

2. Analyse des Gas- und Strömungsverhalten beim Wiedereintritt

Beim Wiedereintritt wird die Erdatmosphäre vom Bereich extrem niedriger Dichte bis zur Dichte am Boden durchflogen. Die folgende Tabelle zeigt, dass in 100 km Höhe noch sehr viele Moleküle pro Volumeneinheit vorhanden sind, andererseits die mittlere freie Weglänge bereits relativ groß wird.

Tabelle-2- 1

Höhe h, km	Dichte ρ , kg/m ³	Teilchendichte n Moleküle/m ³	Mittl. freie Weglänge λ , m	Stossfrequenz ν , 1/s
100	$5 \cdot 10^{-7}$	$1,19 \cdot 10^{19}$	0,142	$2,7 \cdot 10^3$
0	1,25	$2,55 \cdot 10^{25}$	$6,6 \cdot 10^{-8}$	$6,9 \cdot 10^9$

Bedingt durch die hohe Fluggeschwindigkeit treten beim Aufstau des Gases hinter der Kopfwelle extrem hohe Stautemperaturen auf, die eine Dissoziation der Luftmoleküle verursachen können. Die Umströmung des Körpers wird deshalb je nach Flughöhe und Geschwindigkeit von Verdünnungs- und reaktionskinetischen Vorgängen beherrscht.

Die hohe Fluggeschwindigkeit und der große durchflogene Dichtebereich verursachen wie in Bild 2-1 dargestellt im Einzelnen.

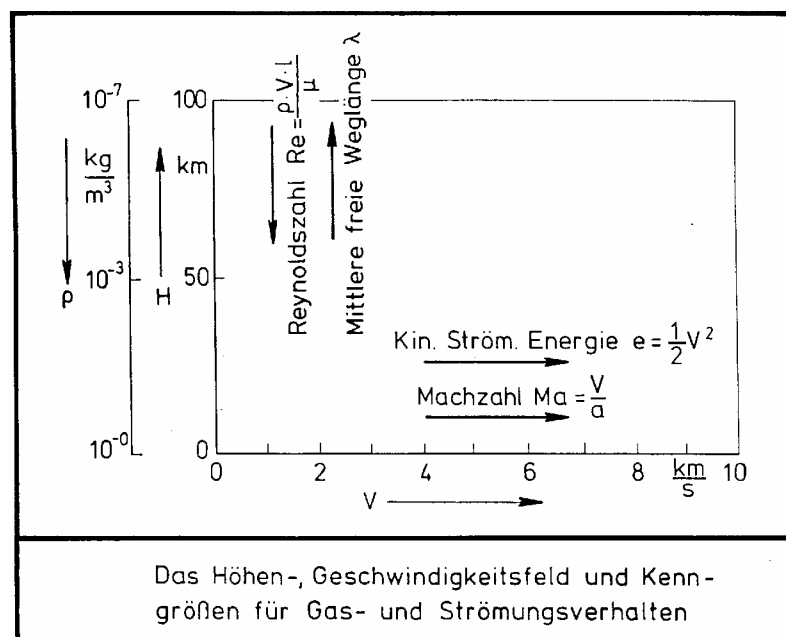


Bild 2- 1 Höhen Geschwindigkeitsfeld und Kenngrößen

Hohe Fluggeschwindigkeit verursacht:

- a. Machzahl $Ma = V_\infty/a_\infty$ hoch
- b. Stautemperatur T_0 hoch :
$$T_0 = T_\infty + \frac{1}{2} \frac{V_\infty^2}{c_p}$$

Niedrige Gasdichte verursacht:

- a. Reynoldszahl niedrig
- b. Zu wenige Moleküle im Strömungsfeld um ‚Gleichgewicht‘ im Strömungs- und Gasverhalten aufrecht zu erhalten. Kontinuumsströmungsmechanik und Gleichgewichtschemie sind nicht mehr anwendbar.

Die Definition von Strömungsbereichen dient dazu, Flugzustände nach den Beherrschenden Vorgängen einzuordnen. Wir machen folgende grobe Unterteilung.

- a. Aerodynamik und Gaskinetik
- b. Reaktionskinetik

2.1 Die Ähnlichkeitskennzahlen der Aerodynamik und Gaskinetik

Ähnlichkeitskennzahlen sind dimensionslos und beschreiben Geschwindigkeit und Art der Kraftwirkungen auf den Körper

Das folgende Bild 2.2 zeigt eine vereinfachte Ableitung der Mach- und Reynoldszahl bzw. der Molekularen Machzahl S und der Knudsenzahl Kn . Zu beachten ist, dass diese Kennzahlen wechselseitig ineinander übergeführt werden können.

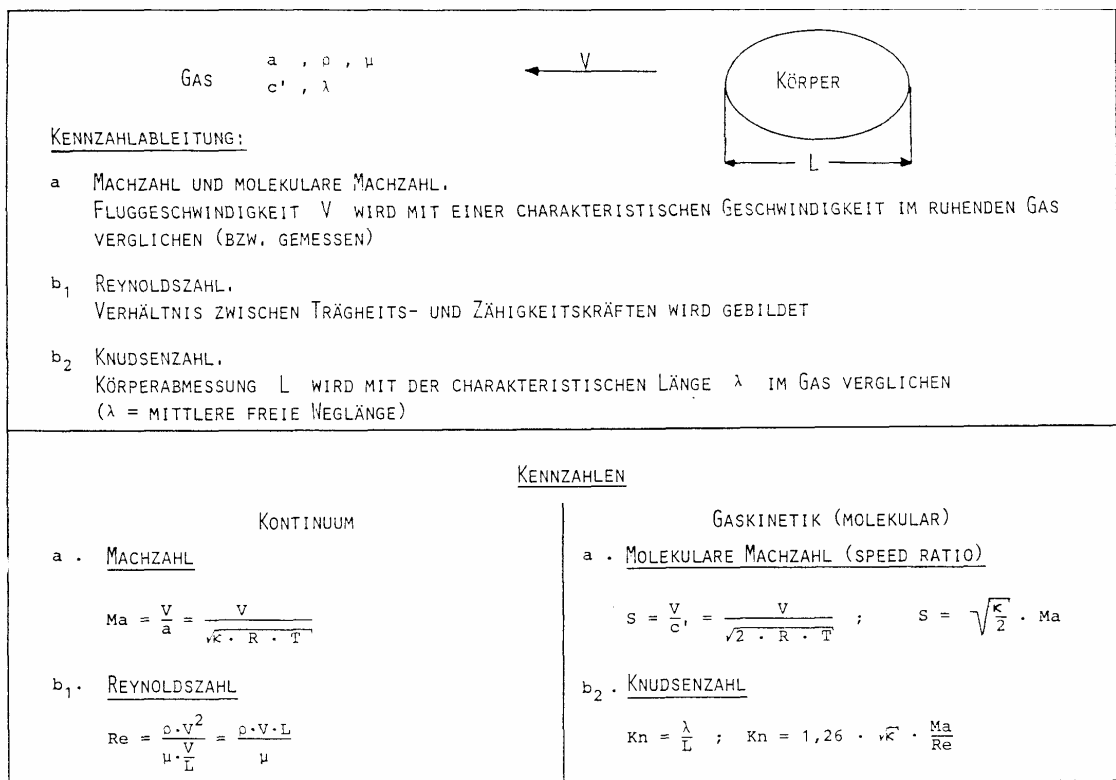


Bild 2- 2Definition und einfache Ableitung der Ähnlichkeitskennzahlen

Folgende Beziehungen wurden für die Kennzahldefinition benutzt.

Schallgeschwindigkeit: $a = \sqrt{\kappa RT}$

Wahrscheinlichste thermische Teilchengeschwindigkeit $c' = \sqrt{2RT}$

Mittlere thermische Teilchengeschwindigkeit: $\bar{c} = \sqrt{(2/\pi)RT}$

Dyn. Zähigkeit η bzw μ : $\eta(T) = \eta_b \sqrt{\frac{T}{T_b}}$ Temperaturabhängigkeit für hartes Kugelgas

Mittlere freie Weglänge der Moleküle:

$$\lambda = \frac{16}{3} \frac{\eta}{\rho \sqrt{2\pi RT}}; \quad \lambda = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{c'}{v}; \quad v \text{ Stoßfrequenz 1/s}$$

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{n} \frac{1}{\pi d_M^2}; \quad \text{Einfache Formel setzt mittlere freie Weglänge mit Molekül-}$$

durchmesser d_M in Verbindung

Im aerodynamischen Kontinuumsbereich werden folgende Kennzahlen benutzt

Reibungsfreie Strömung: Machzahl

Reibungsbehaftete Strömung: Machzahl und Reynoldszahl

2.2 Die aerodynamischen bzw. gaskinetischen Strömungsbereiche

Die Gültigkeit der Kontinuumsströmung

Vorraussetzungen sind:

- In jedem Volumenelement des Strömungsfeldes genügend viele Moleküle $n \rightarrow \infty$
- Im strömenden Volumenelement hinreichend viele Molekülstöße stattfinden, damit das Gas der vorgegebenen Zustandsänderung folgen kann.

Dies ist der Fall, wenn die mittlere freie Weglänge λ wesentlich kleiner als die kleinste charakteristische Länge des Strömungsfeldes ist.

Kleine charakteristische Längen sind: Stoßabstand Δ vom Körper, bzw. die Grenzschichtdicke δ .

Das folgende Bild 2.3 zeigt den Weg eines Volumenelements bei der Umströmung eines stumpfen Körpers mit Hyperschallgeschwindigkeit und erläutert dies.

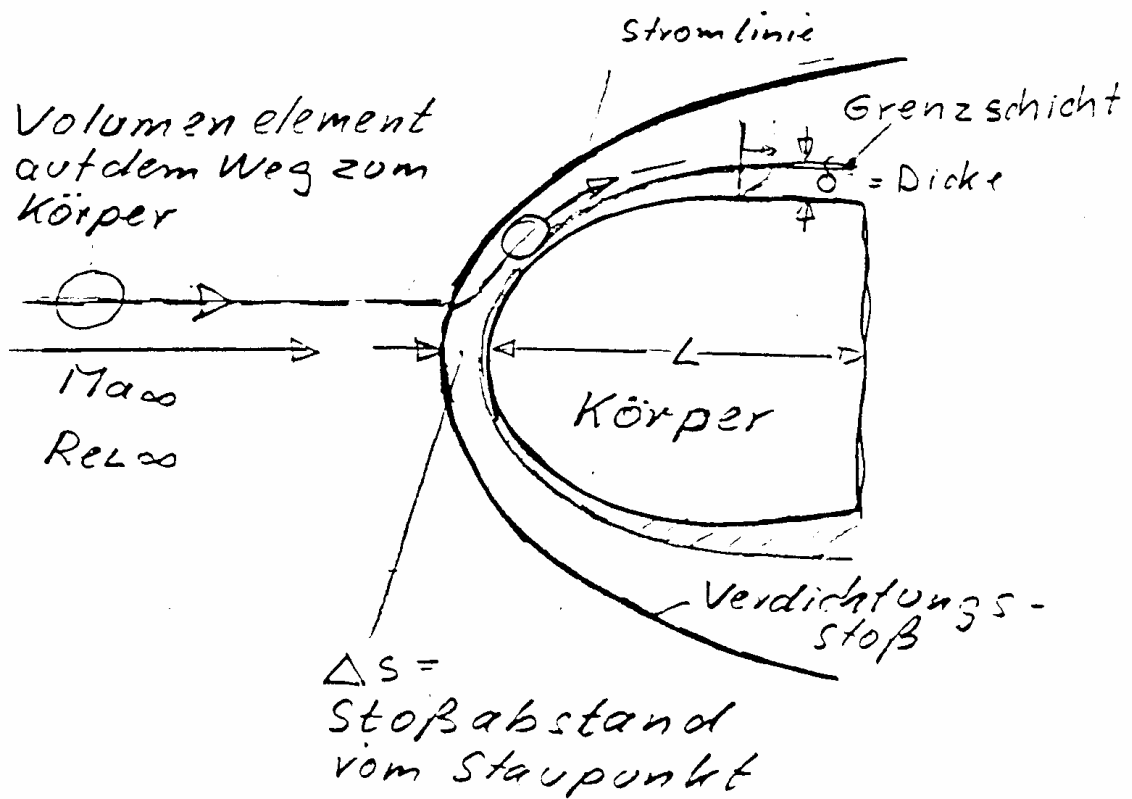


Bild 2-3 Das Hyperschallströmungsfeld um einen stumpfen Körper

Wir erhalten also als Bedingung für Kontinuumströmung:

$$\lambda \ll l_{\text{char}}, \text{ oder } \lambda / l_{\text{char}} \ll 1$$

Dies heißt, dass die Knudsenzahl gebildet mit der kleinsten charakteristischen Länge wesentlich kleiner als 1 sein soll also $Kn_{l_{\text{char}}} = \lambda / l_{\text{char}} \ll 1$

Wir wählen als kleinste charakteristische Länge die Grenzschichtdicke δ und erhalten $Kn_\delta = \lambda / \delta \ll 1$

Die Grenzschichttheorie liefert für die Grenzschichtdicke:

$$\delta \approx \frac{L}{\sqrt{Re_L}}; \text{ damit folgt } Kn_\delta = \frac{\lambda}{\delta} \approx \frac{\lambda}{L} \sqrt{Re_L} \approx Kn_L \sqrt{Re_L}$$

$$\text{mit } Kn_L \approx \frac{Ma}{Re_L} \text{ folgt schließlich } Kn_\delta = \frac{\lambda}{\delta} \approx \frac{\lambda Ma}{Re_L} \sqrt{Re_L} \approx \frac{Ma}{\sqrt{Re_L}}$$

Wir haben damit die Gültigkeitsgrenze der Kontinuumsströmung durch Kennzahlen dieser Strömung, nämlich Mach und Reynoldszahl festgelegt wobei gilt:

Bereich der Kontinuumsströmung: $Kn_\delta = \frac{\lambda}{\delta} \ll 1$ bzw. $\frac{Ma}{\sqrt{Re_L}} < 0,1$

Die freie Molekülströmung

Wir betrachten zunächst den anderen Extremfall, nämlich die freie Molekülströmung. In dieser Strömungsart muss die mittlere freie Weglänge wesentlich größer als die Körperabmessung sein.

Die Moleküle der Anströmung treffen dann ohne Stöße mit den reflektierten Molekülen direkt auf den Körper. Im Strömungsfeld um den Körper finden daher keine gegenseitigen Molekülstöße statt.

Die Bedingung lautet daher: $\lambda \gg L$ bzw. $Kn_L = \frac{\lambda}{L} > 10$

Der Übergangsbereich

In diesem Bereich treffen die Kontinuumsannahmen nicht mehr und die Annahmen der freien Molekülströmung noch nicht zu. Die Bedingung für die Bereichsgrenzen

lauten daher: $Kn_\delta \approx \frac{Ma}{\sqrt{Re_L}} > 0,1$ und $Kn_L = \frac{\lambda}{L} < 10$

Der Übergangsbereich kann noch weiter unterteilt werden und zwar in die gestörte Molekülströmung und in das Gebiet der Gleitströmung.

Die gestörte Molekülströmung

In diesem Bereich treten nur vereinzelt Stöße zwischen den reflektierten und den Anströmmolekülen statt. Es ist keine Unterscheidung zwischen Stoß und Grenzschicht möglich.

Bedingung der gestörten Molekülströmung: $1 < Kn_L < 10$

Der Bereich der Gleitströmung

Mit zunehmender Gasdichte beginnt sich eine Stoß- und Grenzschicht auszubilden wobei jedoch an der Oberfläche die Haftbedingung noch nicht erfüllt ist. An der Oberfläche treten ein Geschwindigkeitssprung und eine Temperaturunstetigkeit auf. Dies kennzeichnet das Gebiet der Gleitströmung. Die Gleitströmung kann mit Kontinuumsgleichungen behandelt werden wobei modifizierte Randbedingungen eingeführt werden müssen.

Die ungefähren Gebietsgrenzen der Gleitströmung sind:

$$Kn_L < 0,1 ; Kn_\delta \approx \frac{Ma}{\sqrt{Re_L}} > 0,1$$

Bild 2.4 Zeigt in einem Höhen- Geschwindigkeitsdiagramm die verschiedenen aerodynamischen Strömungsbereiche, die beim Wiedereintritt durchflogen werden. Die Bilder 2.5 und 2.6 erläutern die Strömungsvorgänge in den einzelnen Strömungsbereichen.

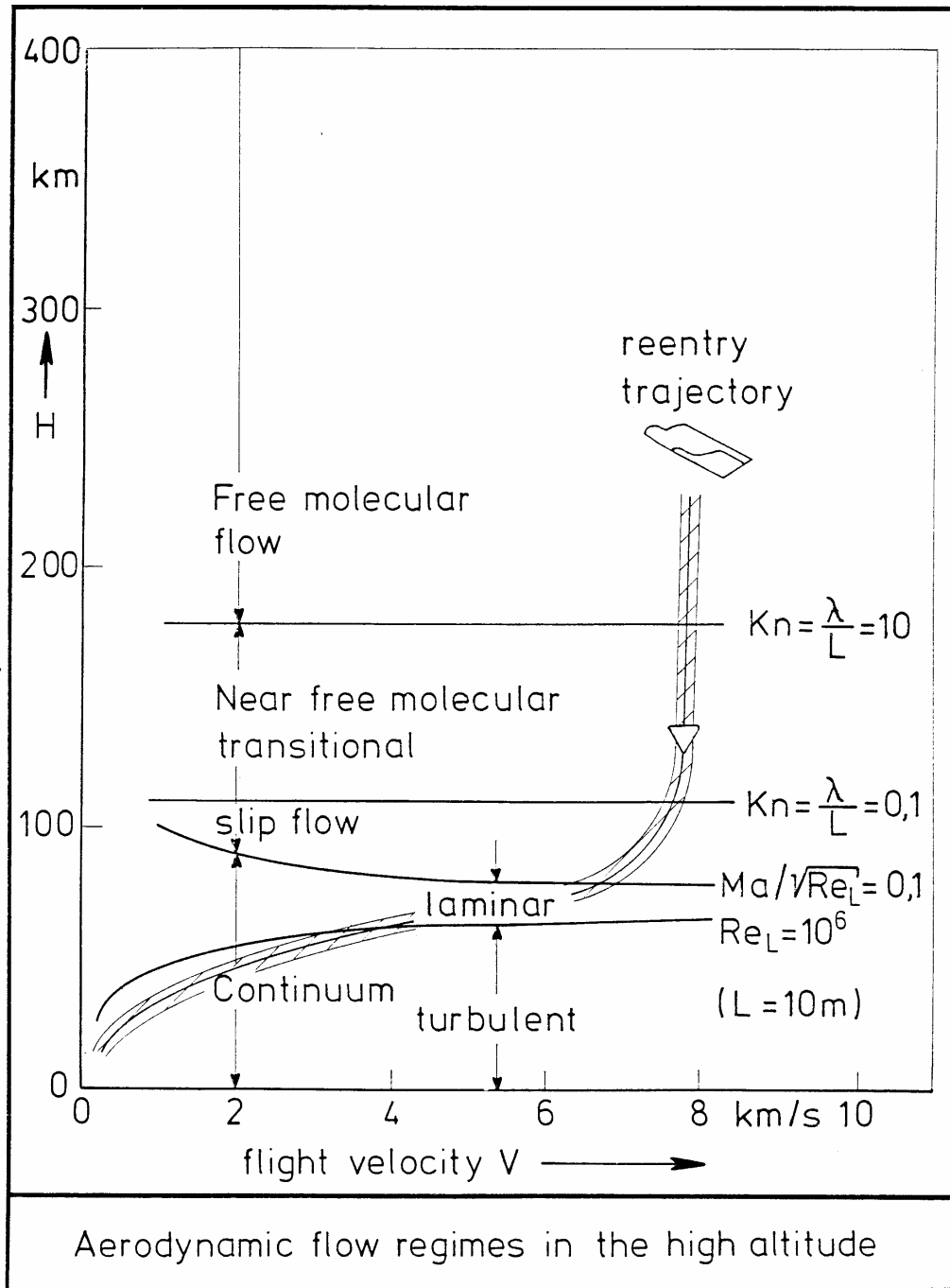
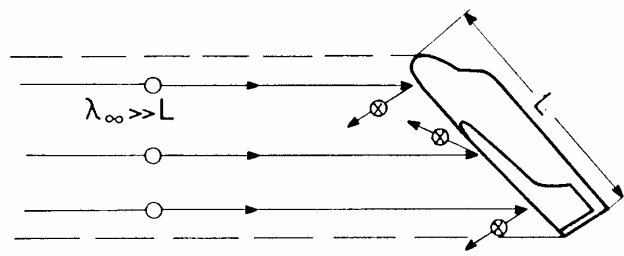


Bild 2- 4 Die aerodynamischen Strömungsbereiche für einen Körper mit 10 m Länge

Freie Molekülström.

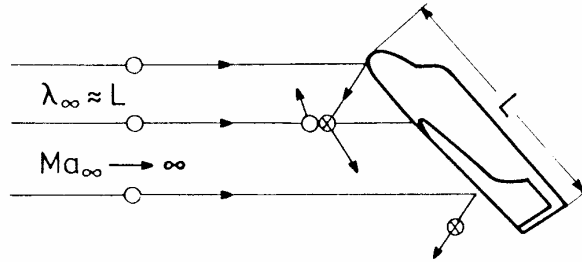


Free molecular

$$Kn_{\infty} = \frac{\lambda_{\infty}}{L} > 10$$

No collisions between free stream and wall molecules

Gestörte Molekülström.



Near free molecular

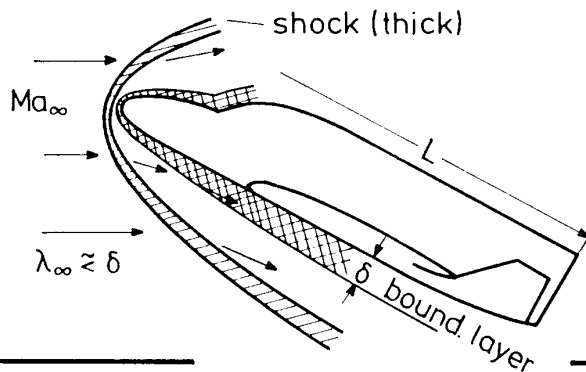
$$1 < Kn_{\infty} < 10$$

First collisions between free stream and wall molecules

The free and near free molecular flow regimes
($Kn = \lambda/L = \text{Knudsen number}$)

Bild 2- 5 Die freie und gestörte Molekülströmung

Gleitströmung



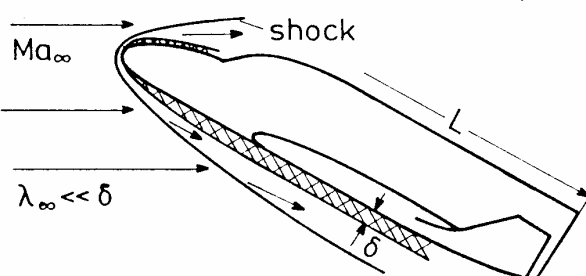
slip flow regime

$$Kn_L = \frac{\lambda}{L} < 0.1$$

$$Kn_{\delta} = \frac{\lambda}{\delta} \approx \frac{Ma}{\sqrt{Re_L}} > 0.1$$

- Thick shock wave
- Thick boundary layer with velocity slip.

Kontinuum



Continuum flow

$$Kn_{\delta} = \frac{\lambda_{\infty}}{\delta} \approx \frac{Ma}{\sqrt{Re_L}} < 0.1$$

- Thin shock wave
- Thin boundary layer

Continuum and slip flow regime

Bild 2- 6 Kontinuum und Gleitströmung

2.3 Die realen Gaseffekte

Beim Wiedereintritt ist die spezifische kinetische Strömungsenergie $e = 0,5 V^2$ extrem hoch.

Diese Energie wird beim Aufstau vor dem Körper in Wärmeenergie umgewandelt, wobei für ein ideales Gas ($c_p = \text{const.}$) gelten würde:

$$T_0 = T_\infty + \frac{1}{c_p} \frac{1}{2} V_\infty^2$$

mit $c_p/R = 3,5$, $R = 289$, $c_p \approx 1000$ und $V = 5000\text{m/s}$ ergibt sich eine Stautemperatur von $T_0 \approx 12500\text{ K}$

Bei dieser Temperatur treten im Gas Realgaseffekte wie Dissoziation und Rekombination auf. Bild 2-7 zeigt die kinetische Strömungsenergie als Funktion der Flugeschwindigkeit sowie die charakteristischen Werte für die Dissoziationsenergie von Sauerstoff und Stickstoff. Erreicht die kin. Strömungsenergie die Werte einer Reaktionsenergie, so kann die betreffende Reaktion ausgelöst werden. Bei der Dissoziation ändert sich die Zusammensetzung der Atmosphäre. Moleküle werden in Atome zerlegt und man spricht deshalb von chemischen Reaktionen. Wir müssen uns deshalb kurz mit diesen Realgasvorgängen im Gas befassen.

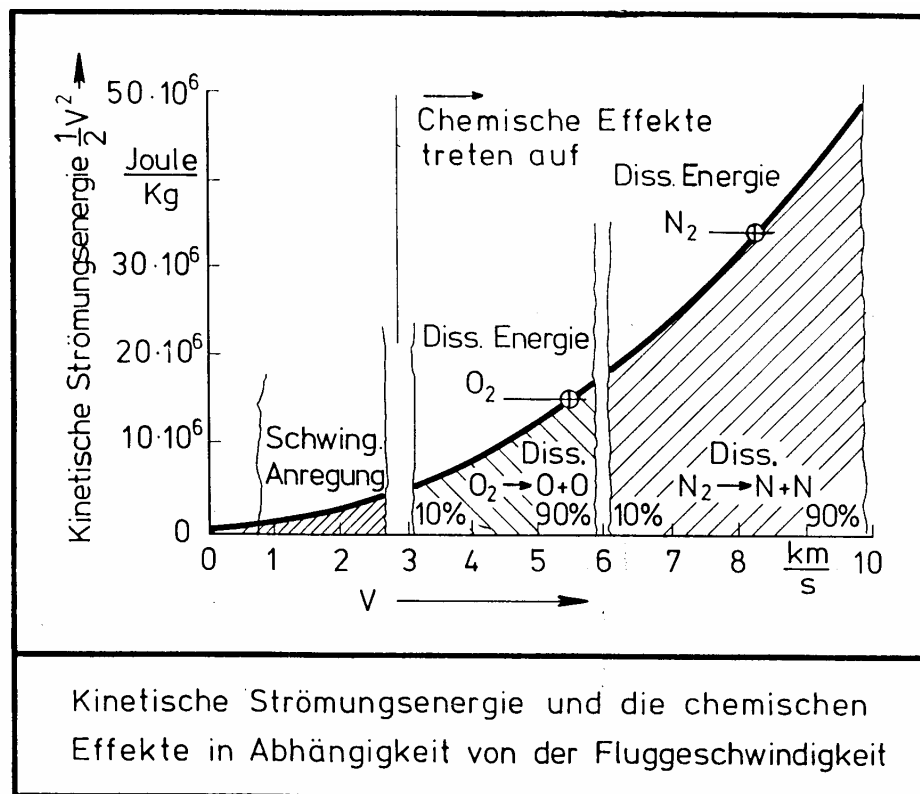
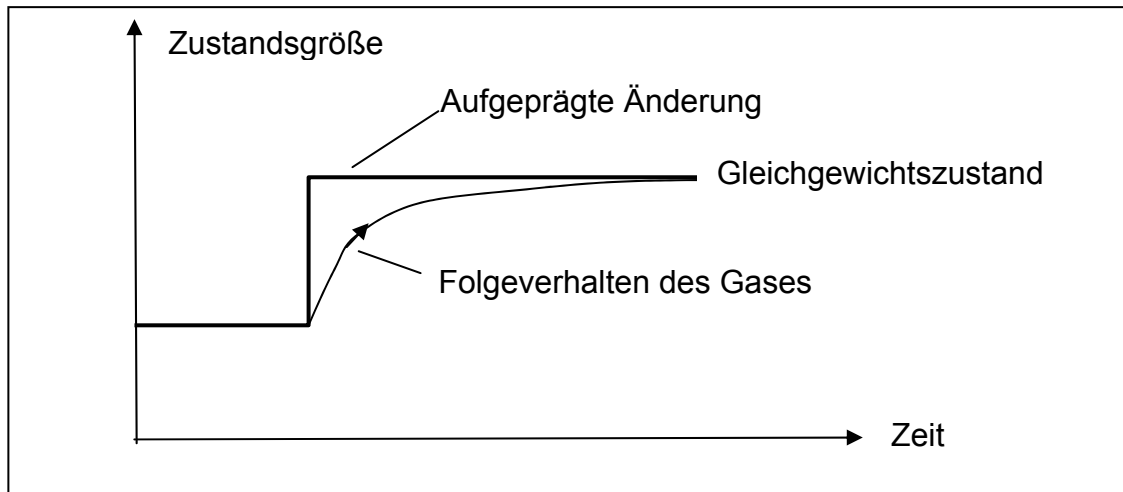


Bild 2- 7 Kinetische Strömungsenergie und chemische Effekte in Abhängigkeit von der Flugeschwindigkeit.

2.3.1 Das Gas im thermodynamischen Gleichgewicht.

Der Gleichgewichtszustand ist dadurch definiert, dass das Gas unmittelbar einer aufgeprägten Zustandsänderung folgt. Folgt das Gas verzögert so stellt sich das Gleichgewicht als zeitunabhängiger Endzustand ein. Die folgende Skizze erläutert dies.



Mit zunehmender Gastemperatur treten die folgenden Effekte auf:

1. Anregung der Molekülschwingung
2. Dissoziation und Rekombination (chemische Reaktion)
- 3: Ionisation

Zu beachten ist, dass auch chemische Reaktionen zwischen Gas und Oberfläche auftreten können.

2.3.2 Das thermodynamische Verhalten und die Gaskinetik.

Thermodynamische Größen ergeben sich aus den mechanischen Größen der Molekularbewegung.

Innere Energie e ergibt sich als Summe von:

1. Kinetischen Energie der ungeordneten Molekularbewegung
2. Rotationsenergie von mehratomigen Molekülen
3. Kinetische und potentielle Energie von Molekülschwingungen

Molekülfreiheitsgrade f geben Bewegungsmöglichkeiten der Moleküle an und damit die Art in welcher Energie vorliegt. Man unterscheidet äußere und innere Freiheitsgrade. (vgl, Tabelle 2-2)

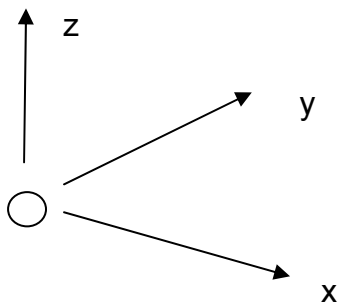
Jedes Gasart besitzt:

1. 3 äußere Freiheitsgrade der Translation, $f_{Tr} = 3$
2. Innere Freiheitsgrade der Rotation und Schwingung, f_{Rot} , f_{Vib} sind Funktion des Molekülaufbaus.

Beispiele:

Einatomige Gase (He, Ar): 3 Freiheitsgrade der Translation

x



3 Bewegungsrichtungen, x,y,z
ergeben 3 Freiheitsgrade der
Translation

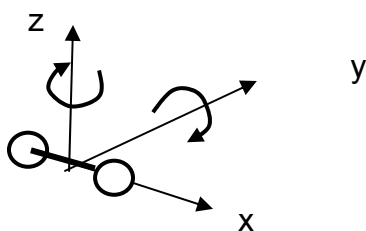
Zweiatomige Gase (N₂, O₂)

3 Freiheitsgrade der Translation

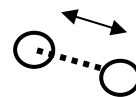
2 Freiheitsgrade der Rotation

1 Freiheitsgrad der Schwingung, (wird erst bei höheren Temperaturen angeregt, enthält kinetische und potentielle Energie, Freiheitsgrad zählt daher doppelt)

Rotation: 2 Freiheitsgrade



Schwingung: 1 Freiheitsgrad zählt
doppelt da kin. und pot. Energie



Zu beachten ist:

- Für die Anregung der inneren Freiheitsgrade wird je nach Gasart eine minimale Temperatur benötigt.

Beispiel N₂: Rotation bereits bei $T \approx 10$ K voll angeregt. Die Schwingung wird erst bei Temperaturen um 1000 K angeregt.

- Jeder voll angeregte Freiheitsgrad trägt $\frac{1}{2} RT$ zur inneren Energie bzw $\frac{1}{2} R$ zur spezifischen Wärme bei, R Spezifische Gaskonstante

Thermische und kalorische Zustandsgleichungen des idealen Gases.

Thermische Zustandsgleichung:

$$p = \rho RT \text{ , thermisch perfekt}$$

Kalorische Zustandsgleichung

Spez. innere Energie e

Spez, Enthalpie $h = e + RT$

Das 2- atomige Gas ohne Schwingungsanregung (f = 5)

$$e = e_{Trans} + e_{Rot} = (f_{Trans} + f_{Rot}) \frac{1}{2} RT = \frac{5}{2} RT$$

Spezifisch Wärmen c_V , c_P und Verhältnis von c_P/c_V

$$c_V = \frac{de}{dT} = \frac{f}{2} RT = \frac{5}{2} RT; \quad c_P = \frac{dh}{dT} = \frac{f+2}{2} RT = \frac{7}{2} RT; \quad \kappa = \frac{c_P}{c_V} = \frac{f+2}{f} = \frac{7}{5} = 1,4$$

Das Gas wird auch als kalorisch perfekt bezeichnet, da c_P und c_V nicht von der Temperatur abhängen.

Das 2- atomige Gas mit Schwingungsanregung (f = 5-7)

Für die in der Molekülschwingung gespeicherte Energie gilt

$$e_{Vib} = R \frac{\theta_V}{e^{\theta_V/T} - 1}$$

θ_V = charakteristische Schwingungstemperatur, $\theta_V = 3340$ K für N_2

für $T \ll \theta_V$ folgt $e^{\theta_V/T} \gg 1$ dies ergibt $e_{Vib} = 0$

Für die innere Energie folgt damit

$$e = e_{Trans} + e_{Rot} + e_{Vib} = RT \left(\frac{5}{2} + \frac{\theta_V/T}{e^{\theta_V/T} - 1} \right)$$

Für die spezifischen Wärmen ergibt sich:

$$c_V = \frac{5}{2} R + R \left(\left(\frac{\theta_V}{T} \right)^2 \frac{e^{\theta_V/T}}{(e^{\theta_V/T} - 1)^2} \right); \quad c_P = \frac{7}{2} R + R \left(\left(\frac{\theta_V}{T} \right)^2 \frac{e^{\theta_V/T}}{(e^{\theta_V/T} - 1)^2} \right)$$

Die Zahlenwerte von θ_V sind in der Tabelle 2-3 aufgeführt. Der typische Verlauf von c_V für ein 2 atomiges Gas ist in Bild 2-8 aufgetragen

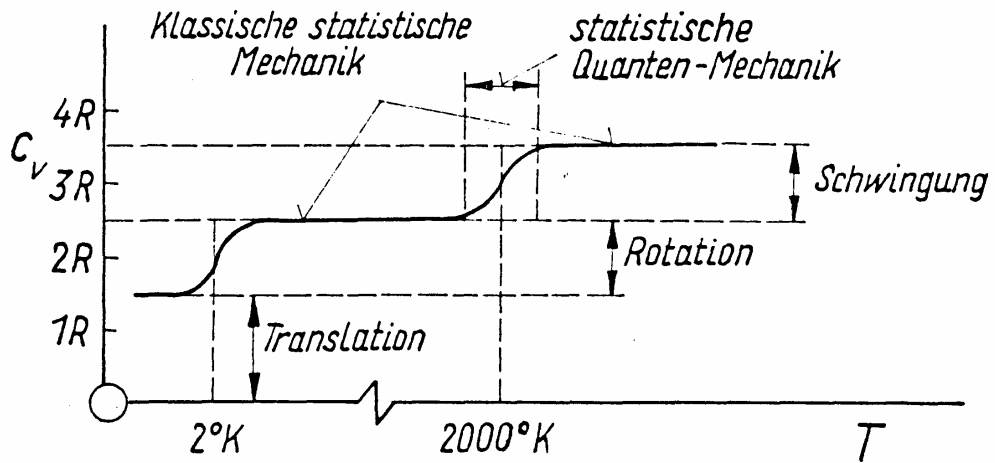


Bild 2- 8 Schematischer Verlauf der spezifischen Wärme c_v mit der Temperatur

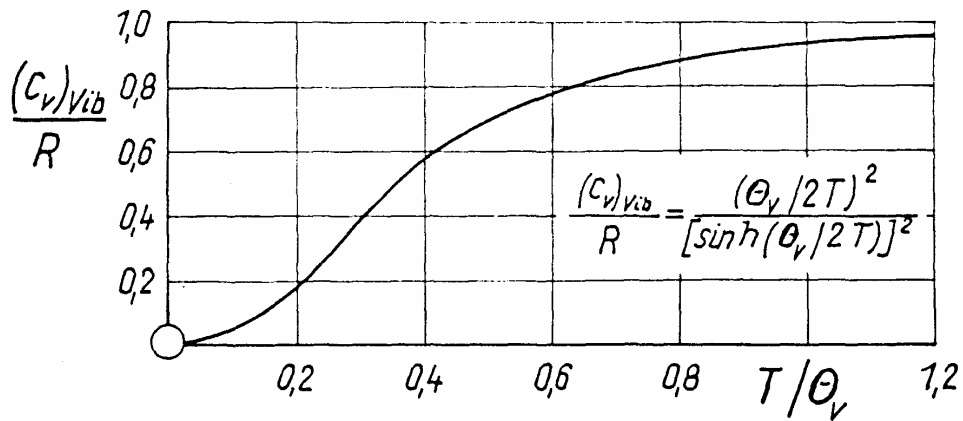
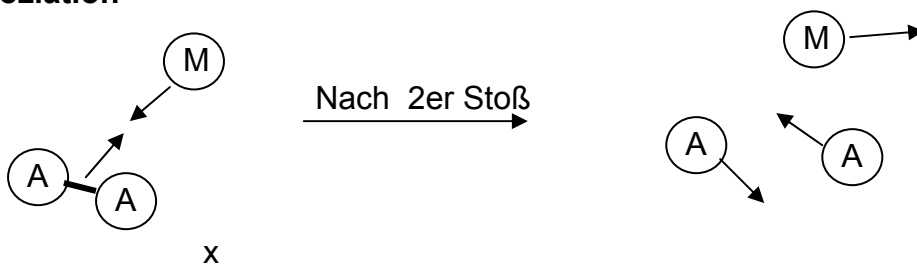


Bild 2- 9 Abhängigkeit der Spezifischen Wärme $C_{v \text{ vib}}$ eines 2 atomigen Gases vom Temperaturverhältnis T/θ_v

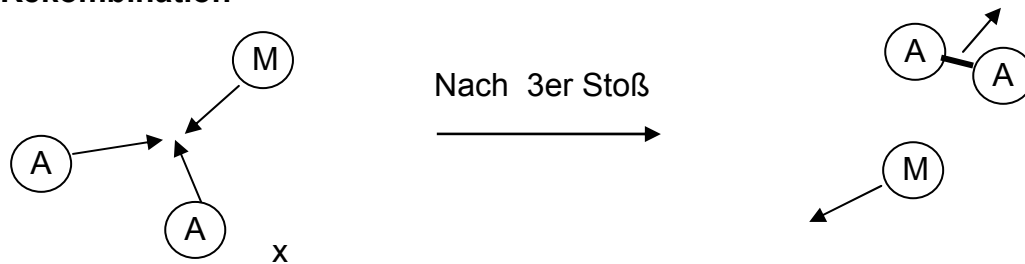
2.3.3 Dissoziation und Rekombination 2 atomiger Gase.

Dissoziation tritt bei hohen Temperaturen auf. Die Moleküle haben dann eine genügend hohe Translationsenergie, um beim Zweierstoß ein Molekül zu zersprengen. Es gilt folgende Modellvorstellung.

Dissoziation



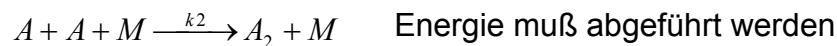
Rekombination



Dissoziation eines Molekuls A_2 mit Zweierstoß:



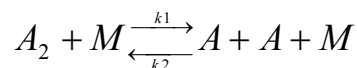
Rekombination von zwei Atomen A, A mit Dreierstoß



A Atom, A_2 Molekül, M Stoßpartner der Dissoziationsenergie liefert oder abführt

k_1 Reaktionskonstante vorwärts; k_2 Reaktionskonstante rückwärts

Gleichgewichtsbedingung: Vor- und Rückwärtsreaktion kompensieren sich.



Die Dissoziationsenergie I_D , Joule /kg

Für die Dissoziation wird Energie benötigt. Im abgeschlossenen System muss diese Energie zunächst von der Translationsenergie aufgebracht werden. Soll die Dissoziation isotherm verlaufen, so ist diese Energie dem Gas von außen zu zuführen. Tabelle 2.2 enthält für die wichtigen Gase die Werte von I_D . Zu beachten ist, daß für die Dissoziation sehr viel Energie benötigt wird. Dissoziation wirkt wie eine starke Wärmesenke.

Der Dissoziationsgrad α

Das dissoziierte Gas ist ein Gemisch aus Atomen und Molekülen. Wir benützen folgende Bezeichnungen:

n_1 Teilchendichte der Atome, $1/m^3$

n_2 Teilchendichte der Moleküle, $1/m^3$

n Gesamte Teilchendichte $n = n_1 + n_2$

n_0 Teilchendichte im nicht dissoziierten Zustand, $1/m^3$

Der Dissoziationsgrad α beschreibt den Fortschrittsgrad der Dissoziation und gibt damit den Bruchteil der dissoziierten Moleküle, an wobei folgende Definition gilt:

$$\alpha = \frac{n_0 - n_2}{n_0} = 1 - \frac{n_2}{n_0}$$

$\alpha = (\text{Masse der Atome im Volumen}) / (\text{Gesamtmasse Gas im Volumen})$

Beide Definition sind identisch und geben für

$\alpha = 0$ keine Dissoziation

$\alpha = 1$ vollkommene Dissoziation

Anwendung auf 2-atomiges Gas

Erhaltungssatz: $N_2 \xrightarrow{\quad} 2N; \quad n_2 \xrightarrow{\quad} 2n_1$

$\alpha n_0 \text{ Moleküle} \xrightarrow{\quad} 2\alpha n_1 \text{ Atome}$

Teilchendichten im dissoziierten Gemisch:

Atome $n_1 = 2\alpha n_0$

Moleküle $n_2 = (1 - \alpha)n_0$

Gesamt $n = n_1 + n_2 = n_0(2\alpha + (1 - \alpha)) = n_0(1 + \alpha)$

Thermische Zustandsgleichung für ideal dissoziierendes Gas.

$$p = (n_1 + n_2)kT = n_0(1 + \alpha)kT$$

Reaktionsgleichung für zeitliche Änderung der Moleküldichte n_2

$$\frac{dn_2}{dt} = \overset{\text{Dissoziation}}{-k_1(T)n_2n} + \overset{\text{Rekombination}}{k_2(T)n_1^2n}$$

Als Stoßpartner M dienen alle Teilchen n im Gas

Gleichgewichtsbedingung lautet: $\frac{dn_2}{dt} = 0$

Daraus ergibt sich die Gleichgewichtskonstante K(T)

$$\frac{k_1(T)}{k_2(T)} = \frac{n_1^2}{n_2} = \frac{(2\alpha n_0)^2}{(1 - \alpha)n_0} = 4 \frac{\alpha^2}{(1 - \alpha)} n_0; \quad K(T) = \frac{k_1(T)}{k_2(T)} = 4 \frac{\alpha^2}{(1 - \alpha)} n_0$$

Die thermische Zustandsgleichung

$$p = \rho RT(1 + \alpha) = \rho RTZ(p, T)$$

$$p = n_0 kT(1 + \alpha); \text{ Alternativ}$$

R Gaskonstante des nicht dissoziierten Gases

Z = (1 + α) Korrektur die Druck und Temperatur abhängig ist.

Der Dissoziationsgrad ergibt sich aus dem Massenwirkungsgesetz zu

$$\alpha(p, T) = \left(1 - \frac{4p}{K(T)} \right)^{-1/2}$$

Für ein zweiatomiges Gas gilt nach Lighthill für $K(T)$:

$$K(T) = C e^{-\theta_D / T};$$

θ_D charakteristische Dissoziationstemperatur

$\theta_D = I_D / R$; I_D Dissoziationsenergie

Für Stickstoff gilt: $I_D = 34000 \text{ kJ/kg}$; $\theta_D = 113300 \text{ K}$ für N_2 ; $C = 4,13$

Vergleich Translationsenergie zu Dissoziationsenergie

$$\frac{e_{tr}}{I_D} = \frac{(3/2)RT}{R\theta_D} = \frac{3}{2} \frac{T}{\theta_D}$$

$$T = 5000 \text{ K} \text{ ergibt: } \frac{e_{tr}}{I_D} = \frac{3}{2} \frac{5000}{113300} = 0,066$$

Die kalorische Zustandsgleichung

Die Moleküle (Massenanteil $1-\alpha$) sowie die Atome (Massenanteil α) tragen getrennt zur spezifischen Enthalpie h bei:

$$h = \alpha h_1 + (1-\alpha)h_2 = h_2 + \alpha(h_1 - h_2)$$

h_1-h_2 entspricht der aufzubringenden Dissoziationswärme. Damit folgt:

$$h = h_2 + \alpha * I_D$$

Für voll angeregte Molekülschwingung ($f = 7$ für zwei atomiges Gas ergibt sich:

$$h(p, T) = \frac{9}{2} RT + I_D * \alpha(p, T)$$

Das Gas ist kalorisch ‚imperfekt‘ da h eine Funktion von Temperatur und Druck ist.

Das folgende Bilde 2-10 zeigt den Dissoziationsgrad $\alpha(p, T)$ von Sauerstoff und Stickstoff in Abhängigkeit von Temperatur und Druck

Bild 2-11 zeigt den Realgasfaktor Z von Luft in Abhängigkeit von Druck und Temperatur.

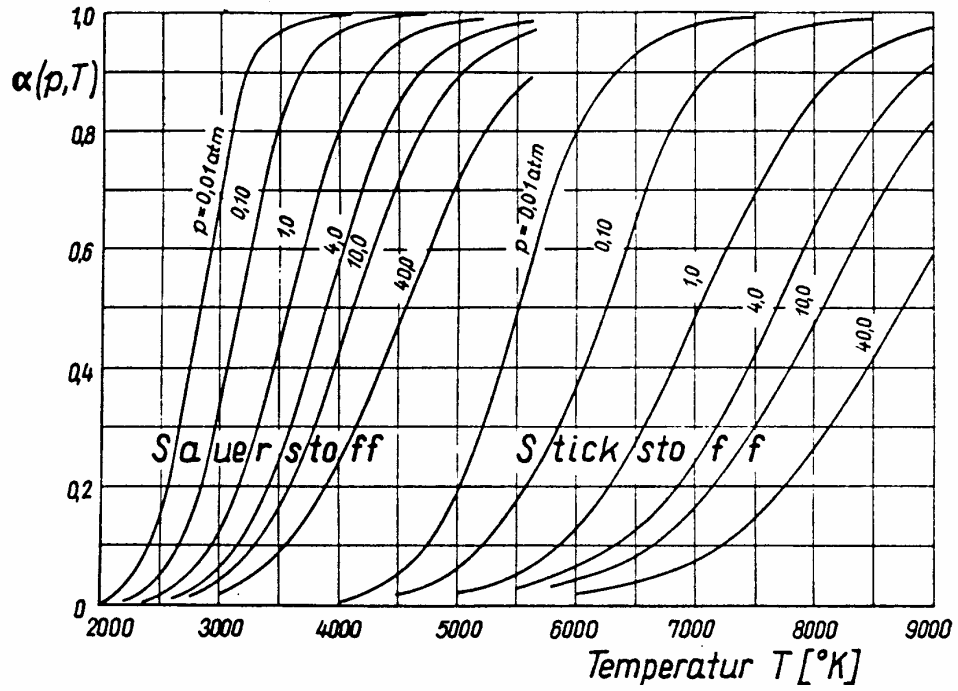


Bild 2- 10 Der dissoziationsgrad $\alpha(p, T)$ von Sauerstoff und Stickstoff

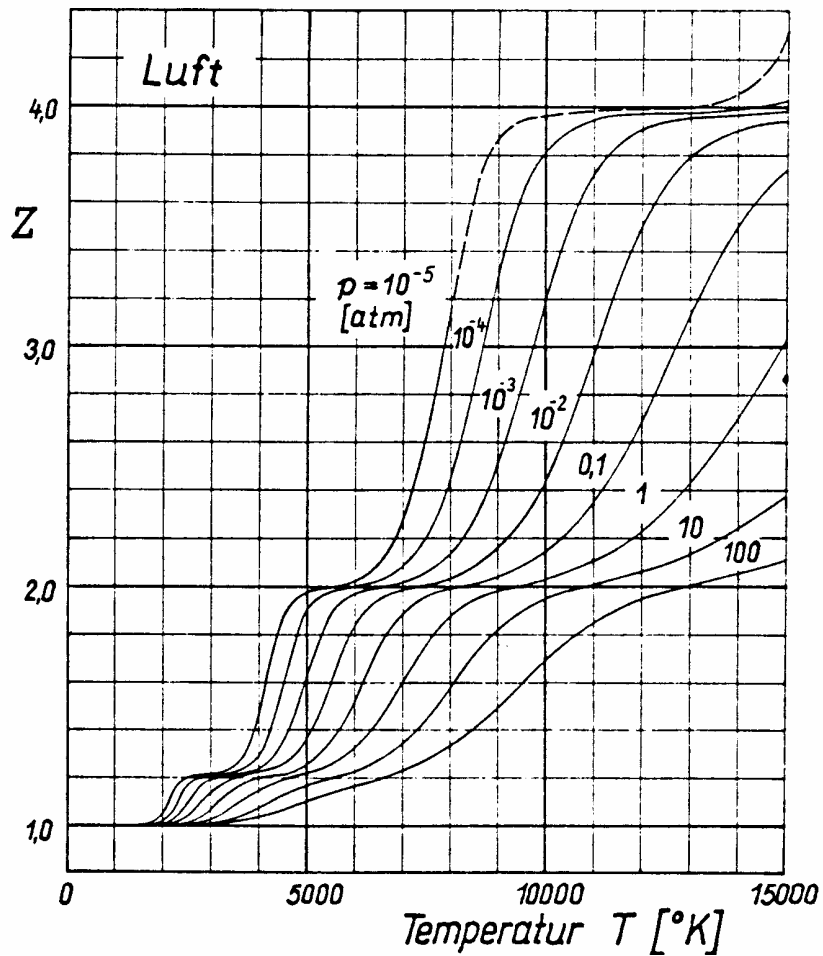


Bild 2- 11 Der Realgasfaktor Z von dissoziierender Luft
Gleichgewichtszustände

Tabelle-2- 2 Freiheitsgrade der Moleküle und Beiträge zur spezifischen Wärme

Gasart	Freiheitsgrade			Beitrag zu c_v , wenn betreffender Freiheitsgrad vollständig angeregt ist.			
	Translation	Rotation	Schwingung	Translation	Rotation	Schwingung	Gesamt
einatomig (Edelgase)	3	0	0	$\frac{3}{2} R$	0	0	$\frac{3}{2} R$
zweiatomig (O_2, N_2, H_2)	3	2	1	$\frac{3}{2} R$	R	R	$\frac{7}{2} R$
n-atomig linear ($CO_2, n = 3$)	3	2	$3n-5$	$\frac{3}{2} R$	R	$(3n-5)R$	$(3n-\frac{5}{2})R$
n-atomig nichtlinear ($H_2O, n = 3$)	3	3	$3n-6$	$\frac{3}{2} R$	$\frac{3}{2} R$	$(3n-5)R$	$(3n-3)R$

Tabelle-2- 3 Zahlenwerte der charakteristischen Gasdaten

1) Einatomige Gase

Stoff	Symbol	Molmasse m [kg/kmol]	Gaskonst. R [kJ/kg grd]	Ionis. Energie ι_i [kJ/kg]	Ionis. Temp. θ_i [grd]
dissoz. Sauerstoff	O	16,000	0,5197	82000	158000
dissoz. Stickstoff	N	14,008	0,5936	100000	168800
dissoz. Wasserstoff	H	1,008	8,2477	1300000	157800
Helium	He	4,003	2,0771	593000	285400
Argon	Ar	39,944	0,2082	38000	182900
Kohlenstoff	C	12,01	0,6923	91000	130800

2) Zwei- und mehratomige Gase

Stoff	Symbol	Molmasse m [kg/kmol]	Gaskonst. R [kJ/kg grd]	Dissoz. Energie ι_D [kJ/kg]	Dissoz. Temperatur θ_D [grd]	Schwingungs- temperatur θ_v [grd]
Sauerstoff	O_2	32,000	0,2598	15000	59000	2230
Stickstoff	N_2	28,016	0,2968	34000	113300	3340
Wasserstoff	H_2	2,016	4,1244	216000	52400	6100
Stickoxyd	NO	30,007	0,2771	22000	75500	2690
Kohlendioxid	CO_2	44,011	0,1889	7600	40000	
Wasserdampf	H_2O	18,016	0,4615			
Luft	$-^2$	≈ 29	0,2872			

3) Universelle Konstanten

Universelle Gaskonstante $R = 8,3147$ kJ/kmol grd

Loschmidt-Zahl $N_L = 6,0236 \cdot 10^{26}$ 1/kmol

Boltzmann-Konstante $k = R/N_L = 1,3803 \cdot 10^{-26}$ kJ/grd

4) Erläuterungen

1 kmol = Masse von $6,0236 \cdot 10^{26}$ Molekülen (Loschmidt-Zahl)

Molmasse m [kg/kmol] = Masse in kg/Molmenge in kmol

Gaskonstante R [kJ/kg grd] = R/m

Dissoziationsenergie ι_D [kJ/kg] = Energie in kJ, die notwendig ist, um 1 kg des Stoffes zu dissoziieren.

Dissoziationstemperatur θ_D [grd] = ι_D/R

Schwingungstemperatur θ_v [grd]

Ionisationsenergie ι_i [kJ/kg] = Energie in kJ, die notwendig ist, um 1 kg des Stoffes zu ionisieren (Ionisation ersten Grades)

Ionisations-Temperatur θ_i [grd] = ι_i/R