



UNIVERSITÄTS-
BIBLIOTHEK
PADERBORN

Lehrbuch der Experimentalphysik

Lommel, Eugen von

Leipzig, 1908

129. Kinetische Theorie d. Gase

[urn:nbn:de:hbz:466:1-83789](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:hbz:466:1-83789)

Überschreitens besaßen, in den über der Flüssigkeit befindlichen Raum geradlinig hinaus. Diese frei dahinschießenden, von den Fesseln der Kohäsion befreiten Moleküle befinden sich nun im gas- oder luftförmigen Zustand, sie bilden den aus der Flüssigkeit sich entwickelnden Dampf. Dieses Verdampfen, nämlich das Loslösen und Fortfliegen einzelner Moleküle von der Oberfläche der Flüssigkeit, findet bei jeder Temperatur statt, jedoch selbstverständlich um so reichlicher, je höher die Temperatur der Flüssigkeit, d. h. je lebhafter die Bewegung ihrer Moleküle ist. Der Druck des Dampfes wird durch die Stöße der dahinfliegenden Moleküle gegen die Gefäßwände hervorgebracht, wo sie ähnlich wie elastische Bälle zurückgeworfen werden. Die gegen die Flüssigkeitsoberfläche zurückkehrenden Moleküle werden daselbst entweder reflektiert oder zurückbehalten und der Flüssigkeit wieder einverleibt, je nachdem die Bewegungsenergie an der getroffenen Stelle größer oder kleiner ist. Im begrenzten Raume wird daher die Anzahl der Dampfmoleküle so lange zunehmen, bis in gleicher Zeit ebensoviele Moleküle die Oberfläche der Flüssigkeit verlassen, als dahin zurückkehren; dann ist der stationäre Sättigungszustand oder das Maximum der Spannkraft erreicht. Eine in dem Raume etwa vorhandene andere Gasart kann diesen Vorgang offenbar nicht hindern (Daltonsches Gesetz).

Da bei der Verdampfung stets diejenigen Moleküle davonfliegen, welche zufällig die größte Geschwindigkeit besitzen, so muß die durchschnittliche Bewegungsenergie der zurückbleibenden geringer werden, d. h. die verdampfende Flüssigkeit kühlt sich ab (Verdunstungskälte), wenn der Energieverlust nicht durch Wärmezufuhr von außen gedeckt wird. Im Innern der Flüssigkeit kann erst dann Dampf entstehen, wenn die Bewegung der Moleküle so lebhaft geworden ist, daß ihr Bestreben, fortzufliegen, den Druck der Flüssigkeit und den auf ihr lastenden Luftdruck zu überwinden vermag. Ist die hierzu erforderliche Temperatur, der Siedepunkt, erreicht, so verwandelt sich die Flüssigkeit rasch und stürmisch in Dampf, sie siedet, indem alle zugeführte Wärme zu innerer Arbeit, nämlich zum Zerreißen der letzten Bande der Kohäsion, als Verdampfungswärme verbraucht oder, wie man früher sagte, „gebunden“ wird. Daß der Siedepunkt einer Flüssigkeit um so tiefer liegt, einem je geringeren Druck sie ausgesetzt ist, ergibt sich hieraus von selbst.

129. **Kinetische Theorie der Gase.** Wir sind hiermit zu derjenigen Vorstellung über die molekulare Beschaffenheit der luftförmigen Körper gelangt, welche man die mechanische oder kinetische Theorie der Gase (Daniel Bernoulli 1738, Krönig 1856, Clausius 1857) nennt. Nach dieser Anschauung sind die Moleküle eines Gases in rascher, geradlinig fortschreitender Bewegung begriffen, sie fliegen nach den verschiedensten Richtungen durch den Raum und durchlaufen, indem sie unzähligemal aneinander und an entgegenstehenden Hindernissen wie elastische Bälle zurückprallen, einen vielfach verschlungenen, zickzackförmigen Weg. Alle bekannten Eigenschaften

der Gase lassen sich aus dieser über die Bewegung ihrer Moleküle gemachten Annahme erklären. Der Druck, welchen ein in rings geschlossenem Gefäß enthaltenes Gas auf dessen Wände ausübt, wird durch die unaufhörlichen Stöße der anprallenden Gasmoleküle hervorgerufen: eben weil diese Stöße in kurzer Zeit nach allen Richtungen erfolgen, muß aus ihrer vereinten Wirkung ein zur Wand senkrechter Druck hervorgehen, dessen Größe der Wucht der stoßenden Moleküle proportional ist und demnach in demselben Verhältnis wie diese Wucht, d. h. proportional der Temperaturzunahme, wächst (Gay-Lussacs Gesetz). Preßt man, ohne die Temperatur zu ändern, die abgesperrte Gasmenge auf die Hälfte, ein Drittel usw. ihres anfänglichen Raumes zusammen, so werden in derselben Zeit auf die gleiche Fläche der Wand zwei-, dreimal usw. so viele Moleküle stoßen mit der nämlichen Wucht wie zuvor, der Druck wird also der doppelte, dreifache usw. des anfänglichen geworden sein. Wir kommen so zu dem Mariotteschen Gesetz: der Druck eines Gases steht im umgekehrten Verhältnis seines Rauminhalts.

Man kann, wie van der Waals gezeigt hat, dieser Beziehung zwischen Druck und Volumen eines Gases eine strengere Fassung geben, indem man zwei Umstände berücksichtigt. Erstens ist der Raum, den die Moleküle des Gases für ihre Bewegungen zur Verfügung haben, nicht einfach gleich dem Volumen v des Gases, sondern gleich diesem Volumen vermindert um das Volumen b , welches die Moleküle selber einnehmen. Zweitens nimmt van der Waals an, daß die Moleküle der Gase sich nicht völlig unabhängig voneinander bewegen, sondern daß noch eine gewisse, wenn auch sehr geringe Kohäsionskraft zwischen ihnen besteht. Infolgedessen wird der Druck p des Gases, den wir messen, nicht dem von den Stößen herrührenden Druck entsprechen, sondern um einen von den Kohäsionskräften bedingten Betrag C vermindert erscheinen. Als der von den Stößen herrührende Druck ist also $p + C$ in die Formel einzusetzen. Indem dann van der Waals noch die Annahme macht, daß C , weil es ja auf der Wechselwirkung der Gasmoleküle beruht, dem Quadrat der Dichte des Gases direkt, oder dem Quadrate seines Volumens umgekehrt proportional sei, kommt er zu folgender Gleichung zwischen Druck, Volumen und Temperatur eines Gases („Zustandsgleichung“):

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = R T.$$

Diese Gleichung genügt nicht bloß, um den Abweichungen der wirklichen von den idealen Gasen (s. 105) Rechnung zu tragen; sie stellt auch die kritischen Erscheinungen und den Übergang der Gase in den flüssigen Zustand richtig dar und gestattet, die kritischen Größen durch die Konstanten a , b und R auszudrücken.

Betrachten wir jetzt gleiche Raumteile verschiedener Gase bei gleicher Temperatur und gleichem Druck. Daß ihre Temperaturen gleich sind, heißt nichts anderes, als daß ihren Molekülen die nämliche Wucht innewohnt, oder daß jedes Molekül des einen Gases mit derselben Heftigkeit gegen die Gefäßwand prallt, wie jedes Molekül des anderen. Soll dabei der Druck der Gase der nämliche sein, so müssen bei jedem Gas während der Zeiteinheit gleich viele Moleküle gegen die Flächeneinheit stoßen; wir sind hiermit zu dem Avogadro-schen Gesetz gelangt, daß bei gleichem Druck und gleicher Tem-

peratur in gleichen Raumteilen verschiedener Gase immer die gleiche Anzahl von Molekülen enthalten ist. Die Molekulargewichte gasförmiger Körper verhalten sich demnach wie die Gewichte gleicher Raumteile oder, was dasselbe heißt, wie ihre spezifischen Gewichte. Bei der genaueren Durchführung dieser Vorstellung hat man zu berücksichtigen, daß die Moleküle eines Gases bei einer bestimmten Temperatur nicht sämtlich eine und dieselbe Geschwindigkeit haben werden; es werden alle möglichen Geschwindigkeiten vorkommen; aber die Summe aller dieser lebendigen Kräfte, oder die durchschnittliche Wucht dieser Molekularbewegung wird für jede Temperatur einen bestimmten Wert haben.

Wo sich den Gasmolekülen die Wand des umschließenden Gefäßes entgegenstellt, üben sie vermöge der Wucht, mit welcher sie gegen die Wand prallen, einen Druck auf sie aus; wo sie eine Öffnung finden, fahren sie durch dieselbe hinaus. Die Geschwindigkeit des Ausströmens oder der Effusion durch eine enge Öffnung ist daher nichts anderes als die Geschwindigkeit der dahinschießenden Moleküle. Die Wucht der molekularen Bewegung, welche den Druck des Gases auf die Gefäßwand bedingt, ist aber proportional dem Produkt der Masse des Moleküls oder des Molekulargewichts mit dem Quadrate seiner Geschwindigkeit. Üben daher zwei Gase gleichen Druck aus, so müssen die Produkte aus ihren Molekulargewichten oder, was nach dem Avogadroschen Gesetz dasselbe ist, aus ihren spezifischen Gewichten mit den Quadraten ihrer Geschwindigkeiten einander gleich sein. Wenn daher verschiedene Gase unter gleichem Druck ausströmen, so verhalten sich die Quadrate ihrer Ausströmungsgeschwindigkeiten umgekehrt wie ihre spezifischen Gewichte (vgl. 94).

Erwärmen wir ein Gas, ohne ihm eine Raumänderung zu gestatten, d. h. während es in einem Gefäß von unveränderlichem Inhalt eingeschlossen bleibt, so hat die zugeführte Wärme weder äußere noch innere Arbeit zu vollbringen, weil ja weder die Überwindung eines äußeren Drucks noch diejenige widerstrebender Molekularkräfte stattfindet. In diesem Fall wird also alle zugeführte Wärme einzig und allein zur Erwärmung, d. h. zur Vermehrung der molekularen Wucht verwendet. Wird aber dem zu erwärmenden Gas gestattet, sich auszudehnen und sich dadurch stets mit dem äußeren unverändert bleibenden Druck ins Gleichgewicht zu setzen, so wird zwar ebensowenig wie im vorigen Fall innere Arbeit zu leisten sein; dagegen muß ein Teil der zugeführten Wärme zu äußerer Arbeit, nämlich zur Überwindung des äußeren Drucks verbraucht werden. Die zur Erwärmung eines Kilogramm Gas unter diesen Umständen verbrauchte Wärmemenge oder die spezifische Wärme bei unverändertem (konstantem) Druck muß demnach größer sein als diejenige bei unverändertem Rauminhalt.

130. Zweiter Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie. Die Dampfmaschine leistet mechanische Arbeit, indem dabei gleichzeitig Wärme aus dem auf höherer Temperatur befindlichen Kessel,