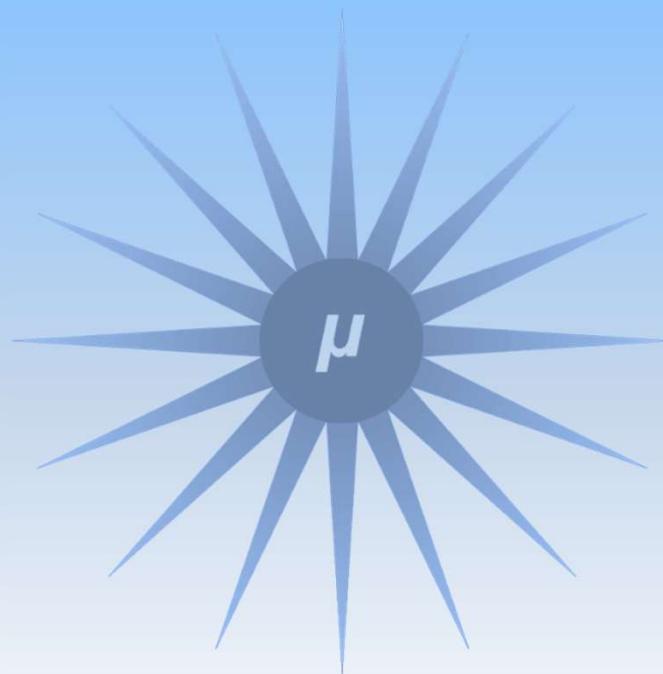


6. Einfluss von Temperatur und Druck auf Stoffumbildungen



Einführung

bisherige Tabellenwerte sogenannte *Normwerte*, die sich auf 298 K und 100 kPa, also auf etwa Zimmertemperatur und Normaldruck beziehen; bei gelösten Stoffen trat die Normkonzentration 1 kmol m^{-3} hinzu; entsprechend gelten Aussagen über die Möglichkeit einer Umbildung bisher nur für diese Bedingungen

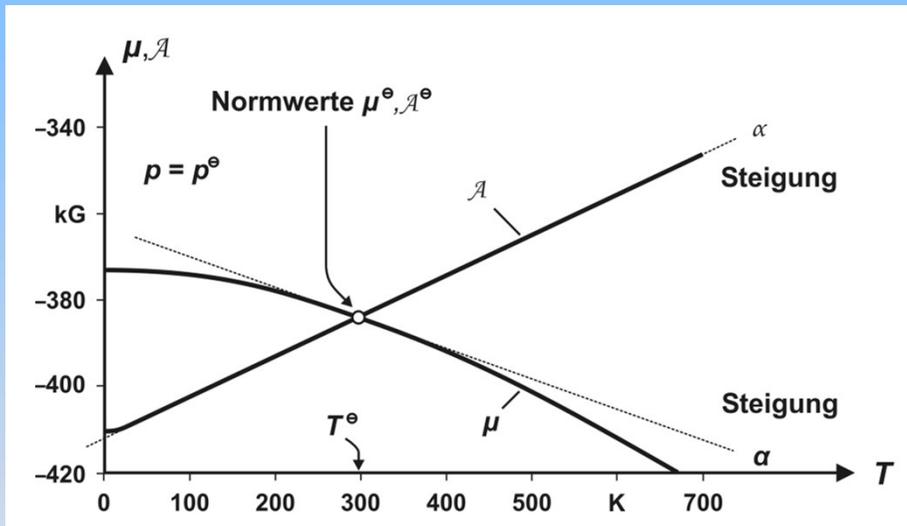
Temperatur und Druck haben jedoch oft entscheidenden Einfluss auf das chemische Potenzial und damit den Ablauf chemischer Vorgänge: Wasser gefriert in der Kälte und verdampft in der Hitze, Bratfett schmilzt in der Pfanne, Eis schmilzt unter den Kufen der Schlittschuhe usw.



chemisches Potenzial μ also *keine* Stoffkonstante, sondern abhängig von Temperatur, Druck und einer Reihe anderer Parameter

Temperaturabhängigkeit von μ und \mathcal{A}

Einstieg: Temperaturabhängigkeit des chemischen Potentials von Kochsalz, $\mu(\text{NaCl})$, sowie des Antriebs für die Zersetzung von Kochsalz in die Elemente, $\mathcal{A}(\text{NaCl} \rightarrow \text{Na} + \frac{1}{2} \text{Cl}_2)$



chemisches Potenzial *fällt* mit *steigender Temperatur* immer *steiler werdend ab*, dieses Verhalten zeigen (nahezu) alle Stoffe; Bestreben eines Stoffes, sich umzubilden, nimmt also generell ab, wenn man ihn in eine wärmere Umgebung bringt

aus temperaturabhängigen Potenzialen berechneter Antrieb $\mathcal{A}(T)$ zeigt deutlich geradlinigeren Verlauf, beide Kurven schneiden sich bei Normtemperatur T^\ominus , da chemisches Potenzial eines Stoffes unter Normbedingungen dessen Zerfallsantrieb in die Elemente entspricht

Temperaturkoeffizient des chem. Potentials

Änderung der Länge l eines Stabes mit der Temperatur z.B. angebar mittels eines *Temperaturkoeffizienten* ε (gibt an, um wie viel die Länge bei Erwärmung um 1 K zunimmt); Längenzuwachs bei Temperaturanstieg vom Ausgangswert T_0 zum Endwert T durch *lineare* Gleichung beschreibbar, solange $\Delta T = T - T_0$ klein (l_0 : Ausgangswert der Länge):

$$l = l_0 + \varepsilon \cdot (T - T_0)$$

beim chemischen Potentials gehen wir genauso vor:

$$\mu = \mu_0 + \alpha \cdot (T - T_0)$$

μ_0 charakterisiert Anfangswert des chemischen Potentials [beliebiger Wert bei frei wählbarer Temperatur T_0 , frei wählbarem Druck p_0 und Gehalt c_0 (im Gegensatz zum Normwert μ^\ominus)]

Temperaturkoeffizient α stellt Steigung der $\mu(T)$ -Kurve in unmittelbarer Nähe des Punktes $(T_0; \mu_0)$ dar (\Rightarrow gilt streng nur bei der Bezugstemperatur T_0) und ist damit nahezu immer *negativ*

Temperaturkoeffizient des Antriebs

Temperaturabhängigkeit des Antriebs \mathcal{A} einer Stoffumbildung



ergibt sich ganz analog zu:

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_0 + \alpha \cdot (T - T_0)$$

Temperaturkoeffizient α des Antriebs lässt sich nach demselben, leicht zu behaltenden Muster berechnen wie Antrieb selbst:

$$\alpha = \alpha(B) + \alpha(B') + \dots - \alpha(D) - \alpha(D') - \dots$$

(Zur Erinnerung: $\mathcal{A} = \mu(B) + \mu(B') + \dots - \mu(D) - \mu(D') - \dots$)

Fehler, bedingt durch den linearen Ansatz, bleibt bei niedermolekularen Stoffen für ΔT -Werte von ungefähr ± 100 K in der Größenordnung 1 kG, wenn wir etwa von Zimmerbedingungen ausgehen, für grobe Abschätzungen eignet sich der Ansatz noch bis $\Delta T \approx 1000$ K und darüber

Werte von Temperaturkoeffizienten α

chemisches Potenzial μ^\ominus sowie dessen Temperaturkoeffizient α einer Reihe von Stoffen

Stoff	Formel	μ^\ominus / kG	$\alpha / \text{G K}^{-1}$
Eisen	Fe s	0	-27,3
Graphit	C Graphit	0	-5,7
Wasser	H ₂ O s	-236,6	-44,8
	H ₂ O l	-237,1	-70,0
	H ₂ O g	-228,6	-188,8
Iod	I ₂ s	0	-116,1
	I ₂ l	3,3	-150,4
	I ₂ g	19,3	-260,7
	I ₂ w	16,4	-137,2
Calcium(II)	Ca ²⁺ w	-553,6	+53,1

Merkregeln

Wir fassen zusammen:

Grundregel: Temperaturkoeffizient α (nahezu) immer *negativ*

weitere Regel, die fast alle Stoffe befolgen: Temperaturkoeffizient α des chemischen Potentials eines Stoffes B wird beim Übergang vom festen in den flüssigen und schließlich in den Gaszustand immer negativer, wobei der Sprung beim zweiten Übergang erheblich größer ist als beim ersten, für einen Stoff in wässriger Lösung ist α meist ähnlich groß wie im flüssigen Zustand:

$$\alpha(\text{B}|\text{g}) \ll \alpha(\text{B}|\text{l}) < \alpha(\text{B}|\text{s}) < 0$$

$$\leftarrow \alpha(\text{B}|\text{w}) \longrightarrow$$

(Merkhilfe: Temperaturkoeffizient α entspricht negativer molarer Entropie S_m , d.h. es gilt: $\alpha = -S_m$)

allein die Beachtung dieser qualitativen Regeln erlaubt schon viele nützliche Schlüsse

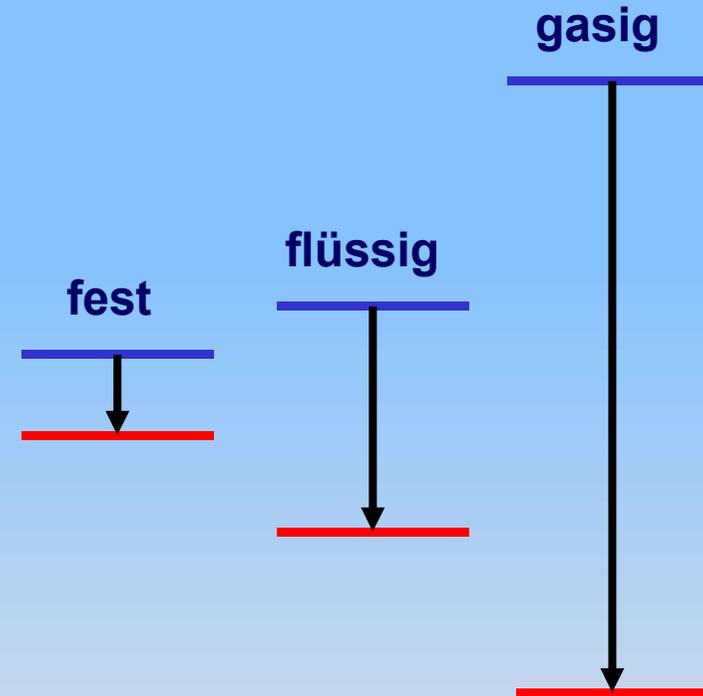
Phasenumwandlung

in der Kälte sind (fast) alle Stoffe fest,
weil $\mu(B|s) < \mu(B|l) \ll \mu(B|g)$

wegen

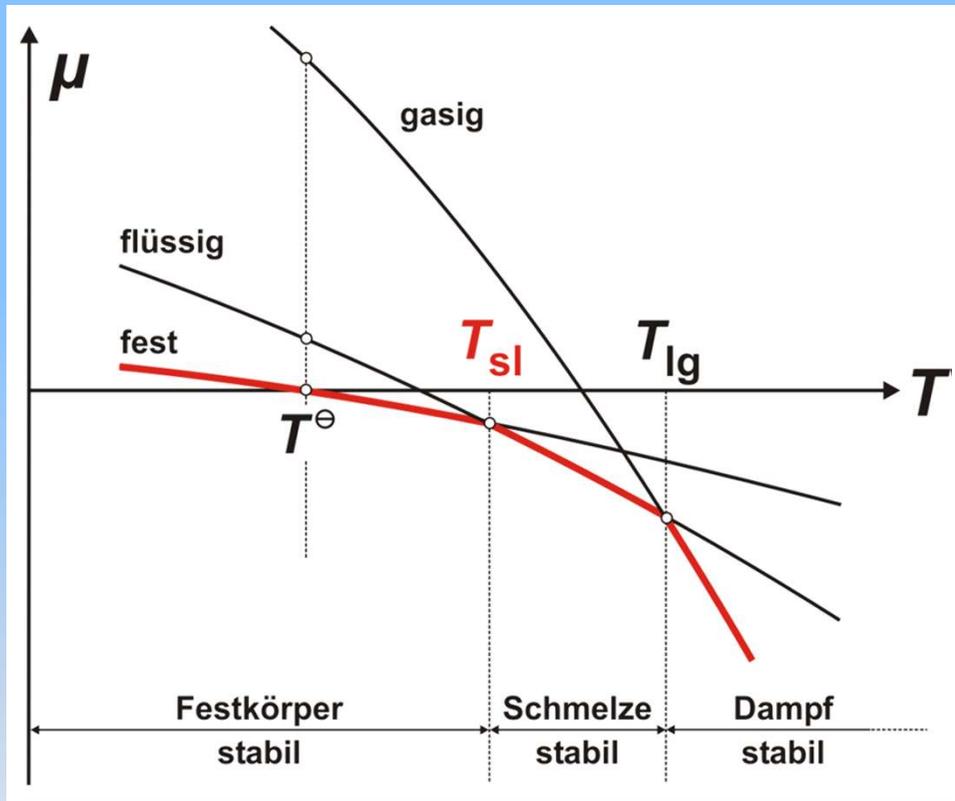
$$\alpha(B|g) \ll \alpha(B|l) < \alpha(B|s) < 0$$

sinken alle Potenziale beim Erwärmen
und man kann erwarten, dass sich die
Reihenfolge irgendwann umkehrt und
damit alle Stoffe schmelzen und
schließlich verdampfen



wenn die μ - und α -Werte bekannt sind, lassen sich Schmelz-, Siede-
oder Sublimationspunkte berechnen, aber auch Zersetzungstempe-
raturen usw.

Schmelz- und Siedetemperatur



Bestimmung von T_{sl} :

Gleichgewichtszustand:

$$\mu_s = \mu_l$$

Linearer Ansatz:

$$\mu_{s,0} + \alpha_s(T_{sl} - T_0) = \mu_{l,0} + \alpha_l(T_{sl} - T_0)$$

Auflösen nach T_{sl} :

$$T_{sl} = T_0 - \frac{\mu_{s,0} - \mu_{l,0}}{\alpha_s - \alpha_l} = T_0 - \frac{\mathcal{A}_0}{\alpha}$$

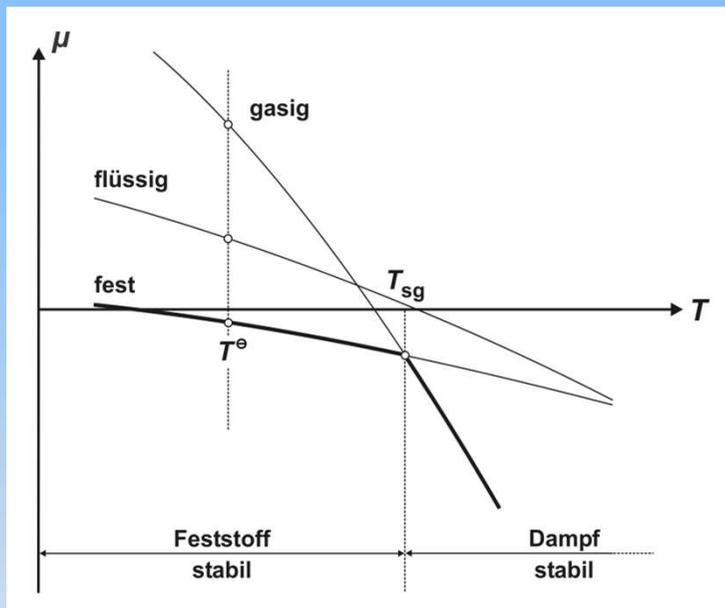
z. B. Pb: $T_{sl} \approx 620 \text{ K}$ (gem. 601 K)

beim Erwärmen sinken die chemischen Potenziale, und zwar im flüssigen Zustand schneller als im festen (da $\alpha(B|l) < \alpha(B|s) < 0$)

⇒ Kurven schneiden sich bei der **Schmelztemperatur T_{sl}**

Sublimation

es gibt nun Stoffe, bei denen das chemische Potenzial des Dampfes im Vergleich zum Potenzial der Schmelze recht niedrig liegt



- ⇒ Potenzialkurve des Dampfes kann die des Feststoffs unterhalb des Schmelzpunktes schneiden
- ⇒ es existiert keine Temperatur (beim betrachteten Druck), bei der die flüssige Phase das niedrigste chemische Potenzial aufwies und damit stabil wäre

solche Stoffe schmelzen nicht beim Erwärmen, sondern gehen unmittelbar in den Dampfzustand über, sie *sublimieren*; bekanntes Beispiel: gefrorenes Kohlendioxid („Trockeneis“)

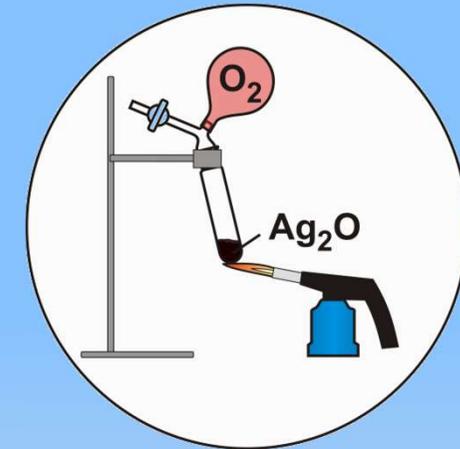


Glühen von Silberoxid

5.2

Versuchsdurchführung:

Schwarzbraunes Silberoxid wird mäßig mit einem Brenner erhitzt.



<https://www.job-stiftung.de/index.php?gluehen-von-silberoxid>

Glühen von Silberoxid

5.2

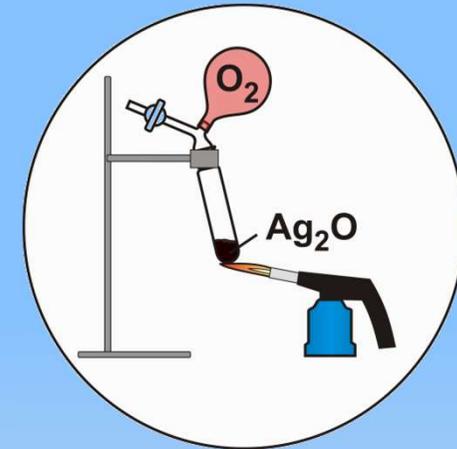


Versuchsdurchführung:

Schwarzbraunes Silberoxid wird mäßig mit einem Brenner erhitzt.

Beobachtung:

Das entstehende Gas kann mit der Glimmspanprobe als Sauerstoff identifiziert werden. Im Reagenzglas bleibt weißliches Silbermetall zurück.



Erklärung:

Die Zersetzung von Silberoxid wird beschrieben durch:



$$\mu^\ominus/\text{kG} \quad 2 \cdot (-11) \quad < \quad 4 \cdot 0 \quad + \quad 0 \quad \Rightarrow \mathcal{A}^\ominus = -22 \text{ kG}$$

$$\alpha/\text{G K}^{-1} \quad 2 \cdot (-121) \quad 4 \cdot (-43) \quad -205 \quad \Rightarrow \text{Reaktion nicht möglich!}$$

Auf Grund des stark negativen Temperaturkoeffizienten α des Gases O_2 wird der Vorgang durch eine Temperaturerhöhung begünstigt.

Zersetzungstemperatur

Mindesttemperatur T_Z für die Ag_2O -Zersetzung lässt sich aus der Bedingung berechnen, dass die zusammengefassten chemischen Potenziale der Ausgangs- und Endstoffe gerade gleich sein müssen bzw. der Antrieb \mathcal{A} den Wert 0 aufweist:

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_0 + \alpha \cdot (T_Z - T_0) = 0$$

damit erhält man für die Zersetzungstemperatur

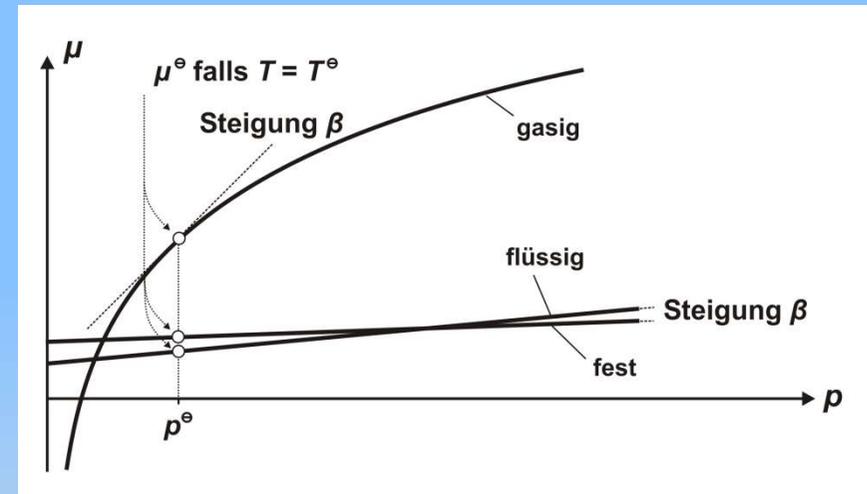
$$T_Z = T_0 - \frac{\mathcal{A}_0}{\alpha}$$

in Analogie zur Gleichung für die Schmelztemperatur; Einsetzen des \mathcal{A}^\ominus - und α -wertes ($\alpha = 2 \cdot \alpha_{\text{Ag}_2\text{O}} - 4 \cdot \alpha_{\text{Ag}} - \alpha_{\text{O}_2}$) liefert $T_Z \approx 465 \text{ K}$

nach demselben Muster berechenbar, wie stark man ein kristallwasserhaltiges Präparat im Trockenschrank erhitzen muss, um es zu entwässern; aber auch großtechnisch wichtige Prozesse wie die Verhüttung von Eisenerz im Hochofen sind der Betrachtung zugänglich

Druckabhängigkeit des chem. Potentials

Wert des chemischen Potentials eines Stoffes hängt nicht nur von der Temperatur, sondern auch vom Druck ab, und zwar *nimmt* das Potenzial im Allgemeinen *zu*, wenn der *Druck wächst*



in kleinen Druckbereichen kann man alle gezeichneten Kurven näherungsweise wieder als linear betrachten:

$$\mu = \mu_0 + \beta \cdot (p - p_0)$$

μ_0 ist dabei der Anfangswert des chemischen Potentials μ für den Ausgangsdruck p_0 ;

der *Druckkoeffizient* β ist nahezu immer *positiv*

Druckabhängigkeit des Antriebs

Druckabhängigkeit des Antriebs \mathcal{A} einer Umsetzung



ergibt sich analog zu

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_0 + \beta \cdot (p - p_0)$$

wobei für den Druckkoeffizienten β gilt:

$$\beta = \beta(B) + \beta(B') + \dots - \beta(D) - \beta(D') - \dots$$

linearer Ansatz anwendbar bei festen, flüssigen, aber auch gelösten Stoffen und für Antriebe entsprechender Umsetzungen bis $\Delta p \approx 10^5$ kPa (= 1000 bar), für orientierende Betrachtungen sogar bis 10^6 kPa (= 10000 bar); für Gase und für die Antriebe von Umsetzungen, an denen Gase beteiligt sind, gilt als Richtwert, dass $\Delta p/p < 10$ % sein sollte, da sich die Steigung β der entsprechenden Kurve relativ stark mit dem Druck ändert

Werte von Druckkoeffizienten β

chemisches Potenzial μ^\ominus sowie dessen Druckkoeffizient β einer Reihe von Stoffen

Stoff	Formel	$\mu^\ominus / \text{kJ mol}^{-1}$	$\beta / \mu\text{G Pa}^{-1}$
Eisen	Fe s	0	7,1
Stickstoff	N ₂ g	0	24,8·10 ³
Wasser	H ₂ O s	-236,6	19,8
	H ₂ O l	-237,1	18,1
	H ₂ O g	-228,6	24,8·10 ³
Iod	I ₂ s	0	51,5
	I ₂ l	3,3	60,3
	I ₂ g	19,3	24,8·10 ³
	I ₂ w	16,4	≈50
Calcium(II)	Ca ²⁺ w	-553,6	-17,7

Merkregeln

Grundregel: Druckkoeffizient β (nahezu) immer *positiv*

außerdem gilt ähnliche Regel wie für Temperaturkoeffizienten α , die für qualitative Betrachtungen sehr nützlich ist:

$$0 < \beta(\text{B|s}) < \beta(\text{B|l}) \ll \beta(\text{B|g})$$

$$\longleftarrow \beta(\text{B|w}) \longrightarrow$$

das ist jedoch nur eine Regel, von der es gelegentlich Ausnahmen gibt: so wird β für manche Ionen in wässriger Lösung negativ, und manchmal – so etwa beim Wasser – ist β im festen Zustand größer als im flüssigen

(Merkhilfe: auch in diesem Fall existiert ein Zusammenhang mit einer molaren Größe, und zwar mit dem molaren Volumen V_m , es gilt: $\beta = V_m$)

Phasenumwandlung

Druckerhöhung lässt also i. A. das chemische Potenzial wachsen
 Zuwachs in den einzelnen Aggregatzuständen unterschiedlich, im festen Zustand am geringsten, im gasigen am größten
 je höher der Druck, desto stabiler also in der Regel der feste Zustand gegenüber anderen und desto größer die Neigung der Stoffe, in den festen Zustand überzugehen; umgekehrt führt Druckerniedrigung zur Bevorzugung des gasigen Zustandes

Beispiel: Verhalten des Wassers unter diesem neuen Gesichtspunkt

	H ₂ O s	H ₂ O l	H ₂ O g
μ^\ominus/kG	-236,6	-237,1	-228,6
$\beta/10^{-6} \text{ G Pa}^{-1}$	19,8	18,1	24,8·10 ³

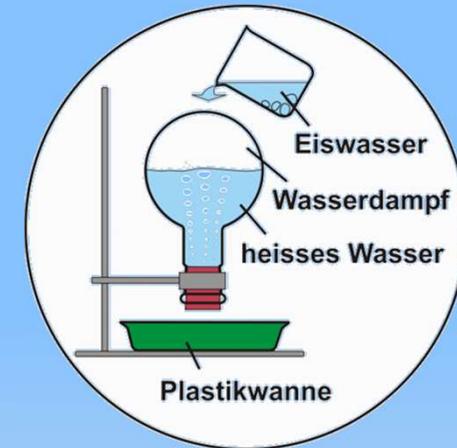
lauwarmes Wasser wird also bei Unterdruck sieden

Sieden durch Kühlen

5.4

Versuchsdurchführung:

Der mit warmem Wasser gefüllte Rundkolben wird mit Eiswasser übergossen.



<https://www.job-stiftung.de/index.php?sieden-durch-kuehlen>

Sieden durch Kühlen

5.4



Versuchsdurchführung:

Der mit warmem Wasser gefüllte Rundkolben wird mit Eiswasser übergossen.

Beobachtung:

Das Wasser beginnt zu sieden.

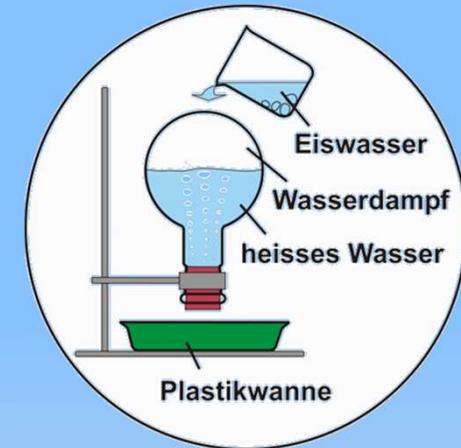
Erklärung:

Der Siedeprozess wird beschrieben durch



$$\begin{array}{l} \mu^\ominus/\text{kG} \quad -237 < -229 \quad \Rightarrow \mathcal{A}^\ominus = -8 \text{ kG} \quad \blacktriangleright \text{Vorgang nicht möglich!} \\ \beta/\mu\text{G Pa}^{-1} \quad 18,1 \quad 24,8 \cdot 10^3 \end{array}$$

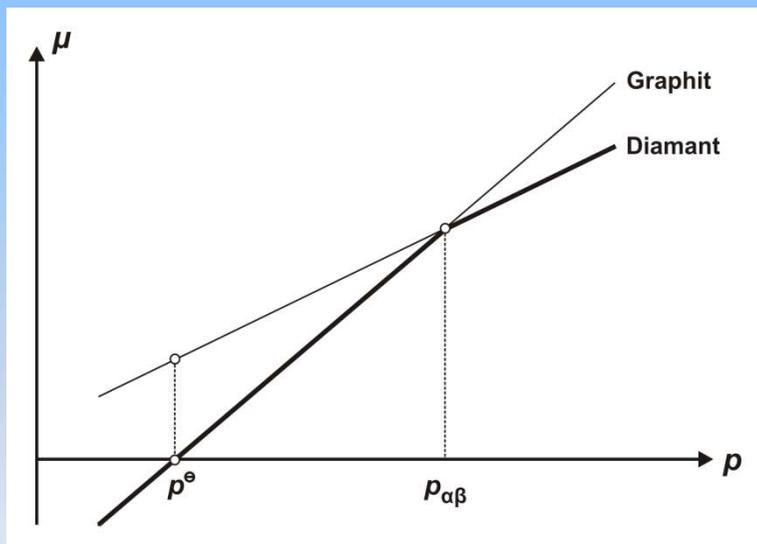
Das chemische Potenzial von Gasen und damit auch von Wasserdampf ist stark druckabhängig (β sehr groß). Bei hinreichend kleinem Druck gilt daher bei deutlich unter 100°C : $\mu(\text{H}_2\text{O}|g) < \mu(\text{H}_2\text{O}|l)$.



Umwandlungsdruck

weiteres Beispiel: Umwandlung von Diamant, einer Hochdruck-modifikation des Kohlenstoffs, in Graphit: chemisches Potenzial von Graphit nimmt mit dem Druck stärker zu als das von Diamant

⇒ $\mu(p)$ -Kurven schneiden sich beim **Umwandlungsdruck** $p_{\alpha\beta}$



Bestimmung von $p_{\alpha\beta}$:

Gleichgewichtszustand:

$$\mu_{\alpha} = \mu_{\beta}$$

Linearer Ansatz:

$$\mu_{\alpha,0} + \beta_{\alpha}(p_{\alpha\beta} - p_0) = \mu_{\beta,0} + \beta_{\beta}(p_{\alpha\beta} - p_0)$$

Auflösen nach $p_{\alpha\beta}$:

$$p_{\alpha\beta} = p_0 - \frac{\mu_{\alpha,0} - \mu_{\beta,0}}{\beta_{\alpha} - \beta_{\beta}} = p_0 - \frac{\mathcal{A}_0}{\beta}$$

Ausdruck weist große formale Ähnlichkeit mit dem zur Bestimmung einer Umbildungstemperatur auf, Einsetzen liefert $p_{\alpha\beta} \approx 14 \cdot 10^5$ kPa

Gleichzeitige T - und p -Abhängigkeit

es steht nichts im Wege, unsere Überlegungen auch auf Umbildungen auszudehnen, bei denen Temperatur und Druck gleichzeitig verändert sind; für das chemische Potenzial bzw. den Antrieb gilt dann:

$$\mu = \mu_0 + \alpha \cdot (T - T_0) + \beta \cdot (p - p_0)$$

bzw.

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_0 + \alpha \cdot (T - T_0) + \beta \cdot (p - p_0)$$

auch Abhängigkeit der Umwandlungstemperaturen vom Druck bestimmbar; Versuch 5.5: Schmelzen von Eis bei hohen Drücken: bei 273 K und Normaldruck stimmt chemisches Potenzial von Eis mit dem von Eiswasser überein $[\mu(\text{H}_2\text{O}|s) = \mu(\text{H}_2\text{O}|l)]$, wegen $\beta(\text{H}_2\text{O}|s) > \beta(\text{H}_2\text{O}|l)$ übersteigt jedoch $\mu(\text{H}_2\text{O}|s)$ mit wachsendem Druck $\mu(\text{H}_2\text{O}|l) \Rightarrow$ Eis beginnt zu schmelzen



<https://www.youtube.com/watch?v=2mimXPID2OU>

Abhängigkeit des Gefrierpunktes vom Druck

Wasser zählt zu den wenigen Ausnahmen, bei denen β im festen Zustand größer ist als im flüssigen; darauf führt man u. a. Fähigkeit der Gletscher zurück, wie zäher Teig mit einer Geschwindigkeit bis zu einigen Metern am Tag Gebirgstäler herabzufließen



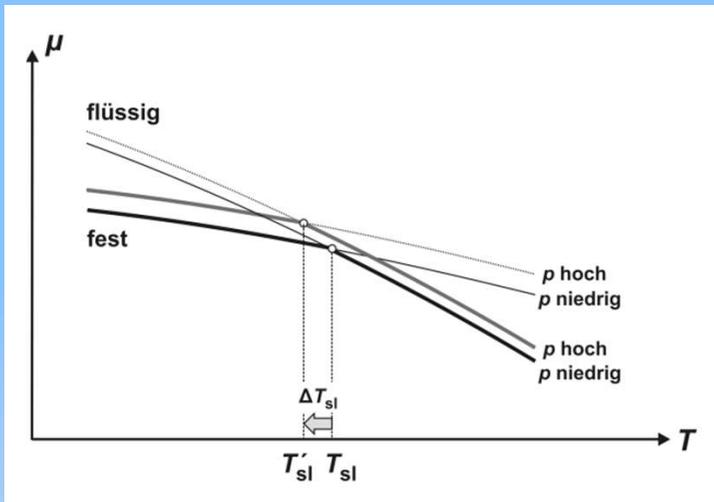
Eisblock schmilzt beim Zusammendrücken nicht als Ganzes, da er sich beim Schmelzen abkühlt, denn

für Phasenübergang fest \rightarrow flüssig erforderliche Entropie nicht von außen zugeführt, sondern vom System selbst aufgebracht

\Rightarrow Absinken der Temperatur; wegen negativer Temperaturkoeffizienten α steigen die chemischen Potenziale an, beim Wasser stärker als beim Eis [wegen $\alpha(\text{H}_2\text{O}|l) < \alpha(\text{H}_2\text{O}|s) < 0$]

durch Überdruck verursachter Potenzialunterschied gleicht sich wieder aus und Schmelzvorgang kommt zum Stillstand \equiv Gleichgewicht bei neuem, niedrigeren Gefrierpunkt

Abhängigkeit des Gefrierpunktes vom Druck



bei Druckerhöhung nimmt sowohl chemisches Potenzial der festen Phase als auch der flüssigen zu;
 Anstieg hier für festen Zustand stärker ausgeprägt als für flüssigen [wegen $\beta(B|s) > \beta(B|l) > 0$] \Rightarrow Gefrierpunkt um den Betrag ΔT_{sl} erniedrigt

Berechnung: Ausgangspunkt: Gleichgewichtsbedingung $\mu_s = \mu_l$:

$$\mu_{s,0} + \alpha_s \cdot (T - T_0) + \beta_s \cdot (p - p_0) = \mu_{l,0} + \alpha_l \cdot (T - T_0) + \beta_l \cdot (p - p_0)$$

bzw.
$$\mu_{s,0} + \alpha_s \cdot \Delta T + \beta_s \cdot \Delta p = \mu_{l,0} + \alpha_l \cdot \Delta T + \beta_l \cdot \Delta p$$

Ausgangswert: Gefrierpunkt des Wassers ($T_0 = 273 \text{ K}$): $\mu_{s,0} = \mu_{l,0}$



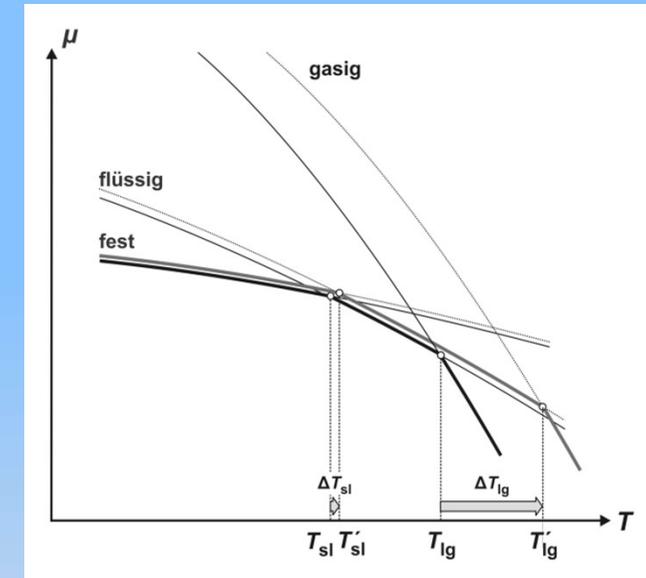
$$\Delta T = -\frac{\beta_s - \beta_l}{\alpha_s - \alpha_l} \Delta p = -\frac{\beta}{\alpha} \Delta p$$

Einsetzen: $\Delta p = 10^4 \text{ kPa}$
 $\Rightarrow \Delta T = -0,67 \text{ K}$

Gefrier- und Siedepunkt unter Druck

bei meisten Stoffen erhöht sich jedoch die Schmelztemperatur unter Druck, da $\beta(B|l) > \beta(B|s) > 0$ gilt;

aus Potenzialverschiebungen ergibt sich ebenfalls, dass höherer Druck den Siedepunkt einer Substanz erhöht, niedrigerer ihn hingegen erniedrigt [wegen $0 < \beta(B|l) \ll \beta(B|g)$] (gilt auch für Wasser)



β für Verdampfung um Faktor 10^4 größer als für Schmelzvorgang, α -Werte unterscheiden sich nicht so stark \Rightarrow kleine Druckänderungen genügen, um Siedepunkt merklich zu verschieben, für Verschiebung des Gefrierpunktes viel höhere Drücke erforderlich;

Beispiel: Wasser: Druckzuwachs um 10 kPa (0,1 bar) \Rightarrow Siedepunktverschiebung um +2,0 K, für vergleichbare Gefrierpunktsänderung ($\Delta T = -2,0$ K) Druckerhöhung um mehr als $3 \cdot 10^4$ kPa (300 bar) nötig

Druckkoeffizient von Gasen

Druckkoeffizient β von Gasen um Zehnerpotenzen größer als der von festen oder flüssigen Stoffen, zugleich β selbst stark druckabhängig

⇒ linearer Ansatz nur in sehr engem Druckbereich ($\Delta p/p < 10\%$) anwendbar, für meiste Anwendungen viel zu starke Einschränkung

beim Vergleich der Tabellenwerte fällt auf, dass β für alle Gase (unter Normbedingungen) denselben Wert hat

⇒ Druckkoeffizient β von Gasen im Idealfall *universelle* Größe, d.h. bei gleichem T und p für alle Gase in jedem Umfeld gleich, und zwar der absoluten Temperatur T direkt und dem Druck p des betrachteten Gases umgekehrt proportional:

$$\beta = \frac{RT}{p}$$

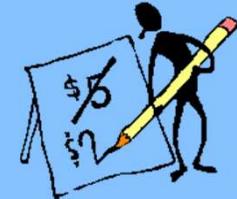
mit $R = 8,314 \text{ G K}^{-1}$

R: **allgemeine Gaskonstante**: Naturkonstante, für alle Stoffe gleich

Verhalten von Gasen unter Druck

Einsetzen in Beziehung für Druckabhängigkeit von μ :

$$\mu = \mu_0 + \beta \cdot (p - p_0) = \mu_0 + \frac{RT}{p} \cdot (p - p_0)$$



Umformen ergibt:

$$\mu - \mu_0 = \frac{RT}{p} \cdot (p - p_0) \quad \text{bzw.} \quad \Delta\mu = \frac{RT}{p} \cdot \Delta p$$

Berücksichtigung, dass nur sehr kleine Änderungen auftreten sollen:

$$d\mu = \frac{RT}{p} dp$$

zur Berechnung der Potenzialänderung vom Ausgangswert μ_0 auf den Endwert μ bei einer Druckänderung von p_0 nach p müssen beide Seiten integriert werden:

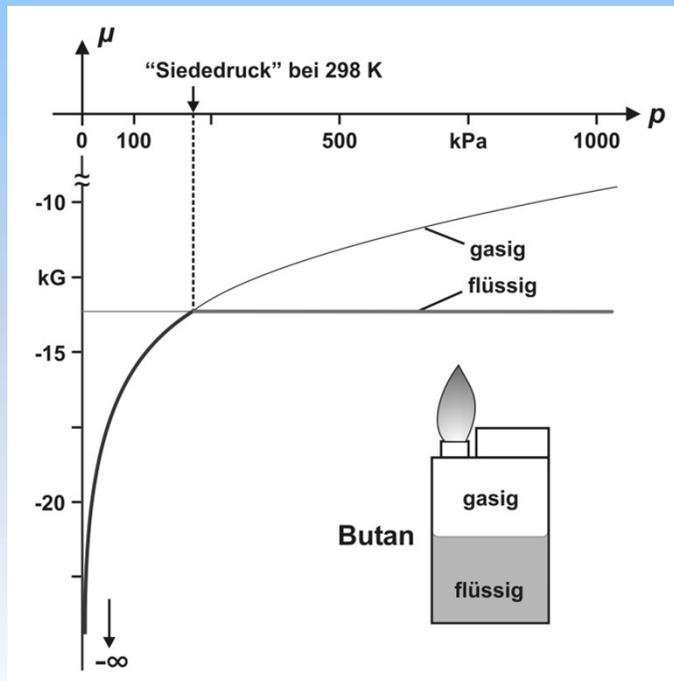
$$\int_{\mu_0}^{\mu} d\mu = RT \int_{p_0}^p \frac{1}{p} dp \quad \curvearrowright \quad \mu - \mu_0 = RT \ln \frac{p}{p_0}$$

Verhalten von Gasen unter Druck

logarithmischer Ansatz

$$\mu = \mu_0 + RT \ln \frac{p}{p_0}$$

liefert nun in einem viel weiteren Druckbereich, der von null bis ca. 10^4 kPa (100 bar) reicht, akzeptable Näherungswerte



Beispiel: $\mu(p)$ -Kurve des Butans

chemisches Potenzial eines Gases sinkt mit fallendem Druck immer weiter ab, strebt gegen sehr große negative, im Grenzfall unendlich große negative Werte
Anstieg der $\mu(p)$ -Kurve für Flüssigkeit hingegen äußerst flach

„Siededruck“ p_{lg} liegt bei lediglich etwas über 200 kPa