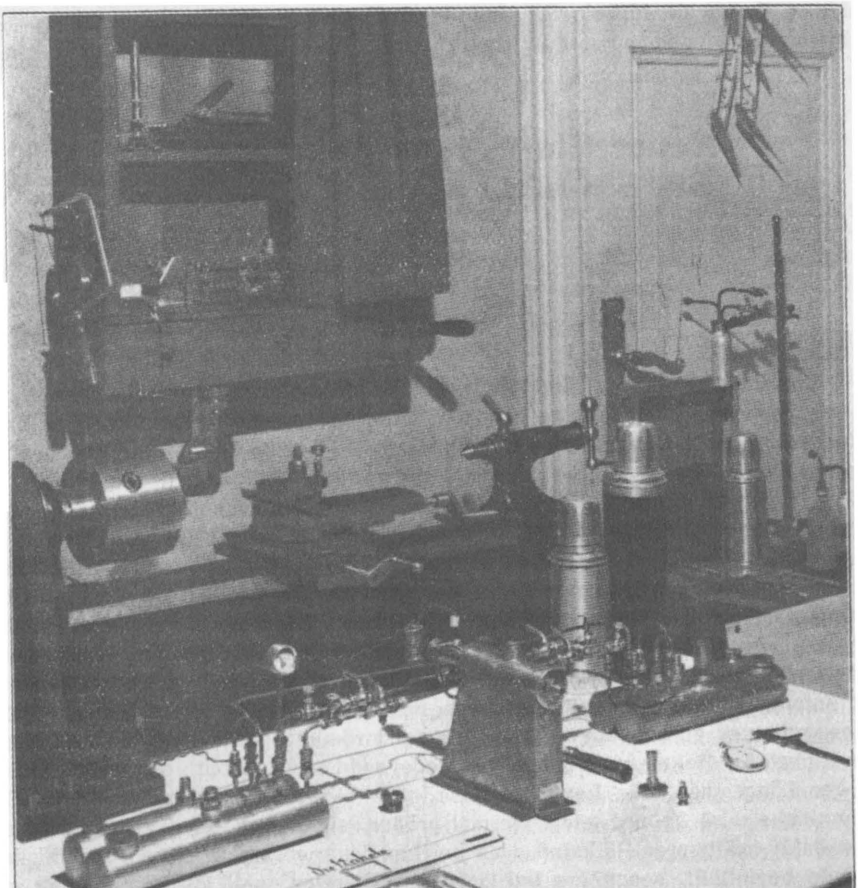
Die Rakete

Offizielles Organ des Vereins für Raumschiffahrt E. V. in Deutschland



Versuchsapparat für flüssige Treibstoffe.

(Vergl. S. 165/66.)

Nr. 11. Breslau, 15. November 1928 2. Jahrg.

INHALT:

Bekanntmachung.

Da im Januar Werbeprämien verteilt werden sollen, bitten wir alle Mitglieder, uns mitzuteilen, durch wen sie für den Verein geworben wurden, oder wodurch sie sonst bestimmt worden sind, dem Verein für Raumschiffahrt E. V. beizutreten (nicht wodurch sie für die Raumschiffahrt überhaupt gewonnen wurden). Die Mitteilungen dienen nur zur Klärung in den Fällen, wo Zweifel bestehen.

Neuer Start eines Raketenautos.

Am 18. November beabsichtigt Ing. Volkhart auf der Avus mit einem verbesserten Raketenwagen zu starten.

Einführung in das Raumfahrtproblem.

(Fortsetzung.)

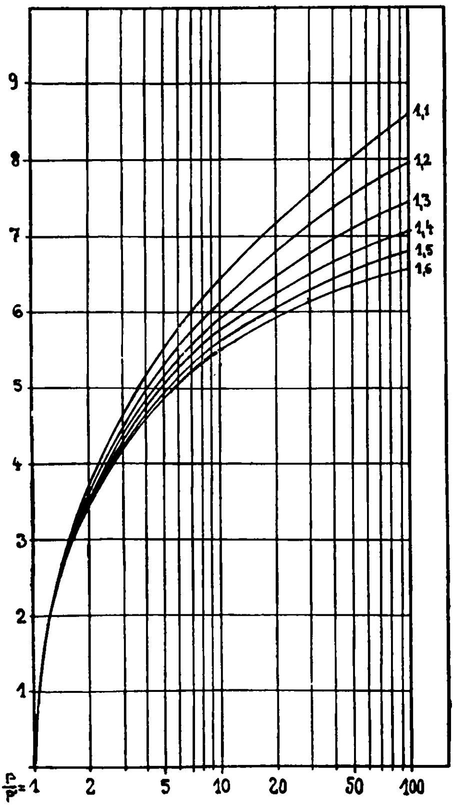
Im letzten Kapitel dieser Einführung ist gezeigt worden, auf welche Weise hohe Endgeschwindigkeiten zu erreichen sind, und welche Treibstoffmengen dazu erforderlich sind. Die primitive Urform eines auf diesen Grundlagen beruhenden Motors haben wir in der bekannten Pulverrakete. Sie besteht aus einem Behälter meist in Form eines Rohres, das mit Mehlpulver (das ist mehlfeines Schwarzpulver) angefüllt ist; an dem einen Ende ist das Rohr geschlossen, an dem andern besitzt es eine enge Öffnung. Wird das Pulver durch eine Zündschnur oder ein Glühdrähtchen entzündet, so entwickeln sich Gase, die durch die Öffnung mit großer Geschwindigkeit entweichen. Die Verbrennung wird in der Regel durch Zusatz von Kohle oder anderer Stoffe verlangsamt. Am besten arbeitet die Rakete, wenn sich gerade soviel Gase bei der Verbrennung entwickeln als entweichen können, entwickeln sich mehr Gase, so reißt die Hülse, ist die Gasentwicklung zu schwach, so sinkt die Ausströmungsgeschwindigkeit und damit der Rückstoß. Raketen werden in der Regel nicht voll gestopft, sondern besitzen in der Längsachse eine konische Seele. Sie bietet verschiedene Vorteile. Die Brennfläche wird dadurch etwa viermal größer, sie liefert einen zwar kürzeren, aber dafür kräftigeren Rückstoß, was bei der Feuerwerksrakete die Steigfähigkeit günstig beeinflußt, besonders bei größeren Raketen, weil die Brennfläche mit dem Quadrat, das Gewicht jedoch mit der dritten Potenz wächst. Durch die Seele wird ferner erreicht, daß die Hülse bis zum Schluß vor den heißen Verbrennungsgasen geschützt bleibt. Bei Verwendung von Metallröhren bietet das den weiteren Vorteil, daß eine Zündung an der Wandung durch Wärmeleitung vermieden wird. Der vergrößerten Brennfläche entsprechend muß auch die Ausströmöffnung größer gewählt werden. Dabei werden plötzliche Drucksteigerungen besser ausgeglichen. Über das Wesen der sogenannten Zehrung und über Messungen an Pulverraketen ist im Januarheft einiges mitgeteilt worden.

Die Pulverrakete ist im Gebrauch bequem. Wegen ihrer geringen Betriebssicherheit, der mangelnden Regierbarkeit und schließlich weil sie im Betrieb zu teuer ist, kommt die Pulverrakete für ernsthafte Arbeit am Raumfahrtproblem kaum in Betracht. Das Bestreben geht deshalb dahin, flüssige Treibstoffe zu verwenden, die sich wie bei unseren bewährten Verbrennungskraftmaschinen durch geeignete Ventile und sonstige Einrichtungen nach Wunsch in den Verbrennungsraum einbringen lassen, auch einer selbsttätigen Regelung zugänglich sind.

Nach den Ausführungen im Novemberheft wissen wir bereits, daß sich durch Erhöhung der Ausströmungsgeschwindigkeit das Verhältnis der Anfangsmasse zur Endmasse, das heißt der Treibstoffverbrauch, verringern läßt. Auch aus konstruktiven Gründen wird man darnach trachten, das Massenverhältnis zu verkleinern. Wollte man Flüssigkeiten, z. B. Wasser, ausströmen lassen, so müßte man sie durch Anwendung sehr hoher Drucke hinauspressen. Der Ausfluß von Flüssigkeiten folgt näherungsweise dem Gesetz $c = 14\sqrt{p}$, wo p den auf der Flüssigkeit lastenden Druck in Atmosphären bedeutet. Selbst bei 100 Atmosphären würden wir auf diesem Wege erst auf Ausströmungsgeschwindigkeiten von etwa 140 m/Sek. kommen, was viel zu wenig ist. Bedeutend größer sind die Ausströmgeschwindigkeiten im allgemeinen bei Gasen. Es würde im Rahmen dieser Einführung zu weit führen, die sehr wichtige Formel für den Ausfluß von Gasen abzuleiten. Es muß hier auf die Lehrbücher der Thermodynamik verwiesen werden (z. B. von Schüle). Der Ausfluß ist näherungsweise durch den Ausdruck gegeben

$$c = \sqrt{\frac{2\,g\,k}{k-1}\,R\,T\left[1-\left(\frac{p'}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}$$

wo g die Beschleunigung durch die Erdschwere = 9,81 m/Sek., k das Verhältnis der beiden spezifischen Wärmen (für Wasserdampf und Kohlensäure = 1,28, für Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff, Luft = 1,4), R die Gaskonstante (die sich aus dem Molekulargewicht m zu $R = \frac{848}{m}$ berechnet), T die absolute Temperatur im Verbrennungsraum, p den Druck im Verbrennungsraum, p′ den Druck im Endquerschnitt der Düse (möglichst gleich dem Außendruck) bedeutet.



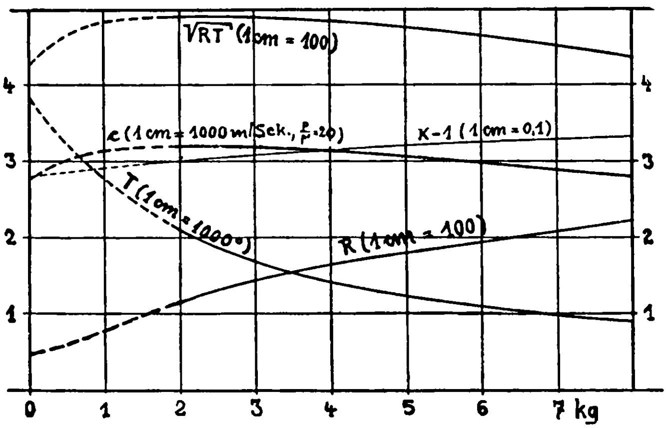
Figur 1.

Dieser Ausdruck läßt erkennen, welche Mittel uns zur Erhöhung der Ausströmungsgeschwindigkeit zur Verfügung stehen. Zerlegen wir ihn in drei Teile, so haben wir

$$c = \sqrt{\frac{2\,g\,k}{k-1}\left[1-\left(\frac{p'}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}\;\sqrt{T}\;\sqrt{R}.$$

Die Ausströmungs-Geschwindigkeit hängt ab von dem Druckverhältnis und dem Verhältnis der spezifischen Wärmen, von der absoluten Temperatur und von der Gaskonstante. Die Abhängigkeit vom Druckverhältnis ist für verschiedene Werte von k in der Figur 1 dargestellt. Die Ausströmungsgeschwindigkeit wächst mit dem Druckgefälle bis zu einem bestimmten Grenzwert, sie ist dabei etwas größer für ein kleineres k. Die Ausströmungsgeschwindigkeit wächst ferner mit der absoluten Temperatur und mit der Gaskonstante. Der Erhöhung der Ausströmungsgeschwindigkeit durch Steigerung des Druckverhältnisses und der Temperatur sind durch das verwendete Baumaterial Grenzen gesetzt. Die höchst zulässigen Temperaturen lassen sich mit den meisten unserer Brennstoffe erzielen. Der Energiegehalt ist deshalb bei der Auswahl der Treibstoffe nicht von ausschlaggebender Bedeutung. Es ist einer der Fehler, den auch sonst bewährte Fachleute mit Vorliebe begehen, daß sie die Steigerung der Ausströmungsgeschwindigkeit von der Auffindung energiereicherer Systeme abhängig machen.

Demgegenüber ist es das große Verdienst Oberth's, darauf hingewiesen zu haben, daß die Ausströmungsgeschwindigkeit bedeutend höher sein kann, als sie sich bei vollständiger Verbrennung unseres energiereichsten Brennstoffes mit



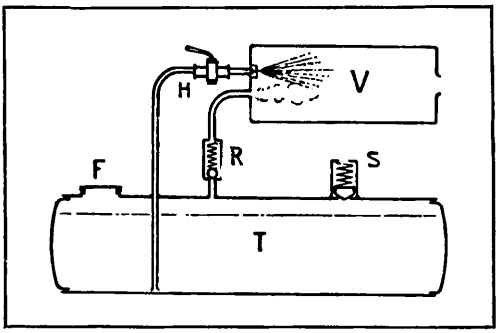
Figur 2.

reinem Sauerstoff ergibt. Man behauptet nicht zuviel, wenn man sagt, daß mit dieser Erkenntnis auch die Sache des Weltraumschiffs in das Stadium einer ernsthaften Diskussion getreten ist, weil hierbei die voraussichtlichen Kosten des Projektes von einer Größenordnung werden, wie sie selbst in dem verarmten Deutschland durchaus nicht ungewöhnlich sind. Der Ausdruck für den Ausfluß von Gasen läßt nämlich erkennen, daß wir in der Gaskonstante ein sehr wirksames Mittel haben, die Ausströmgeschwindigkeit zu steigern. Für die Auswahl der Treibstoffe ist sie von entscheidender Bedeutung. Die Gaskonstante der häufigsten Verbrennungsprodukte Kohlensäure und Wasserdampf ist $R = 19$ bzw. 47, bei Stickstoff ist sie 30, bei Luft 29. Die größte Gaskonstante hat der Wasserstoff mit 420. Die hohe Gaskonstante läßt daher den Wasserstoff für unsere Zwecke besonders geeignet erscheinen, der hohe Energiegehalt ist dabei eine angenehme Zugabe. Die höchsten Ausströmungsgeschwindigkeiten ließen sich nun erzielen, wenn man reinen Wasserstoff von der höchst zulässigen Temperatur mit hohem Druckgefälle ausströmen ließe. Dies ist jedoch technisch nicht in dem gewünschten Maße möglich. Praktisch brauchbar ist dagegen das Verfahren, Wasserstoff und Sauerstoff zu Wasserdampf zu verbrennen und durch einen Überschuß von Wasserstoff die Gaskonstante der Verbrennungsprodukte, eines Gemisches von Wasserdampf und Wasserstoff, zu erhöhen. Vorstehende graphische Darstellung (Figur 2) zeigt die Abhängigkeit der Verbrennungstemperatur, der Gaskonstante und der Ausströmungsgeschwindigkeit vom Wasserstoffüberschuß. Den Anfangspunkt bildet die vollständige Verbrennung von 1 kg Wasserstoff mit 8 kg Sauerstoff. Die Kurven zeigen die Abhängigkeit der Verbrennungstemperatur T (absolut), der Gaskonstante R, von $k-1$ ($k = [k-1]+1$), des für die Ausströmungsgeschwindigkeit wichtigen Wertes $\sqrt{RT}$, und der Ausströmungsgeschwindigkeit c bei einem Druckgefälle von $\frac{P}{P'} = 20$ von dem Wasserstoffüberschuß in Kilogramm. Das Maximum der Ausströmungsgeschwindigkeit liegt bei dem zwei- bis dreifachen Wasserstoffüberschuß. Die zugehörigen Verbrennungstemperaturen sind 1800 bis 1500° C. Man erkennt ferner, daß man die Verbrennungstemperatur durch einen größeren Wasserstoffüberschuß bis auf die Entzündungstemperatur herabdrücken kann, ohne die Ausströmgeschwindigkeit erheblich herabzumindern. Selbst bei dieser niedrigen Temperatur ist die Ausströmungsgeschwindigkeit noch immer höher als bei der Verbrennung ohne Wasserstoffüberschuß. Berücksichtigt man, daß die theoretische Höchsttemperatur von 3850° wegen der Dissoziation nicht erreicht wird, so wird der Vorteil der Verbrennung bei Sauerstoffmangel ganz besonders deutlich.

Wegen des hohen Preises kommt flüssiger Wasserstoff nur für besonders große Leistungen in Betracht. Solange man auf der Erde bleibt, wird man billigere Treibstoffe, Benzin, Spiritus u. dgl., nebst flüssigem Sauerstoff vorziehen und zur Erniedrigung der Verbrennungstemperatur Wasser verwenden.

Die Überführung dieser Gedanken in die Praxis führt neue Ketten von Problemen herauf. Was in der Raumfahrtliteratur auch von Ingenieuren darüber geschrieben wurde, ist äußerst wenig, oft findet man nur eine schematische Zeichnung eines Verbrennungsraumes mit konischer Düse und zwei Zuleitungen für flüssigen Sauerstoff und Brennstoff. Wollte man danach die Rakete für flüssige Treibstoffe bauen, so würde der Erfolg durchaus negativ ausfallen. Ein einfaches Experiment läßt das sofort erkennen. Gießt man z. B. reinen flüssigen Sauerstoff in einen füssigen Brennstoff, z. B. Spiritus, und sucht dies anzuzünden, so explodiert die Mischung keineswegs, sie brennt gar nicht einmal, sondern es verdampft zunächst der Sauerstoff und nachher beginnt der Spiritus allmählich zu brennen. Andererseits macht man beim Experimentieren mit flüssigem Sauerstoff zuweilen die Erfahrung, daß, wo die Bedingungen gegeben sind, die Verbrennung selbst an freier Luft mit großer Heftigkeit erfolgt. Es ist also die allergrößte Vorsicht geboten.

Bei der Konstruktion einer Rakete für flüssige Treibstoffe handelt es sich um die Aufgabe, rasch große Mengen von flüssigen Treibstoffen möglichst gleichmäßig, verlustlos und nach Bedarf in den gasförmigen Zustand zu überführen Die ersten praktischen Schritte zu diesem Ziel sind bereits getan. Es liegen brauchbare Konstruktionsvorschläge vor, ebenso kleinere, mit geringen Mitteln erbaute Apparate, die allerdings noch sehr der Vervollkommnung bedürfen. Einen solchen Apparat zeigt das Titelbild, in der Mitte befindet sich die eigentliche Rakete für flüssige Treibstoffe, rechts und links die Tanks für Brennspiritus, flüssigen Sauerstoff und Wasser. In den Zuleitungen befinden sich die Anstellhähne und die Ventile für die Mengenregulierung. Die Einleitung der Verbrennung erfolgt in der Weise, daß zunächst mit Hilfe gasförmigen Brennstoffes und Sauerstoffes ein zündfähiges Gemisch erzeugt wird, das durch eine Zündkerze entzündet wird. In diese Flamme werden fortschreitend flüssige Treibstoffe eingespritzt. Der gasförmige Sauerstoff wird dem Sauerstofftank entnommen, wo unaufhörlich Sauerstoff von selbst verdampft. Der dampfförmige Brennstoff wird wie bei der Lötlampe, und zwar in einem besonderen kleinen Behälter erzeugt. Die Förderung des flüssigen Treibstoffes gegen den Druck im Verbrennungsraum ist aus untenstehender Figur 3 ersichtlich. In dem Tank T befindet sich flüssiger Sauerstoff, die Verdampfung erfolgt schon bei normaler Temperatur verhältnismäßig rasch, jedoch bei weitem nicht in dem Maße, wie sie für die beabsichtigte Wirkung erforderlich ist. Der sich entwickelnde Dampf strömt, soweit der Druck von 6 Atmosphären überschritten wird, durch das Rückschlagventil R in den Verbrennungsraum V bzw. in die Vorkammer, wo er zur Zündung dient. Durch den Druck auf die Oberfläche der Flüssigkeit steigt diese in dem Steigrohr empor bis zum Hahn H. Wird dieser geöffnet, so strömt die Flüssigkeit in den Verbrennungsraum. Die Verdampfung im Sauerstofftank reicht völlig aus, auch den Druck in den Wassertanks und im Brennstofftank zu erzeugen. Da jedoch der gasförmige Sauerstoff mit den Brennstoffdämpfen ein explosibles Gemisch bildet, so wird der Brennstoff besser mittels Kohlensäure unter Druck gesetzt. Erst wenn Flüssigkeiten in den Verbrennungsraum eintreten, sind die Mengen vorhanden, welche die Ausströmdüse füllen können. Durch langsames Öffnen der Hähne läßt sich die Maschine allmählich auf volle Kraft bringen. Diese Vorrichtung zur Förderung der Treibstoffe gestattet, die rasche Gasentwicklung nach Belieben zu unterbrechen, ohne daß die Tanks gefährdet werden. Durch das Rückschlagventil bleibt die Spannung vom Tank zum Verbrennungsraum stets gleich, z. B. 6 Atmosphären, steigt jedoch der Druck im Verbrennungsraum über den normalen Druck, z. B. 4 Atmosphären, so strömt der überschüssige Sauerstoffdampf nicht mehr durch das Rückschlagventil R, sondern durch das Sicherheitsventil S ins Freie. Die Druckdifferenz vom Tank zum Verbrennungsraum wird kleiner und damit strömt weniger Flüssigkeit durch die Einströmdüsen, so daß der Druck von selbst zurückgeht. Zuweilen erfolgen die Drucksteigerungen jedoch derart plötzlich, daß auch diese selbsttätige Regelung versagt. Die Behebung dieser Drucksteigerungen kann nur durch die Beseitigung ihrer Ursachen erfolgen, vor allem durch eine gleichmäßige und feine Zerstäubung. Eine gute Zerstäubung der Flüssigkeiten ist auch deshalb erforderlich, weil die Tröpfchen nur kurze Zeit (etwa $^1/_{100}$ Sek.) im Verbrennungsraum verweilen; sind die Tröpfchen zu groß, so wandern sie z. T. ungenutzt durch die Düse oder sammeln sich im Verbrennungsraum an und geben zu den erwähnten Drucksteigerungen Anlaß. Es gibt verschiedene Methoden der Zerstäubung. Die rein mechanische Zerstäubung empfiehlt sich aus verschiedenen Gründen, wenn auch die erforderlichen Drucke hierbei relativ hoch sind und die Zerstäubung bei weitem nicht so fein wird, wie wenn die Vernebelung durch einen Gasstrom erfolgt. Ich möchte darüber nichts näheres mitteilen, weil mir von Professor Oberth hier einiges Material zur Verfügung gestellt wurde.



Figur 3.

Noch einige Worte über den Wirkungsgrad der Rakete. Es sind die verschiedensten Berechnungsarten im Umlauf, von denen einige hier genannt sein mögen, der Leser wird dann am besten beurteilen können, welche davon brauchbar sind.

Die ersten Berechnungen des Wirkungsgrades definieren ihn als

$$\eta_1 = \frac{\text{kinetische Energie der ausströmenden Gase}}{\text{Energie des Treibstoffes}}$$

$$= \frac{\frac{1}{2} m c^2}{427 W m g} = \frac{0{,}5}{427\ g} \cdot \frac{c^2}{W} = \frac{1}{8380} \frac{c^2}{W}$$

wo c die Ausströmgeschwindigkeit in m/Sek. und W den Energiegehalt von 1 kg Treibstoff (nicht Brennstoff) in kg-Kalorien bedeutet. Für $c = 1000$ und $W = 800$ ergibt sich $\eta_1 = 0{,}149 = 14{,}9\,\%$.

Eine neuere Berechnung definiert ihn als

$$\eta_2 = \frac{\text{kinetische Energie der Rakete}}{\text{kinetische Energie der ausströmenden Gase}}$$

$$= \frac{\frac{1}{2} m_0 v^2}{\frac{1}{2} (m - m_0) c^2} = \frac{m_0}{m - m_0} \left(\frac{v}{c}\right)^2 = \frac{1}{\frac{m}{m_0} - 1} \left(\frac{v}{c}\right)^2 = \frac{1}{\frac{m}{m_0} - 1} \left(\ln \frac{m}{m_0}\right)^2$$

da nämlich die Raketengleichung

$$m = m_0 e^{\frac{v}{c}} \quad \frac{v}{c} = \ln \frac{m}{m_0}$$

ergibt, wo m das Anfangsgewicht und m_0 das Endgewicht, v die erlangte Geschwindigkeit im widerstandslosen Raume, c die Ausströmungsgeschwindigkeit bedeutet. Dieser Ausdruck erreicht einen Höchstwert für ein Massenverhältnis $\frac{m}{m_0} = 5$, das einer Endgeschwindigkeit von 1,6 c entspricht. Im Maximum wird hiernach $\eta_2 = 0{,}65 = 65\,\%$. So interessant diese Berechnung auch in mancher Hinsicht ist, so gibt sie doch ein etwas schiefes Bild von den tatsächlichen Verhältnissen.

Wesentlich richtiger wird die Darstellung, wenn man die kinetische Energie der Rakete nicht zur kinetischen Energie der ausströmenden Gase, sondern zum Energiegehalt der Treibstoffe in Beziehung setzt. Wir haben dann

$$\eta_3 = \frac{\text{kinetische Energie der Rakete}}{\text{Energie des Treibstoffes}}$$

$$= \frac{\frac{1}{2} m_0 v^2}{427 W (m - m_0) g}$$

$$= \frac{1}{8380} \cdot \frac{m_0}{m - m_0} \cdot \frac{c^2}{W} \left(\ln \frac{m}{m_0}\right)^2$$

$$= \frac{1}{8380} \cdot \frac{\left(\ln \frac{m}{m_0}\right)^2}{\frac{m}{m_0} - 1} \cdot \frac{c^2}{W} = \frac{1}{8380} \cdot \frac{c^2}{W} \eta_2$$

wo W wieder die Zahl der in 1 kg Treibstoff (nicht Brennstoff) enthaltenen Kalorien bedeutet. Der Ausdruck ist dem Wert η_2 verwandt, das Maximum bei dem Massenverhältnis $\frac{m}{m_0} = 5$ geht ebenfalls in ihn ein, er liefert jedoch niedrigere Werte. Zum Beispiel

$$\text{für } c = 1000 \quad W = 800 \quad \frac{m}{m_0} = 5 = \eta_3 = 9{,}7\,\%$$

$$\text{„} \quad c = 1420 \quad W = 800 \quad \frac{m}{m_0} = 5 = \eta_3 = 19{,}5\,\%$$

$$\text{„} \quad c = 3500 \quad W = 10\,000 \quad \frac{m}{m_0} = 5 = \eta_3 = 9{,}5\,\%$$

Diese Methode für die Berechnung des Wirkungsgrades gestattet einen Vergleich mit dem Wirkungsgrad unserer sonstigen Kraftmaschinen. Ein Wirkungsgrad von 10 bis 20 % ist immerhin schon als normal zu bezeichnen. Man darf allerdings nicht vergessen, daß auch dieser Berechnung noch manche Unebenheiten anhaften. Ist z. B. bei einem Überschuß von Wasserstoff dieser als Brennstoff oder lediglich als Kühlstoff anzusehen? Bei der Verwendung von Helium zur Erhöhung der Gaskonstante würde man den Zusatz nicht als Brennstoff werten können.

Wieder anders wird das Bild, wenn man fragt, wieviel von der in den Treibstoffen vorhandenen Energie in jedem Augenblick als Antrieb für die Rakete in Betracht kommt. Demgemäß soll definiert werden

$$\eta_4 = \frac{\text{die vom Treibstoff geleistete Arbeit}}{\text{Energiegehalt des Treibstoffes}}$$

die Arbeit ist gleich Kraft mal Weg $A = Ps$. Nun ist bei konstantem Rückstoß $P = \frac{cT}{gt}$ wo t die Dauer des Antriebs in Sekunden, T die ausgestoßene Treibstoffmenge bezeichnet. Damit haben wir

$$A = \frac{c\,T\,s}{g\,t} \text{ und da } \frac{s}{t} = v \text{ ist, } A = \frac{c\,T\,v}{g}.$$

Es wird also $$\eta_4 = \frac{\frac{c\,T\,v}{g}}{427 \cdot W\,T} = \frac{c\,v}{427\,W\,g} = \frac{1}{4180} \cdot \frac{c\,v}{W}$$

wo W den Energiegehalt pro Kilogramm Treibstoff,
c die Ausströmgeschwindigkeit,
v die Fahrtgeschwindigkeit bedeutet.

Man erkennt, daß hier der Wirkungsgrad mit der Fahrtgeschwindigkeit wächst. Für normale Geschwindigkeiten von 72 km/Stunde = 20 m/Sek. ergibt sich für $c = 1000$, $W = 800$, $\eta_4 = 0{,}6\,\%$. Im Vergleich zum Wirkungsgrad des gewöhnlichen Motors mit 17 % ist dies natürlich sehr wenig (etwa 30 mal weniger). Man kann jedoch umgekehrt berechnen, bei welcher Geschwindigkeit der Wirkungsgrad der Rakete dem gewöhnlichen Motor gleichkommt. Es ergibt sich

$$v = \frac{4180\,W}{c} \cdot \eta = 4180 \frac{W}{c} \cdot \frac{17}{100}$$

für $c = 1000$ $W = 800$ bei $v = 557$ m/Sek.
„ $c = 3500$ $W = 10000$ „ $v = 2000$ m/Sek.

Wenn wir es gewöhnt wären, uns mit einer mehr als 10 mal größeren Geschwindigkeit zu bewegen als Fritz von Opel auf der Avus, so würde der Raketenantrieb dem gewöhnlichen Motor unter Umständen vorzuziehen sein.

Alle Berechnungen des Wirkungsgrades haben bei der Rakete ihre Schwächen. Sie berücksichtigen nicht die großen Auslaufstrecken, die u. U. unendlich groß sein können, zum andern, daß der Sauerstoff in flüssiger Form nicht kostenlos zur Verfügung steht u. a. Was letzten Endes entscheidet, sind die Betriebskosten. Es muß also der Preis für flüssigen Sauerstoff mit angesetzt werden, dessen Normalpreis etwa 0,80 RM pro kg ist. Auch ist flüssiger Wasserstoff erheblich teurer als gasförmiger. Dagegen setzen die großen reibungsfreien Auslaufstrecken, die bei dem Raumschiff das 20fache der Antriebsstrecke, bei einer Reise zum Planeten Mars das 1000fache der Antriebsstrecke ausmachen, den Fahrpreis pro Kilometer beträchtlich herab. Auf eine Konkurrenzfähigkeit des Raketenantriebes für Kraftwagen ist nach dem bisherigen in keiner Weise zu rechnen, vielmehr kommt der Raketenantrieb ernstlich fast nur für das Raumschiff in Betracht, das uns in kurzer Zeit über große Strecken der Erdoberfläche trägt oder den Besuch benachbarter Himmelskörper ermöglicht. (Fortsetzung folgt.)

Fahrtrouten.

Von Ing. Guido von Pirquet, Wien

(Fortsetzung.)

Die ideelle und die effektive Mündungsgeschw. c_i und c.

Seinerzeit habe ich im Maiheft die Ableitung der Mündungsgeschw. der Verbrennungs- oder Expansionsgase, welche diese beim Verlassen der Düsenmündung aufweisen, etwas gar zu knapp und schnell abgetan, wobei ich allerdings eine Anzahl von Formeln angegeben, dieselben aber fast gar nicht erläutert habe.

Es soll nun dieser wichtige Abschnitt noch etwas genauer besprochen werden.

Bezeichnungen.

c oder c_e	effektive Mündungsgeschw. (m/Sek.)
c_i	ideelle Mündungsgeschw.
c_{it}	totale ideelle Mündungsgeschw.
c_h	hypothetische Mündungsgeschw.
T	absolute Temperatur
μ	Molekulargewicht
α, ω	(Alpha und Omega) Indices für den Anfangs- und Endzustand (also T_α Anfangs-, T_ω Mündungstemperatur etc.)
p	Druck in atm (kg/cm²)
v	spezifisches Volumen (l/g)
k	Koeffizient $k = \frac{c_p}{c_v}$
k_m	Mittelwert
c_p	spezifische Wärme bei konst. Druck
c_v	spezif. Wärme bei konst. Volumen
En_c	= Energie (Cal/kg)
g_0	= terr. Beschleunigung = 9 · 80 m/Sek.² (Mittelwert auf der ganzen Erdoberfläche)
B	$= 1 - T/T_\alpha$ Gradient der Expansion

Aus der Arbeitsfläche für expandierende Gase (Adiabate) erhält man die in Bewegungsenergie umgesetzte Expansionsarbeit nach der Zeunerschen Formel:

$$w^2 = c_i{}^2 = 2 g_0\, p_0\, v_0 \frac{k}{k-1}\left[1 - (p/p_0)^{\frac{k-1}{k}}\right], \qquad (1')$$

ich schreibe diese Formel in der für die Zwecke der Kosmonautik besseren Form:

$$c_i{}^2 = 129^2 \frac{T_\alpha}{\mu} \frac{km}{km-1} (1 - T/T_\alpha) \text{ m/Sek. (Anm. 1).} \qquad (1)$$

Den Wert

$$\left[1 - (p/p_0)^{\frac{k-1}{k}}\right] = 1 - T/T_\alpha = B \qquad (2)$$

nenne ich den Gradienten B für die Erfüllung der Expansion.

Wenn wir diesen Wert $B = 1$ setzen (was praktisch nicht erreichbar ist), so erhalten wir die

totale ideelle Mündungsgeschw. c_{it}. (3)

(Wir werden gleich sehen, daß wir diesen Wert nur vorübergehend, zur Ableitung einer Formel benötigen.)

Nun sehen wir uns den ersten Ausdruck nochmals genauer an, und wir erhalten durch eine kleine Umformung:

$$c_i{}^2 = 129^2 \frac{T_\alpha}{\mu} \frac{k}{k-1} (1 - T/T_\alpha) \qquad (1)$$

Anm. 1 aus $p_0 v_0 = R \cdot T = \frac{848}{\mu} T$, $129^2 = 2 g_0 \cdot 848$ und $(p/p_0)^{\frac{k-1}{k}} = T\,T_\alpha$.

$$= 129^2 \frac{1}{\mu} \frac{k}{k-1} (T_\alpha - T_\omega) \tag{4}$$

$$= c_{it_\alpha}{}^2 - c_{it_\omega}{}^2. \tag{5}$$

Das Quadrat der ideellen Geschw. ist also nichts anderes als die Differenz der Quadrate der totalen ideellen Mündungsgeschw. für die Anfangs- und für die Mündungstemperatur.

Es ist aber ferner klar, daß c_{it_α} nichts anderes ist als die hypothetische Geschwindigkeit c_h, welche uns die gesamte Wärmeenergie des Verbrennungsgemisches bei verlustloser und totaler Expansion ergeben sollte.

Wir können nun einfach folgendes setzen:

$$c_h^2 = 2 g_0 \cdot 427 \; E_{nc} = c_{it_\alpha}{}^2 \tag{6}$$

und erhalten somit durch weitere Umformung:

$$c_i^2 = c_h^2 - c_{it_\omega}{}^2$$

$$= 129^2 \left(\frac{1}{2} E_{nc} - \frac{T_\omega}{\mu} \frac{k}{k-1}\right) \text{ (Anm. 1).} \tag{7}$$

Dieser Ausdruck ist aber sehr bequem und sehr exakt, und daher s e h r w e r t v o l l.

Exakt ist er deshalb, weil er außer lauter t h e o r e t i s c h gegebenen Werten (E_{nc}, k_m, μ) nur den Wert T_ω enthält, und diese Mündungstemperatur aber leicht praktisch gemessen oder graphisch ermittelt werden kann. (Anm. 2.)

Ein paar praktische Beispiele sollen uns dessen Verwendbarkeit vorführen.

I. Das Ideal der Kosmonauten wäre, wenn der atomale Wasserstoff praktisch verwendbar wäre.

Angenommen, ich versetze gewöhnlichen molekularen Wasserstoff mit soviel atomalem Wasserstoff, daß ein molekularer Wasserstoff mit 2500° Anfangstemperatur = 2773° absolut resultiert, und daß ich mit einer Expansion vor $p_\alpha/p_\omega = 100$ rechnen kann.

Ich erhalte dann folgendes:

Laut Formel 7: $c_i^2 = 129^2 \left(\frac{1 \cdot 0073}{2} E_{nc} - \frac{T_\omega}{\mu} \frac{k_m}{k_m - 1}\right)$, worin

E_{nc} = 9500 Cal. (für H_2 bei 2773°)
T_ω = 740° abs (für H_2 T_α = 2773° und p/p_ω = 100)
k_m = Mittelwert, abwärts von 790° = 1,39.

Es folgt nunmehr:

$$c_i^2 = 129^2 \left(\frac{1{,}0073}{2} E_{nc} - \frac{T_\omega}{2} \frac{k_m}{k_m - 1}\right) = 129^2 \left(4785 - \frac{740}{2} \frac{1{,}39}{0{,}39}\right)$$

$$= 129^2 \; (4785 - 1355) = 129^2 \cdot 3430;$$

$$c_i = 129 \sqrt{3930} = 129 \cdot 58{,}5 = 7{,}55 \text{ km/Sek.}$$

Nehmen wir ferner für eine gute Düse eine Verlustziffer von 20% Energieverlust an, so erhalten wir

$$c = \sqrt{0.8} \cdot 7{,}55 = 6{,}74 \text{ km/Sek.} \quad \text{(Anm. 3.)}$$

Anm. 1. Ganz genau ist nicht $\frac{1}{2} E_{nc}$, sondern $\frac{1 \cdot 0073}{2} E_{nc}$ zu setzen.

Anm. 2. Überdies macht der zweite Ausdruck, der T_ω enthält, meist nur zirka ein Drittel des ersten Ausdruckes mit E_{nc} aus, und außerdem wird, um C_i zu erhalten, aus dem ganzen noch die Wurzel ausgezogen.

Anm. 3. Aber nie Werte in der Größenordnung von 30 km/Sek., wie sie Lademann, Berlin, angibt.

II. Für Knallgas, das mit Wasserstoff übersättigt ist, erhalten wir näherungsweise folgende Werte:

$2H_2O+$	Cal./kg	Calorien bis 2770°	Calorien für Isotherme	μ	$T\omega$	$\frac{1}{2}Enc$	$\frac{T\omega}{\mu}$	km	$\frac{T\omega}{\mu}\,\frac{k}{k-1}$	ci
$+3H_2$	3280	2740	540	8,42	1280°	1652	152	1,333	608	4,17
$+4H_2$	3100	3055	45	7,35	1040°	1561	142	1,345	552	4,10
$+5H_2$	2970			6,59	880°	1496 +7,3‰	133,5	1,355	510	4,05

Hier wurde wieder für die Expansion $p/p\alpha = 100$ angenommen; ferner als Maximaltemperatur 2773° abs. dabei muß bei den geringeren Verdünnungsgraden (Vd. mit Wasserstoff) angenommen werden, daß der Rest der Verbrennung schon bei Expansion erfolgt, wobei also noch in Zeile 1 590, in Zeile 2 45 Calorien zur Auffüllung der Expansionskurve auf eine Isotherme in Verwendung treten. Dadurch wird hier eben auch die Mündungstemperatur bedeutend höher liegen.

Die Werte von c_i liegen knapp über 4 km/Sek. Nachdem sich aber für sehr große und richtig profilierte Düsen die Verlustziffer auf zirka 10% reduzieren, und übrigens die nutzbare Expansion von 100:1 überschritten werden dürfte, kann man bis zur Realisierung der Kosmonautik schon annehmen, daß der von mir angenommene Wert von $c = 4$ km/Sek. erreicht sein dürfte. (Fortsetzung folgt.)

Kurze elementare Einführung in die kinetische Gastheorie.

Von Oberbaurat K. Baetz, Würzburg.

1. Um die verschiedenartigen Erscheinungen der Physik gedanklich zu verbinden, war man genötigt, sich möglichst zutreffende Vorstellungen vom Bau der Materie zu schaffen. Das Molekül ist also zunächst nur ein Phantasiegebild und es fragt sich, ob wirkliche Beweise für sein Dasein erbracht werden können. Jedenfalls müssen alle mit dem Molekül und seinem Verhalten verbundenen Überlegungen ohne Widerspruch bleiben, ehe wir das geschaffene Bild als richtig anerkennen dürfen. Die Aufgabe der kinetischen Gastheorie ist also, durch rein spekulatives Denken nicht nur die Existenzmöglichkeit des Gasmolekels zu erweisen, sondern auch die beobachtbaren Erscheinungen mit den den einzelnen Gasmolekeln zugedachten Eigenschaften restlos zu erklären. Wenn wir also z. B. aus der kinetischen Gastheorie einen Schluß auf die Größe der Molekel ziehen können, so muß sich jedenfalls ergeben, daß ein Molekül außerordentlich viel kleiner ist als das kleinste unter dem Mikroskop sichtbare Teilchen der Materie oder kleiner als das kleinste sichtbare Lebewesen, weil solche wenigstens aus Tausenden von Molekeln aufgebaut sein müssen.

2. Eine überaus einfache Betrachtung liefert uns eine bestimmte Vorstellung von der mittleren Geschwindigkeit der Gasmoleküle und damit eine mechanische Deutung des Temperaturbegriffes. Man denke sich in einem Würfel von der Seitenlänge s eine große Zahl vollkommen elastischer Bälle (die Gasmoleküle) in lebhafter Bewegung nach allen Richtungen hin. Man kann dann den Druck auf die Gefäßwand (den Gasdruck) auffassen als die Summe aller Stoßkräfte der

Bälle, welche dieselben in jedem Augenblick auf die Wand ausüben. Dabei muß natürlich die Zahl der gedachten Bälle so groß sein, daß ein zeitlicher Unterschied in der Zahl der stoßenden Bälle nicht eintreten kann, weil ja sonst mit der Zeit fortwährende Druckunterschiede auftreten müßten. Die durchschnittliche Geschwindigkeit, mit welcher die Moleküle die Wand treffen, sei c, und mit dieser mittleren Geschwindigkeit sollen sich die Moleküle nach jeder Richtung des Würfels hin fortbewegen. Es braucht dann ein Molekel durchschnittlich die Zeit $t = \frac{2s}{c}$, um von einer Wand zur anderen und wieder zurück zu gelangen. Von einer Wand zur gegenüberliegenden bewegen sich im Mittel $\frac{Z}{3}$ Moleküle, wenn Z die Zahl derselben im Würfelinhalt bedeutet. Die Zahl der in einer Sekunde auf eine Wand treffenden Bälle ist also

$$\frac{\frac{Z}{3}}{t} = \frac{Z \cdot c}{2 \cdot s \cdot 3}.$$

Nach der Lehre vom Stoß ist nun die erzeugte Stoßkraft gleich der zeitlichen Änderung der Bewegungsgröße. Da die Bälle vollkommen elastisch sein sollen, so ist die totale Änderung der Geschwindigkeit 2c; denn der Ball fliegt mit der gleichen Geschwindigkeit von der Wand zurück, mit welcher er vorher aufgetroffen war. Ist die Masse eines Balles m, so wird die Änderung der Bewegungsgröße also $2 \cdot c \cdot m$ und somit die Stoßkraft auf eine Wand für

$$\frac{Z \cdot c}{2 \cdot s \cdot 3} \text{ Bälle pro Zeiteinheit demnach } P = 2\,m\,c \cdot \frac{Z \cdot c}{2 \cdot s \cdot 3}.$$

Die Fläche der Wand ist s^2, also der Druck auf 1 qcm der Wand p =

$$p = \frac{P}{s^2} = \frac{m \cdot c \cdot Z \cdot c}{3\,s^3} = \frac{m \cdot c^2 \cdot Z}{3\,s^3}.$$

Ist G das Gewicht der Gasmasse, $V = s^3$ ihr Volumen, so ist $m \cdot Z = \frac{G}{g}$ und

$$p = \frac{1}{3}\frac{G}{g} \cdot \frac{c^2}{V}. \quad \text{Da ferner } \frac{V}{G} = v, \text{ so wird schließlich } p = \frac{1}{3}\frac{c^2}{g} \cdot \frac{1}{v} \text{ oder}$$

$$p \cdot v = \frac{c^2}{3g} \qquad (1)$$

wofür man auch nach der Zustandsgleichung der Gase $p \cdot v = R \cdot T$ schreiben kann:

$$\frac{c^2}{3g} = R \cdot T \qquad (2)$$

Setzt man also für eine bestimmte Temperatur und für ein bestimmtes Gas die entsprechenden Werte für R und T in die vorstehende Formel ein, so kann man aus $c = \sqrt{3\,g\;R \cdot T}$ die mittlere Geschwindigkeit der Gasmoleküle berechnen. Man findet z. B. für $t = 0^0$ C, also für $T = 273^0$ und mit $R = 29{,}27$, für Luft $c = \sqrt{3 \cdot 9{,}81 \cdot 29{,}27 \cdot 273} = 485$ m/Sek. und ebenso für die nachfolgend angegebenen Gase die angegebenen Werte:

O	N	Luft	H
461	492	485	1839.

Die Formel (1) zeigt andererseits, daß sich die Vorstellung des Gasmolekels als elastischer Ball wirklich mit der wichtigsten Wärmeerscheinung an Gasen deckt, weil die abgeleitete Formel in die Zustandsgleichung der Gase übergeht, wenn man die absolute Temperatur aus der Umschreibung von Gl · 2 $T = \frac{c^2}{3\,g\,R}$ deutet. Man erkennt daraus rückwärts, daß die Temperatur ein Maß für die Energie der Bewegung der Gasmolekel sein muß, weil der Wert $\frac{c^2}{3\,g\,R}$ der Energie $\frac{c^2}{2\,g}$ proportional ist.

3. Stoßen zwei Moleküle vom Durchmesser δ zusammen, so ist ihr Zentralabstand in diesem Augenblick selbst δ. Denkt man sich ein Molekül bewegt, alle übrigen in seiner Nachbarschaft aber ruhend, so ist der Raum, innerhalb dessen das bewegte Molekül andere Moleküle anstoßen kann, bestimmt durch den Zentralabstand δ nach allen Seiten von dem bewegten Molekül aus. Man nennt daher die um das bewegte Molekül gedachte Kugel vom Radius δ seine Wirkungssphäre. Bewegt sich das Molekül aber stetig nach einer Richtung mit der Geschwindigkeit c, so kommt nur die zylindrische Bahn der Wirkungssphäre in Betracht $= \delta^2 \cdot \pi \cdot c$. Die Zahl der gestoßenen Molekel im Raum der ruhend gedachten Gasmolekel wäre also pro Sekunde $z' = \delta^2 \pi \cdot c \cdot n$, wenn n die Zahl der Molekel pro Volumeinheit bedeutet. Tatsächlich aber bewegen sich auch alle übrigen Moleküle mit beliebigen Geschwindigkeiten. Die Folge muß sein, daß die Moleküle viel häufiger zusammenstoßen, und zwar entsprechend der auftretenden mittleren Relativgeschwindigkeit. Denkt man sich nun einen Ball m_1 mit der Geschwindigkeit c bewegt, und einen zweiten m_2 mit derselben Geschwindigkeit, der Größe nach aber so, daß deren Richtungspfeile nach einander alle möglichen Richtungen in der Ebene annehmen können, so kann man alle Relativgeschwindigkeiten beider Bälle als Sehnen im Kreis um m_2 konstruieren, indem man den Anfang des Geschwindigkeitspfeiles von m_1 aus mit dem von m_2 zur Deckung bringt. Man erkennt leicht, daß von allen großen und kleinen Werten der Relativgeschwindigkeit c_r, die aus dem rechtwinkligen Dreieck ABM sich ergebende von der Größe

$$c_r = \sqrt{2}c$$

einen Mittelwert darstellen muß. Auf diesen Wert ist Maxwell durch ähnliche Betrachtungen gekommen. Einen zuverlässigeren Wert fand Clausius, indem er eine ähnliche Betrachtung nicht in der Ebene, sondern im Raum an einer gedachten Kugel anstellte. Es ergibt sich dann die mittlere Relativgeschwindigkeit $c_r = 4/3\,c$, und mit diesem Wert soll die weitere Rechnung erfolgen. Die Stoßzahl eines Moleküls ist also pro Zeiteinheit

$$z = \frac{4}{3} \cdot c \cdot \delta^2 \pi \cdot n \; \ldots\ldots \tag{3}$$

Zwischen den sich bewegenden Molekülen sind nun unbedingt freie leere Räume vorhanden, die natürlich fortwährenden Veränderungen unterliegen, weil sich der Abstand der Moleküle entsprechend der Zahl der Zusammenstöße derselben fortwährend ändert. Trotzdem muß aber, wenn sich nach außen keine Wirkung bemerkbar machen soll, eine ziemlich gleichmäßige Verteilung der Moleküle vorhanden sein oder jedes Molekül muß durchschnittlich immer denselben Weg im freien Raum zurücklegen, bis es wieder mit einem anderen zusammenstößt. Dabei kann die Bahn dieses Moleküls eine ganz beliebige, gezackte Linie sein. Die freien Weglängen l_1, l_2, l_3, l_4 und so fort haben also einen angebbaren Mittelwert l, der sich ergeben muß, wenn man die mittlere Molekulargeschwindigkeit c durch die Stoßzahl pro Sekunde dividiert:

$$l = \frac{c}{z}, \text{ woraus mit Gleichung 3 folgt: } l = \frac{3}{4 \cdot \delta^2 \pi \cdot n} \text{ oder } n \cdot l = \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{1}{\delta^2} \; \ldots \tag{4}$$

das heißt das Produkt aus der mittleren Stoßzahl und der freien Weglänge ist eine konstante Größe, weil δ für die Moleküle einer bestimmten Gasart eine Konstante ist. Schreibt man diese Gleichung in der Form

$$\frac{4}{3} \delta^2 \cdot \pi = \frac{1}{n \cdot l},$$

so kommt man leicht auf den Gedanken, die Formel zum Kugelvolumen zu ergänzen, indem man mit δ multipliziert. Dann ist

$$\frac{4}{3} \delta^3 \cdot \pi = \frac{\delta}{n \cdot l}$$

die Wirkungssphäre des Moleküls. Dabei ist aber δ der Durchmesser des Moleküls, und somit folgt das Volumen von n Molekülen, wenn der Raum zwischen denselben vollkommen ausgefüllt wäre

$$V = \frac{4}{3}\left(\frac{\delta^3}{2}\right) \cdot \pi \cdot n = \frac{1}{8} \cdot \frac{4}{3}\,\delta^3 \cdot \pi \cdot n \text{ oder die Wirkungssphäre } \frac{4}{3}\,\delta^3 \pi = \frac{8 \cdot V}{n},$$

wodurch die vorstehende Beziehung übergeht in

$$\frac{8 \cdot V}{n} = \frac{\delta_l}{n \cdot l} \text{ oder } \delta = 8 \cdot V \cdot l \;\ldots\ldots \qquad (5)$$

Hierbei ist zu beachten, daß V eine Verhältniszahl bedeutet, weil n selbst die Zahl der Molekel pro Volumeinheit ist, V ist also der wirkliche Füllraum im Verhältnis zur ganzen Raumeinheit des Gases. Hätte man also die freie Weglänge und den Füllraum der Moleküle, so wäre der Durchmesser derselben aus dieser einfachen Formel berechenbar.

4. Die Wärme pflanzt sich erfahrungsgemäß fort durch Leitung und Strahlung. Hier interessiert uns nur die Wärmeleitung. Man denke sich eine Metallplatte auf deren beiden Seiten dauernd die Temperaturen T_1 und T_2 sein mögen, dann fließt durch die Platte in Richtung der abnehmenden Temperatur dauernd ein Wärmestrom, während sich in der Platte von T_1 nach T_2 abnehmende Temperaturen einstellen. Natürlich muß auf der Seite T_2, damit die Temperaturverteilung von der Zeit unabhängig bleibt, dauernd ebenso viel Wärme weggenommen werden, als bei T_1 zugeführt wird. Der Wärmestrom ist ein Maß, das die Zahl der Calorien, welche in der Zeiteinheit übergeführt werden, angibt. Der Wärmestrom ist augenscheinlich proportional der Größe der Platten und der Temperaturdifferenz in der Längeneinheit der Platten, also proportional dem Wert $\frac{dT}{dx}$ und schließlich noch abhängig von einer Materialgröße, der sogenannten Leitfähigkeit des Stoffes, welche mit k bezeichnet werden soll.

Es ist also der Wärmefluß $J \frac{\text{Cal}}{\text{Sek.}} = k \cdot \frac{dT}{dx} \cdot F$ oder $k = \frac{J}{\frac{dT}{dx}} \cdot \frac{1}{F}$ und K ist der

$$\text{Dimension nach } \frac{\text{Cal}}{\text{Sek. Grad}} \cdot \frac{\text{Cal}}{\text{cm}^2} = \frac{\text{Cal}}{\text{Grad cm/Sek.}} \;\ldots \qquad (6)$$

oder der Wärmeleitungskoeffizient ist eine Zahl, die angibt, wieviel Calorien in einer Richtung bei ein Grad Temperaturdifferenz auf die Entfernung von 1 cm in einer Sekunde in irgendeinem Material übergehen. Bei Gasen ist die Leitfähigkeit der Wärme nicht so einfach zu beobachten als bei festen Körpern, weil stets noch zwei besondere Nebenvorgänge mit ihr verknüpft sind. Erwärmt sich z. B. Gas an einer Metallplatte, so wird es spezifisch leichter als seine Umgebung und wird daher von den Nachbarschichten gehoben. Es erfolgt also jeder Wärmeausgleich in Gasen mit wirklicher Strömung, welche man, weil sie mit Fortführung von Wärme verbunden ist, Konvektionsströmung nennt. Dabei tritt nun zwischen den sich bewegenden Schichten Reibung auf, die ihrerseits zyklische Bewegungen in der Gasmasse verursacht, wodurch eine Mischung der verschieden warmen Gasmassen erfolgt. Man sieht daraus, daß es sehr schwer sein wird, die direkte Wärmeströmung in einer Gasmasse, also die reine Übertragung der Wärme von Molekül zu Molekül, zu messen. Es ist trotzdem gelungen, solche Wärmeleitungsgrößen in Gasen zu ermitteln, während man theoretisch zeigen kann, daß die Wärmeleitfähigkeit eines Gases mit der freien Weglänge der Moleküle in einer einfachen Beziehung stehen muß. Betrachtet man nämlich nach der Vorstellung von § 1 die Temperatur als Maßstab der kinetischen Energie des Moleküls, so heißt höhere Temperatur haben auch größere Geschwindigkeit besitzen. Stoßen also zwei Moleküle mit verschiedener Temperatur zusammen, so ist die Bewegungsgeschwindigkeit des wärmeren größer als die des kälteren. Elastische Bälle, welche sich beim Stoß in entgegengesetzter Richtung bewegen, tauschen aber durch den Stoß ihre Geschwindigkeiten aus, oder mit anderen Worten: die höhere Temperatur des einen überträgt sich auf das andere Molekül und die Geschwindigkeit, mit welcher die Lebhaftigkeit der Bewegung in einer Gasmasse von Molekül zu Molekül wandert, muß der freien Weglänge der Moleküle proportional sein. Die freie Weglänge ist also gewissermaßen die Reichweite des Moleküls, und die Wärmeleitung in Gasen besteht darin, daß die Moleküle ihre Energie wie von Hand zu Hand fortgeben. Denkt man sich in einer Trennungsebene der Gasmasse von allen Molekeln jene ausgewählt, welche augenblicklich senkrecht zur Trennungsebene mit den benachbarten Molekeln zum Stoß gelangen, und beide Schichten, sich aufeinander zubewegend, so ist, wenn sich beide Geschwindigkeiten entsprechend einer sehr kleinen Temperaturdifferenz, nur sehr wenig unterscheiden, die Zeit, welche sie bis zum Eintritt des Zusammenprallens brauchen $\frac{t}{2} = \frac{l}{2c}$, weil jede Schicht zum Stoße eilt. Hierin bedeutet l die mittlere freie Weglänge und c die durchschnittliche Molekelgeschwindigkeit in einer Richtung. Ist die Zahl der Teilchen pro Volumeinheit n, m ihre Masse, so ist γ das spezifische Gewicht des Gases $\gamma = n \cdot m \cdot g$. Der Wärmeinhalt von 1 Kilo Gas läßt sich jetzt in zweifacher Weise darstellen, einmal als lebendige Kraft, wobei, um Calorien zu erhalten, mit dem Wärmeäquivalent dividiert werden muß und dann als das Produkt aus der spezifischen Wärme und der Temperatur.

(Fortsetzung folgt.)

Beitritt zum Verein.

Wer das große Werk der Raumschiffahrt unterstützen will, trete dem Verein für Raumschiffahrt E. V. bei. Dem Vorstand gehören die bekanntesten Persönlichkeiten auf dem Gebiet der Raumschiffahrt (Professor Oberth-Mediasch, Max Valier-München, Dr.-Ing. Hohmann-Essen, Dr. Hoefft-Wien, Ing. Sander-Wesermünde u. a.) an. Die Mitglieder erhalten kostenlos die am 15. jeden Monats erscheinende Vereinszeitschrift „Die Rakete". Der Regelbeitrag ist z. Zt. 5 RM., der Mindestbeitrag 3 RM. jährlich. Höhere Beiträge und besondere Zuwendungen sind sehr erwünscht. Beitrittserklärungen können auf dem Abschnitt der Geldsendung erfolgen. (Postscheckkonto des Vereins: Breslau Nr. 1707 Verein für Raumschiffahrt E. V. Breslau.)

Mitglieder! Werbt für den Verein für Raumschiffahrt E. V. Wenn jedes Mitglied ein neues bringt, verdoppelt sich unsere Zahl

---

Quittungen.

Den Mindestbeitrag übersteigende Beiträge gingen ein von Dipl.-Ing. Heinrich-Glogau 5 RM.; Techn. Leutner-Komotau 6 RM.; Taubmann-Tannwald 4 RM.; Pittendörfer-Zweibrücken 5 RM.; Dohrmann-Bassum 5 RM.

Der Verein dankt allen, die das Werk der Raumschiffahrt fördern. Alle den Mindestbeitrag übersteigenden Beträge sollen für die praktische Arbeit am Raketenproblem verwendet werden.

Herausgeber: Johannes Winkler, Breslau 13, Hohenzollernstraße Nr. 63/65. Postscheckkonto: Breslau 26550. (Postscheckkonto des Vereins: Breslau 1707 Verein für Raumschiffahrt E. V. Breslau.) Druck: Otto Gutsmann, Breslau 1, Schuhbrücke 32. Bezugspreis: Vierteljährlich 90 Pfg. und Postgebühr. (Die Mitglieder des Vereins erhalten die Zeitschrift kostenlos.) Inserate: 1/1 Seite 90 RM., 1/2 Seite 50 RM., 1/4 Seite 30 RM. 1/8 Seite 15 RM.; bei Wiederholung Rabatt.