

# Chemische Thermodynamik

## Kapitel 10: Chemisches Potential

12. November 2019

# Gliederung

- 1 Besonderheit der Molzahl
- 2 Teilchenaustausch: das chemische Potenzial
  - Gibbs'sche Fundamentalgleichung
  - Druckabhängigkeit von  $\mu$  für ideales und reales Gas
- 3 Stoffausgleich: Extremalprinzipien für die Chemie
- 4 Zusammenfassung: ‚Was geht‘ in der Thermodynamik

Marcus Elstner  
Institut für Physikalische Chemie  
Karlsruher Institut für Technologie  
Wintersemester 2018/2019  
  
Vorlesung Physikalische Chemie I(A)

Die chemische Thermodynamik beschäftigt sich mit chemischen Gleichgewichten:

- Chemische Phasen: Warum gibt es Phasenübergänge, was bestimmt, ob Eis oder Wasser vorliegt?
- Mischen: Warum verteilt sich ein Tropfen Tinte gleichmäßig im Wasserglas?
- Chemische Reaktionen  $A + B \rightarrow C + D$ : Wie ist die Zusammensetzung der Stoffe im Gleichgewicht, wenn ich mit A und B starte?

Alle drei sind Prozesse, die bei einer bestimmten Temperatur  $T$  und einem Druck  $p$  einen bestimmten Gleichgewichtszustand anstreben. Immer schmilzt Eis im Cocktail am Strand, immer mischt sich die Tinte im Wasserglas, und immer rostet das Fahrrad, man sieht nie die umgekehrten Vorgänge. Was treibt nun diese Prozesse, wo genau liegen die Gleichgewichte und wie wird das durch den thermodynamischen Formalismus beschrieben?

Wie in Kapitel 6 ausgeführt, greift die Analogie zur Mechanik an einer Stelle zu kurz: In der Mechanik strebt ein System immer in das Minimum der potenziellen Energie, Energie kann dann beispielsweise in Form von Reibungswärme an die Umgebung abgegeben werden. In der Chemie kennen wir auch den gegenteiligen Fall, nämlich die endothermen Reaktionen. Hier nimmt das System Wärme von der Umgebung auf, um die Edukte zu bilden. Offensichtlich muss das daran liegen, dass bei einer Reaktion im Gleichgewicht das Maximum der Entropie erreicht wird, allerdings von System  $S$  und Umgebung  $U$ . Und das kann eben in einem Zustand liegen, für den Energie aus der Umgebung in das System  $S$  einströmt. Daher ist das Prinzip des Minimums von  $F$  oder  $G$ , wie in Kapitel 8 eingeführt, zentral für die chemische Beschreibung.

Die Chemie beschäftigt sich mit stofflichen Veränderungen. Bisher hat unsere thermodynamische Beschreibung nur die Veränderung von  $T$ ,  $V$  und  $p$  zum Gegenstand. Für chemische Anwendungen verwenden wir, in Analogie zu dem bisher Entwickelten, folgendes Programm:

- Wir wollen Stoffumwandlungen, Mischungen und Phasenübergänge behandeln. Bisher haben wir homogene Systeme mit nur einer Stoffart behandelt, wie bekommt man unterschiedliche **Molzahlen** in den Formalismus?
- Wir wollen Relaxationsprozesse behandeln, müssen also auf den Formalismus der **Ausgleichsprozesse** zurückgreifen.

- Wir kennen den Ausgangszustand, das sogenannte gehemmte Gleichgewicht, wollen dann den Endzustand berechnen. Wir werden also die **Extremalprinzipien** auf chemische Probleme anwenden.
- Um ihre Zustandsänderungen später berechnen zu können, müssen wir daher **quasistatische Ersatzprozesse** konstruieren, dazu benötigen wir wieder das Konzept der **Hemmung**.

Wir haben in Kap.2 die Zustandsgleichungen  $p(V, T)$ ,  $V(T, p)$  und  $T(V, p)$  eingeführt, diese wurden für konstante Molzahl  $n$  formuliert,  $n$  war nie explizit als Variable berücksichtigt. Ebenso bei der Einführung von  $U$ . Hier wurde ein System mit festem  $n$  betrachtet.  $U$  wurde über die Zufuhr von Arbeit definiert. Wie kann man das nun für variable  $n$  formulieren?

Dazu wollen wir nochmals kurz das Vorgehen der Thermodynamik rekapitulieren:

Das für uns relevante Extremalprinzip startet bei der Entropie,

$$dS \geq \frac{1}{T}dU + \frac{p}{T}dV = \frac{1}{T}dU + y_1dX_1$$

mit  $y_1 = \frac{p}{T}$  und  $X_1 = V$ . Diese Platzhalter wurden gewählt, weil man dann das allgemeine Prinzip besser sieht.  $X_1$  ist eine Arbeitsvariable, sie ist extensiv, und  $y_1$  dann die zugehörige intensive Variable.

Wir haben das Entropieprinzip nur für eine Arbeitsvariable abgeleitet, in Abschnitt 6.4 haben wir aber gesehen, dass man das für weitere Arbeitsvariable  $X_i$  verallgemeinern kann, man hat dann

$$dS \geq \frac{1}{T}dU + \sum_i y_i dX_i.$$

Die  $X_i$  können weitere Volumina sein, aber auch andere Formen der Arbeit, z. B. magnetische Arbeit. Den Ausdruck für die Entropie erhält man dann, wie in Kap. 8 ausgeführt, durch Einsetzen in den 1. Hauptsatz und unter Verwendung von  $TdS = \delta Q$ .

## Arbeitsvariable

Wie identifiziert man nun passende Formen der Arbeit? Das geht über den ersten Hauptsatz und die innere Energie. Z. B. könnte man ein magnetisches Feld  $\vec{B}$  anlegen und durch langsames Hochregeln von  $\vec{B} = 0$  auf einen konstanten Wert den Stoff magnetisieren. Dann hätte man Magnetisierungsarbeit geleistet, und könnte analog zur Volumenarbeit schreiben

$$U(S, V, \vec{B}).$$

Dies ist dann die innere Energie, die das System unter dem Einfluss eines äußeren Magnetfelds hat. Die Energie entspricht dann der geleisteten Arbeit, entsprechend dem Vorgehen in Kap. 3 für die Volumenarbeit, die zur Magnetisierung aufgewendet werden muss.

# Molzahl

Wir haben bisher immer mit Systemen konstanter Molzahl  $n$  gearbeitet. Dass der thermodynamische Zustand von der Molzahl abhängt ist klar, ein System mit einer größeren Stoffmenge bei gleichem Volumen hat einen höheren Druck und eine höhere Energie. Damit ist verständlich, dass man  $n$  als Variable mit aufnehmen muss. Auf anderen Seite aber haben wir das Extremalprinzip für  $S$  nur für Arbeitsvariable abgeleitet. Gilt das Extremalprinzip also auch bei Variation der Molzahl? Warum ist das ein Problem? Nun, in Kap. 8 haben wir gesehen, dass  $S$  nicht für alle Variablen einem Extremalprinzip gehorcht, z. B. gilt dies für  $S(U, V)$  aber nicht für  $S(T, V)$ ! Die Variablenwahl ist also alles andere als trivial.

Wie aber wäre die Arbeit zu definieren, die bei Hinzufügen einer Stoffmenge aufzuwenden ist, oder die bei Reaktionen von Stoffen frei wird? Die Molzahl  $n$  nimmt eine Sonderstellung ein, sie ist im eigentlichen Sinne keine Zustandsvariable wie  $p$ ,  $T$  und  $V$ , und sie in den Formalismus wie oben als Arbeitsvariable einzuführen ist schwierig. Es ist daher angebracht, das auf einem anderem Weg zu bewerkstelligen.

Im Prinzip betrachten wir meist geschlossene Systeme, die Gesamtmolzahl  $n$  bleibt konstant, wir wandeln jedoch die Phasen oder Stoffe ineinander um. Seien nun die  $n_i$  die Molzahlen der einzelnen Stoffe oder der Phasen eines Stoffes (fest, flüssig, gasförmig) in einem System, so gilt:

$$n = \sum_i n_i. \quad (1)$$

Dies erinnert stark an den Formalismus, den wir bei den Ausgleichsprozessen (Kap.7) verwendet haben. So wurde z. B. das Gesamtvolumen konstant gehalten, aber die Teilvolumina  $V = V_1 + V_2$  konnten sich ändern. Für die innere Energie verwenden wir dann statt  $U(S, V)$  den Ausdruck  $U(S, V_1, V_2)$ , und für das vollständige Differential erhält man:

$$dU = \frac{\partial U}{\partial V_1} dV_1 + \frac{\partial U}{\partial V_2} dV_2.$$

Bei diesem Ausgleichsprozess gibt der erste Term die Änderung der Energie im Teilsystem 1, der zweite Term die Änderung der Energie im Teilsystem 2 an.

Mit der bei dem Ausgleichsprozess verbundenen Entropieänderung

$$dS = \frac{\partial S}{\partial V_1} dV_1 + \frac{\partial S}{\partial V_2} dV_2 \geq 0$$

gleichens sich die intensiven Variablen  $p/T$  einander an, und die Werte der extensiven Variablen  $V_i$  sind dadurch bestimmt.

Man kann nun das Gleiche für eine Reaktion  $n_1 \rightarrow n_2$  fordern. Bei konstantem  $S$  und  $V$  ändern sich nur die Molzahlen, anstatt  $U(S, V, n)$  schreibt man mit  $n = n_1 + n_2$  die innere Energie als Funktion  $U(S, V, n_1, n_2)$ , und für das vollständige Differential erhält man (für  $S, V$  konstant)

$$dU = \left( \frac{\partial U}{\partial n_1} \right) dn_1 + \left( \frac{\partial U}{\partial n_2} \right) dn_2.$$

Wie beim obigen Druckausgleich gibt der erste Term die Änderung der Energie im Teilsystem 1 durch die Abnahme der Stoffmenge 1 an, der zweite Term die Änderung der Energie im Teilsystem 2 durch die Zunahme der Stoffmenge 2 an.

Wir brauchen also gar keinen Formalismus, für den die Molzahl  $n$  in gleicher Weise variabel ist wie  $U$  oder  $V$ . Wir halten  $n$  meist fest, wollen aber wissen, wie sich bei zwei Komponenten  $n = n_1 + n_2$  das Gleichgewicht einstellt. Dies sollte dann bei einem Ausgleichsprozess zu der Entropieänderung

$$dS = \frac{\partial S}{\partial n_1} dn_1 + \frac{\partial S}{\partial n_2} dn_2 \geq 0$$

führen. In einem abgeschlossenen System sollte dann  $dU = 0$  und  $dS \geq 0$  gelten, da sich die Molzahlen nur so ändern können, dass die Entropie gleich bleibt oder steigt.

Wir haben also ein System, beschrieben durch  $S(U, V, n)$ , und jede innere Relaxation kann nur zur Vermehrung der Entropie führen. Mit der in Kap.6 entwickelten Sprache kann man das wie folgt formulieren: Es sollten nur solche Zusammensetzungen  $n_i$  in einem spontanen Prozess auftreten, die für das System **adiabatisch erreichbare Zustände** darstellen. Dies ist hier als Postulat formuliert, da wir annehmen, dass der Ausgleich der Stoffmengen, analog den anderen Ausgleichsprozessen, einem Extremalprinzip der Entropie folgt.

Die  $n_i$  werden dann in Ausgleichsprozessen, genau wie die  $V_i$  oder  $U_i$ , keine unabhängigen thermodynamischen Variablen sein, sondern die Zusammensetzung wird durch das Maximum der Entropie festgelegt sein.

### **Wichtig**

Wir brauchen an dieser Stelle also ein weiteres Postulat: Wir fordern, dass der Ausgleich von Stoffmengen dem in Kap. 7 eingeführten Schema der Ausgleichsprozesse folgt und das Gleichgewicht durch ein Maximum der Entropie bezüglich der Variablen  $n_i$  festgelegt ist.

Wir verallgemeinern nun für ein System mit  $k$  unterschiedlichen Stoffen mit den Molzahlen  $n_i = 1, \dots, k$ . Zusätzlich zur Stoffumwandlung kann noch Wärme übertragen und Volumenarbeit ( $-pdV$ ) geleistet werden, die Änderung der inneren Energie ist dann durch

$$dU = \left( \frac{\partial U}{\partial S} \right) dS + \left( \frac{\partial U}{\partial V} \right) dV + \sum_i \left( \frac{\partial U}{\partial n_i} \right) dn_i \quad (2)$$

gegeben.  $U$  verändert sich also mit  $dS$ ,  $dV$  und den  $dn_i$ , es lässt sich damit als Funktion dieser Variablen schreiben.

$$U = U(S, T, n_1, \dots, n_k). \quad (3)$$

Betrachten Sie nochmals Abb.8.1. An Gl. 2 kann man nun sehr schön ablesen, was hier gemacht wurde: Die ersten beiden Terme auf der rechten Seite von Gl. 2 resultieren aus der Zufuhr von Wärme  $\delta Q$  und Arbeit  $\delta W$ . Der dritte Term, die Summe, beschreibt eine innere Relaxation. Die chemische Reaktion ist also nichts anderes als die Relaxation innerer Freiheitsgrade. Wie diese relaxieren, hängt an den thermodynamischen Bedingungen, d.h. an den Werten von  $p$ ,  $V$  und  $T$ .

Die Änderung von  $U$  mit  $n_i$  wird **chemisches Potenzial** der Komponente ‚i‘,

$$\mu_i = \frac{\partial U}{\partial n_i}, \quad (4)$$

genannt und wir erhalten für die Änderung der inneren Energie nach dem 1. Hauptsatz ( $dU = \delta Q - p dV = T dS - p dV$ ):

$$dU = T dS - p dV + \sum_i \mu_i dn_i. \quad (5)$$

## Wichtig

Diese neue Größe  $\mu$  kann man als Energie pro Stoffmenge interpretieren, der Quotient

$$U_m = \frac{\Delta U}{\Delta n}$$

ist also die **molare innere Energie**. Dies ist eine **intensive thermodynamische Größe**.

Nun lassen wir das  $\Delta$  gegen 0 gehen, betrachten also infinitesimale Veränderungen der Molzahl und erhalten Gl. 4. Da  $U$  von der Stoffzusammensetzung abhängt, gilt dies auch für die Ableitung von  $U$ , d.h. auch  $\mu$  wird eine Funktion der Molzahlen sein, man hat

$$\mu_i(S, V, n_1, \dots, n_k).$$

Die chemischen Potentiale können sich also ändern, wenn sich die Stoffzusammensetzung ändert. Dies ist zentral für die chemische Thermodynamik und wird in Kap. 11 im Detail untersucht.

Das totale Differential der Entropie erhält man durch Auflösen von Gl. 5 nach  $dS$

$$dS = \frac{1}{T}dU + \frac{p}{T}dV - \frac{1}{T} \sum_i \mu_i dn_i. \quad (6)$$

Die Änderung von  $S$ ,  $dS$ , hängt also von den Änderungen der  $n_i$  ab, d. h., wir können die Entropie als Funktion der Molzahlen schreiben,

$$S = S(U, V, n_1, \dots, n_m). \quad (7)$$

# Ideales Gas

$$U = \frac{3}{2}nRT \quad \rightarrow \quad U = \frac{3}{2}(n_1 + n_2 + \dots)RT,$$

Das chemische Potenzial  $\mu_i = \frac{3}{2}RT$  ist unabhängig von der Teilchensorte und den Molzahlen der anderen Stoffe. Die Interpretation ist hier einfach. Wenn wir ein mol eines Stoffes zu einem System hinzufügen, in dem schon andere Stoffe mit den Molzahlen  $n_i$  vorhanden sind, ändert sich die Energie um  $\frac{3}{2}RT$ . Die Energie ist eine lineare Funktion der Molzahlen.

Für das Gemisch eines idealen Gases kann man schreiben

$$U = \frac{3}{2}(n_1 + n_2 + \dots)RT = U(T, n_1) + U(T, n_2) + \dots U(T, n_k).$$

Diese Additivität gilt im Allgemeinen nicht. In einem realen Gas muss man die unterschiedlichen Wechselwirkungen der Teilchensorten berücksichtigen, die im idealen Gas vernachlässigt werden. Die Energie einer Komponente in einer Mischung hängt auch von der Zusammensetzung, d.h. von den anderen  $n_i$ , ab. Dies ist in der allgemeinen Formulierung Gl. 3 berücksichtigt.

Da  $H = U + pV$  und  $G = H - TS$  ergibt sich aus Gl. 3 und Gl. 7 die Gibbs'sche freie Enthalpie als Funktion von  $T$ ,  $p$  und  $n_1, \dots, n_k$ ,

$$G = G(T, p, n_1, \dots, n_k).$$

Das totale Differential wird **Gibbs'sche Fundamentalgleichung** genannt,

$$dG = -SdT + Vdp + \sum_{i=1}^k \mu_i dn_i, \quad (8)$$

mit den partiellen Ableitungen

$$\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_{p, n_i} = -S, \quad \left(\frac{\partial G}{\partial p}\right)_{T, n_i} = V, \quad \left(\frac{\partial G}{\partial n_i}\right)_{T, p} = \mu_i.$$

$G(T, p, n_1, \dots, n_k)$  kann man aus  $dG$  (Gl. 8) erhalten, wenn man einen speziellen Integrationsweg wählt. Man betrachtet ein Gemisch mit konstantem Verhältnis der  $n_i$ , d. h. einer konstanten Zusammensetzung.

Dann wählt man einen Prozess, bei dem die Gesamtmolzahl in Gl. 1 von 0 bis  $n$  vergrößert wird, d. h. man füllt langsam einen Behälter, wobei bei konstanter Zusammensetzung die Molzahlen von 0 bis  $n_i$  erhöht werden. Diese Integration ergibt für fest gewählte Werte von  $p$  und  $T$ :

$$G(T, p, n_1, \dots, n_k) = \sum_i \mu_i \int_0^{n_i} dn'_i = \sum_i \mu_i n_i. \quad (9)$$

Bilden wir davon nun das totale Differential  $dG$ , sieht man durch Vergleich mit Gl. 8, dass die sogenannte **Gibbs-Duhem-Beziehung** gilt:

$$\sum_i n_i d\mu_i = 0. \quad (10)$$

Für das **ideale Gas** haben wir mit Gl.9.13 die Druckabhängigkeit

$$G(p_2) = G(p_1) + \int_{p_1}^{p_2} V(p) dp = G(p_1) + nRT \ln \frac{p_2}{p_1}$$

bestimmt. Wenn wir die Größen auf Standardbedingungen beziehen ( $p_1 = p^\ominus$ ,  $T = 298,15\text{K}$ ) erhalten wir:

$$G(p) = G^\ominus + nRT \ln \frac{p}{p^\ominus} \quad (11)$$

oder durch Ableiten nach  $n$ :

$$\mu(p) = \mu^\ominus + RT \ln \frac{p}{p^\ominus}. \quad (12)$$

Für das reale Gas haben wir mit Gleichung 9.17 die Druckabhängigkeit wie folgt geschrieben:

$$G^r(p) = G^{\ominus,i} + nRT \ln \frac{f}{p^\ominus}. \quad (13)$$

Das ist identisch für das chemische Potenzial:

## Wichtig

$$\mu^r(p) = \mu^{\ominus,i} + RT \ln \frac{f}{p^{\ominus}}. \quad (14)$$

Das Interessante hier ist, dass es ein einfacher Korrekturfaktor  $\gamma$  mit  $f = \gamma p$  ermöglicht, die Formel für das ideale Gas

$$\mu^i(p) = \mu^{\ominus,i} + RT \ln \frac{p}{p^{\ominus}}$$

weiterzuverwenden. Dies wird in Kap. ?? bei der Behandlung von Mischungen wieder verwendet werden. Ideales und reales Gas hängen dann wie folgt zusammen:

$$\mu^r(p) = \mu^i(p) + RT \ln \gamma. \quad (15)$$

Mit der Entropie  $S(U, V, n_1, n_2)$  und für konstantes  $n = n_1 + n_2$  finden wir mit Gl. 6 analog zu Kap 7:

$$dS = \frac{1}{T}dU + \frac{p}{T}dV - \frac{\mu_1}{T}dn_1 - \frac{\mu_2}{T}dn_2. \quad (16)$$

Wenn wir das System adiabatisch isolieren und das Volumen konstant halten,  $dV = 0$  und  $dU = 0$ , können sich die Molzahlen nach dem 2. Hauptsatz nur so verändern, dass die Entropie steigt

$$dS = -\frac{\mu_1}{T}dn_1 - \frac{\mu_2}{T}dn_2 \geq 0.$$

Das Maximum der Entropie finden wir durch

$$\mu_1 = \mu_2$$

wie im Kap.7 für  $p$  und  $T$  beschrieben. Das chemische Potenzial  $\mu$  ist also ebenso wie  $p$  und  $T$  eine intensive Zustandsgröße, die sich im Gleichgewicht angleicht. Mit der Hemmung  $z$ ,

$$n = zn_1 + (1 - z)n_2,$$

wie in Kap. ?? eingeführt können wir schreiben

$$S(U, V, n_1, n_2) = S(U, V, n, z)$$

und die Entropieänderung ergibt sich als

$$dS/dz = 0.$$

d. h., wir können nach dem Zustand suchen, indem wir entweder nach dem Maximum von  $S$  mit  $z$  suchen, oder die Konvexität von  $S$  ausnutzen und

$$dS(U, V, n, z) = 0$$

berechnen.

Wir können damit die in Kap. 8 diskutierten Extremalprinzipien anwenden. Werden nicht  $U$  und  $V$  konstant gehalten, sondern  $p$  und  $T$ , dann verwendet man ein Minimumsprinzip für  $G$ , das System läuft in ein Gleichgewicht, welches durch ein Minimum von  $G$  beschrieben wird. Mit Gl. 8 erhält man

$$0 = dG = \sum_{i=1}^2 \mu_i dn_i \quad \rightarrow \quad \mu_1 = \mu_2.$$

Dies gilt für konstante  $p$  und  $T$ , die  $\mu_i$  sind damit molare Gibbs'sche Enthalpien.

## Wichtig

An dieser Stelle sollte klar geworden sein, warum in der Chemie die freie Enthalpie die zentrale Rolle spielt. Wir hatten oben die  $p$ - und  $T$ - Abhängigkeit von  $H$  und  $G$  diskutiert: Nur für  $G$  gilt bei festem  $p$  und  $T$  das Extremalprinzip, d. h. bei Stoffumwandlungen wird sich das Gleichgewicht bei einem Minimum von  $G$  einstellen. Oder anders herum: Um die Werte der  $n_i$  zu bestimmen, die im Gleichgewicht vorliegen, können wir  $G$  nach diesen Variablen ableiten.

Der 2. Hauptsatz sagt wie Prozesse in komplexen Systemen ablaufen. Im Gegensatz zur Mechanik gilt nicht ein **Prinzip minimaler Energie**, sondern das **Prinzip maximaler Entropie**. Nun gilt das Prinzip maximaler Entropie für System und Umgebung. D. h., der Prozess (die Reaktion) im Reaganzglas wird so ablaufen, dass die Entropie von System und Umgebung maximal wird.

Dies kann man nicht nutzen, deshalb haben wir das Problem umgeschrieben und die **thermodynamischen Potenziale** eingeführt. Diese beinhalten den 2. Hauptsatz, beziehen ihn aber nur auf das System. Die Systeme werden sich so entwickeln, d. h., alle **inneren Relaxationsprozesse** verlaufen so, dass die Potenziale ihr Minimum finden. Dies ist nun analog zur Mechanik, man hat ein **Minimumsprinzip**. So läuft  $F(T, V)$  in ein Minimum, wenn  $T$  und  $V$  fest sind,  $G(T, p)$  in ein Minimum, wenn  $p$  und  $T$  fest sind.

Es stellte sich dann die Frage, wie Umwandlungen von Stoffmengen einzubeziehen sind. Wir haben das anhand der Ausgleichsprozesse formuliert: Bei konstanter Stoffmenge  $n$  ändern sich nur die Molzahlen der Komponenten. Man kann dann die freie Enthalpie als Funktion der Molzahlen schreiben,

$$G(p, T, n_1, \dots, n_k).$$

Daraus erhält man die **Gibbs'sche Fundamentalgleichung**

$$dG = -SdT + Vdp + \sum_{i=1}^k \mu_i dn_i = \sum_{i=1}^k \mu_i dn_i,$$

ihr Minimum ist für  $dT = dp = 0$  durch

$$dG = \sum_{i=1}^k \mu_i dn_i = \sum_{i=1}^k \mu_i dn_i = 0.$$

gegeben. Wir finden also die Stoffmengen im Gleichgewicht durch das Extremalprinzip für  $G$ .

Betrachten wir dies für zwei Komponenten, dann erhalten wir als Minimumsbedingung ( $dn_1 = -dn_2$ ):

$$\mu_1 dn_1 = \mu_2 dn_2,$$

$$\mu_1 = \mu_2.$$

Im Gleichgewicht sind also die chemischen Potenziale der Komponenten gleich.

Jetzt verstehen wir, wie wir das nutzen können, um das Gleichgewicht zu finden. Wir leiten das Potenzial nach den  $n_i$  ab, d. h. suchen die Stoffmengen, für die  $G$  ein Minimum hat. Für chemische Reaktionen werden wir eine Variante der Hemmung  $z$  einführen, die **Reaktionslaufzahl**  $\xi$ . Dann suchen wir das Minimum von  $G(\xi)$ . Als Ergebnis erhält man die Stoffmengen im Gleichgewicht.