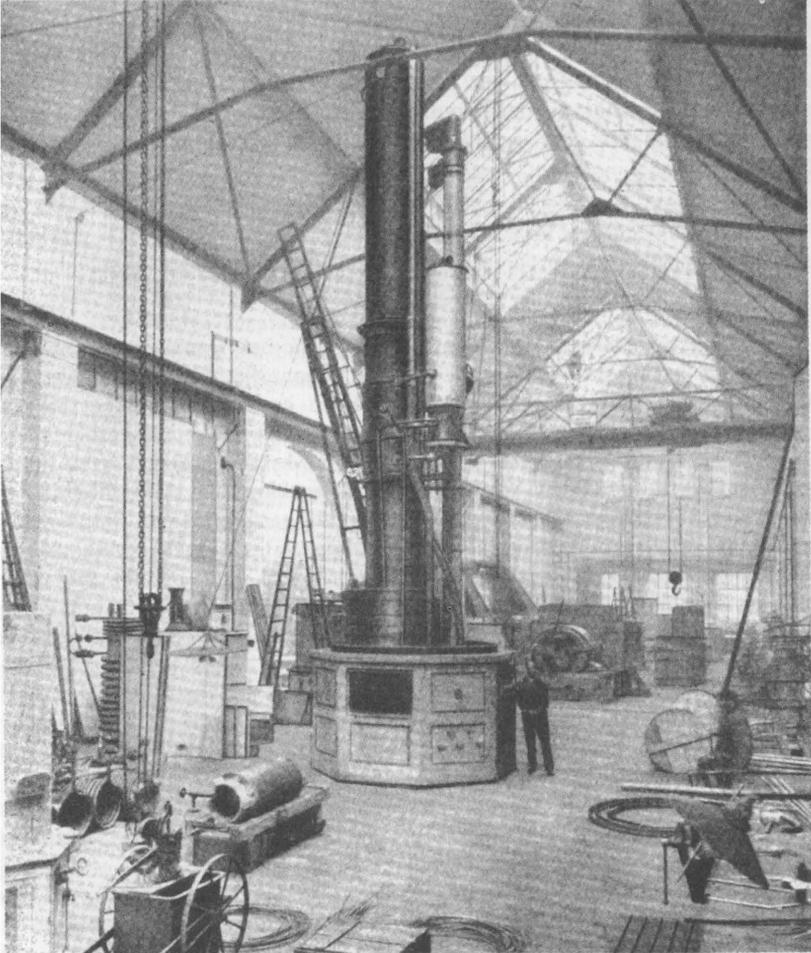


# Die Rakete

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



**Montagehalle der Gesellschaft für Linde's Eismaschinen A.-G.  
in Höllriegelskreuth, die Anlagen zur Herstellung von flüssigem  
Sauerstoff liefert.**

## **I N H A L T:**

**Weihnachtsbitte. / Einführung in das Raumfahrtproblem (Schluß).  
v. Pirquet, Fahrrouten (Fortsetz.). / Kurze elementare Einführung  
in die kinetische Gastheorie. / Quittungen.**

### **Weihnachtsbitte.**

Zum Weihnachtsfest wenden sich die Unternehmungen, welche auf freiwillige Opfer der interessierten Kreise aufgebaut sind, an ihre Freunde mit der Bitte um besondere Gaben. Auch die Arbeit am Raketenproblem ist in dem gegenwärtigen Stadium auf freiwillige Spenden angewiesen. So treten auch wir an unsere Mitglieder heran mit der Bitte, unsere Arbeit zum Weihnachtsfest mit einer besonderen Spende zu bedenken. Anfang des neuen Jahres sollen erstmalig Vereinsmittel für die praktische Arbeit am Raketenproblem eingesetzt werden.



### **Einführung in das Raumfahrtproblem.**

(Schluß.)

Es ist nun noch einiges über die äußere Form des Raumschiffes zu sagen. Sie ist bedingt durch die Verhältnisse an der Erdoberfläche, insbesondere durch das Vorhandensein einer Lufthülle. Die Frage, ob der Luftwiderstand für Weltraumfahrten einen wesentlichen Nachteil bildet, ist unbedingt zu verneinen; im Gegenteil, der geringe Nachteil beim Start wird durch den großen Vorteil bei der Landung vielfach aufgewogen. Ohne die Lufthülle wäre die Verwirklichung der Weltraumfahrt außerordentlich schwierig, wenn nicht gar praktisch in Frage gestellt. Bis zur ersten Weltraumfahrt werden ja noch einige Jahre vergehen, und bis dahin werden noch manche Gesichtspunkte für die Form des Raumschiffes auftauchen, es läßt sich aber immerhin bereits heute einiges mit Sicherheit sagen, und da eine Reihe von unzweckmäßigen Formen im Umlauf sind, ist es nötig, kurz auf diese Frage einzugehen.

Der Gedanke, daß für den Flug im leeren Raume Tragflächen nicht erforderlich sind, hat dazu verleitet, dem Raumschiff die reine Rumpfform oder Geschloßform zu erteilen, und für den Start ist dies ja auch einerlei, wenn nur der Luftwiderstand gering wird.

Auch Valier, der stets mit Vorliebe für den Raketenflug eingetreten ist, stellt den Übergang vom Raketenflugzeug zum Weltraumschiff durch Stutzen der Tragflächen dar, bis die reine Rumpfform übrig bleibt.

Demgegenüber hat der Verfasser mit Rücksicht auf die Landung von jeher den Standpunkt vertreten, daß auch das Weltraumschiff, oder wenigstens der auf die Erde zurückkehrende Teil, ein flugfähiges Flugzeug sein muß. (Vergl. z. B. „Die Rakete“ 1927, Ergänzungsheft S. 5) Die Tragflächen sind im leeren Raume keineswegs hinderlich. Für den Start können sie als Treibstoffbehälter ausgebildet werden. Der Luftwiderstand pro Volumeneinheit ist bei der Tragfläche kaum größer als bei der Rumpfform, aus statischen Gründen wird man jedoch eine zusammengeraffte gedrungene Form wählen. Man kann wohl sagen, daß diese Erkenntnis sich im Laufe des Jahres 1928 durchgesetzt hat. Auch die Form eines

flachgedrückten Rumpfes, wie Oberth sie vorgeschlagen hat (die z. B. dem Artikel von Hoefft im Märzheft zugrunde liegt) ist als ein Übergang von der reinen Rumpfform zu der Form eines flugfähigen Flugzeuges anzusehen.

Sofern auch bereits beim Start das Raumschiff die Form eines flugfähigen Flugzeuges haben soll, muß auf den hinten austretenden Feuerstrahl Rücksicht genommen werden. Das Leitwerk darf durch den Feuerstrahl der Raketen nicht gefährdet werden. Unter den bereits vorhandenen Flugzeugtypen erfüllt die Entenform und die schwanzlose Pfeilform von A. Lippisch diese Bedingung. Letztere wurde vom Verfasser erstmalig als Grundform für das Raumschiff ausgewählt, es hat seitdem in der Raumfahrtliteratur Eingang gefunden (z. B. bei Valier und Scherschewsky). Das erste Modell wurde nach dem Muster von A. Lippisch gebaut, ein weiteres Modell wich nach den gesammelten Erfahrungen und aus anderen Gründen davon ab. Da die Raketen tief im Innern des Rumpfes angebracht wurden, um die Kopflastigkeit zu erhalten, wurde die Innenverkleidung von Asbest durch die heißen Gase zerstört und das darunterliegende Messingblech gänzlich weggeschmolzen. Demgemäß wurde der Rumpf bis zu den Düsenöffnungen weggelassen. Für Rumpf und Tragflächen wurde ein neueres und dickeres Profil, das Joukowski-Profil 540 der Göttinger Versuchsanstalt gewählt. Die Bauart ist durchweg symmetrisch, die Tragflächen haben eine größere Tiefe, nur die Vorderkante ist pfeilförmig. Der Rumpf wurde noch beibehalten, weil sich sonst die Raketen nicht unterbringen ließen, bei der Flüssigkeitsrakete ist er entbehrlich. Man kommt damit zum Nurtragflächenflugzeug, das sich besonders für die größeren Typen empfiehlt. Der Luftwiderstand pro Volumeneinheit ist bei einem dicken Profil nicht wesentlich anders als bei einem dünnen Profil. Aus Festigkeitsgründen wird man besonders bei freitragenden Flächen dem dicken Profil den Vorzug geben. Über die Widerstandsbeiwerte bei Überschallgeschwindigkeit besitzen wir heute noch kein ausreichendes Material. Auf Vorschlag des Verfassers und durch Vermittlung von Professor Oberth werden nunmehr in der Göttinger Versuchsanstalt Messungen bei Überschallgeschwindigkeit bei großem Druckgefälle und konisch sich erweiternden Düsen, wie sie auch bei der Rakete zur Erzielung hoher Ausströmgeschwindigkeiten dienen, vorbereitet. Erwünscht ist eine Tragflächenform, die sowohl bei Unterschallgeschwindigkeit wie bei Überschallgeschwindigkeit leidlich brauchbar ist.

An dieser Stelle mag auch noch einiges über den Luftwiderstand gesagt werden. Er ist im allgemeinen proportional der Luftdichte, dem größten Querschnitt des Körpers senkrecht zur Bewegungsrichtung, und dem Quadrat der Geschwindigkeit, er hängt außerdem ab von der Form des Körpers, und dieser Koeffizient ist ebenfalls mit der Geschwindigkeit in geringen Grenzen veränderlich. Demgemäß ist der Luftwiderstand gegeben durch einen Ausdruck von der Form

$$W = c_w F \frac{\gamma}{2g} v^2,$$

wo  $c_w$  den Widerstandsbeiwert,  $F$  der größte Querschnitt senkrecht zur Bewegungsrichtung im Quadratmeter (gilt nicht für die Tragfläche),  $\gamma$  das Gewicht von  $1 \text{ m}^3$  Luft in kg,  $g = 9,81 \text{ m/Sek.}^2$  und  $v$  die Geschwindigkeit in Metern bedeutet. Bei der Tragfläche wird unter  $F$  die Größe der Tragfläche selbst, nicht ihr Querschnitt verstanden, die Werte  $c_w$  sind daher um das Verhältnis der Flächen kleiner. Für die im Flugwesen üblichen Geschwindigkeiten hat der Stromlinienkörper (z. B. der Luftschiffkörper) einen sehr günstigen Wert,  $c_w = 0,057$ . Auch die symmetrischen Tragflächenprofile ergeben auf die Stirnfläche umgerechnet ungefähr diesen Wert. Bei der Kugel ist  $c_w = 0,22$ ; eine kreisrunde Scheibe hat den relativ hohen Widerstandsbeiwert  $c_w = 1,10$ , das ist der Widerstand, wie ihn

erst ein Luftschiffkörper mit 20mal größerer Stirnfläche haben würde. Für uns ist an sich der Körper am günstigsten, der pro Kubikmeter Rauminhalt den geringsten Widerstand bietet, also der Luftschiffkörper und die Tragfläche mit symmetrischem Profil, in ihnen läßt sich 20—30mal mehr Treibstoff unterbringen als in der Kugel gleichen Widerstandes.

Da die Luft mit zunehmender Höhe dünner wird, sinkt wegen des Abnehmens von  $\gamma$  der Luftwiderstand. Bis zu 30 km Höhe besitzen wir direkte Erfahrungswerte über den Wert  $\gamma$ . Die Abnahme von  $\gamma$  folgt dabei annähernd dem Gesetz

$$\gamma = \gamma_0 \cdot e^{-\frac{h}{k}},$$

wo  $k$  eine Konstante, etwa = 7400 m,  $h$  die Höhe in Metern,  $\gamma_0$  das Gewicht von 1 m<sup>3</sup> Luft an der Erdoberfläche ist,  $\gamma_0 = 1,29$  kg.

Am leichtesten läßt sich der Luftwiderstand nun berechnen, wenn man die Kraft der Raketendüsen ohne Rücksicht auf den Luftwiderstand so wählt, daß die Beschleunigung relativ zur Erdoberfläche konstant bleibt. Es sei hier auf die graphische Darstellung in dem Aufsatz von Hoeffft im Märzheft verwiesen.

Wahrscheinlicher und auch vorteilhafter ist es, daß das Raumschiff mit konstantem Rückstoß aufsteigt. Um wenigstens eine ungefähre Vorstellung von der Größenordnung des verzögernden Einflusses des Luftwiderstandes zu erhalten, wollen wir den einfachen Fall des senkrechten Aufstieges betrachten und dabei annehmen, daß das Gewicht des Raumschiffes sich in dem in Frage kommenden Bereich nicht erheblich ändert. Es wird sich dann ungefähr folgendes ergeben. Im Anfang ist die Geschwindigkeit und damit der Luftwiderstand gering. Die Geschwindigkeit wird daher zunächst dem Gesetz  $v = bt$  folgen. Nach wenigen Sekunden wird jedoch die Geschwindigkeit erreicht sein, bei welcher der Luftwiderstand gleich der wirksamen Rückstoßkraft wird. Würde die Luft mit der Höhe nicht abnehmen, so bliebe die Geschwindigkeit nunmehr gleichförmig. Wegen der Abnahme der Luftdichte mit zunehmender Höhe wächst die Geschwindigkeit allmählich wieder an, und zwar so lange, bis die Beschleunigung fast ihren Anfangswert erreicht. Rechnet man nun von dieser Fahrzeit denjenigen Wert ab, den das Raumschiff im widerstandslosen Raume gebraucht hätte, um die Geschwindigkeit zu erreichen, so hat man den Zeitverlust und durch Multiplikation mit der Beschleunigung den Geschwindigkeitsverlust.

Um den Fall annähernd zahlenmäßig zu erfassen, berechnen wir zunächst die konstante Geschwindigkeit  $v_0$ , bei welcher der Luftwiderstand gleich der wirksamen Rückstoßbeschleunigung ist. Wir haben also

$$W = c_w F \frac{\gamma_0}{2g} v_0^2 = P - G,$$

daraus ergibt sich

$$v_0 = \sqrt{\frac{(P - G) 2g}{c_w F \gamma_0}}$$

für  $P = \alpha G$  haben wir

$$v_0 = \sqrt{\frac{(\alpha - 1) G 2g}{c_w F \gamma_0}}$$

und

$$v = \sqrt{\frac{(\alpha - 1) G 2g}{c_w F \gamma_0 e^{-\frac{h}{k}}}} = \sqrt{\frac{(\alpha - 1) G 2g}{c_w F \gamma_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{e^{-\frac{h}{k}}}}$$

$$v = v_0 e^{\frac{h}{2k}}.$$

Wir haben also die Geschwindigkeit als Funktion der Höhe, wir brauchen jedoch die Geschwindigkeit als Funktion der Zeit. Der Übergang läßt sich nicht mit Hilfe der Elementarmathematik geben. Die Leser, welche der höheren Mathematik unkundig sind, mögen diese Formeln übergehen. Das Ergebnis läßt sich dann wieder elementar fortführen. Für  $v$  können wir schreiben  $\frac{dh}{dt}$  und wir haben

$$\frac{dh}{dt} = v_0 e^{\frac{h}{2k}}$$

oder umgekehrt

$$dt = \frac{dh}{v_0 e^{\frac{h}{2k}}}$$

Durch Integration erhalten wir daraus

$$t = \frac{2k}{v_0} - \frac{2k}{v_0 e^{\frac{h}{2k}}} = \frac{2k}{v_0} - \frac{2k}{v}$$

$$\frac{2k}{v} = \frac{2k}{v_0} - t$$

$$v = \frac{2k}{\frac{2k}{v_0} - t} = \frac{1}{\frac{1}{v_0} - \frac{t}{2k}}$$

Indem wir noch den Differentialquotienten bilden, erhalten wir

$$\frac{dv}{dt} = \frac{1}{2k \left( \frac{1}{v_0} - \frac{t}{2k} \right)^2}$$

oder

$$t = \frac{2k}{v_0} - \sqrt{\frac{2k}{\frac{dv}{dt}}}$$

Von diesem Zeitpunkt an nimmt die Beschleunigung nicht mehr der abnehmenden Luftdichte entsprechend zu, sondern sie bekommt ihren normalen Wert wieder. Die Zeitdifferenz ergibt sich nun, wenn wir zu dem Werte

$$t = \frac{2k}{v_0} - \sqrt{\frac{2k}{\frac{dv}{dt}}}$$

die Zeit bis zur Erlangung der gleichförmigen Geschwindigkeit

$$t_0 = \frac{v_0}{\frac{dv}{dt}}$$

hinzuzusaddieren und davon die Zeit abziehen, welche das Raumschiff im widerstandslosen Raume gebraucht hätte, um die Geschwindigkeit  $v$  zu erreichen, also die Zeit

$$t_1 = \frac{v}{\frac{dv}{dt}}$$

Wir haben also angenähert

$$\Delta t = \frac{v_0}{\frac{dv}{dt}} + t - \frac{v}{\frac{dv}{dt}}$$

und der Geschwindigkeitsverlust

$$\Delta v = \Delta t \frac{dv}{dt} = v_0 + t \frac{dv}{dt} - v.$$

Indem wir hier die Ausdrücke für  $v$  und  $t$  einsetzen, erhalten wir den zur Berechnung von  $\Delta v$  bequemen Ausdruck

$$\Delta v = v_0 + \frac{2k \frac{dv}{dt}}{v_0} - 2 \sqrt{2k \frac{dv}{dt}}$$

für  $k = 7400$  und  $\frac{dv}{dt} = 30$  haben wir

$$\Delta v = v_0 + \frac{443000}{v_0} - 1330.$$

Für  $v_0 = 100, 200, 300, 400$  m/Sek. erhalten wir daraus

$\Delta v = 3070, 1020, 380, 180$  m/Sek. als Geschwindigkeitsverlust infolge des Luftwiderstandes. Also bereits von  $v_0 = 400$  m an wird der verzögernde Einfluß des Luftwiderstandes sehr klein, er nimmt mit wachsendem  $v_0$  weiter ab. Für größere und kleinere Werte von  $v_0$  liefert obige Näherungsformel von den wirklichen Verhältnissen stark abweichende Werte, kleinere Werte von  $v_0$  kommen aber für einen Vorstoß in den leeren Raum wegen der großen Verzögerung durch den Luftwiderstand kaum in Frage, für  $v_0 = 400$  m wird der Geschwindigkeitsverlust schon so gering, daß man ein noch größeres  $v_0$  nicht zu erstreben braucht. Der Wert  $v_0 = 100$  ist im Flugwesen bereits überschritten. Für einen Rückstoß gleich dem vierfachen des Gewichts und  $c_w = 0,1$  haben wir

$$v_0 = \sqrt{\frac{(4-1) \cdot 2 \cdot 989}{0,1 \cdot 1,29}} \cdot \sqrt{\frac{G}{F}} \sim 20 \sqrt{\frac{G}{F}},$$

man nennt  $\frac{G}{F}$  die Querschnittsbelastung, in den hier gewählten Einheiten in  $kg$  pro  $m^2$ . Für  $G = 100$   $kg$  und  $F$  gleich  $1$   $m^2$  ist  $v_0 = 20 \sqrt{1000} = 640$  m, man erkennt, daß bei größeren Raketen  $v_0$  genügend groß wird. Dagegen wird eine kleine Rakete von  $1$   $kg$  Gewicht und  $F = 0,01$   $m^2$  mit  $v_0 = 20 \sqrt{\frac{1}{0,01}} = 200$  m schon bedeutend stärker durch den Luftwiderstand aufgehalten.

Da die Verzögerung durch den Luftwiderstand in der Nähe der Erdoberfläche bis zu etwa  $15$  km Höhe am stärksten ist, erkennt man, daß der Übergang zum Raumschiff dadurch ungünstig beeinflusst wird. Bis zu  $1000$  m Höhe ist die Geschwindigkeit noch nicht groß, von etwa  $15$  km Höhe an wird die Luft schon sehr dünn. Von  $1$  bis  $15$  km Höhe kommt der Raketenantrieb sehr schlecht zur Geltung. Der Sprung ist für die Entwicklung nicht günstig, weil man sich entweder mit sehr geringen Leistungen begnügen oder gleich zu sehr großen Leistungen übergehen wird.

Für ganz große Leistungen, wie sie der Flug zur Außenstation darstellt, wird nach der Raketengleichung (s. S. 154) das Massenverhältnis bereits sehr groß und dürfte technisch kaum zu realisieren sein, da der Massenbruchteil der startenden Maschine, welcher die erforderliche Geschwindigkeit erreicht, zum Bau der Treibstoffbehälter usw. nicht ausreicht. Bei der Wasserstoffüberschußrakete wird das Gewichtsverhältnis noch immerhin  $1:20$  sein müssen. Man hilft sich hier durch die Übereinanderstellung mehrerer Raketen, das Massenverhältnis wird dadurch, aufs Ganze gesehen, zwar vergrößert, die einzelne Rakete jedoch kann dadurch in einem kleineren Massenverhältnis gebaut werden. Nehmen wir einmal an, die Nutzlast betrage  $1$  Tonne, das Leergewicht des Apparates ebenfalls  $1$  Tonne, der Treibstoff  $10$  Tonnen, so wird eine Geschwindigkeit von

$$v = c \ln \frac{1+1+8}{1+1} = 1,64 c$$

erreicht. Gibt man diese Rakete von  $10$  Tonnen Gesamtgewicht einer größeren

Hilfsrakete als Nutzlast mit und läßt sie erst arbeiten, wenn die Hilfsrakete ausgebrannt ist, so addieren sich die Geschwindigkeiten. Bei einer ähnlichen Gewichtsverteilung erreicht die Hilfsrakete ebenfalls die Geschwindigkeit

$$v_1 = c \ln \frac{10 + 10 + 80}{10 + 10} = 1,6 c,$$

die Gesamtgeschwindigkeit ist also

$$V = v + v_1 = 2 \cdot 1,6 c = 3,2 c.$$

Für eine Fahrt zur Außenstation reicht das aus und mehr ist zunächst nicht erforderlich. Die Fahrten von der Außenstation zu anderen Himmelskörpern sind bedeutend leichter. Es ist eine der wichtigsten Erkenntnisse, die uns das Jahr 1928 gebracht hat, daß es zur Realisierung der Weltraumfahrt genügt, die Fahrt zur Außenstation zu realisieren, so daß wir nicht mehr die parabolische Geschwindigkeit von 11,2 km, sondern nur die zirkuläre Geschwindigkeit von 7,9 km/Sek. der Beweisführung zugrunde zu legen brauchen. Der Gedanke ist zum erstenmal von Pirquet im Septemberheft dieser Zeitschrift in die Beweisführung für die Möglichkeit der Weltraumfahrt aufgenommen worden. Freilich wird man die Außenstation kaum zwei Erdhalbmesser über der Erdoberfläche errichten, wenn diese Höhe auch für die Fernfahrten ab Außenstation günstig ist, sondern man wird sie möglichst dicht über der Erdoberfläche kreisen lassen, um sie mit möglichst geringem Energieaufwand zu erreichen.

Damit sind wir am Schluß dieser Einführung. Das große Gebiet konnte nur flüchtig durchwandert werden, aber dies dürfte auch genügen, um zu erkennen, daß die Zeit für den großartigen Gedanken durchaus reif ist, im Jahre 1928 sind denn auch praktisch die ersten Schritte auf dem gefährvollen Wege unternommen worden, der uns in unermeßliche Fernen führt. Winkler.



## Fahrtrouten.

Von Ing. Guido von Pirquet, Wien.

(Fortsetzung.)

### Die Jupiterreise.

Wenn ich heute daran gehe, die Reise zum Planeten Jupiter vorzunehmen und genauer zu erklären, werden vermutlich viele mißmutig sagen: Was hat es denn für einen Sinn, jetzt die Fahrtrouten zu den Planeten und nun gar die zum Jupiter zu untersuchen — wenn man noch nicht einmal die Höhe von 100 km erreicht hat.

Ich muß dieser Anschauung damit widersprechen, daß ich derselben eine andere entgegenhalte: Es ist immerhin wichtig, die Erfordernisse festzustellen, die für diese Planetenreisen vorliegen, um einen richtigen Überblick über das ganze Problem zu erhalten.

Ich möchte hier aber auch noch einen Gesichtspunkt einschalten, den ich schon im Buch „Die Möglichkeit der Weltraumfahrt“, Seite 320 bis 323, etwas ausführlicher hervorgehoben habe; ich sagte dort: man kann im allgemeinen die technischen Werke in teilbare und unteilbare einteilen: Die unteilbaren (z. B. ein Tunnelbau) sind vollständig wertlos, wenn sie nicht vollständig vollendet werden. Hingegen aber haben die teilbaren technischen Werke (z. B. die Neuherstellung einer Straße) auch im unvollendeten Zustand ihren Gebrauchswert (z. B. wenn nur die Hälfte einer Straßenstrecke von 100 km Länge neu gebaut wurde, liegt darin schon eine Besserung der Verkehrsverhältnisse).

Und unter diesem Gesichtspunkt habe ich nun weiter hervorgehoben, daß die Realisierung der Weltraumfahrt ein teilbares technisches Werk ist und überhaupt keine nennenswerten Investitionen erfordert, ganz im Gegenteil zu dem, was man in Laienkreisen darüber denkt, die ihr „ungeheuerliche Kosten“ zuschreiben.

Denn dieses Problem zerfällt in einzelne Etappen der stufenweisen Realisierung. Sobald die Registrier-Rakete klaglos funktioniert (und hierzu dürfte ein Betrag von 10000 bis 20000 RM. ausreichen) — ist sie wie ein solcher, oben betrachteter „benützbarer Wegabschnitt“ — sie ist dann eine selbständige wirtschaftliche Einheit, die sich selbst bezahlt macht.

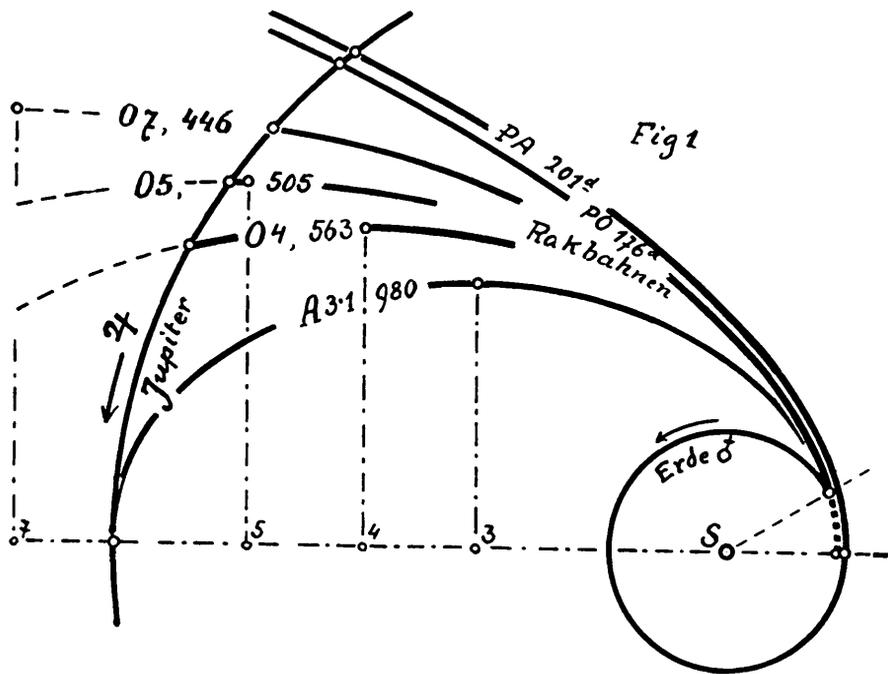
Ganz ebenso verhält es sich aber mit der Fernrakete.

Von der Fernrakete zur Außenstation ist aber, wie wir gesehen haben, nur ein Schritt.

Und weiter haben wir ja gefunden, daß die Gründung der Außenstation das schwerste am ganzen Problem ist, und daß wir mit deren Realisierung schon gleichsam „über dem Berg“ sind.

Die vierte Etappe, die Durchführung der Planetenreisen von der Außenstation aus, ist dann — wenigstens rein technisch-konstruktiv genommen — wie wir gesehen haben, relativ leicht, wenn sie nur fahrtoutentechnisch halbwegs optimal angeordnet sind.

Aus unserer Zeitentafel im Juniheft der Rakete, Seite 94, ersehen wir, daß unter Benützung meiner Optimalroute O (Anm. 1) für eine Jupiterreise eine Zeitdauer von etwa  $2\frac{1}{2}$ ,  $3\frac{1}{2}$  oder  $4\frac{1}{2}$  Jahren usw. eingeteilt werden muß.



Anm. 1). Siehe die Figur Seite 72, und den Text Seite 93.

Da keine übermäßig erschwerenden Gründe dagegen sprechen, werden wir eine Fahrtdauer von rund  $2\frac{1}{2}$  Jahren wählen, und davon

etwa 460 Tage für die Hinfahrt,
60 „ „ das Verweilen und
<u>460</u> „ „ die Rückfahrt anordnen.

Dies ergibt etwa 980 Tage für die ganze Jupiterreise, oder also rund 32 Monate (Anm. 1).

Es würde der knappen Form dieses Aufsatzes aber natürlich widersprechen, wollte ich für alle in der Tabelle und Zeichnung angegebenen Fahrtrouten die genauen Bahnelemente und Gewichtsquotienten ausführlich vorbringen und feststellen, umso mehr ich mich für Venus und Mars auch nur mit der Vorführung je einer Route begnügt habe.

Nun also zur Wahl unter den vorhandenen Routen für eine erste Ausfahrt zum Jupiter!

Die Parabelrouten mit ihren kurzen Reisezeiten von etwa  $1\frac{1}{2}$  Jahren scheinen manches für sich zu haben, jedoch ist der Aufwand an Gewicht kein geringer — und ein Aufenthalt von 7 Monaten in der Jupiternähe dürfte für eine erste Ausreise dorthin ebenfalls nicht glücklich gewählt sein — sind wir doch dort ganz ganz fern von der Sonne, und ihr Wärmefeld ist dort nur mehr ganz unmerklich.

Ich halte somit die „Ellipse O7“ für die günstigste Route für unsere Zwecke — mit 2 Jahren und 7 Monaten Reisezeit und etwa 2 Monaten Aufenthalt im Bannkreis des Jupiters.

Bevor ich aber die Einzelheiten dieser Route näher erläutere, muß ich noch zwei spezielle Kapitel genauer untersuchen, die von allgemeiner fahrtroutentechnischer Wichtigkeit sind.

I. Wie stelle ich es an, daß ich mit dem geringsten Aufwand an Düsenarbeit (resp. von ideeller Geschwindigkeit  $v_i$ ) in eine bestimmte Umkreisungsbahn gelange?

Nehmen wir nun an, der größte Teil des Weges wäre zurückgelegt, und wir befänden uns in der Entfernung von etlichen Millionen km vom Jupiter. Bei dieser „geringen“ Entfernung spielen die Bahnkrümmungen keine Rolle mehr, und ich kann die weiteren kinetischen Vorgänge als geradlinig betrachten.

Auf Tafel II sind die für uns wichtigen Vorgänge usw. in 8 Figuren dargestellt.

In Figur 1 sehen wir die Geschw. des Jupiter  $v_j$  und die der Rakete  $v_R$ ; In Figur 2 sehen wir die Ermittlung der vorliegenden Relativgeschw.  $v_r$ .  $v_r$  gibt auch die Richtung an, in welcher wir an den Jupiter herankommen; sehen wir ihn dabei zurückbleiben, so müssen wir  $v_R$  verkürzen, sehen wir ihn vorkommen, müssen wir  $v_R$  (in dieser Richtung selbst) vergrößern.

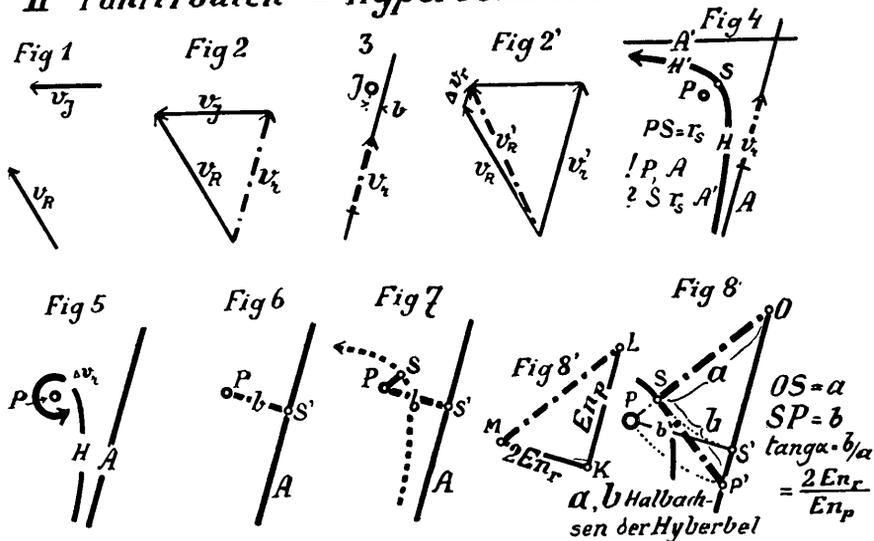
Figur 3: Diese grobe Korrektur vorausgesetzt, werden wir ihn dann aber entweder links oder rechts von der (konstanten Richtung am Sternenhimmel) eben von dieser Richtung  $v_r$  vor uns haben.

Die Richtung  $v_r$  liegt nun z. B. 3, 5 oder 10 Jupiterdurchmesser rechts (oder links vom Jupiter, und wir können dieselbe nun durch minimale Richtschüsse genau auf jenen Abstand von der Jupiteroberfläche (z. B. von 2 oder 3 Durchmessern) korrigieren, den wir wünschen. Dabei spielt die Änderung

---

Anm 1). Wir sehen, daß wir zu einer Jupiterreise auf der Optimalroute keine wesentlich längere Reisezeit benötigen, als für die Venus- und Marsreise.

## II Fahrtrouten - Hyperbelschleifen



der Raketengeschw.  $v_R$  durch das Schwerfeld des Jupiters für dieses Zielen keine Rolle, weil diese Änderung von  $v_R$ , die in der Zeichnung mit  $\Delta v_r$  angegeben ist, in der Richtung von  $v_r$  erfolgt, und sich daher an dieser Richtung  $v_r$  nichts ändert (siehe Figur 2').

Figur 4 Wenn wir in der Richtung  $v_r$  (welche Richtung wir von nun an mit A, Assymtote bezeichnen wollen) in einer freien Trägheitsbahn näher an den Planeten herankommen, so ist es klar, daß die Rakete nicht auf der Assymtote A verbleiben kann, sondern in die hyperbolische Bahn H hineingezogen oder abgelenkt wird, um sich dann jenseits des Scheitels S in der dem Kurvenstück H' beständig der Assymtote A' zu nähern, wobei dann das Schwerereich P mit derselben Restgeschw.  $v_r$  annähernd auf der Assymtote A' verlassen wird.

Uns aber handelt es sich um die Lage dieses Hyperbelscheitels S gegen den Planeten P, resp. um den Abstand des Scheitels von demselben, wir bezeichnen ihn mit  $r_s$ , Scheitelradius.

Wir müssen nämlich diesen Scheitelradius vorher genau auswählen, erstens um nicht mit einem der 4 resp. 9 Jupitertrabanten in Kollision zu geraten, zweitens um diesen Radius fahrroutentechnisch optimal zu wählen.

Figur 5. Sind wir nun richtig in die von uns gewünschte Scheitelstrecke gelangt (dieselbe ist in der Zeichnung ausgespart) müssen wir die Geschw. um  $\Delta v$  vermindern, um in die gewünschte Mondbahn zu kommen.

Selbstredend kann ich es auch unterlassen, in die Umfahrbahn einzulenken, und den Jupiter überhaupt nur in der Hyperbelschleife umfahren — nur muß ich dann den Scheitel so anordnen, daß in der Absolutbewegung gegen die Sonne die beiden Assymptoten symmetrisch liegen. Auf diese Variante will ich aber erst später genauer eingehen. Sie erfordert freilich einen geringeren Gewichts Aufwand als die Reise mit dem Verweilen in der Mondbahn, gestattet aber andererseits nur einen „kurzen Besuch“, dessen Eiligkeit in keiner rechten Proportion zum ganzen Aufwand der Reise steht — immerhin aber für einen ersten Besuch gewählt werden könnte.

Figur 6 und 7. Hier sehen wir nun jene Größen dargestellt, deren Zusammenhang uns interessiert.

Gegeben ist uns also folgendes:

Wir bewegen uns mit der Relativ- oder Restgeschw.  $v_r$  auf den Planeten P zu, und zwar in der Richtung der Assymtote A. Diese Richtung A hat vom Planeten P den Abstand  $b$ .

Die Masse dieses Planeten kennen wir, und daher auch die auf ihn bezügliche parabolische Geschw.  $v_p$  im Abstand  $b$ .

Wir kennen somit auch die Energien

$$\text{(pro kg Masse) } E_n = \frac{1}{2} v_r^2 = \text{Restenergie und}$$

$$\text{„ „ „ } E_{np} = \frac{1}{2} v_p^2 \text{ („parabolische Energie“}$$

am Punkte der größten Nähe  $S'$  auf der Assymtote).

Gesucht sind nun die Lage des Scheitels  $S$  und damit auch der Scheitelradius  $r_s$  sowie die Lage der zweiten Assymtote  $A'$ .

Nun erhalten wir folgende überraschend einfache Konstruktion:

Figur 8 und 8': Ich zeichne in einem beliebigen Punkt  $K$  einen rechten Winkel (siehe Figur 8<sup>1</sup>) dessen Schenkel parallel zu  $A$  und  $b$  (der Figur 7) liegen, ich nenne sie  $A_1$  und  $b_1$ . Nun trage ich auf  $b_1$  den doppelten Betrag der Restenergie  $2 E_n = v_r^2$  und auf  $A_1$  den Betrag der parabolischen Energie  $E_{np} = \frac{1}{2} v_p^2$  auf und erhalte somit die Linie  $LM$ .

Ich brauche nunmehr bloß in Figur 8 eine Parallele durch unseren Planeten  $P$  zur Richtung  $LM$  zu ziehen und habe bereits die Lage der großen Achse  $OP$  der Hyperbel; der Kreisbogen durch den Punkt  $S^1$  ergibt uns auch den Scheitel  $S$ .

### Rechnung.

Die Ableitung dieser Formeln und daher auch der Konstruktion ist, wenn man sie einmal gefunden hat, nicht sonderlich kompliziert. Hyperbel, gegeben:

Assymtote  $A$ ,  
kleine Achse  $b$ ,  
Energien  $E_n, E_{np}$

### Bezeichnungen.

$v_r$  Relativgeschw. der Rakete,  
 $v_h$  Scheitelgeschw.  
 $v_o$  Parabelgeschw. im Scheitel bezügl.  $P$   
 $v_h^2 = v_o^2 + v_r^2$   
 $v_p$  Parabelgeschw. bezüglich  $P$  im Abstand  $b$

$$v_p^2 = v_o^2 \frac{r_s}{b}$$

$b$  = Abstand der Assymt.  $A$  (Richtung  $v_r$ ) von  $P$

$$E_{np} = E_n \frac{r_s}{b} = \frac{1}{2} v_p^2; E_n = \frac{1}{2} v_h^2$$

$$E_n = \frac{1}{2} v_r^2, E_n = \frac{1}{2} v_o^2$$

$e_s = b^2/a =$  Krümmungsradius im Scheitel  $= \frac{E_n}{E_n}$ .

### Ableitung der großen Achse $a$ :

vorausgeschickt sei:

$$E_n = E_{np} \frac{b}{r_s}$$

$$E_n - E_n = E_n$$

$$\frac{E_n}{E_n} = 1 + \frac{E_n r_s}{E_{np} b}$$

nun ergibt sich:

$$e = a + r_s$$

$$e^2 = a^2 + b^2 = a^2 + 2a r_s + r_s^2$$

$$b^2 = 2a r_s \left( 1 + \frac{r_s}{2a} \right)$$

$$b^2/a = e_s = 2r_s \left( 1 + \frac{r_s}{2a} \right)$$

$$\frac{e_s}{2r_s} = 1 + \frac{r_s}{2a} = \frac{E_n}{E_n}$$

$$\frac{E_n}{E_n} = 1 + \frac{E_n r_s}{E_{np} b}$$

$$1 + \frac{r_s}{2a} = 1 + \frac{E_n r_s}{E_{np} b}$$

$$\frac{r_s}{2a} = \frac{E_n r_s}{E_{np} b}$$

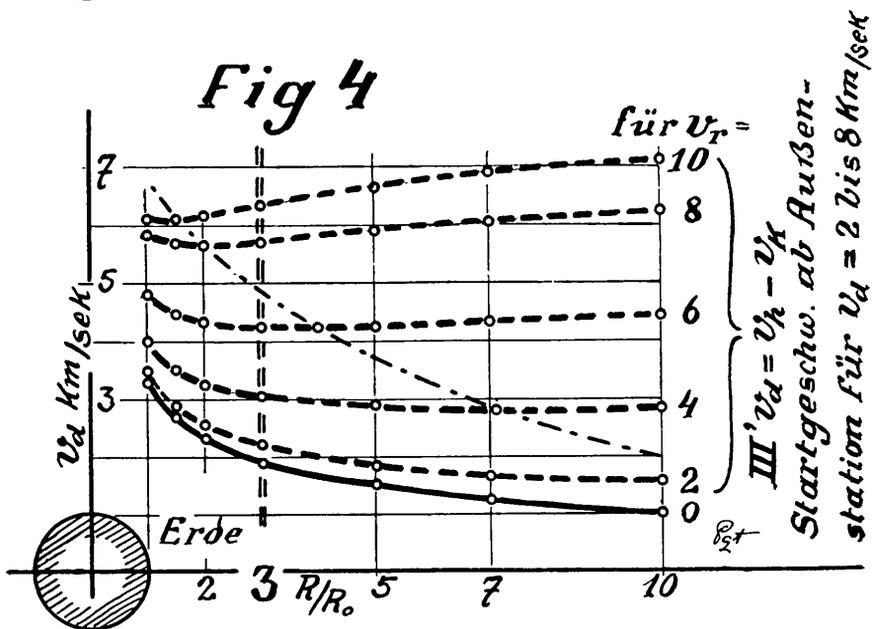
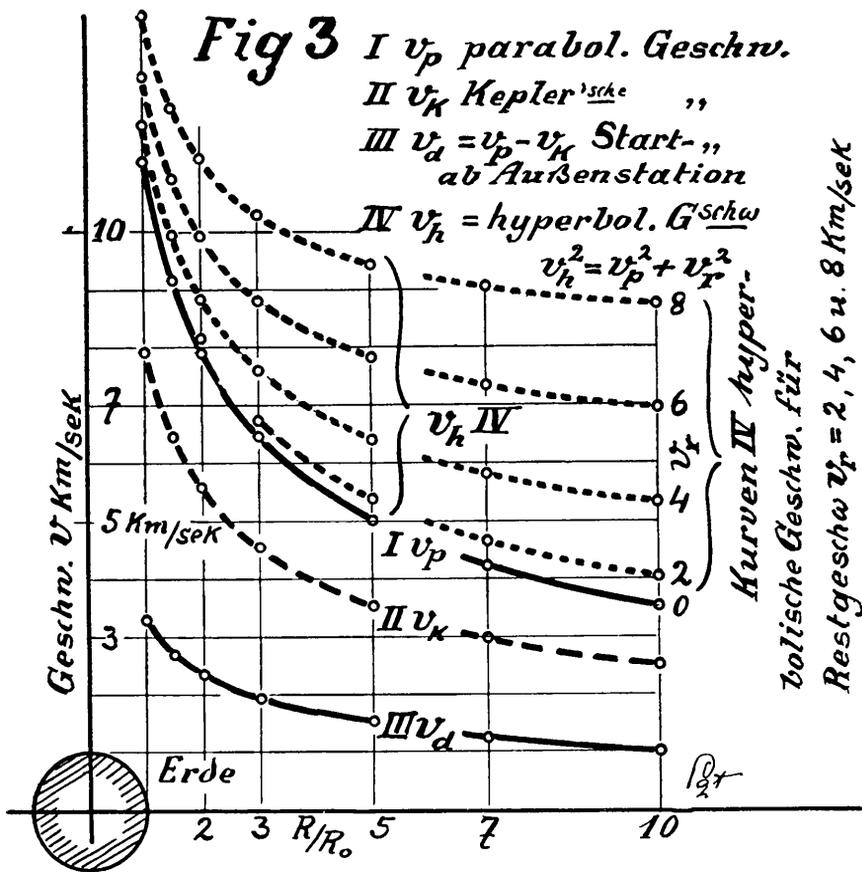
$2a E_n = b E_{np}$  und also:

$$\text{tg } \alpha = b/a = \frac{2 E_n}{E_{np}} = \frac{2 v_r^2}{v_p^2}$$

### Zweites allgemeines Detailproblem.

Wahl des günstigsten Scheitelabstandes  $r_s = x R_o$ , respektive gleichzeitige Untersuchung des günstigsten Abstandes für die Außenstation.

Dieses Problem läßt sich an der Hand der Figuren 3 und 4 leicht klarlegen.



Für unsere Jupiterumfahrung handelt es sich darum, für die Umkreisung jenen Scheitelradius aufzufinden, für welchen sich ein Minimum der notwendigen Geschwindigkeitsänderung in der Scheitelstrecke ergibt. (Anm. 1.)

Ganz dasselbe gilt für das Aufsuchen des Optimalabstandes der Außenstation. Letzteres Problem wurde auch der Zeichnung zugrunde gelegt. (Anm. 2.)

Figur 3 zeigt uns folgende Werte:

- I.  $v_p$  die parabolische Geschw. für den Abstand R, für Erde  
 $v_p = 11,2 \sqrt{Q}$  für  $Q = R_0/R$ , ferner
- II.  $v_k$  Keplersche oder Kreisgeschw.  $v_k = 7,9 \sqrt{Q}$ .

Um nun von der Außenstation aus das Schwerefeld der Erde in einer Parabelbahn zu verlassen, müssen wir die vorhandene Geschw.  $v_k$  um den Differenzbetrag  $v_d = v_p - v_k$  vermehren.

- III.  $v_d = v_p - v_k$ .

Wir sehen, daß die Kurve für zunehmende Werte von R beständig kleiner wird. Ferner sehen wir eine Schar von Kurven

- IV.  $v_h$  hyperbolische Geschw., wobei  $v_h^2 = v_p^2 + v_r^2$  und  $v_r =$  Restgeschwindigkeit (Anm. 1) oder also  $v_h^2 = v_0^2 Q + v_r^2$ .

Diese Werte von  $v_h$  sind für verschiedene Werte von  $v_r$  (siehe Figur 3 rechts oben  $R = 10 R_0$ , woselbst die Werte  $v_r = 2, 4, 6, 8$  km/Sek. für die einzelnen Kurven angegeben).

Um nun von der Außenstation aus das Schwerefeld der Erde mit einer Restgeschw.  $v_r$  zu verlassen, muß ich die vorhandene Geschw.  $v_k$  um den Wert  $v_d = v_h - v_k$  vermehren!

Dies sehen wir nun in Figur 4 dargestellt, und wir sehen nun, daß jede dieser Kurven  $v_d$  ein Minimum aufweist. Da aber die benötigten Werte von  $v_r$  für die Reisen zum Mond, Venus und Mars, die ja die häufigsten sein werden, Werte von etwa 3 bis 8 km/Sek. aufweisen, habe ich die Außenstation in einem Abstand von  $R = 3 R_0$  gewählt.

Näher heran können wir aber schwerlich gehen, weil wir ja sehen, daß hier die Werte von  $v_d$  für niedere Werte von  $v_r$  stark ansteigen, sowie aus Gründen, die ich Seite 137 im Punkt 4 erörtert habe. (Der Bogen darf nicht zu klein sein und daher auch nicht der Radius.)

Für parabolische und hyperbolische Raketenbahnen könnten wir allenfalls eine zweite Außenstation im Abstand  $R = 1,5$  bis  $2 R_0$  bauen, doch bis dahin sind noch weite Wege.

Nun zur Anwendung unserer Figur 4 auf die Wahl des Scheitelabstandes für die Jupiter-Umkreisungsbahn.

Für den Jupiter haben wir ein  $v_0 = 59,5$  km/Sek. (siehe „Rakete“ Seite 74).

Für die Relativ- oder Restgeschw. können wir einen Wert von 10 bis 18 km/Sek. annehmen. Dies ergibt  $v_r/v_0 = 0,17$  bis  $0,30$ . Dies entspricht in unserem terrestrischen Graphikon folgenden Werten von  $v_r$ :

$$v_0 = 11,2, v_r^1 = 1,9 \text{ bis } 3,4 \text{ km/Sek.}$$

Wir können also für unsere Umfahrungsbahn einen Radius von etwa  $R = 5$  bis  $15 R_0$  annehmen, und müssen nun sehen, welche Annahme wir für die definitive Route mit Rücksicht auf die Jupitermonde nehmen.

Nachdem die Jupitermonde I II III  
 die Bahnradien  $R/R_0$  5,8 9,28 und 14,8 aufweisen, können wir also 7 bis 8 oder 10 bis 14 wählen.

An n. 1. Wir brauchen dieses  $r_s$  um daraus den Assymptotenabstand b zu ermitteln, mit dem wir unsere Route auf den Jupiter usw. anvisieren müssen.

Anm. 2. Die Anwendung der Zeichnung auf das Jupiterproblem ist höchst einfach.

Wir können dann unser Herannahen an den Jupiter mit einem Asymptotenabstand  $b = 19,5 R_0$  (also in den Abstand zwischen den III. und IV. Jupitertrabanten, mit  $R_0 = 14,8$  und  $26,6$ ) anvisieren, und kommen somit in eine Umfahrbahn mit  $r_s = 12 R_0$  zwischen den II. und III. Jupitertrabanten (mit  $R_0 = 9,2$  und  $14,8$ ), wobei wir in die Umfahrbahn einlenken, indem wir in der Scheitelstrecke die Geschwindigkeit um  $v_d = v_h - v_k$   $21,15 - 12,15 = 9$  km/Sek. verkürzen müssen.

Dies soll im Schluß dieser Artikelserie, im Januarheft, dargelegt werden.



## Kurze elementare Einführung in die kinetische Gastheorie.

Von Oberbaurat K. Baetz, Würzburg.

(Schluß.)

Es gilt also für 1 Kilogramm Gas

$$A \cdot \frac{c^2}{2g} = c_v \cdot T \dots \quad (7)$$

wobei  $A = \frac{1}{427}$ . Die Gewichtsmenge  $\gamma$  des Gases ist gemessen in  $\text{kg/m}^3$ , die spez. Wärme  $c_v$  hat die Dimension Calorien pro Temperaturgrad und pro Kilogramm also  $\frac{\text{Cal}}{\text{Grad kg}}$ . Multipliziert man demnach  $\gamma$  mit  $c_v$ , so erhält man ein Maß

$$\frac{\text{Kq}}{\text{m}^3} \cdot \frac{\text{Cal}}{\text{Grad Kg}} = \frac{\text{Cal}}{\text{Grad m}^3}$$

das heißt, das Produkt  $\gamma \cdot c_v$  ergibt den Warmehalt pro Grad und Kubikmeter Gas. Multipliziert man noch dieses Produkt mit der mittleren Molekelgeschwindigkeit, so erhält man

$$\gamma \cdot c_v \cdot c \cdot \frac{\text{Cal}}{\text{Grad m}^3} \cdot \text{m/Sek.} = \gamma \cdot c_v \cdot c \cdot \frac{\text{Cal}}{\text{Grad m}^3 \text{Sek.}}$$

Diese Maßeinheit kommt dem Wärmeleitkoeffizienten  $k$  in der Dimension schon sehr nahe. Man erkennt, daß das Produkt  $\gamma \cdot c_v \cdot c$  die Zahl der Calorien angibt, welche das Gasgewicht  $\gamma$  pro  $\text{m}^3$  und Sek. überhaupt übertragen kann. Die Frage ist nur, wie weit seine Übertragungsfähigkeit reicht, d. h. welchen Weg seine Molekel durchschnittlich zurücklegen müssen, um ihre Wärmelast weiterzugeben. Betrachtet man die linke Molekelreihe als die wärmere, welche mit der rechten kälteren Schicht den Austausch vornimmt, so erkennt man, daß bei gegenseitiger Bewegung der halbe Abstand zurückgelegt werden muß, um durch den Stoß den Austausch vorzunehmen. Multipliziert man also  $\gamma \cdot c_v \cdot c$  noch mit der Hälfte der mittleren freien Weglänge, so muß dieses Produkt  $\gamma \cdot c_v \cdot c \cdot \frac{1}{2}$ ,

dessen Dimension  $\frac{\text{Cal}}{\text{Grad m/Sek.}}$  ist, unbedingt den Wärmeleitkoeffizienten des Gases angeben, weil es zeigt, wieviel Calorien pro Sekunde und pro Grad Temperaturdifferenz in der Längeneinheit also nach einer Richtung von einem Gasgewicht übertragen werden können. Aus

$$k = \gamma \cdot c_v \cdot c \cdot \frac{1}{2} \dots \quad (8)$$

folgt mit auch  $k = n \cdot m \cdot g \cdot c_v \cdot c \cdot \frac{1}{2}$  oder indem man aus (7) den Wert von

$$c_v = \frac{A}{T} \cdot \frac{c^2}{2g} \text{ einführt, ergibt sich } k = n \cdot m \cdot \frac{A \cdot c^3}{T} \cdot \frac{1}{4} \dots \quad (9)$$

d. h. die Wärmeleitung der Gase ist der absoluten Temperatur umgekehrt proportional. Diese wichtige Erkenntnis, welche nur der Theorie entnommen ist, fand in neuester Zeit eine auffallende Bestätigung durch ausgeführte Messungen.

5. Wenn es nun, wie die Bemerkungen über die Konvektionsströmung und den Mischvorgang bei der Erwärmung eines Gases schon vermuten lassen, durchaus nicht so einfach ist, den Wärmeleitungskoeffizienten von Gasen direkt zu messen, so ist es doch mit genügender Genauigkeit gelungen und man fand z. B. für Luft  $k = 0,0205 \frac{\text{Cal}}{\text{Grad m/Stunde}}$  oder  $k = \frac{0,0205}{3600} = 0,0000057 \frac{\text{Cal}}{\text{Grad m/Sek.}}$

Aus der Formel (8)  $k = \gamma \cdot c_v \cdot c \cdot \frac{1}{2} l$  läßt sich aber bei bekanntem  $k$  sofort die freie Weglänge berechnen, wenn  $\gamma$ ,  $c_v$  und  $c$  bekannt ist. Für Luft ist beispielsweise  $\gamma = 1,293 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ ,  $c_v = 0,1685 \frac{\text{Cal}}{\text{Grad kg}}$  und  $c = 485 \text{ m/Sek.}$  (§ 2), somit

$$l = \frac{2k}{\gamma \cdot c_v \cdot c} = \frac{2 \cdot 0,0000057}{1,293 \cdot 0,1685 \cdot 485} = 1,075 \cdot 10^{-7} \text{ m} = 0,0001075 \text{ mm,}$$

d. h. ein Molekül der atmosphärischen Luft kann sich nur etwa  $\frac{1}{10000}$  mm weit frei bewegen, bis es mit dem nächsten zusammenstößt. Luft läßt sich nun bekanntlich bei atmosphärischem Druck und bei  $-190^\circ$  verflüssigen. Nimmt man nun an, daß sich die Moleküle der flüssigen Luft gerade berühren, was zwar nicht wahrscheinlich ist, welche Annahme aber für unseren Zweck genügt, so kann man aus der Formel (5)  $\delta = 8 \cdot V \cdot l$  direkt die Größe der Moleküle schätzen, wenn für  $V$  das Volumen der flüssigen Luft im Verhältnis zur gasförmigen bei atmosphärischer Luft eingesetzt wird. Dabei wird das berechnete Maß  $\delta$  natürlich ein oberer Grenzwert für den Durchmesser des Moleküls, weil es, wie gesagt, wahrscheinlich ist, daß sich die Moleküle auch in der Flüssigkeit noch nicht berühren. 1 cbm Luft von  $0^\circ$  und 1 atm. Druck ergibt flüssig 0,00125 cbm, also ist

$\delta = 8 \cdot 0,00125 \cdot 1,075 \cdot 10^{-5} = 1,075 \cdot 10^{-7} \text{ cm} = 1,075 \cdot 10^{-6} \text{ mm} \sim 0,000001 \text{ mm,}$   
 ein Luftmolekül hat also etwa 1 Millionstel mm  $\varnothing$ . Eine Mikrobe von  $\frac{1}{1000}$  mm Länge könnte also noch in einer Richtung aus 1000 Molekülen aufgebaut sein, wenn seine Moleküle nicht größer als die Luftmoleküle wären.

Die Molekelzahl folgt jetzt aus Gleichung (4)

$$n = \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{1}{\delta^3 \cdot l} = \frac{0,75}{3,14 \cdot 1,075^2 \cdot 10^{-14} \cdot 1,075 \cdot 10^{-5}} \cdot \frac{1}{\text{cm}^3} = 1,94 \cdot 10^{18} \frac{\text{Molekel}}{\text{ccm}}$$

1 ccm enthält 1940000000000000000 Luftmoleküle bei atmosphärischem Druck.

Schließlich folgt noch aus der Beziehung (3)  $l = \frac{c}{z}$  oder  $z = \frac{c}{l}$  die Stoßzahl eines Moleküls in der Zeiteinheit, also z. B. für Luft  $z = \frac{485}{1,075 \cdot 10^{-5}} = 450 \cdot 10^6$

d. h. ein Luftmolekül stößt auf seiner Bahn durchschnittlich 45 Millionen mal in der Sekunde mit Nachbarmolekülen zusammen oder es vergehen nur  $\frac{1}{45000000}$  Sekunden von einem Zusammenstoß bis zum nächsten.

6. Die vorstehenden Folgerungen der kinetischen Gastheorie haben nun in der neuesten Zeit durch andere Untersuchungen der modernen Physik zahlreiche Ergänzungen und Bestätigungen gefunden. Insbesondere hat man aus der Elektronentheorie ähnliche Schlüsse auf die Größe und die Zahl der Moleküle in einer Gasmasse ziehen können, so daß das Vertrauen auf die Richtigkeit dieser durch spekulatives Denken mit Hilfe der Mathematik gefundenen Resultate bedeutend gewachsen ist.

Die kinetische Gastheorie wird mit Sicherheit in der zukünftigen Kraftmaschinen-technik noch eine bedeutende Rolle spielen, wenn man einmal genötigt sein wird, bei der Berechnung von Dampf- und Gasturbinen auf die Schichtung der Dampf- und Gasmassen in den Schaufelkanälen wirklich einzugehen. Eine exakte Berechnung des Raketenantriebes ist ohne kinetische Gastheorie unmöglich. Leider verlangt aber schon das Studium der heutigen

kinetischen Gastheorie umfangreiche mathematische Kenntnisse und auch die vorstehende Betrachtung ist nur ein vereinfachter Auszug aus der Theorie, der absichtlich höhere Rechnungsmethoden vermeidet, um dem darin nicht geübten Leser wenigstens das Wesen dieser Untersuchungen verständlich zu machen.

Geschichtliches: Die Formel zur Berechnung der Molekelgeschwindigkeit wurde zuerst von Kroenig 1856 abgeleitet und von Clausius, dem Vater der klassischen Thermodynamik, genauer begründet, der auch zuerst eine zusammenhängende Darstellung der kinetischen Gastheorie geliefert hat (1857—1862). Bedeutende mathematische Ergänzungen brachte der Engländer J. Clark Maxwell (1831—79), während in Deutschland vor allem O. E. Meyer 1866 und Boltzmann 1868 die Theorie zu einer gewissen Vollenbung brachten. Die ersten Berechnungen der Größen und des mittleren Abstands der Moleküle stammen von Loschmidt 1865.

---

## Quittungen.

Den Mindestbeitrag übersteigende Beiträge gingen ein von Maassen-Godesberg 10 RM; Housseu-München 10 RM.; Arndt-Wiesbaden 5 RM.; Hempenmacher-Spiekerog 5 RM.

Ferner besondere Zuwendungen von Ing. Seher-Wertheim 5 RM.

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

---

## Illustrationen für Wissenschaft, Technik u. Industrie



Chemigraphische Kunstanstalt  
**Klischees Ankarstrand**  
Offset-Übertragung Älteste Anstalt im Osten  
Breslau XIII • Fernr. Stephan 35000

## „Die Rakete“ Jahrgang 1928

in Leinen gebunden Preis 6 RM.  
nebst 40 Pfennig Versandkosten.

---

Herausgeber: Johannes Winkler, Breslau 13, Hohenzollernstraße Nr. 63/65.  
Postsparkonto: Breslau 26550. (Postsparkonto des Vereins: Breslau 1707  
Verein für Raumschiffahrt E. V. Breslau.) Druck: Otto Gutsmann, Breslau 1,  
Schuhbrücke 32. Bezugspreis: Vierteljährlich 90 Pfg. und Postgebühr. (Die Mit-  
glieder des Vereins erhalten die Zeitschrift kostenlos.) Inserate:  $\frac{1}{2}$  Seite 90 RM.,  
 $\frac{1}{4}$  Seite 50 RM.,  $\frac{1}{8}$  Seite 30 RM.  $\frac{1}{16}$  Seite 15 RM.; bei Wiederholung Rabatt.