



FLUG

**ZEITSCHRIFT
FÜR DAS GESAMTE GEBIET DER
LUFTFAHRT**

WISSENSCHAFTLICHES SONDERHEFT

Ing. Dr. Eugen Sänger

Neuere Ergebnisse der Raketenflugtechnik

- 1. Zur Inneren Ballistik des Raketenflugzeuges**
- 2. Zur äußeren Ballistik des Raketenflugzeuges**
- 3. Raketenflugzeuge im aktiven Luftschutz**

**Alle Rechte, auch das der Uebersetzung in fremde
Sprachen, vorbehalten.**

Nachdruck — auch auszugsweise — verboten.

**Copyright 1934
by Zeitschrift „Flug“, H. Pittner
Wien, III. Traugasse 11**

FLUG

Zeitschrift für das gesamte Gebiet der Luftfahrt

Wien, III. Traungasse 11

Oesterr. Postsparkassen-Konto 198.921

Manuskripte werden nicht zurückgestellt. Nachdruck, auch auszugsweise, verboten. Alle Rechte, auch das der Übersetzung in andere Sprachen, vorbehalten.
Copyright by Zeitschrift „Flug.“ H. Pittner, Wien III.

Erscheint außer
Abonnement

Die Veriasser sind für Form und Inhalt der von ihnen eingesandten Artikel und Abbildungen verantwortlich.

Preis dieses Sonderheftes 3,60 Schilling = 2,16 Schw. Fracs. = 1,80 RM

Sonderheft 1

Dezember

1934

NEUERE ERGEBNISSE DER RAKETENFLUGTECHNIK

Von Ing. Dr. Eugen Sänger

1. ZUR INNEREN BALLISTIK DES RAKETENFLUGZEUGES

Es wird der Begriff der wirksamen Auspuffgeschwindigkeit eines Raketennotors erläutert und die Größe der erreichbaren Auspuffgeschwindigkeit theoretisch und versuchsmäßig untersucht. Geschwindigkeiten über 3000 m/sec werden tatsächlich gemessen und die Möglichkeit weiterer Steigerungen wird erwiesen.

1. Verwendete Formelzeichen.

a	Schallgeschwindigkeit im Feuergas [m/s].
c	Auspuffgeschwindigkeit der Feuergase (wirksame) [m/s].
c_m	Mündungsgeschwindigkeit der Feuergase [m/s].
c_{max}	Theoretischer Grenzwert der Auspuffgeschwindigkeit der Feuergase [m/s].
c_{mol}	Mittelwert der translatorischen Molekulargeschwindigkeit [m/s].
c_x	Strömungsgeschwindigkeit der Feuergase an beliebiger Stelle der Düse [m/s].
c_v	Spec. Wärme der Feuergase bei konstant. Volumen [kcal/kg°].
c_p	Spec. Wärme der Feuergase bei konst. Druck [kcal/kg°].
d^*	Halsdurchmesser der Düse [m].
d_m	Mündungsdurchmesser der Düse [m].
f	Zahl der Freiheitsgrade eines Gasmoleküles [—].
f_m	Düsenmündungsfläche [m ²].
g	Erdschleunigung [m/s ²].
m	Masse [kg s ² /m].
p	Feuergasdruck [kg/m ²].
p_m	Mündungsdruck der Feuergase [kg/m ²].
p_a	Luftdruck in der Umgebung der Düse [kg/m ²].
t	Zeit [s].
v	Fluggeschwindigkeit [m/s].
A	Mechanisches Wärmeäquivalent [1/427 kcal/kgm].
J	Wärmeinhalt der Feuergase [kcal/kg] bzw. Impuls [kgs].
J_0	Anfangswärmeinhalt der Feuergase [kcal/kg].
P	Raketenschub (wirksamer) [kg].
P^*	freier Raketenschub [kg].
R	Gaskonstante [m ¹⁰].
T	absolute Feuergastemperatur [°].
T_0	absolute Anfangstemperatur der Feuergase [°].
T_x	absolute Feuergastemperatur an beliebiger Stelle der Düse [°].
T_m	absolute Mündungstemperatur der Feuergase [°].
U	Innere Energie der Feuergase [kcal/kg].
V	Spec. Volumen der Feuergase [m ³ /kg].
W	Luftwiderstand [kg].
x	Verhältnis der spec. Wärmen bei konst. Druck u. konst. Volumen [—].
γ_d	Wirkungsgrad der Düse [—].
γ_m	Nutzungsgrad der Düse [—].
ρ_m	Mündungsdichte der Feuergase [kgs ² /m ⁴].

2. Allgemeines.

Die erforderliche Antriebskraft von Flugzeugen wird zur Zeit ausschließlich als Reaktionskraft der mit Hilfe von Luftschauben nach rückwärts beschleunigten umgebenden Luftmassen gewonnen. (Abb. 1). Bei hohen Fluggeschwindigkeiten, die sich der Schallgeschwindigkeit nähern, stößt dieses Verfahren auf grundsätzliche Schwierigkeiten.

Sie bestehen vorzüglich in dem schlechten Wirkungsgrad der sehr rasch umlaufenden Schrauben, in den hohen mechanischen Beanspruchungen dieser

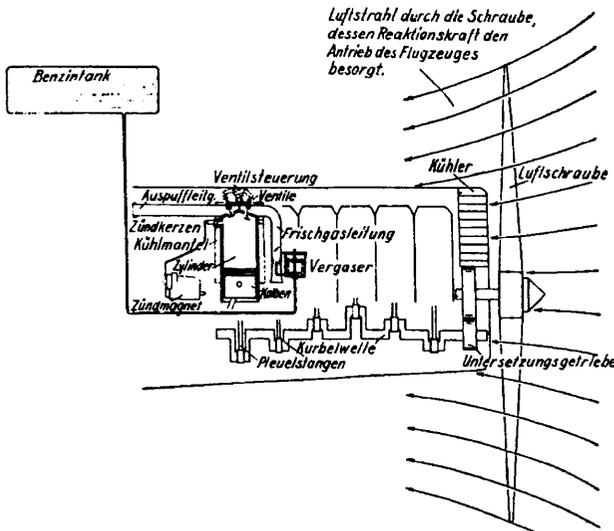


Abb. 1. Schema des Schraubentriebwerkes mit den wichtigsten Bestandteilen.

Schrauben und in den mit der Fluggeschwindigkeit außerordentlich anwachsenden Luftkräften und Triebwerksgewichten.

Es wurde daher vorgeschlagen, die erforderliche Antriebskraft als Reaktionskraft von Gasmassen zu gewinnen, die nach Art der bekannten Raketen zunächst in einem Behälter verdichtet sind und aus diesem Behälter unter der Wirkung ihres eigenen Ueberdruckes mit hoher Geschwindigkeit nach rückwärts ausströmen. (Abb. 2).

Der Ueberdruck soll wie in üblichen Verbrennungskraftmaschinen durch Verbrennung von Kraftstoffen erzeugt werden.

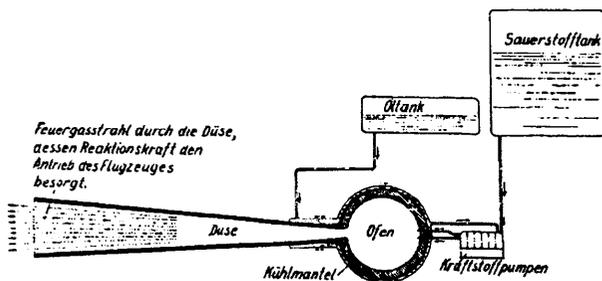


Abb. 2. Schema des Rakentriebwerkes mit den wichtigsten Bestandteilen.

Als beschleunigte Gasmassen kommen in erster Linie die Feuergase selbst in Frage.

Die mit der Geschwindigkeit in unerwünschter Weise anwachsenden Luftkräfte werden vermindert einerseits durch eine den Besonderheiten der Ueber-schallströmung angepaßte Flugzeugform, in der Hauptsache jedoch durch das Aufsuchen entspre-

chend großer Flughöhen, wo wegen der abnehmenden Luftdichte die Luftkräfte trotz wachsender Fluggeschwindigkeit in gewünschten Grenzen gehalten werden können.

Der zur Verbrennung nötige Sauerstoff läßt sich praktisch nicht aus der dünnen Höhenatmosphäre entnehmen, sondern wird von vornherein im Flugzeug mitgeführt. Dadurch ist gleichzeitig das Triebwerk von der hohen erforderlichen Verdichtungsarbeit entlastet.

Die Gegenüberstellung der Abb. 1 und 2 läßt erkennen, daß der antriebliefernde Luftschaubenstrahl am Raketenflugzeug ersetzt ist durch einen antreibenden Feuerstrahl.

Während aber am Schraubentriebwerk der Weg von der im Kraftstoff schlummernden Energie bis zur lebendigen Energie des Schraubenstrahles weit und verlustreich ist, über einen tausendfältigen, empfindlichen und gewichtigen Mechanismus führt, ist derselbe Weg vom Heizwert der Kraftstoffe zur kinetischen Energie des Feuerstrahles kurz und gewaltsam.

Öl und flüssiger Sauerstoff werden vom Tank durch Pumpen direkt in einen Hochdruckfeerraum gefördert, verbrennen dort und strömen mit ungeheurer Geschwindigkeit durch eine Düse ins Freie.

Der Rückdruck dieses stetigen Feuerstrahles ergibt ohne weitere Hilfsmittel den Antrieb des Flugzeuges.

Dadurch werden die Störungsmöglichkeiten sehr eingeschränkt, der motorische Wirkungsgrad wird sehr hoch und das Baugewicht je Leistungseinheit außerordentlich gering.

Die Wirkungsweise des Raketenmotors hält etwa die Mitte zwischen einem üblichen Flugmotor, der im Flugzeug in der Lage ist, eine Leistung von einigen hundert PS durch viele Tage zu liefern, und einem Geschütz, das eine Leistung von vielen Millionen PS durch den Bruchteil einer Sekunde abgibt.

Der flugfähige Raketenmotor liefert nämlich z. B. 100.000 PS durch einen Zeitraum von 15 bis 30 Minuten und wiegt dabei weniger als 1 g/PS.

Ebenso wie die Feuerwaffe hat er den zur Verbrennung der Brennstoffe erforderlichen Sauerstoff von vornherein bei sich und ist damit von der Flughöhe unabhängig.

Die Einbringung der notwendigen Sauerstoffmengen aus der freien Luft — womöglich in großer Flughöhe — in den Verbrennungsraum gegen Drücke von vielleicht 100 at und in den verfügbaren kurzen Zeiträumen ist nämlich konstruktiv vollkommen unlösbar, weswegen die Verdichtung am Boden auf die höchstmögliche, also flüssige Form besorgt wird und das Flugzeug den fertig verdichteten Sauerstoff mitbekommt.

Die Mitnahme großer Sauerstoffmengen an Bord des Flugzeuges, zusammen mit dem sehr großen Kraftstoffverbrauch, etwa eines 100.000 PS-Motors, bewirken, daß der Raketenmotor zur Aeußerung seiner ungeheuren Antriebskräfte nur durch relativ kurze Zeiten befähigt ist, da die mitführbaren Kraftstoffvorräte bald aufgezehrt sind.

Die baulichen Schwierigkeiten bei der Herstellung des Raketenmotors haben gewisse Aehnlichkeit mit jenen der Gasturbine.

Wenn auch hier bewegte Teile im Feuerstrahl nicht in Frage kommen und die Wirkungsgradverhältnisse ganz anders liegen, ist doch der Umstand

baulich ungünstig, daß die Kühlung der Wände des Feuerraumes am Raketenflugzeug weit weniger energisch sein kann, als beim Flugmotor. Bei höheren Fluggeschwindigkeiten macht nämlich die Erwärmung der am Flugzeug vorbeistreichenden Luft infolge Stau und Reibung --- in geringen Flughöhen um etwa $\Delta T = v^2/2000^\circ \text{C}^1$ --- die Rückkühlung unmöglich, sodaß zur Wandkühlung des Verbrennungsraumes nur die Kraftstoffe selbst herangezogen werden können. Deren Wärmeaufnahmefähigkeit läßt aber nur einen Wärmedurchgang an das Kühlmittel von höchstens etwa 6% des Heizwertes zu, gegenüber etwa 20 bis 30% am gewöhnlichen Flugmotor.

Dazu kommt die außerordentlich hohe Feuergas-temperatur bei der Verbrennung von z. B. Oel mit reinem Sauerstoff ohne inerte Gase.

Andererseits erlaubt der Raketenmotor viel größere Freiheit in der Baustoffwahl, sodaß die grundsätzliche Möglichkeit seines Baues von vornherein feststeht.

3. Folgerungen aus dem Impulssatz.

Auf die äußere Oberfläche des Raketenflugzeuges wirken Luftdrücke, deren Verteilung vom Bewegungszustand des Flugzeuges abhängt und die jedenfalls eine Gesamtkomponente entgegen der Flugrichtung, einen Luftwiderstand W ergeben.

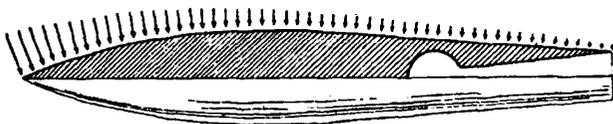


Abb. 3. Luftdrücke am Flugzeug.

Auf die gesamte Oberfläche des Raketenfeuerraumes wirken Feuergasdrücke, die eine Gesamtkraft in der Bewegungsrichtung des Flugzeuges, einen Raketenschub P ergeben.



Abb. 4. Feuergasdrücke am Flugzeug.

Sind --- von allen anderen Kräften abgesehen --- die Gesamtdruckkräfte W und P gleich, so ist der Bewegungszustand des Flugzeuges stationär, sind sie ungleich, so wird das Flugzeug beschleunigt oder verzögert.

Die Ermittlung der Luftdruckverteilung am Flugzeug ist Sache der Aerodynamik des Raketenflugzeuges²⁾.

Die Ermittlung der Feuergasdrücke im Feuerraum ist Sache der inneren Ballistik des Raketenflugzeuges und Gegenstand der weiteren Betrachtungen.

Ueber die Summe der Feuergasdrücke in der Achsrichtung der Rakete lassen sich grundsätzliche Aussagen in einfachster Weise mit Hilfe des Impulssatzes machen.

Dabei wird immer stationäre Feuergasströmung, also Gleichdruckbetrieb der Rakete, vorausgesetzt. Ferner wird bei Untersuchung der Gasströmung in

der Düse die Beschleunigung des Flugzeuges gegenüber der Beschleunigung der Gase vernachlässigt.

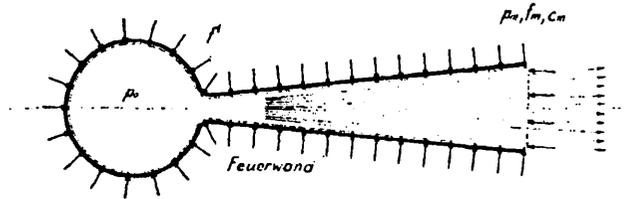


Abb. 5. Die zeitliche Impulsänderung ist gleich den auf die un begrenzte Feuergasmasse wirkenden Drücken.

Weiters wird der Impuls der in den Feuerraum eintretenden frischen Kraftstoffe vernachlässigt, und um die zu untersuchende Feuergasmasse eine „Kontrollfläche“ gelegt, wie dies in der Strömungslehre üblich ist. Die Kontrollfläche ist in Abb. 5 strichliert angedeutet.

Die zeitliche Änderung des Impulses muß nun gleich sein den auf die un begrenzte Feuergasmasse wirkenden Kräften, im vorliegenden Fall also Drücken.

Die zeitliche Impulsänderung erfolgt lediglich durch die Düsenmündungsfläche f_m als Kontrollflächenteil:

$$dJ/dt = c_m \cdot dm/dt$$

Die Summe aller Feuerwanddrücke auf die Feuergase sei:

$$P = \int p df$$

Ihre Lage fällt aus Symmetriegründen mit jener der Raketenachse zusammen, ihre Richtung ist entgegen der Flugrichtung.

Ferner wirken auf die un begrenzte Feuergasmasse als äußere Kräfte noch die Drücke p_m der soeben durch f_m ausgetretenen Gasmassen in der Flugrichtung und in der Gesamthöhe $p_m f_m$.

Somit ist:

$$c_m \cdot dm/dt = P - p_m f_m$$

$$\text{und } P = c_m \cdot dm/dt + p_m f_m \dots \dots (1)$$

Der wirksame Schub P der Rakete --- d. i. die Summe der Feuergasdrücke auf die Feuerwände --- ist daher gleich dem Impuls des beschleunigten Gasstromes in der Düsenmündung, vermehrt um das Produkt aus Mündungsquerschnitt und Mündungsdruck des Feuergases.

Man kann diesen Satz natürlich auch finden, indem man eine bestimmte Strömung durch die Düse annimmt (z. B. Flüssigkeitsströmung, adiabatische Gasströmung, isotherme Strömung usw.) und die Drücke des strömenden Stoffes auf die Wand integriert, wie es z. B. Esnault-Pelterie für adiabatische Strömung ausführte³⁾.

Die Feuergasdrücke auf die Feuerwände sind also das Äquivalent für einen wirksamen Impuls der rasch ausströmenden Feuergasmassen m , der größer ist als ihr Mündungsimpuls, entsprechend dem wirksamen Schub:

$$P = c \cdot dm/dt \dots \dots \dots (2)$$

Darin ist die „wirksame Auspuffgeschwindigkeit“ c größer als die Mündungsgeschwindigkeit der Feuergase in der Düse

$$c = P \cdot dt/dm = c_m + p_m f_m \cdot dt/dm \dots \dots (3)$$

Die Auspuffgeschwindigkeit c ist die wichtigste Größe der inneren Ballistik des Raketenflugzeuges und für alle Leistungsbetrachtungen über Raketen und Raketenflugmotoren grundlegend. Anders als

¹⁾ E. Sänger, Raketenflugtechnik, S. 139 bezw. 142. München 1933.

²⁾ U. a.: E. Sänger, Raketenflugtechnik, München 1933.

³⁾ Esnault-Pelterie, L'Astronautique, S. 118 ff., Lahure-Paris 1930.

der innere Wirkungsgrad, stellt sie eine absolute Wertungsziffer dar, da sie nicht auf einen bestimmten Kraftstoff bezogen ist. Sie verknüpft die innere und äußere Ballistik des Raketenfluges miteinander, indem sie Endergebnis und Zweck aller innerballistischen Vorgänge und Voraussetzung der außerballistischen Vorgänge ist.

Nach des Verfassers Untersuchungen ist bei Erreichung einer Auspuffgeschwindigkeit von 3700 m/sec die technische Verwirklichung eines Stratosphärenverkehrs mit Raketenflugzeugen über die Weltmeere möglich.

Nach dem bekannten deutschen Ballistiker Prof. Cranz rückt mit der Erreichung einer Auspuffgeschwindigkeit von 4000 m/sec der Abschub einer unbemannten Rakete nach dem Mond in den Bereich technischer Möglichkeit⁴⁾.

Im Mittelpunkt der folgenden innerballistischen Untersuchungen steht daher die wirksame Auspuffgeschwindigkeit.

Nach der vorstehenden Beziehung hängt die wirksame Auspuffgeschwindigkeit c lediglich von den Verhältnissen in der Rakete, nicht aber von den Zuständen der umgebenden Atmosphäre oder von den Bewegungszuständen der Rakete ab.

Dieser Umstand folgt auch ohne weiteres aus den Grundeigenschaften der Uberschallströmung — nur solche ist in der Raketendüse von Bedeutung —, denen zufolge die Druckverteilung in der Düse von den stromabwärts liegenden Verhältnissen außerhalb der Düse vollständig unabhängig ist. Die wirksame Auspuffgeschwindigkeit ist ein Äquivalent nur dieser Druckverteilung.

Es erhebt sich nun die Frage, ob die wirksame Auspuffgeschwindigkeit c , die praktisch immer größer ist, als jede in der Düse wirklich auftretende Strömungsgeschwindigkeit, als tatsächliche Gasgeschwindigkeit oder als reiner Rechenwert zu betrachten ist.

Während die Vorgänge bis zur Düsenmündung — wie erwähnt — vom Außendruck völlig unabhängig sind, hängen die Strömungsvorgänge außerhalb der Düse vom Außendruck sehr stark ab.

Ist der Außendruck p_a gleich dem Mündungsdruck p_m , so wächst die Strömungsgeschwindigkeit der Feuergase außerhalb der Düse nicht über den Mündungswert c_m , die wirksame Geschwindigkeit c tritt tatsächlich nirgends als reelle Gasgeschwindigkeit auf.

Ist der Außendruck p_a kleiner als der Mündungsdruck p_m , so zersprüht der austretende Strahl unter einem gewissen Winkel, die Strömungsgeschwindigkeiten der Gasmassen werden größer als c_m , wobei diese größeren Geschwindigkeiten jedoch nicht mehr parallel gerichtet sind.

Ist der Außendruck schließlich gleich Null, so wird die Strömungsgeschwindigkeit des völlig zersprühenden Strahles gleich jenem Grenzwert c_{max} , der durch vollständige Umwandlung des Wärmeinhaltes in kinetische Energie gerichteter Strömung gegeben ist. Die Strömungsgeschwindigkeit c_{max} ist dann größer als c .

Daraus ist zu schließen, daß bei ganz bestimmtem Außendruck eine reelle Gasströmungsgeschwindigkeit von der Größe c auftreten kann, daß im allge-

meinen c jedoch nichts mit den wirklichen Gasgeschwindigkeiten zu tun hat.

Während die wirksame Auspuffgeschwindigkeit c von den Verhältnissen außerhalb der Düse nicht abhängt, können die wirklichen Gasgeschwindigkeiten außerhalb der Düse je nach dem Außendruck kleiner, gleich oder größer als die wirksame Geschwindigkeit sein.

Die außerhalb der Düsenmündung fortgesetzte Abkühlung und Entspannung der Feuergase ist daher im allgemeinen auf den wirksamen Raketenschub ohne jeden Einfluß.

Eine gewisse Ausnahme erleidet dieser Satz, wenn der Mündungsdruck p_m beträchtlich höher als der Außendruck p_a ist, sodaß die austretenden Feuergase in der von Feuerwaffen her bekannten Weise zunächst sehr stark auseinanderstreben und sich dabei an die Vorderseite der Düse anlegen. Dadurch entsteht unter Umständen ein merkbarer zusätzlicher Schub auf diese Vorderfläche der Düse, der auch zur Erklärung der verhältnismäßig günstigen Wirkung wenig erweiterter Düsen beiträgt.

Wo von der Auspuffgeschwindigkeit schlechthin gesprochen wird, ist immer die hier erklärte wirksame Auspuffgeschwindigkeit gemeint.

Der wirksame Schub $P = c \cdot dm/dt$ der Rakete wird stets zum Teil von den ihm entgegenwirkenden Drücken der äußeren Luft aufgehoben.

Beim stationären Flug des Raketenflugzeuges gegen einen gleichbleibenden Luftwiderstand W ist die Aufhebung vollständig.

Beim beschleunigten Flug oder im Stand wird durch Luftdrücke nur ein Teil des Schubes verbraucht, während der Rest als „freier Schub“ zur Beschleunigung des Flugzeuges, oder im Stand als meßbare Kraft verfügbar ist.

Der im Stand gemessene freie Schub P' einer Rakete ist daher immer kleiner als ihr wirksamer Schub P , u. zw. um den Druck der ruhenden Luft gegen eine Fläche von der Größe der wirksamen Düsenmündung f_m .

$$P' = P - p_a f_m = c \cdot dm/dt - p_a f_m = c_m \cdot dm/dt + f_m (p_m - p_a) \dots \dots \dots (4)$$

Der wirksame Schub ergibt sich aus dem gemessenen freien Schub daher zu:

$$P = P' + p_a f_m \dots \dots \dots (5)$$

und die wirksame Geschwindigkeit gleichfalls aus dem freien Schub zu:

$$c = P \cdot dt/dm = P' \cdot dt/dm + p_a f_m \cdot dt/dm \dots \dots (6)$$

Findet die Entspannung in der Düsenmündung gerade bis auf den äußeren Luftdruck statt, so ist der gemessene Schub gleich dem Impuls der Feuergase in der Düsenmündung

$$P' = c_m \cdot dm/dt$$

$$\text{also: } c = c_m + p_a f_m \cdot dt/dm \dots \dots \dots (7)$$

Ist die Düse so stark erweitert, daß Entspannung bis unter den äußeren Luftdruck stattfinden könnte, so löst sich die Feuergasströmung ungefähr bei Erreichung des äußeren Luftdruckes — d. i. im wirklichen Düsenmündungsquerschnitt — von der Düsenwand los. Bis zu diesem Augenblick wirkt die Düse wie eine richtig erweiterte. Nach der Ablösung entstehen Schwingungserscheinungen im abgelösten Gasstrom, die zu Verlusten führen.

Findet die Entspannung nicht bis auf den Außendruck statt, so geht ein Teil des sonst nutzbaren

⁴⁾ Cranz, Lehrbuch der Ballistik, Springer-Berlin 1927, Bd. 2, S. 416.

Wärmeinhalt der Feuergase ohne Schuberzeugung verloren, da mit zunehmender Entspannung des Gases in der Düse der Mündungsimpuls rascher wächst, als das Produkt aus Mündungsdruck und Mündungsfläche abnimmt.

Wird in der Umgebung der ruhenden, oder mit Unterschallgeschwindigkeit bewegten Rakete die Luft durch Vermischung mit den austretenden Feuergasen mitgerissen, so bewirkt diese Beschleunigung der umgebenden Luft eine Druckabminderung in ihr, womit eine Veränderung — bei entsprechender Außenform Vergrößerung — des freien Schubes P', natürlich aber nicht des wirksamen Schubes verbunden sein kann, laut:

$$P' = c \cdot dm/dt - p_a f_m$$

An der mit Uberschallgeschwindigkeit bewegten Rakete ist auch diese Beeinflussung des Schubes von den schon ausgepufften Gasen her, wegen der Eigenschaften der Uberschallströmung, nicht mehr möglich.

Wird eine gegebene Rakete in einer äußeren Atmosphäre von zeitlich veränderlicher Dichte vollkommen stationär betrieben, so ist der wirksame Schub natürlich konstant, während sich der freie Schub mit der Dichte der umgebenden Atmosphäre ändert, und zwar mit sinkendem Außendruck steigt, wie man aus der vorstehenden Gleichung abliest.

Diese Beispiele zeigen, daß die Einführung des Begriffes „Wirksamer Schub“ durchaus notwendig ist, um Triebkraft des Flugzeuges und Luftwiderstand klar auseinanderhalten zu können.

Es ist indessen zu beachten, daß bei dieser Betrachtungsweise auch dem ruhenden Flugzeug bei laufendem Motor ein Luftwiderstand zugehört, der gleich ist dem Druck der ruhenden Außenluft, mal dem wirksamen Düsenmündungsquerschnitt.

4. Ueber die Grenzen der Auspuffgeschwindigkeit.

Wie bereits gezeigt wurde, ist für die Leistungsfähigkeit eines Raketenmotors dessen Auspuffgeschwindigkeit ausschlaggebend.

Die höchstmögliche, gerichtete Strömungsgeschwindigkeit eines Gases ergibt sich bei dessen vollständiger Abkühlung und Entspannung aus der Energiegleichung bei bekanntem Anfangswärmeinhalt J₀ bekanntlich zu:

$$c_{max} = \sqrt{2g J_0 / A} \dots \dots (8)$$

Setzt man z. B. den Wärmeinhalt der Feuergase einer Gasöl-Sauerstoff-Verbrennung zu rund 1,05 · 10⁶ kgm/kg voraus, so ergäbe dies eine Grenze der Auspuffgeschwindigkeit dieser Gase bei c_{max} = 4570 m/sec. Indessen sind technisch vollkommen beherrschbare chemische Reaktionen von solcher Energiekonzentration bekannt, daß ihnen c_{max} bis gegen 7000 m/sec entsprechen, von den noch energiereicheren, aber gegenwärtig unverwertbaren Reaktionen des atomaren Wasserstoffes ganz abgesehen.

Diese Zahlen übersteigen so sehr jedes Maß gewohnter Bewegungsgeschwindigkeiten und selbst die Wärmebewegungsgeschwindigkeit der Gasmoleküle, daß die Frage nach ihrer gaskinetischen Erklärung naheliegt.

Nach Boltzmann entfällt auf einen Freiheitsgrad der Molekularbewegung von einem Kilogramm idealem Gas ein Betrag an kinetischer Energie in kcal von durchschnittlich:

$$B = 1/2 \cdot ART \dots \dots (9)$$

Die gesamte kinetische Energie der drei translatorischen Freiheitsgrade beträgt daher:

$$E = 3B = 3/2 \cdot ART \dots \dots (10)$$

Mehratomige Gase besitzen außer den translatorischen u. a. auch noch rotatorische Freiheitsgrade, und zwar zweiatomige starre Moleküle insgesamt f = 5, drei- und mehratomige f = 6 Freiheitsgrade.

Die innere Energie der Gase, in der somit die kinetische Energie aller Translationen, Rotationen und allenfalls weiterer Freiheitsgrade, nicht aber inneratomare Energie enthalten ist, beträgt:

$$U = f c_v dt = f/2 \cdot ART \dots \dots (11)$$

Im Zustand p, V enthält jedes Gas außer der inneren Energie U noch die Expansionsenergie ApV = ART, die nach (9.) zwei weiteren Freiheitsgraden entspricht, sodaß der Wärmeinhalt J = U + ApV wird:

$$J = f c_p dT = (f + 2)/2 \cdot ART \dots \dots (12)$$

Der Mittelwert der translatorischen Molekulargeschwindigkeit c_{moll} ergibt sich in bekannter Art mit Hilfe der Glg. (10):

$$c_{moll}^2 / 2g = E/A; c_{moll} = \sqrt{3gRT} \dots \dots (13)$$

Der Grenzwert der gerichteten Strömungsgeschwindigkeit nach vollständiger Entspannung und Abkühlung gegen T → 0 (wobei also der gesamte Wärmeinhalt in Energie gerichteter Bewegung verwandelt wird) beträgt nach (8.) und (12.):

$$c_{max}^2 / 2g = J/A; c_{max} = \sqrt{(f + 2)gRT} \dots \dots (14)$$

Aus der Gegenüberstellung der Faktoren 3 und (f + 2) der beiden letzten Gleichungen (13.) und (14.) erkennt man, daß bei Ausströmung ins Vakuum:

1. Auch die Energien aller über 3 hinausgehenden Freiheitsgrade, also z. B. auch die Rotationsenergien und jene der sonstigen Freiheitsgrade in gerichtete Geschwindigkeit verwandelt werden, wenn solche vorhanden sind, also f > 3 ist, wie man bei Abkühlung des Gases auch nach dem Gleichverteilungssatz der Energien Boltzmanns zu erwarten hat, und

2. daß sich auch die Expansionsenergie ApV = ART = 2B in gerichtete Geschwindigkeit verwandelt, wie man bei der Abkühlung der Gase gegen T → 0 gleichfalls nicht anders erwarten kann.

Setzt man in bekannter Weise $\alpha = c_p / c_v = (f + 2)/f$ so geht (14.) über in den Sonderfall der üblichen Zeunerschen Formel für den Außendruck Null:

$$c_{max} = \sqrt{2g J_0 / A} = \sqrt{2\alpha / (\alpha - 1) \cdot gRT} \dots \dots (15)$$

worin $\alpha = 5/3$ für einatomige, $\alpha = 7/5$ für zweiatomige und $\alpha = 8/6$ für dreiatomige Gase.

Dieser Grenzwert der Auspuffgeschwindigkeit $c_{max} = \sqrt{2\alpha / (\alpha - 1) \cdot gRT}$ eines Raketenmotors übersteigt also sowohl die Schallgeschwindigkeit $a = \sqrt{\gamma gRT}$ als auch den Mittelwert der translatorischen Molekulargeschwindigkeit $c_{moll} = \sqrt{3gRT}$ ganz beträchtlich.

Diese Tatsache ist übrigens praktisch auch durch die Geschwindigkeitsmessungen an Pulvergasen beim Austreten aus der Mündung schwerer Flachbahngeschütze erhärtet, wo im entspannten Gas — außerhalb der Mündung — Werte von 2000 m/sec festgestellt wurden⁵⁾ und durch die in neuerer Zeit in verschiedenen Ländern errichteten Uberschallwindkanäle, wo man sich mit der Stromgeschwin-

⁵⁾ K a m p é d e F é r i e t, Mém. de l'Art. franc. Bd. IV, H. 2. S. 289, 1925.

digkeit dem für Luft von Normaltemperatur geltenden Wert $c_{\max} = 765$ m/sec nähert.

Es ist schließlich zu bemerken, daß im theoretischen Grenzfall einer Expansion in der Düse bis auf den Außendruck Null die wirksame Geschwindigkeit c mit der tatsächlichen Bewegungsgeschwindigkeit c_{\max} der Moleküle übereinstimmt, da der Gegen- druck auf die Mündung Null geworden ist und außer- halb der Mündung keine Expansion mehr stattfindet.

Tatsächlich sind diese Grenzgeschwindigkeiten be- sonders deswegen für den Raketenschub nicht voll- ständig nutzbar zu machen, weil ihnen unendlich große Düsenmündungsflächen entsprechen würden.

Es ist daher für den Bau sehr wissenswert, wie weit man durch tatsächlich herstellbare und im Flug- zeug unterbringbare Düsen die wirksame Auspuff- geschwindigkeit c dem Grenzwert c_{\max} nähern kann.

5. Adiabatische Feuergasströmung.

Eine zahlenmäßige Verfolgung der Verhältnisse ist z. B. unter Voraussetzung vollständig adiabatischer Strömung vollkommener Gase möglich.

Es gilt dann die bekannte Beziehung:

$$c_x = c_{\max} \sqrt{1 - T_x/T_0}$$

Damit wird die wirksame Auspuffgeschwindigkeit nach Glg. (3)

$$c = c_m + p_m / \rho_m c_m =$$

$$= c_{\max} \sqrt{1 - T_m/T_0} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2\kappa} \frac{T_m/T_0}{1 - T_m/T_0} \right) \quad (16)$$

und das gesuchte Verhältnis der wirksamen zur maximalen Auspuffgeschwindigkeit, der Nutzungs- grad der Düse:

$$\eta_n = c/c_{\max} = \sqrt{1 - T_m/T_0} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2\kappa} \frac{T_m/T_0}{1 - T_m/T_0} \right) \quad (17)$$

Der Nutzungsgrad ist zugleich das Verhältnis des erreichten zum höchsterreichbaren Schub bei ge- gebenem Kraftstoffverbrauch. Sein Quadrat ist der innere Wirkungsgrad η_d der Raketendüse.

Trägt man den Nutzungsgrad über dem Düsen- öffnungsverhältnis d_m/d' auf, so ergibt sich das Schaubild Abb. 6.

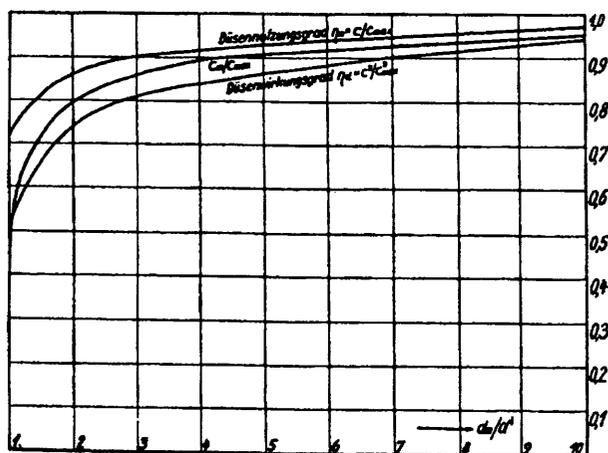


Abb. 6. Nutzungsgrad und Wirkungsgrad der Düse bei adiabatischer Feuergasströmung mit $\kappa = 1,4$.

Man erkennt, daß sich schon bei sehr kleinen Düsenöffnungsverhältnissen die wirksame Auspuff- geschwindigkeit dem theoretischen Grenzwert recht gut nähert, bei $d_m/d' = 3$ z. B. auf etwa 91%, sodaß mit derartigen Düsen schon Auspuffgeschwindig-

keiten von 4000 m/sec an Gasöl-Sauerstoffraketen erreichbar sein müßten.

Zugleich ist auch das Verhältnis der Mündungs- geschwindigkeit c_m zur Maximalgeschwindigkeit c_{\max} aufgetragen, wodurch der Gewinn infolge des Gegendruckes der eben durch die Mündung aus- getretenen Gase erkennbar wird.

Dieser Gewinn nimmt natürlich mit wachsendem d_m/d' — trotz der größer werdenden Mündungs- fläche — ab, sodaß sehr stark erweiterte Düsen schon aus diesem prinzipiellen Grund geringere Vor- teile vor weniger erweiterten haben, als man zu- nächst annehmen würde. Dazu kommt der schon er- wähnte, aber hier noch nicht zahlenmäßig einbe- zogene Umstand, daß sich bei sehr wenig erweiter- ten Düsen, bezw. beim Betrieb gegen sehr geringe Außendrucke der zersprühende Gasstrom an die Stirnfläche der Düse anlegt, sodaß diese Kreisring- fläche in den wirksamen Düsenraum einbezogen wird und noch zusätzlichen Schub ergibt. Es liefern daher sehr wenig erweiterte Düsen und selbst rein zylindrische Düsen ganz überraschend hohe Nut- zungsgrade.

Schließlich ist in Abb. 6 noch der Düsenwirkungs- grad $\eta_d = \eta_n^2 = c^2/c_{\max}^2$ eingetragen.

6. Dissoziation der Feuergase.

Die tatsächlichen Vorgänge im Feuergas sind nicht ganz so einfach, wie bei der adiabatischen Berech- nung vorausgesetzt wurde, denn abgesehen von Rei- bungsverlusten, Wärmeverlusten an die Umgebung usw. treten mit der erwähnten hohen Energiekon- zentration sehr hohe Feuergastemperaturen und da- mit beträchtliches Abweichen vom Verhalten voll- kommener Gase auf.

Während üblicher technischer Verbrennungsvor- gänge wird bei diesen Temperaturen die Verbren- nung unvollständig, da die bereits gebildeten Feuer- gasmoleküle — z. B. H_2O und CO_2 — zum Teil wieder zerfallen. Die Temperatur steigt nicht über ein gewisses Maß, das durch Rechnung und Mes- sung, z. B. an Schweißflammen zu etwa 3000 bis 3500° C, je nach Feuergasdruck gefunden wird.

Diese Dissoziation bindet beträchtliche Teile der Heizwertenergie.

Aus den vorhandenen theoretischen Untersuchun- gen⁶⁾ läßt sich entnehmen, daß das in der Rakete bei Gasöl-Sauerstoffverbrennung entstehende Feuergas im Ofen wenigstens 50% des Heizwertes, also etwa 0,510⁶ kgm/kg in dissoziiertem Zustand gebunden, daher nicht als Wärmeinhalt verfügbar enthalten müßte.

Nimmt man an, daß während der Expansion in der Düse nicht genügend Zeit zur nennenswerten Rück- bildung der Dissoziation vorhanden ist, das Feuergas also von seinem, der Anfangstemperatur entspre- chenden Wärmeinhalt adiabatisch herunterexpan- diert, so ist die in der Dissoziation gebundene Energie für den Auspuffvorgang vollständig verloren. Die restliche Verbrennung findet erst außerhalb der Düse nutzlos statt (Mündungsfeuer).

Die erreichbaren Auspuffgeschwindigkeiten lägen in diesem Fall bei beträchtlich tieferen Werten. Es ergäbe sich unter den genannten Verhältnissen für

⁶⁾ Insbesondere: Schüle, Neue Tabellen und Dia- gramme für technische Feuergase und ihre Bestandteile von 0° bis 4000° C. Springer, Berlin 1929.

die Gasöl-Sauerstoff-Rakete eine höchstmögliche Auspuffgeschwindigkeit von etwa

$$c_{\max} \doteq \sqrt{2g \cdot 0,5 \cdot 10^6} = 3160 \text{ m/s,}$$

statt 4570 m/sec, wenn der volle Heizwert des Oeles nutzbar ist. Bei einem Düsennutzungsgrad von 91% würde die wirksame Geschwindigkeit $c = 2875 \text{ m/sec}$, also der Wirkungsgrad des ganzen Vorganges $\eta_i = c^2/c_{\max}^2 = 42,3\%$ und der Gesamtnutzungsgrad $c/c_{\max} = 65\%$.

Indessen sprechen einige Umstände dafür, daß sich die Dissoziation im Raketenmotor nicht in dem angedeuteten Umfang ungünstig auswirkt.

Zunächst muß man annehmen, daß bei dem explosionsartigen bis detonationsartigen Charakter der Treiböl-Sauerstoff-Verbrennung zur vollen Einstellung des Dissoziationsgleichgewichtes nicht genügend Zeit vorhanden ist.

Die Dissoziation scheint in diesem Fall nicht in dem theoretisch erwarteten Maß einzutreten, sondern geringer zu bleiben. Die Feuergastemperatur steigt daher über den, durch die Dissoziation begrenzten Höchstwert in die Größenordnung der Sonnentemperatur, in den eigentlichen Detonationswellen sogar auf noch wesentlich höhere Werte⁷⁾.

Dadurch nähert sich der Anfangswärmeinhalt der Feuergase dem aus dem Heizwert verfügbaren Energiebetrag besser, die Feuergase verhalten sich eher wie ein chemisch unveränderliches Gas, sodaß die Dissoziationsverluste wenigstens für die Anfangsdrücke des eben verbrannten Gases gemildert werden. Die Anfangsdrücke wachsen dann dem Größenbereich der Detonationsdrücke zu.

Schließt nun an die äußerst rasche Verbrennung eine ebenso rasche Entspannung unmittelbar an, so könnte der Expansionsvorgang in diesem Fall näherungsweise wirklich als adiabatische Expansion von dem sehr hohen Anfangswärmeinhalt herunter betrachtet werden.

Für das Auftreten von Feuergastemperaturen über den durch die gewöhnliche Dissoziation begrenzten Werten sprechen auch die beobachteten Wärmestrahlungsverhältnisse.

Weiters ist die mittlere freie Weglänge der Feuergasmoleküle besonders bei den hohen Ofendrücken so außerordentlich klein gegenüber dem Weg der Feuergase durch die Auspuffdüse, daß eine allenfalls vorhandene Dissoziation, wenigstens was freie Atome (z. B. H, O) anlangt, sicher noch während des Entspannungsvorganges zurückgeht. Es tritt dann während der Entspannung Nachbrennen ein, derart, daß die Gastemperatur näherungsweise erhalten bleibt, also die Expansion während des Nachbrennens eher isotherm erfolgt⁸⁾.

Auch dieser Vorgang hilft natürlich, die Dissoziationsverluste zu mildern, sodaß aus beiden Ursachen höhere Auspuffgeschwindigkeiten zu erwarten sind, als man bei völligem Verlust der üblichen Dissoziationsenergie erreichen würde.

7. Versuche mit Raketenflugmotoren.

Die sehr wichtige Frage nach der erreichbaren Auspuffgeschwindigkeit eines Raketenflugmotors läßt sich somit rechnerisch nicht völlig beantworten.

⁷⁾ U. a. Becker, Physikalisches über feste und flüssige Sprengstoffe, Zeitschrift techn. Physik 1922, Nr. 7. Geiger-Scheel, Handbuch d. Physik, Bd. XI, 1926, S. 369.

⁸⁾ Sä n g e r, Raketenflugtechnik, S. 24 ff.

Daher wurden vom Verfasser zahlreiche Bremsversuche mit vierzehn verschiedenen Modellen von Raketenflugmotoren ausgeführt, wobei alle Motoren vollkommen dem Schema der Abb. 2 entsprachen.

Die Betriebsdauer betrug bei einzelnen Versuchen bis zu einer halben Stunde, der verwendete Schub bis zu 30 kg, wobei das Gewicht der Motoren durchwegs unter $\frac{1}{2}$ kg blieb.

Als Kraftstoffe wurden zunächst handelsübliches Petroleumgasöl und reiner Sauerstoff verwendet. Letzterer kam größtenteils als gasförmiger Schweißsauerstoff und nur bei einzelnen Versuchen in flüssiger Form zur Verwendung, da sich im letzteren Fall ebenso stetige Verbrennung wie bei Gas-sauerstoff, aber beträchtlicher Zündverzug des sehr kalten, zerstäubten Flüssigsauerstoffes ergab.

Abb. 7 zeigt einen Blick in den Schaltraum des Wiener Bremsstandes. Links ist die zur Einspritzung

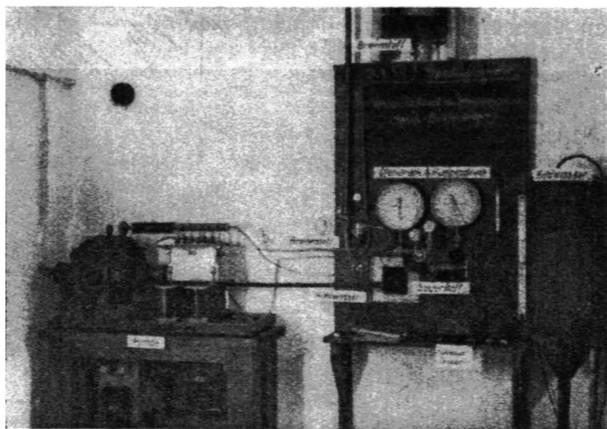


Abb. 7. Schaltraum des Bremsstandes für Raketenflugmotoren.

des Oeles benützte Bosch-Einspritzpumpe sichtbar, während das Schaltbrett selbst einige Meßgeräte, so die Anzeige des Oeldruckes, Feuergasdruckes, der Kühlmitteltemperatur, des Oelverbrauches, der Versuchszeiten, des Sauerstoffverbrauches, Sauerstoffdruckes usw. enthält. Alle zur Sauerstoffeinbringung dienenden Vorkehrungen sind aus Sicherheitsgründen vom Schaltraum ferngehalten, lediglich die Beeinflussung der Sauerstoffeinbringung erfolgt vom Schaltraum mittels des rechts sichtbaren Handrades über eine Fernsteuerung.

Mit dem eigentlichen Versuchsraum ist der Schalt-

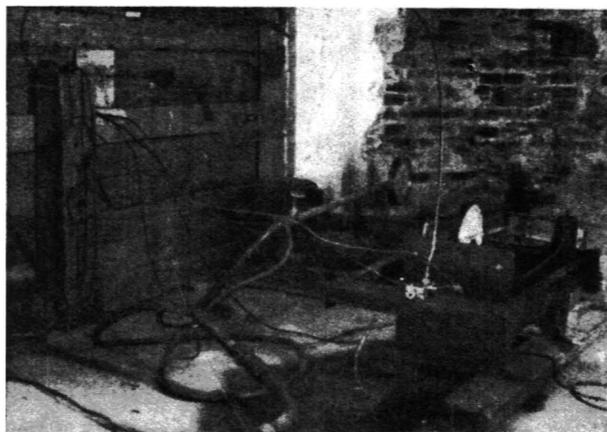


Abb. 8. Bremsstand für Raketenflugmotoren.

raum nur durch eine kleine, im Bild gleichfalls sichtbare Beobachtungsluke verbunden.

Abb. 8 zeigt einen Blick in den eigentlichen Versuchsraum, dessen eine Seite vollkommen gegen das Freie offen ist, und auf den Bremsstand.

Der Motor ist auf einem an der Decke aufgehängten Pendelrahmen befestigt, der praktisch nur Bewegungen in der Richtung der horizontalen Motorachse ausführen kann.

Die Abbremsung und Uebertragung des freien Schubes auf das erdfeste Widerlager erfolgt über ein horizontales Federdynamometer, das zugleich die Messung dieses Schubes gestattet.

Durch diese Anordnung und eine festeingebaute Eicheinrichtung sind alle Reibungskräfte, elastischen Kräfte der Zuleitungen usw. aus der Schubmessung ausgeschaltet.

Beide Bilder stammen aus einer Versuchsphase, wo zur genauen Messung des Wärmedurchganges durch die Ofenwand mit Wasser, statt wie sonst mit den eigenen Kraftstoffen gekühlt wurde.

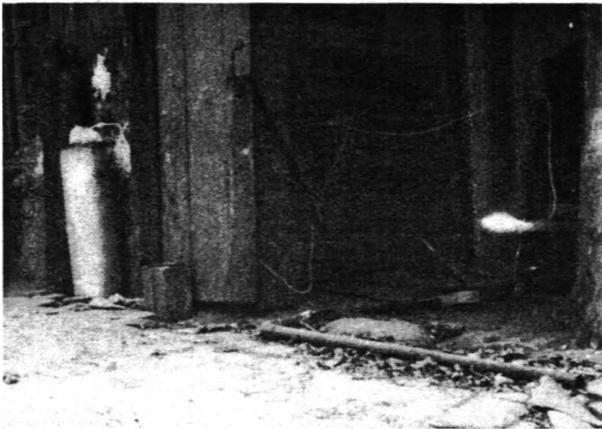


Abb. 9. Einbringung des Flüssigsauerstoffes mittels Hochdrucktank. (Links Tank, durch Gassauerstoff unter 150 at Druck gesetzt, nach rechts die weißbereifte Flüssigsauerstoffleitung, rechts brennt flüssiger Sauerstoff mit zerstäubtem Gasöl am Bremsstand).

Abb. 9 läßt den zur Einbringung des Flüssigsauerstoffes verwendeten Hochdrucktank erkennen, der mit Hilfe gewöhnlichen, gasförmigen Sauerstoffes aus der danebenstehenden Stahlflasche unter 150 at Druck gesetzt wird, wodurch die Flüssigkeit nach Öffnung eines Regelventils aus dem Tank in den Ofen strömt.



Abb. 10. Modell eines Raketenflugmotors in Betrieb mit 30 kg Schub.

Abb. 10 ist die Nahaufnahme eines mit 30 kg wirksamen Schub laufenden Raketenflugmotors.

Wie aus den theoretischen Ueberlegungen vorauszusehen war, erwies sich die erreichbare wirksame Auspuffgeschwindigkeit von der Form und dem Öffnungsverhältnis der Auspuffdüse nur sehr wenig abhängig. Diese Unempfindlichkeit erstreckte sich sogar auf Düsen mit absichtlich sehr rauher Oberfläche.

Dagegen hängt die Auspuffgeschwindigkeit außerordentlich von der Güte der Verbrennung im Ofen ab.

An Einflüssen auf die Verbrennung wurden gesondert studiert: Die Verwirbelung der eingebrachten Kraftstoffe, die Vorwärmung der eingebrachten Kraftstoffe und ihre Aufenthaltsdauer im Ofen.

Die Verwirbelung der Kraftstoffe nach der Einbringung in den kugelförmigen Ofen wurde durch bauliche Maßregeln ziemlich weitgehend erreicht.

Die Vorwärmung der Kraftstoffe erfolgte derart, daß sie vor der Einbringung zur Kühlung der Feuerwand herangezogen wurden. Diese Vorwärmung erwies sich für das Oel als sehr vorteilhaft und für den flüssigen Sauerstoff als fast unentbehrlich.

Beide Einflüsse traten in ihrer Wirkung auf die Auspuffgeschwindigkeit aber zurück gegenüber dem Einfluß der Aufenthaltsdauer der Kraftstoffe im Ofen, wie schon früher vermutet worden war⁹⁾.

Bezeichnet man mit V_o [m³/kg] das spec. Volumen der Feuergase im Ofen und mit G [kg/s] das sekundlich verbrauchte Feuergasgewicht, so ist dessen Volumen $G \cdot V_o$ [m³/s].

Beim Ofenvolumen V_{ofen} [m³] wird dann die Aufenthaltsdauer $t = V_{\text{ofen}} / G V_o$ [sec] oder wenn man schließlich noch die Gasgleichung $p_o V_o = RT_o$ einführt:

$$t = V_{\text{ofen}} p_o / G R T_o \quad \dots \dots (18)$$

Bei einem gegebenen Motor hängt die Aufenthaltsdauer von der Drosselung nur sehr wenig ab, wie folgende Ueberlegung einsehen läßt:

Setzt man:

$$P = k_1 f p_o$$

$$P = Gc/g$$

$$T_o c_p = k_2 c^2 / 2g,$$

(worin k_1 und k_2 Düsenkonstante)

in Gleichung 18 und faßt alle Festwerte zur neuen Konstanten k zusammen, so wird:

$$t = k \frac{V_{\text{ofen}}}{f c} \quad \dots \dots (19)$$

Am gegebenen Motor ist t und c daher verkehrt proportional. Da sich c aber nur in sehr engen Grenzen ändert, ist die Aufenthaltsdauer hauptsächlich durch die Wahl von V_{ofen}/f festgelegt, von der Drosselung des Motors aber in erster Näherung unabhängig.

In Abb. 11 ist die gefundene wirksame Auspuffgeschwindigkeit c von neun verschiedenen Motoren über der berechneten Aufenthaltsdauer t aufgetragen und eine mittlere Aufenthaltsdauerlinie eingezeichnet. Diese Aufenthaltsdauerlinie stellt eines der wesentlichsten Ergebnisse der gesamten Versuchsreihe dar.

Die geringfügige Streuung der Versuchswerte läßt sich befriedigend mit der bei verschiedenen Motoren

⁹⁾ Sä n g e r, Raketenflugtechnik, S. 69 ff.

naturgemäß etwas verschiedenen Verwirbelung und Vorwärmung der Kraftstoffe erklären.

Man erkennt, daß bei Aufenthaltsdauern in der Größenordnung von $\frac{1}{100}$ Sekunde Auspuffgeschwindigkeiten über 3500 m/sec erreicht werden, also tatsächlich keine wesentlichen Verluste durch Dissoziation eintreten. Ob bei noch beträchtlich größeren Aufenthaltsdauern genügend Zeit zur wesentlichen Dissoziation bleibt und damit wieder ein Abfallen der c -Werte eintritt, konnte bei dem angewendeten Motorsystem nicht festgestellt werden, da dann die Kühlverluste durch die Feuerraumwände schon beträchtlich wurden.

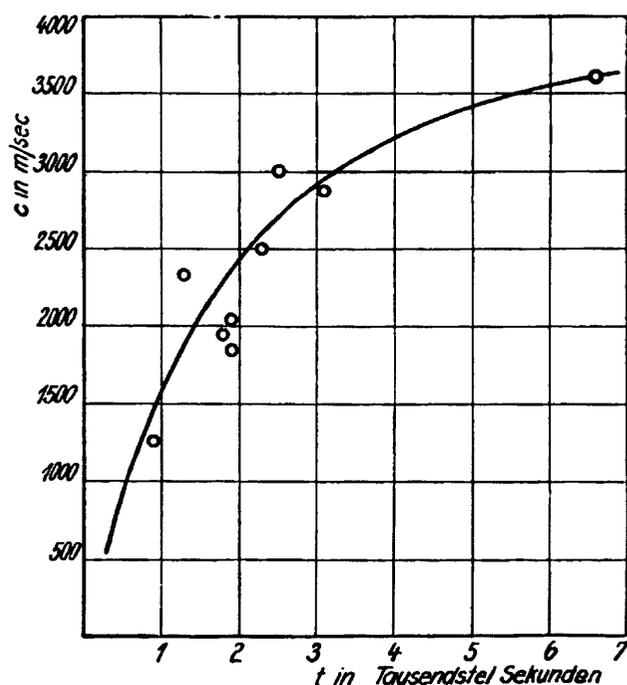


Abb. 11. Aufenthaltsdauerlinie aus Bremsversuchen an neun verschiedenen Modell-Raketenflugmotoren.

Es gibt somit für den Raketenflugmotor eine beste Ofengröße, bei der die Verbrennung bereits genügend vollständig ist, aber noch keine wesentlichen Verluste durch Kühlung oder Dissoziation eintreten. Nach den bisherigen Versuchsergebnissen scheint diese Ofengröße bei etwa $\frac{1}{100}$ sec Aufenthaltsdauer erreicht zu sein (siehe auch „Raketenflugtechnik“ S. 69/70).

Im Falle des Ausbleibens beträchtlicher Dissoziation bei der explosionsartigen Verbrennung im Raketenofen müßte die Feuerraumtemperatur in die Größenordnung von 6000° abs. steigen.

Diesen Wert erhält man mit den gefundenen Auspuffgeschwindigkeiten zunächst schon aus der gasdynamischen Grundgleichung

$$c_p T = k_2 c^2 / 2g$$

wo man für die verwendeten Düsen etwa $k_2 = 1.2$ setzen darf.

Unmittelbare Temperaturmessungen konnten nicht vorgenommen werden. Hingegen wurde der Wärmedurchgang durch die Feuerraumwände sorgfältig gemessen. Es ergaben sich bei den höchsten Auspuffgeschwindigkeiten Werte bis zu rund 1 PS/cm² durch

die Ofenwand, das ist etwa das 30fache der höchsten, an Explosionsmotoren festgestellten Werte. Nimmt man mit den Feuerungstechnikern an, daß bei den relativ geringen Feuergasgeschwindigkeiten im Ofen die Konvektion klein ist, gegenüber der Feuergasstrahlung, so kommt man für die Temperatur des strahlenden Gases wieder auf ähnliche Werte. Die gefundenen Auspuffgeschwindigkeiten bestätigen sich auch indirekt durch die Temperaturbeobachtungen.

In den zahlenmäßigen Versuchsergebnissen ist die Einbringungsarbeit der flüssigen Kraftstoffe nicht besonders in Rechnung gestellt, da sie auch bei recht hohen Einbringungsdrücken in der Gegend von 10/100 der eingebrachten Leistung bleibt.

Wärmeverluste durch die Wände des Motors an die Umgebung sind bei den mitgeteilten Versuchsergebnissen nicht entstanden, da die durchtretenden Wärmemengen größtenteils von den Kraftstoffen selbst aufgenommen wurden und somit der Verbrennung im Ofen wieder zugute kamen.

Auf die sonst aus den sehr umfangreichen Versuchsarbeiten gewonnenen Erfahrungen kann hier nicht näher eingegangen werden.

Im wesentlichen haben sie eine Reihe von Umständen geklärt, die vielfach als Gründe gegen die Möglichkeit des Baues von Raketenmotoren angeführt wurden, insbesondere:

1. Die Auspuffgeschwindigkeit der Feuergase wird bei geeigneter Formgebung des Motors weitaus größer, als der Mittelwert der translatorischen Geschwindigkeit der Feuergasmoleküle.

2. Die bei üblichen technischen Feuerungen mit sehr hoher Flammentemperatur auftretende Feuergasdissoziation führt im Raketenmotor zu keinen wesentlichen Verlusten.

3. Die explosionsartige Verbrennung flüssiger Kohlenwasserstoffe mit flüssigem Sauerstoff verläuft bei stetiger Einbringung vollkommen stetig.

4. Die Baustofffrage für Feuerraum und Düse der Raketenmotoren ist durchaus lösbar.

Daß die im Modell erreichten Auspuffgeschwindigkeiten und die Betriebssicherheit in der Großausführung noch erheblich leichter erreichbar sind, folgt aus einer Reihe von Gründen, z. B. aus der größeren Aufenthaltsdauer der Feuergase in der großen Düse, die ja mit ziemlich gleicher Geschwindigkeit wie die Modelldüse durchströmt wird, sodaß bei ersterer Rückdissoziation, Nachbrennen usw. vollkommener möglich sind.

Ferner sind in großen Düsen die Grenzschichtverluste wegen der relativ kleinen Düsenoberfläche kleiner. Infolge dieser geometrischen Verhältnisse ist unter sonst gleichen Umständen in der Großausführung auch die zu schützende Feuerwand verhältnismäßig viel kleiner usw.

Die Uebertragbarkeit der am Modell gefundenen Verhältnisse auf die Großausführung steht daher außer Frage.

Die Versuche sollen nunmehr mit hochwertigeren Kraftstoffen fortgesetzt werden, mit dem Ziel, die Auspuffgeschwindigkeit auf über 5000 m/sec zu steigern.

2. ZUR ÄUSSEREN BALLISTIK DES RAKETENFLUGZEUGES

Es werden solche Flugbahnen von Raketenflugzeugen analytisch untersucht, die lediglich aus dem Aufstieg in gewünschte Flughöhen und dem unmittelbar daran schließenden Abstieg im Gleitflug bestehen. Sowohl Aufstieg als auch Abstieg werden so geführt, daß die Luftkräfte in bestimmten, wesentlich durch das Fluggewicht vorgegebenen Grenzen bleiben. Die auf Grund dieser Flugbahnvoraussetzungen durchgeführte Rechnung ergibt bei konstruktiv durchaus möglichen Anordnungen eine erhebliche Ueberlegenheit des Raketenflugzeuges über das übliche Schraubenflugzeug hinsichtlich Fluggeschwindigkeit und Gipfelhöhe, während die Reichweite wegen der notwendigen Mitnahme des Brennsauerstoffes im Flugzeug etwa gleich der des Schraubenflugzeuges bleibt.

1. Verwendete Formelzeichen.

a	Schallgeschwindigkeit in Luft [m/s].
c	Auspuffgeschwindigkeit des Motors [m/s].
c _a	Auftriebsbeiwert [A/qF].
c _{ao}	Auftriebsbeiwert in Erdnähe.
c _f	Reibungsbeiwert.
c _w	Widerstandsbeiwert [W/qF].
c _{wd}	Widerstandsbeiwert des Druckwiderstandes.
c _{ws}	Widerstandsbeiwert des Soges.
e	Basis des natürlichen Logarithmus.
g	Erdbeschleunigung [m/s ²].
h	Flughöhe [m].
l	mittl. freie Weglänge der Luftmoleküle [m].
m	Mach'sche Zahl [v/a].
Δp	Ueber- oder Unterdruck der Luft [kg/m ²].
q	Staudruck $\gamma/2g \cdot v^2$ [kg/m ²].
s	zurückgelegter Weg [m].
t	Tiefe eines Flugkörpers in Stromrichtung [m].
v	Fluggeschwindigkeit [m/s].
v _o	Fluggeschwindigkeit in Erdnähe [m/s].
A	Auftrieb [kg].
F	Flügelfläche [m ²].
F'	Hauptspantfläche [m ²].
G	Fluggewicht [kg].
G _o	Fluggewicht in Erdnähe [kg].
G _a	Fluggewicht am Ende der Unterschallbahn [kg].
O	Oberfläche des Gesamtflugzeuges [m ²].
P	Triebkraft des Motors [kg].
R	Erdradius [m].
T	bahntangentiale Trägheitskraft [kg].
W	Luftwiderstand des Flugzeuges [kg].
α	Anstellwinkel, halber Kegelwinkel [Grad].
γ	Luftwichte (spez. Gewicht der Luft) [kg/m ³].
γ _o	Luftwichte in Erdnähe [kg/m ³].
δ	Grenzschichtdicke [m].
ε	Gleitzahl [c _w / c _a]
κ	Adiabatexponent.
ν	kinematische Zähigkeit [m ² /s].
φ	Bahnneigung [Grad].

2. Die äußeren Kräfte am Raketenflugzeug.

Da man aus technischen und fliegerischen Gründen den Allgemeinaufbau und daher auch den allgemeinen Flugvorgang des Raketenflugzeuges ganz ähnlich annehmen darf, wie am heute üblichen Schraubenflugzeug, also in der Flugrichtung wirkende Triebkraft, mittlerer Rumpf mit besonderen tragenden Flügeln, ähnliche Steuerwerksanordnung wie bisher, daher auch Start vom Boden mit Anlauf gegen den Wind usw., sind die am Raketenflugzeug angreifenden

Kräfte ganz derselben Art wie am üblichen Schraubenflugzeug. Nur ihre gegenseitigen Größenverhältnisse verschieben sich beträchtlich, worauf sich dann die besonderen Flugleistungen des Raketenflugzeuges gründen.

Die angreifenden äußeren Kräfte sind im wesentlichen:

der aerodynamische Auftrieb A der Flügel, der Luftwiderstand W des Flugzeuges, die Triebkraft P des Raketenmotors, das jeweilige Fluggewicht G des

Flugzeuges. Außerdem benützen wir in der Rechnung die bahnnormale N und tangentiale T Komponente der d'Alembertschen Trägheitskraft.

3. Die Luftkräfte am Raketenflugzeug.

Zur Berechnung der Luftkräfte, besonders in dem hier sehr wesentlichen Geschwindigkeitsbereich über der Schallgeschwindigkeit ersetzen wir die wirkliche Flugzeuggestalt. Abb. 12 und 13¹⁰⁾, zunächst durch ein einfaches geometrisches Schema nach Abb. 14.

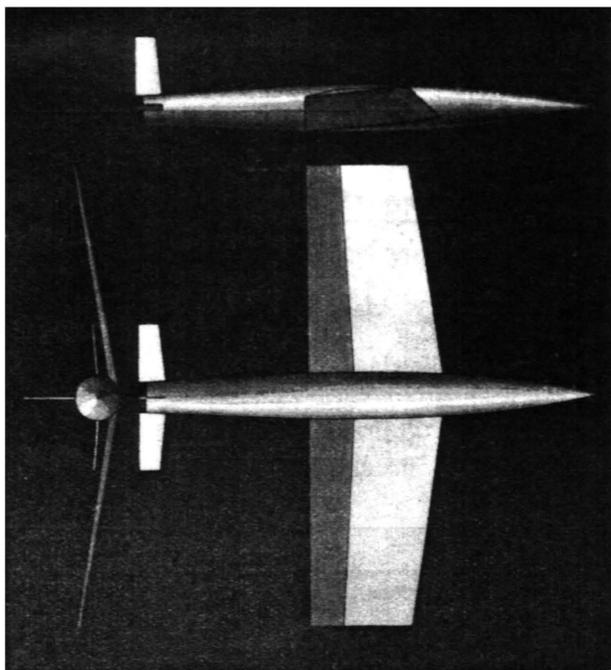


Abb. 12. Äußere Gestalt des Raketenflugzeuges.

Der Flugzeugrumpf ist als gerader, axial gegen die Spitze angeblasener Kreiskegel mit anschließendem Kreiszylinder von gleicher Höhe zu denken, die Flügel als ebene dünne Platten mit kleinem Anstell-

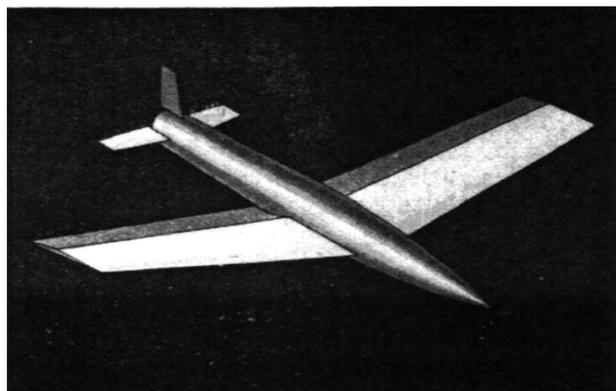


Abb. 13. Äußere Gestalt des Raketenflugzeuges.

winkel. Dieses Schema des Flugzeuges wurde deshalb gewählt, weil es bei sehr hohen Fluggeschwindigkeiten strömungstechnisch günstig ist und weil für die einfachen geometrischen Körper geschlossene Formeln über die Luftkräfte bei Ueberschallgeschwindigkeiten bekannt sind.

Die Luft wird zunächst, wie üblich, als kontinuierliches Medium vorausgesetzt, mit den Eigenschaften:

¹⁰⁾ E. Sä n g e r, Raketenflugtechnik, München 1933.

wärmeleitungsfrei, wirbelfrei, frei von äußeren Kräften, elastisch zusammendrückbar nach den Gasgesetzen und reibungsfrei außerhalb des Grenzschichtbereichs.

Die Luftkräfte werden nach den hierfür üblichen Formeln angesetzt:

$$\left. \begin{aligned} A &= c_a \cdot \gamma \cdot 2g \cdot F \cdot v^2 \\ W &= c_w \cdot \gamma / 2g \cdot F \cdot v^2 \\ \epsilon &= W/A = c_w / c_a \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (1)$$

Für mäßige Geschwindigkeiten des Flugzeuges sind die Beiwerte der Luftkraft c_a und c_w bekanntlich von der Geschwindigkeit unabhängig. Das sehr schmale Flügelprofil und die schlanke Rumpfform lassen erwarten, daß sich die Beiwerte bis in die Nähe der Schallgeschwindigkeit nicht wesentlich ändern, so daß wir für den gesamten Unterschallgeschwindigkeitsbereich näherungsweise setzen können:

$$c_a = \text{konst. und } c_w = \text{konst.}$$

Die Gleitzahl des in Abb. 12 und 13 dargestellten Flugzeuges nehmen wir im Unterschallbereich mit $\epsilon = 0,2$ an. Im Fluggeschwindigkeitsbereich über der Schallgeschwindigkeit sind die Luftkraftbeiwerte von der Fluggeschwindigkeit abhängig.

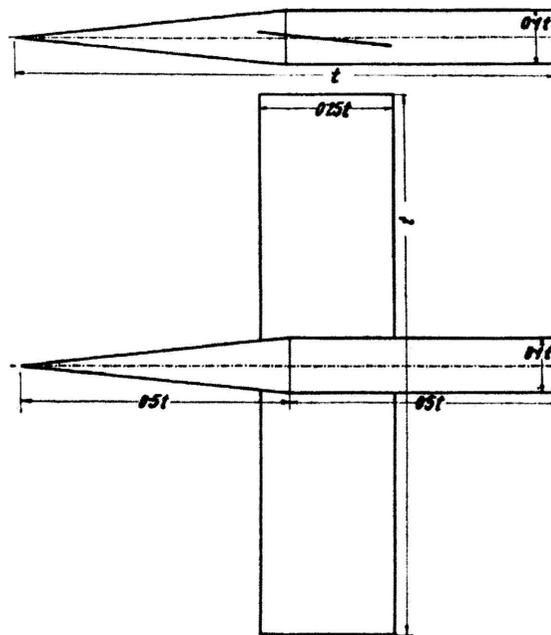


Abb. 14. Schema des Raketenflugzeuges für die Berechnung der Luftkräfte.

Die Beiwerte der ebenen Platte ergeben sich bei kleinen Anstellwinkeln α nach Ackeret-Busemann¹¹⁾ zu:

$$c_a = \frac{4\alpha}{\sqrt{v^2/a^2 - 1}} \text{ und } c_w = \frac{4\alpha^2}{\sqrt{v^2/a^2 - 1}}$$

Der Widerstandsbeiwert einer axial angeblasenen Kegelspitze von kleinem Öffnungswinkel 2α ist nach Busemann-v. Kármán¹²⁾

$$c_w = c_{wd} + c_{ws} = \alpha^2 \ln \frac{4}{\alpha^2 (v^2/a^2 - 1)} + \frac{2}{x} a^2/v^2,$$

¹¹⁾ U. a.: A. Busemann u. O. Walchner, Profileigenschaften bei Ueberschallgeschwindigkeit, Forschungsarbeiten Ing. Wesen 1933, Nr. 2.

A. Betz, Gasdynamik, in Hütte, des Ingenieurs Taschenbuch, Bd. I, 1931.

¹²⁾ A. Busemann, Flüssigkeits- und Gasbewegung, in Handwörterbuch der Naturwissenschaften, 2. Aufl., 1933.

worin das erste Glied den vorderseitigen Druckwiderstand erfaßt und das zweite Glied den Sog hinter dem bewegten Körper.

Für die freie Strömung in gewissem Abstand von der Oberfläche des umströmten Körpers, wo die Strömungsvorgänge unter überwiegendem Einfluß der Trägheitskräfte erfolgen, trifft die Voraussetzung der Reibungsfreiheit bekanntlich gut zu. In Oberflächennähe überwiegen dagegen die tatsächlich vorhandenen Zähigkeitskräfte, sodaß sich die energieverzehrende Prandtl'sche Grenzschicht ausbildet und in deren Folge oberflächenparallele Reibungskräfte entstehen.

Erfahrungsgemäß wachsen diese Reibungskräfte bei Flugvorgängen in Erdnähe nicht entsprechend dem Newtonschen Ansatz linear mit der Geschwindigkeit, sondern wegen der Turbulenzvorgänge in der Grenzschicht praktisch quadratisch, und zwar betragen die oberflächenparallelen Reibungsspannungen etwa 0,3% des Staudruckes. Damit ergäbe sich ein auf die reibende Oberfläche bezogener Reibungsbeiwert $c_f = 0,003$.

In der für rakettenflugtechnische Zwecke erforderlichen Flughöhe von 40 bis 60 km wird indessen die freie Weglänge der Luftmoleküle $l = \nu/a$ mit der Grenzschichtdicke $\delta = \sqrt{\nu l/\nu}$ vergleichbar, z. B. $\delta/l = \sqrt{at/\nu} \approx 10$. Es dürfte daher zur Ausbildung der üblichen turbulenten Grenzschichtvorgänge kaum Gelegenheit bestehen, worauf nach Busemann auch die geringe Größe der Reynold'schen Zahl $Re = \nu t/al$ hindeutet. Die Reibung in dieser Höhe ist daher wesentlich kleiner als bei Flugvorgängen in Erdnähe und tritt gegenüber den anderen Luftkräften stark zurück. In diese Richtung weisen auch die Erfahrungen mit sehr hochfliegenden Geschossen.

Ueber die tatsächliche Größe der Luftreibung unter diesen Verhältnissen ist wenig bekannt. Wir betrachten daher zunächst die beiden Grenzfälle:

1. Die Reibungskräfte der Luft auf das mit Uberschallgeschwindigkeit fliegende Raketenflugzeug werden gegenüber den anderen Luftkräften vernachlässigt. Für die Luftkräfte gelten also lediglich die vorangegebenen Beziehungen für c_a und c_w .

2. Außer den übrigen Luftkräften wird auch Luftreibung angenommen und zwar im anderen Grenzfall

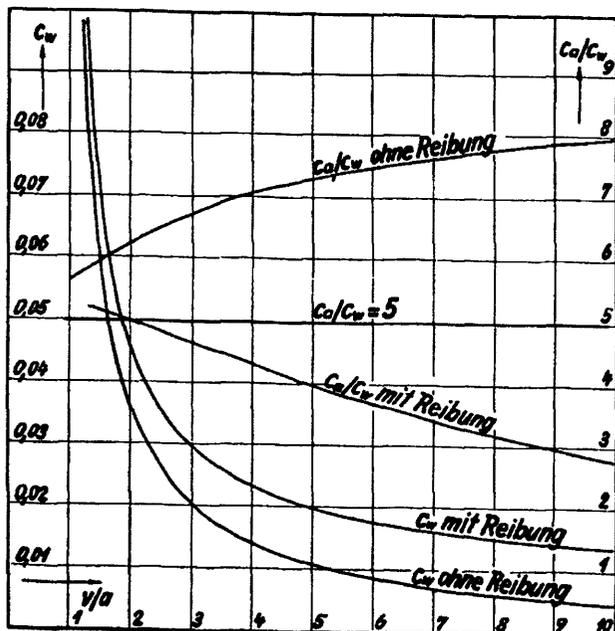


Abb. 15. Die Luftkräfte am Raketenflugzeug.

im selben Ausmaß, wie bei der Bewegung in der dichten Luft der Erdnähe, also $c_f = 0,003$.

Für das in Abb. 14 dargestellte Schema unseres Raketenflugzeuges bekommen wir dann die in Abb. 15 eingezeichneten Luftkraftverhältnisse, wobei die Luftkraftbeiwerte nach folgender Ueberlegung auf die Flügelfläche F allein bezogen sind:

$A = c_a q F$; $W = c_{wd} q F' + c_{ws} q F' + c_w q F + (+ c_f q 0)$
 Mit $0 = 3,05 F$ und $F' = 0,035 F$ ergibt sich:

$$\bar{c}_a = A/qF = c_a = \frac{4\alpha}{\sqrt{v^2/a^2 - 1}} \quad \text{und}$$

$$\bar{c}_w = W/qF = \frac{c_{wd} \cdot q \cdot 0,035F + c_{ws} \cdot q \cdot 0,035F + c_w q F + (+ c_f \cdot q \cdot 3,05F)}{q F}$$

$$= 0,035 c_{wd} + 0,035 c_{ws} + c_w + (+ 3,05 c_f) =$$

$$= 0,035 \alpha^2 \ln \frac{4}{\alpha^2 (v^2/a^2 - 1)} + 0,035 \frac{2}{\alpha} a^2/v^2 +$$

$$+ \frac{4\alpha^2}{\sqrt{v^2/a^2 - 1}} + (+ 3,05 \cdot 0,003)$$

Mit $\alpha = 0,1$ (Flügelanstellwinkel und halber Kegelwinkel gleich groß) wird weiter

$$\bar{c}_a = \frac{0,4}{\sqrt{v^2/a^2 - 1}}$$

$$\bar{c}_w = 0,00035 \ln \frac{400}{v^2/a^2 - 1} + 0,050 a^2/v^2 + \frac{0,04}{\sqrt{v^2/a^2 - 1}} + (+ 0,00915)$$

Druck auf Rumpf
Rumpfsog
Flügelwiderstand
+ (+ 0,00915)
gesamte Reibung

Man erkennt aus Abb. 15 zunächst, daß ein konstanter Reibungsbeiwert besonders bei den hohen Uberschallgeschwindigkeiten ein Ueberwiegen der Reibungskräfte gegenüber den übrigen Luftwiderständen bedeuten würde. In Abb. 15 sind ferner die Gleitzahlkurven (Auftrieb/Widerstand mit Reibung und ohne Reibung) eingezeichnet, die den erwähnten beiden Grenzfällen entsprechen. Die wirkliche Gleitzahl wird wegen der vermutlich ziemlich laminaren Grenzschicht zwischen beiden Kurven liegen, doch ist ihr Verlauf zunächst nicht bekannt. Wir wählen daher im Interesse möglichst einfacher Rechnung

$$c_a / c_w = \text{konst.} = 5.$$

Darin sollen zugleich einige weitere Widerstände des Flugzeuges infolge endlich dicker Flügel, Leitwerke usw. schon enthalten sein.

Die von Ackeret, Busemann und v. Kármán angegebenen Formeln für die Luftkräfte bei Uberschallgeschwindigkeit beruhen durchwegs auf der Voraussetzung, daß die Luft als kontinuierliches Medium betrachtet werden darf und die Anstellwinkel α aller vom Luftstrom getroffenen Oberflächen klein sind gegen den Mach'schen Winkel m . Wenn die letzte Voraussetzung nicht mehr erfüllt ist, kommt es an der getroffenen Fläche zu Verdichtungsstößen, Unterschallgeschwindigkeiten, erhöhten Luftkräften usw., wie Prandtl für den Fall $\alpha = \pi/2$ rechnerisch darlegte¹³⁾.

Bei den hier betrachteten Fluggeschwindigkeiten bis zur fünf- bis zehnfachen Schallgeschwindigkeit ist diese Voraussetzung auch bei sehr schlanken Rumpfen

¹³⁾ L. Prandtl, Gasbewegung, im Handwörterbuch der Naturwissenschaften, Bd. 4, 1. Aufl., 1913.

formen und sehr kleinen Flügelanstellwinkeln tatsächlich nur mehr schlecht erfüllt. Ähnlich ist es mit der Annahme der Luft als kontinuierlichem Medium bei den schon erwähnten beträchtlichen freien Weglängen der Moleküle in der Flughöhe von 40 bis 60 km.

Es ist für die folgenden Berechnungen daher eine erfreuliche Erhärtung ihrer Voraussetzungen, daß sich die Luftkräfte auch nach der elementaren Newtonschen Luftkrafttheorie ähnlich ergeben, die übrigens in dem verwandten Gebiet der äußeren Ballistik ihre Berechtigung für ähnliche Verhältnisse erwiesen hat. Wir betrachten also die Luft als elastisches Diskontinuum, bestehend aus einer großen Anzahl im Raum verteilter Massenteilchen von sehr geringer Größe, die miteinander nicht verbunden sind, aufeinander nicht einwirken und gegeneinander und gegen ein festes Hindernis vollkommen elastische Stöße ausführen, welche Annahmen auch in der kinetischen Gastheorie mit bestem Erfolg getroffen werden. Für den Auftriebsbeiwert unseres Flügels bekommen wir dann die Beziehung:

$$c_a = 4 \sin^2 \alpha \cos \alpha + 2/\pi \cdot a^2/v^2 = 4\alpha^2 + 1,43 a^2/v^2$$

Das erste Glied bezieht sich dabei auf den Ueberdruck auf der Druckseite, das zweite Glied bezeichnet wieder die Voraussetzung, daß an der Saugseite völlige Luftleere entsteht. Da beide Glieder einen oberen Grenzwert der Luftkräfte darstellen, sei diese Luftkraftbeziehung weiterhin kurz „Grenzwertformel“ genannt.

Die Strömungskräfte bestehen hier lediglich aus von den Luftmolekülen erzeugten Stoßkräften. Auch der „Sog“ besteht aus Stoßkräften infolge der Wärmebewegung der Moleküle, die wegen der Flugzeugbewegung nur gegen die Druckseite wirken.

Für die in unserem Fall wirklich vorliegenden Verhältnisse kann auch diese Betrachtungsweise nur einen Grenzfall bedeuten, der erst dann verwirklicht wäre, wenn die freie Weglänge von der Größe der Flugzeugabmessungen würde, was erst in noch wesentlich größeren Flughöhen der Fall ist. Wir haben in Abb. 16 die c_a -Werte der ebenen Platte nach Busemann und nach der Grenzwertformel aufgetragen und finden beide Kurven so hinreichend in Uebereinstimmung, daß wir weiterhin die einfache Grenzwertformel verwenden wollen. Dies rechtfertigt sich auch durch den Umstand, daß die Newtonsche Anschauung von vornherein eine von der Fluggeschwindigkeit unabhängige Gleitzahl ergibt, was in der anderen Betrachtungsweise mit einer gewissen Willkür angenommen werden mußte, und daß ferner in der Newton'schen Luftkraftformel für besondere Reibungskräfte ihrer Natur nach kein Platz ist.

Damit sind in den Luftkraftformeln Gl. (1.) die Beiwerte im Ueberschallbereich, bezogen auf die Flügelfläche, festgelegt zu:

$$c_a = 0,04 + 1,43 a^2/v^2; \quad c_w = 0,2 c_a; \quad \epsilon = 0,2 \quad (2)$$

Weiter ist zunächst noch eine Annahme über die Luftwichte und deren Abhängigkeit von der Flughöhe zu treffen. Zur Vereinfachung wählen wir dazu die H o h m a n n'sche Formel¹⁴⁾

$$\gamma = \gamma_0 \left(1 - \frac{h}{400000}\right)^{49} \quad (3)$$

die die wirklichen Verhältnisse in dem gesamten

hier in Frage kommenden Höhenbereich genügend genau wiedergibt.

Damit wird der Flügelauftrieb im Unterschallbereich:

$$A = c_a \cdot \gamma_0 / 2g \cdot (1 - h/400000)^{49} F \cdot v^2$$

im Ueberschallbereich:

$$A = (0,04 + 1,43 a^2/v^2) \cdot \gamma_0 / 2g \cdot (1 - h/400000)^{49} \cdot F \cdot v^2$$

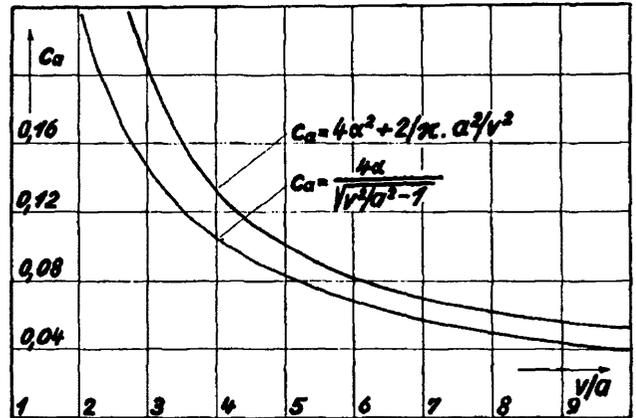


Abb. 16. Auftriebsbeiwerte nach Ackeret-Busemann und nach der Grenzwertformel.

Für die Flugverhältnisse in Bodennähe gilt:

$$A_0 = G_0 = c_{a0} \cdot \gamma_0 / 2g \cdot F \cdot v_0^2;$$

$$\text{daraus } \gamma_0 / 2g \cdot F = G_0 / c_{a0} v_0^2$$

Damit ist der auf die Gewichtseinheit des startenden Flugzeuges bezogene Auftrieb:

$$A/G_0 = c_a v^2 / c_{a0} v_0^2 \cdot (1 - h/400000)^{49}$$

$$\text{bzw. } A/G_0 = v^2 / c_{a0} v_0^2 \cdot (0,04 + 1,43 a^2/v^2)$$

$$(1 - h/400000)^{49} \dots \dots \dots (4)$$

und der Widerstand des Flugzeuges:

$$W/G_0 = \epsilon c_a v^2 / c_{a0} v_0^2 \cdot (1 - h/400000)^{49}$$

$$\text{bzw. } W/G_0 = \epsilon v^2 / c_{a0} v_0^2 \cdot (0,04 + 1,43 a^2/v^2)$$

$$(1 - h/400000)^{49} \dots \dots \dots (5)$$

4. Die Fliehkraft am Raketenflugzeug.

Die übrigen äußeren Flugzeugkräfte lassen sich erst nach näherer Beschreibung der gewünschten Bahneigenschaften in Abhängigkeit von h , v usw. angeben. Lediglich über die Fliehkraft sollen einige Annahmen schon jetzt getroffen werden.

Die bahnnormale Trägheitskraft N ist eine Folge der Flugbahnkrümmung, also durch den Krümmungsradius ρ der Flugbahn und die Fluggeschwindigkeit v bestimmt. Bei den vorerst erreichbaren Fluggeschwindigkeiten darf v genügend genau auf den Startplatz bezogen werden. In den später behandelten Flugbahnen kann nun für jene Fälle, wo N eine maßgebende Rolle spielt, für den Flugbahnradius genau genug der Abstand des Flugzeuges vom Erdmittelpunkt $(R + h)$ eingesetzt werden, worin der mittlere Erdradius $R = 6.378 \cdot 10^6$ m ist. N wird dann:

$$N = mv^2/\rho = \frac{Gv^2}{g(R+h)} = \frac{Gv^2}{gR}$$

da auch beim Raketenflugzeug die Flughöhe gegenüber dem Erdradius vernachlässigt werden darf.

5. Die Aufstiegbahn im Unterschallbereich.

Zunächst ergibt eine einfache Ueberlegung, daß Fluggeschwindigkeiten über etwa 500 m/s bei praktisch möglichen Startgeschwindigkeiten ohne Ver-

¹⁴⁾ H o h m a n n, Die Erreichbarkeit der Himmelskörper, München 1925.

änderung der Auftriebsverhältnisse der Flügel erst in etwa 35 bis 40 km Höhe erreicht werden dürfen, wenn man während dieses Aufstiegs gleichbleibenden Staudruck voraussetzt. Die Gestalt der Aufstiegsbahn zwischen $h = 0$ und z. B. $h = 35000$ m ist bei fester Flugzeuggestalt (insbes. Flügelgröße, Flügelanstellwinkel) lediglich eine Funktion der Größe und des zeitlichen Verlaufes der Antriebskraft. Dabei ergeben sich einige praktisch einzuhaltende Grenzen durch die fliegerisch mit den gewohnten Hilfsmitteln erreichbare Aufstiegskurve, durch die physiologisch ungünstige Wirkung zu hoher Flugzeugbeschleunigungen auf die Besatzung und durch die erhöhten konstruktiven Schwierigkeiten übermäßig leistungsfähiger Raketenmotoren.

Wir wollen hier zahlenmäßig den besonders einfachen Fall einer geradlinigen, gegen den Horizont unter einem bestimmten konstanten Winkel φ geneigten Unterschall-Aufstiegsbahn betrachten. Durch eine derartige Festlegung der Aufstiegsbahn ist die erforderliche Antriebskraft in jedem Augenblick vollständig bestimmt und kann daher berechnet werden.

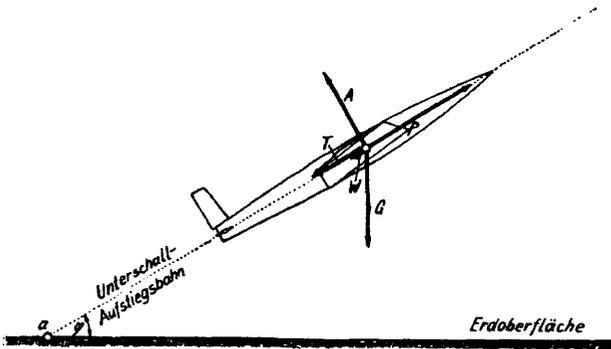


Abb. 17. Die äußeren Kräfte am Raketenflugzeug während einer praktisch günstigen Unterschall-Aufstiegsbahn.

Durch Nullsetzen der Kraftresultierenden in achsenparalleler und normaler Richtung folgt für den erforderlichen Raketenantrieb nach Abb. 17:

$$P = G \sin \varphi + W + T$$

$$A = G \cos \varphi$$

daraus:

$$P = G(\sin \varphi + \epsilon \cos \varphi) + T$$

oder:

$$P/G = (\sin \varphi + \epsilon \cos \varphi + 1/g \cdot dv/dt)$$

aus der zweiten Gleichgewichtsgleichung und der Beziehung (4.) folgt weiter:

$$(v/v_0)^2 (1 - s \sin \varphi / 400000)^{49} = G/G_0 \cdot \cos \varphi$$

Setzen wir in erster Näherung G/G_0 konstant gleich k_1 , dem Mittelwert des Fluggewichtes über der Unterschallaufstiegsbahn, worin G_0 das Fluggewicht am Ende der Unterschall- und am Anfang der Ueberschallaufstiegsbahn ist, so folgt für v :

$$v = ds/dt = v_0 \sqrt{k_1 \cos \varphi (1 - s \sin \varphi / 400000)^{-24.5}}$$

Durch einmalige Integration erhalten wir daraus unter Beobachtung der Randbedingungen:

$$t = \frac{15700}{v_0 \sqrt{k_1 \cos \varphi \sin \varphi}} [1 - (1 - s \sin \varphi / 400000)^{25.5}]$$

bzw.

$$s = 400000 \cdot \sin \varphi [1 - (1 - v_0 t \sqrt{k_1 \cos \varphi \sin \varphi / 15700})^{1/25.5}] \dots (6)$$

Das gesuchte dv/dt ergibt sich mit Hilfe der Grundbeziehung

$$dv/dt = v \cdot dv/ds$$

zu:

$$dv/dt = v_0^2 k_1 \sin 2\varphi / 32640 \cdot (1 - s \sin \varphi / 400000)^{-50}$$

Damit folgt der spezifische Raketen Schub zu:

$$P/G = kc/g = \sin \varphi + \epsilon \cos \varphi + v_0^2 k_1 \sin 2\varphi / 32640g \cdot (1 - s \sin \varphi / 400000)^{-50} \dots (7)$$

worin k angibt, der wievielte Teil des jeweiligen Fluggewichtes G je Sekunde durch die Rakete abgestoßen wird und c die Auspuffgeschwindigkeit der Gase bedeutet. (Es sind hier also nur die Feuergase als beschleunigte Gasmassen im Sinn des Antriebes betrachtet!) Es wird nun weiter die gesamte Gewichtsabnahme auf der Unterschallaufstiegsbahn bis zu jedem Zeitpunkt:

$$dG = -G K dt$$

$$G/G_0 = e^{-gt/c \cdot (\sin \varphi + \epsilon \cos \varphi) - v_0/c \cdot \sqrt{k_1 \cos \varphi} [(1 - v_0 \sin \varphi \sqrt{k_1 \cos \varphi} \cdot t/15700)^{-0.96} - 1]} \dots (8)$$

Man wird den Anstellwinkel φ der Unterschallbahn zweckmäßig so legen, daß der Kraftstoffverbrauch ein Minimum wird.

Unter den Annahmen: $v_0 = 80$ m/s, $v = 530$ m/s, $c = 3700$ m/s und $\epsilon = 0,2$ ergibt sich ein flaches Minimum des Kraftstoffverbrauches bei etwa $\varphi = 30^\circ$. Unter dieser Annahme sind einige für die Aufstiegsbahn charakteristische Größen, wie Fluggeschwindigkeit v , zurückgelegter Weg s , wirksamer Raketen Schub P/G und tatsächliche Flugzeugbeschleunigung dv/dt in Abb. 18 abhängig von der Zeit aufgetragen.

Es fällt vor allem auf, daß die anwendbaren Aufstiegsbeschleunigungen in durchaus mäßigen Grenzen bleiben müssen, wenn verhindert werden soll, daß die Luftkräfte während des Aufstieges über ein erwünschtes Maß hinauswachsen und den Aufstieg eher hindern als fördern.

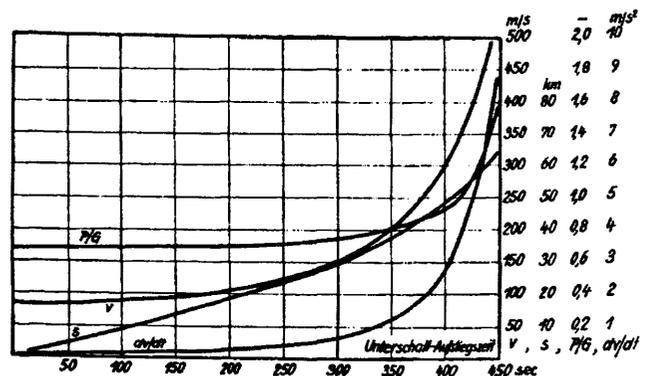


Abb. 18. Abhängigkeit der Fluggeschwindigkeit v , des Raketen Schubes P/G und der Flugzeugbeschleunigung dv/dt von der abgelaufenen Unterschall-Aufstiegszeit.

Der hier geschilderte Unterschallaufstieg mit günstigen Aufstiegs winkeln ist nur ein Teilstück in dem so gleich weiter zu beschreibenden großen Fernflug eines Raketenflugzeuges.

6. Die Aufstiegsbahn im Ueberschallbereich.

Auf die Natur des Ueberschallastes der Aufstiegsbahn ist von außerordentlichem Einfluß der Umstand, daß die Luftkräfte im Ueberschallbereich weitaus langsamer mit der Geschwindigkeit anwachsen, als

bei Unterschallgeschwindigkeiten. Praktisch wirkt sich das so aus, daß sehr bedeutende Flugeschwindigkeitssteigerungen hinsichtlich der Luftkräfte durch nur geringes Höherverlegen der Flugbahn ausgeglichen werden können, sodaß alle praktisch denkbaren Raketenfluggeschwindigkeiten in dem Flughöhenbereich zwischen etwa 40 bis 60 km möglich sind. Wirtschaftlich ist in diesem Flugeschwindigkeitsbereich sehr von Bedeutung, daß die Fliehkraft der durch die Erdoberflächenkrümmung gegebenen Bahnkrümmung zu beträchtlicher Größe anwächst und die leistungsverzehrende Tragkraft der Flügel mehr und mehr ersetzt, sodaß die Flugbewegung bis zu gewissem Grad zu einer freien Gravitationsbewegung um den Erdmittelpunkt wird.

Im Gegensatz zur Unterschallaufstiegsbahn erstreckt sich der Uberschallast über sehr große horizontale Weglängen, denen gegenüber nach dem oben Gesagten die vertikalen Aufstiegswege zurück-

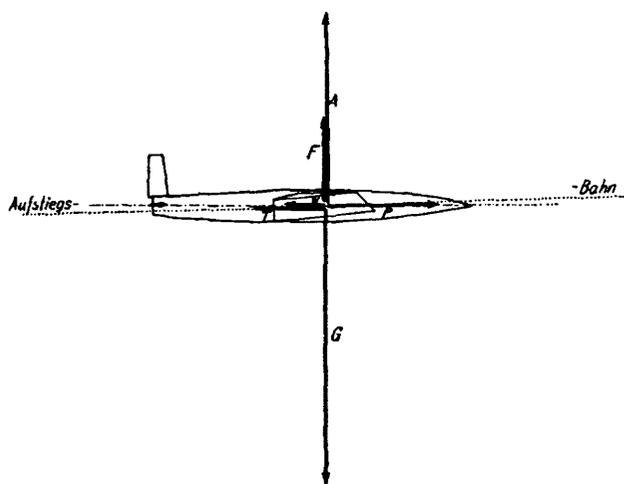


Abb. 19. Die äußeren Kräfte am Raketenflugzeug während einer praktisch günstigen Uberschall-Aufstiegsbahn.

treten. Es kommt hier hauptsächlich auf die Erlangung großer Bewegungsenergie (Geschwindigkeit) an. Entsprechend der sehr geringen Bahnneigung und wegen der großen Schwierigkeiten einer mathematisch genauen Führung des Flugzeuges nehmen wir für den Uberschallast der Aufstiegsbahn die Flugzeugachse näherungsweise ständig horizontal an, sodaß sich das Kraftbild der Abb. 19 ergibt. Wir wählen hier nicht die Gestalt der Flugbahn, sondern die Tätigkeit des Triebwerkes vorweg, u. zw. derart, daß die wirksame Flugzeugbeschleunigung konstant und gleich dem am Ende der Unterschallaufstiegsbahn erreichten Wert bleibt. Dadurch wird die Bemessung des Triebwerkes auf höhere Schübe, als im Unterschallgebiet jedenfalls nötig sind, vermieden. Der Raketenschub selbst nimmt im Laufe des Uberschallaufstieges nach Maßgabe des abnehmenden Flugzeuggewichtes stetig ab, derart, daß P/G konstant ist.

$$P/G = kc/g$$

Darin ist wieder k die (hier konstante) sekundliche Aenderung der jeweiligen Fluggewichtseinheit. Daher ist die sekundliche Gewichtsänderung des ganzen Flugzeuges gleich $G \cdot k$, nimmt also mit G ab. Die Gewichtsabnahme dG des ganzen Flugzeuges in dem Zeitelement dt ist daher:

$$dG = -G \cdot k \cdot dt$$

woraus folgt:

$$G/G_0 = e^{-kt}$$

wie sich natürlich auch aus der sogenannten Raketenrundgleichung unmittelbar ergeben hätte. Weiter wird:

$$\text{Der Raketenschub: } P/G_0 = kc/g \cdot e^{-kt}$$

$$\text{Die Fliehkraft: } F/G_0 = v^2/g R e^{kt}$$

$$\text{Die achsiale Trägheitskraft: } T/G_0 = 1/ge^{kt} \cdot dv/dt$$

Durch Nullsetzen der Kraftresultierenden in lotrechter und wagrechter Richtung ergibt sich:

$$\Sigma V = 0 \dots v^2/g R e^{kt} + 1/c_{ao} v_0^2 \cdot$$

$$\cdot v^2 (165300/v^2 + 0,04) (1 - h/400000)^{49} = 1/e^{kt}$$

$$\Sigma H = 0 \dots kc/ge^{kt} =$$

$$= \epsilon/c_{ao} v_0^2 \cdot v^2 (165300/v^2 + 0,04) (1 - h/400000)^{49} + 1/ge^{kt} dv/dt \dots (9)$$

Entfernt man aus beiden Gleichungen das h , so ergibt sich die uns vorzüglich interessierende Differentialbeziehung zwischen v und t :

$$dv/dt = kc - \epsilon g + \epsilon v^2/R$$

Durch einmalige Integration folgt daraus:

$$v = \frac{v_a \sqrt{\epsilon R (kc - \epsilon g)} + R (kc - \epsilon g) \operatorname{tg} t \sqrt{\epsilon/R \cdot (kc - \epsilon g)}}{\sqrt{\epsilon R (kc - \epsilon g)} - \epsilon v_a \operatorname{tg} t \sqrt{\epsilon/R \cdot (kc - \epsilon g)}} \dots (10)$$

worin v_a die Grenzflugeschwindigkeit zwischen Unterschall- und reinem Uberschallbereich darstellt und t die Zeit vom Beginn der Uberschallbahn ist.

Damit ist zu jedem Zeitpunkt die schon erreichte Flugeschwindigkeit bekannt. Die zugehörige Flughöhe ergibt sich mit t und v aus der obigen Gleichung $\Sigma V = 0$ ohne weiteres.

Durch nochmalige Integration der Differentialgleichung folgt der bis zu jedem Zeitpunkt zurückgelegte horizontale Weg. Wir vermeiden jedoch die für s entstehende reichlich unbequeme Formel, die nur den unberechtigten Anschein sehr großer Rechengenauigkeit erwecken könnte und schätzen die während der Uberschallaufstiegsbahn zurückgelegten horizontalen Wege, indem wir eine mittlere konstante Flugzeugbeschleunigung voraussetzen von der Größe

$$b = \frac{dv/dt}{v^2} = \text{konst} = \frac{kc - \epsilon g + \epsilon/R \cdot (v + v_a)^2/4}{v^2} \dots (11)$$

in Schaubild Abb. 20 sind die nach diesen Formeln berechneten Geschwindigkeiten, die horizontalen Wege der Uberschallbahn und der Kraftstoffverbrauch in Abhängigkeit von der abgelaufenen Zeit zusammengestellt unter den Voraussetzungen $\epsilon = 0,2$ und $k \cdot c = 15 \text{ m/s}^2$.

Wegen der in der Rechnung vernachlässigten Hubarbeit während der Uberschallaufstiegsbahn werden bei der vorausgesetzten Raketentätigkeit die Geschwindigkeiten tatsächlich um wenige Prozent kleiner ausfallen als das Schaubild angibt.

Der zur näheren Beschreibung der Uberschallaufstiegsbahn noch nötige Zusammenhang der Flughöhe h mit den übrigen Bahngrößen und dem veränderlichen Fluggewicht ergibt sich durch Zusammenfassen der Gleichungen (9.) und (10.).

7. Die Abstiegsbahn im Uberschallbereich.

Nach Erreichung der gewünschten Flugeschwindigkeit hat die Aufstiegsbahn ihr Ende gefunden und die Reise des Raketenflugzeuges könnte nun mit der erreichten Geschwindigkeit als reiner Höhenflug in gleichbleibender Flughöhe und unter ständiger Arbeit

des Triebwerkes zur Ueberwindung des verbleibenden Luftwiderstandes fortgesetzt werden.

Die bei den hohen Fluggeschwindigkeiten sehr günstige Wirkungsweise des Raketentriebwerkes würde gleichfalls für diesen Flugvorgang sprechen. In passendem Abstand vor dem Reiseziel wäre dann der Antrieb abzustellen, worauf das Raketenflugzeug unter dem Einfluß des verzögernden Luftwiderstandes die Abstiegsbahn zu beschreiben be-

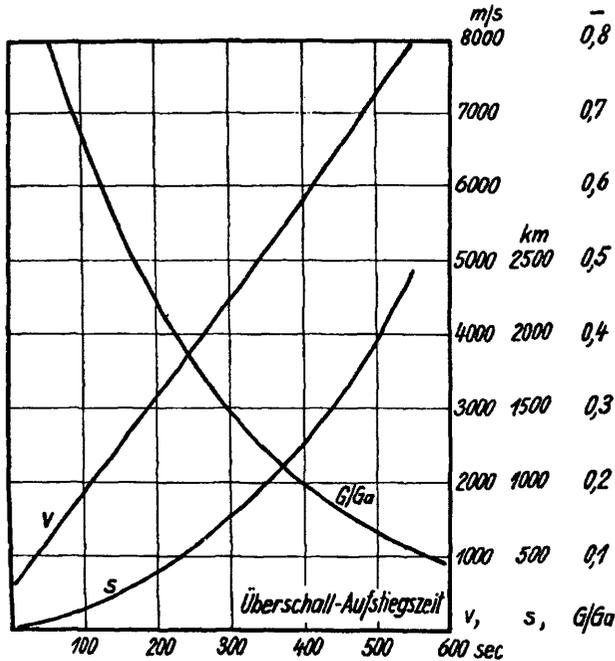


Abb. 20. Abhängigkeit der Fluggeschwindigkeit v, des Überschall-Flugweges s und des Kraftstoffverbrauches G/Ga von der abgelaufenen Überschall-Aufstiegszeit.

ginnt. Da der Winkel zwischen Bahntangente und Horizont in den erheblichen oberen Teilen der Abstiegsbahn sehr klein ist, können wir zur Beschreibung der Abstiegsverhältnisse das Kräftebild der Abb. 21 benützen. Als vorwärtstreibende Kraft wirkt dabei die Trägheitskraft T, die aus der Verzögerung des Flugzeuges durch den Luftwiderstand entsteht,

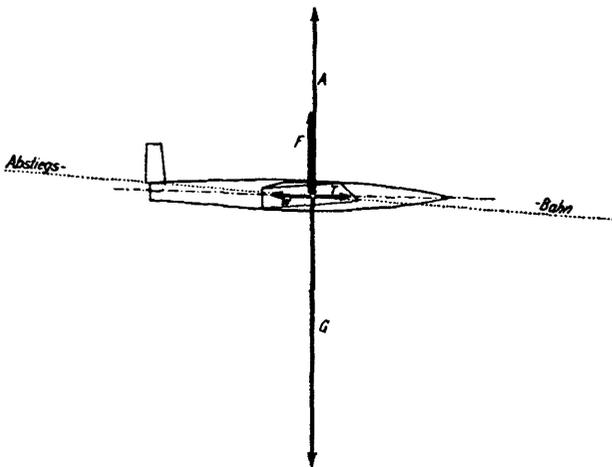


Abb. 21. Die äußeren Kräfte am Raketenflugzeug während der Abstiegsbahn.

also aus der Bewegungsenergie der Flugzeugmasse gespeist werden muß. Somit ist die Abstiegsbahn dadurch gekennzeichnet, daß auf ihr die gesamte kinetische und potentielle Energie des Raketenflugzeuges an dem besonders anfangs sehr geringen Luftwiderstand sich totlaufen muß. Die Abstiegsbahn erstreckt

sich entsprechend den verfügbaren Energien über außerordentlich große Reisewege, sodaß es wirtschaftlich ist, einen eigentlichen Höhenflug mit arbeitendem Raketenmotor in die Gesamtreise des Flugzeuges überhaupt nicht einzufügen, sondern an die Ueberschallaufstiegsbahn unmittelbar die Abstiegsbahn anzuschließen.

Bei der Geringfügigkeit der Lagenenergie gegenüber der Bewegungsenergie in den fraglichen Anfangsflughöhen können wir zunächst die erstere ganz aus der Betrachtung fortlassen und ihren bahnerweiternden Einfluß nachträglich summarisch abschätzen. Ein genauere Rechenvorgang hat angesichts der Unsicherheit unserer Luftdichten- und Luftwiderstandsformeln vorläufig wenig praktischen Wert.

Durch Nullsetzen der Kraftresultierenden in vertikaler und horizontaler Richtung ergibt sich nach der dynamischen Grundgleichung wieder:

$$\Sigma V = 0 \dots v^2/gR + 1/c_{a0} v_0^2 \dots v^2(165300/v^2 + 0,04)(1 - h/400000)^{49} = 1$$

$$\Sigma H = 0 \dots \epsilon/c_{a0} v_0^2 \dots v^2(165300/v^2 + 0,04)(1 - h/400000)^{49} = 1/g \cdot dv/dt \dots (12)$$

Wird daraus h entfernt, so folgt als Differentialbeziehung zwischen v und t:

$$g\epsilon - v^2\epsilon/R = dv/dt = d^2s/dt^2$$

Nach einmaliger Integration wird:

$$v = \sqrt{gR} \cdot \frac{e^{2\epsilon t \sqrt{g/R}} - (\sqrt{gR} + v_0)/(\sqrt{gR} - v_0)}{e^{2\epsilon t \sqrt{g/R}} + (\sqrt{gR} + v_0)(\sqrt{gR} - v_0)} \dots (13)$$

worin v₀ hier die Fluggeschwindigkeit in der Ausgangsflughöhe darstellt. Damit ist zu jedem Zeitpunkt die noch vorhandene Fluggeschwindigkeit bekannt.

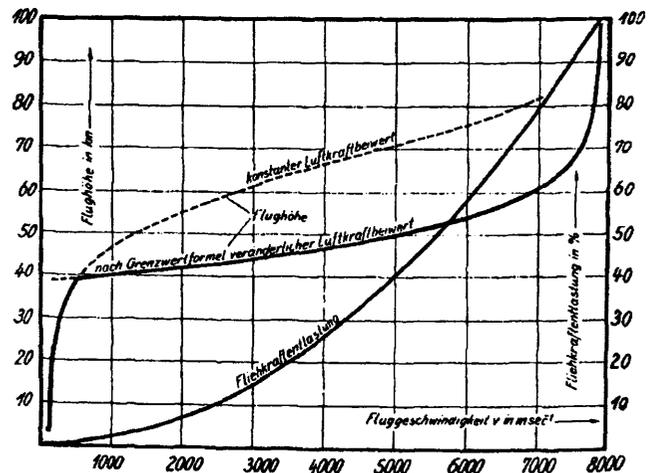


Abb. 22. Flughöhe und Fliehkraftentlastung der Höhenflugbahn, abhängig von der Fluggeschwindigkeit.

Der Zusammenhang zwischen v und h ergibt sich aus der ersten Gleichung (12.) zu den in Abb. 22 eingetragenen Werten. Zugleich ist dort auch der Zusammenhang beider Größen unter Voraussetzung konstanten Staudruckes eingetragen, was bei Fluggeschwindigkeiten unter der Schallgeschwindigkeit den Tatsachen ziemlich entspricht.

Durch nochmalige Integration der Differentialgleichung folgt der bis zu jedem Zeitpunkt zurückgelegte horizontale Weg zu:

$$s = t \sqrt{gR} + R/2\epsilon$$

$$\ln \left(\frac{1 + (\sqrt{gR} + v_0)/(\sqrt{gR} - v_0)}{e^{2\epsilon t \sqrt{gR}} + (\sqrt{gR} + v_0)/(\sqrt{gR} - v_0)} \right)^2$$

Mit den so gewonnenen Beziehungen läßt sich aus jeder Anfangsflughöhe die Abstiegsbahn solange rechnerisch verfolgen, als die Fluggeschwindigkeit im reinen Uberschallbereich bleibt, also das angenommene Luftwiderstandsgesetz mit veränderlichem c_a -Wert genügend Geltung besitzt. Dies trifft im allgemeinen bis herab zu Flughöhen von etwa 40 km zu.

Die Abhängigkeit der Bahnlänge und der Zeit zur Zurücklegung dieser Bahnlänge von der Ausgangsflughöhe ergibt sich mit Hilfe der vorstehenden Beziehungen und der Abb. 22 zu den in Abb. 23 zusammengestellten Werten, wenn auch hier ein $\epsilon = 0,2$ vorausgesetzt wird. Man erkennt zunächst die ungeheuren Wege, über die sich die Abstiegs-

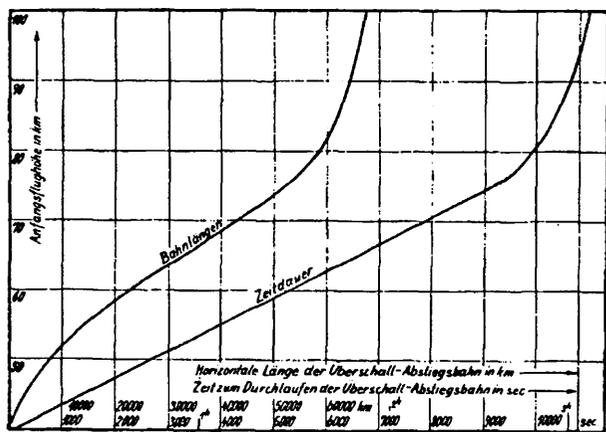


Abb. 23. Bahnlängen und Zeitdauer des Abstieges aus dem Höhenflug bis zur Erreichung der Unterschall-Fluggeschwindigkeit.

bahn aus größeren Höhen erstreckt. Nachdem die größte irdische Reise der Natur der Sache nach nicht größer als etwa 20.000 km sein kann, kommen für den irdischen Reiseverkehr zwischen verschiedenen Erdorten höchstens Flughöhen von etwa 60 km in Frage, da die Abstiegsbahn aus dieser Flughöhe sich schon über die gesamte Länge des erforderlichen Reiseweges erstreckt. Die Zeit dieses Abstieges über 20.000 km beträgt etwa 85 Minuten.

8. Die Abstiegsbahn im Unterschallbereich.

Da im Bereich der Abstiegsbahn mit Unterschallgeschwindigkeit die Fliehkraftbelastung praktisch nicht mehr vorhanden ist und die Luftkraftbeiwerte als konstant betrachtet werden, ist der Luftwiderstand über der ganzen restlichen Abstiegsbahn gleichfalls konstant und die Länge der Abstiegsbahn kann in einfachster Weise aus der verfügbaren Energie und diesem Luftwiderstand errechnet werden.

Die gesamte, in z. B. 40 km Flughöhe verfügbare Energie beträgt etwa 60.000 kgm je Kilogramm Fluggewicht. Nimmt man für das Raketenflugzeug im Unterschallbereich wieder eine Gleitzahl von $\epsilon = 0,2$ an, so ergibt sich der konstante Luftwiderstand je kg Fluggewicht zu 0,2 kg und die Länge der Unterschallabstiegsbahn wird:

$$s_u = 60000/0.2 = 300000 \text{ m} = 300 \text{ km}$$

Die Fluggeschwindigkeit auf dieser Unterschallabstiegsbahn sinkt von anfangs etwa 1900 km/h auf schließlich etwa 150 km/h in Erdnähe derart, daß der Staudruck trotz der verschiedenen Luftdichte immer konstant bleibt, wobei der ganze Unterschallast in rund $\frac{3}{4}$ Stunden durchlaufen wird. Diese Werte sind ganz unabhängig davon, aus welcher Anfangshöhe der Abstieg unternommen wurde, sofern diese unter den getroffenen Voraussetzungen nur eben größer als 40 km war.

9. Zusammenstellung der Flugleistungen.

Die hervorstechendsten Flugleistungselemente des Raketenflugzeuges sind seine Fluggeschwindigkeit und seine Flughöhe. Daneben spielt als dritte Leistungsgröße die Reichweite eine ausschlaggebende Rolle. Unter dem bisher vorausgesetzten Vorgang des Reisefluges von Raketenflugzeugen hängen alle drei Größen völlig zwangsläufig zusammen, so daß die Beschreibung der Abhängigkeit einer einzigen von ihnen von einem gewünschten Parameter die vollständige Zusammenstellung der maßgebenden Flugleistungen bedeutet. Da die Reichweite des Raketenflugzeuges für seine praktische Brauchbarkeit hauptsächlich bestimmend ist, soll sie an erster Stelle behandelt werden. Sie ist ebenso wie die des gewöhnlichen Flugzeuges durch die Menge der mitführbaren Kraftstoffe, am anschaulichsten also durch das Verhältnis des Flugzeuggewichtes G bei verbrauchten Kraftstoffen zum Anfangsfluggewicht G_0 bestimmt.

Aus Abb. 20 ergibt sich unter Berücksichtigung des Kraftstoffverbrauches im Unterschallaufstieg nach Glg. (8.) und unter den dortigen Zahlenannahmen zunächst der Zusammenhang G/G_0-v der Abb. 24. Mit Hilfe der Beziehungen aus Punkt 7 und 8 und unter Einrechnung der Aufstiegswege folgt der Zusammenhang $v-s$ der Abb. 24.

Schließlich ergibt sich aus beiden Kurven der Zusammenhang G/G_0-s , der hier in erster Linie interessiert. Aus ihm ersieht man, daß die Sicherung genügender Reichweiten durch entsprechende „Leichtigkeit G_0/G “ des Raketenflugzeuges an den Konstrukteur außerordentliche Anforderungen stellt, und daß neben der Herstellung eines verlässlich arbeitenden Raketenmotors von hoher Auspuffgeschwindigkeit die Leichtigkeit des Raketenflugzeuges ein Kernproblem der ganzen Raketenfliegerei bildet.

Immerhin eröffnet das geringe Gewicht des Raketentriebwerkes und die wegen des hohen Startschubes zulässige sehr hohe Flächenbelastung in dieser Hinsicht bisher unbekannt Möglichkeiten. Mit dem an heute üblichen Flugzeugen erreichten Ladeverhältnis $G/G_0 \approx 0,30$ betrüge die Reichweite nach Abb. 24 wenig mehr als 1000 km horizontalen Weges. Zur Erreichung der von Schraubenflugzeugen erzielten größten zwischenlandungslosen Reisewege wären Ladeverhältnisse von etwa $G/G_0 = 0,15$ bis 0,10 nötig, die wahrscheinlich schon jenseits der Grenze des konstruktiv Erreichbaren liegen. Die Erzielung einer angemessenen Reichweite durch äußerste Leergewichtsverminderung, möglichste strömungstechnische Veredelung des Flugzeuges und höchste Auspuffgeschwindigkeit des Motors wird somit die wichtigste Aufgabe des Konstrukteurs sein müssen. Aber auch mit den bisher verwendeten gewiß nicht zu günstigen Annahmen für die Kennzahlen des Raketenflugzeuges läßt sich eine zwischen-

landungslose Reichweite von etwa 4000 bis 5000 km mit Zuversicht erwarten, die also den Flugbereich der allermeisten unserer bekannten Flugzeuge, insbesondere den schneller Flugzeuge übertrifft.

Die gewaltigste Ueberlegenheit des Raketenflugzeuges gegenüber dem Schraubenflugzeug liegt in der Fluggeschwindigkeit. Die Höchstgeschwindigkeiten selbst sind durch das Ladeverhältnis G/G_0 begrenzt und begrenzen ihrerseits die Reichweiten nach Abb. 24. Die Höchstfluggeschwindigkeit beträgt

Reichweite zugeschnitten, haben also mit der durch Raketenflugzeuge erreichbaren Gipfelhöhe zunächst nichts zu tun. Es werden lediglich jene Flughöhen durchflogen, die für eine bestimmte Flugweite nötig sind. Dieser Höhenbereich ist nach Abb. 23 und 24 ziemlich enge und bewegt sich für alle in Frage kommenden Reiselängen zwischen etwa 40 und 60 km.

Es wurde hier vorzüglich die Abhängigkeit der Flugleistungen vom Ladeverhältnis des Flugzeuges besprochen. Die Abhängigkeit von Auspuffgeschwin-

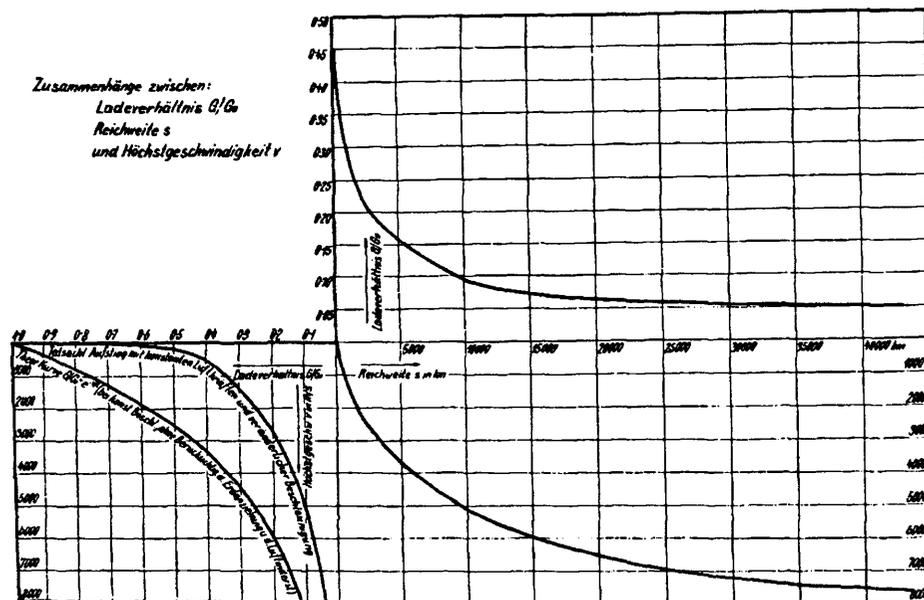


Abb. 24.

auf einem 5000 km Flug z. B. etwa 3700 m/s oder 13.300 km/h. Diese Geschwindigkeit ist aber nur während kurzer Zeit am Ende der Aufstiegsbahn vorhanden. Die durchschnittliche Reisegeschwindigkeit des 5000 km-Fluges errechnet sich aus dem Zeitbedarf der einzelnen Bahnäste zu etwa 1000 m/sec oder 3600 km/h. Auf kürzeren Reisen wird die Durchschnittsgeschwindigkeit wegen der festen, relativ großen Unterschallflugzeiten etwas kleiner, um bei größeren Reiselängen noch erheblich anzuwachsen. Die hier beschriebenen Raketenflugbahnen dienen in erster Linie der Transportaufgabe zwischen verschiedenen Erdorten und sind auf größtmögliche

digkeit, Gleitzahl usw. ist an Hand des gegebenen Materials unschwer zu untersuchen. Ebenso kann die sehr erhebliche Abhängigkeit der jeweils erforderlichen Flughöhen von der Anfangsflächenbelastung leicht rechnerisch verfolgt werden.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das mit den gegebenen technischen Mitteln herstellbare Raketenflugzeug unter den getroffenen Voraussetzungen dem üblichen Schraubenflugzeug hinsichtlich Höchst- und Reisegeschwindigkeit um das etwa 20fache, hinsichtlich Gipfelhöhe um das etwa 5fache überlegen sein wird, und das sich die zwischenlandungslosen Reichweiten ungefähr die Wage halten.

3. RAKETENFLUGZEUGE IM AKTIVEN LUFISCHUTZ.

1. Die Leistungsgrenzen des Schraubenflugzeuges.

In Angriff und Verteidigung hängt die Kampfkraft des Flugzeuges größtenteils von seiner Fluggeschwindigkeit und vom Steigvermögen ab.

Der Entwicklung dieser beiden Flugleistungen wendet man daher alle Mühe zu, ohne seit dem letzten Krieg überragende Fortschritte erzielt zu haben.

Diese Tatsache liegt in gewissen mechanischen Beziehungen des üblichen Schraubentriebwerkes begründet.

Die höchsten Fluggeschwindigkeiten wurden bisher mit Sondermaschinen erreicht, die eigens zu diesem Zweck gezüchtet sind und bereits 700 km/h ergaben.

Die allmähliche Steigerung der Höchstfluggeschwindigkeit im letzten Jahrzehnt bis zu diesem

Wert gelang durch gewaltige Vermehrung der Motorleistungen und in geringem Maße durch aerodynamische Verfeinerung.

Die Höchstgeschwindigkeiten der in praktischer Verwendung stehenden Kampfflugzeuge, Verkehrsflugzeuge und Sportflugzeuge sind den Rekordzahlen immer in achtungsvoller Entfernung nachgefolgt.

Aus dem mühsamen Emporklettern der Geschwindigkeitszahlen erkennt man die Annäherung an eine Grenze der erreichbaren Fluggeschwindigkeit, die für Flugzeuge mit üblichen Verbrennungskraftmaschinen und Luftschauben als Triebwerk kaum wesentlich über 1000 km/h liegen wird.

Das ergibt sich zunächst aus der Tatsache, daß die erforderliche Motorleistung und daher auch das Motorgewicht mit der Fluggeschwindigkeit rasch

anwächst, sodaß das Gewicht der Motoren bald den größten Teil des gesamten Fluggewichtes ausmacht.

In dem kaum erreichbaren Fall, daß die ganze Triebwerksanlage für 1 PS Schraubenzugleistung nur $\frac{1}{2}$ kg wiegt und der Luftwiderstand $\frac{1}{3}$ des Fluggewichtes beträgt, folgt aus den mechanischen Grundbeziehungen eine Fluggeschwindigkeit von höchstens 1600 km/h für das Triebwerk allein.

Da sich das Flugzeug selbst doch nicht ganz entbehren läßt, bleibt das von einem PS zu schleppende Gewicht eben größer als $\frac{1}{2}$ kg — bei den bisher schnellsten Rennflugzeugen über 1 kg — und demgemäß die Geschwindigkeit kleiner als der angegebene Wert, im gegebenen Falle kleiner als die Hälfte von 1600 km/h.

Daß man aber noch beträchtlich leichtere Flugmotoren nach den bisherigen Grundsätzen wird bauen können, ist nach ihrer vierzigjährigen, intensivsten Entwicklung unwahrscheinlich.

Aber nicht nur der Motor, auch die Luftschaube läßt die Fluggeschwindigkeit nicht in den Himmel wachsen.

Da die Umlaufgeschwindigkeit der Luftschaubenspitze immer ein Mehrfaches der Fluggeschwindigkeit von z. B. 1000 km/h betragen muß, ergeben sich für die Propellerspitze Geschwindigkeit.

Bei solchen Spitzengeschwindigkeiten arbeiten die Luftschauben aus aerodynamischen Gründen sehr unwirtschaftlich, vergeuden also die wertvolle Motorleistung, und außerdem wachsen die Beanspruchungen, besonders infolge der Fliehkräfte, so gewaltig an, daß ihnen kein Baustoff mehr standhält.

Zu diesen Gründen treten noch andere, wie die übergroßen Start- und Landegeschwindigkeiten, die mit der Geschwindigkeit wachsenden Kühlchwierigkeiten des Motors usw., um die erreichbaren Fluggeschwindigkeiten zu begrenzen.

Die zweite wichtige Anforderung an ein kriegsverwendbares Flugzeug ist die Steigfähigkeit. Es interessiert hier aus durchsichtigen Gründen vor allem die Zeit, die das Flugzeug braucht, um auf eine bestimmte Höhe, z. B. auf 5000 m oder 10.000 m, zu steigen.

Das früher erwähnte Triebwerk mit $\frac{1}{2}$ kg Gewicht je PS Schraubenleistung könnte nach elementaren mechanischen Grundgesetzen äußerstenfalls in rund $\frac{1}{2}$ Minute auf 5000 m klettern, und zwar wieder ganz allein, ohne Flugzeug, ohne Piloten, ohne Waffen.

Da diese Dinge mitgenommen werden müssen und die vorhandene Leistung bei weitem nicht so ideal umgesetzt wird, ist die wirkliche Steigzeit immer beträchtlich größer als dieser theoretische Grenzwert.

Die von Kampfflugzeugen wirklich erreichten, bekanntgewordenen geringsten Steigzeiten auf 5000 m liegen bei 5 bis 7 Minuten.

Also auch hier sind auf dem bisher beschrittenen Weg kaum mehr außerordentliche Fortschritte zu erzielen.

Aus diesem Stand der Dinge erwachsen die Bemühungen um das Raketenflugzeug, das die genannten Leistungsbegrenzungen nicht kennt und die weitere Entwicklung übernehmen soll.

2. Das Raketen-Triebwerk.

Der Antrieb liefernde Luftschaubenstrahl wird am Raketenflugzeug in bekannter Weise ersetzt durch einen antreibenden Feuergasstrahl.

Es sind in letzter Zeit beträchtliche Fortschritte im Bau von Raketenantrieben für Flugzeuge gemacht worden.

Wenn diese Arbeiten auch in erster Linie einer friedlichen Eroberung der Stratosphäre dienen mögen, darf doch ihre militärische Anwendbarkeit nicht übersehen werden.

Das Problem des Raketenfluges steht heute etwa dort, wo der Schraubenflug vor dreißig Jahren hielt und die Möglichkeit eines ähnlichen Entwicklungsimpulses durch militärisches Interesse liegt nahe.

Zu dieser Annahme führen Gründe, die im folgenden angedeutet werden mögen.

Die gewaltige Energieumsetzung im Raketenmotor befähigt ein Flugzeug natürlich zu den ungeheuerlichsten Flugleistungen, während die verfügbare Zeit etwa zur Abwicklung der Kampfhandlung eines Jagdflugzeuges ausreicht, oder um ein Höhenflugzeug bis an die obere Grenze der Stratosphäre zu heben und es auf mehrfache Geschwindigkeit zu beschleunigen, sodaß es seinen weiteren stundenlangen Flug auf Grund des erlangten Schwunges ohne weitere Motorwirkung ausführen kann.

Das eigentliche Element des Raketenflugzeuges ist jedenfalls die obere Stratosphäre, wo wegen der geringen Luftdichte die Fluggeschwindigkeiten von der Größenordnung der Auspuffgeschwindigkeiten des Motors werden, sodaß auch für das Raketenflugzeug Wirkungsgradbetrachtungen einen vernünftigen Sinn bekommen. Außerdem kann sich gerade in diesen Höhenbereichen die Unabhängigkeit des Raketenantriebes von der Dichte der äußeren Luft voll auswirken.

Wenn aber die Forderungen nach Wirtschaftlichkeit zurücktreten dürfen gegenüber der Erzielung gewisser Höchstleistungen — und das ist besonders bei Kriegswaffen durchwegs der Fall — dann kann man auch an die Verwendung von Raketenflugzeugen im Bereich der Troposphäre und unteren Stratosphäre denken.

Diese letztere Verwendungsmöglichkeit führt zunächst zum Raketen-Jagdflugzeug.

3. Das Raketen-Jagdflugzeug.

Man könnte sich dessen allgemeinen Aufbau etwa nach Abb. 25 vorstellen. Es handelt sich um eine einseitige, leichte, sehr schnelle Jagdmaschine zur Zerstörung feindlicher Luftwaffen, besonders zur Bombenabwehr, mit Fluggeschwindigkeiten bis 1000 km/h

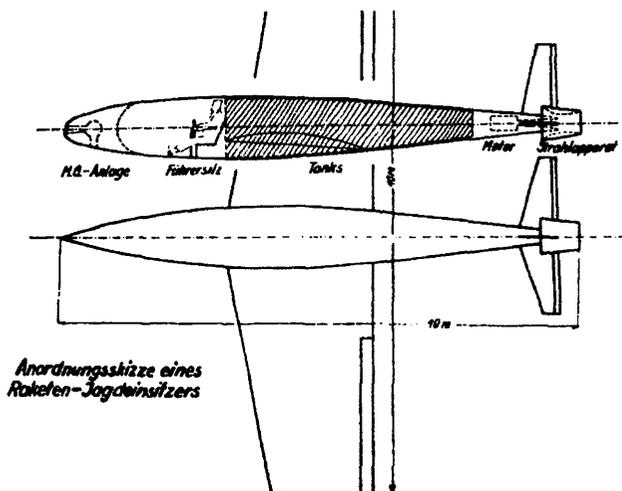


Abb. 25.

und einer Steigleistung auf 20 km Höhe in 4 Minuten, wobei die Aktionsfähigkeit mit etwa $\frac{1}{2}$ Stunde beschränkt ist. Nach Ablauf dieser Zeit, vom Augenblick des Startes gerechnet, ist eine Landung zur Neuaufnahme von Kraftstoffen notwendig.

Der Rumpf ist den aerodynamischen Verhältnissen bei Fluggeschwindigkeiten, die sich der Schallgeschwindigkeit nähern, angepaßt. Der Bug ist sehr schlank und schneidenförmig, zur Herabminderung des Formdruckwiderstandes, das Heck gleichfalls schlankverlaufend, um die bei diesen Geschwindigkeiten besonders drohende Strömungsablösung und damit den Sog gering zu halten.

Auch das angedeutete Flügelprofil ist den hohen Unterschallgeschwindigkeiten angepaßt.

Die Flügelgröße ergibt sich aus der besonders anfangs außerordentlich hohen Flächenbelastung.

Die dadurch bedingte sehr hohe Startgeschwindigkeit ist ungefährlich, da der Raketentriebwerk — ähnlich einer Turbine — sehr überlastbar ist und Startschübe von der Größe des Startgewichtes erlaubt. Durch die hohe Anfangsbeschleunigung wird der Startweg sehr kurz, der Start kann von einem 150 m bis 200 m langen Betonstreifen, also praktisch von der Startplatte jedes Flughafens erfolgen. Dabei spielt die jeweilige Windrichtung natürlich nur mehr eine ganz geringe Rolle, sodaß auch die Anlage besonderer Startbahnen aus Beton oder dgl. mit geringem Aufwand möglich wird.

Die Landung nach Verbrauch der Kraftstoffe ist in üblicher Art auf jedem Flugfeld möglich, da die Flächenbelastung dann normale Werte erreicht hat.

Der Führerraum ist luftdicht abgeschlossen zu denken und enthält das geringe erforderliche Instrumentarium. Da das Raketentriebwerk bis in Höhen von 20 km und mehr zu steigen vermag und im Fall eines von oben überraschend gegen einen tief fliegenden Gegner geführten Angriffes Höhenunterschiede von vielen Kilometern in Sekundenschnelle durchstößt, müssen die auftretenden Luftdruckschwankungen vom Führer ferngehalten werden.

Vor dem Führerraum ist im Bug eine Maschinengewehranlage vorgesehen, die sich an bestehende Vorbilder anlehnt. Zweckmäßig wird ein sehr vielläufiges Maschinengewehr von größter Feuergeschwindigkeit einzusetzen sein, dessen Einzelläufe in bekannter Weise nicht parallel, sondern leicht divergierend und im Flugzeug unbeweglich eingebaut liegen.

Die leicht streuende Geschoßgarbe deckt in den wenigen Sekunden des eigentlichen Angriffes eine große Fläche vor dem Bug durch einen dichten Hagel wirksamer Geschosse, sodaß die Erfolgswahrscheinlichkeit eines energischen und bis auf geringe Entfernungen an den Gegner herangetragenen Angriffes sehr bedeutend ist. Wie sogleich zu erkennen sein wird, ist die Wahrscheinlichkeit der erfolgreichen Abwehr dieses Angriffes von Seite des überraschend angegriffenen, langsameren Gegners weit aus geringer.

Nach rückwärts schließen an den Führerraum die sehr umfangreichen Tankanlagen zur Unterbringung der großen Kraftstoffmengen. Daß diese zu einem Großteil aus flüssigem Sauerstoff bestehen, bedeutet keine besondere Schwierigkeit, da derart große Flüssiggasmengen für die erforderlichen kurzen Zeiträume ohne nennenswerte Verluste in ganz gewöhn-

lichen dünnwandigen Blechtanks bewahrt werden können.

Die Tanks müssen in der Lage sein, Kraftstoffmengen bis zu 80% des gesamten Startgewichtes aufzunehmen.

Im Heck des Flugzeuges ist das schon besprochene Raketentriebwerk untergebracht. Eine Besonderheit des Jagdflugzeuges ist die Anwendbarkeit eines Strahlapparates, über den noch einiges nachzutragen ist.

Jeder Reaktionsantrieb — wozu Flugzeugantriebe so gut wie Schiffsantriebe zählen — arbeitet bekanntlich dann am wirksamsten, wenn der Slip möglichst klein ist, also die Abstoßungsgeschwindigkeit der Treibmassen und die Bewegungsgeschwindigkeit des Fahrzeuges entgegengesetzt und möglich gleich sind. Bei reinen Raketentriebwerken müßte der Slip theoretisch sogar Null sein, also beide Geschwindigkeiten von genau gleicher Größe sein, um die günstigste Arbeitsweise zu liefern.

Nun sind die Auspuffgeschwindigkeiten eines Raketentriebwerks von etwa zehnfacher Größe, wie die mit dem Jagdflugzeug angestrebten Fluggeschwindigkeiten. Es kann also von einer Gleichheit oder auch nur Ähnlichkeit beider Geschwindigkeiten und damit von einem wirtschaftlichen Antrieb des Flugzeuges keine Rede sein.

Dieses Mißverhältnis der Geschwindigkeiten wirkt insofern auf die Flugeigenschaften des Jagdflugzeuges zurück, als der gewöhnliche Raketentriebwerk die gesamten Kraftstoffvorräte des Flugzeuges innerhalb z. B. einer halben Stunde aufzehrt, sodaß das Flugzeug auch nur für diese Zeit kampffähig ist, während ein wirtschaftlicherer Motor, der bei gleicher Treibkraft geringere Abstoßgeschwindigkeit hätte, mit demselben Kraftstoffvorrat länger ausreichen würde, z. B. eine ganze Stunde, also die Zeit seiner Kampffähigkeit verdoppelt.

Ein einfaches Mittel, den äußeren Wirkungsgrad des Raketentriebwerks im Flugzeug zu verbessern, besteht nun darin, daß man mit Hilfe der ausströmenden Feuergase durch Injektorwirkung Luft aus der Umgebung des Flugzeuges ansaugt und gleichfalls nach rückwärts abstößt.

In Abb. 25 ist der dazu notwendige Strahlapparat am Heck des Jagdflugzeuges angedeutet.

Ueber die Wirkungsweise dieser Strahlapparate wurden besonders von französischer und amerikanischer Seite umfangreiche Versuche angestellt¹⁵⁾.

Wenn sie auch die anfangs hochgepannten Erwartungen nicht erfüllten, scheint mit ihrer Hilfe doch die angedeutete Verdoppelung der Flugzeit des Jagdraketentriebwerkflugzeuges durchaus erreichbar.

Bemerkenswert sind die geringen Gesamtabmessungen von 10 m Spannweite und 10 m Rumpflänge, in denen man sich solche Flugzeuge vorstellen kann.

Die Größe des Jagdeinsitzers entspricht also der eines kleinen Sportflugzeuges.

Dieser Umstand ist zusammen mit der überfalls-

¹⁵⁾ Kort, Raketentriebwerke mit Strahlapparaten, Z. F. M. 1932, H. 16.

Eastman, Jacobs, Shoemaker, Tests on thrust augmentors for jet propulsion NACA Techn. Notes Nr. 431, Sept. 1932.

Schubauer, Jet propulsion with special reference to thrust augmentors. NACA Techn. Notes Nr. 442, Jänn. 1933.

Schmidt, Raketentriebwerke mit Strahlapparaten, Z. F. M. 1933, H. 15.

artigen Kampfweise für die praktische Verwendung ausschlaggebend.

Der außerordentlich einfache Gesamtaufbau ergibt sehr geringe Baukosten. Diese und die geringe Besatzung mit nur 1 Mann bewirken, daß derartige Jagdflugzeuge leicht in sehr großer Zahl eingesetzt werden können, und daß der Verlust einer Einzelmaschine nicht sehr schwer wiegt.

Die Tätigkeit des Raketen-Jagdeinsitzers hat man sich folgend vorzustellen:

Das Flugzeug wird erst kurz vor dem beabsichtigten Flug aus fahrbaren Bodenbehältern getankt, bzw. nachgetankt, um größere Verluste an flüssigem Sauerstoff zu vermeiden.

Der Start erfolgt von einer sehr kurzen aber sehr guten Startbahn von höchstens 200 m Länge, z. B. einer Betonplatte, einer offenen guten Straße oder dgl. Das Jagdflugzeug startet wie von der Sehne geschnellt und hebt nach ganz kurzem Anlauf ab.

Nach dem Start kann das Flugzeug unschwer in einer geradlinigen, unter 30 bis 45° gegen den Horizont geneigten Bahn aufsteigen, wobei die Steigzeit auf 10 km Höhe etwa 2 Minuten, auf 20 km Höhe etwa 4 Minuten beträgt.

Die höchsten Geschwindigkeiten können besonders in den ganz großen Flughöhen mit ihrer dünnen Luft voll ausgeflogen werden. In diesem Punkt besteht ein grundsätzlicher Unterschied gegenüber dem Schraubenflugzeug, wo gerade die dünne Luft die Motorleistung einschneidend vermindert.

Durch starkes Drücken mit Vollgas sind die Höchstgeschwindigkeiten aber in jeder, auch geringeren Flughöhe, zu erzwingen, insbesondere auch im vollen Steigen, sodaß der Angriff unter 45° von unten erfolgen kann.

Dieser Umstand ermöglicht es, daß die Jagdflugzeuge am Boden das Herannahen des Gegners abwarten können, und ihn nach Sichtung von unten her überraschend angreifen.

Bei seinen geringen Gesamtabmessungen und seiner Fluggeschwindigkeit von der Größe mäßiger Geschossgeschwindigkeiten ist das vorüberfliegende Jagdflugzeug dem menschlichen Auge nicht mehr deutlich sichtbar.

Ein Erkennen des herannahenden Flugzeuges auf größere Entfernungen als etwa 1 km wird nur zufällig möglich sein, da das Flugzeug ebenso rasch ist, wie sein Geräusch. Die Entfernung von 1 km, innerhalb der es wahrscheinlich bemerkt wird, durchmißt es im Angriff in drei Sekunden.

Eine erfolgreiche Abwehr vom angegriffenen Objekt aus innerhalb der verfügbaren 3 Sekunden ist nur zufällig möglich, umso mehr als der Angriff aus fast allen Richtungen des Raumes erfolgen kann.

Eine Abwehr von Punkten, die nicht in der Richtung der Flugbahn liegen, ist unmöglich, da das Flugzeug von diesen Punkten aus nicht klar erkennbar ist und fast die Geschwindigkeit der ihm zugesandten Geschosse hat. Daher ist auch ein seitliches Anschießen der empfindlichen Tankanlage nicht möglich.

An die Geschicklichkeit des Führers stellt diese Kampfweise zweifellos außerordentliche Anforderungen, zumal bei Höchstgeschwindigkeit nur sehr schwaches Ausschwenken aus der eingehaltenen Flugrichtung möglich ist. Bei einem Kurvenradius von 1 km treten z. B. schon Beschleunigungskräfte von 10facher Erdbeschleunigung auf.

Andererseits läßt sich die Fluggeschwindigkeit, besonders nach teilweisem Verbrauch der Kraftstoffe, aber auch vorübergehend auf Bruchteile der Höchstgeschwindigkeit herabdrücken.

Raketenflugzeuge können einander in der Luft kaum ernsthaft bekämpfen,

Je nach Inanspruchnahme des Motors kann sich das mit einem Strahlapparat versehene Jagdflugzeug auf diese Weise eine halbe bis zu einer Stunde in der Luft halten und landet dann zur Neuaufnahme der Betriebsstoffe. Der Aktionsradius beträgt dementsprechend mehrere hundert Kilometer.

Nach ihrer Durchentwicklung werden Raketen-Jagdflugzeuge zur Abwehr von Bombenflugzeugen, Aufklärern, Kampfflugzeugen, Luftschiffen usw. allen gegenwärtig verwendeten Waffen zweifellos überlegen sein.

Sie werden aber geradezu die einzige Waffe sein zur Abwehr von Bombenflugzeugen, die mittels Schraubentriebwerken die untere Stratosphäre befliegen, dort beträchtliche Fluggeschwindigkeiten und ungeheure Reichweiten erzielen und gegen jede Abwehr vom Boden aus, oder durch übliche Jagdflugzeuge infolge ihrer Flughöhe gefeit sind.

4. Das Raketen-Bombenflugzeug.

Seine naturgemäße Anwendung findet das Raketenflugzeug mit der Befliegung der oberen Stratosphäre.

Es startet vom Boden in der früher beschriebenen Weise, steigt unter einer zunächst 30° gegen den Horizont geneigten, später flacher werdenden Bahn mit voller Motorkraft auf 40 bis 50 km Höhe und erlangt dabei Endgeschwindigkeiten von der Größenordnung der Auspuffgeschwindigkeit. Die Anwendung des Strahlapparates entfällt also in diesem Fall. Die Dauer dieses Aufstieges beträgt 15 bis 20 Minuten, in dieser Zeit werden die gesamten, an Bord befindlichen Kraftstoffvorräte verbraucht.

Am Scheitelpunkt seiner Bahn angelangt, wird der Raketenmotor abgestellt und das Flugzeug setzt seinen Weg lediglich auf Grund seiner kinetischen und potentiellen Energie als eine Art Gleitflug fort.

Diese Bewegungsart erinnert an die Bahn eines Ferngeschosses, das gleichfalls aus ähnlicher Höhe eine durch Gleiten gestreckte Abstiegsbahn beschreibt.

Beim Raketenflugzeug ist dieses Gleitvermögen durch die Flügel wesentlich gesteigert, sodaß sich die Abstiegsbahn über viele Tausende von Kilometern erstreckt, wobei die Geschwindigkeit von den ungeheuren Anfangswerten bis zur normalen Landegeschwindigkeit stetig abnimmt, nach Maßgabe der in tieferen Luftschichten immer größer werdenden Luftdichte.

Dabei bleibt die ganze Abstiegsbahn bis zu gewissem Grad vom Führer steuerbar.

Dieser Flugvorgang soll zur Einrichtung von Schnellverkehrsflügen über die Weltmeere dienen.

Die den außerordentlichen Fluggeschwindigkeiten und ihren aerodynamischen Verhältnissen angepaßte äußere Form derartiger Raketenflugzeuge läßt Abb. 12 erkennen.

Es liegt nun der Mißbrauch dieses Raketenflugzeuges zum Bombenabwurf sehr nahe. Man stelle sich folgenden, durchaus möglichen Flug vor:

Das Raketenflugzeug startet und steigt wie zu großem Fernflug in Höhen über 40 km und auf mehr-

fache Schallgeschwindigkeit in die Richtung des anzugreifenden Bodenziels. Im vorberechneten Augenblick werden die geeignet geformten Torpedobomben vom Flugzeug gelöst und dieses kehrt in sehr weitem Bogen zum Startplatz zurück, während die Torpedos die ursprüngliche Flugrichtung beibehalten und in Form des absteigenden Astes einer ballistischen Kurve dem Ziel zustreben. Die Entfernung zwischen Startplatz und Ziel kann bis zu mehreren tausend Kilometern betragen, die Lösung der Bomben erfolgt erst kurz vor dem Ziel, sodaß die Zielsicherheit durch geeignete Vorkehrungen weit größer werden kann als etwa jene eines Ferngeschützes. Von Wetter und Tageszeit am Ziel ist diese Kampfhandlung vollständig unabhängig durch die astronomische Orientierungsmöglichkeit in der Stratosphäre.

Die Kosten eines Aufstieges lassen sich mit denen eines Fernschusses in keiner Weise vergleichen, ein Risiko besteht für das Flugzeug überhaupt nicht, da es durch seine Höhe und Geschwindigkeit jeder menschlichen Einflußnahme von außen vollständig entzogen ist.

Wieder scheint das Raketenflugzeug hervorragend geeignet, durch diese Uebergangsphase zwischen rein flugtechnischer und ballistischer Tätigkeit dort fortzusetzen, wo das übliche Ferngeschütz an der

Grenze seiner Leistungsfähigkeit angelangt ist, ganz ähnlich, wie es der Fortentwicklung der Leistungen des üblichen Flugzeuges dient.

Es lassen sich allgemein Raketenflug und Raketenflugzeug in sehr vielen Belangen als zwischen der reinen Flugtechnik und der Ballistik stehend betrachten, indem sie aus beiden Wissensgebieten in gleicher Weise hervorgehen, äußerlich die Erscheinungen beider Gebiete verquicken und durch ihre Zusammenfassung zu neuen gewaltigen Leistungen befähigen.

Mit den vorstehenden Ausführungen soll keineswegs gesagt werden, daß der Zweck der Raketenflugtechnik die Schaffung neuer, furchtbarer Kriegswaffen wäre.

Es soll aber auch die tatsächliche Gefahr nicht verschwiegen werden. Mit Raketenflugzeugen wird die schnellstmögliche Verkehrsverbindung zwischen den Völkern hergestellt werden.

Wenn das Raketenflugzeug jedem Volk ein Mittel bietet, seinen Boden vor Uebergriffen der Nachbarn zu schützen, wird man dies gleichfalls begrüßen. Aber auch wenn es in seiner furchtbarsten Anwendung die handgreifliche Ueberzeugung verankern hilft, daß ein Krieg mit neuen technischen Mitteln nur Besiegte kennt, wird es seinem Zweck dienen.

Raketenflug

D 629. 1. 0354

Raketenflugtechnik

Von **Eugen Sänger**

Ingenieur, Dr. techn. Flugzeugführer, Assistent
an der Technischen Hochschule Wien
231 S., 92 Abb., 34 Zahlentafeln. Gr.-8°. 1933.
Brosch. M. 8.50, in Leinen geb. M. 9.80.

Wege zur Raumschiffahrt

Von Prof. **Herm. Oberth**

3. Aufl. 442 S., 159 Abb., 4 Taf. Gr.-8°. 1929.
Brosch. M. 17.50, Leinen M. 20.—

Die Erreichbarkeit der Himmelskörper

Untersuchungen über das Raumfahrproblem

Von Dr.-Ing. **W. Hohmann**

93 S., 28 Abb. Gr.-8°. 1925. M. 4.60.

Raketenfahrt

Von **Max Valier**

6. Aufl. 263 S., 72 Abb. 8°. 1930. Leinen M. 5.80

R. Oldenbourg, München 1 und Berlin

Abonnieren Sie den

FLUG

Zeitschrift für das
gesamte Gebiet der
Luftfahrt

mit

FLUGREISE

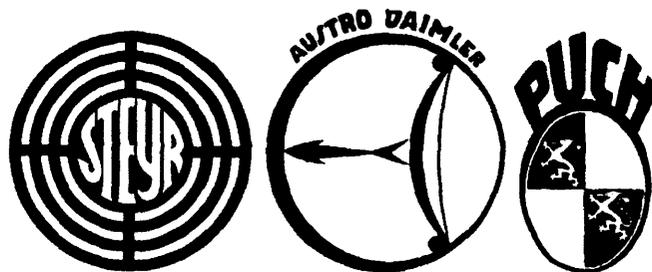
Offizielles Organ führender Ver-
einigungen

Berichte aus allen Ländern

Wien, III., Traungasse 11

Oesterreichisches Postsparkassen-Konto 198.921

Jahresabonnement: Oesterreich 10.— Schilling
Ausland 10.— Schw. Frs.
postfrei



DIE 3 EDELMARKEN

DER OESTERREICHISCHEN FAHRZEUGINDUSTRIE