

INGENIEUR-ARCHIV

UNTER MITWIRKUNG DER
GESELLSCHAFT FÜR ANGEWANDTE MATHEMATIK UND MECHANIK
ZUSAMMEN MIT

A. BETZ · A. HERTWIG · K. KLOTTER · E. METTLER · K. v. SANDEN
F. SCHLEICHER · E. SCHMIDT · E. SÖRENSEN

HERAUSGEGEBEN VON

R. GRAMMEL



XXI. BAND

1953

SPRINGER-VERLAG · BERLIN · GÖTTINGEN · HEIDELBERG

INGENIEUR - ARCHIV

XXI. BAND

DRITTES HEFT

1953

Zur Theorie der Photonenraketen.

Von E. Sänger.

1. Einleitung. Wenn man die technische Beherrschung stationärer Kernreaktionen voraussetzt, begegnet deren direkte Ausnützung in Raketen bei den Teilchengeschwindigkeiten von etwa 4 bis 12% der Lichtgeschwindigkeit, entsprechend spezifischen Impulsen zwischen 1220 und 3660 Sekundentonnen Antrieb je Kilogramm Treibstoff, der bekannten Schwierigkeit, daß sich die schnellen Reaktionsprodukte mit technischen Mitteln nicht in eine gewünschte Richtung lenken lassen.

Es wird daher oft erwogen, die Energie der Kerntreibstoffe auf weitere, inerte Massen zu übertragen, die sich mechanisch oder elektrisch in die gewünschte Richtung lenken lassen, und diese mit geringerer Geschwindigkeit auszustoßen, z. B. in thermischen Atomraketen mit spezifischen Impulsen bis etwa 2 secton/kg oder in elektrischen Ionenraketen mit etwa 10 secton/kg, gegenüber den bekannten Werten chemischer Raketen von nur etwa 0,3 secton/kg.

Daneben besteht jedoch noch der hier näher untersuchte grundsätzliche, umgekehrte Weg, die Energie der Kernreaktion nur auf einen Teil der Kerntreibstoff-Massen zu übertragen, und diesen Teil mit höherer, z. B. Lichtgeschwindigkeit auszustoßen, entsprechend spezifischen Impulsen von etwa 24 bis 216 secton/kg, während der nichtbeschleunigte, verbrauchte Treibstoffteil geschwindigkeitslos von Bord gegeben, oder an Bord behalten wird.

Für derartige partielle Photonenraketen erscheinen technische Lösungsmöglichkeiten in absehbarer Zukunft nicht völlig ausgeschlossen, z. B. wenn es gelingt, die Kernreaktionsenergie in „Kernlampen“ nach Art elektrischer Gasentladungslampen weitgehend in Photonen zu verwandeln und diese mit optischen Mitteln, etwa „Reflektoren“ höchsten Reflektionsvermögens in die gewünschte Richtung zu lenken.

Sie versprechen gegenüber thermischen Atomraketen geringeren spezifischen Treibstoffverbrauch und gegenüber elektrischen Ionenraketen besonders geringere spezifische Triebwerksgewichte, so daß sich mit ihnen Aussichten auf Fluggeschwindigkeiten von mehreren hundert Kilometern in der Sekunde eröffnen.

Vom Vorgang der Beschleunigung einer gegebenen Ruhemasse m_0 unter Energiezufuhr, z. B. der Beschleunigung eines Elektrons in der Elektronenschleuder, ist bekannt, daß mit Annäherung der Bewegungsgeschwindigkeit w an die Lichtgeschwindigkeit c bei gleichbleibender Ruhemasse m_0 sowohl die träge Masse $m_t = m_0/\sqrt{1-w^2/c^2}$ als auch die kinetische Energie und der Impuls nach Unendlich gehen, also die Energiezufuhr schließlich unendlich groß werden müßte, so daß bei diesem Vorgang die Lichtgeschwindigkeit nicht erreicht werden kann.

Wesentlich verschieden davon stellt sich der hier zu behandelnde Fall einer adiabatischen Beschleunigung der gegebenen Ruhemasse m_0 ohne äußere Energiezufuhr, also auf Kosten des Energieinhaltes der Ruhemasse selbst dar, wie er z. B. dem Raketenprinzip inhärent ist.

Dabei nähert sich mit abnehmender Ruhemasse m'_0 die Bewegungsgeschwindigkeit w ebenfalls der Lichtgeschwindigkeit c , um sie bei verschwindender Ruhemasse m'_0 tatsächlich zu erreichen, während die träge Masse m_0 , während des ganzen Beschleunigungsvorganges konstant und gleich der Anfangsruhemasse m_0 bleibt.

Infolge des Äquivalenzprinzipes von Masse und Energie $E = m_0 c^2$ gilt jederzeit die Adiabatenbedingung

$$E = m_0 c^2 = m_t c^2 = m'_0 c^2 + (m_0 - m'_0) c^2 = \text{konst} \quad (1)$$

Wir sprechen im Grenzfall $m'_0 \rightarrow 0$ von Zerstrahlung der Materie und nennen das entstandene lichtschnelle Partikel ein Photon, dem also wohl träge Masse, aber keine Ruhemasse mehr zukommt.

2. Totalraketen. Man kann einer im Zustand der Ruhe gegebenen Masse m_0 einen latenten Energieinhalt $m_0 c^2$ und einen latenten Impuls $m_0 c$ zuschreiben, ähnlich, wie man einem Photon der trägen Masse $h\nu/c^2$ die Energie $h\nu$ und den Impuls $h\nu/c$ beilegt.

In der folgenden Raketen-theorie spielen die Bruchteile E' bzw. J' des latenten Energie- bzw. Impulsinhaltes, die man technisch nutzbar machen kann, eine grundlegende Rolle.

Wir wollen diese beiden Ausbeuten mit den Sigeln

$$\varepsilon = E'/m_0 c^2 \text{ für die Energieausbeute} \tag{2}$$

und

$$\iota = J'/m_0 c \text{ für die Impulsausbeute} \tag{3}$$

bezeichnen.

Der in der Raketentechnik übliche spezifische Impuls ist dann

$$J'/m_0 = \iota c \tag{4}$$

bzw. der spezifische Treibstoffverbrauch je Impuls- oder Antriebseinheit

$$m_0/J' = 1/\iota c. \tag{5}$$

Aktiviert man einen Bruchteil ε dieser latenten Energie $m_0 c^2$ der Ruhemasse m_0 , entzieht ihn aber nicht dem System, sondern verwandelt ihn vollständig in kinetische Energie der gesamten restlichen Ruhemasse $m'_0 = (1 - \varepsilon) m_0$, so wird die erreichbare Bewegungsgeschwindigkeit w im Verhältnis zur Lichtgeschwindigkeit c aus der Adiabatenbedingung und dem bekannten Verhältnis $\sqrt{1 - w^2/c^2}$ von Ruhemasse m'_0 zu träger Masse m_0 gleich

$$w/c = \sqrt{1 - m_0'^2/m_0^2} = \sqrt{2\varepsilon - \varepsilon^2}, \text{ bzw. } \varepsilon = 1 - \sqrt{1 - w^2/c^2} \tag{6}$$

Die kinetische Energie ist gleich der aktivierten Energie

$$E' = \varepsilon m_0 c^2 = (m_0 - m'_0) c^2 = m_0 c^2 (1 - \sqrt{1 - w^2/c^2}). \tag{7}$$

Der gewonnene Impuls ist

$$J' = m'_0 w + \varepsilon m_0 w = m_0 w = m_0 c \sqrt{2\varepsilon - \varepsilon^2}, \tag{8}$$

daher die Impulsausbeute

$$\iota = J'/m_0 c = \sqrt{2\varepsilon - \varepsilon^2} = w/c, \tag{8a}$$

damit ist der spezifische Impuls

$$J'/m_0 = \iota \cdot c = c \sqrt{2\varepsilon - \varepsilon^2} = w \tag{8b}$$

und der Impuls je Einheit des Energieaufwandes

$$J'/E' = \sqrt{2\varepsilon - \varepsilon^2} / c = \frac{1}{c} \frac{w/c}{1 - \sqrt{1 - w^2/c^2}} \tag{8c}$$

Mit wachsender Energieausbeute ε wird daher der Impulsgewinn je aufgewendeter Masse immer größer, je aufgewendeter Energie immer kleiner.

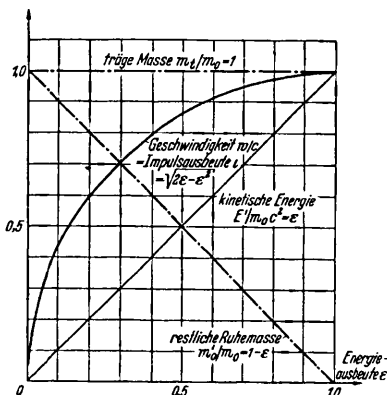


Abb. 1. Adiabatische Massenbeschleunigung in Totalraketen.

Diese Verhältnisse der adiabatischen Beschleunigung einer Masse sind in Abb. 1 graphisch dargestellt.

Während mit wachsender Energieausbeute ε die erreichte Strahlgeschwindigkeit w/c in einem Kreisbogen zunächst rasch, später langsamer wächst, und die beschleunigte, unveränderte Ruhemasse m'_0 linear mit ε abnimmt, bis sie bei völliger Zerstrahlung schließlich verschwindet, bleibt die träge Masse m_0 dauernd gleich m_0 und konstant. Dementsprechend wächst der gewonnene Impuls wie w/c .

Im nichtrelativistischen Bereich kleiner Energieausbeuten ε wächst der Impuls sehr rasch mit der aufgewendeten Energie, der Antrieb je aufgewendeter Energieeinheit ist günstig, je aufgewendeter Masseneinheit ungünstig. Bei hohen ε kehren sich diese Verhältnisse um.

Schon relativ kleine Energieausbeuten ergeben

verhältnismäßig hohe Impulsausbeute, z. B. chemische Reaktionen mit $\varepsilon \approx \frac{1}{2} \cdot w^2/c^2 \sim 10^{-10}$ ein $\iota \approx \sqrt{2\varepsilon} = 1,4 \cdot 10^{-5}$ oder spezifische Impulse von $J'/m_0 \approx c \sqrt{2\varepsilon} = w = 4,2 \cdot 10^3$ m/sec oder 0,42 secton/kg.

Kernreaktionen mit $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-3}$ ergeben $J'/m_0 = w = 3 \cdot 10^7$ m/sec oder 3000 section/kg, während bei hundertprozentiger Umwandlung ($\varepsilon = 1$) der spezifische Impuls auf 30500 section/kg als Grenzwert anwächst.

Dem Arbeitsprozeß der meisten derzeit bearbeiteten Raketentriebwerke liegt dieser spezielle Vorgang adiabatischer Beschleunigung einer Masse mit totaler Energieübertragung an die Treibstoffmassen zugrunde. Wir haben diese adiabatischen Raketenysteme zur Unterscheidung von den im nächsten Abschnitt behandelten daher kurz Totalraketen genannt.

Für die mit ihnen erreichbare Fluggeschwindigkeit v im widerstands- und schwerkrefreien Raum in Abhängigkeit von der relativen Treibstoffladung m_0/M_0 gilt bekanntlich¹ die relativistische, sogenannte Raketen Grundgleichung

$$\frac{m_0}{M_0} = 1 - \left(\frac{1-v/c}{1+v/c} \right)^{\frac{c}{w}}, \quad (9)$$

worin M_0 die Anfangsruhemasse der Rakete und m_0 ihre anfängliche Treibstoff-Ruhemasse ist. Nach Einführung der Energieausbeute ε kann man sie auch in der Form schreiben

$$\frac{m_0}{M_0} = 1 - \left(\frac{1-v/c}{1+v/c} \right)^{\frac{1}{2\sqrt{2\varepsilon - \varepsilon^2}}}, \quad (9a)$$

worin sich ε wie bisher auf das triebwerksfeste Koordinatensystem bezieht. Im nichtrelativistischen Bereich kleiner und mittlerer v und w geht sie in die klassische Raketen Grundgleichung über

$$\frac{m}{M} = 1 - e^{-v/w} \quad (10)$$

bzw.

$$\frac{m}{M} = 1 - e^{-\frac{v}{\varepsilon\sqrt{2\varepsilon}}}. \quad (10a)$$

3. Partialraketen. Es ist für raketentechnische Zwecke interessant, den bisher behandelten speziellen Vorgang noch dahingehend zu verallgemeinern, daß man die freigemachte Energie $\varepsilon m_0 c^2$ nicht gleichmäßig auf die totale restliche Ruhemasse $m'_0 = (1 - \varepsilon)m_0$ aufteilt, sondern einem Bruchteil π von m'_0 keine Energie zukommen läßt, also nur den Rest $(1 - \pi)m'_0 = (1 - \pi)(1 - \varepsilon)m_0$ auf eine Geschwindigkeit w diabatisch beschleunigt, während der Bruchteil $\pi m'_0 = \pi(1 - \varepsilon)m_0$ in Ruhe zum Triebwerk bleibt.

a) Theorie der Partialraketen. Aus der Adiabatenbedingung, daß die Summe der trägen Massen bei dem Vorgang wieder konstant und gleich m_0 bleiben muß, folgt für die erreichbare Geschwindigkeit w folgende Überlegung.

Die Anfangsruhemasse m_0 verwandelt sich zu einem Teil εm_0 in Energie, während der Restbetrag $m'_0 = (1 - \varepsilon)m_0$ übrigbleibt. Von diesem Restbetrag bleibt der Anteil $\pi m'_0 = \pi(1 - \varepsilon)m_0$ endgültig in Ruhe zum Triebwerk, während der andere Teil $(1 - \pi)m'_0 = (1 - \pi)(1 - \varepsilon)m_0$ mit Hilfe des verwandelten Energieäquivalentes εm_0 auf die Geschwindigkeit w gebracht wird, wobei seine gesamte träge Masse also $(1 - \pi)(1 - \varepsilon)m_0 + \varepsilon m_0 = m_0 [1 - \pi(1 - \varepsilon)]$ wird, während seine Ruhemasse natürlich $(1 - \pi)(1 - \varepsilon)m_0$ bleibt.

Da die Ruhemasse sich zur trägen Masse immer wie $\sqrt{1 - w^2/c^2}$ verhält, folgt

$$\frac{w}{c} = \frac{\sqrt{2\varepsilon(1-\pi) - \varepsilon^2(1-2\pi)}}{1 - \pi(1 - \varepsilon)}. \quad (11)$$

Die kinetische Energie ist wieder gleich der aktivierten Energie:

$$E' = \varepsilon m_0 c^2 = (m_0 - m'_0) c^2 = m_0 c^2 \frac{(1 - \pi)(1 - \sqrt{1 - w^2/c^2})}{\sqrt{1 - w^2/c^2} + (1 - \pi)(1 - \sqrt{1 - w^2/c^2})}. \quad (12)$$

Der gewonnene Impuls ist

$$J' = (1 - \pi) m'_0 w + \varepsilon m_0 w = m_0 w [1 - \pi(1 - \varepsilon)] = m_0 c \sqrt{2\varepsilon(1 - \pi) - \varepsilon^2(1 - 2\pi)}, \quad (13)$$

daher die Impulsausbeute

$$i = J'/m_0 c = \sqrt{2\varepsilon(1 - \pi) - \varepsilon^2(1 - 2\pi)} = [1 - \pi(1 - \varepsilon)] w/c \quad (14)$$

¹ J. Ackeret, Helv. Physica Acta 19 (1946), S. 103.

und der massenspezifische Impuls

$$J'/m_0 = c \cdot \sqrt{2 \varepsilon (1 - \pi) - \varepsilon^2 (1 - 2 \pi)} = [1 - \pi (1 - \varepsilon)] w, \tag{15}$$

schließlich der energiespezifische Impuls

$$J'/E' = \frac{\sqrt{2 \varepsilon (1 - \pi) - \varepsilon^2 (1 - 2 \pi)}}{\varepsilon c} = \frac{1}{c} \frac{w}{c} \frac{[1 - \pi (1 - \varepsilon)] [\sqrt{1 - w^2/c^2} + (1 - \pi) (1 - \sqrt{1 - w^2/c^2})]}{(1 - \pi) (1 - \sqrt{1 - w^2/c^2})} \tag{16}$$

Die Impulsausbeute ι und damit auch der massenspezifische Impuls sind in Abb. 2 als Funktion der Energieausbeute ε und der Partialität π dargestellt. In den Grenzfällen $\pi = 0$ und $\pi = 1$ verhalten sie sich wie

$$\frac{\iota(\pi=0)}{\iota(\pi=1)} = \sqrt{1 + (1 - \varepsilon) 2/\varepsilon}, \tag{17}$$

d. h. in allen von $\varepsilon = 1$ verschiedenen Fällen hat die Photonenrakete ($\pi = 1$) schlechtere Impulsausbeute als die Totalrakete ($\pi = 0$).

In Abb. 2 bedeutet nämlich die Partialität $\pi = 0$ wieder den schon eingangs behandelten Fall der Total-Raketen, wo die freigesetzte Energie zur Beschleunigung der gesamten verbleibenden Masse verwendet wird. Dieser Fall gibt bei gleicher Energieausbeute immer die höchste Impulsausbeute.

Partialität $\pi = 1$ bedeutet, daß nur die freigesetzte Energie in Form von Photonen ausgesendet wird, während die gesamte, nicht umgewandelte Treibstoffmasse in Ruhe bleibt. Die Impulsausbeute dieser Photonenraketen ist immer am kleinsten.

Die Unterschiede der Impulsausbeute sind naturgemäß am größten, wenn die Energieausbeute ε klein bleibt, da dann die größten Massenbeträge für den Impuls unausgewertet bleiben, die Unterschiede werden dementsprechend immer geringer, je größer ε wird.

Bei $\varepsilon = 1$, also völliger Massenerstrahlung, hat die Impulsausbeute ihr absolutes Maximum Eins, alle Werte von π beziehen sich hier auf die gleiche, verschwundene Restmasse Null, und sind unter sich also gleichwertig, es liegt der Fall der totalen Photonenrakete vor.

Solange wir in der Raketentechnik nur die geringen Energieausbeuten chemischer Reaktionen zur Verfügung haben, ist das Interesse, diese geringen Energien der gesamten Treibstoffmasse mitzuteilen, daher groß. Die Impulsausbeute verhält sich hier in den Fällen $\pi = 0$ und $\pi = 1$ etwa wie $\sqrt{2/\varepsilon}$.

Mit dem $\varepsilon = 10^{-10}$ chemischer Reaktionen fanden wir für $\pi = 0$ den massenspezifischen Impuls zu etwa 0,42 section/kg, als Photonenrakete mit $\pi = 1$ betrage er in diesem Fall nur etwa ein Hunderttausendstel, nämlich $3 \cdot 10^{-6}$ section/kg. Die Photonenrakete auf chemischer Treibstoffbasis ist daher wohl als Scheinwerfer, nicht aber als Triebwerk von Interesse.

Mit dem $\varepsilon = 7 \cdot 10^{-3}$ der Wasserstoff-Helium-Reaktion wird der massenspezifische Impuls für $\pi = 0$ nach (8b) etwa $3,55 \cdot 10^7$ m/sec oder 3550 section/kg; für $\pi = 1$ nach (15) etwa $2,1 \cdot 10^6$ m/sec oder 210 section/kg, d. h. die Wasserstoff-Helium-Photonenrakete hat nurmehr etwa siebzehnmal geringere Impulsausbeute, als die totale Wasserstoff-Helium-Rakete. Sie könnte daher durchaus praktisches Interesse bieten, wenn ihre Verwirklichung geringere technische Schwierigkeiten bereitet, als jene der entsprechenden Totalrakete.

b) Partialraketen mit Inertmassen. In den Bereich der Partialraketen gehören von vornherein auch alle Raketen-Vorschläge, bei denen inerte Massen m_{02} durch Energieträger m_{01} mit der Ausbeute ε_1 auf thermischem oder elektrischem Wege beschleunigt werden, während die nichtumgewandelten Energieträgermassen nicht beschleunigt werden, z. B. thermische Atomraketen oder elektrische Ionenraketen ^{1,2,3,4,5} wo die — etwa im Uran-

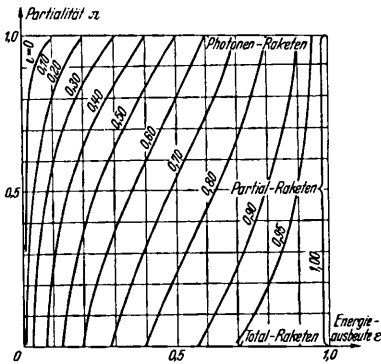


Abb. 2. Impulsausbeute ι der Partialraketen in Abhängigkeit von der Energieausbeute ε und der Partialität π . (Der massenspezifische Impuls ergibt sich aus ι durch Multiplikation mit der Lichtgeschwindigkeit c .)

¹ J. Ackeret, a. a. O. ² H. Oberth, Wege zur Raumschiffahrt, München 1929 und Ann Arbor 1945.

³ L.R. Shepherd u. A.V. Cleuver, J. Brit. Interpl. Soc. 8 (1949) S. 59.

⁴ J. Bredt, Naturforschg. 6a, 2 (1951) S. 103. ⁵ L. Spitzer, J. Brit. Interpl. Soc. 10 (1951) S. 249.

meiler gewonnenen — Energien zur entweder thermischen Beschleunigung von Wasserstoffplasma auf Geschwindigkeiten von der Größenordnung $2 \cdot 10^4$ m/sec, oder elektrischen Beschleunigung von Ionen auf Geschwindigkeiten zwischen 10^5 und 10^6 m/sec dienen sollen.

Mit einer Energieausbeute ϵ_1 des Energietoffes m_{01} im Meiler und der zusätzlichen Plasmen- oder Ionen-Ruhemasse m_{02} wird die gesamte Energieausbeute

$$\epsilon = \epsilon_1 \frac{1}{1 + m_{02}/m_{01}} \tag{18}$$

und die Partialität

$$\pi = \frac{1 - \epsilon_1}{1 - \epsilon_1 + m_{02}/m_{01}}, \tag{19}$$

womit alle weiteren Größen nach den Gleichungen (11) bis (17) berechenbar sind. Die darin immer wiederkehrenden Ausdrücke werden

$$a = \sqrt{2 \epsilon (1 - \pi) - \epsilon^2 (1 - 2 \pi)} = \sqrt{\frac{2 \epsilon_1 (m_{02}/m_{01}) (1 + m_{02}/m_{01}) + \epsilon_1^2 (1 - \epsilon_1 - m_{02}/m_{01})}{(1 + m_{02}/m_{01})^2 (1 - \epsilon_1 + m_{02}/m_{01})}} \tag{20}$$

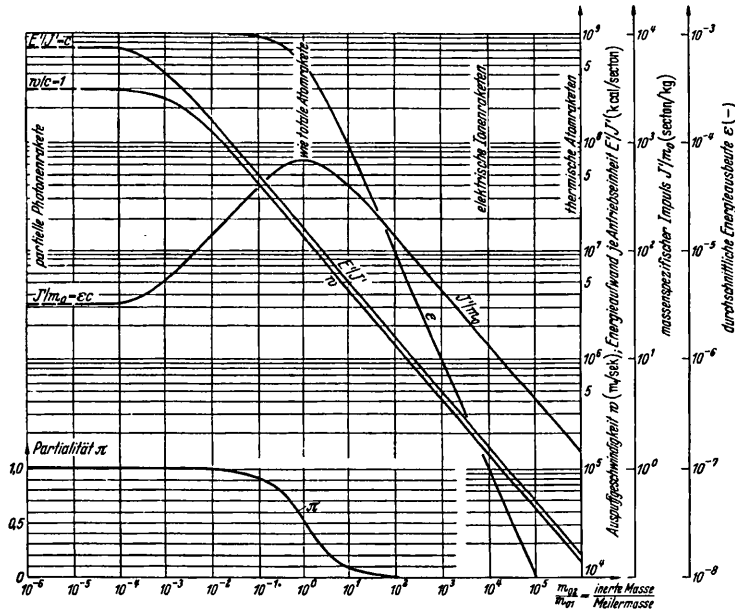


Abb. 3. Partial-Raketen mit Inertmassen; Veränderlichkeit über m_{02}/m_{01} der Auspuffgeschwindigkeit und des massenspezifischen und energiespezifischen Impulses, ferner der durchschnittlichen Impulsausbeute, für Atom-, Ionen-, und Photonen-Raketen mit Meilerheizung von $\epsilon_1 = 10^{-3}$ Energieausbeute.

und

$$b = 1 - \pi (1 - \epsilon) = \frac{\epsilon_1 + m_{02}/m_{01}}{1 + m_{02}/m_{01}} \tag{21}$$

und damit

$$w/c = a/b, \tag{22}$$

$$J'/m_0 = a c = b w, \tag{23}$$

$$J'/E' = a/\epsilon c = (w/c) b/\epsilon c. \tag{24}$$

In Abb. 3 sind diese Größen über m_{02}/m_{01} für $\epsilon_1 = 10^{-3}$, wie es etwa einem leichten Uranmeiler entsprechen könnte, aufgetragen.

Der Grenzfall $m_{02}/m_{01} = 0$ bedeutet die Photonenrakete mit

$$\epsilon = \epsilon_1; \pi = 1; a = \epsilon_1; b = \epsilon_1; w/c = 1; J'/m_0 = \epsilon_1 c; J'/E' = 1/c.$$

Der massenspezifische Impuls und der Wert a haben ein Maximum, wenn die beschleunigte Masse $m_{02} + \varepsilon_1 m_{01}$ gleich ist der Meilermasse m_{01} , also bei

$$m_{02}/m_{01} = 1 - \varepsilon_1, \quad (25)$$

und zwar von der Höhe

$$(J'/m_0)_{max} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{2 - \varepsilon_1}} c. \quad (26)$$

Dieser Fall hat offenbar gleiche Antriebseigenschaften wie jener der Totalrakete, nur daß hier nicht die unumgewandelte Meilermasse $(1 - \varepsilon_1)m_{01}$, sondern die gleich große Inertmasse m_{02} beschleunigt wird. Dieses Maximum ist daher $1/\sqrt{2\varepsilon_1 - \varepsilon_1^2}$ -mal größer, als die Impulsausbeute der entsprechenden Photonenrakete gleicher Energieausbeute ε_1 . Der Verwirklichung dieser günstigsten Partialrakete stehen jedoch dieselben praktischen Schwierigkeiten entgegen, wie der entsprechenden totalen Atomrakete. Eine der Ursachen dieser Schwierigkeiten ist der in Abb. 3 ebenfalls als Energieaufwand je Antriebseinheit aufgetragene Kehrwert des energiespezifischen Impulses J'/E' . Mit der Größe dieses Energieaufwandes wachsen bei vielen Bauarten die unvermeidlichen Wärmeübergänge an das Triebwerk selbst, wodurch die thermischen Atomraketen gegenwärtig auf den eingezeichneten Bereich der Auspuffgeschwindigkeiten um $w = 20000$ m/sec beschränkt erscheinen, während man bei elektrischen Ionenraketen durch Vermeidung hoher Arbeitstemperaturen glaubt bis an den in Abb. 3 gleichfalls eingezeichneten Bereich der Auspuffgeschwindigkeiten von 10^5 bis 10^6 m/sec gehen zu können.

Die Photonenrakete gleicher Energieausbeute $\varepsilon_1 = 10^{-3}$ hat etwa ähnlichen massenspezifischen Impuls, wie die genannten Ionenraketen, jedoch bei mehrtausendfach höherem Energieaufwand je Impulseinheit. Sie ist also gegen die Ionenrakete nur dann wettbewerbsfähig, wenn der zu befürchtende Wärmeübergang aus Ursachen, die in ihrer spezifischen Arbeitsweise liegen, wesentlich kleiner wird, als bei Ionenraketen.

In Abb. 3 ist noch bemerkenswert, daß im Bereich großer m_{02}/m_{01} die Auspuffgeschwindigkeit w , der massenspezifische Impuls w und der Energieaufwand je Impulseinheit $w/2$ parallel verlaufen, wie wir dies von nichtrelativistischen Totalraketen gewöhnt sind. In der Tat sind die typischen Eigenschaften der Partialraketen auf den Bereich der m_{02}/m_{01} zwischen etwa 10^{-4} und 10^{+2} beschränkt, unterhalb ist die Wirkungsweise schon praktisch die der partiellen Photonenraketen, oberhalb die von Totalraketen, wie auch die π -Werte über m_{02}/m_{01} in Abb. 3 zeigen.

Es ist für die hier betrachtete zweite, diabatische Art von Raketen, die Partialraketen, wichtig, festzuhalten, daß die Auspuffgeschwindigkeit w selbst kein Maß mehr für den massenspezifischen Impuls ist, wie auch der Unterschied der Gleichungen (8b) und (15) zeigt. Aus der letzten folgt beispielsweise, daß eine Photonenrakete mit $\pi = 1$ und $w/c = 1$ den spezifischen Impuls

$$J'/m_0 = \varepsilon c \quad (27)$$

hat, der also bei konstanter Auspuffgeschwindigkeit $w = c$ nur von der Energieausbeute ε der Treibstoffe abhängt.

c) **Flugleistungen mit Partialraketen.** Bei diesen Raketen zweiter Art, die wir kurz Partialraketen nannten, da sie einen Teil ihrer verbrauchten Treibstoffe nicht abstoßen, erhebt sich das Problem, was mit dem nichtausgestoßenen, verbrauchten Treibstoffrest geschieht. Dies ist zwar für den bisher untersuchten spezifischen Impuls und dessen Kehrwert, den spezifischen Treibstoffverbrauch, gleichgültig; wenn sie jedoch an Bord belassen werden, belasten sie das spezifische Triebwerksgewicht und beeinflussen damit die bei gegebenem Treibstoffvorrat erzielbaren Flugleistungen, bzw. die mit dem Raketenfahrzeug erreichbare Endgeschwindigkeit v im ungünstigen Sinn.

Werden die verbrauchten, aber nicht beschleunigten Treibstoffmassen $\pi(1 - \varepsilon)m_0$ dauernd an Bord behalten, dann kann man für die erreichbare Fluggeschwindigkeit v die Raketengrundgleichung (9) für Totalraketen benützen, wenn man $\pi(1 - \varepsilon)m_0$ überhaupt nicht zu den Treibstoffmassen m_0 zählt und für w den Wert aus (11) einführt.

Werden jedoch die verbrauchten, aber nicht beschleunigten Treibstoffmassen ohne Relativgeschwindigkeit zum Fahrzeug und kontinuierlich von Bord gegeben, so ändert sich die relativistische Raketen Grundgleichung, da die Auspuffgeschwindigkeit nicht mehr mit der vollen Treibstoffmasse, sondern mit der um den geschwindigkeitslos abgetrennten Teil $\pi(1 - \varepsilon)m_0$

verringerten Masse $[1 - \pi(1 - \varepsilon) m_0]$ wirkt, in

$$\frac{m_0}{M_0} = 1 - \left(\frac{1 - v/c}{1 + v/c} \right)^{\frac{\varepsilon}{2\pi(1-\pi(1-\varepsilon))}}, \quad (28)$$

wie man auch durch eine der *Ackeretschen* Herleitung der Gleichung (9) analoge Ableitung finden kann.

Im nichtrelativistischen Bereich kleiner und mittlerer v und w degeneriert diese Beziehung zu der klassischen Grundgleichung der Partialraketen

$$\frac{m}{M} = 1 - e^{-v/w(1-\pi(1-\varepsilon))}. \quad (29)$$

Die Anfangsrühemasse M_0 des Fahrzeuges umfaßt:

1. die Treibstoffmasse m_0 , die ihrerseits bei Partialraketen zerfällt in
 - a) den zu beschleunigenden Anteil $[1 - \pi(1 - \varepsilon)]m_0$,
 - b) den nicht zu beschleunigenden Anteil $\pi(1 - \varepsilon)m_0$;
2. die Triebwerksmasse m_{0t} (Eigentliches Triebwerk, Tankanlagen, Triebwerksnebeneinrichtungen usw.);
3. die restliche Fahrzeugmasse m_{0f} (Zelle, Nutzlast, Ausrüstung usw.);

Im Falle des an Bord behaltenen Anteiles $\pi(1 - \varepsilon)m_0$ gilt daher Gleichung (9) in der Form

$$\frac{m_0}{M_0} = \frac{1}{1 + m_{0t}/m_0 + m_{0f}/m_0} = \left[1 - \left(\frac{1 - v/c}{1 + v/c} \right)^{\frac{\varepsilon}{2\pi}} \right] \left[1 - \pi(1 - \varepsilon) \right]. \quad (30)$$

Für w/c kann man je nach dem vorliegenden Fall die Gleichungen (6), (11) oder (22) einführen. Wünscht man v/c als Funktion des massenspezifischen Impulses oder des spezifischen Treibstoffverbrauches auszudrücken, so können dazu die Gleichungen (8b) bzw. (15) oder (23) dienen.

Das spezifische Triebwerksgewicht $(1/c)m_{0t}/m_0$ ist in (30) ebenfalls enthalten. Da dieses Triebwerksgewicht je Impulseinheit bei den hier behandelten Raketen außerordentlich von der angewendeten Fahrzeugbeschleunigung abhängt und daher weniger wie eine technische Triebwerkskennzahl benützt werden kann, als das Triebwerksgewicht je Schubeinheit, werden wir davon hier keinen weiteren Gebrauch machen.

Im Falle des geschwindigkeitslos von Bord gegebenen Anteiles $\pi(1 - \varepsilon)m_0$ gilt dagegen (28) unmittelbar:

$$\frac{m_0}{M_0} = \frac{1}{1 + m_{0t}/m_0 + m_{0f}/m_0} = 1 - \left(\frac{1 - v/c}{1 + v/c} \right)^{\frac{1}{2\sqrt{2\varepsilon(1-\pi)} - \varepsilon^2(1-2\pi)}}, \quad (31)$$

wofür dieselben Zusatzbemerkungen wie für (30) gelten.

In beiden Fällen läßt sich die im schwerefreien und widerstandsfreien Raum erreichbare Fluggeschwindigkeit v/c als Funktion von m_0/M_0 , ε und π darstellen. Dies ist in Abb. 4 geschehen für den Gesamtbereich der Totalraketen, Partialraketen und Partialraketen mit Inertmassen, so daß dieses Diagramm also chemische Raketen, thermische Atomraketen, elektrische Ionenraketen und Photonenraketen umfaßt. Dabei wurden folgende Beziehungen benützt:

ohne Massenauswurf, im relativistischen Bereich:

$$\frac{v}{c} = \frac{1 - \left\{ 1 - \frac{m_0}{M_0} [1 - \pi(1 - \varepsilon)] \right\}^{\frac{2\sqrt{2\varepsilon(1-\pi)} - \varepsilon^2(1-2\pi)}{1 - \pi(1-\varepsilon)}}}{1 + \left\{ 1 - \frac{m_0}{M_0} [1 - \pi(1 - \varepsilon)] \right\}^{\frac{2\sqrt{2\varepsilon(1-\pi)} - \varepsilon^2(1-2\pi)}{1 - \pi(1-\varepsilon)}}}, \quad (32)$$

ohne Massenauswurf, im nichtrelativistischen Bereich

$$\frac{v}{c} = - \frac{\sqrt{2\varepsilon(1-\pi)} - \varepsilon^2(1-2\pi)}{1 - \pi(1-\varepsilon)} \ln \left\{ 1 - \frac{m_0}{M_0} [1 - \pi(1 - \varepsilon)] \right\}, \quad (33)$$

mit Massenauswurf, im relativistischen Bereich

$$\frac{v}{c} = \frac{1 - \left(1 - \frac{m_0}{M_0}\right)^2 \sqrt{2 \varepsilon (1 - \pi) - \varepsilon^2 (1 - 2 \pi)}}{1 + \left(1 - \frac{m_0}{M_0}\right)^2 \sqrt{2 \varepsilon (1 - \pi) - \varepsilon^2 (1 - 2 \pi)}}, \quad (34)$$

mit Massenauswurf im nichtrelativistischen Bereich

$$\frac{v}{c} = - \sqrt{2 \varepsilon (1 - \pi) - \varepsilon^2 (1 - 2 \pi)} \ln \left(1 - \frac{m_0}{M_0}\right). \quad (35)$$

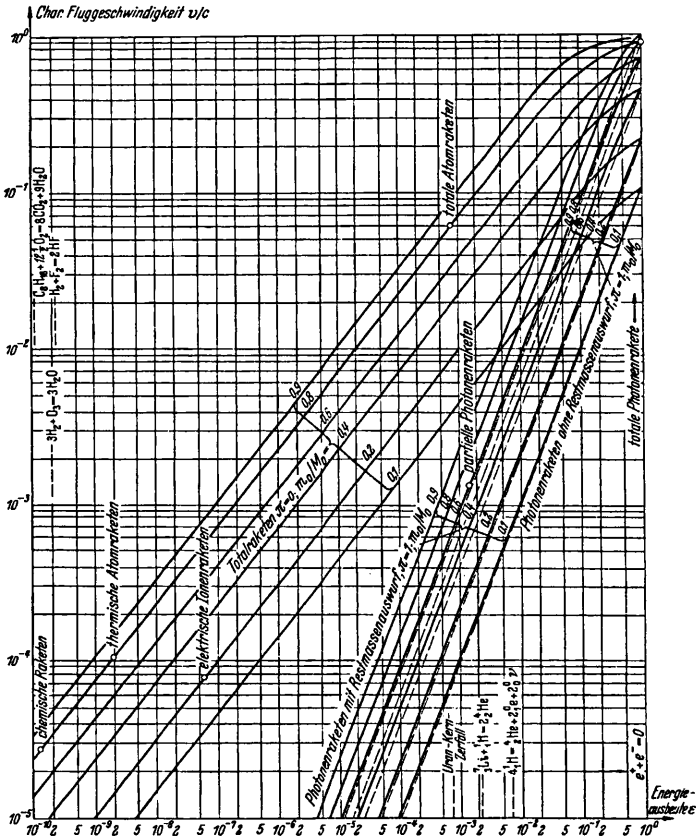


Abb. 4. Erreichbare charakteristische Fluggeschwindigkeiten v/c mit einstufigen Total- und Partial-Raketen der Treibstoffladung m_0/M_0 , über der Energieausbeute ε .

Für $\pi=0$ (Totalraketen) geben die Gleichungen (32) und (34) bzw. (33) und (35) natürlich jeweils gleiche Ergebnisse:

Totalraketen, relativistisch (entsprechend (9a))

$$\frac{v}{c} = \frac{1 - \left(1 - \frac{m_0}{M_0}\right)^2 \sqrt{2 \varepsilon - \varepsilon^2}}{1 + \left(1 - \frac{m_0}{M_0}\right)^2 \sqrt{2 \varepsilon - \varepsilon^2}}, \quad (36)$$

Totalraketen, klassisch (entsprechend (10a))

$$\frac{v}{c} = -\sqrt{2\varepsilon - \varepsilon^2} \ln \left(1 - \frac{m_0}{M_0}\right). \quad (37)$$

Für den hier besonders interessanten Fall $\pi = 1$, $\varepsilon \neq 1$ (partielle Photonraketen) vereinfachen sich die vier Gleichungen folgendermaßen:

partielle Photonraketen, ohne Massenauswurf, relativistisch

$$\frac{v}{c} = \frac{1 - (1 - \varepsilon m_0/M_0)^{\varepsilon}}{1 + (1 - \varepsilon m_0/M_0)^{\varepsilon}}, \quad (37)$$

partielle Photonraketen, ohne Massenauswurf, klassisch

$$\frac{v}{c} = -\ln(1 - \varepsilon m_0/M_0), \quad (38)$$

partielle Photonraketen, mit Massenauswurf, relativistisch

$$\frac{v}{c} = \frac{1 - (1 - m_0/M_0)^{2\varepsilon}}{1 + (1 - m_0/M_0)^{2\varepsilon}}, \quad (39)$$

partielle Photonraketen, mit Massenauswurf, klassisch

$$\frac{v}{c} = -\varepsilon \ln(1 - m_0/M_0), \quad (40)$$

Für $\pi = 1$, $\varepsilon = 1$ (Totale Photonraketen) werden die Resultate beider Gleichungsgruppen wieder gleich und hier unabhängig von π :

totale Photonrakete, relativistisch

$$\frac{v}{c} = \frac{1 - (1 - m_0/M_0)^2}{1 + (1 - m_0/M_0)^2}, \quad (41)$$

totale Photonrakete, klassisch

$$\frac{v}{c} = -\ln(1 - m_0/M_0). \quad (42)$$

Einige dieser Beziehungen sind in Abb. 4 zahlenmäßig dargestellt, so daß sich die mit einstufigen Total- und Partialraketen erreichbaren charakteristischen Fluggeschwindigkeiten v in Bruchteilen der Lichtgeschwindigkeit c direkt ablesen lassen.

Die charakteristische Fluggeschwindigkeit v ist die bei beliebigem Beschleunigungsvorgang im widerstands- und schwerfreien Raum unmittelbar erreichbare Fahrzeuggeschwindigkeit.

Jeder praktischen Flugaufgabe kann man bekanntlich¹ eine solche charakteristische Geschwindigkeit zuordnen, die nicht tatsächlich erreicht zu werden braucht, die aber die notwendige Treibstoffmasse zur Erfüllung des Fahrtauftrages kennzeichnet. Beispielsweise beträgt sie für einen Überschallflug um den halben Erdumfang etwa $v/c \sim 2 \cdot 10^{-6}$, für den Aufstieg zu einer Erdaußenstation $v/c \sim 3 \cdot 10^{-5}$, für das Verlassen des Erdschwerefeldes $v/c \sim 4,5 \cdot 10^{-5}$, für eine Fahrt von der Erdoberfläche zur Marsoberfläche und zurück etwa $v/c \sim 1,7 \cdot 10^{-4}$, zum Verlassen des Schwerefeldes der Sonne rund $v/c \sim 1,3 \cdot 10^{-4}$.

Als Abszissen sind die Energieausbeute ε aufgetragen, über den Bereichen der chemischen Reaktionen, der Gemische von Kernreaktionsprodukten mit Inertmassen, der reinen Kernreaktionen, bis zur vollständigen Massenerstrahlung, also von $\varepsilon = 10^{-10}$ bis $\varepsilon = 1$.

Von den Partialitäten π sind, um das Bild nicht zu überladen, nur die beiden Grenzfälle $\pi = 0$ (Totalraketen) und $\pi = 1$ (Photonraketen), letztere mit und ohne Massenauswurf, in Form von drei Kurvenscharen eingezeichnet, deren einzelne Kurven jeweils die praktisch interessierenden Verhältnisse m_0/M_0 von Treibstoffmasse zu Anfangs-Fahrzeugmasse enthalten.

Man erkennt sofort wieder, daß im ε -Bereich chemischer Reaktionen die Photonraketen völlig uninteressant sind und praktisch nur Totalraketen eine Rolle spielen können, wie dies auch wirklich der Fall ist.

Die Gemische von Kernreaktionsenergie mit Inertmassen, wie sie beispielsweise von thermischen Atomraketen und elektrischen Ionenraketen verwendet werden sollen, haben

¹ A. C. Clarke, Interplanetary Flight, London 1950.

nach (18) durchschnittliche Energieausbeuten zwischen denen der chemischen und Kern-Reaktionen, während diese Raketensysteme praktisch immer (siehe Abb.3) als Totalraketen betrachtet werden können ($\pi=0$), so daß ihre Flugleistungen aus deren Kurvenschar abzulesen sind.

Wenn man bedenkt, daß bei einstufigen, thermischen Atomraketen Treibstoffladungen von $m_0/M_0=0,8$ vorstellbar sind, bei elektrischen Ionenraketen wegen der außerordentlichen Triebwerksgewichte wahrscheinlich nur wesentlich kleinere Treibstoffladungen von vielleicht $m_0/M_0=0,2$, dann erscheint selbst bei sehr schwach beschleunigten Fahrzeugen die Überlegenheit der Ionenrakete über die thermische Atomrakete keineswegs sicher. Dazu muß noch beachtet werden, daß die thermische Atomrakete sowohl für starkbeschleunigte (Luftfahrt) als auch für schwachbeschleunigte (Interplanetare Raumfahrt) Fahrten geeignet erscheint, während die Ionenrakete sich sicher nur für letztere eignen könnte.

Andererseits dürfte die vorausgesetzte Auspuffgeschwindigkeit von $w=20000$ m/sec für thermische Wasserstoff-Atomraketen ebenfalls eine alleräußerste Grenze darstellen, die durch die starke Ionisation des Wasserstoffplasmas bei sehr hohen Temperaturen und das damit unter Einsinkende Atomgewicht des Plasmas begünstigt wird. Die Vorstufe dieser starken Ionisation ist aber eine sehr hohe Elektronenanregung der Wasserstoffatome, d.h. sehr intensive Strahlung des Plasmas, die zu sehr hohen Wärmeübergängen an die Ofenwände führen kann. Eine Folge der starken Ionisation gerade bei Wasserstoff ist andererseits die rasche Zunahme der freien Weglängen des Protonen-Elektronen-Gases, die allmählich mit den Ofenabmessungen vergleichbar werden und dann zu den sehr ungünstigen gaskinetischen Strömungs- und Konvektions-Verhältnissen führen^{1 2 3}.

In den Bereich der Energieausbeuten von Kernreaktionen kann man mit Totalraketen aus den bekannten Gründen nicht vorstoßen, möglicherweise aber mit partiellen Photonenraketen, die nach Abb.4 sowohl den thermischen Atomraketen, als auch den elektrischen Ionenraketen sehr überlegen sein könnten, trotz der aus der Abbildung deutlich erkennbaren grundsätzlichen Unterlegenheit der Photonenraketen gegenüber den Totalraketen bei gleicher Energieausbeute, wie die Kurvenschar der Partialraketen mit $\pi=1$ zeigt.

Mit der partiellen Photonenrakete gelangen charakteristische Fluggeschwindigkeiten von $v/c=10^{-3}$ oder $v=300000$ m/sec in den technischen Möglichkeitsbereich.

Schließlich ist zu Vergleichszwecken in Abb.4 noch eine dritte Kurvenschar der partiellen Photonenraketen ($\pi=1$) ohne Massenauswurf eingezeichnet.

Die verbrauchten, aber an Bord behaltenen Treibstoffmassen machen sich natürlich in der erreichten Endfluggeschwindigkeit umso stärker bemerkbar, je größer die Treibstoffladung m_0/M_0 an sich ist, und je geringer deren Umwandlungsgrad ϵ bleibt.

Die Linien gleicher Treibstoffladung m_0/M_0 jeder Kurvenschar konvergieren naturgemäß mit wachsender Energieausbeute ϵ , bis schließlich alle Raketensysteme in die totale Photonenrakete mit völliger Treibmassenerstrahlung einmünden, deren charakteristische Fluggeschwindigkeiten sich auch bei mäßigen Treibstoffladungen der Lichtgeschwindigkeit nähern.

Weitere Kurvenscharen für beliebige π -Werte zwischen Null und Eins lassen sich mit Hilfe der Gleichungen (32) bis (42) ohne weiteres in Abb.4 eintragen.

4. Partielle Photonenraketen. Die Photonenrakete als Spezialfall $\pi=1$ der Partialraketen, mit dem massenspezifischen Impuls $J'/m_0 = \epsilon c$, dem energiespezifischen Impuls $J'/E' = 1/c$ und der Auspuffgeschwindigkeit $w=c$ kann gegenüber der Totalrakete gleicher Energieausbeute ϵ dadurch interessant werden, daß sich die Photonen leichter in eine gewünschte Richtung lenken lassen, als die korpuskularen Produkte der Atomreaktion selbst.

Abb.5 gibt vorerst die bekannte Übersicht über das Gesamtgebiet der elektromagnetischen Strahlung, geordnet nach Wellenlängen in cm, also über die Arten der Photonen und ihre wesentlichsten Eigenschaften.

a) Reflektor. Die hier zunächst interessierende Lenkung von Photonen in eine gewünschte Richtung fällt in das Gebiet der Optik, gegebenenfalls der Röntgen- und Gamma-Optik, wobei die optischen Reflexionskoeffizienten in unserem Zusammenhang eine ausschlaggebende Rolle spielen.

¹ E. Sänger, Gaskinetik sehr großer Fluggeschwindigkeiten, Deutsche Luftfahrtforschung F.B. 972, Berlin 1938, Douglas Aircraft Comp., Transl. FR 369, Santa Monica 1946, N.A.C.A. Techn. Mem. 1270, Washington 1950.

² E. Sänger, Schweizer Arch. angew. Wissensch. Technik 16 (1950), S. 43.

³ E. Sänger, J. Métaux 22 (1952), S. 44.

Bei chemischen Raketen beträgt der Wärmeübergang an die feuerberührten Wände rund ein Hundertstel der umgesetzten Energien, also etwa 100 kcal/section, der in der Regel von den Treibstoffen selbst, vor deren Einbringung in den Ofen, aufgenommen wird.

Bei den Projekten der Ionenraketen sehr geringer Beschleunigung wird mitunter angenommen, daß bis zu $\frac{2}{3}$ der umgesetzten Energie als Wärmeübergang an das Fahrzeug zulässig und durch Strahlungsflächen nach außen abgeleitet wären, d.h. über 240 000 kcal/section, bei einem nützlichen Energieaufwand je Antriebseinheit nach Abb.3 von etwa 120 000 kcal/section.

Wenn dieser letzte Wert sich bei Photonraketen nach Abb.3 um $7 \cdot 10^9$ kcal/section bewegt, also fast 6000fach höher ist, und bei schwach beschleunigten Photonenraketen derselbe absolute Wärmeübergang je Antriebseinheit wie bei Ionenraketen als zulässig angesehen wird, dann dürften bei der Photonrakete also etwa 0,34 Promille der umgesetzten Energie an das Fahrzeug, d.h. also praktisch an die Photonoptik übergehen.

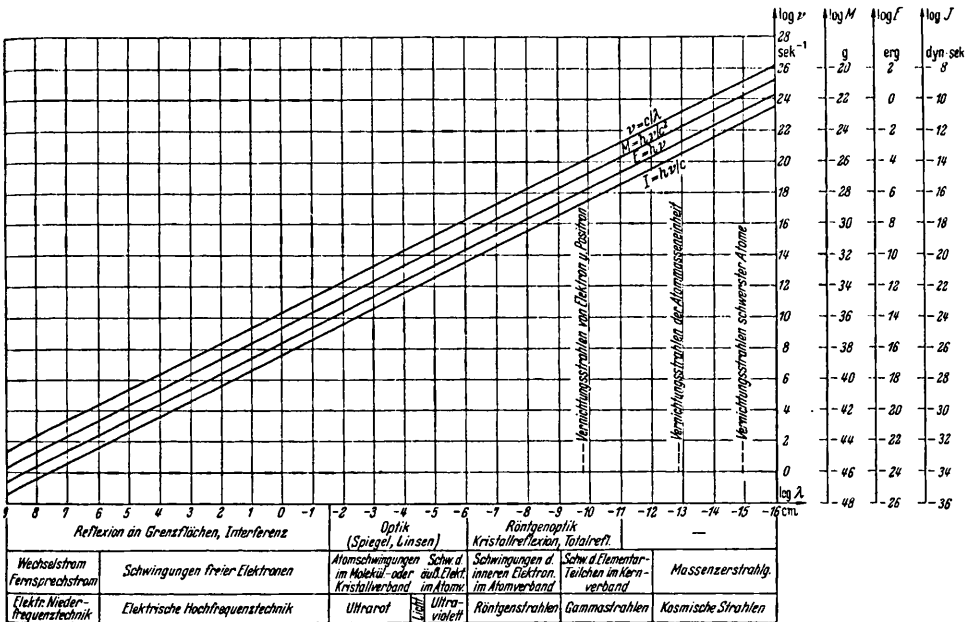


Abb. 5. Photonarten, Erzeugung, Lenkung, Frequenz ν , Energie $h\nu$, Masse $h\nu/c^2$ und Impuls $h\nu/c$ über der Wellenlänge $\lambda = c/\nu$.

Sobald die optischen Reflexionskoeffizienten also höher als 0,9997 werden, ist in dieser Hinsicht Wettbewerbsfähigkeit mit der Ionenrakete möglich, wenn man an ein gekühltes Spiegelsystem nach Art von Scheinwerfern denkt. Bei Totalreflexion nähert sich der optische Reflexionskoeffizient tatsächlich dem Wert Eins, es wird dem zweiten Medium keine Energie zugeführt. Es ist dies der in der Grenzflächenphysik einzigartige Fall eines Impulsaustausches fast ohne Energieaustausch, mit Reflexionsgraden der Größenordnung $(1 - 10^{-7})$. Bei senkrechtem Strahleinfall auf glatte Metalloberflächen nimmt das Reflexionsvermögen mit abnehmender Wellenlänge von Werten nahe an Eins im Ultrarot und teilweise auch noch im Sichtbaren bis zu kleinen Werten im Ultraviolett ab. An Metallspiegeln mit Verstärkerlamellen hat man durch Ausnützung der entstehenden Interferenz und des Phasensprunges in der Lamelle Vorderflächen-Silberspiegel mit einem Reflexionsgrad von 0,995 für weißes Licht erreicht, während normale Oberflächen-Silberspiegel nur bis 0,95 reflektieren.

Im Röntgen- und Gamma-Bereich sind die Verhältnisse wesentlich ungünstiger, dort bleiben für Photonenlenkung nur die Braggsche Kristallreflexion und die Totalreflexion übrig. Bei Kristallreflexion im Gamma-Gebiet werden erfahrungsgemäß weniger als 1% der einfallenden Intensität reflektiert.

Totalreflexion derart kurzer Wellen tritt nur bei sehr streifendem Einfall auf, da die Brechungszahlen der kurzwelligen Photonen nur sehr wenig von Eins abweichen. Es scheinen sich also am ehesten im langwelligeren Bereich Möglichkeiten für die erforderlichen hohen Reflexionszahlen zu eröffnen. Dabei wird noch von Bedeutung sein, daß die hohe Reflexion bei ganz außerordentlich hohen Strahlungsintensitäten und gegebenenfalls bei hohen Temperaturen der reflektierenden Oberflächen erreicht werden muß.

Hier tut sich ein weitgehend neuer Forschungsbereich der physikalischen Optik auf. Welche Reflexionszahlen man aber auch immer erreichen wird, geht ein kleiner Teil der Energie an das Reflexionssystem über, der auf geeignete Weise aus dem Fahrzeug entfernt werden muß. Man könnte beispielsweise an eine stufenförmige Reflexion der Art denken, daß die Ursprungsintensität I_1 des Photonengenerators mit der Reflexionszahl r_1 von einem Spiegel zurückgeworfen wird, der die aufgenommene Intensität $(1-r_1)I_1$ von einer α -fach größeren Fläche der Temperatur T einem zweiten Spiegel schwarz zustrahlt, welcher letzterer diese Restintensität in einer zweiten Stufe in die gewünschte Richtung reflektiert, falls die Gleichrichtung dieser Abwärme noch für lohnend gehalten wird. Zwischen den einzelnen Größen besteht offenbar die Beziehung

$$(1-r_1)I_1 = \alpha \sigma T^4,$$

worin $\sigma = 5,77 \cdot 10^{-12}$ Wattcm⁻²grad⁻⁴ die Strahlzahl im *Stefan-Boltzmannschen* Strahlungsgesetz schwarzer Körper ist.

Für Photonenraketen interessieren Ursprungsintensitäten bis in die Größenordnung 10^{10} Watt/cm² = $2,4 \cdot 10^6$ kcal/cm²sec. Bei den praktisch möglichen Strahlungstemperaturen T der Kühlflächen wird man meist zu beträchtlichen Werten für α kommen, die den bekannten Kühlvorschlägen für Ionenraketen entsprechen.

Mit $\alpha = 1$ würde man besondere Einrichtungen zum Wärmetransport ersparen und könnte mit T daher bis an die Grenzen der Glühtemperaturen fester Körper gehen, doch setzt dies wieder sehr kleine $(1-r_1)$ voraus, über deren Realisierungsmöglichkeiten noch nicht genügend Kenntnisse vorliegen.

Während also für das unmittelbare Gleichrichten der Reaktionsprodukte von Kernreaktionen zunächst überhaupt keine technischen Lösungen zu erkennen sind, und für das Gleichrichten solcher Impulse über den Umweg der Ionenbeschleunigung durch elektrische Felder mit $\frac{2}{3}$ Energieverlust an das Fahrzeug gerechnet wird, könnte ein Gleichrichtvorgang über den Umweg der Photonen trotz seiner prinzipiellen Energievergeudung technische Vorteile bieten, u. U. sogar geringere Wärmeübergänge an das Fahrzeug je Antriebseinheit ergeben.

Jedenfalls erweist sich, daß das erste Teilproblem der Photonenraketen in der Schaffung von Reflektoren allerhöchsten Reflexionsvermögens besteht.

b) Lampe. Wenn das erste Problem einer möglichst verlustlosen Photonenlenkung uns zunächst auf das Gebiet längerer Wellen verweist, so deckt sich diese Tendenz nach Abb. 5 auch mit dem zweiten Hauptproblem der Photonenerzeugung selbst, wo zweifellos im Gebiet der sichtbaren und ihnen benachbarten Wellenlängen die umfangreichsten Erfahrungen und Möglichkeiten vorliegen. Wegen der viel zu geringen zulässigen Temperaturen und Strahlungsintensitäten fester Körper kommt in erster Linie Gasstrahlung in Frage.

Bei der Anregung von Gasmolekülen entstehen Rotationspektren im fernem Ultrarot, Rotations + Schwingungs-Spektren im nahen Ultrarot und im Sichtbaren, Rotations + Schwingungs + Elektronen-Spektren im Sichtbaren und im Ultraviolett. Atomgase liefern Spektren der Valenzelektronen und Ionisations-Spektren im Sichtbaren und beiden Nachbargebieten. Die Möglichkeiten der Molekül- und Atomanregung von Gasen sind in erster Linie:

- a) thermisch (Flammen, Lichtbogen, Sterne, Entladungslampen, Funkenentladung, Blitz, starke Verdichtungsstöße, Detonationsstöße, Kernreaktionen usw.),
- b) chemisch (Chemilumineszenz, Flammen, Nachthimmelleuchten, Phosphor, kalte Natrium-Chlor-Reaktion usw.),
- c) elektrisch (Glimmentladung, elektrische Entladungsröhren, Nordlicht usw.),
- d) optisch (Fluoreszenz, Kometen, Ionosphäre usw.).

Hier interessiert zunächst besonders die thermische Anregungsmöglichkeit von Gasen unmittelbar durch Kernreaktionen.

Ersetzt man in glühenden Gasplasmen, wie sie beispielsweise in Hochstrombogen, Quecksilberdampflampen, Xenonlampen usw. auftreten, die elektrische Energiezufuhr zum Plasma durch eine stationäre Kernreaktion, d. h. den Elektronenstoßprozeß durch den Prozeß der

Stöße von Kernreaktionsprodukten, so erhält man in dieser „Kern-Lampe“ ein Gerät zur direkten Umsetzung von Kernenergie in Photonen, wobei die Art der erzeugten Photonen durch die Auswahl der Gasfüllung beeinflusst werden kann.

Hier eröffnet sich ein zweiter, weiter Forschungsbereich eines Grenzgebietes zwischen physikalischer Optik und Atomphysik, mit dem Ziel, den Wirkungsgrad dieser Umsetzung in die nützlichen, mittelwelligen Photonen möglichst hoch zu treiben und kurzwellige Kernstrahlung ebenso wie Gasionisation weitgehend zu unterdrücken.

Man ist in elektrisch stationär beheizten Plasmen anscheinend noch nicht über stationäre Plasmentemperaturen von 50000° K gegangen¹, während man sich in diskontinuierlichen Hochstrombögen bei den Versuchen der chemischen Zündung thermischer Kernreaktionen sehr kurzzeitig den zehnfachen Werten nähert.

Jedenfalls erlaubt die Kernheizung eines Plasmas ohne weiteres dauernd die in Detonationsstößen vermuteten² Plasmentemperaturen der Größenordnung 100000° K aufrechtzuerhalten, bei denen praktisch alle Atome des Plasmas zur Strahlung angeregt werden, und die Strahlungsintensität I bei optisch unendlicher Schichtdicke der Gasmasse auf die Größenordnung 10^{10} Watt/cm² steigen kann, entsprechend Lichtdrücken von etwa $I/c = 3,4$ Atmosphären.

Die in Photonenraketen technisch erforderlichen Lichtdrücke liegen bei den schwach beschleunigten Fahrzeugen der interplanetaren Raumfahrt etwa um 0,01 atm., bei den stark beschleunigten Fahrzeugen der Luftfahrt und der interstellaren Raumfahrt bis gegen 10 atm., also im wesentlichen im Bereich der durch Gasstrahlung wahrscheinlich erzielbaren Werte. Dem genannten oberen Lichtdruckbereich entsprechen natürlich auch die höchsten Anforderungen an den Reflektor.

Die Schichtdicke der strahlenden Gasschicht wird etwa dann als optisch unendlich gelten können, wenn sie

$$n = 4,6 d^2/Q$$

mittlere Atomabstände d beträgt³, wobei Q der optische Wirkungsquerschnitt eines Atoms ist. Zwischen dem Durchmesser D einer kugelförmigen Kernlampe und dem in ihr herrschenden Gasdruck p muß demnach die Beziehung bestehen

$$pD = 4,6 kT/Q,$$

wenn T die Plasmatemperatur und k die Boltzmann-Konstante sind. Mit beispielsweise $T = 10^5$ ° K und $Q = 10^{-20}$ cm² folgt $pD = 6,5 \cdot 10^3$ atm. cm, d.h. man hat Interesse, eine einzige große Lampe und nicht viele kleine zur Herstellung des gewünschten Schubes zu benutzen.

Derselbe Gesichtspunkt wird wahrscheinlich auch für den Vorgang der Kernreaktion selbst maßgebend sein, wo ein unzulässiges Abdiffundieren der wirksamen Reaktionspartner durch entsprechend große Werte von pD verhindert werden muß.

Z. B. finden *Shepherd-Cleaver*⁴, allerdings auf Grund etwas veralteter Unterlagen, für einen gasförmigen Wasserstoff-Uranmeiler ein notwendiges $pD = 1,2 \cdot 10^6$ atm. cm, also unausführbar große Meilerdurchmesser. Für thermische Kernaufbau-Reaktionen scheinen diese Werte jedoch ganz erheblich kleiner zu sein, und sich denen der optischen Durchmesserbedingung zu nähern.

Die bisher ausschließlich betrachtete rein thermische Anregung des leuchtenden Gases braucht indes nicht die einzige Lösungsmöglichkeit zu sein.

Im Interesse der sehr schwierigen Kühlungsverhältnisse der Kernlampen liegt es, in Analogie zur Chemilumineszenz auch eine direkte Übertragung der Kernreaktionsenergie an Atomanregung ohne den Umweg über die übrigen thermische Freiheitsgrade in Erwägung zu ziehen, wobei also z. B. die Translationstemperatur des Gases relativ niedrig bleiben könnte. Damit würde natürlich die Erwärmung der Lampenwände durch Konvektion, aber noch nicht jene durch Strahlungsabsorption infolge mangelhafter Strahlungsdurchlässigkeit vermindert.

5. Totale Photonenrakete. Die totale Photonenrakete mit einem spezifischen Impuls von 30500 secton/kg wäre auf weitere Zukunft gesehen zweifellos die Endlösung des Strahlantriebsproblem es für Luftfahrt und Raumfahrt. Derzeit fehlen für ihre technische Inangriffnahme jedoch noch die wesentlichsten physikalischen Voraussetzungen.

¹ W. H. Westphal, *Physikalisches Wörterbuch*, S. 467, Berlin 1952.

² E. Sänger, *Z. Sprengtechnik* 1 (1952), S. 151.

³ E. Sänger, *Z. Brennstoff-Chemie* 32 (1951), S. 36.

⁴ L. R. Shepherd u. A. V. Cleaver, *J. Brit. Interpl. Soc.* 81 (1949), S. 36.

Die vollständige Massenerstrahlung ist in Form der Elektron-Positron-Reaktion vor kaum zwanzig Jahren als Laboratoriumsexperiment erstmals gelungen, für eine Übertragbarkeit in technischen Maßstab sind noch keinerlei Handhaben bekannt geworden, insbesondere ist die offenbar im Kosmos auftretende Zerstrahlung größerer Partikel, wie Atome, auch im physikalischen Experiment noch nicht darstellbar.

Die Wellenlängen der bei solchen Umwandlungen entstehenden Photonen liegen im Bereich der Gamma- und kosmischen Strahlung, z.B. für die Elektron-Zerstrahlung bei $2,43 \cdot 10^{-10}$ cm, für die Proton-Zerstrahlung bei $1,33 \cdot 10^{-13}$ cm, für die Uranatom-Zerstrahlung bei $1,45 \cdot 10^{-15}$ cm.

Um die nach unseren Betrachtungen zum Reflektor-Problem erwünschten Photonen im Bereich des sichtbaren Lichtes durch Massenerstrahlung unmittelbar zu erhalten, müßten Partikel von etwa einem Millionstel der Elektronenmasse zur Verfügung stehen, wie sie sich vielleicht in den Neutrinos andeuten. Andererseits scheint eine Wellenlängen-Transformation im technischen Maßstab, etwa mit Vorrichtungen nach Art der erwogenen Kernlampe, bei derart kurzen Primärwellenlängen nicht sehr erfolgversprechend, wie die außerordentliche Durchdringungskraft der Photonen kosmischer Strahlen zeigt.

Insgesamt scheinen somit die physikalischen Voraussetzungen für eine Inangriffnahme technischer Forschungsarbeiten in Richtung der totalen Photonenrakete noch nicht auszureichen, während diese Voraussetzungen für die partiellen Photonenraketen vielleicht schon in naher Zukunft bestehen werden, so daß deren vorbereitende Bearbeitung gerechtfertigt erscheint.

(Eingegangen am 13. November 1952.)

Anschrift des Verfassers: Dr.-Ing. Eugen Sänger, Courcelle-sur-Yvette, Frankreich (S. et O.)