72)$$

Die Verdunstung setzt sich ohne Eingreifen von außen solange fort bis die in der Tasse zum Zeitpunkt t_{eFl} vorhandene Flüssigkeit aufgebraucht ist. Die Bedingung lautet:

$$t_{ever max} = t_{Ta} + \frac{l_{max} \cdot A_{Ta} \cdot \rho_{Fl}}{\dot{m}_{VerTa}} \quad \text{in } s \quad (73)$$

Mit den angegebenen Gleichungen können die benötigten Angaben zum Verdunstungsmassenstrom und zur Dauer der Verdunstung nach dem Ende der Freisetzung aus der Flüssigkeit für den Fall einer begrenzten Lache gewonnen werden.

1.1.4.2.2 Sinkender Flüssigkeitsstrom

Zuerst soll der zeitabhängige Volumenstrom aus dem Leck eines auslaufenden Behälters abgeschätzt werden.

Es wird angenommen, daß der Gasraum des Behälters mit einem Druckpolster mit dem Überdruck Δp_{pol} beaufschlagt ist, beispielsweise bei der Inertisierung. Vergleiche auch Abschnitt 18 im Anhang 4.

Benötigt werden noch folgende Angaben:

Volumen des Behälters:	V_B	in	m^3
Höhendifferenz zwischen Leck und Flüssigkeitsspiegel zu Beginn:	Δh_0	in	m
Auslaufvolumen entsprechend der Höhendifferenz:	ΔV_0	in	m^3
Flüssigkeitsdichte bei der Flüssigkeitstemperatur ϑ_{Fl} :	ρ	in	kg/m^3
Leckquerschnitt:	A_{Leck}	in	mm^2
Überdruck eines Druckpolsters über dem Flüssigkeitsspiegel	Δp_{Pol}	in	bar
Minimale Lachentiefe	l_{\min}	in	m
Ausflußziffer (discharge coefficient):	C_d		

Für die maximale Auslaufdauer gilt:

$$t_{\text{eFlmax}} = \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta V_0}{k}} \cdot \left\{ \sqrt{1 + \frac{\Delta p_{\text{pol}} \cdot 10^5}{\rho_{\text{Fl}} \cdot g \cdot \Delta h_0}} - \sqrt{\frac{\Delta p_{\text{pol}} \cdot 10^5}{\rho_{\text{Fl}} \cdot g \cdot \Delta h_0}} \right\} \quad \text{in s} \quad (74)$$

$$\text{mit } k = \frac{A_{\text{eff}}^2 \cdot g \cdot \Delta h_0}{\Delta V_0} \quad \text{in } \text{m}^3/\text{s}^2$$

$$\text{und } A_{\text{eff}} = C_d \cdot 10^{-6} \cdot A_{\text{Leck}} \quad \text{in } \text{m}^2$$

Für den Volumenstrom gilt:

$$\dot{V}_{\text{Fl}} = \dot{V}_{\text{Fl0}} - k \cdot t \quad \text{in kg/s} \quad (75)$$

$$\text{mit } \dot{V}_{\text{Fl0}} = \sqrt{2 \cdot 10^5 \cdot A_{\text{eff}}^2 \cdot \frac{\Delta p_{\text{pol}}}{\rho_{\text{Fl}}}} + k \cdot t_{\text{eFlmax}}$$

Lache und Verdunstungsmassenstrom

Die Lachenabmessungen r und A_{La} vergrößern sich in Abhängigkeit von der Freisetzungsdauer des Leckstromes. Deshalb verändert sich bei sonst gleichbleibenden Bedingungen auch der Verdunstungsmassenstrom nach Gleichung (42).

Näherungsweise soll die geringe Abhängigkeit vom Lachenradius R_{La} zunächst vernachlässigt werden. Vergleiche auch Gleichung (60).

Die Festlegung bedeutet einen mittleren Lachenradius von $R_{\text{La}} = 5,66 \text{ m}$. Andere Lachenabmessungen verändern den Wert nur wenig.

Damit kann ein zeitlich konstanter, flächenspezifischer Verdunstungsmassenstrom \dot{m}_{ver}'' nach Gleichung (61) bestimmt werden.

Unbegrenzte Lache

Die Lachentiefe gleich der minimalen Lachentiefe (vgl. auch Abschnitt 6 im Anhang 4) bleibt unverändert, solange Flüssigkeit in die Lache strömt. Die Freisetzung von Flüssigkeit soll bei $t = t_{eFl}$ beendet werden.

Es muß gelten:

$$t_{eFl} \leq t_{eFlmax} \quad (76)$$

Die Lachenfläche A_{La} nimmt bis zu diesem Zeitpunkt zu und erreicht ihre größte Fläche A_{Lamax} .

Es wird angenommen, daß die Lachenfläche bis zum Verdunsten der gesamten in die Lache gestromten Menge an Flüssigkeit diesen Maximalwert behält. Zum Zeitpunkt $t = t_{eFl}$ gilt für den Zusammenhang zwischen Lachenfläche und Lachenvolumen die Gleichung (62).

Zur Erleichterung der Schreibarbeit wird folgende Abkürzung verwendet:

$$\tau = \frac{\rho_{Fl} \cdot l_{min}}{\dot{m}} \quad \text{in s} \quad (77)$$

Für die zeitabhängige Lachenfläche gilt damit:

$$A_{La} = \frac{k \cdot \tau^2}{l_{min}} \cdot \left\{ \left(\frac{\dot{V}_{Fl0}}{\tau \cdot k} + 1 \right) \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) - \frac{t}{\tau} \right\} \quad \text{in m}^2 \quad (78)$$

Die Gleichung (78) gilt ohne das Eingreifen zur Abdichtung des Lecks so lange bis die Lachenfläche ihr Maximum bei t_{Lamax} erreicht hat.

Danach überwiegt der Verdunstungsvolumenstrom. Die Lachentiefe wird kleiner als die minimale Lachentiefe, und die Lachenfläche bleibt konstant.

Die Zeit der maximalen Lachengröße für den Fall, daß der Leckstrom nicht vorher zum Zeitpunkt t_{eFl} unterbrochen wird, ergibt sich zu:

$$t_{La max} = \tau \cdot \ln \left(1 + \frac{\dot{V}_{Fl0}}{\tau \cdot k} \right), \quad \text{falls } t_{eFl} \geq t_{La max} \quad (79)$$

Die maximale Lachengröße ist dann:

$$A_{La max} = \frac{k \cdot \tau^2}{l_{min}} \cdot \left\{ \frac{\dot{V}_{Fl0}}{\tau \cdot k} - \ln \left(1 + \frac{\dot{V}_{Fl0}}{\tau \cdot k} \right) \right\}, \quad \text{falls } t_{eFl} \geq t_{La max} \quad (80)$$

Für den Fall, daß der Leckstrom vorher unterbrochen wird, gilt:

$$t_{La max} = t_{eFl}, \quad \text{falls } t_{eFl} < t_{La max} \quad (81)$$

$$A_{La\max} = \frac{k \cdot \tau^2}{l_{min}} \cdot \left\{ \left(\frac{\dot{V}_{FI0}}{\tau \cdot k} + 1 \right) \cdot \left(1 - e^{-\frac{t_{eFl}}{\tau}} \right) - \frac{t_{eFl}}{\tau} \right\} \quad \text{mit } t_{eFl} < t_{La\max} \quad (82)$$

Den Lachenradius erhält man aus Gleichung (64).

Mit der Gleichung (42) kann der Verdunstungsmassenstrom nunmehr berechnet werden:

Fall I: Unterbrochener Leckstrom mit $t_{eFl} < t_{La\max}$

Für die Zeitspanne $t = 0$ bis $t = t_{eFl}$ sind Lachenfläche und Lachenradius zeitabhängig in die Gleichungen (64) und (42) einzusetzen.

Zum Zeitpunkt $t = t_{eFl}$ erreicht die Lache ihre größte Fläche A_{teFl} . Sie ist in den Gleichungen (64) und (42) zu verwenden.

Ohne Gegenmaßnahmen werden in der Zeitspanne $t \geq t_{eFl}$ die Lachenfläche und der Verdunstungsmassenstrom so lange unveränderte Werte beibehalten, bis das in der Lache vorhandene Flüssigkeitsvolumen V_{eFl} verdunstet ist.

Die maximal mögliche Verdunstungsdauer $t_{evermax}$ ohne Gegenmaßnahmen kann bestimmt werden.

$$t_{evermax} = t_{eFl} + \frac{l_{min} \cdot A_{La}(t_{eFl}) \cdot \rho_{Fl}}{\dot{m}_{ver}(t_{eFl})} \quad (83)$$

Fall II: Unterbrochener Leckstrom mit $t_{eFl} \geq t_{La\max}$

Für die Zeitspanne $t = 0$ bis $t = t_{La\max}$ sind Lachenfläche und Lachenradius zeitabhängig in die Gleichungen (12) und (13) einzusetzen.

Zum Zeitpunkt $t = t_{La\max}$ erreicht die Lache ihre größte Fläche $A_{La\max}$. Sie ist in den Gleichungen (12) und (13) zu verwenden.

Ohne Gegenmaßnahmen werden in der Zeitspanne $t \geq t_{eFl}$ die Lachenfläche und der Verdunstungsmassenstrom solange unveränderte Werte beibehalten, bis das in der Lache vorhandene Flüssigkeitsvolumen V_{eFl} und zusätzlich das noch in die Lache strömende Volumen verdunstet sind. Die maximal mögliche Verdunstungsdauer $t_{evermax}$ ohne Gegenmaßnahmen kann bestimmt werden.

$$t_{evermax} = t_{La\max} + \frac{V_{La\max} \cdot \rho_{Fl} + \dot{V}_{FI0} \cdot (t_{eFl} - t_{La\max}) - \frac{k}{2} \cdot (t_{eFl}^2 - t_{La\max}^2)}{\dot{m}_{ver}(t_{La\max})} \quad (84)$$

Fall III: Nicht unterbrochener Leckstrom

Der Fall kann auf den Fall II zurückgeführt werden. In der Gleichung für die maximale Verdunstungsdauer muß der Unterbrechungszeitpunkt t_{eFl} durch die maximale Auslaufdauer t_{eFlmax} ersetzt werden.

$$t_{ever max} = t_{La max} + \frac{V_{La max} \cdot \rho_{Fl} + \dot{V}_{Fl0} \cdot (t_{eFlmax} - t_{La max}) - \frac{k}{2} \cdot (t_{eFlmax}^2 - t_{La max}^2)}{\dot{m}_{ver}(t_{La max})} \quad (85)$$

Begrenzte Lache

Die Lachentiefe bleibt gleich der minimalen Lachentiefe (vgl. auch Abschnitt 6 im Anhang 4), solange der Tassenboden noch nicht vollständig benetzt ist. Die Freisetzung von Flüssigkeit soll bei $t = t_{eFl}$ beendet werden.

Es kann der Fall eintreten, daß die insgesamt freigesetzte Menge an Flüssigkeit nicht ausreicht, um den Tassenboden vollständig zu benetzen.

Wenn A_{Ta} die Tassenfläche ist, lautet die Bedingung für diesen Fall:

$$A_{Ta} \geq A_{La max} \quad (86)$$

Die maximale Lachenfläche kann nach den Gleichungen (80) oder (82) entsprechend dem vorliegenden Fall bestimmt werden. Wenn die Bedingung (86) erfüllt ist, kann wie im schon behandelten Fall der unbegrenzten Lache verfahren werden.

Wenn die Bedingung (86) nicht erfüllt ist, kann ebenfalls wie im Fall der unbegrenzten Lache verfahren werden, so lange der Tassenboden noch nicht vollständig benetzt ist.

Der Zeitpunkt t_{Ta} , bei dem der Tassenboden gerade vollständig benetzt ist, kann aus der folgenden Beziehung (87) bestimmt werden.

Ab diesem Zeitpunkt kann die Lachenfläche nicht mehr zunehmen. Es gilt für $t \geq t_{Ta}$:

$$A_{Ta} = A_{La} = \frac{k \cdot \tau^2}{l_{min}} \cdot \left\{ \left(1 + \frac{\dot{V}_{Fl0}}{k \cdot \tau} \right) \cdot \left(1 - e^{-\frac{t_{Ta}}{\tau}} \right) - \frac{t_{Ta}}{\tau} \right\} \quad (87)$$

Das Lachenvolumen nimmt aber solange weiter zu bis das Auslaufen bei t_{eFl} beendet wird. Dabei vergrößert sich die Lachentiefe $l > l_{min}$. Für den Verdunstungsmassenstrom gilt während dieser Zeit:

$$\dot{m}_{verTa} = -0,024 \cdot \frac{u_a^{0,78} \cdot M_{mol} \cdot A_{Ta}}{R_{Ta}^{0,11} \cdot (273,15 + \vartheta_{La})} \cdot \ln \left(1 - \frac{p_v(\vartheta_{La})}{1,01325} \right) \quad (88)$$

Das Flüssigkeitsvolumen zum Zeitpunkt $t > t_{Ta}$ kann berechnet werden.

$$V_{La} = l_{min} \cdot A_{Ta} + \dot{V}_{Fl0} (t_{eFl} - t_{Ta}) - \frac{k}{2} (t_{eFl}^2 - t_{Ta}^2) - \frac{\dot{m}_{verTa}}{\rho_{Fl}} \cdot (t - t_{Ta}) \quad (89)$$

Daraus kann auch die zeitabhängige Lachentiefe bestimmt werden.

$$l = \frac{V_{La}}{A_{Ta}} \quad \text{in m} \quad (90)$$

t_{eFl} ist der Zeitpunkt, zu dem der Flüssigkeitsstrom in die Lache unterbrochen wird. Er darf die maximale Auslaufdauer t_{Flmax} nicht überschreiten.

Die maximale Verdunstungsdauer $t_{evermax}$ ist erreicht, wenn das Volumen V_{La} verschwindet. Das ergibt:

$$t_{e\max ver} = t_{Ta} + \frac{\rho_{Fl}}{\dot{m}_{verTa}} \cdot \left[l_{min} \cdot A_{Ta} + \dot{V}_{Fl0} \cdot (t_{eFl} - t_{Ta}) - \frac{k}{2} \cdot (t_{eFl}^2 - t_{Ta}^2) \right] \quad (91)$$

Mit den angegebenen Gleichungen können die benötigten Angaben zum Verdunstungsmassenstrom und zur Dauer der Verdunstung nach dem Ende der Freisetzung aus der Flüssigkeit für den Fall einer begrenzten Lache gewonnen werden.

1.1.4.3 Auslaufen von Flüssigkeiten aus dem vollen Rohrquerschnitt

Zuerst ist zu beachten, daß zwei Austrittsöffnungen entstehen. Man benötigt Informationen darüber, was sich hinter den beiden Rohrenden befindet (Rückschlagventile, Schnellschlußventile, Pumpen, Behälter).

Wenn die entstandenen Ausströmöffnungen einen deutlich geringeren Querschnitt als das durchströmte Rohr haben oder wenn es sich um kurze Rohrabschnitte handelt, kann das in den beiden vorangehenden Abschnitten zugrundeliegende Modell „Ausströmen aus einer Düse“ unverändert angewendet werden. Es liefert überschätzende Werte für den Massenstrom, weil Reibungseffekte unberücksichtigt bleiben.

Der ausströmende Massenstrom ändert sich vom Beginn des Ausströmens mit der Zeit. Diese zeitlichen Veränderungen hängen von einer Vielzahl von Umständen ab. Für die Abschätzung des Massenstromes im allgemeinen Fall unter Berücksichtigung des Zeitverhaltens und der Druckabfälle durch Reibung und Querschnittsverengungen wird auf die Literatur verwiesen⁹.

⁹ Committee for the Prevention of Disasters: Methods for the calculation of physical effects. Second edition 1992, Chapter 2, Outflow
VDI-Wärmeatlas, 8. Auflage 1997, Abschnitt Lb

Pumpenstrom

Für den Fall, daß die Rohrströmung von einer Pumpe gespeist wird, kann der Pumpenstrom der Ausgangspunkt für die Abschätzung des frei werdenden Massenstromes sein. Aus dem in der Regel als Volumenstrom in m³/h angegebenen Pumpenstrom ergibt sich der Massenstrom durch Multiplikation mit der temperaturabhängigen Flüssigkeitsdichte $\rho_{\text{Fl}}(\vartheta_{\text{Fl}})$.

Benötigte Angaben

Pumpenstrom:	\dot{V}_{Fl}	in	m ³ /h
Temperaturabhängige Flüssigkeitsdichte:	$\rho_{\text{Fl}}(\vartheta_{\text{Fl}})$	in	kg/m ³
$\dot{m}_{\text{Fl}} = \frac{\rho_{\text{Fl}} \cdot \dot{V}_{\text{Fl}}}{3600}$		in	kg/s

(92)

Druckabfall

In anderen Fällen ist der Druckabfall im durchströmten Rohr bekannt oder er kann geschätzt werden. Die folgenden Ausführungen liefern für diese Fälle eine vereinfachte Abschätzung des Massenstromes in Abhängigkeit vom Druckabfall im durchströmten Rohrabschnitt.

Benötigte Angaben

Lichte Weite der Rohrleitung:	DN	in	mm
Länge des Rohrleitungsabschnittes:	L_{Rohr}	in	m
Mittlere Höhe der Erhebungen infolge der Rauigkeit der Innenwand des Rohrabschnittes:	K_R	in	mm
Flüssigkeitsdruck am Anfang des Rohrstückes:	p_{Fl}	in	bar
Temperaturabhängige Flüssigkeitsdichte:	$\rho_{\text{Fl}}(\vartheta_{\text{Fl}})$	in	kg/m ³

Zuerst wird der Reibungsfaktor f nach Fanning näherungsweise berechnet. Für die Näherung wird eine rauhe Innenwand vorausgesetzt.

$$f = \left[9,210 \cdot \ln \left(\frac{3,715 \cdot DN}{K_R} \right) \right]^{-2} \quad (93)$$

Die folgende Tabelle enthält einige Beispiele für die Rauigkeit K_R .

Gezogene Stahlrohre	neu nach längerem Gebrauch gereinigt mäßig verrostet oder leicht verkrustet	$K_R = 0,02$ bis $0,10$ $K_R = 0,15$ bis $0,20$ $K_R = \text{bis } 0,40$
Gußrohre	neu, bituminiert angerostet	$K_R = 0,10$ bis $0,15$ $K_R = 1,0$ bis $1,5$
Kunststoffrohre		$K_R = 0,0015$

Damit wird der Massenstrom abgeschätzt:

$$\dot{m}_{\text{Rohr}} = 3,512 \cdot 10^{-4} \cdot (\text{DN})^2 \cdot \sqrt{\frac{\rho_{\text{Fl}} \cdot (p_{\text{Fl}} - 1,01325)}{1 + \frac{4000 \cdot f \cdot L_{\text{Rohr}}}{\text{DN}}}} \quad \text{in kg/s} \quad (94)$$

Zur Bildung von Lachen und zur Lachenverdunstung wird auf die beiden vorherigen Abschnitte verwiesen. Insbesondere wird auf den Abschnitt 2.3.2 im Band II dieses Leitfadens „Berechnungsmethoden, aktuelle Modelle und Modellgleichungen“ verwiesen.

1.1.4.4 Verdunstende wäßrige Lösungen

Wäßrige Lösungen werden häufig und in großen Mengen transportiert und verwendet, z. B. Salzsäure, Salpetersäure, Schwefelsäure, Flußsäure, Phenolwasser, Formalin, Ammoniakwasser.

Im Hinblick auf die Verdunstung aus Lachen bestehen gegenüber einheitlichen Flüssigkeiten einige Besonderheiten.

Der Stoffanteil in der wäßrigen Lösung ist unterschiedlich. Er wird als Prozentsatz, bezogen auf die Gesamtmasse, angegeben (Masse-%).

Der gesamte Dampfdruck über der Flüssigkeitsoberfläche setzt sich additiv aus dem Dampfdruck des Stoffes und dem Dampfdruck des Wassers zusammen.

Der Stoffanteil im Verdunstungsmassenstrom ist nur in Ausnahmefällen gleich dem Stoffanteil in der Flüssigkeit. Infolgedessen verändert sich bei der Lachenverdunstung der Massenanteil des Stoffes in der Lache und im Verdunstungsmassenstrom.

Bei azeotropen Gemischen existiert ein besonderer Wert für den Stoffanteil in der Flüssigkeit, der sich bei Verdunstungsvorgängen nach einer entsprechenden Dauer und Menge an verdunsteter Flüssigkeit von selbst einstellt.

Wenn sich diese Zusammensetzung in der Lache eingestellt hat, stimmen die Massenanteile in der Lache und im Verdunstungsmassenstrom überein (Beispiel: Salpetersäure mit einem Massenanteil an Salpetersäure von ca. 70 %).

In der Regel erfordert die Abschätzung von Quelltermen genaue Kenntnisse über die Stoffeigenschaften und besondere Überlegungen im Hinblick auf die erforderlichen Annahmen (vgl. auch Beispiel 8 im Anhang 5, Sammlung von Beispielenzenarien).

1.1.4.5 Rauchende Flüssigkeiten

Über einer ganzen Reihe von technisch wichtigen Flüssigkeiten bildet sich über der Flüssigkeitsoberfläche an der Luft sichtbar eine Art Nebel, sie rauchen.

Beispiele sind:

Acetylchlorid, Ameisensäure, Benzoylchlorid, Bromwasserstoff, Fluorwasserstoff, Hydrazin, Phosphortrichlorid,

Konzentrierte Schwefelsäure, insbesondere mit darin gelöstem SO₃ (Oleum),

Konzentrierte Salpetersäure, insbesondere mit darin gelöstem NO₂,

Konzentrierte Salzsäure, Chlorschwefelsäure.

Das Rauchen der Flüssigkeiten wird durch ihr Verdunsten ausgelöst.

Die Rauchbildung kann durch folgende Prozesse oder deren Kombination bewirkt werden:

- Anlagern von Wasser aus der Luftfeuchtigkeit
- Chemische Reaktion mit Wasser aus der Luftfeuchtigkeit
- Zersetzung des Flüssigkeitsdampfes an der Luft in mehrere Komponenten
- Polymerisation

Der Rauch über den Flüssigkeitsoberflächen an der Luft besteht aus sichtbaren Partikeln und ist nicht gasförmig.

In der Regel erfordert die Abschätzung von Quelltermen genaue Kenntnisse über Stoff-eigenschaften, Zersetzungsreaktionen, Polymerisation, Reaktionen mit der Luftfeuchtigkeit und besondere Überlegungen im Hinblick auf die erforderlichen Annahmen (vgl. auch Beispiel 9 im Anhang 5, Sammlung von Beispielszenarien).

1.1.5 Freisetzung von Aerosolen und Stäuben

Als Eingangsinformation für die Ausbreitung von Partikeln in der Luft wird zusätzlich deren Sinkgeschwindigkeit benötigt. Sie hängt von der Gestalt der Partikel, deren Abmessungen und ihrer Dichte ab.

Für kugelförmige Partikel kann die Sinkgeschwindigkeit u_{part} nach der Stokes'schen Formel abgeschätzt werden.

Für Durchmesser d zwischen 1 µm und 100 µm gilt¹⁰:

$$u_{\text{part}} = 3,08 \cdot 10^{-8} \cdot d^2 \cdot \rho \quad \text{in m/s} \quad (95)$$

Der Partikeldurchmesser ist in µm und die Dichte der Partikel ist in kg/m³ einzugeben.

Für Partikeldurchmesser unter 1 µm ist die Sinkgeschwindigkeit praktisch gleich Null und wird nicht berücksichtigt.

¹⁰ siehe auch VDI 3782 Blatt 1, Abschnitt 3.2.2

1.2 Quellterme bei Explosionen

1.2.1 Brände von explosionsgefährlichen Stoffen

Stoffe sind explosionsgefährlich, wenn sie in festem, flüssigem, pastenförmigem oder gelatinösen Zustand auch ohne die Beteiligung von Luftsauerstoff exotherm und unter schneller Entwicklung von Gasen (Schwaden) reagieren können und durch nicht außergewöhnliche thermische, mechanische oder andere Beanspruchung zur Explosion gebracht werden können. In vielen Fällen breitet sich die Reaktionszone im Gegensatz zur Detonation vergleichsweise räumlich langsam aus (Deflagration, Brand)¹¹.

Lineare Abbrandgeschwindigkeiten

im explosionsgefährlichen Stoff u_l : 0,1 m/s bis 100 m/s

Heiße Schwaden (Bezugstemperatur 2730 K): 4 m³/kg bis 20 m³/kg

Explosionswärme W_R : 1 MJ/kg bis 6,5 MJ/kg

Der Brandverlauf hängt von vielen Umständen ab und kann nicht allgemeingültig beschrieben werden.

Für den Fall von Einzelpackungen gelagerter explosionsgefährlicher Stoffe hemmt die Verpackung die rasche Ausbreitung des Brandes.

Um dennoch Anhaltspunkte zu gewinnen und ein einheitliches Vorgehen zu gewährleisten, soll für den Brandverlauf in Anlehnung an andere Brandszenarien angenommen werden:

- Die Abbrandrate vervielfacht sich von Minute zu Minute um den Faktor N (ca. 4).
- Nach der ersten Minute ist die Menge m_1 verbrannt.
- Pro kg Brandgut entsteht ein Volumen von V' an heißen Schwaden.

Für die Abbrandrate wird daher angesetzt:

$$\dot{m}_{Ab} = \dot{m}_{Ab0} \cdot N^{\frac{t}{60 \cdot s}} \quad (96)$$

$$m_{Ab} = \dot{m}_{Ab0} \cdot \int_0^t N^{\frac{\tau}{60 \cdot s}} \cdot d\tau = \dot{m}_{Ab0} \cdot \frac{60 \cdot s}{\ln N} \cdot \left(N^{\frac{t}{60 \cdot s}} - 1 \right) \quad (97)$$

Es soll gelten:

$$m_1 = \dot{m}_{Ab0} \cdot \frac{60 \cdot s}{\ln N} \cdot (N - 1); \quad \dot{m}_{Ab0} = \frac{m_1}{60 \cdot s} \cdot \frac{\ln N}{N - 1}; \quad m = \frac{m_1}{N - 1} \cdot \left(N^{\frac{t}{60 \cdot s}} - 1 \right) \quad (98)$$

Die Branddauer t_{Brand} kann damit aus der Gesamtmasse $m_{gesBrand}$ abgeschätzt werden:

¹¹ vgl. auch VBG 55a, Explosivstoffe-Allgemeine Vorschrift

$$t_{eBrand} = \frac{\ln\left((N - 1) \cdot \frac{m_{gesBrand}}{m_1} + 1\right)}{\ln N} \quad \text{in min} \quad (99)$$

Aus der Abbrandrate ergibt sich der entstehende Schwadenstrom \dot{V}_s .

$$\dot{V}_s = \left(\frac{m_1 \cdot V' \cdot \ln N}{(N - 1) \cdot 60 \cdot s} \right) \cdot N^{\frac{t}{60s}} \quad \text{in kg/s} \quad (100)$$

Den zeitlichen Verlauf der Explosionsleistung ergibt die Multiplikation der Abbrandrate mit der Explosionswärme:

$$P_{Ex} = W_{Ex} \cdot \dot{m}_{Ab} \quad \text{in MW} \quad (101)$$

1.2.2 Detonationen von explosionsgefährlichen Stoffen

Stoffe sind explosionsgefährlich, wenn sie in festem, flüssigem, pastenförmigem oder gelatinösen Zustand auch ohne die Beteiligung von Luftsauerstoff exotherm und unter schneller Entwicklung von Gasen (Schwaden) reagieren können und durch nicht außergewöhnliche thermische, mechanische oder andere Beanspruchung zur Explosion gebracht werden können. In vielen Fällen breitet sich die Reaktionszone räumlich extrem schnell aus (Detonation).

Benötigte Angaben

Masse an explosionsgefährlichem Stoff:	m_{ExSpr}	in kg
Explosionswärme:	W_{Ex}	in MJ/kg (1 bis 6,5)
Explosionswärme von TNT		
als Bezugswert:		4 MJ/kg

Obwohl die für Sprengstoffe bekannte spezifische Energie etwas besser geeignet ist, wird wegen der leichteren Verfügbarkeit der Stoffdaten das Verhältnis der Explosionswärme des betrachteten explosionsgefährlichen Stoffes zur Explosionswärme von TNT gebildet und als TNT-Äquivalent bezeichnet. Damit werden die Stoffmengen näherungsweise in äquivalente TNT-Mengen umgerechnet.

$$m_{TNT} = 0,25 \cdot W_{Ex} \cdot m_{ExSpr} \quad \text{in kg} \quad (102)$$

Den Durchmesser d_{fire} und die Dauer t_{fire} des bei einer Detonation im Freien auftretenden Feuerballs¹² kann man abschätzen:

¹² UBA-FB 92-026: Forschungsbericht 104 09 211 "Mustersicherheitsanalyse nach Störfall-Verordnung für ein Sprengstofffabrik" von der BAM aus 1992

$$d_{\text{fire}} = 3,77 \cdot m_{\text{TNT}}^{0,325} \quad \text{in} \quad m \quad (103)$$

$$t_{\text{fire}} = 0,258 \cdot m_{\text{TNT}}^{0,349} \quad \text{in} \quad s \quad (104)$$

Als mittlere Leistung P_{Ex} der Detonation folgt daraus:

$$P_{\text{Ex}} = \frac{4 \cdot m_{\text{TNT}}}{t_{\text{fire}}} = 15,5 \cdot m_{\text{TNT}}^{0,651} \quad \text{in} \quad \text{MW} \quad (105)$$

1.2.3 Behälterplatzen ohne chemische Reaktion

Die frei werdende Energie beim Platzen eines Druckbehälters kann als Produkt aus Überdruck und Volumen berechnet werden.

Benötigte Angaben

Überdruck:	$p_{\text{ü}}$	in	bar
Behältervolumen:	V_B	in	m^3

Mit der Explosionswärme von TNT als Bezugswert in Höhe von 4 MJ/kg kann eine äquivalente TNT-Menge bestimmt werden.

$$m_{\text{TNT}} = 0,025 \cdot p_{\text{ü}} \cdot V_B \quad \text{in} \quad \text{kg} \quad (106)$$

1.2.4 Staubexplosionen in Behältern

Im Prinzip kann wie im vorigen Abschnitt 1.2.3 verfahren werden. Dazu muß der Überdruck $p_{\text{ü}}$ abgeschätzt werden.

Für verschiedene Stäube liegen Meßwerte für den maximalen Überdruck $p_{\text{ümax}}$ vor, wenn vor der Explosion ein Druck von 1 bar herrschte¹³. Die Werte für $p_{\text{ümax}}$ liegen zwischen 0,6 und 17,5 bar. In der Mehrzahl der Fälle werden 10 bar nicht überschritten.

Für die Abschätzung kann der Berechnungsdruck nach VDI 2263 Blatt 3 herangezogen werden.

Benötigte Angaben

Gemessener maximaler Überdruck:	$p_{\text{ümax}}$	in	bar
Absoluter Vordruck im Behälter:	p_{vor}	in	bar
Behältervolumen:	V_B	in	m^3

$$p_{\text{ü}} = p_{\text{vor}} \cdot (p_{\text{ümax}} + 1) - 1 \quad \text{in} \quad \text{bar} \quad (107)$$

¹³ Hauptverband der gewerblichen Berufsgenossenschaften e.V.: Forschungsbericht Staubexplosionen, Brenn- und Explosionskenngrößen von Stäuben, vom März 1980

1.2.5 Staubexplosionen in Räumen

Im Prinzip kann wie im Abschnitt 1.2.3 verfahren werden.

Weil der Vordruck immer annähernd 1 bar ist, gilt: $p_{\text{ü}} = p_{\text{ü max}}$

1.2.6 Explosionen von Gasen und Dämpfen in Behältern

Im Prinzip kann einerseits wie im Abschnitt 1.2.3 "Behälterplatzen ohne chemische Reaktion" verfahren werden. Dazu muß wieder der Überdruck $p_{\text{ü}}$ abgeschätzt werden.

Für viele Gase und Dämpfe liegen Meßwerte für den maximalen Überdruck $p_{\text{ü max}}$ vor, wenn vor der Explosion ein Druck von 1 bar herrschte¹⁴. In der Mehrzahl der Fälle werden 10 bar nicht überschritten.

Andererseits können die Verbrennungswärme und daraus ein TNT-Äquivalent abgeschätzt werden. Dazu benötigt man die massenspezifische Verbrennungswärme des Stoffes h_c und die sogenannte stöchiometrische Konzentration $C_{\text{stöch}}$, bei der die gesamte Stoffmenge verbrennen kann. Sie liegt zwischen der unteren und der oberen Explosionsgrenze.

Benötigte Angaben

Molmasse des Gases oder Dampfes:	M_{mol}	in	g/mol
Temperatur des explosionsfähigen Gemisches:	ϑ	in	° C
Massenspezifische Verbrennungswärme:	h_c	in	MJ/kg
Stöchiometrische Konzentration :	$C_{\text{stöch}}$	in	Vol.-%
Behältervolumen:	V_B	in	m^3
Explosionswärme von TNT als Bezugswert:	4 MJ/kg		

Unter der Voraussetzung, daß der Behälterdruck vor der Explosion gleich dem Umgebungsdruck ist, ergibt sich:

$$m_{\text{TNT}} \cong \frac{V_B \cdot M_{\text{mol}} \cdot C_{\text{stöch}} \cdot h_c}{8960 \cdot \left(1 + \frac{\vartheta}{273,15} \right)} \quad \text{in kg} \quad (108)$$

¹⁴ Nabert, Schön: Sicherheitstechnische Kennzahlen brennbarer Dämpfe und Gase. Deutscher Eichverlag GmbH, Braunschweig

1.2.7 Explosionen von Gasen und Dämpfen in Räumen

Im Prinzip kann wie im Abschnitt 1.2.6 “Explosionen von Gasen und Dämpfen in Behältern“ verfahren werden. An die Stelle des Behältervolumens tritt das Raumvolumen.

1.2.8 Unterfeuerter Flüssiggasbehälter im Freien (BLEVE)

In der Regel verbrennt ein nennenswerter Anteil des vor dem Feuer im Behälter vorhandenen gewesenen Flüssiggases bevor es zur Explosion kommt.

Als Masse des explodierenden Flüssiggases m_{BLEVE} muß der verbleibende Anteil zwischen 10 % und 90 % des vor dem Feuer im Behälter vorhanden gewesenen Flüssiggases geschätzt werden.

Den Durchmesser d_{fire} und die Dauer t_{fire} des auftretenden Feuerballs¹⁵ kann man abschätzen:

$$d_{\text{fire}} = 6,48 \cdot m_{\text{BLEVE}}^{0,325} \quad \text{in m} \quad (109)$$

$$t_{\text{fire}} = 0,852 \cdot m_{\text{BLEVE}}^{0,26} \quad \text{in s} \quad (110)$$

Als mittlere Explosionsleistung P_{BLEVE} findet man mit der Verbrennungswärme h_c :

$$P_{\text{BLEVE}} = 1,174 \cdot h_c \cdot m_{\text{BLEVE}}^{0,74} \quad \text{in MW} \quad (111)$$

1.2.9 Freistahl aus brennbarem Gas im Freien

Bei der Freisetzung von brennbaren Gasen kann es zur Bildung explosionsfähiger Atmosphäre in räumlichen Bereichen von Freistrahlen kommen. Das brennbare Gas ist bei der Freisetzung von druckverflüssigtem Gas zunächst ein Gemisch aus einem geringeren Massenanteil Gasphase und einem höheren Massenanteil an Flüssigkeitströpfchen. Bei der Freisetzung als reine Gasphase wird sich ein anderes Verhalten zeigen.

Zur Abschätzung der Gasmenge $m_{\text{Exfreejet}}$ im Bereich explosionsfähiger Atmosphäre wird auf den Abschnitt 2.4.1 “Ausbreitung von gasförmigen Gefahrstoffen als Freistahl (Turbulent free jet)“ im Anhang 2 verwiesen.

Die Bereiche mit explosionsfähiger Atmosphäre werden durch die untere Explosionsgrenze U_{EG} und die obere Explosionsgrenze O_{EG} eingegrenzt. Es handelt sich um Konzentrationswerte des die Schwergaswolke bildenden Stoffes. Sie werden in Vol.-% angegeben.

Die Explosionen haben den Charakter von Deflagrationen. Detonationen können praktisch ausgeschlossen werden.

Hilfsweise kann für die Dauer des Feuerballs die Abschätzung beim BLEVE verwendet werden:

¹⁵ siehe auch: Committee for the Prevention of Disasters: Methods for the calculation of physical effects. Second edition 1992, Chapter 6, Heat radiation

$$t_{\text{fire}} = 0,852 \cdot m_{\text{Exfreejet}}^{0,26} \quad \text{in s} \quad (112)$$

Als mittlere Explosionsleistung P_{freejet} findet man mit der Verbrennungswärme h_c :

$$P_{\text{freejet}} = 1,174 \cdot h_c \cdot m_{\text{Exfreejet}}^{0,74} \quad \text{in MW} \quad (113)$$

1.2.10 Schwergaswolke im Freien (UVCE)

Unter bestimmten Voraussetzungen können sich im Freien bei der Freisetzung von Gasen und Dämpfen, die schwerer als die Umgebungsluft sind, Schwergaswolken bilden und ausbreiten. Innerhalb der Schwergaswolken können Bereiche mit explosionsfähiger Atmosphäre auftreten. Zur Abschätzung der Gas- oder Dampfmenge in solchen Bereichen m_{ExUVCE} wird auf Abschnitt 2.4.2.4 "Explosionsfähige Stoffmenge in der Schwergaswolke" im Anhang 2 verwiesen.

Die Bereiche mit explosionsfähiger Atmosphäre werden durch die untere Explosionsgrenze U_{EG} und die obere Explosionsgrenze O_{EG} eingegrenzt. Es handelt sich um Konzentrationswerte des die Schwergaswolke bildenden Stoffes. Sie werden in Vol.-% angegeben.

Detonationen können praktisch ausgeschlossen werden, weil die Flammengeschwindigkeit nicht die erforderlichen Werte erreicht. Die Explosionen haben den Charakter von Deflagrationen.

Wenn man annimmt, daß die Linie am Boden, innerhalb der zündfähige Atmosphäre vorhanden ist, einen Kreis mit dem Radius R_{UEG} bildet, dehnt sich der Feuerball über diese Grenze hinaus um den Abstand ΔR_{fire} aus. Hilfsweise kann der Radius des Feuerballs beim BLEVE verwendet werden. Gleiches gilt für die Dauer des Feuerballs.

$$\Delta R_{\text{fire}} = 3,24 \cdot m_{\text{ExUVCE}}^{0,325} \quad \text{in m} \quad (114)$$

Der Gesamtabstand zum Mittelpunkt des Kreises mit explosionsfähiger Atmosphäre ist dann:

$$R_{\text{UVCE}} = R_{\text{UEG}} + \Delta R_{\text{fire}} \quad \text{in m} \quad (115)$$

$$t_{\text{fire}} = 0,852 \cdot m_{\text{ExUVCE}}^{0,26} \quad \text{in s} \quad (116)$$

Als mittlere Explosionsleistung P_{UVCE} findet man mit der Verbrennungswärme h_c :

$$P_{\text{UVCE}} = 1,174 \cdot h_c \cdot m_{\text{ExUVCE}}^{0,74} \quad \text{in MW} \quad (117)$$

1.3 Quellterme bei Bränden

1.3.1 Gasbrände

Zur Freisetzung von Gasströmen wird auf die Abschnitte 1.1.1.3, 1.1.2.4 und 1.1.3.2 verwiesen. Die beim Brand frei werdende Wärmeleistung kann durch Multiplikation des Massenstromes \dot{m} mit der spezifischen Verbrennungswärme h_c des Gases bestimmt werden.

Benötigte Angaben

Massenstrom des ausströmenden Gases:	\dot{m}	in	kg/s
Spezifische Verbrennungswärme:	h_c	in	MJ/kg
Prozentualer Volumenanteil des i-ten im Brandgas enthaltenen Gefahrstoffes:	$v_{Brand,i}$	in	ml/m³
Molmasse der gasförmigen Gefahrstoffe in den Brandgasen:	$M_{Brand,i}$	in	g/mol
Massenanteile nicht gasförmigen Gefahrstoffe in den Brandgasen:	$n_{Brand,j}$	in	mg/kg
Brandgasvolumen beim Verbrennen von 1 kg bei 0 °C:	V'_{Brand}	in	m³/kg
Mittlere Molmasse der Brandgase:	M_{Brand}	in	g/mol
Molvolumen bei 0 °C:			0,0224 m³

Für den Brandgasvolumenstrom auf 0 °C umgerechnet gilt:

$$\dot{V}_{Brand} = V'_{Brand} \cdot \dot{m} \quad \text{in } m^3/s \quad (118)$$

Für die Massenströme $\dot{m}_{Brand,i}$ der einzelnen gasförmigen Gefahrstoffe ergibt sich:

$$\dot{m}_{Brand,i} \cong 4,46 \cdot 10^{-8} \cdot v_{Brand,i} \cdot \dot{V}_{Brand} \cdot M_{Brand,i} \quad \text{in } kg/s \quad (119)$$

Für die Massenströme $\dot{m}_{Brand,j}$ der einzelnen nicht gasförmigen Gefahrstoffe ergibt sich:

$$\dot{m}_{Brand,j} \cong 4,46 \cdot 10^{-8} \cdot n_j \cdot \dot{V}_{Brand} \cdot M_{Brand} \quad \text{in } kg/s \quad (120)$$

Für die Brandleistung gilt:

$$P_{Brand} = \dot{m} \cdot h_c \quad \text{in } MW \quad (121)$$

1.3.2 Allgemeine Flüssigkeitsbrände

Bei diesen Bränden wird angenommen, daß keine Gefahren durch Gefahrstoffe in den Brandgasen auftreten. Das kann entweder durch das Fehlen von Gefahrstoffen in den Brandgasen oder durch die thermischen Wirkungen, die ein Aufsteigen und Verdünnen der Brandgase bewirken, begründet sein.

Benötigte Angaben

Spezifische Verbrennungswärme:	h_c	in	MJ/kg
Spezifische Verdampfungswärme am Siedepunkt:	h_{vb}	in	kJ/kg
Spezifische Wärmekapazität am Siedepunkt:	c_{pb}	in	kJ/(K·kg)
Siedetemperatur bei Normaldruck:	ϑ_b	in	°C
Lachentemperatur:	ϑ_{La}	in	°C
Lachentiefe:	l	in	m
Lachenfläche:	A_{La}	in	m²
Flüssigkeitsdichte bei Lachentemperatur:	ρ_{fl}	in	kg/m³

Zur Abschätzung der Abbrandrate \dot{m}_{Ab} kann eine empirische Formel¹⁶ verwendet werden:

$$\dot{m}_{Ab} = \frac{h_c \cdot A_{La}}{h_{vb} + (\vartheta_b - \vartheta_{La}) \cdot c_{pb}} \quad \text{in kg/s} \quad (122)$$

Damit kann auch die Brandleistung P_{Brand} nach Gleichung (121) bestimmt werden. Für die maximale Branddauer $t_{eBrandmax}$ ergibt sich:

$$t_{eBrandmax} = \frac{l \cdot A_{La} \cdot \rho_{fl}}{60 \cdot \dot{m}_{Ab}} \quad \text{in min} \quad (123)$$

1.3.3 Spezielle Flüssigkeitsbrände

Zunächst kann wie im Abschnitt 1.3.2 "Allgemeine Flüssigkeitsbrände" verfahren werden. Zusätzlich werden aber Gefahrstoffe in den Brandgasen angenommen. Die Massenströme dieser Gefahrstoffe, die sich mit den Brandgasen ausbreiten, müssen bestimmt werden.

Zusätzlich benötigte Angaben

Volumenteile gasförmige Gefahrstoffe in den Brandgasen:	$v_{Brand,i}$	in	ml/m³
Molmasse der gasförmigen Gefahrstoffe in den Brandgasen:	$M_{Brand,i}$	in	g/mol
Massenanteile nicht gasförmigen Gefahrstoffe in den Brandgasen:	$n_{Brand,j}$	in	mg/kg
Brandgasvolumen beim Verbrennen von 1 kg bei 0 °C:	V'_{Brand}	in	m³/kg
Mittlere Molmasse der Brandgase:	M_{Brand}	in	g/mol
Molvolumen bei 0 °C:	0,0224 m³		

¹⁶ siehe auch: Committee for the Prevention of Disasters: Methods for the calculation of physical effects. Second edition 1992, Chapter 6, Heat radiation

Für den Brandgasvolumenstrom auf 0 °C umgerechnet gilt:

$$\dot{V}_{\text{Brand}} = V'_{\text{Brand}} \cdot \dot{m}_{\text{Ab}} \quad \text{in } \text{m}^3/\text{s} \quad (124)$$

Die Massenströme $\dot{m}_{\text{Brand},i}$ der einzelnen gasförmigen Gefahrstoffe können damit nach Gleichung (119) bestimmt werden.

Die Massenströme $\dot{m}_{\text{Brand},j}$ der einzelnen nicht gasförmigen Gefahrstoffe können damit nach Gleichung (120) bestimmt werden.

1.3.4 Spezielle Feststoffbrände

Der Brandverlauf hängt von vielen Umständen ab und kann nicht allgemeingültig beschrieben werden.

Hinsichtlich des zeitlichen Ablaufes sollen die Phase der Entwicklung des Brandes und die Phase des entwickelten Brandes behandelt werden.

Um ein einheitliches Vorgehen zu gewährleisten, soll in Anlehnung an die Verfahrensweise auf Seite 115 im Band 1 des Forschungsberichtes 104 09 213, UBA-FB 90-112 des TÜV Bayern e.V. vom Dezember 1990 für den Brandverlauf angenommen werden:

- Die zusätzliche Brandfläche vervielfacht sich von Minute zu Minute um den Faktor N (ca. 2).
- Nach der ersten Minute brennt die Fläche A_1 .

Für die Brandfläche wird daher angesetzt:

$$A_{\text{Brand}} = \frac{A_1}{N-1} \cdot \left(N^{\frac{t}{60\text{s}}} - 1 \right) \quad (125)$$

Der Brand ist entwickelt, wenn die Gesamtfläche A_{ges} brennt (Vollbrand). Das ist zum Zeitpunkt t_{ges} der Fall.

$$t_{\text{ges}} = \frac{\ln \left[\frac{A_{\text{ges}}}{A_1} \cdot (N-1) + 1 \right]}{\ln N} \quad \text{in min} \quad (126)$$

Benötigte Angaben

Vervielfachung der zusätzlichen Brandfläche pro Minute:

N

Brandfläche nach der ersten Minute:

A_1 in m^2

Gesamte Brandfläche:

A_{ges} in m^2

Flächenspezifische Abbrandrate:

\dot{m}'_{Brand} in $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$

Volumenteile gasförmige Gefahrstoffe in den Brandgasen:

v_i in ml/m^3

Molmasse der gasförmigen Gefahrstoffe in den Brandgasen:

M_i in g/mol

Massenanteile nicht gasförmigen Gefahrstoffe in den

Brandgasen:

Brandgasvolumen beim Verbrennen von 1 kg bei 0 °C:

Mittlere Molmasse der Brandgase:

Molvolumen bei 0 °C:

Spezifische Verbrennungswärme des Brandgutes:

n_j in mg/kg

V'_{Brand} in m³/kg

M_{Brand} in g/mol

0,0224 m³

h_c in MJ/kg

Für den Brandgasvolumenstrom auf 0 °C umgerechnet gilt:

$$\dot{V}_{\text{Brand}} = V'_{\text{Brand}} \cdot \dot{m}''_{\text{Brand}} \cdot A_{\text{Brand}} \quad \text{in } \text{m}^3/\text{s} \quad (127)$$

Die Massenströme $\dot{m}_{\text{Brand},i}$ der einzelnen gasförmigen Gefahrstoffe können damit nach Gleichung (119) bestimmt werden.

Die Massenströme $\dot{m}_{\text{Brand},j}$ der einzelnen nicht gasförmigen Gefahrstoffe können damit nach Gleichung (120) bestimmt werden.

Für die Brandleistung ergibt sich:

$$P_{\text{Brand}} = h_c \cdot \dot{m}''_{\text{Brand}} \cdot A_{\text{Brand}} \quad \text{in } \text{MW} \quad (128)$$

Für die zum Zeitpunkt der vollen Entwicklung des Brandes t_{ges} verbrannte Menge an Brandgut findet man:

$$m_{\text{Brandges}} = \frac{\dot{m}''_{\text{Brand}} \cdot (60 \cdot s)}{\ln N} \cdot \left(N^{\frac{t_{\text{ges}}}{60 \cdot s}} - 1 - \ln N \cdot \frac{t_{\text{ges}}}{60 \cdot s} \right) \quad \text{in } \text{kg} \quad (129)$$