

Isothermen realer Gase

1. Einführung der van der Waalschen Zustandsgleichung¹

In der kinetischen Gastheorie kennt man den Begriff des **Idealen Gases**. Hierunter versteht man ein Gas, dessen Moleküle keine räumliche Ausdehnung besitzen und keinerlei Kraftwirkungen aufeinander ausüben. Es werden nur elastische Zusammenstöße der Moleküle untereinander und mit den Gefäßwänden zugelassen. Änderungen der potentiellen Energie der Moleküle treten nicht auf. Man kann zeigen, dass Zustandsänderungen eines solchen Modellgases durch die sogenannte **Allgemeine Gasgleichung** beschrieben werden können (Gasmenge = 1 Mol):

$$(1) \quad pV = RT \quad .$$

(p = Druck, T = absolute Temperatur, V = Volumen, R = allgemeine Gaskonstante)

Die in der Natur vorkommenden Gase können die oben genannten Voraussetzungen nur angenähert erfüllen; denn ihre Moleküle besitzen eine endliche Ausdehnung, und sie üben Kraftwirkungen aufeinander aus, da sie aus elektrisch geladenen Teilchen bestehen. Ist der mittlere Abstand der Moleküle groß im Vergleich zu ihren Abmessungen, dann kommt man dem Modell des Idealen Gases schon recht nahe. Das ist der Fall bei hohen Temperaturen und niedrigen Drucken. So kann man zum Beispiel Zustandsänderungen der Luft bei Zimmertemperatur und Barometerdruck recht gut durch (1) beschreiben.

Bei hinreichend tiefen Temperaturen und hohen Drucken, wo der mittlere Molekülabstand vergleichbar mit dem "Moleküldurchmesser" wird, machen sich attraktive Kräfte bemerkbar. Sie bewirken, dass sich der mittlere Abstand der Moleküle verringert und somit das Produkt pV kleiner als der durch (1) angegebene Wert wird. Wenn bei weiterem Komprimieren der Molekülabstand etwa gleich dem Moleküldurchmesser wird, treten starke repulsive Kräfte auf, da sich die Moleküle nicht durchdringen können. In diesem Bereich kann das Gasvolumen durch Druckerhöhung kaum noch verringert werden. Nach diesen Überlegungen müsste man zwei Korrekturen an der Allgemeinen Gasgleichung anbringen, wenn sie in der Lage sein soll, das Verhalten realer Gase zu beschreiben. Nach J.D. van der Waals (1873) hält man dabei im wesentlichen an der Form der Idealen Gasgleichung (1) fest, ersetzt jedoch erstens das Volumen V durch das sogenannte freie Volumen V_{frei} mit

$$V_{\text{frei}} = V - b \quad ,$$

wobei $b > 0$ das konstante Restvolumen bedeutet, auf das das Gas bei extremen Drücken höchstens komprimiert werden kann. Zweitens berücksichtigt man den Einfluss der zwischenmolekularen Anziehungskräfte dadurch, dass man zum äußeren Druck p ein positives Korrekturglied P addiert:

¹ benannt nach dem niederländischen Physiker Johannes Diderik van der Waals (1837 – 1923)

$$(2) \quad (p + P)(V - b) = RT \quad .$$

Das Korrekturglied P muss eine Funktion des Volumens sein, da, wie oben erwähnt, der Betrag der Anziehungskräfte vom mittleren Abstand der Moleküle abhängt. Man kann daher ganz allgemein eine Reihenentwicklung für P nach negativen Potenzen von V ansetzen:

$$(3) \quad P = \sum_n \frac{a_n}{V^n}$$

Das Glied a_1/V sowie positive Potenzen von V dürfen in (3) nicht vorkommen, da Gleichung (2) für große V in (1) übergehen muss. Die einfachste Zustandsgleichung für ein reales Gas hat somit die Gestalt

$$(4) \quad \left(p + \frac{a}{V^2} \right) (V - b) = RT \quad .$$

Man bezeichnet sie als **van der Waalssche Zustandsgleichung**. Die Konstanten a und b sind von Gas zu Gas verschieden. Es ist nicht zu erwarten, dass die van der Waalssche Zustandsgleichung trotz geeigneter Wahl von a und b das Verhalten eines realen Gases in jedem Druck- und Temperaturbereich quantitativ beschreiben kann, da sämtliche Glieder mit Potenzen kleiner als -2 in der Reihenentwicklung (3) vernachlässigt wurden. Um diese Forderung zu erfüllen, benötigte man wesentlich kompliziertere Zustandsgleichungen mit mehr individuellen Konstanten. Da man aber bereits an der (relativ einfachen) van der Waals-Gleichung alle prinzipiellen Eigenschaften realer Gase erkennen kann, soll sie trotz ihrer Unzulänglichkeiten im Folgenden weiter benutzt werden.

2. Eigenschaften der van der Waalsschen Zustandsgleichung

Man erkennt zunächst an (4), dass die van der Waalssche Zustandsgleichung für hinreichend große V in die Ideale Gasgleichung übergeht. Um das Verhalten im Bereich kleiner Volumina kennenzulernen, bringt man (4) in die Form

$$(5) \quad pV^3 - (pb + RT)V^2 + aV - ab = 0 \quad .$$

Für festes p und T stellt (5) eine Gleichung dritten Grades in V dar; diese besitzt nach dem Fundamentalsatz der Algebra entweder drei reelle oder eine reelle und zwei konjugiert komplexe Wurzeln, wobei letztere ohne physikalische Bedeutung sind. Das heißt, die van der Waals-Kurve kann eine Gerade $p = \text{const}$ im pV -Diagramm entweder dreimal oder einmal schneiden. Der Fall des einmaligen Schnittes wird im Bereich hoher Temperaturen und großer Volumina auftreten, wo die van der Waals-Kurve in die Hyperbel der Idealen Gasgleichung übergeht. Drei Schnittpunkte treten im Bereich niedriger Temperaturen und kleiner Volumina auf. Dort muss die van der Waals-Kurve zwangsläufig zwei lokale Extremwerte besitzen, wie es in Abb. 1 angedeutet ist. Der Übergang vom Fall der drei Schnittpunkte zu dem mit einem Schnittpunkt erfolgt dadurch, dass die drei Schnittpunkte immer näher zusammenrücken, bis sie zusammenfallen. Hierdurch wird eine spezielle van der Waals-Isotherme ausgezeichnet. Sie besitzt anstelle der zwei Extremwerte eine horizontale Wendetangente (Kurve T_k in Abb.

1). Diese Grenzkurve, die man auch als **kritische Isotherme** bezeichnet, trennt offenbar zwei Bereiche im pV-Diagramm voneinander ab, in denen sich das betrachtete Gas unterschiedlich verhält. Die genaue Kenntnis der kritischen Isothermen ist daher von physikalischem Interesse. Man legt sie fest, indem man die Koordinaten ihres Wendepunktes (p_k , V_k) bestimmt. Da, wie soeben erwähnt, die Tangente an die kritische Isotherme im Wendepunkt horizontal ist, müssen dort die erste und die zweite Ableitung der Funktion $p = p(V)$ gleichzeitig verschwinden. Es gelten also im Punkt (p_k , V_k), den

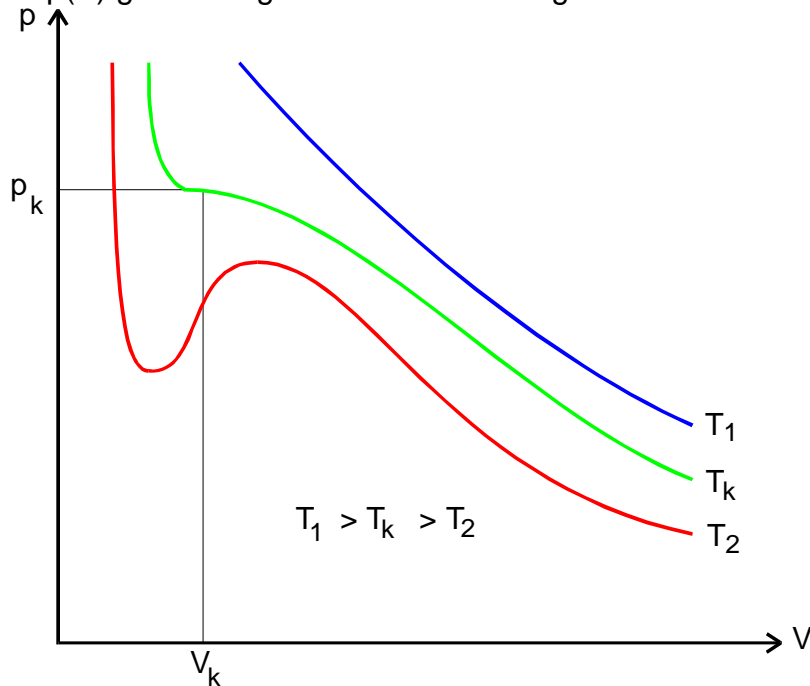


Abb.1: Verschiedene Isothermen eines realen Gases, oberhalb und unterhalb der kritischen Temperatur

man auch als **Kritischen Punkt** bezeichnet, die Gleichungen

$$0 = \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T = \frac{-RT}{(V_k - b)^2} + \frac{2a}{V_k^3}$$

und

$$0 = \left(\frac{\partial^2 p}{\partial V^2} \right)_T = \frac{2RT}{(V_k - b)^3} - \frac{6a}{V_k^4} ,$$

woraus folgt

$$(6) \quad V_k = 3b$$

sowie

$$(7) \quad T_k = \frac{8a}{27bR} .$$

Durch Einsetzen der so gewonnenen V_k - und T_k -Werte in die van der Waals-Gleichung (4) bekommt man schließlich für p_k

$$(8) \quad p_k = \frac{a}{27b^2} .$$

Die Gleichungen (6), (7) und (8) gestatten, die van der Waalsschen Konstanten a und b aus den experimentell zugänglichen kritischen Daten zu bestimmen.

3. Deutung der van der Waalschen Konstanten a und b

Für die weitere Rechnung werde die van der Waalsche Zustandsgleichung ein wenig umgeformt. Es folgt aus (4)

$$p(V - b) + \frac{a}{V} \left(1 - \frac{b}{V}\right) = RT \quad .$$

Für den Fall, dass das auf 1 Mol bezogene Gasvolumen V viel größer als das Restvolumen b ist, kann man den Term b/V gegen 1 vernachlässigen. Dann gilt angenähert

$$(9) \quad p(V - b) + \frac{a}{V} \approx RT$$

In (9) stellt der Term a/V bei hinreichend großem V nur eine kleine Korrektur der Größe $p(V - b)$ dar. In diesem Falle bleibt der Fehler in (9) gering, wenn man das Volumen V in a/V mit Hilfe der Idealen Gasgleichung eliminiert. Es wird dann

$$p \left(V - b + \frac{a}{RT} \right) \approx RT$$

oder

$$(10) \quad p(V - B(T)) = RT \quad .$$

Man kann also das Verhalten eines realen Gases bei nicht zu kleinem Volumen V gemäß (10) durch eine Volumenkorrektur

$$(10a) \quad B(T) := b - \frac{a}{RT}$$

an der Idealen Gasgleichung beschreiben. Das ist leicht einzusehen; denn in einem realen Gas üben die Moleküle Anziehungskräfte aufeinander aus, sodass sie näher "zusammenrücken", wodurch das Gasvolumen ein wenig abnimmt. Die Volumenabnahme $B(T)$ ist proportional zur Zahl der Moleküle, die man in der Umgebung eines herausgegriffenen "Zentral"-Moleküls antrifft. Auf ein Mol bezogen ist B somit proportional zu $\frac{1}{2}N_L$ (N_L = Loschmidtsche Zahl); der Faktor $\frac{1}{2}$ tritt auf, weil jedes Molekül einmal als Zentralmolekül und einmal als Nachbarmolekül gezählt wird. Weiterhin ist zu berücksichtigen, dass infolge der entfernungsabhängigen Wechselwirkungskräfte die Moleküldichte in der Umgebung des Zentralmoleküls abstandsabhängig ist. Es sei nun $U(r)$ die potentielle Energie, die ein Molekül im Kraftfeld eines Nachbarmoleküls im Abstand r besitzt; dann haben alle Moleküle, die sich in einer Kugelschale mit der Dicke dr und dem Radius r befinden, die gleiche potentielle Energie. Ihre Anzahl ist proportional zum Schalenvolumen und zum Boltzmann-Faktor, also zu

$$4\pi r^2 dr e^{-\frac{U(r)}{kT}} \quad .$$

(k = Boltzmannsche Konstante)

Gegenüber dem wechselwirkungsfreien Fall ($U(r) = 0$ für alle r) ist demnach die Zahl der Moleküle in der Kugelschale um ein Zentralmolekül um einen Betrag höher, der proportional zu

$$(11) \quad 4\pi r^2 \mathbf{e}^{-\frac{U(r)}{kT}} dr - 4\pi r^2 dr$$

ist. In der gesamten Umgebung des herausgegriffenen Moleküls erhöht sich die Zahl der Moleküle um einen Faktor, den man durch Integration des Ausdruckes (11) über den ganzen Raum erhält:

$$(12) \quad \int_0^{\infty} 4\pi \left(\mathbf{e}^{-\frac{U(r)}{kT}} - 1 \right) r^2 dr \quad .$$

Damit wird das Molvolumen eines realen Gases um einen Betrag geringer als das des Idealen, der zu (12) proportional ist. Der Proportionalitätsfaktor hat - wie schon zuvor erwähnt - für ein Mol den Wert $\frac{1}{2} N_L$. Somit ergibt sich für die gesamte Volumenabnahme pro Mol der Ausdruck

$$(13) \quad B(T) = \frac{1}{2} N_L 4\pi \int_0^{\infty} r^2 \left(1 - \mathbf{e}^{-\frac{U(r)}{kT}} \right) dr \quad .$$

Zur Auswertung von (13) muss der Potentialverlauf $U(r)$ der molekularen Wechselwirkung bekannt sein: Es wird (vereinfachend) angenommen, dass innerhalb des Moleküldurchmessers ρ unendlich hohe Abstoßungskräfte auftreten, sodass für $0 < r \leq \rho$ $U(r) \rightarrow \infty$ ist. Für $r > \rho$ sollen jedoch Anziehungskräfte überwiegen. Man bezeichnet sie als **van der Waals-Kräfte**. Sie beruhen im wesentlichen auf einer elektrischen Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Derartige Dipole können in Molekülen einmal dadurch entstehen, dass die Schwerpunkte der positiven und negativen Ladungen nicht zusammenfallen (**permanente Dipole**) oder dadurch, dass die vorher an einem gemeinsamen Ort liegenden Schwerpunkte der Ladungen durch Einwirkung eines elektrischen Feldes, das von einem Nachbarmolekül herrührt, unterschiedlich verschoben werden (**induzierte Dipole**). Der Betrag E eines Dipolfeldes, das von einem Dipol mit dem Moment $|\vec{M}|$ erzeugt wird, besitzt die Entfernungsabhängigkeit

$$E \sim \frac{M}{r^3} \quad .$$

Die potentielle Energie U eines Dipols mit dem Moment \vec{M}' , der antiparallel zum Dipol \vec{M} steht, beträgt somit

$$U(r) \sim M' E \sim \frac{MM'}{r^3} \quad .$$

Da die Temperaturbewegung eine dauernde Parallelstellung der wechselwirkenden Dipole verhindert, steht nur ein effektives Dipolmoment \vec{M}'_{eff} im zeitlichen Mittel parallel zu \vec{M} . Man kann zeigen, dass \vec{M}'_{eff} den Betrag

$$M'_{\text{eff}} = \text{const} \frac{M'^2 M}{r^3}$$

hat. Somit beträgt die Wechselwirkungsenergie zweier polarer Moleküle bei endlicher Temperatur im Zeitmittel

$$(13a) \quad U(r) \sim \frac{M^2 M^2}{r^6} = \frac{\text{const}}{r^6} .$$

Für induzierte Dipole lässt sich ebenfalls eine r^6 -Abhängigkeit ableiten. Es sei also

$$U(r) = \infty \quad \text{für} \quad 0 < r \leq \rho$$

und

$$U(r) = -\frac{\text{const}}{r^6} \quad \text{für} \quad r > \rho ,$$

sodass sich der in Abb.2 eingezeichnete Potentialverlauf ergibt. Damit wird gemäß (13) und (13a)

$$(14) \quad B(T) = 2N_L \pi \left(\int_0^\rho r^2 dr + \int_\rho^\infty r^2 \left(1 - e^{-\frac{\text{const}}{kTr^6}} \right) dr \right) .$$

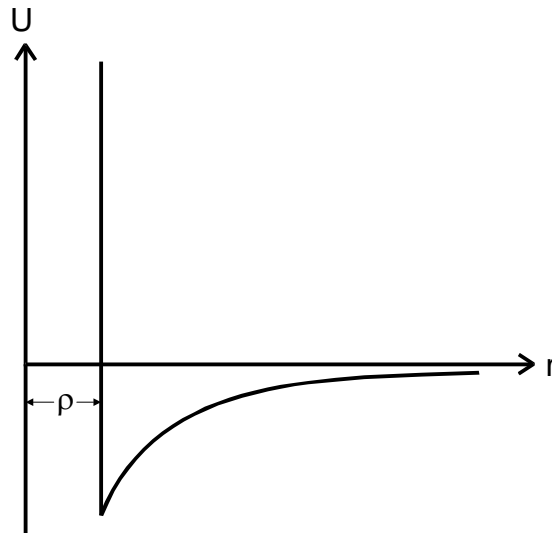


Abb.2: Verlauf des Wechselwirkungspotentials zwischen zwei Molekülen (vereinfacht)

Die van der Waals-Wechselwirkung ist so schwach, dass bei Zimmertemperatur $U(r) \ll kT$ ist. Daher kann man bei der Reihenentwicklung der Exponentialfunktion in (14) nach dem linearen Glied abbrechen. Dann erhält man

$$\begin{aligned} B(T) &= 2\pi N_L \left(\frac{\rho^3}{3} + \int_\rho^\infty r^2 \left(1 - 1 + \frac{\text{const}}{kTr^6} + \dots \right) dr \right) \\ &= \frac{2}{3} \pi N_L \rho^3 + 2\pi N_L \int_\rho^\infty \frac{\text{const}}{kTr^4} dr + \dots \\ (15) \quad &= \frac{2}{3} \pi N_L \rho^3 - \frac{2}{3} \pi N_L \frac{\text{const}}{kT \rho^3} + \dots . \end{aligned}$$

Durch Vergleich von (10a) und (15) bekommt man schließlich

$$(16) \quad b - \frac{a}{k T N_L} = \frac{2}{3} \pi N_L \rho^3 + \frac{2}{3} \pi N_L \rho^3 \frac{U(\rho)}{k T} .$$

Da b die repulsiven und a die attraktiven Kräfte repräsentiert, entnimmt man aus (16)

$$(17) \quad b = \frac{2}{3} \pi N_L \rho^3$$

und

$$(18) \quad a = -\frac{2}{3} \pi N_L^2 \rho^3 U(\rho) .$$

Man erkennt an (17) und (18), dass sich aus den van der Waalsschen Konstanten a und b der Moleküldurchmesser ρ und die Wechselwirkungsenergie $U(\rho)$ zweier sich berührender Moleküle berechnen lässt. Man überschätze jedoch die Aussagekraft dieser beiden Gleichungen nicht, da während der Ableitung eine Reihe von Näherungen und vereinfachenden Annahmen gemacht wurde. Sie sind nur in der Lage, die Größenordnung von ρ und $U(\rho)$ richtig wiederzugeben. Man sollte an dieser Stelle auch bedenken, dass die Definition des Begriffs "Moleküldurchmesser" sehr schwierig ist.

4. Das Verhalten eines realen Gases im Bereich kleiner Volumina und niedriger Temperaturen

Wenn man ein reales Gas unterhalb der Kritischen Temperatur komprimiert, kann man die pV -Diagramme im Bereich großer Volumina zunächst noch gut durch die van der Waalsschen Isothermen (Abb. 1) beschreiben. Eklatante Abweichungen treten jedoch in der Nähe der lokalen Extremwerte auf; denn die experimentell gewonnenen Isothermen zeigen keine Extremwerte, sondern die angenähert hyperbolischen Messkurven knicken in horizontale Geraden von endlicher Länge ab, um schließlich nach Durchlaufen dieses Abschnittes steil anzusteigen, wie es in Abb.3 angedeutet ist. Im Punkte A setzt ein Vorgang ein, der in der van der Waals-Gleichung nicht berücksichtigt ist; und zwar beginnt hier die Substanz in zwei Phasen aufzutreten. Man erhält eine gasförmige und eine flüssige Phase.

Im Kurvenbereich zwischen A und B wird die von außen in das Gas hineingesteckte Arbeit dazu benutzt, um das Gas in die flüssige Phase umzuwandeln. Dabei verkleinert sich das Volumen, da die Dichte der flüssigen Phase größer ist als die der gasförmigen. Ist die Temperatur konstant, so bleibt auch der Druck während des Verflüssigungsvorganges konstant und zwar solange, bis die gesamte Gasmenge in die flüssige Phase übergegangen ist (Punkt B). An dieser Stelle steigt er gemäß der geringen Kompressibilität einer Flüssigkeit stark an. Es bleibt noch zu klären, in welcher Höhe die Verflüssigungsgerade \overline{AB} verläuft, mit anderen Worten, wie groß der sogenannte **Sättigungsdampfdruck** $p_{\text{sät}}$ bei einer gegebenen Temperatur ist. Das Problem lässt sich lösen durch Anwendung der beiden Hauptsätze auf den Verflüssigungsvorgang: Man führt in einem Gedankenexperiment das Gas auf der Verflüssigungsgeraden vom Punkte A in den Punkt B über und dann über die van der Waals-Kurve CDE wieder nach A zurück. Damit hat das Gas einen isothermen Kreisprozess durchlaufen. Nach dem Ersten

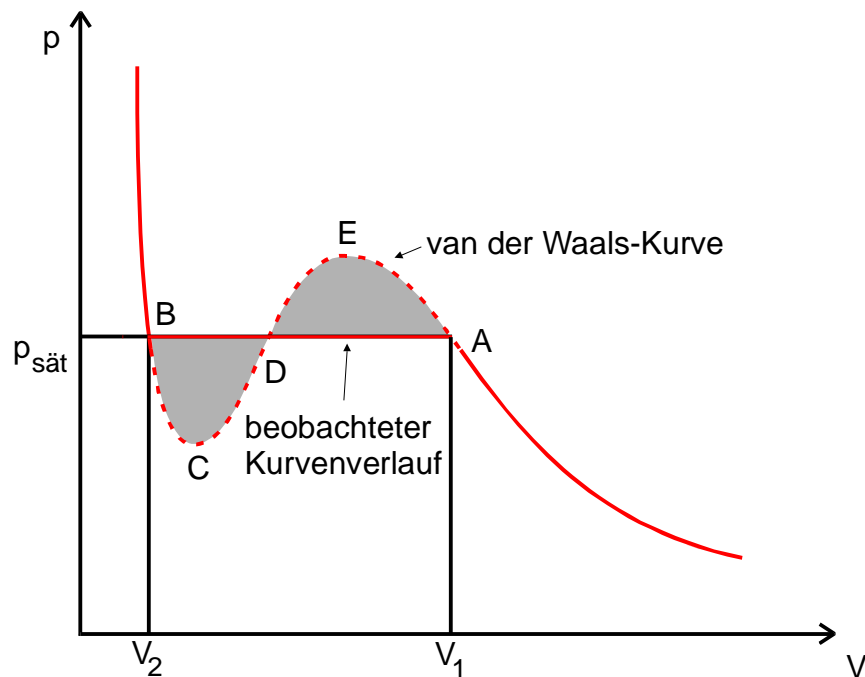


Abb.3: Beobachtbare Isotherme eines realen Gases

Hauptsatz gilt also für diesen Vorgang

$$\sum_i \Delta Q_i + \sum_i \Delta A_i = 0$$

und nach dem Zweiten

$$\sum_i \frac{\Delta Q_i}{T_i} = 0$$

oder, da $T = \text{const}$ ist

$$\sum_i \Delta Q_i = 0$$

Also muss auch

$$\sum_i \Delta A_i = 0$$

sein. Die auf dem Hinwege (Verflüssigung) geleistete Arbeit ΔA_1 wird durch das Rechteck ABV_1V_2 beschrieben; die auf dem Rückwege (Verdampfung) längs der van der Waals-Kurve gewonnene Arbeit ΔA_2 durch das von der Isothermen $BCDEA$ und den Geraden BV_2 , AV_1 , und V_2V_1 umschlossene Flächenstück. Wegen $\sum \Delta A_i = 0$ müssen beide Flächen gleich sein. Das ist nur möglich, wenn die Verflüssigungsgerade \overline{BA} so liegt, dass die in Abb.4 getönten Flächenstücke BCD und DEA gleich sind. Bei gegebener Temperatur stellt sich also ein solcher Sättigungsdampfdruck $p_{\text{sät}}$ ein, dass das oberhalb der Verflüssigungsgeraden liegende und von der van der Waals-Isothermen umschlossene Flächenstück gleich dem unterhalb liegenden ist. Man bezeichnet die so festgelegte Gerade auch als **Maxwellsche Gerade**².

² benannt nach dem britischen Physiker James Clerk Maxwell (1831 – 1879)

Geht man zu höheren Temperaturen über, dann wird die Länge der Maxwellschen Geraden immer geringer. Das heißt, der Existenzbereich des Zweiphasengebietes wird immer weiter eingeengt. Am Kritischen Punkte schließlich verschwindet er völlig. Das bedeutet, von der Kritischen Temperatur an aufwärts ist keine Verflüssigung des Gases (auch bei noch so hohen Drucken) mehr möglich. Den Bereich, in dem die gasförmige und die flüssige Phase koexistieren können, nennt man den **Sättigungsbereich**. Er hat im pV-Diagramm ungefähr eine glockenförmige Gestalt (siehe Abb.4). Sein Scheitelpunkt hat die Koordinaten (p_k, V_k) .

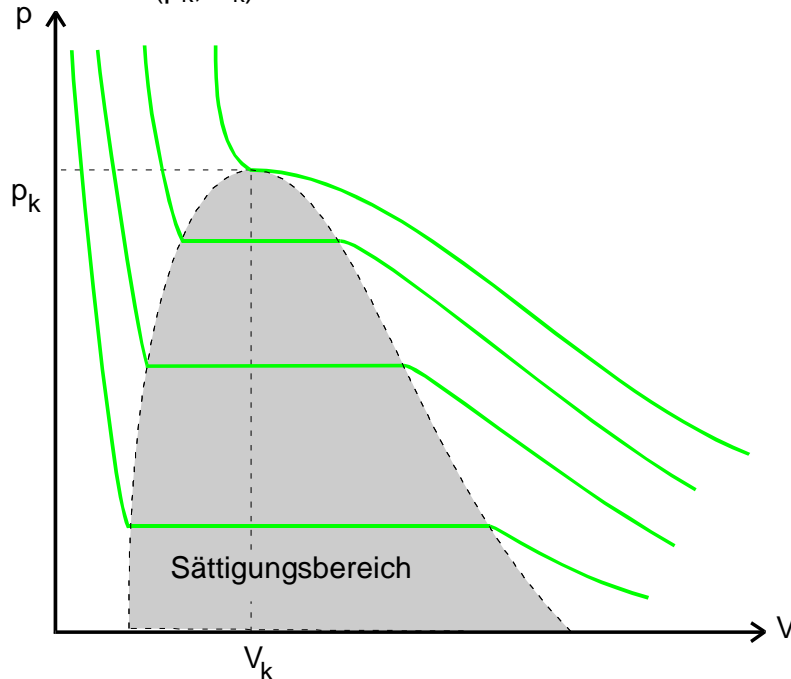


Abb.4: Darstellung des Sättigungsbereiches innerhalb einer Isothermenschar

5. Aufgabe

Man nehme eine Isothermenschar eines geeigneten Gases auf, stelle sie in einem linearen Diagramm dar und bestimme daraus den Kritischen Druck und die Kritische Temperatur. Aus diesen Messwerten schätze man die Molekülgröße und das Wechselwirkungspotential zweier Moleküle, die sich berühren, ab.

6. Beschreibung der Messapparatur

Der Aufbau der Messapparatur ist in Abb.5 schematisch dargestellt. Das zu untersuchende Gas befindet sich im oberen Teil einer Kupferrohrschlange. Eine Volumenänderung des Gases erzeugt man durch Hineinpumpen von Hydrauliköl in die Rohrschlange. Hierzu dient die rechts an der Apparatur angebrachte Hydraulikpumpe. Während des Pumpens müssen die Rücklaufsperrre geöffnet und der Ölrücklauf geschlossen sein. Die Volumenänderung des Gases wird durch die Verschiebung eines vom Öl mitbewegten Kolbens angezeigt. Eine Verschiebung von 1 cm ergibt eine Volumenänderung von $11,59 \text{ cm}^3$. Der Gasdruck lässt sich auf einem an die Ölleitung angeschlossenen Manometer ablesen. Um die zur Messung einer Isothermen notwendige Temperaturkonstanz zu erreichen, befindet sich die Rohrschlange in einem Temperierbad. Die Temperatur des Bades wird von einem Kontaktthermometer gesteuert, welches mittels

seiner Quecksilbersäule einen elektrischen Kontakt schließt, sobald die Temperatur des Bades unter den Sollwert abgesunken ist. Dadurch wird über einen Relaiskasten ein Tauchsieder eingeschaltet, der die Badflüssigkeit aufheizt, bis die Solltemperatur wieder erreicht ist. Die gewünschte Temperatur kann an einem Drehknopf auf dem Kontaktthermometer eingestellt werden. Damit innerhalb des Bades keine Temperaturgradienten auftreten, wird die gesamte Badflüssigkeit mittels eines Rührers umgewälzt. Zur Erzielung von Temperaturen $< 24^\circ\text{C}$ muss außerdem die Wasserkühlung eingeschaltet werden.

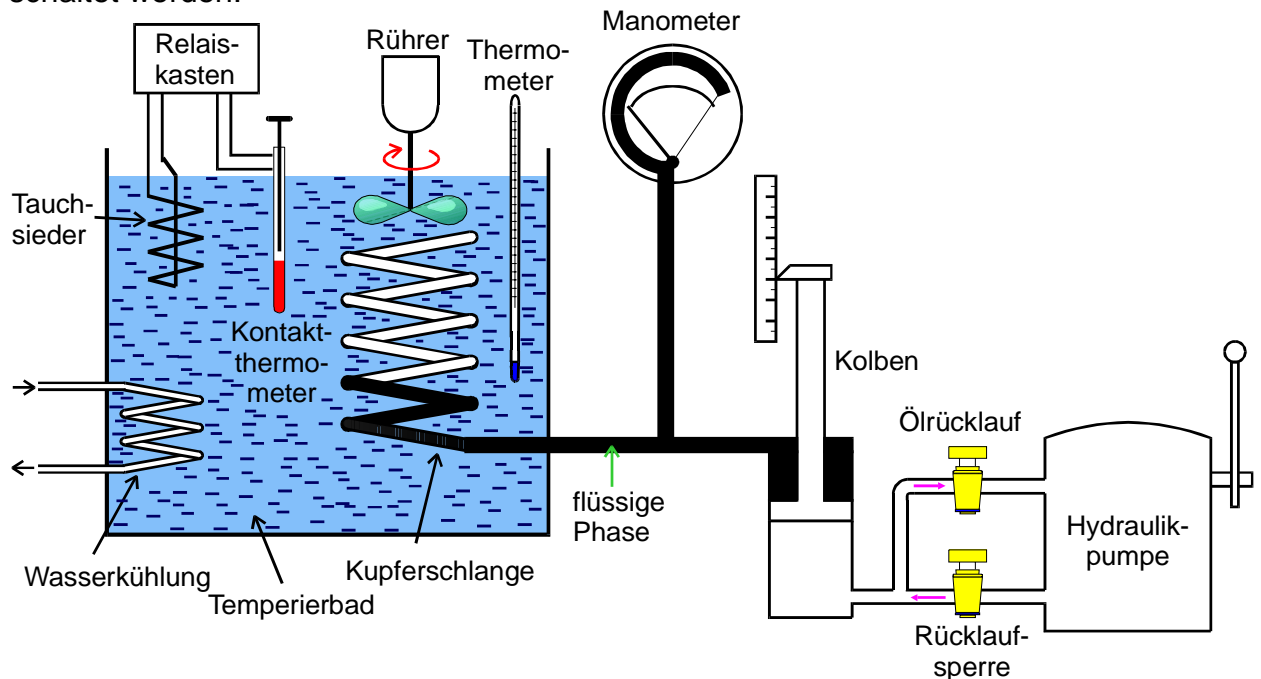


Abb. 5: Gesamtansicht der Messapparatur

7. Praktische Hinweise

Man fülle zunächst den rechteckigen Badbehälter mit Leitungswasser, sodass die gesamte Rohrschlange bedeckt ist und regle eine Badtemperatur von $\leq 20^\circ\text{C}$ ein. Sodann komprimiere man das Gasvolumen allmählich mit Hilfe der Hydraulikpumpe. Bei jedem Messpunkt ist der Temperatúrausgleich zwischen Badflüssigkeit und Gas abzuwarten, bevor der endgültige Druck abgelesen werden kann. Bei Drücken oberhalb 20 Bar sollte nach dem Komprimieren die Rücklaufsperre zuge dreht werden, da erfahrungsgemäß etwas Öl über die Druckleitung zurückfließt und dadurch der Druck wieder absinkt. Zum Expandieren des Gases braucht nur der Rücklaufhahn geöffnet zu werden.

Man nehme die Isothermen in ca. 2° -Schritten auf und beobachte beim Zeichnen der pV-Diagramme die Verkürzung des Sättigungsbereiches. Man setze die Messreihe solange fort, bis mit Sicherheit kein horizontaler Kurvenabschnitt mehr zu erkennen ist. Nach Beendigung der Messungen entleere man den Badbehälter mit Hilfe eines Hebers wieder.

8. Literatur

Klaus Schäfer, Physikalische Chemie, Springer-Verlag